

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)

Кафедра Мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА

Пояснювальна записка

рівень вищої освіти другий (магістерський)
КВАНТОВО РОЗМІРНИЙ ЕФЕКТ ШТАРКА У НАНОСТРУКТУРІ ЗІ
СКЛАДНИМ ЕНЕРГЕТИЧНИМ ПРОФІЛЕМ
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи ЕППм – 18 – 1
Туренко В.В.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 171 «Електроніка»

Тип програми освітньо-професійна

Освітня програма «Електронні прилади та пристрої»

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

Допускається до захисту

Зав. кафедри МЕЕПП

(підпис)

Бондаренко І.М.
(прізвище, ініціали)

2019 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії _____

Кафедра Мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв _____

Рівень вищої освіти _____ другий (магістерський) _____

Спеціальність _____ 171 «Електроніка» _____

Тип програми _____ освітньо-професійна _____

Освітня програма _____ «Електронні прилади та пристрої» _____

ЗАТВЕРДЖУЮ:
Зав. кафедри МЕЕПП

_____ І.М. Бондаренко

« _____ » _____ 2019р.

ЗАВДАННЯ

НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові _____ Туренку В'ячеславу Віталійовичу _____
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи: Квантово розмірний ефект Штарка у наноструктурі зі складним енергетичним профілем

затверджена наказом по університету від 04 11 2019 р. № 1635 Ст

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 16 12 2019 р.

3. Вихідні дані до роботи

3.1 Двошарова наноструктура на основі GaAs/AlGaAs

3.2 Вміст алюмінію (молярна доля – x); $x_1 = 0,4 - 0,6$; $x_2 = 0,5 - 0,85$;

3.3 Ширина квантово-обмежено шарів GaAs $10 - 30$ А

3.4 Ширина розподільчого бар'єру AlGaAs – $5 - 15$ А

3.5 Напруженість зовнішнього поля $E = 1000$ В/м.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі

4.1 Оптичні властивості надграток і лазери з квантово-розмірними шарами;

4.2 Оптичні властивості надграток;

4.3 Структурна залежність показника заломлення;

4.4 Оптична нелінійність в надгратках;

4.5 Енергетичні стан у прямокутній квантовій ямі складної форми;

4.6 Формування енергетичного спектру квантових ям з довільним енергетичним;
Профілем.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (слайдів)

5.1 «Подання» (1 слайд); 5.2 «Реферат» (1 слайд);

5.3 «Актуальність роботи» (1 слайд); 5.4 «Математична модель» (1 слайди);

5.5 «Розрахункові діаграми» (7 слайдів); 5.6 «Висновки» (1 слайд)

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1.	Отримання завдання	4.11.2019	
2.	Підбір інформаційних джерел	5.11 – 15.11	
3.	Вибір та опрацювання математичної моделі	16.11 – 30.11	
4.	Дослідження енергетичних станів частинок активної області ІНЛ на КРС	01.12 – 05.12	
5.	Дослідження впливу зовнішніх полів на енергетичні стани частинок у КРС з енергетичним профілем складної форми	01.12 – 05.12	
6.	Аналіз отриманих результатів	06.12 – 13.12	
7.	Оформлення пояснювальної записки	13.12 – 15.12	
8.	Подання роботи на кафедру	16.12.2019	

Дата видачі завдання 4 11 2019 р.

Студент _____ Туренко В.В.
(підпис)

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

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка містить: 45 с., 17 рис., 1 табл., 37 джерел, 2 додатка.

ЛАЗЕРНИЙ ДІОД, КВАНТОВА РОЗМІРНА СТРУКТУРА, ОПТИЧНЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, ОПТИЧНЕ ПІДСИЛЕННЯ, НАДГРАТКА, МОЛЯРНА ЧАСТКА, ЕЛЕКТРОН, ЗОВНІШНЄ ПОЛЕ, ГЕТЕРОПЕРЕХІД.

Об'єкт дослідження – активний шар лазерного діоду – інжекційного напівпровідникового лазера на основі квантової розмірної структури першого типу у вигляді двошарової надгратки на основі гетероструктури GaAs/Al_xGa_{1-x}As з енергетичним профілем складної форми.

Мета роботи – дослідження частотного зсуву випромінювання ІНЛ на КРС під впливом зовнішнього електричного поля.

Метод дослідження – моделювання енергетичних станів частинок в активній області лазера на основі математичного апарату квантової механіки.

У даній дипломній роботі проведено дослідження формування енергетичних станів частинок і квазічастинок у двошаровій квантовій розмірній структурі та її модифікацію у зовнішньому електричному полі.

ABSTRACT

The explanatory note contains: 45 pages, 17 figures, 1 table, 37 sources, 2 supplements.

LASER DIODES, QUANTUM SIZE STRUCTURES, OPTICAL RADIATION, OPTICAL AMPLIFICATION, SUPERLATTICE, MOLE FRACTIONS, ELECTRONS, EXTERNAL FIELD, HETEROJUNCTION.

Object of study - active layer of laser diode - injection semiconductor laser based on quantum size structure of the first type in the form of a two-layer superstructure based on the GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructure with complex energy profile.

The purpose of the work is to study the frequency shift of the radiation of the INL at the CRC under the influence of an external electric field.

The method of investigation is the modeling of the energy states of particles in the active region of a laser based on the mathematical apparatus of quantum mechanics.

In this diploma work, the formation of energy states of particles and quasiparticles in a two-layer quantum size structure and their modification in an external electric field are investigated.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ.....	7
ВСТУП	8
1 ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАДГРАТОК І ЛАЗЕРИ З КВАНТОВО- РОЗМІРНИМИ ШАРАМИ.....	10
1.1 Оптичні властивості надграток	10
1.2 Структурна залежність показника заломлення.....	12
1.3 Оптична нелінійність в надгратках.....	15
2 ЕНЕРГЕТИЧНІ СТАНИ У ПРЯМОКУТНІЙ КВАНТОВІЙ ЯМІ СКЛАДНОЇ ФОРМИ	18
2.1 Формування енергетичного спектру квантових ям з довільним енергетичним профілем.....	18
2.2 Квантове обмеження частинок в наноструктурі з енергетичним профілем складної форми.....	27
2.3 Параметри структури двошарової несиметричної надгратки.....	29
2.4 Визначення власних значень енергій і хвильових функцій частинок у надгратках в області квазіконтинуума.....	32
ВИСНОВКИ.....	42
ДОДАТОК А.....	46
ДОДАТОК Б	47

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

ІНЛ – інжекційний напівпровідниковий лазер;

КРС – квантова-розмірна структура;

ПГС – подвійна гетероструктура;

КЯ – квантова яма

ВСТУП

Сучасні технології наноелектроніки дозволяють створювати структури різної конфігурації, що реалізують різноманітні електричні, магнітні та оптичні властивості. Зокрема реалізовувати властивість чисто оптичної нелінійності в матеріалах, в яких це явище виражено слабо або зовсім не спостерігається.

Як відомо, сильно виражена оптична нелінійність системи, виготовленої з матеріалів, що майже не володіють оптичною нелінійністю, є наслідком великих значень дипольних матричних елементів переходів між різними рівнями розмірного квантування. Ці рівні виникають в системі внаслідок обмеження руху носіїв струму потенціалом наноструктури, а резонанси на частотах, які відповідають різниці енергій рівнів, належать до інфрачервоного діапазону довжин хвиль.

Сучасні технології дозволяють вирощувати напівпровідникові наноструктури з майже довільними наперед заданими структурними і композиційними характеристиками. Завдяки цьому в даний час стало можливим реалізовувати низькорозмірні системи з необхідними властивостями енергетичного спектру, а також ступенем перекриття хвилевих функцій різних енергетичних рівнів розмірного квантування. Така можливість у свою чергу дозволяє не тільки конструювати і створювати різні високоефективні оптичні прилади з активними елементами на квантових об'єктах, а й на основі певних модельних підходів до розрахунку параметрів цих об'єктів оптимізувати їх робочі характеристики.

Завдяки розробці нових методів вирощування тонких плівок, найважливішим серед яких є метод молекулярно-пучкової епітаксії, який дозволяє отримувати товщини плівок майже до одного атомного шару, з'явилася можливість формувати з таких плівок багат шарові структури, які

названі надграткою, і спостерігати в них різноманітні фізичні ефекти, невідомі для традиційних матеріалів.

