

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Мікроелектроніки електронних приладів та пристроїв
(повна назва)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА Пояснювальна записка

Рівень вищої освіти другий (магістерський)
(рівень вищої освіти)

«Напівпровідникові багатошарові квантово-розмірні структури на основі
несиметричних квантово-обмежених шарів»
(тема)

Виконав: студент 2 курсу II рівня вищої освіти
групи ЕППм – 20 – 1
спеціальності 171 – «Електроніка»
(код і повна назва спеціальності)

Попов А.С.
(прізвище, ініціали)

Тип програми освітньо-професійна
Освітня програма «Електронні прилади та пристрої»
(повна назва освітньої програми)

Керівник доц. Пащенко О.Г.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____
(підпис)

Бондаренко І.М.
(прізвище, ініціали)

2021 р

Харківський національний університет радіоелектроніки

факультет _____ Електронної та біомедичної інженерії
Кафедра _____ Мікроелектроніки електронних приладів та пристроїв
Рівень вищої освіти _____ другий (магістерський)
спеціальність _____ 171 «Електроніка»
(шифр и назва)
Тип програми _____ освітньо-професійна
Освітня програма _____ «Електронні прилади та пристрої»
(назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____

(підпис)

« _____ » _____ 20 ____ р.

ЗАВДАННЯ
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові _____ Попову Артуру Сергійовичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи: Напівпровідникові багатошарові квантово-розмірні структури на основі несиметричних квантово-обмежених шарів

ЗАТВЕРДЖЕНА наказом по університету від " 08 " листопада 2021 р. № 1668 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії _____

3. Вихідні дані до роботи: _____

1. Двошарова квантова розмірна структура на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As;

2. Вміст алюмінію – X у роздільному бар'єрі менший від вмісту алюмінію у зовнішніх бар'єрах.

4. Перелік запитань, що потрібно опрацювати в роботі _____

1. Загальні відомості про ІНЛ, конструкція і принцип роботи ІНЛ.

2. Поглиблене вивчення принципів формування енергетичного спектра частинок і квазічастинок в активній області квантово-розмірних приладів,

3. Дослідження впливу зовнішнього стаціонарного електричного поля на процеси оптичного випромінювання та поглинання одношарових квантово-розмірних структур.

5. Перелік графічного матеріалу (із зазначеним креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій, слайдів) Демонстраційний матеріал – шт

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Термін виконання етапів роботи	Примітка
1	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про інжекційні напівпровідникові лазери	08.11.21 – 14.11.21	Виконано
2	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел щодо конструкційних особливостей генераторів надкоротких імпульсів	15.11.21 – 21.11.21	Виконано
3	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел щодо принципів роботи програмованих генераторів надкоротких імпульсів	22.11.21 – 28.11.21	Виконано
4	Оформлення пояснювальної записки	29.11.21 – 05.12.21	Виконано
5	Оформлення графічних та демонстраційних матеріалів	01.12.21 – 06.12.21	Виконано
6	Проходження нормоконтролю та отримання рецензії		
7	Підготовка та захист атестаційної роботи		

Дата видачі завдання ____ 08.11.2021 р.

студент _____ Попов А.С.
(підпис)

Керівник роботи _____ доц. каф. МЕЕПП доц. Пащенко О.Г.
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка: 35 с., 20 рис., 8 джерел.

НАПІВПРОВІДНИКОВІ ЛАЗЕРИ, КВАНТОВО-РОЗМІРНІ СТРУКТУРИ, ШИРИНА ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ, ШИРИНА ЛІНІЇ ВИПРОМІНЮВАННЯ, КВАНТОВО-РОЗМІРНА СТРУКТУРА, КВАНТОВЕ ОБМЕЖЕННЯ, ДОВЖИНА ХВИЛІ ДЕ-БРОЙЛЯ.

Об'єктом дослідження є двошарова квантово – розмірна структура, створена на основі напівпровідникових сполук $A^{III}B^V / C_X^{III}A_{1-X}^{III}B^V$ з низьким роздільним бар'єром.

Метою роботи є дослідження впливу структурних та електрофізичних параметрів активної області на енергетичні стани частинок у сусідніх квантових ямах.

Методом дослідження є квантово-механічне математичне моделювання енергетичних станів частинок у квантово-обмежених системах.

У першому розділі роботи розглянуто особливості роботи інжекційних напівпровідникових лазерів. Зокрема лазерів з квантовими обмеженими активними шарами.

У другому розділі розглянуто формування енергетичного спектру частинок і квазічастинок як в окремих квантових, так і в області часткового континууму. Також досліджено вплив на енергетичні стани частинок зовнішнього сталого електричного поля.

ABSTRACT

Explanatory note: 35 pp., 20 figs., 8 sources.

SEMICONDUCTOR LASERS, QUANTUM-DIMENSIONAL STRUCTURES,
FORBIDDEN ZONE WIDTH, RADIATION LINE WIDTH, QUANTUM-
DIMENSIONAL DISTRIBUTION OF STRUCTURE

The object of the study is a two-layer quantum-dimensional structure created on the basis of semiconductor compounds with a low separation barrier.

The aim of the work is to study the influence of structural and electrophysical parameters of the active region on the energy states of particles in neighboring quantum wells.

The research method is quantum-mechanical mathematical modeling of energy states of particles in quantum-bounded systems.

In the first section of the work the peculiarities of the operation of injection semiconductor lasers are considered. In particular, lasers with quantum limited active layers.

The second section considers the formation of the energy spectrum of particles and quasiparticles in both individual quantum and partial continuum regions. The influence of external constant electric field particles on the energy states of particles is also investigated.

ЗМІСТ

ВСТУП	7
1 ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ІНЛ	8
1.1 Історія створення інжекційного напівпровідникового лазера.....	8
1.2 Спонтанне і вимушене випромінювання в напівпровідникових лазерах	11
1.3 Конструкція і принцип роботи ІНЛ	16
1.4 Лазери на квантово розмірних структурах.....	19
2 НАПІВПРОВІДНИКОВІ БАГАТОШАРОВІ КВАНТОВО-РОЗМІРНІ СТРУКТУРИ.....	21
2.1 Квантове обмеження частинок у наноструктурі з енергетичним профілем складної форми.....	21
2.2 Параметри структури двошарової несиметричної надрешітки.....	23
2.3 Визначення власних значень енергій та хвильових функцій частинок у надрешітках в області квазіконтинууму	25
ВИСНОВКИ.....	36
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОЛИЛАННЯ	38

ВСТУП

Сучасні технології дозволяють вирощувати напівпровідникові наноструктури з майже довільними наперед заданими структурними та композиційними характеристиками. Завдяки цьому в даний час стало можливим реалізовувати низькорозмірні системи з необхідними властивостями енергетичного спектра, а також перекриття хвильових функцій різними енергетичними рівнями розмірного квантування. Така можливість дозволяє не тільки конструювати та створювати різні високоефективні оптичні прилади з активними елементами на квантових об'єктах, але й на основі відповідних розрахунків параметрів цих об'єктів оптимізувати їх робочі характеристики.

Завдяки розробці нових методів вирощування тонких плівок, найважливішим серед яких є метод молекулярно-пучкової епітаксії, що дозволяє отримувати товщини плівки аж до одного атомного шару, з'явилася можливість формувати з таких плівок багатошарові структури, названі надрешітками, і спостерігати в них різноманітні фізичні ефекти, невідомі традиційні матеріали.

Класичним прикладом застосування надграток в оптичних приладах є лазер з квантово-розмірними шарами, що має кращі характеристики порівняно з інжекційними лазерами зі звичайною структурою.

Метою роботи є дослідження впливу структурних та електрофізичних параметрів активної області на енергетичні стани частинок у сусідніх квантових ямах.

1 ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ПРО ІНЛ

Активним елементом у напівпровідникових лазерах служить арсенід галію, кремній з домішками індію, фосфід галію та ін. напівпровідникові матеріали. Незважаючи на те, що напівпровідники є однією з різновидів кристалічних матеріалів, напівпровідникові лазери звичайно виділяють в окрему групу внаслідок їх специфічних властивостей. Це, насамперед, простота збудження (накачування) – більшість напівпровідникових лазерів працюють при пропусканні через них електричного струму. Робочою частиною таких інжекційних напівпровідникових лазерів є досить тонкий проміжний шар між двома областями з електронною та дірковою провідністю – так званий р-п-перехід, тобто їх конструкція практично нічим не відрізняється від конструкції відомого площинного напівпровідникового діода. При пропусканні через цей р-п-перехід струму в прямому напрямку в результаті рекомбінації вільних електронів та дірок відбувається випромінювання світла. Утворені іони, в свою чергу, стимулюють про час рекомбінації, індукуючи додаткові фотони. показані на рис. 1.1.

