

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки
Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Кафедра мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
(повна назва)

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

Пояснювальна записка

Рівень вищої освіти другий (магістерський)

МОДИФІКАЦІЯ АКТИВНОГО ШАРУ ФОТОПРИЙМАЧІВ НА ОСНОВІ
БАГАТОШАРОВИХ НАНОСТРУКТУР
(тема)

Виконав:
студент 2-го курсу, групи МНПм-21-1
Льченко Андрій Дмитрович
(прізвище, ініціали)

Спеціальність
153 Мікро- та наносистемна техніка
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма
Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої
(повна назва освітньої програми)

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

Допускається до захисту

Зав. кафедри

(підпис)

Бондаренко І.М.
(прізвище, ініціали)

2022 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Електронної та біомедичної інженерії _____

Кафедра _____ мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв _____

Рівень вищої освіти _____ другий (магістерський) _____

Спеціальність _____ 153 Мікро- та наносистемна техніка _____
(код і повна назва)

Тип програми _____ освітньо-професійна _____
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма _____ Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої _____
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

« ____ » _____ 2022 р.

ЗАВДАННЯ
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові _____ Ільченко Андрій Дмитрович _____
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Модифікація активного шару фотоприймачів на основі багат шарових наноструктур»

затверджена наказом по університету від «14» 11 2022 року № 1473 Ст

2. Термін подання студентом роботи _____ 10.12.2022 р. _____

3. Вихідні дані до роботи _____

- активна область фотоприйача з багат шаровою симетричною наноструктурою (і - область, рін - фотодіоду);

- матеріал наноструктури – арсенід галію/алюміній галій арсенід $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$;

- кількість квантово обмежених шарів наноструктури – $N = 3$;

- вміст алюмінію у матеріалі бар'єру - $x = 0,3 - 1,0$;

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі

1. Оптичні властивостей наноструктур;

2. Оптичного поглинання у напівпровідникових наноструктурах;

3. Конструктивні параметри наноструктур, які визначають на їх оптичні властивості;

4. Математичне моделювання спектру оптичного поглинання у багат шарових наноструктурах.

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

Презентація (слайди) 16 аркушів

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Отримання завдання	14.11.22 -	
	Опрацювання літературних та електронних інформаційних джерел	20.11.22	
2	Вибір та опрацювання математичної моделі	23.11.22 -	
		27.11.22	
3	Реалізація математичної моделі у середовищі математичного пакету Mathcad. Дослідження спектрів оптичного поглинання у надгратках	30.11.22 -	
		03.12.22	
4	Підготовка другого розділу пояснювальної записки	04.12.22 -	
		05.12.22	
5	Оформлення пояснювальної записки	05.12.22 -	
		07.12.22	
6	Підготовка презентації	07.12.22 -	
		08.12.22	
7	Отримання рецензії, проходження нормоконтролю, здача роботи на кафедрі	09.12.22 -	
		10.12.22	

Дата видачі завдання _____ 14.11.2022 _____

Студент _____ Ільченко А.Д. _____
(підпис)

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

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка містить: 40 с., 12 рис., табл., 15 джерел, 2 додатки.

СТРУКТУРА КВАНТОВО-РОЗМІРНА, НАДГРАТКА,
НАНОСТРУКТУРА, ДІАГРАМА ЕНЕРГЕТИЧНА, ЕЛЕКТРОН, ДІРКА, ЯМА
КВАНТОВА, БАР'ЄР ПОТЕНЦІАЛЬНИЙ, ТУНЕЛЮВАННЯ, ТВЕРДИЙ
РОЗЧИН, ГЕТЕРОСТРУКТУРА.

Об'єктом дослідження є енергетичні стани частинок і квазічастинок в тришаровій квантово-розмірній структурі, створеній на основі твердого розчину GaAs/Al_xGa_{1-x}As, яка знаходиться у і області р-і-n фотодіоду.

Метою даної кваліфікаційної роботи є дослідження залежності енергетичних характеристик коефіцієнту поглинання квантово-розмірного фотоприймача від інженерних параметрів квантово-розмірної структури.