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

1 ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАДГРАТОК І ЛАЗЕРИ З КВАНТОВО-РОЗМІРНИМИ ШАРАМИ

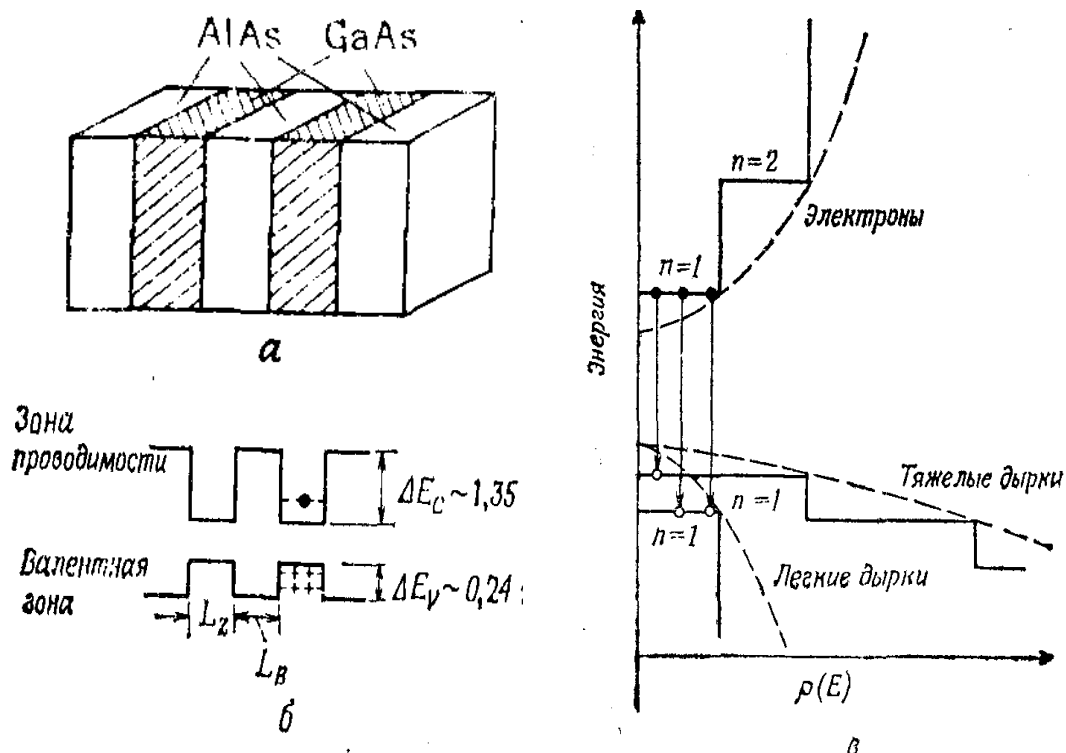
1.1 Оптичні властивості надграток

Надгратка являє собою структуру з послідовним чергуванням шарів надтонких плівок з різних матеріалів. Для напівпровідників, як показано на рис. 1.1, а, найбільш типовими є надгратки на основі монокристалічних плівок арсеніду галію (товщиною L_z) і монокристалічних плівок арсеніду алюмінію або $Al_xGa_{1-x}As$ (товщиною L_b), для яких виконується умова ізоперіодичності. Внаслідок відмінності в ширині заборонених зон E_g обох матеріалів в зоні провідності і валентній зоні такої надграткової структури в напрямку осі z формується періодично змінюваний потенційний профіль (рис. 1.1, б).

Для гратки на основі GaAs/AlAs в шарах арсеніду галію і арсеніду алюмінію потенційна енергія електронів і дірок зменшується або збільшується відповідно на ΔE_c і ΔE_v , у зв'язку з чим перший шар називається шаром з потенційною ямою, а другий - шаром з потенційним бар'єром.

Поведінка електрона (або дірки) у полі періодично змінюваного потенціалу можна точно описати за допомогою моделі Кроніга - Пенні. Якщо не потрібна висока точність, то при розгляді тільки одного шару з потенційною ямою, розміщеного між шарами з потенційним бар'єром, в припущенні необмежено ширини бар'єрних шарів L_b і висоти потенційного бар'єру ΔE_c для електронів (або дірок), що знаходяться в потенційній ямі цілком можливо користуватися одномірним рівнянням Шредінгера.

Якщо обмежити розгляд тільки електронами, утворюються дискретні енергетичні рівні з енергією E_n , яка відраховується від дна зони провідності:



- а - модель надгратки на основі GaAs/AlAs;
 б - зонна структура надгратки;
 в - енергетична діаграма надгратки. (Штрихові криві відповідають зонам для об'ємного кристала GaAs).

Рисунок 1.1 – Структура надграток

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2 \cdot m_e^*} \cdot \left(\frac{\pi}{L_z} \right)^2 \cdot n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.1)$$

При товщині шару $L_z < 200$ А E_n стає більше 13 МеВ, і цією величиною вже не можна знехтувати у порівнянні з квантом теплової енергії kT при кімнатній температурі, який дорівнює 25 МеВ, таким чином квантовий розмірний ефект буде спостерігатися навіть при кімнатній температурі і дещо вищій.

Електрон в напрямку осі z буде мати квантовані (дискретні) значення енергії E_n а в ортогональних напрямках (відповідають площині xy в шарі GaAs)

буде вести себе як вільна частинка, тобто мати «безперервний» енергетичний спектр. Тому вираз для кінетичної енергії електрону можна записати як

$$E = E_n + \frac{\hbar^2}{2 m_e^*} \left(k_x^2 + k_y^2 \right), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.2)$$

Специфічні оптичні властивості надграток відрізняють їх від об'ємних кристалів. Це добре видно на прикладі структури на основі GaAs-AlAs - залежність довжини хвилі випромінювання від товщини квантово-обмеженого шару.

При збудженні надгратки за допомогою слабкого оптичного випромінювання внаслідок рекомбінації між електронами і важкими дірками, які перебувають на нижчому квантовому рівні ($n = 1$) виникає явище люмінесценції.

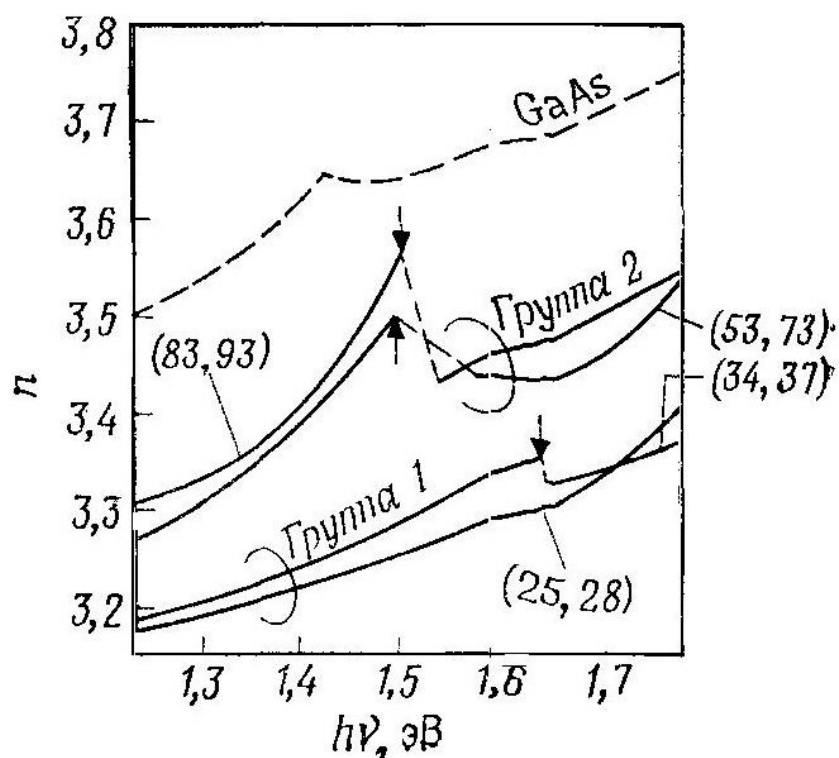
Положення цього квантового рівня, (рис. 1.1), істотно залежить від товщини шару з потенційною ямою L_z . При зменшенні L_z квантові рівні електронів і дірок віддаляються від дна зони провідності або стелі валентної зони відповідно, внаслідок чого енергія рекомбінації збільшується.

1.2 Структурна залежність показника заломлення

На рис. 1.2 показані спектральні залежності показників заломлення надграткових структур [12].

Для аналізу були обрані чотири зразки надграток на основі GaAs/AlAs (їх спектри зображені на рисунку суцільними лініями) з постійними середніми стехіометричними коефіцієнтами арсеніду алюмінію $\bar{x} = L_b / (L_z + L_b) = 0,53 \pm 0,03$; відповідні значення L_z і L_b зазначені в круглих дужках. Досліджувані зразки можна розділити на дві групи. До першої групи входять зразки з L_b менш 45 Å, і в цьому випадку через взаємодію квантово-розмірних шарів дисперсійна залежність близька до залежності, що відповідає твердому розчину

$\text{Al}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$. До другої групи належать зразки з товщиною бар'єрного шару більше 45 Å.



- штрихована крива - спектр показника приломлення для об'ємного кристала GaAs;
- дужках наведені відповідно значення (L_z , L_v вимірюються в ангстремах)

Рисунок 1.2 – Спектральна залежність показника заломлення надграток на основі GaAs/AlAs

У розглянутому випадку квантово-розмірні шари слабо пов'язані між собою, в результаті чого спостерігається збільшення показника заломлення приблизно на 0,2 в порівнянні з зразками першої групи. Значення енергій фотонів, при яких спостерігається стрибок дисперсійної кривої (на рисунку показані стрілками), відповідають еквівалентній енергії E_g надграткової структури. Для твердих розчинів $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($0 \leq x \leq 1$) показник заломлення, відповідний E_g , має значення близько 3,65 і практично не залежить від

молярної долі алюмінію. З іншого боку в надгратках, як показано на рис. 1.3, показник заломлення в істотно залежить від L_z і L_b і, як правило, зменшується порівняно з твердим розчином більш ніж на 0,1.

Даний факт важливо враховувати при проектуванні, наприклад, лазерних діодів на основі багатошарової квантово-розмірної структури (КРС), в яких надгратка використовується як оптичний хвилевід.

Важливим природнім фактором, який впливає на оптичну нелінійність напівпровідникових кристалів є екситонні енергетичні стани, особливо за кімнатної температури. Екситоном називається стан, в якому збуджена світлом електронно-діркова пара пов'язана за рахунок кулонівського тяжіння, хоча такий стан точніше було б назвати вільним екситоном. На рис. 1.3 наведені результати з вимірювань спектрів оптичного поглинання при кімнатній температурі для надгратки і кристалу високої хімічної чистоти GaAs.