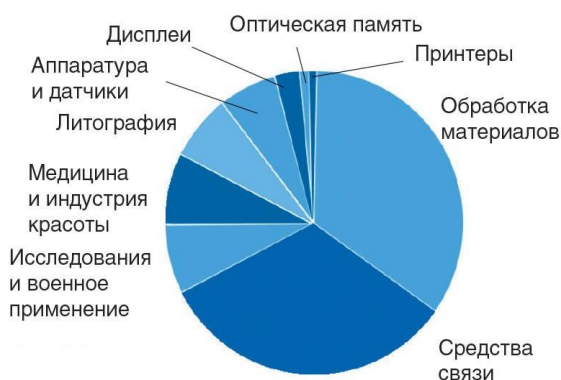


Рисунок 1.1 – Розподіл ринку лазерів по областям застосування

1.1 Історія створення інжекційного напівпровідникового лазера

Історія створення лазера починається з 1916 року, коли А. Ейнштейн розробив теорію взаємодії випромінювання з речовиною, згідно з якою крім

процесу спонтанного поглинання і випромінювання світла існує ймовірність вимушеного випромінювання, яке і лежить в основі роботи лазерів.

Першим експериментально виявив вимушене випромінювання Ланденбург в 1928 році в ході вивчення негативної дисперсії світла. Він сформулював умову виявлення вимушеного випромінювання як перевищення його над поглинанням, тобто реалізація інверсії заселеність, також зауваживши, що для цього необхідно виборче спеціальне збудження квантової системи.

Грунтуючись на теорії Ейнштейна, в 1939 році радянський фізик В. Фабрикант висунув ідею про можливість створення середовища, яка підсилює проходить через неї випромінювання. Однак ця робота не могла бути технічно реалізована, оскільки сильно випереджала час і не було технічних можливостей, що дозволяють створити лазер. Наступним етапом стало створення мазера на аміаку, лазерно–мазерний ефект якого полягає в наступному: в магнітному полі ретельно розподіляються молекули аміаку за однаковою мірою збудження, потім потрапляючи в надвисокочастотний резонатор починають випромінювати електромагнітні хвилі. Таким чином теорія Ейнштейна отримала експериментальне підтвердження. Винахід мазера на аміаку в подальшому дозволило вченим Ч. Таунсу і А. Шавлова почати розробку принципів лазера. У 1955 році Н. Басов і А. Прохоров запропонували трирівневий метод накачування мазера: за допомогою випромінювання накачування молекули переходять на верхній рівень, який має малий час життя. Після вони релаксують на проміжний рівень і потім випускають енергію, яка дорівнює різниці енергій між основним і метастабільним рівнем.

Через два роки після цього А. Прохоровим і Н. Басовим були сформульовані основні принципи створення генераторів і підсилувачів світлових хвиль. В цей же час в США Ч. Таунс і А. Шавлов опублікували роботу, в якій описаний принцип створення лазера на парах лугу. За це відкриття Прохоров, Басов і Таунс отримали Нобелівську премію в 1964 році.

Роботи радянських і американських вчених привели Т. Меймана до створення першого в світі рубінового лазера, що випромінює на довжині хвилі

0,69 мкм. 16 травня 1960 року було отримано генерацію червоного когерентного світла в кристалі рубіна. Вже через рік цей лазер вперше використовували при операції на сітківці ока, а в 1962 був отриманий імпульсний режим роботи рубінового лазера, в подальшому він використовувався для зварювання швів на ручних годинниках. Також в 1960 році П. Сорокін і М. Стівенсон розробили інфрачервоний лазер на фториді кальцію з добавками іонів урану. Цей лазер працював тільки при температурі рідкого водню і практичного значення не придбав. Надалі масово стали з'являтися інші типи лазерів, у яких в якості активних елементів використовувалися різні, як рідкі, так твердотільні і газоподібні речовини. Так наприклад в тому ж році А. Джаван, У. Беннет і Д. Херрі сконструювали перший в світі гелій-неоновий лазер, який застосовується до цих пір.

Напівпровідниковий лазер на арсеніді галію був винайдений в 1962 році. Цей лазер перетворює електричний струм безпосередньо в інфрачервоне випромінювання, але перші інжекційні лазери мали загальним недоліком - вони мали високе значення щільності порогового струму при кімнатній температурі, що давало можливість використовувати в якості накачування тільки короткі імпульси.

Наступним важливим кроком у розвитку лазерів стало використання гетеропереходів. У 1963 році Ж. Алфьоров запропонував використовувати гетеро структури в роботі напівпровідникових інжекційних лазерів, щоб знизити порогові струми. У 1970 році Ж. Алфєровим була опублікована стаття, в якій йдеться про отримання лазера на подвійній гетеро структурі, яка дозволяє знизити значення порогового струму в 10 – 30 разів при кімнатній температурі.

В 1991 році С. Накамура отримав спочатку плівку нітриду галію n-типу з високою рухливістю неосновних носіїв за рахунок подачі двох перпендикулярних потоків газу, потім таку ж плівку р-типу і після випромінює шар з нітриду галію. Підсумком всього стало створення спочатку синього світлодіоду, а потім і синього напівпровідникового інжекційного лазера.

1.2 Спонтанне і вимушене випромінювання в напівпровідникових лазерах

Основу інжекційних напівпровідникових лазерів становить контакт двох напівпровідників з різним типом електропровідності. Загальна схема переходу показана на рис. 1.2.

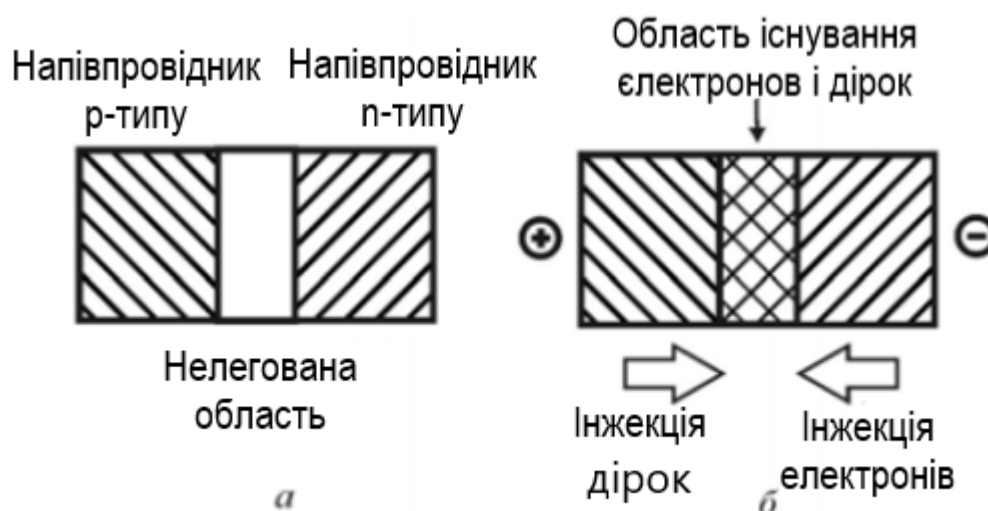


Рисунок 1.2 – Схема р-n – переходу: а – в рівновазі, б – при додавання прямого зміщення

При прямому зміщенні діода відбувається інжекція неосновних носіїв заряду, тобто переміщення дірок з р-області до негативного контакту і електронів з n-області до позитивного контакту. Таким чином електрони і дірки рухаються назустріч один до одного. На кордоні розділу двох напівпровідників відбувається взаємне поглинання носіїв заряду, що призводять до виникнення струму. З огляду на те, що значна частка рекомбінації доводиться на радіаційну рекомбінацію, то при пропущенні струму в прямому напрямку буде відбуватися випромінювання світла в області р-n - переходу. Потужність випромінювання буде залежати прямо пропорційно прикладеній напрузі.

Всі можливі напрямки поширення фотонів, що народилися в активній області світлодіоду, статично рівновірогідні. Це призводить до того, що ефективність виведення світла з світлодіоду, в деякому напрямку мала. Крім

того, слід врахувати, що істотна частина фотонів перепоглинається в пасивних областях світлодіоду. Розрізняють два типи випромінювання: спонтанне і вимушене (рис. 1.3).