Методом досягнення є квантово-механічне моделювання енергетичних станів частинок і квазічастинок в активній області фотоприймача за допомогою розв'язання стаціонарного рівняння Шредінгера.

За допомогою математичного пакету Mathcad, проведено дослідження впливу на коефіцієнт поглинання структурних параметрів активної області фотоприймача, створеного на основі багатошарової квантово-розмірної структури.

ABSTRACT

The explanatory note contains 40 pp., 12 fig., Table, 15 sources, 2 appendices.

QUANTUM-WELL STRUCTURE, SUPERLATTICE, NANOSTRUCTURE, ENERGY DIAGRAM, ELECTRON, HOLE, QUANTUM WELL, POTENTIAL BARRIER, TUNNELING, SOLID SOLUTION, HETEROSTRUCTURE.

The object of the research is the energy states of particles and quasi-particles in a three-layer quantum-dimensional structure created on the basis of a GaAs/Al_xGa_{1-x}As solid solution located in the i region of the p-i-n photodiode.

The purpose of this qualification work is to study the dependence of the energy characteristics of the quantum-dimensional photoreceptor absorption coefficient on the engineering parameters of the quantum-dimensional structure.

The method of achieving this is quantum-mechanical modeling of the energy states of particles and quasi-particles in the active region of the photodetector using the solution of the stationary Schrödinger equation.

Using the Mathcad mathematical package, a study of the effect on the absorption coefficient of the structural parameters of the active area of the photodetector, created based on a multilayer quantum-dimensional structure, was carried out.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ	7
ВСТУП	8
1 КВАНТОВО-РОЗМІРНІ СТРУКТУРИ В ЕЛЕКТРОНІЦІ.....	10
1.1 Розмірного квантування енергії носіїв	10
1.2 Умови виникнення квантових розмірних ефектів	13
1.3 Напівпровідникові структури з двовимірним електронним газом.....	15
1.4 Структури з одновимірним електронним газом (квантові нитки)	16
1.5 Прилади мікро- та наноелектроніки з квантово-розмірними структурами	17
1.5.1 Лазери з квантовими ямами і точками.	17
1.5.2 Лавинні фотодіоди.	19
1.6 Фотоперетворювач ІЧ – діапазону на базі сплавів III – V груп	21
2 МОДИФІКАЦІЯ АКТИВНОГО ШАРУ ФОТОПРИЙМАЧІВ НА ОСНОВІ БАГАТОШАРОВИХ НАНОСТРУКТУР.....	23
2.1 Фотоприймачі інфрачервоного діапазону на основі квантових ям (QWIP)	23
2.2 Енергетичні стани частинок у тришаровій наноструктурі на основі сполук GaAs/Al _x Ga _{1-x} As.....	26
2.3 Визначення спектру коефіцієнту підсилення випромінювання в багатошаровій наноструктурі	31
2.3 Аналіз результатів математичного моделювання.....	33
ВИСНОВКИ.....	38
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	39
ДОДАТОК А.....	Ошибка! Закладка не определена.
ДОДАТОК Б	Ошибка! Закладка не определена.

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ІЧ – інфрачервоний.

IRPD – інфрачервоний фотоперетворювач.

MWIR – середньохвильовий ІЧ.

LWIR – довгохвильовий ІЧ.

NIR – ближній ІЧ.

МПЕ – молекулярно променева епітаксія;

ЗГФ МОС – зростання з газової фази з використанням металорганічних сполук;

ІЧ – інфра-червоний (діапазон);

КРС – квантово-розмірна структура;

КЯ – квантова яма.

ВСТУП

В останні роки великий розвиток отримала область оптоелектроніки, де процеси передачі, прийому, обробки інформації визначаються не так електронами як єдиними носіями інформації, а й фотонами, які випромінюються і приймаються в різних спектральних діапазонах. На сучасному етапі якість інформаційних каналів визначається швидкістю і обсягом інформації, яка передається, що робить ще більш актуальними оптичні методи передачі та прийому інформації. Застосування оптичних методів обробки інформації дозволяють різко збільшити як обсяг інформації, так і поліпшити такі параметри ліній передачі, як перешкодозахищеність, широкосмуговість тощо., і це разом із зниженням вартості оптоелектронних систем зв'язку.