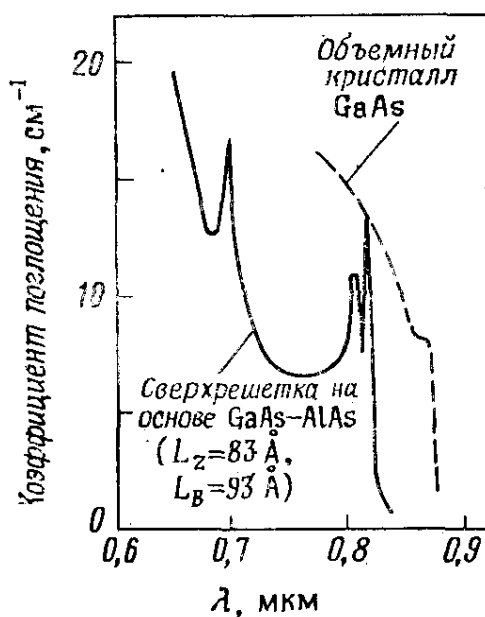


Рисунок 1.3 – Порівняння спектрів оптичного поглинання в надгратці типу GaAs/AlAs і об'ємному кристалі GaAs ($T = 300$ К)

У разі структури на основі надгратки спектр відображає наявність ступінчастої функції густини станів $\rho(E)$ з додатковими піками поглинання на

довжинах хвиль, що відповідають краю смуги поглинання (наприклад, на довжині хвилі $\lambda \sim 0,8$ мкм, що дорівнює енергії рекомбінації електрона першого рівня $n = 1$ і важкої дірки), а також енергії рекомбінації електронів рівнів $n = 2, 3, \dots$ і дірок.

1.3 Оптична нелінійність в надгратках

Оптична нелінійність в надгратці стає помітною при виконанні так званої умови резонансу, коли енергетичні рівні спектру системи розташовані еквідистантно і різниця їх енергій кратна енергії фотону початкового випромінювання. Завдання знаходження потенціалу обмеження, що забезпечує еквідистантність кількох енергетичних рівнів, є складним варіаційним завданням, яке навіть при фіксованій формі потенціалу не має однозначного розв'язку. Параметри потенціалу можуть змінюватися таким способом, що при зміні положень рівнів еквідистантність між ними зберігається. У свою чергу зміна параметрів, не порушуючи умов резонансу, сильно впливає на значення дипольних матричних елементів, що має наслідком істотну зміну значень оптичних характеристик системи. Так, зміною параметрів структури можна домогтися великого значення коефіцієнта нелінійності. Разом з тим максимум коефіцієнту оптичної нелінійності зовсім не означає, що спостережувана інтенсивність генерованого випромінювання на подвійній частоті буде обов'язково максимальною. Дійсно, в режимі подвійного резонансу випромінювання яке генерує, так і випромінювання яке генерується може сильно поглинатися. Таким чином резонансні оптичні переходи можуть призвести до сильної генерації на частоті 2ω , але в той же час до сильного поглинання на частотах ω і 2ω .

Отже завдання знаходження умов оптимальної генерації для другої гармоніки не може бути повністю вирішене в рамках макроскопічної теорії, тобто виявленням параметрів наноструктури з максимальним коефіцієнтом оптичної нелінійності або ж мінімальним значенням коефіцієнту поглинання на

подвоєній частоті. Повна теорія оптимізації поряд з визначенням оптичних характеристик системи повинна розглядати рішення рівнянь макроскопічних полів, що визначають інтенсивність основного випромінювання і випромінювання яке генерується за різних значень оптичних характеристик системи.

У зв'язку з завданням генерації другої гармоніки випромінювання в інфрачервоній області довжин хвилі, обумовленого як міжзонними, так і міжпідзонними оптичними переходами, існують багаточисленні асиметричні низькорозмірні структури з декількома еквідистанційно розташованими енергетичними рівнями. Такі, квантові ями як зі складною структурою або прості ями, що знаходяться у вбудованому або у зовнішньому електричному полі. Нелінійні оптичні властивості асиметричних квантово-розмірних напівпровідникових структур можуть бути застосовані до гетеросистем GaAs/AlGaAs, Si/SiGe, AlInAs/GaInAs, GaN/AlGaN.

В об'ємному кристалі GaAs екситон являє собою водневоподібний стан, в якому електрон знаходиться на круговій орбіті щодо дірки. Радіус цієї орбіти називають борівським радіусом екситону і в GaAs він дорівнює 140 А. При цьому енергія зв'язку дорівнює 4,2 МеВ, що майже на порядок менше теплової енергії при кімнатній температурі (25 МеВ). Отже, при кімнатній температурі екситонний стан не може бути стабільним у напівпровідникових сполуках $A^{III}B^V$.

Виникненням екситонного стану також пояснюється невеликий пік на краю поглинання показаному штриховою кривою спектрі поглинання об'ємного кристала GaAs на рис. 1.4, однак цей пік проявляється лише у високочистих матеріалів. У цьому випадку спектр екситонного поглинання при низьких температурах спостерігається у вигляді одиночного піку.

Однак в разі, коли у надгратці товщина квантово-розмірного шару, в якому знаходиться екситон, менше борівського радіусу екситону, орбіта електрона деформується, стає еліптичною з малою віссю в напрямку координати z . Екситон, обмежений в одному вимірі потенційним бар'єром,

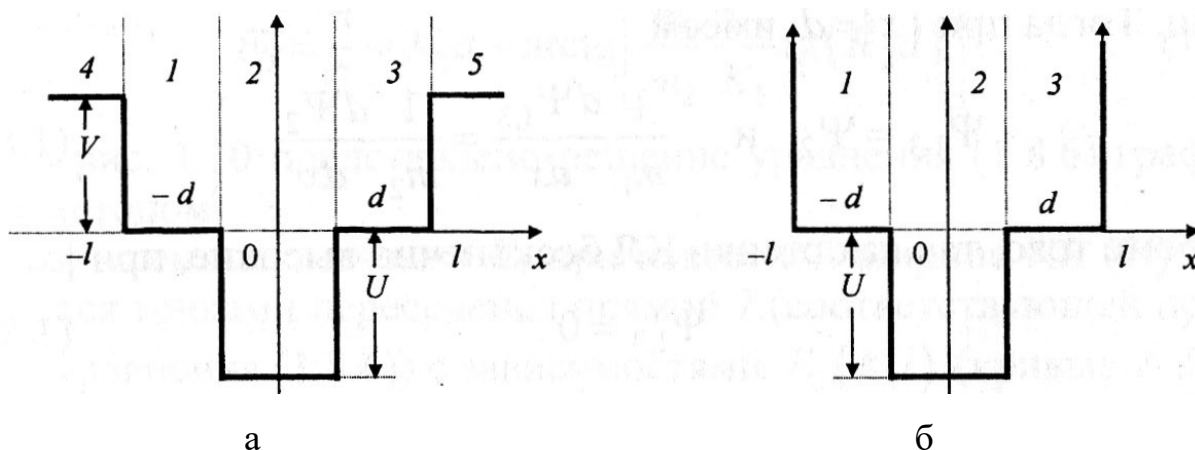
називається двовимірним.

Вимірювання енергії зв'язку двовимірного екситону здійснюється за допомогою методу, названого методом магнітооптичного поглинання.

2 ЕНЕРГЕТИЧНІ СТАНИ У ПРЯМОКУТНІЙ КВАНТОВІЙ ЯМІ СКЛАДНОЇ ФОРМИ

2.1 Формування енергетичного спектру квантових ям з довільним енергетичним профілем

Можливість отримання напівпровідникових шарів з довільним енергетичним профілем зі зміною складу дозволила використовувати структури з КЯ для поліпшення характеристик приладів. Для створення нового покоління резонансно-тунельних діодів і гетеролазерів з роздільним електронним і оптичним обмеженням застосовуються структури з прямокутними КЯ, в центрі яких є додаткова глибша квантова яма (рис. 2.1, а).



а - випадок кінцевих обмежуючих бар'єрів;

б - випадок «нескінченних» обмежуючих бар'єрів

Рисунок 2.1 – Енергетичний профіль квантової ями з додатковою квантовою ямою

Додаткова квантова яма справляє свій вплив на енергетичний спектр КЯ з нескінченно високими стінками (рис. 2.1, б). При аналізі потрібно врахуємо, що потенційний провал отриманий зміною матеріалу і, в області додаткової КЯ

провалу ($-d \leq x \leq d$) ефективна маса електрона m_1 може відрізнятися від ефективної маси m_2 в прилеглих областях ($d \leq |x| \leq l$).

У разі, коли ефективна маса залежить від координати, одномірне рівняння Шредінгера може бути записане як:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial x} m(x)^{-1} \frac{\partial}{\partial x} + U(x) \right] \psi = E \psi . \quad (2.1)$$

Для областей 1 і 3 ($d \leq |x| \leq l$) рівняння (2.1) приймає вигляд

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 0 \right) \psi = E \psi . \quad (2.2)$$

Аналогічно для області 2 ($|x| \leq d$) маємо

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - U \right) \psi = E \psi . \quad (2.3)$$

Положення дозволених енергетичних рівнів для $E > 0$ (тобто тих, які потрапляють в широкую частину КЯ) визначається. В цьому випадку хвильова функція у всіх трьох областях може бути представлена у вигляді

$$\psi_j = A_j \exp(iK_j x) + B_j \exp(-iK_j x), \quad j = 1, 2, 3 , \quad (2.4)$$

де

$$K_{1,3} = \sqrt{\frac{2m_1}{\hbar^2} E} ; \quad (2.5)$$

$$K_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot m_2}{\hbar^2} \cdot (E + U)}. \quad (2.6)$$

Для знаходження коефіцієнтів A_j і B_j , як зазвичай, користаються умовами, що забезпечують безперервність хвильової функції (безперервність густини частинок) і густини потоку частинок. Тоді при $|x| = d$:

$$\operatorname{tg}[K_1(l-d)] = -\frac{m_2}{m_1} \frac{K_1}{K_2} \operatorname{tg}(K_2 d), \quad \text{і} \quad \frac{1}{m_1} \frac{d\psi_{1,3}}{dx} = \frac{1}{m_2} \frac{d\psi_2}{dx}. \quad (2.7)$$

Крім того, оскільки стінки КЯ нескінченно високі, при $|x| = l$

$$\psi_{1,3} = 0. \quad (2.8)$$

Іс користуючись граничні умови (2.7) і (2.8), отримаємо два рівняння:

$$\operatorname{tg}[K_1(l-d)] = \frac{m_2}{m_1} \frac{K_1}{K_2} \operatorname{ctg}(K_2 d); \quad (2.9)$$

$$\operatorname{tg}[K_1(l-d)] = -\frac{m_2}{m_1} \frac{K_1}{K_2} \operatorname{tg}(K_2 d), \quad (2.10)$$

у тому числі перше визначає дозволених K (а отже, і E_n) для парних станів, а друге - для непарних.