Рисунок 1.3 – Квантові переходи при взаємодії з фотоном

Спонтанне випускання виникає внаслідок самовільного квантового переходу атома із збудженого стану в стан з меншою енергією. Всі дозволені стану системи, в яких може перебувати атом, є стаціонарними, отже абсолютно самовільного переходу, що відбувається без будь-яких взаємодій, не існує. Імовірність спонтанного переходу з рівня E_m на рівень E_n за деякий проміжок часу dt з випусканням кванта світла визначається виразом (1.1)

$$dW_{mn}^{cn} = A_{mn}dt, \quad (1.1)$$

де A_{mn} - коефіцієнт Ейнштейна для спонтанних переходів його потужність змінюється в залежності тільки властивостями даної квантової системи.

Випадковість спонтанних переходів призводить до того, що різні атоми випромінюють незалежно і несинхронно. Тому спонтанне випромінювання ненаправлено, некогерентно, неполяризована і немонахроматичне.

Вимушені квантові переходи відбуваються під впливом зовнішнього збурення, яким є електромагнітне випромінювання. Імовірність таких переходів пропорційна інтенсивності обурення. При переході атома з нижчого

енергетичного рівня E_n на більш високий E_m , ймовірність поглинання фотона з частотою ω_{nm} за деякий проміжок часу dt виражається співвідношенням (1.2):

$$dW_{nm}^{\text{погл}} = B_{nm} \cdot \rho(\omega) dt, \quad (1.2.2)$$

де B_{nm} - коефіцієнт Ейнштейна для вимушених (Індукованих) переходів з поглинанням; $\rho(\omega)$ - спектральна щільність випромінювання.

Якщо атом перебуває в збудженому стані E_m і на нього діє електромагнітне випромінювання з частотою ω_{mn} , то це випромінювання сприяє переходу атома в нижній стан. В результаті такого вимушеного переходу атом віддає енергію електромагнітної хвилі, число фотонів якої збільшується. Імовірність індукованого випускання фотона за інтервал часу dt , як і ймовірність поглинання, пропорційна інтенсивності обурює фактора $\rho(\omega)$ і виражається співвідношенням (1.3):

$$dW_{mn}^{\text{внд}} = B_{mn} \cdot \rho(\omega) dt, \quad (1.3)$$

де B_{mn} - коефіцієнт Ейнштейна для вимушених (Індукованих) переходів з випусканням.

Важливим є те, що фотон, що з'явився в результаті вимушеного випускання, невіразний з фотоном, індукованої цей процес, тобто обидва фотона мають одну і ту ж частоту, фазу, поляризацію і поширюються в одному напрямку. Тому вимушене випромінювання, тобто електромагнітне випромінювання, що виникає в результаті процесів вимушеного випускання в колективі атомів, є когерентним.

У тому випадку, коли вимушене випромінювання переважає над механізмом поглинання відбувається посилення світла. цей процес характеризується тим, що на верхніх енергетичних рівнях кристала знаходиться більша кількість електронів, ніж на нижніх, такий стан називається інверсією заселеність. Але в умови термодинамічної рівноваги концентрація електронів

на верхніх рівнях завжди менше концентрації електронів на нижніх рівнях. В цьому випадку випромінювання буде не посилюватися, а послаблюватися. Для того, щоб середовище могло підсилювати що проходить через неї випромінювання, потрібно створити в ній інверсійну населеність. Однак інверсія є необхідним, але недостатньою умовою для виникнення посилення в середовищі, достатньою умовою є перевищення посилення над усіма можливими втратами.

На рис. 1.4 показані два електронних стану, що знаходяться в валентній зоні (E_H) і в зоні провідності (E_C), які розділені енергією (E_{EH}). Для процесу поглинання необхідно, щоб електрон перебував у валентній зоні, а зона провідності була вільна.

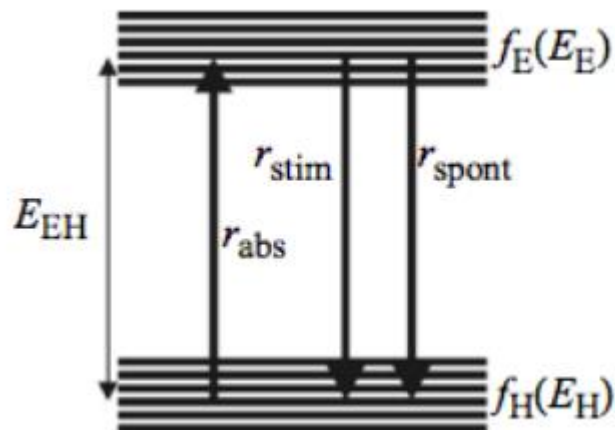


Рисунок 1.4 – Процеси поглинання і випромінювання світла при між зонних оптичних переходах

Тоді, відповідно до формули (1.4), швидкість переходу на верхній рівень R_{abs} пропорційна ймовірності знаходження електрона в валентній зоні:

$$r_{abs} = [1 - f_E(E_E)] \cdot [1 - f_H(E_H)]. \quad (1.4)$$

Аналогічно, швидкість переходів вниз R_{stim} , як показано в (1.5), пропорційна ймовірності знаходження електрона в зоні провідності.

$$r_{stim} = f_E(E_E)f_H(E_H). \quad (1.5)$$

При виконанні (1.6), видно, що швидкість випромінювання перевищує швидкість поглинання ($R_{stim} > R_{abs}$):

$$f_E(E_E) > 1 - f_H(E_H) = f_E(E_H). \quad (1.6)$$

Умова (1.6) – це необхідний критерій для домінування вимушеного випромінювання над поглинанням. Виконання цієї нерівності означає, що ймовірність знаходження електрона на більш високому рівні перевищує ймовірність його знаходження на більш низькому рівні.

За умови термодинамічної рівноваги ймовірність знаходження електрона на рівні з деякою енергією E описується статистикою Фермі-Дірака (1.7):

$$f_E(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right)}. \quad (1.7)$$

Ця статистика застосовується для електронів, які можуть перебувати як в зоні провідності, так і в валентній зоні. Тільки коли говорять про валентній зоні мають на увазі не електрони, а дірки. Для них ймовірність заповнення рівнів можна виразити такою формулою (1.8):

$$f_H(E) = 1 - f_E(E) = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{-(E-F)}{kT}\right)}. \quad (1.2.8)$$

Підставивши в необхідний критерій вимушеного випромінювання вираження для ймовірностей $f_E(E)$ і $f_H(E)$, отримаємо необхідна умова вимушеного випромінювання (1.9):

$$F_E - F_H > E_E - E_H. \quad (1.9)$$

Пояснити цю нерівність можна наступним чином: існує деяка мінімальна енергія між валентною зоною і зоною провідності E_{min} . Для процесів вимушеного випромінювання необхідно, щоб накачування системи була настільки велика, що розбіжність квазірівні Фермі для електронів і дірок, перевищувало цю мінімальну енергію.

Накачування системи можна здійснювати наступними способами:

1. Оптична накачування.

Такий метод є універсальним і широко застосовується для накачування рідинних, напівпровідникових, газових і твердотільних лазерів на діелектриках. Суть методу полягає в опроміненні активної речовини потужним електромагнітним випромінюванням. Випромінювання підбирають так, щоб воно поглиналося і переводило носії заряду в збуджений стан. Джерелом випромінювання може бути як звичайна лампа розжарювання, так і спеціальні потужні ксенонові або ртутні лампи, світлодіоди, сонячне випромінювання.

2. Інжекція неосновних носіїв заряду через p-n - перехід.

Використовується в напівпровідникових інжекційних лазерах і дозволяє безпосередньо перетворювати електричний струм в когерентне випромінювання лазера.

3. Порушення високоенергетичних частинками.

Бомбардування прискореними електронами застосовується в напівпровідникових лазерах з електронним накачуванням і може використовуватися в інших типах лазерів. На активну речовину спрямовується пучок попередньо прискорених електронів, що викликає збудження і іонізацію активних центрів.