Прийом оптичного сигналу в таких системах ведеться фотоприймачами, основу яких становить фотоприймач, який визначає якість сигналу, що приймається, дальність зв'язку і швидкодію всієї системи. При цьому привабливі з погляду простоти фоторезистори, які використовуються в режимі прямого детектування, практично повністю витісняються напівпровідниковими приладами, в яких генерація електронного сигналу відбувається в контактних областях напівпровідникового кристалу. Зараз це різні напівпровідникові діоди: р-і-п фотодіоди, які мають велику швидкодію; діоди з бар'єром Шоттки; створені для ряду застосувань лавинні фотодіоди із внутрішнім множенням носіїв у сильному електричному полі; різні типи фототранзисторів, що володіють більшою, в порівнянні зі звичайними фотодіодами, чутливістю завдяки посиленню фотоструму, а також лавинні фототранзистори, в яких крім посилення струму здійснюється додаткове збільшення числа носіїв за рахунок множення їх у зворотно зміщеному р-п-переході аналогічно лавинним фотодіодам.

Такі фотоприймачі при модуляції світлового випромінювання за інтенсивністю можуть працювати як у режимі прямого детектування, так і в

різних перетворювальних режимах (гетеродинний і гомодинний прийом оптичного випромінювання). Незважаючи на те, що гетеродинний і гомодинний приймачі випромінювання дещо складніші і дорожчі за звичайні приймачі, а системи, де вони використовуються повинні задовольняти високим вимогам, гетеродинний і гомодинний режими прийому оптичних сигналів мають ряд переваг, зокрема, покращених шумових характеристик, більш високої чутливості (приблизно на 20...25 дБ, а при гомодинному режимі прийому ще в 2 рази або на 3 дБ) та ін.

Метою даної кваліфікаційної роботи є дослідження залежності енергетичних характеристик коефіцієнта поглинання квантово-розмірного фотоприймача від інженерних властивостей квантово-розмірної структури.

1 КВАНТОВО-РОЗМІРНІ СТРУКТУРИ В ЕЛЕКТРОНІЦІ

1.1 Розмірного квантування енергії носіїв

Основна ідея розмірного квантування може бути зрозуміла з прикладу електронів, які знаходяться у дуже тонкій металевій або напівпровідниковій плівці товщиною «а». Та обставина, що в звичайних умовах носії зосереджені в плівці і не виходять з неї в навколишнє середовище, означає, що матеріал плівки (метал або напівпровідник) являє собою потенційну яму для електронів з глибиною, яка дорівнює роботі виходу W і шириною «а». Відповідно до законів квантової механіки, енергія електронів у такій ямі квантується, тобто може приймати лише деякі дискретні значення E_n , де n має цілі значення 1, 2, 3, Ці дискретні значення називають рівнями розмірного квантування (енергетичними станами носіїв. власними значеннями енергії носіїв).

За звичай типові значення роботи виходу в більшості твердих тіл мають величину $W = 4-5$ еВ, що на кілька порядків перевищує характерну теплову енергію носіїв kT , що дорівнює, за кімнатної температури - 0.026 еВ. Тому потенційну яму можна вважати нескінченно глибокою (рисунки 1.1а). Якщо плівка займає область ($0 < z < a$), то в цьому випадку енергетичні рівні квантових станів можна обчислити за спрощеною формулою:

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2ma^2}, \quad (1.1)$$

де m – ефективна маса електрону.

Іншою необхідною умовою, що дозволяє вважати яму нескінченно глибокою, є невелика кількість значень E_n порівняно з її дійсною глибиною W . Це умова, яку для нижніх рівнів можна записати у вигляді $a > \pi \hbar / (2mW)^{1/2}$, при $m = 0,1m_0$ відповідає товщині плівки порівняно з декількома міжатомними

відстанями. У всіх реальних структурах, отриманих на основі реальних матеріалів цієї умови дотримується.