Аналіз виразів (2.9) і (2.10) дозволяє виявити вплив провалу і відмінності ефективних мас на положення дозволених рівнів енергії.

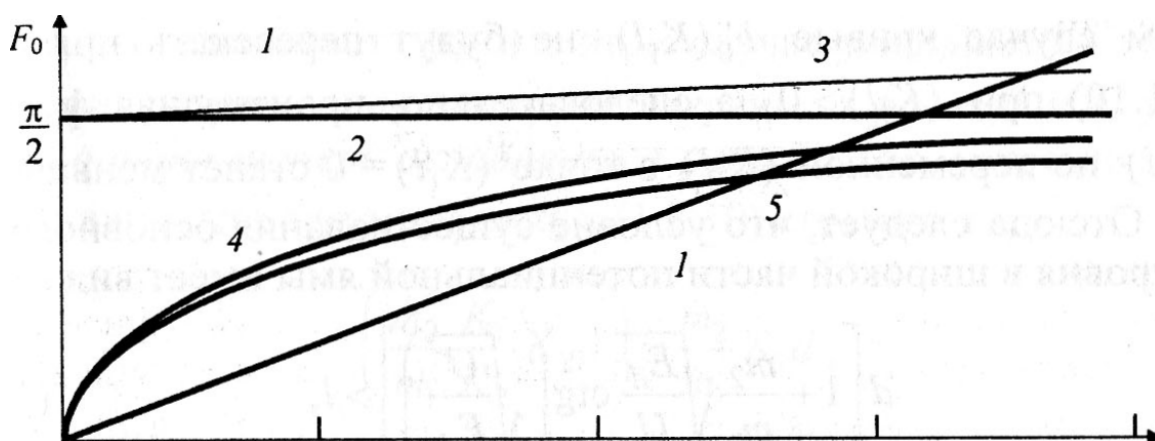
Так, для основного (нижнього) парного стану з (2.8) можна отримати

$$K_1 l = F_0, \quad (2.11)$$

де

$$F_0 = \frac{\pi}{2} + K_1 d - \arctg \left[\frac{m_1}{m_2} \frac{K_2}{K_1} \operatorname{tg}(K_2 d) \right]. \quad (2.12)$$

На рис. 2.2 представлено рішення рівняння (2.10) графічним методом.



1 – $K_1 l$; 2 – 5 – $F_1(K_1 l)$; 2 – $m_2 = m_1$ і $U = 0$; 3 – $m_2 < m_1$ та $U = 0$; 4 – $m_2 < m_1$ і $U \neq 0$; 5 – $m_2 = m_1$ та $U \neq 0$.

Рисунок 2.2 – Графічний розв'язок рівняння (2.10)

Дозволені значення K_1 при відомій ширині КЯ ($2l$) визначається точками перетину прямої (відповідної правої частини рівняння (2.10)) з залежностями $F_0(K_1 l)$ (криві 2 – 5).

З аналізу виразів (2.11), (2.12) і наведених залежностей випливає, що для основного парного стану: 1 - зменшення ефективної маси зрушує дозволений рівень енергії в область високих енергій; 2 - збільшення ширини d і глибини U додаткової КЯ знижує дозволений рівень енергії; 3 - кінцеве зміщення рівня енергії визначається суперпозицією вказаних ефектів, при цьому вплив ефективної маси зазвичай слабкіше. Так, при $m \rightarrow 0$ аргумент arctg в (2.12) прагне до

$$\left(\frac{m_1 K_2^2}{m_2 K_1} d \right) = \frac{m_1 2d}{K_1 \hbar^2} (E + U), \quad (2.13)$$

тобто вплив m_2 на рішення рівняння (2.11) взагалі зникає, а вплив d і U залишається.

Збільшення ширини і глибини провалу, призводить до «затягування» основного парного рівня з широкої частини квантової ями у вузьку.

В цьому випадку криві $F_0(K_1 l)$ не перетинатимуть пряму l (рис. 2.2) при $(K_1 l) > 0$, а отже, похідна функції $F_0(K_1 l)$ за змінюваною $K_1 l$ в точці $(K_1 l) = 0$ стане менше одиниці. Звідси випливає, що умова існування основного парного рівня в широкій частині потенційної ями має вигляд

$$d \left[1 + \frac{m_2}{m_1} \sqrt{\frac{E_d}{U}} \operatorname{ctg} \left(\sqrt{\frac{U}{E_d}} \right) \right] > l, \quad (2.14)$$

де

$$E_d = \frac{\hbar^2}{2m_2 d^2}. \quad (2.15)$$

З аналізу (2.14) слідує, що збільшення d , U , m_1 або m_2 сприяє втягуванню основного парного рівня у вузьку КЯ.

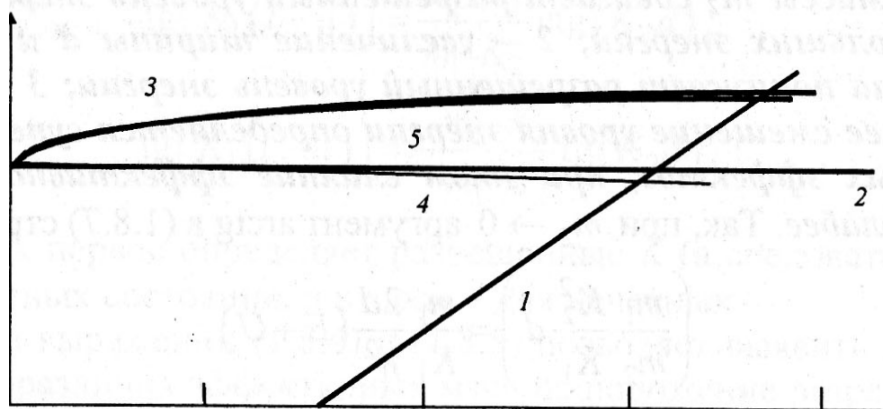
Параметри системи також впливають на стан першого збудженого (непарного) стану. Як випливає з (2.10), вираз для визначення дозволених значень K може бути представлено як:

$$K_1 l = F. \quad (2.16)$$

де

$$F_1 = \pi + K_1 d - \arctg \left[\frac{m_2 K_1}{m_1 K_2} \operatorname{tg}(K_2 d) \right] \dots \quad (2.17)$$

Рішення рівняння (2.16) графічним методом показано на рис. 2.3.



$$1 - K_1 l; 2 - 5 - F_1(K_1 l); 2 - m_2 = m_1, U = 0; 3 - m_2 < m_1, U = 0; 4 - m_2 = m_1 \\ U \neq 0; 5 - m_2 < m_1, U \neq 0$$

Рисунок 2.3 – Графічний розв'язок рівняння (2.16)

Аналіз показує, що і в цьому випадку зменшення m_2 збільшує дозволене значення енергії, а зростання d і U зменшує, однак тепер послаблюється роль U . Так, при спрямуванні m_2 до нуля, аргумент \arctg в (2.17) прагне до

$$\left[\frac{m_2 K_1}{m_1 K_2} (K_2 d) \right] = \frac{m_2}{m_1} K_1 d, \quad (2.18)$$

тобто вплив U зникає.

Різний вплив U і m_2 на положення основного і першого збудженого станів пов'язано з різним видом хвильових функцій, які відповідають цим станам. Якщо для основного стану в області вузької КЯ значення $|\psi|^2$ велике і

значення $|d\psi/dx|^2$ - мале, то для першого збудженого, навпаки, велике $|d\psi/dx|^2$, але $|\psi|^2$ - мале. Оскільки середня енергія в даному стані,

$$\bar{E} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hbar^2}{2m} \left| \frac{d\psi}{dx} \right|^2 dx + \int_{-\infty}^{\infty} U(x) \cdot |\psi|^2 dx, \quad (2.19)$$

то виявляється, що в основному стані середня енергія буде більш «чутлива» до наявності і величини глибини вузької КЯ, а в першому збудженому стані - до значення m_2 .

В результаті виявляється, що можна створити структуру, у якій наявність шару з меншою ефективною масою призведе до зниження енергії основного і підвищенню енергії збудженого стану, тобто енергетичний зазор між цими рівнями побільшає, ніж в разі простої квантової ями, що, наприклад, використовують для збільшення контрастності ВАХ резонансно-тунельних діодів.

Реально дослідники мають справу з потенційними ямами, стінки яких мають кінцеву висоту. Вплив кінцевої висоти стінок на дозволені значення енергії основного і першого збудженого станів КЯ при вузької квантової ями також має місце.