1.3 Конструкція і принцип роботи ІНЛ

Інжекційний напівпровідниковий лазер - лазер, у якого в якості активного середовища використовується напівпровідниковий з'єднання, і генерація випромінювання пов'язана з інжекцією носіїв заряду при пропусканні струму в

прямому напрямку. Основою лазера є контакт двох напівпровідників з різним типом електропровідності. Випромінювання лазера можливо тільки при наявності позитивної зворотного зв'язку, при цьому посилення повинно перевищувати втрати. Оптичний резонатор Фабрі-Перо, що складається з відображають плоско паралельних граней кристала, як перпендикулярні площини р-n переходу, здійснює позитивний зворотний зв'язок. поверхні, що відбиваються створюються за рахунок їх полірування або сколювання по кристалографічним площинам. Також потрібно електронне, оптичне і електричне обмеження. Електронне обмеження полягає в локалізації порушених електронів в активній області, а також в запобіганні їх розтікання в пасивні області кристала. оптичне обмеження забезпечує локалізацію лазерного випромінювання в активному середовищі і запобігає розтіканню світлового променя при багаторазовому проходженні через кристал. В інжекційних напівпровідникових лазерах це досягається за рахунок хвилеводного ефекту - область утримання променя характеризується показником заломлення, відмінним від сусідніх областей кристала, отже виникає само фокусування променя (рис. 1.5). Електричне обмеження полягає в тому, щоб максимальна частка струму, що проходить через кристал, протікала безпосередньо через активну область.

Активне середовище лазера, в якій створюється інверсна заселеність, розташована між двома напівпровідниковими шарами р- і n-типу і поміщається всередину оптичного резонатора. У найпростішому випадку оптичний резонатор складається з двох площинно-паралельних дзеркал, одне з яких частково пропускає випромінювання.

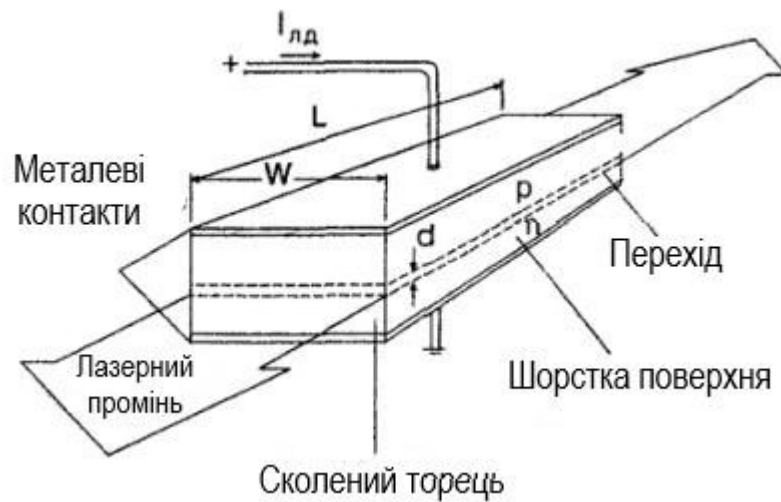


Рисунок 1.5 – Конструкція інжекційного лазера

За рахунок зміни коефіцієнта відображення напівпрозорого дзеркала, можна змінювати величину зворотного зв'язку. В даному випадку роль резонаторів виконують відполіровані торці кристала, шириною W , які виконуються оптично плоскими і строго паралельними. Коефіцієнт відображення оптичного випромінювання на полірованих торцях кристала забезпечує необхідну позитивну зворотний зв'язок, приблизно 20-40%, що дозволяє обійтися без додаткових спеціальних дзеркал або відбивачів. За потреби коефіцієнт відбиття можна змінювати в більшу і меншу сторону шляхом напилення спеціальних, зазвичай діелектричних, покриттів. Шорстка поверхня бічних граней зроблена для того, щоб зменшити відображення оптичного випромінювання від них.

Пропускаючи струм через p-n перехід в прямому напрямку відбувається інжекція порушених носіїв заряду в активне середовище лазера. В процесі рекомбінації інжекттованих зарядів випромінюються фотони. Кванти, що виділилися в результаті спонтанного переходу, викликають індуковані переходи, виникає світлова хвиля, яка починає посилюватися у міру поширення. Досягнувши напівпрозорого дзеркала, світлова хвиля частково пройде через нього. Ця частина світла випромінюється назовні і може використовуватися. Частина світлової хвилі, яка відбилася від напівпрозорого дзеркала, дає початок новій лавині квантів, що не будуть відрізнятися по фазі,

частоті і поляризації від попередньої хвилі завдяки властивостям індукованого випромінювання. Отже, вся енергія випромінюється у вигляді когерентної світлової хвилі.

Лазерне випромінювання генерується в тому випадку, коли посилення квантів світла в активному середовищі перевищує втрати на оптичне випромінювання, які пов'язані з частковим виведенням фотонів, їх поглинанням і розсіюванням. З підвищенням струму накачування лазера Ілд відбувається збільшення щільності потужності випромінювання.

Кожен лазер має свій поріг генерації, при якому починає відбуватися вимушене випромінювання. У разі, коли струм накачування менше порогового, лазер працює в світлодіодному режимі. до порога генерації випромінювання лазера має спонтанний характер і займає всю смугу довжин хвиль лазерного переходу. При перевищенні посилення над втратами спектральна лінія стискується до одиниць нанометрів.

1.4 Лазери на квантово розмірних структурах

Якщо товщина активного шару лазера на подвійній гетероструктурі зменшується до розмірів, порівнянних з довжиною хвилі де Бройля ($\lambda \cong h / p$), то виникає квантова яма. У такому випадку говорять про лазерах на квантово розмірних структурах. Ці лазери використовують найбільш важливі оптичні переваги квантово або множинних квантово гетероструктур перед об'ємними матеріалами. Серед них виділяють: збільшення диференціального посилення і зменшення залежності від цієї посилення температури. Це зв'язано з тим що квантово розмірні структури мають принципово інший механізм формування щільності станів, який обумовлений квантовим обмеженням вздовж напрямку ями, але через зменшення товщини шару в одиночних і множинних квантових ямах істотно зменшується фактор локалізації пучка. Щоб обмежити розмір пучка вздовж напрямки квантової ями, необхідно використовувати структури з роздільним обмеженням.

Для лазера на квантових ямах значення порогового струму виявляються в $\sim 4 - 5$ разів менше, ніж для звичайного лазера на подвійній гетероструктурі. Зменшення порога генерації обумовлено наступними причинами:

1. За рахунок значного зменшення товщини активного шару і внаслідок використання структур з роздільним обмеженням.

2. За рахунок збільшення диференціального посилення в квантово розмірних структурах у порівнянні з посиленням в об'ємних матеріалах.

2 НАПІВПРОВІДНИКОВІ БАГАТОШАРОВІ КВАНТОВО-РОЗМІРНІ СТРУКТУРИ

2.1 Квантове обмеження частинок у наноструктурі з енергетичним профілем складної форми

З розвитком наноелектроніки та її напівпровідникової елементної бази, дослідники все більше уваги приділяють створенню напівпровідникових наноелектронних приладів як оптоелектронного, так і не оптоелектронного застосування. При створенні приладів наноелектроніки виникає низка проблем: вбудовування дискретних наноелектронних приладів та їх найпростіших складання до складу стандартних мікроелектронних схем, що мають технологічну реалізацію; створення чисто наноелектронних схем; створення надійних електричних з'єднань як між нанорозмірними елементами схем, так і між нано- та мікроелектронними компонентами; температурна стабільність елементів наноелектроніки; приведення параметрів новоствореної наноелектронної елементної бази до існуючих стандартів на той чи інший вид апаратури, або створення нових стандартів; придушення небажаних ефектів у роботі нової елементної бази, виникнення яких пов'язане із квантовою природою фізичних процесів, що відбуваються в активних галузях наноелектронних приладів тощо.

Найбільший інтерес у створенні та модернізації наноелектронної елементної бази є виробництво дискретних елементів оптоелектронного та не оптоелектронного застосування, таких як інжекційні напівпровідникові лазери та високоспрямовані світлодіоди великої потужності, підсилювачі та модулятори оптичного випромінювання, а також польових транзисторів з наноканалом, резонанс-тунельних транзисторів, біполярних транзисторів із нанорозмірною базою. З розвитком технологічних методів наноелектроніки, особлива увага приділяється створенню напівпровідникових приладів із надрешітками.