В цьому випадку необхідно додатково врахувати можливість проникнення частинки під бар'єри. Рішення рівняння (2.1) для цих областей можна записати у вигляді ($|x| \geq l$)

$$\psi_{4,5} = c_{4,5} \exp[-\beta(|x| - l)], \quad (2.20)$$

де

$$\beta^2 = \frac{2m_3}{\hbar^2} (V - E). \quad (2.21)$$

З огляду на граничні умови при $x = \pm d$ і $x = \pm l$, можна було б записати систему алгебраїчних рівнянь, що визначає дозволени значення K і E . Проте при цьому довелося б шукати спільне рішення системи з восьми рівнянь. Для спрощення розрахунків краще врахувати симетрію задачі і замість граничних умов для $x < 0$ використовувати граничні умови при $x = 0$. При цьому можна отримати:

для парних станів

$$\psi'_2(x=0) = 0, \quad (2.22)$$

для непарних

$$\psi_2(0) = 0. \quad (2.23)$$

З огляду на граничні умови при $x = d$

$$\psi_2(d) = \psi_3(d), \quad \frac{1}{m_2} \psi'_2 = \frac{1}{m_1} \psi'_3 \quad (2.24)$$

і при $x = l$

$$\psi_3(l) = \psi_5(l), \quad \frac{1}{m_1} \psi'_3 = \frac{1}{m_3} \psi'_5, \quad (2.25)$$

можливо отримати дві системи по п'ять рівнянь, рішення яких і визначають дозволени значення K і E для парних і непарних станів.

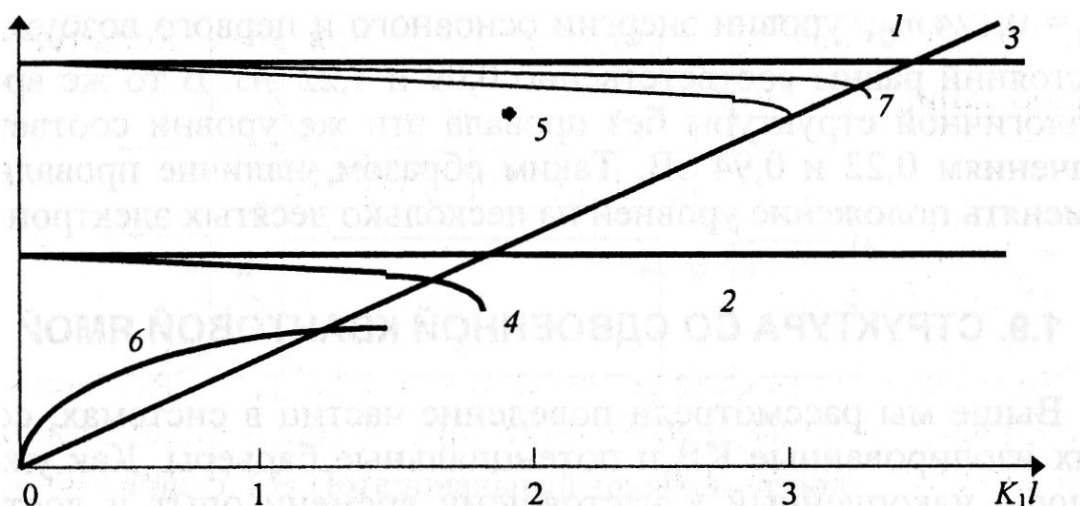
Відповідні дисперсійні рівняння для визначення дозволених значень енергії і в цьому випадку ($V \neq \infty$) вдається представити у вигляді (2. 11) і (2.16), але рівняння для основного парного стану тепер матиме вигляд

$$F_0 = \arctg\left(\frac{m_1\beta}{m_3K_1}\right) + K_1d - \arctg\left(\frac{m_1}{m_2} \frac{K_2}{K_1} \operatorname{tg}(K_2d)\right). \quad (2.26)$$

Рішення дисперсійних рівнянь (2.11) і (2.16) з урахуванням (2.25) і (2.26) представлено на рис. 2.4., а рівняння для першого збудженого (непарного) стану може бути записано як

$$F_1 = \pi + K_1d - \arctg\left(\frac{m_3K_1}{m_1\beta}\right) - \arctg\left[\frac{m_2}{m_1} \frac{K_1}{K_2} \operatorname{tg}(K_2d)\right]. \quad (2.27)$$

Аналіз показує, що зниження висоти стінок КЯ зменшує значення дозволених рівнів енергії як для основного парного, так і для збудженого стану.



$$1 - K_1 l; 2, 4, 6 - F_0(K_1 l); 3, 5, 7 - F_1(K_1 l); 2, 3 - m_2 = m_1$$

$$U = 0; V \neq \infty; 6, 7 - m_2 < m_1, U \neq 0, V \neq \infty$$

Рисунок 2.4 – Графічний розв’язок дисперсійних рівнянь (2.11) і (2.15) з урахуванням (2.25) і (2.26)

Такому зниженню сприяє і збільшення (ефективної маси матеріалу бар’єрів). В результаті умова існування основного парного рівня в широкій

частини потенційної ями приймають вигляд

$$d \left[1 + \frac{m_2}{m_1} \sqrt{\frac{E_d}{U}} \operatorname{ctg} \left(\sqrt{\frac{E_d}{U}} - \sqrt{\frac{m_3 U}{m_2 V}} \right) \right] > l. \quad (2.28)$$

Оцінки показують, що, наприклад, для структури, у кото рій бар'єри виготовлені з AlAs, широка частина КЯ - з твердого розчину $In_{0,53}Ga_{0,47}As$, провал - з InAs з параметрами $V = 1,32$ еВ, $U = 0,24$ еВ, $d = 9,2$ Å , $l = 18,2$ Å , $m_1 = 0,046 m_0$, $m_2 = 0,023 m_0$, $m_3 = 0,124 m_0$, рівні енергії основного та першого збудженого станів рівні відповідно 0,09 і 1,22 еВ. У той же час для аналогічної структури без вузької КЯ ці ж рівні відповідають значенням 0,22 і 0,94 еВ.

Таким чином, наявність провалу може змінювати положення рівнів на кілька десятих електрон-вольт.

2.2 Квантове обмеження частинок в наноструктурі з енергетичним профілем складної форми

З розвитком наноелектроніки та її напівпровідникової елементної бази, дослідники все більшу увагу приділяють створенню напівпровідникових наноелектронних приладів як оптоелектронного так і не оптоелектронного застосування. При створенні приладів наноелектроніки виникає ряд проблем: вбудовування дискретних наноелектронних приладів і їх найпростіших збірок до складу стандартних мікроелектронних схем, що мають усталену технологічну реалізацію; створення чисто наноелектронних схем; створення надійних електричних з'єднань як між нанорозмірними елементами схем, так і між нано- і мікроелектронних компонентами; температурна стабільність елементів наноелектроніки; приведення параметрів новостворюваної наноелектронних елементної бази до існуючих стандартів на той чи інший вид апаратури, або створення нових стандартів; придушення небажаних ефектів в

роботі нової елементної бази, виникнення яких пов'язане з квантової природою фізичних процесів, що відбуваються в активних областях наноелектронних приладів і т.д.

Найбільший інтерес у створенні і модернізації наноелектронних елементної бази є виробництво дискретних елементів оптоелектронного і не оптоелектронного застосування, таких як інжекційні напівпровідникові лазери і високоспрямовані світлодіоди великої потужності, підсилювачі і модулятори оптичного випромінювання, а також польових транзисторів з наноканалом, резонансно-тунельних діодів, резонансно-тунельних транзисторів, біполярні транзистори з нанорозмірною базою. З розвитком технологічних методів наноелектроніки, особлива увага приділяється створенню напівпровідникових приладів з надгратками.

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

З розвитком епітаксійних технологій з'явилася раніше недоступна можливість варіювати енергетичну діаграму напівпровідникових структур як по ширині областей і висоті потенційних бар'єрів, так і за напрямками росту кристалів. Виникла можливість створювати структури з чергуються в заданому порядку матеріалами 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, в тому випадку, коли внутрішні потенційні бар'єри нижче зовнішніх, між якими і виникають енергетичні стани частинок, набагато вище основних станів в окремих квантово-обмежених областях і які відчувають також квантове обмеження.

2.3 Параметри структури двошарової несиметричної надгратки

Як приклад багатошарової квантово-розмірної структури в даній роботі розглянута п'ятишарова структура, показана на рисунку 2.5, загальний вид - рис. 2.5 а) і енергетична діаграма - рис. 2.5 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 по всій структурі.

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

проникним, проте загальна відстань між бар'єрами першого і п'ятого шарів, в загальному випадку може наближатися до величинам об'ємного зразка.