Як основні матеріали для створення напівпровідникових наноелектронних приладів найчастіше використовувалися подвійні сполуки $A^{III}B^V$ та їх потрійних та четверних твердих розчинів. Вибір цієї групи матеріалів заснований на широкому їх використанні в НВЧ напівпровідникової електроніки. В останні п'ять-шість років увагу дослідників привертають напівпровідникові сполуки $A^{II}B^{VI}$ та їх потрійні та четверні сполуки. Дана група матеріалів так само застосовувалася для створення приладів напівпровідникової НВЧ електроніки та оптоелектроніки, однак, оскільки дана група матеріалів містить велику кількість летких сполук, температурна нестабільність яких проявляється в діапазонах температур, що технологічно використовуються, створення якісних і різких p-n переходів на основі матеріалів даної групи було важко. З цієї причини прилади на основі з'єднань $A^{III}B^V$ і особливо сполук $A^{II}B^{VI}$ не набули широкого поширення, крім окремих зразків та серій приладів.

З розвитком епітаксійних технологій з'явилася раніше недоступна можливість варіювати енергетичну діаграму напівпровідникових структур як за шириною областей та висотою потенційних бар'єрів, так і за напрямками зростання кристалів. Виникла можливість створювати структури з матеріалами, що чергуються в заданому порядку, з різними електрофізичними і кристалографічними властивостями. З'явилося поняття «зонна інженерія», що має на увазі штучне отримання матеріалів з неіснуючими в природі електрофізичними властивостями.

Дана робота присвячена дослідженню квазіконтинуальних станів, які виникають у багатошарових квантово-розмірних структурах, у тому випадку, коли внутрішні потенційні бар'єри нижчі від зовнішніх, між якими і виникають енергетичні стани частинок, набагато вищі за основні стани в окремих квантово-обмежених областях і випробовують також квантове обмеження.

2.2 Параметри структури двошарової несиметричної надрешітки

Як приклад багатошарової квантово-розмірної структури у цій роботі розглянуто п'ятишарова структура, показана рис. 2.1, загальний вигляд – рис. 2.1 а) та енергетична діаграма – рис. 2.1 б).

Структура створена на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Матеріали першого і п'ятого шарів М I, М V складаються з твердого розчину Al_xGa_{1-x}As з максимальним вмістом алюмінію, що забезпечує найбільшу ширину забороненої зони в цих шарах, і, як наслідок, найвищі потенційні бар'єри для носіїв обох типів у всій структурі.

Матеріали другого та четвертого шарів – М II, М IV, навпаки, мають мінімальний вміст алюмінію або повністю складаються з арсеніду галію. Цим забезпечується формування у другому та четвертому шарах прямокутних квантових ям для носіїв обох типів. У матеріалі третього шару – М III вміст алюмінію більше, ніж у матеріалах другого та четвертого шарів, але менше, ніж у матеріалах першого та п'ятого шарів структури. Таким чином, у другому, третьому та четвертому шарах над потенційним бар'єром третього шару та між потенційними бар'єрами першого та п'ятого шарів формується зона квазіконтинууму, оскільки носії у другому та четвертому шарі відчувають квантове обмеження, їх товщина не перевищує довжини хвилі де Бройля, товщина також невелика оскільки бар'єр вважається проникним, проте загальна відстань між бар'єрами першого та п'ятого шарів, у випадку може наблизитися до величин об'ємного зразка.

На рис 2.1 б – E_c та E_v – межі зони провідності та валентної зони відповідно; -b, b – межі центральної частини структури; маркери «TOP» та «BOT» - верхня та нижня межі області квазіконтинууму для електронів у зоні провідності п'ятишарової наноструктури, аналогічна область існує і для важких та легких дірок у валентній зоні (на рисунку не показано).

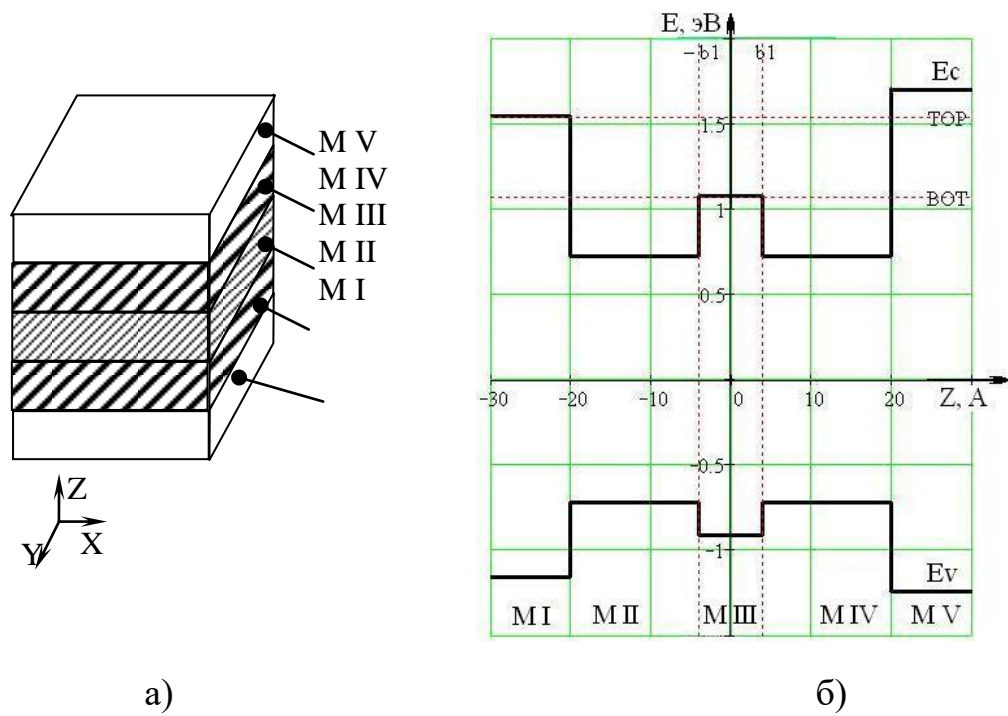


Рисунок 2.1 - П'ятишарова структура несиметричної надгратки

Енергетична діаграма структури, показаної на рис. 2.1 б була розрахована на підставі параметрів потрійного твердого розчину заміщення $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, наведених у табл. 2.1.

Таблиця 2.1 – Фізичні параметри потрійного твердого розчину заміщення $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Параметр	GaAs	AlAs	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
E_g , eВ	1,424	3,018	$1,424+1,247 \cdot X$, $0 < X < 0,45$ $1,424+1,247 \cdot X+1,147 \cdot (X - 0,45)$, $0,45 < X < 1,0$
m_c^*/m_0	0,067	0,124	$0,067+0,057 \cdot X$
γ_1	6,85	3,45	$6,85-3,4 \cdot X$
γ_2	2,1	0,68	$2,1 - 1,42 \cdot X$

Ефективні маси важких та легких дірок обчислюються згідно з формулами:

$$m_{hh}^* = \frac{m_0}{(\gamma_1 - 2 \cdot \gamma_2)}, \quad (2.1)$$

$$m_{lh}^* = \frac{m_0}{(\gamma_1 + 2 \cdot \gamma_2)}, \quad (2.2)$$

де m_{hh}^* - ефективна маса важкої дірки;

m_{lh}^* - ефективна маса легкої дірки;

m_0 - маса вільного електрона;

γ_1 і γ_2 - матеріальні постійні латтінгери.

Постійні латтінгери характеризують ефективні маси дірок (закон дисперсії) валентної зони подвійних напівпровідникових з'єднань та їх потрійних та четверних твердих розчинів заміщення. Формули для визначення параметрів потрійного твердого розчину заміщення $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, наведені в табл. 2.1 є напівемпіричними і можуть уточнюватися, в той же час вони дозволяють врахувати зміну ефективних мас носіїв при переході від шару до шару в наноструктурі і служити прийнятною основою для визначення вхідних параметрів моделі наноструктури.

2.3 Визначення власних значень енергій та хвильових функцій частинок у надрешітках в області квазіконтинууму

Визначення власних значень енергії та власних функцій носіїв проводиться у рамках квантово-механічного підходу на підставі розв'язання стаціонарного рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}\Psi = E \cdot \Psi. \quad (2.3)$$

Рішення рівняння (2.3) для власних значень енергії в області нижче квазіконтинууму – в області поділу квантових ям записується так:

$$\frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k_1 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_1^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{k_5 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_5^*} \right) \right) - \\ - \operatorname{arctg} \left(-\frac{k_3 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_3^*} \cdot \operatorname{th}(k_3 \cdot b) \right) - k_2 \cdot (a - b) + n \cdot \pi = 0 \quad (2.4)$$

- для парних рішень,

$$\frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2 \cdot m_1^*}{k_1 \cdot m_2^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2 \cdot m_5^*}{k_5 \cdot m_2^*} \right) \right) - \\ - \operatorname{arctg} \left(\frac{k_2 \cdot m_3^*}{k_3 \cdot m_2^*} \cdot \operatorname{th}(k_3 \cdot b) \right) - k_2 \cdot (a - b) + n \cdot \pi = 0 \quad (2.5)$$

- для непарних рішень.