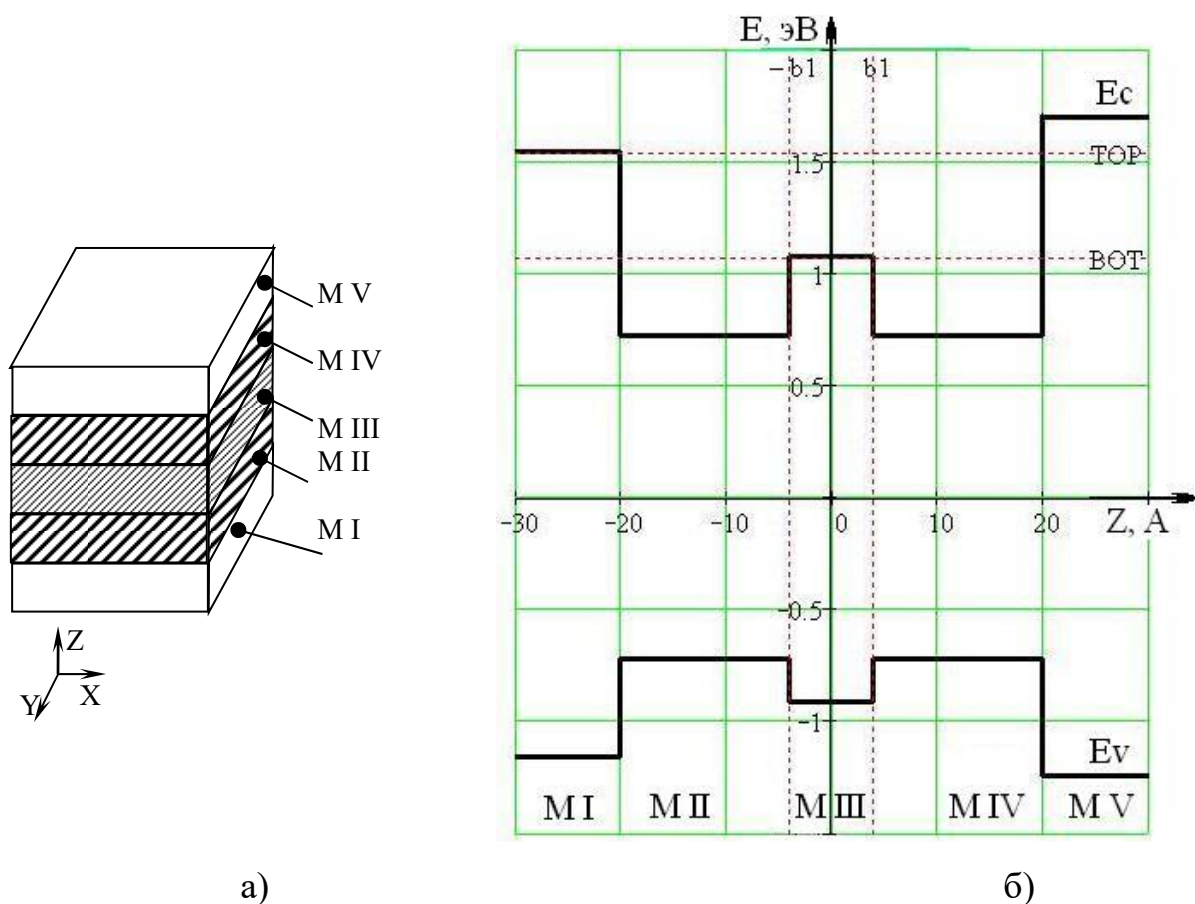


Рисунок 2.5 – П'ятишарова структура надгратки зі складним енергетичним профілем

На рис. 2.5 б - E_c і E_v - межі зони провідності і валентної зони відповідно; - b , b - межі центральної частині структури; маркери «TOP» та «BOT» - верхня і нижня межі області квазіконтинуума для електронів в зоні провідності п'ятишарової наноструктури, аналогічна область існує і для важких і легких дірок у валентній зоні (на рисунку не показана).

Енергетична діаграма структури, показаної на рис. 2.5 б була розрахована на підставі параметрів потрійного твердого розчину заміщення $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, наведених в табл. 2.1.

Таблиця 2.1 - Фізичні параметри потрійного твердого розчину заміщення була розрахована на основі параметрів потрійного твердого розчину заміщення GaAs/Al_xGa_{1-x}As

параметр	GaAs	AlAs	Al _x Ga _{1-x} As
E _g , eV	1,424	3,018	1,424 + 1,247 · X, 0 < X < 0,45 1,424 + 1,247 · X + 1,147 · (X - 0,45), 0,45 < X < 1,0
	0,067	0,124	0,067 + 0,057 · X
	6,85	3,45	6,85 - 3,4 · X
	2,1	0,68	2,1 - 1,42 · X

Ефективні маси важких і легких дірок обчислюються відповідно до формул:

$$m_{hh}^* = \frac{m_0}{(\gamma_1 - 2 \cdot \gamma_2)} \quad (2.29)$$

$$m_{lh}^* = \frac{m_0}{(\gamma_1 + 2 \cdot \gamma_2)} \quad (2.30)$$

де m_0 - маса вільного електрона;

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

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

γ_1 і γ_2 - матеріальні постійні Латтінгера.

Постійні Латтінгера характеризують ефективні маси дірок (закон дисперсії) валентної зони подвійних напівпровідникових з'єднань і їх потрійних і четвертих твердих розчинів заміщення. Формули, для визначення параметрів потрійного твердого розчину заміщення Al_xGa_{1-x}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, таким чином

служити прийнятною основою для визначення вхідних параметрів моделі наноструктури.

2.4 Визначення власних значень енергій і хвильових функцій частинок у надгратках в області квазіконтинуума

Визначення власних значень енергії і власних функцій носіїв проводиться в рамках квантово-механічного підходу на підставі рішення стаціонарного рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}\Psi = E \cdot \Psi. \quad (2.31)$$

Рішення рівняння (2.31) для власних значень енергії в області нижче квазіконтинуума - в області поділу квантових ям, може бути записано так:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \cdot \left(\arctg \left(\frac{k_1 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_1^*} \right) + \arctg \left(\frac{k_5 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_5^*} \right) \right) - \\ - \arctg \left(-\frac{k_3 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_3^*} \cdot th(k_3 \cdot b) \right) - k_2 \cdot (a - b) + n \cdot \pi = 0. \end{aligned} \quad (2.32)$$

- для парних рішень,

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \cdot \left(\arctg \left(-\frac{k_2 \cdot m_1^*}{k_1 \cdot m_2^*} \right) + \arctg \left(-\frac{k_2 \cdot m_5^*}{k_5 \cdot m_2^*} \right) \right) - \\ - \arctg \left(\frac{k_2 \cdot m_3^*}{k_3 \cdot m_2^*} \cdot th(k_3 \cdot b) \right) - k_2 \cdot (a - b) + n \cdot \pi = 0. \end{aligned} \quad (2.33)$$

- для непарних рішень.

Рішення рівняння (2.31) для власних значень енергії в області квазіконтинуума можна записати так:

$$\frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k_1 \cdot m_2^*}{k_2' \cdot m_1^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{k_5 \cdot m_2^*}{k_2' \cdot m_5^*} \right) \right) - \operatorname{arctg} \left(-\frac{k_3' \cdot m_2^*}{k_2' \cdot m_3^*} \cdot \operatorname{tg}(k_3' \cdot b) \right) - k_2' \cdot (a - b) + n \cdot \pi = 0. \quad (2.34)$$

- для парних рішень,

$$\frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2' \cdot m_1^*}{k_1 \cdot m_2^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2' \cdot m_5^*}{k_5 \cdot m_2^*} \right) \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{k_2' \cdot m_3^*}{k_3' \cdot m_2^*} \cdot \operatorname{tg}(k_3' \cdot b) \right) - k_2' \cdot (a - b) + n \cdot \pi = 0. \quad (2.35)$$

- для непарних рішень.

Рівняння (2.32) - (2.35) представляють собою трансцендентні рівняння щодо власних значень енергії носіїв. Власні функції оператора Гамільтона зі співвідношення (2.31) - хвильові функції частинок, відповідні власним значенням, визначеним виразами (2.32) - (3.35), задаються співвідношеннями:

$$\Psi_{1e}(z) = A_3 \cdot \frac{\operatorname{ch}(k_3 \cdot b) \cdot \cos(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{\cos(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z + a)), \quad -\infty < z < -a. \quad (2.36 \text{ а})$$

$$\Psi_{2e}(z) = A_3 \cdot \frac{\operatorname{ch}(k_3 \cdot b)}{\cos(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \cos(k_2 \cdot z - \varphi_e), \quad -a \leq z \leq -b. \quad (2.36 \text{ б})$$

$$\Psi_{3e}(z) = A_3 \cdot \operatorname{ch}(k_3 \cdot z), \quad -a \leq z \leq -b. \quad (2.36 \text{ в})$$

$$\Psi_{4e}(z) = A_3 \cdot \frac{ch(k_3 \cdot b)}{\cos(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \cos(k_2 \cdot z + \varphi_e), \quad b \leq z \leq a, \quad (2.36 \text{ г})$$

$$\Psi_{5e}(z) = A_3 \cdot \frac{ch(k_3 \cdot b) \cdot \cos(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{\cos(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z - a)), \quad a < z < +\infty. \quad (2.36 \text{ д})$$

- для парних рішень в області нижче квазіконтинуума;

$$\Psi_{1o}(z) = -B_3 \cdot \frac{sh(k_3 \cdot b) \cdot \sin(k_2 \cdot a + \varphi_o)}{\sin(k_2 \cdot b + \varphi_o)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z + a)), \quad -\infty < z < -a, \quad (2.37 \text{ а})$$

$$\Psi_{2o}(z) = B_3 \cdot \frac{sh(k_3 \cdot b)}{\sin(k_2 \cdot b + \varphi_o)} \cdot \sin(k_2 \cdot z - \varphi_o), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.37 \text{ б})$$

$$\Psi_{3o}(z) = B_3 \cdot sh(k_3 \cdot z), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.37 \text{ в})$$

$$\Psi_{4o}(z) = B_3 \cdot \frac{sh(k_3 \cdot b)}{\sin(k_2 \cdot b + \varphi_o)} \cdot \sin(k_2 \cdot z + \varphi_o), \quad b \leq z \leq a, \quad (2.37 \text{ г})$$

$$\Psi_{5o}(z) = B_3 \cdot \frac{sh(k_3 \cdot b) \cdot \sin(k_2 \cdot a + \varphi_o)}{\sin(k_2 \cdot b + \varphi_o)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z - a)), \quad a < z < +\infty \quad (2.37 \text{ д})$$

- для НЕ парних рішень в області нижче квазіконтинууму.

$$\Psi'_{1e}(z) = A'_3 \cdot \frac{\cos(k'_3 \cdot b) \cdot \cos(k'_2 \cdot a + \varphi'_e)}{\cos(k'_2 \cdot b + \varphi'_e)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z + a)), \quad -\infty < z < -a, \quad (2.38 \text{ а})$$

$$\Psi'_{2e}(z) = A'_3 \cdot \frac{\cos(k'_3 \cdot b)}{\cos(k'_2 \cdot b + \varphi'_e)} \cdot \cos(k'_2 \cdot z - \varphi'_e), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.38 \text{ б})$$

$$\Psi'_{3e}(z) = A'_3 \cdot \cos(k'_3 \cdot z), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.38 \text{ в})$$

$$\Psi'_{4e}(z) = A'_3 \cdot \frac{\cos(k'_3 \cdot b)}{\cos(k'_2 \cdot b + \varphi'_e)} \cdot \cos(k'_2 \cdot z + \varphi'_e), \quad b \leq z \leq a, \quad (2.38 \text{ г})$$

$$\Psi'_{5e}(z) = A_3 \cdot \frac{\cos(k'_3 \cdot b) \cdot \cos(k'_2 \cdot a + \varphi'_e)}{\cos(k'_2 \cdot b + \varphi'_e)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z - a)), \quad a < z < +\infty \quad (2.38 \text{ д})$$

- для парних рішень в області квазіконтинуума;

$$\Psi'_{1o}(z) = -B'_3 \cdot \frac{\sin(k'_3 \cdot b) \cdot \sin(k'_2 \cdot a + \varphi'_o)}{\sin(k'_2 \cdot b + \varphi'_o)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z + a)), \quad -\infty < z < -a, \quad (2.39 \text{ а})$$

$$\Psi'_{2o}(z) = B'_3 \cdot \frac{\sin(k'_3 \cdot b)}{\sin(k'_2 \cdot b + \varphi'_o)} \cdot \sin(k'_2 \cdot z - \varphi'_o), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.39 \text{ б})$$

$$\Psi'_{3o}(z) = B'_3 \cdot \sin(k'_3 \cdot z), \quad -a \leq z \leq -b, \quad (2.39 \text{ в})$$

$$\Psi'_{4o}(z) = B'_3 \cdot \frac{\sin(k'_3 \cdot b)}{\sin(k'_2 \cdot b + \varphi'_o)} \cdot \sin(k'_2 \cdot z + \varphi'_o), \quad b \leq z \leq a, \quad (2.39 \text{ г})$$

$$\Psi'_{5o}(z) = B'_3 \cdot \frac{\sin(k'_3 \cdot b) \cdot \sin(k'_2 \cdot a + \varphi'_o)}{\sin(k'_2 \cdot b + \varphi'_o)} \cdot \exp(k_1 \cdot (z - a)), \quad a < z < +\infty \quad (2.39 \text{ д})$$

- для непарних рішень в області квазіконтинуума.

тут

$$\begin{aligned} \varphi_e = & \frac{1}{4} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k_1 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_1^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{k_5 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_5^*} \right) \right) + \\ & + \frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k_3 \cdot m_2^*}{k_2 \cdot m_3^*} \cdot \operatorname{th}(k_3 \cdot b) \right) - k_2 \cdot (a + b) \right) + n \cdot \pi \end{aligned} \quad (2.40)$$

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

$$\begin{aligned} \varphi_o = & \frac{1}{4} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2 \cdot m_1^*}{k_1 \cdot m_2^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(-\frac{k_2 \cdot m_5^*}{k_5 \cdot m_2^*} \right) \right) + \\ & - \operatorname{arctg} \left(\frac{k_2 \cdot m_3^*}{k_3 \cdot m_2^*} \cdot \operatorname{th}(k_3 \cdot b) \right) - k_2 \cdot (a - b) + n \cdot \pi \end{aligned} \quad (2.41)$$

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

$$\begin{aligned} \varphi'_e = & \frac{1}{4} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k_1 \cdot m_2^*}{k'_2 \cdot m_1^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(\frac{k_5 \cdot m_2^*}{k'_2 \cdot m_5^*} \right) \right) + \\ & + \frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k'_3 \cdot m_2^*}{k'_2 \cdot m_3^*} \cdot \operatorname{tg}(k'_3 \cdot b) \right) - k'_2 \cdot (a + b) \right) + n \cdot \pi \end{aligned} \quad (2.42)$$

- фаза хвильової функції для парних рішень в області квазіконтінууму,

$$\varphi'_o = \frac{1}{4} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(-\frac{k'_2 \cdot m_1^*}{k_1 \cdot m_2^*} \right) + \operatorname{arctg} \left(-\frac{k'_2 \cdot m_5^*}{k_5 \cdot m_2^*} \right) \right) +$$

$$+\frac{1}{2} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k'_2 \cdot m_3^*}{k'_3 \cdot m_2^*} \cdot \operatorname{tg}(k'_3 \cdot b) \right) - k'_2 \cdot (a - b) \right) + n \cdot \pi \quad (2.43)$$

- фаза хвильової функції для НЕ парних рішень в області квазіконтинуума.

Вирази (2.40) - (2.43) отримані з урахуванням співвідношень (2.32) - (2.35). Штрих в виразах (2.34), (2.35), (2.38), (2.39), (2.42) і (2.43) позначає приналежність вираження до опису рішення в області квазіконтинуума.

Коефіцієнти розкладання хвильової функції в виразах (2.36) - (2.39) визначаються співвідношеннями:

$$A_3 = \frac{1}{\sqrt{IA_1 + IA_2 + IA_3 + IA_4 + IA_5}}, \quad (2.44 \text{ а})$$

де

$$IA_1 = \frac{ch^2(k_3 \cdot b) \cdot \cos^2(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{2 \cdot k_1 \cdot \cos^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)}, \quad (2.44 \text{ б})$$

$$IA_2 = \frac{ch^2(k_3 \cdot b)}{\cos^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \left(\frac{a - b}{2} + \frac{1}{2 \cdot k_2} \cdot \sin(k_2 \cdot (a - b)) \cdot \cos(k_2 \cdot (a + b) + 2 \cdot \varphi_e) \right), \quad (2.44 \text{ в})$$

$$IA_3 = \frac{sh^2(2 \cdot k_3 \cdot b)}{2 \cdot k_3} + b, \quad (2.44 \text{ г})$$

$$IA_4 = \frac{ch^2(k_3 \cdot b)}{\cos^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \left(\frac{a - b}{2} + \frac{1}{2 \cdot k_2} \cdot \sin(k_2 \cdot (a - b)) \cdot \cos(k_2 \cdot (a + b) + 2 \cdot \varphi_e) \right), \quad (2.44 \text{ д})$$

$$IA_5 = \frac{ch^2(k_3 \cdot b) \cdot \cos^2(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{2 \cdot k_1 \cdot \cos^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)}, \quad (2.44 \text{ e})$$

- для парних рішень в області нижче квазіконтинуума;

$$B_3 = \frac{1}{\sqrt{IB_1 + IB_2 + IB_3 + IB_4 + IB_5}}, \quad (2.45 \text{ а})$$

де

$$IB_1 = \frac{sh^2(k_3 \cdot b) \cdot \sin^2(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{2 \cdot k_1 \cdot \sin^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)}, \quad (2.45 \text{ б})$$

$$IB_2 = \frac{sh^2(k_3 \cdot b)}{\sin^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \left(\frac{a-b}{2} - \frac{1}{2 \cdot k_2} \cdot \sin(k_2 \cdot (a-b)) \cdot \cos(k_2 \cdot (a+b) + 2 \cdot \varphi_e) \right), \quad (2.45 \text{ в})$$

$$IB_3 = \frac{sh^2(2 \cdot k_3 \cdot b)}{2 \cdot k_3} - b, \quad (2.45 \text{ г})$$

$$IB_4 = \frac{sh^2(k_3 \cdot b)}{\sin^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)} \cdot \left(\frac{a-b}{2} - \frac{1}{2 \cdot k_2} \cdot \sin(k_2 \cdot (a-b)) \cdot \cos(k_2 \cdot (a+b) + 2 \cdot \varphi_e) \right), \quad (2.45 \text{ д})$$

$$IB_5 = \frac{sh^2(k_3 \cdot b) \cdot \sin^2(k_2 \cdot a + \varphi_e)}{2 \cdot k_1 \cdot \sin^2(k_2 \cdot b + \varphi_e)}, \quad (2.45 \text{ e})$$

- для непарних рішень в області нижче квазіконтинуума;

можна відносно легко простежити, використовуючи друге наближення теорії збурень. На рисунку 2.6 (а) і 2.6 (б), відповідно, показані власні значення енергії і власні функції електронів в зоні провідності, розраховані для випадку впливу зовнішнього стаціонарного електричного поля. На малюнку 2.6 (а), для порівняння, показані безперервними лініями стаціонарні стани електронів.