Вирішення рівняння (2.3) для власних значень енергії в області квазіконтинууму можна записати так:

$$\frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k_1 \cdot m_2^*}{k_2' \cdot m_1^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{k_5 \cdot m_2^*}{k_2' \cdot m_5^*} \right) \right) - \\ - \operatorname{arctg} \left(-\frac{k_3' \cdot m_2^*}{k_2' \cdot m_3^*} \cdot \operatorname{tg}(k_3' \cdot b) \right) - k_2' \cdot (a - b) + n \cdot \pi = 0 \quad (2.6)$$

- для парних рішень,

$$\frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2' \cdot m_1^*}{k_1 \cdot m_2^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2' \cdot m_5^*}{k_5 \cdot m_2^*} \right) \right) -$$

$$-\arctg\left(\frac{k'_2 \cdot m_3^*}{k'_3 \cdot m_2^*} \cdot \operatorname{tg}(k'_3 \cdot b)\right) - k'_2 \cdot (a - b) + n \cdot \pi = 0 \quad (2.7)$$

- для непарних рішень.

Рівняння (2.4) - (2.7) є трансцендентні рівняння щодо власних значень енергії носіїв. Власні функції оператора Гамільтона із співвідношення (2.31) – хвильові функції частинок, що відповідають власним значенням, що визначаються виразами (2.4) – (3.7), задаються співвідношеннями:

$$\Psi_{1e}(z) = A_3 \cdot \frac{\operatorname{ch}(k_3 \cdot b) \cdot \cos(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{\cos(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z + a)), \quad -\infty < z < -a, \quad (2.8 \text{ а})$$

$$\Psi_{2e}(z) = A_3 \cdot \frac{\operatorname{ch}(k_3 \cdot b)}{\cos(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \cos(k_2 \cdot z - \varphi_e), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.8 \text{ б})$$

$$\Psi_{3e}(z) = A_3 \cdot \operatorname{ch}(k_3 \cdot z), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.8 \text{ в})$$

$$\Psi_{4e}(z) = A_3 \cdot \frac{\operatorname{ch}(k_3 \cdot b)}{\cos(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \cos(k_2 \cdot z + \varphi_e), \quad b \leq z \leq a, \quad (2.8 \text{ г})$$

$$\Psi_{5e}(z) = A_3 \cdot \frac{\operatorname{ch}(k_3 \cdot b) \cdot \cos(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{\cos(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z - a)), \quad a < z < +\infty \quad (2.8 \text{ д})$$

- для парних рішень в області нижче за квазіконтинум;

$$\Psi_{1o}(z) = -B_3 \cdot \frac{\operatorname{sh}(k_3 \cdot b) \cdot \sin(k_2 \cdot a + \varphi_o)}{\sin(k_2 \cdot b + \varphi_o)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z + a)), \quad -\infty < z < -a, \quad (2.9 \text{ а})$$

$$\Psi_{2o}(z) = B_3 \cdot \frac{sh(k_3 \cdot b)}{\sin(k_2 \cdot b + \varphi_o)} \cdot \sin(k_2 \cdot z - \varphi_o), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.9 \text{ б})$$

$$\Psi_{3o}(z) = B_3 \cdot sh(k_3 \cdot z), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.9 \text{ в})$$

$$\Psi_{4o}(z) = B_3 \cdot \frac{sh(k_3 \cdot b)}{\sin(k_2 \cdot b + \varphi_o)} \cdot \sin(k_2 \cdot z + \varphi_o), \quad b \leq z \leq a, \quad (2.9 \text{ г})$$

$$\Psi_{5o}(z) = B_3 \cdot \frac{sh(k_3 \cdot b) \cdot \sin(k_2 \cdot a + \varphi_o)}{\sin(k_2 \cdot b + \varphi_o)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z - a)), \quad a < z < +\infty \quad (2.9 \text{ д})$$

- для непарних рішень в області нижче за квазіконтинуум.

$$\Psi'_{1e}(z) = A'_3 \cdot \frac{\cos(k'_3 \cdot b) \cdot \cos(k'_2 \cdot a + \varphi'_e)}{\cos(k'_2 \cdot b + \varphi'_e)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z + a)), \quad -\infty < z < -a, \quad (2.10 \text{ а})$$

$$\Psi'_{2e}(z) = A'_3 \cdot \frac{\cos(k'_3 \cdot b)}{\cos(k'_2 \cdot b + \varphi'_e)} \cdot \cos(k'_2 \cdot z - \varphi'_e), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.10 \text{ б})$$

$$\Psi'_{3e}(z) = A'_3 \cdot \cos(k'_3 \cdot z), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.10 \text{ в})$$

$$\Psi'_{4e}(z) = A'_3 \cdot \frac{\cos(k'_3 \cdot b)}{\cos(k'_2 \cdot b + \varphi'_e)} \cdot \cos(k'_2 \cdot z + \varphi'_e), \quad b \leq z \leq a, \quad (2.10 \text{ г})$$

$$\Psi'_{5e}(z) = A'_3 \cdot \frac{\cos(k'_3 \cdot b) \cdot \cos(k'_2 \cdot a + \varphi'_e)}{\cos(k'_2 \cdot b + \varphi'_e)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z - a)), \quad a < z < +\infty \quad (2.10 \text{ д})$$

- для парних рішень у галузі квазіконтинууму;

$$\Psi'_{1o}(z) = -B'_3 \cdot \frac{\sin(k'_3 \cdot b) \cdot \sin(k'_2 \cdot a + \varphi'_o)}{\sin(k'_2 \cdot b + \varphi'_o)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z + a)), \quad -\infty < z < -a, \quad (2.11 \text{ а})$$

$$\Psi'_{2o}(z) = B'_3 \cdot \frac{\sin(k'_3 \cdot b)}{\sin(k'_2 \cdot b + \varphi'_o)} \cdot \sin(k'_2 \cdot z - \varphi'_o), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.11 \text{ б})$$

$$\Psi'_{3o}(z) = B'_3 \cdot \sin(k'_3 \cdot z), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.11 \text{ в})$$

$$\Psi'_{4o}(z) = B'_3 \cdot \frac{\sin(k'_3 \cdot b)}{\sin(k'_2 \cdot b + \varphi'_o)} \cdot \sin(k'_2 \cdot z + \varphi'_o), \quad b \leq z \leq a, \quad (2.11 \text{ г})$$

$$\Psi'_{5o}(z) = B'_3 \cdot \frac{\sin(k'_3 \cdot b) \cdot \sin(k'_2 \cdot a + \varphi'_o)}{\sin(k'_2 \cdot b + \varphi'_o)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z - a)), \quad a < z < +\infty \quad (2.11 \text{ д})$$

- для непарних рішень у галузі квазіконтинууму.

Тут

$$\begin{aligned} \varphi_e = \frac{1}{4} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k_1 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_1^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{k_5 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_5^*} \right) \right) + \\ + \frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k_3 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_3^*} \cdot \operatorname{th}(k_3 \cdot b) \right) - k_2 \cdot (a + b) \right) + n \cdot \pi \end{aligned} \quad (2.12)$$

- фаза хвильової функції для парних рішень в області нижче квазіконтинууму,

$$\varphi_o = \frac{1}{4} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2 \cdot m_1^*}{k_1 \cdot m_2^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2 \cdot m_5^*}{k_5 \cdot m_2^*} \right) \right) +$$

$$-\arctg\left(\frac{k_2 \cdot m_3^*}{k_3 \cdot m_2^*} \cdot th(k_3 \cdot b)\right) - k_2 \cdot (a - b) + n \cdot \pi \quad (2.13)$$

- фаза хвильової функції для непарних рішень в області нижче квазіконтинууму,

$$\begin{aligned} \varphi'_e = & \frac{1}{4} \cdot \left(\arctg\left(\frac{k_1 \cdot m_2^*}{k'_2 \cdot m_1^*}\right) + \arctg\left(\frac{k_5 \cdot m_2^*}{k'_2 \cdot m_5^*}\right) \right) + \\ & + \frac{1}{2} \cdot \left(\arctg\left(-\frac{k'_3 \cdot m_2^*}{k'_2 \cdot m_3^*} \cdot tg(k'_3 \cdot b)\right) - k'_2 \cdot (a + b) \right) + n \cdot \pi \end{aligned} \quad (2.14)$$

- фаза хвильової функції для парних рішень у галузі квазіконтинууму,

$$\begin{aligned} \varphi'_o = & \frac{1}{4} \cdot \left(\arctg\left(-\frac{k'_2 \cdot m_1^*}{k_1 \cdot m_2^*}\right) + \arctg\left(-\frac{k'_2 \cdot m_5^*}{k_5 \cdot m_2^*}\right) \right) + \\ & + \frac{1}{2} \cdot \left(\arctg\left(\frac{k'_2 \cdot m_3^*}{k'_3 \cdot m_2^*} \cdot tg(k'_3 \cdot b)\right) - k'_2 \cdot (a - b) \right) + n \cdot \pi \end{aligned} \quad (2.15)$$

- фаза хвильової функції для непарних рішень у галузі квазіконтинууму.

Вирази (2.12) – (2.15) отримані з урахуванням співвідношень (2.4) – (2.7). Штрих у виразах (2.6), (2.7), (2.10), (2.11), (2.14) та (2.15) позначає належність виразу до опису рішення в області квазіконтинууму.

Коефіцієнти розкладання хвильової функції у виразах (2.8) – (2.11) визначаються співвідношеннями:

$$A_3 = \frac{1}{\sqrt{IA_1 + IA_2 + IA_3 + IA_4 + IA_5}}, \quad (2.16 \text{ a})$$

де

$$IA_1 = \frac{ch^2(k_3 \cdot b) \cdot \cos^2(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{2 \cdot k_1 \cdot \cos^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)}, \quad (2.16 \text{ б})$$

$$IA_2 = \frac{ch^2(k_3 \cdot b)}{\cos^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \left(\frac{a-b}{2} + \frac{1}{2 \cdot k_2} \cdot \sin(k_2 \cdot (a-b)) \cdot \cos(k_2 \cdot (a+b) + 2 \cdot \varphi_e) \right), \quad (2.16 \text{ в})$$

$$IA_3 = \frac{sh^2(2 \cdot k_3 \cdot b)}{2 \cdot k_3} + b, \quad (2.16 \text{ г})$$

$$IA_4 = \frac{ch^2(k_3 \cdot b)}{\cos^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \left(\frac{a-b}{2} + \frac{1}{2 \cdot k_2} \cdot \sin(k_2 \cdot (a-b)) \cdot \cos(k_2 \cdot (a+b) + 2 \cdot \varphi_e) \right), \quad (2.16 \text{ д})$$

$$IA_5 = \frac{ch^2(k_3 \cdot b) \cdot \cos^2(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{2 \cdot k_1 \cdot \cos^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)}, \quad (2.16 \text{ е})$$

- для парних рішень в області нижче за квазіконтинум;

$$B_3 = \frac{1}{\sqrt{IB_1 + IB_2 + IB_3 + IB_4 + IB_5}}, \quad (2.16 \text{ а})$$

де

$$IB_1 = \frac{sh^2(k_3 \cdot b) \cdot \sin^2(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{2 \cdot k_1 \cdot \sin^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)}, \quad (2.17 \text{ б})$$

$$IB_2 = \frac{sh^2(k_3 \cdot b)}{\sin^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \left(\frac{a-b}{2} - \frac{1}{2 \cdot k_2} \cdot \sin(k_2 \cdot (a-b)) \cdot \cos(k_2 \cdot (a+b) + 2 \cdot \varphi_e) \right), \quad (2.17 \text{ в})$$

$$IB_3 = \frac{sh^2(2 \cdot k_3 \cdot b)}{2 \cdot k_3} - b, \quad (2.17 \text{ г})$$

$$IB_4 = \frac{sh^2(k_3 \cdot b)}{\sin^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \left(\frac{a-b}{2} - \frac{1}{2 \cdot k_2} \cdot \sin(k_2 \cdot (a-b)) \cdot \cos(k_2 \cdot (a+b) + 2 \cdot \varphi_e) \right), \quad (2.17 \text{ д})$$

$$IB_5 = \frac{sh^2(k_3 \cdot b) \cdot \sin^2(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{2 \cdot k_1 \cdot \sin^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)}, \quad (2.17 \text{ е})$$

- для непарних рішень в області нижче за квазіконтинум.

Результати знаходження власних значень енергії для електронів у зоні провідності показані рис. 2.2 (а). На рис. 2.2 (б) показані власні функції електронів у стаціонарному стані, що відповідають власним значенням енергії.

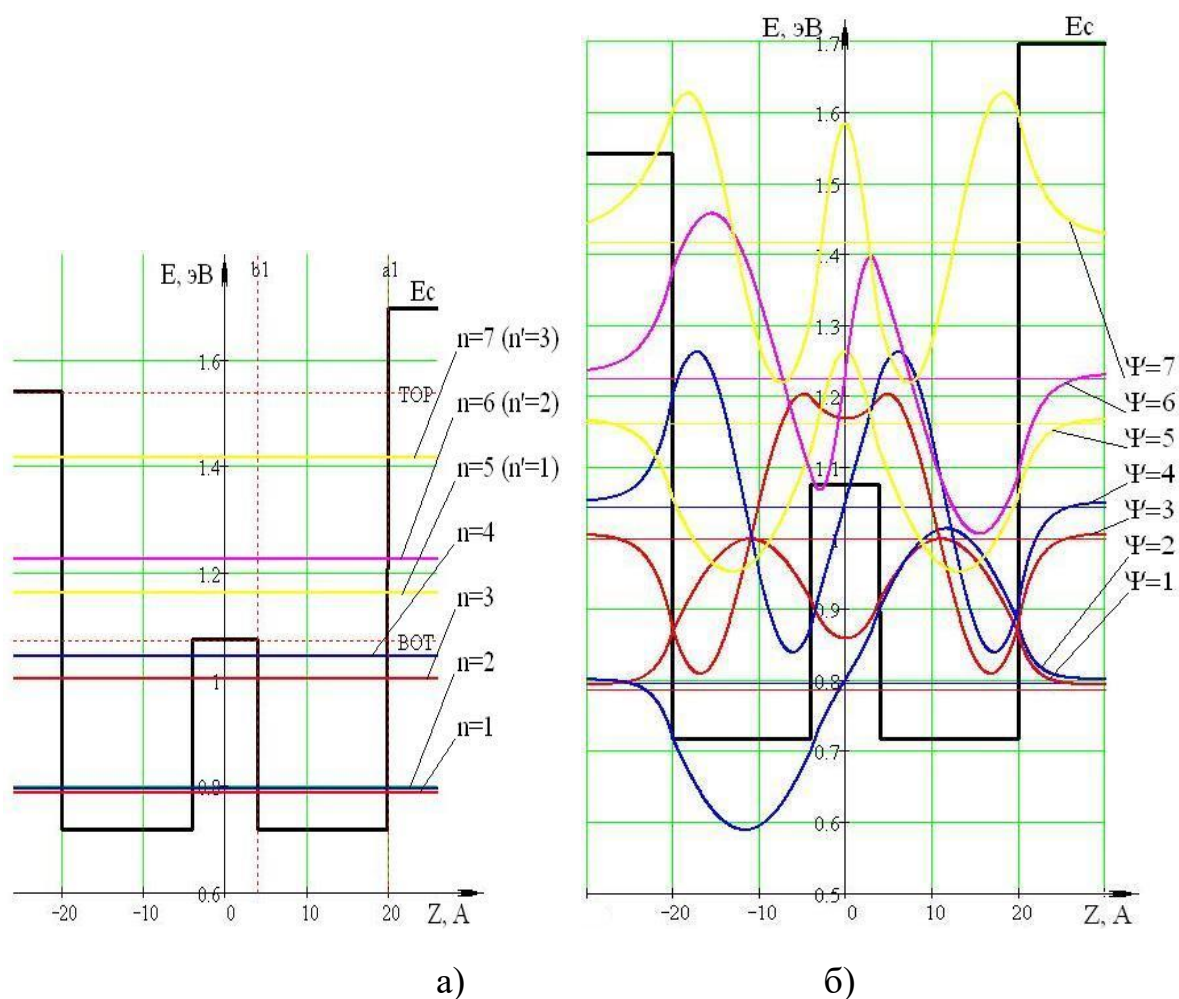


Рисунок 2.2 - Вплив зовнішнього електричного поля на стан носіїв

Вплив зовнішнього електричного поля на стан носіїв. При впливі на квантово-розмірну структуру з енергетичним профілем складної форми зовнішнього електричного поля стану частинок в області квазіконтинууму піддається істотним змінам, викликаним, з одного боку, впливом напруженості зовнішнього поля, з іншого, наявністю у частинок у цій галузі додаткової потенційної енергії. Зміни, викликані у структурі зовнішнім електричним полем можна легко простежити, використовуючи друге наближення теорії збурень. На рис. 2.3 (а) і 2.3 (б), відповідно, показано власні значення енергії та власні функції електронів у зоні провідності, розраховані для випадку впливу зовнішнього стаціонарного електричного поля. На рис. 2.3 (а), для рівняння, показані безперервними лініями стаціонарні стани електронів.