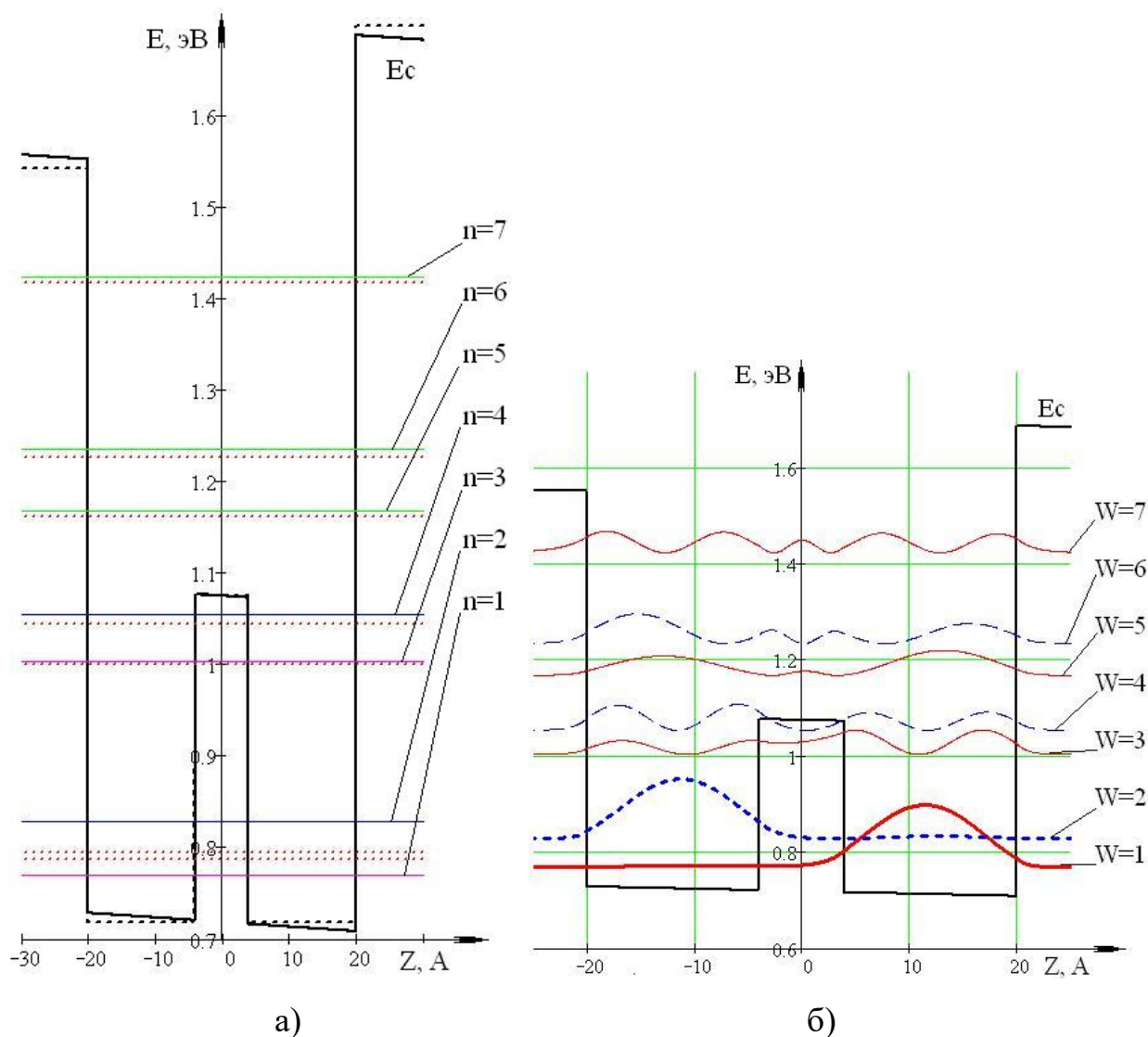


Рисунок 2.6 - Вплив зовнішнього електричного поля на стани носіїв

Результати дослідження енергетичного спектру частинок в наноструктурі з енергетичним профілем складної форми. Аналіз власних значень і власних функцій носіїв в квантово-розмірній структурі з енергетичним профілем складної форми, розрахованих, як для стаціонарного стану (Рисунок 2.6), так і для випадку впливу зовнішнього стаціонарного електричного поля

(Рисунок 2.7), дозволяє зробити наступні висновки:

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

- частинки, що знаходяться вище по енергії щодо перших двох станів локалізуються в усьому просторі квазіконтинуума більш рівномірно;

- під дією зовнішнього постійного електричного поля квантово-обмежений ефект Штарка проявляється трохи інакше, ніж в одношарових структурах або симетричних багатошарових структурах, тут також зовнішнього впливу найбільш схильні до перші два енергетичних рівня, однак вплив зовнішнього поля проявляється більш різко, в той час як для верхніх рівнів це вплив майже непомітно;

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

ВИСНОВКИ

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

Зміна ширини розділового бар'єру при заданій товщині всієї структури і позиції бар'єру в структурі дозволяє зберегти заданий енергетичне відстань між рівнями в досить широких межах

Зміна висоти обмежують бар'єрів структури дозволяє планувати подвоєння частот в сторону збільшення частоти зовнішнього сигналу

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

В результаті математичного моделювання впливу постійного електричного поля на енергетичні стани квантової розмірної структури зі складним енергетичним профілем встановлено, що енергетичні стани в такій структурі менш чутливі до впливу зовнішнього поля ніж поодинокі.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Бузанева Л.К., Глиберман А.Я. “Полупроводниковые приемники.” М., “Энергия”, 1976. 64 с.
2. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. Физмат из, М., 1963, 496 с.
3. Вавилов В.С. Солнечные батареи. - “Атомная энергия”, 1956, вып. 3, с. 107.
4. Тучкевич В.М., Челноков В.Е. Кремниевые фотодиоды. - “Труды совещания фотоэлектрических и оптических явлений в полупроводниках”. Киев, Изд-во АН УССР, 1959.
5. Литвак В.И. Фотоэлектрические датчики в системах контроля, управления и регулирования. М., “Наука”, 1966, 410 с.
6. Катус Г.П. Оптико-электронная обработка информации. М., “Машиностроение”, 1973, 447 с.
7. Расчет фотоэлектрических цепей. М., “Энергия”, 1967, 200 с. С.Ф. Корндорф, А.М. Дубиковский и др.
8. Источники и приемники излучения. Г.Г. Ишанин, Э.Д. Панков, А.Л. Андреев, Г.В. Польщиков. - Спб.: Политехника, 1991. - 240 с.
9. Гауэр Дж. Оптические системы связи: Пер. с англ. - М.: Радио и связь, 1989.-504 с.
10. Малышев В.А., Сапелкин С.В., Червяков Г.Г., Юхимец Е.А. Нелинейное преобразование сигнала модуляции света при квадратичном законе рекомбинации в фотоприемнике. //ФТП, Т .27, В.1, 179-182, 1993.
11. Супрунова Е.Ф., Червяков Г.Г. Синхронное фазовое детектирование частоты модуляции светового потока с помощью диодов Ганна //Материалы седьмой Международной Крымской Микроволновой конференции КрыМиКо - 97. 15 - 18 сентября. 1997г. Севастополь. Крым. Украина. Т.2. В 3.2.

12. Андреев В.С. Управление приборами и устройствами СВЧ с помощью света (отчет).
13. “Радиотехнические устройства СВЧ на синхронизированных генераторах.” (под ред. Н.Н. Фомина). М. Радио и связь. 1991.
14. К. Куракава. “Принудительная синхронизация твердотельных СВЧ генераторов” ТИИЭР. 1973. Т. 61. №10. с. 12-40.
15. Божков В.Г., Малаховский О.Ю., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Тимченко Б.А. Радиотехника и электроника. 1997. Т.42. №4. С. 489 - 493.
16. Оптические системы передачи./ Б.В. Скворцов, В.И. Иванов, В.В. Крухмалев и др.; Под ред. В.И. Иванова. - М.: Радио и связь. - 1994. - 224 с.
17. Быстродействующие фотодиоды для оптоэлектронных устройств. - “Электронная техника”, серия 5, 1971, №2, с.9. В.А. Автономов, И.В. Варламов и др.
18. K.S. Chan, E. Herbert Li, Michael C.Y. Chan “Optical Gain of Interdiffused InGaAs – GaAs and AlGaAs – GaAs Quantum Wells”, IEEE J. Quantum Electronics, vol. 34, NO. 1, pp. 157 – 165, 1998.
19. E. Herbert Li “Optical Properties of an InGaAs – InP Interdiffused Quantum Wells”, IEEE J. Quantum Electronics, vol. 34, NO. 6, pp. 982 – 990, 1998.
20. J. Minch, S.K. Pask, T. Keating? And S.L. Chuang “Theory and Experiment of $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ and $In_{1-x-y}Ga_xAl_yAs$ Long Wavelength Strained Quantum Well Lasers”, IEEE J. Quantum Electronics, vol. 35, NO. 5, pp.
21. Высокочастотные кремниевые фотодиоды с p-i-n структурой перехода. - “Радиотехника и электроника”, 1971, №11, с.2332. Е.А. Георгиевская, А.Н. Истомина и др.
22. Техника оптической связи. Фотоприемники. Под ред. Тсанга У. Перевод с английского под ред. Трищенко М.А. М. “Мир”. 1988 г.
23. Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. - М.: Сов. Радио, 1970. - 389 с.
24. Батушев В.А. Электронные приборы. Издательство второе, переработанное и дополненное. М. ”Высшая школа”. 1980 г. 384 с.

25. Campbell J.C., Dentai A.G., Qua G.J., Ferguson J.F., IEEE J. Quantum Electron, QE-19, 1134 (1983).
26. Beneking H., Grote N., Roth W., Svilans M.N., Electron. Lett., 16, 602 (1980a).
27. Sasaki A., Kuzuhara M., Jpn. J. Appl. Phys., 20 L283 (1981).
28. Beneking H., IEEE Electron Device Lett., EDL-1, 99 (1981).
29. Beneking H., Grote N., Svilans M.N., IEEE Trans. Electron. Devices, ED-28, 404 (1981).
30. Sasaki A., Matsuda K., Kimura Y., Fujita S., IEEE Trans. Electron Devices, ED-29, 1382 (1982).
44. Miller S.L., Ebers J.J., Bell System. Tech. J., 34, 883 (1955).
31. Дьяконов В.П. Лавинные транзисторы и их применение в импульсных устройствах. Под ред. С.Я. Шаца. М., “Сов. Радио”, 1973, 208 с.
32. Schuster M.A., Strull G., IEEE Trans. Electron Devices, ED-13, 907 (1966).
33. Sakai S., Naitoh M., Kobayashi M., Umeno M., IEEE Trans. Electron Devices, ED-30, 404 (1983).
34. Wright P.D., Nelson R.J., Cella T., Appl. Phys. Lrft., 37, 192 (1980).
35. “Picosecond optoelectronic devices”. (Ed. C.H. Lee). Orlando. Academic Press, 1984.
36. Л.М. Андрушко, Н.Д. Федоров. “Электронные и квантовые устройства СВЧ” М. Мир. 1981.
37. J.R. Forrest, A.J. Seeds. “Initial observation of optical illumination locking of an X-band IMPATT oscillator.” Electron. Lett., 1978, v.14, pp.829-830.