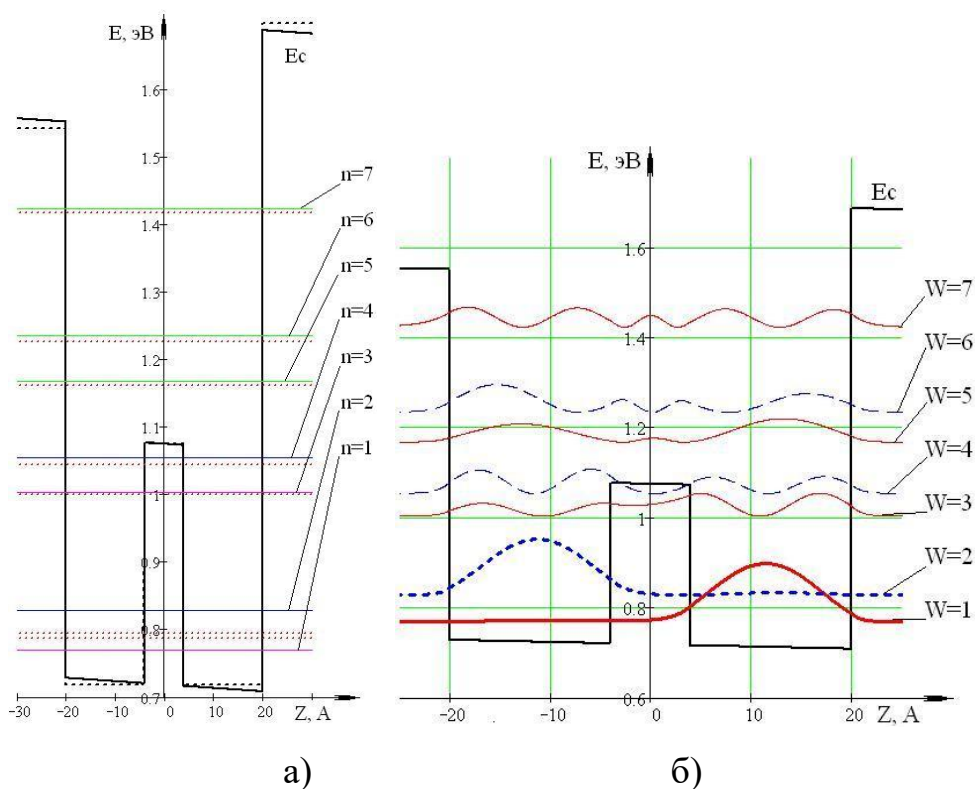


Рисунок 2.3 - Власні значення енергії та власні функції електронів у зоні провідності

Результати дослідження енергетичного спектру частинок наноструктури з енергетичним профілем складної форми. Аналіз власних значень та власних функцій носіїв у квантово-розмірній структурі з енергетичним профілем складної форми, розрахованих як для стаціонарного стану (рис. 2.2), так і для випадку впливу зовнішнього стаціонарного електричного поля (рис. 2.3), дозволяє зробити наступні висновки:

- у стаціонарному стані носії, що знаходяться в області квазіконтинууму, мають різко немонотонно зростаючий спектр власних значень енергії і локалізуються в області квантових ям;

- частинки, що перебувають вище енергії щодо перших двох станів локалізуються у всьому просторі квазіконтинууму більш рівномірно;

- під дією зовнішнього постійного електричного поля квантово-обмежений ефект Штарка проявляється трохи інакше, ніж в одношарових структурах або симетричних багат шарових структурах, тут також до зовнішнього впливу найбільш схильні перші два енергетичні рівні, проте вплив

зовнішнього поля проявляється різкіше, тоді як для вищележачих рівнів цей вплив майже непомітний;

- вплив зовнішнього поля призводить також до суттєвої діалізації носіїв, розташованих на перших двох рівнях без зміни парності станів.

ВИСНОВКИ

Варіювання структурними параметрами подвійної квантової ями дозволяє на етапі проектування структури «налаштовувати» напівпровідниковий лазер або оптичний підсилювач на задану частоту (довжину хвилі) зовнішнього джерела.

Зміна ширини роздільного бар'єру при заданій товщині всієї структури та позиції бар'єру в структурі дозволяє зберегти задану енергетичну відстань між рівнями у досить широких межах.

Зміна висоти обмежуючих бар'єрів структури дозволяє планувати подвоєння частот у бік збільшення частоти зовнішнього сигналу.

Сучасні технології дозволяють вирощувати напівпровідникові наноструктури з майже довільними наперед заданими структурними та композиційними характеристиками. Завдяки цьому в даний час стало можливим реалізовувати низькорозмірні системи з необхідними властивостями енергетичного спектра, а також перекриття хвильових функцій різними енергетичними рівнями розмірного квантування. Така можливість, в свою чергу, дає можливість не тільки проектувати і створювати різні високоефективні оптичні пристрої з активними елементами квантових об'єктів, а також на основі відповідних розрахункових параметрів для цих об'єктів з метою оптимізації їх роботи.

Завдання знаходження умов оптимальної генерації для другої гармоніки може бути повністю вирішена рамках мікроскопічної теорії, тобто. виявленням параметрів наноструктури з максимальним коефіцієнтом ГВГ або мінімальним значенням коефіцієнта поглинання на подвоєній частоті. Повна теорія оптимізації поряд з визначенням оптичних характеристик системи повинна також розглядати рішення рівнянь макроскопічних полів, що визначають інтенсивності основного та генерованого випромінювань при різних значеннях оптичних характеристик системи.

У зв'язку із завданням ГВГ випромінювання в інфрачервоній області довжин хвиль, обумовленого як міжзонними, так і міжпідзонними оптичними переходами, розглядалися численні низькорозмірні асиметричні структури з декількома еквідистантно розташованими енергетичними рівнями. Так, розглядалися квантові ями зі складною структурою чи прості ями, що у вбудованому чи зовнішньому електричному полі.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОЛИЛАННЯ

1. Физика полупроводниковых лазеров. Пер. с яп. /Под ред. Х. Такумы. – М.: Мир, 1989. – 310 с.
2. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. Пер. с англ. - М.: Мир, 1989. – 420 с.
3. Алфёров Ж.И., Андреев В.М., Портной Е.Л., Трукан М.Г. Инжекционные лазеры на основе гетеропереходов в системе AlAs – GaAs с низким порогом генерации при комнатной температуре. – ФТП, 1969, т. 3, 1328 с.
4. Прилади та пристрої квантової електроніки з використанням ЕОМ для дослідження і аналізу / М.Ф. Бондаренко, М.М. Биков, М.І. Дзюбенко, О.Г. Пащенко, Ж.Ф. Пащенко – Харків, ХНУРЕ, 2002 - 388 с.
5. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. Пер. с англ. А.Я. Шика - М.: Мир, 1989. – 420 с.
6. Андо Т. и др. Электронные свойства двумерных систем. Пер. с англ. - М.: Мир, 1985. – 416 с.
7. Бузанёва Е.В. Микроструктуры интегральной электроники. - М.: Радио и связь. - 1990. – 304 с.
8. Физика полупроводниковых лазеров. Пер. с яп. /Под ред. Х. Такумы. – М.: Мир, 1989. – 310 с.