Висновок про квантування енергії електронного руху відноситься лише до руху впоперек потенційної ями (осі z). На рух у площині xy (паралельно межах плівки) потенціал ями не впливає. У цій площині носії рухаються як вільні і характеризуються, як і масивному зразку, безперервним квадратичним по імпульсу енергетичним спектром з ефективною масою m^* . Повна енергія носіїв у квантово-розмірній плівці носить змішаний дискретно-безперервний спектр, являючи собою суму дискретних рівнів, пов'язаних з рухом у напрямку квантування, та безперервної компоненти, що описує рух у площині шару:

$$E = E_n + \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m^*}, \quad (1.2)$$

де p_x та p_y - компоненти імпульсу у площині шару.

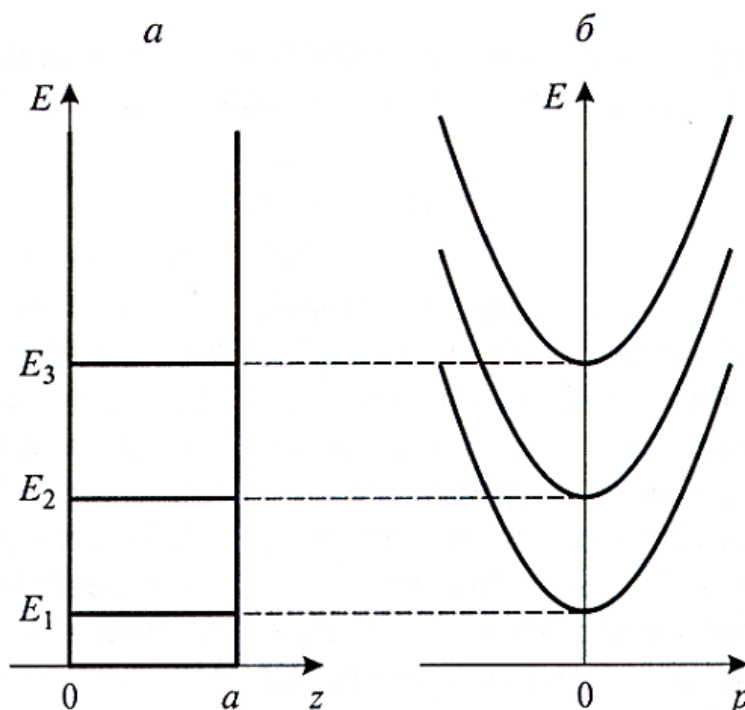


Рисунок 1.1 – Енергетичний спектр носіїв у плівці з квантово-розмірним ефектом вздовж одного напрямку (осі z) – а) і вільним рухом носіїв паралельно межах плівки – б)

За рахунок безперервної компоненти енергетичного спектру $\frac{p^2}{2m} = (p_x^2 + p_y^2)/2m$ електрони, що належать одному і тому ж рівню E_n можуть мати будь-яку енергію від E_n до нескінченності (рисунок 1.1 б). Таку сукупність станів для фіксованого n називають підзоною розмірного квантування.

Нехай всі або майже всі електрони в системі мають енергії менші E_2 і тому належать нижній підзоні розмірного квантування. Тоді ніякий пружний процес (наприклад, розсіювання на домішках) неспроможний змінити квантове число n , переводом електрону на вищий рівень. Оскільки такий процес потребував би додаткових витрат енергії. Це означає, що електрони при пружному розсіюванні можуть змінювати свій імпульс лише площині xy , тобто поведуться як суто двомірні частинки. Тому квантово-розмірні структури, у яких заповнено лише один квантовий рівень, часто називають двовимірними електронними структурами.

Існують також інші можливі квантові структури, де рух носіїв обмежений не по одному, а по двох напрямках, як у мікроскопічному дроті і нитці. У цьому випадку носії можуть вільно рухатися лише в одному напрямку, уздовж нитки (наприклад, осі x). У поперечному перерізі (площина yz) енергія квантується і приймає дискретні значення E_{mn} (як будь-який двовимірний рух, він описується двома квантовими числами, m і n). Повний спектр при цьому теж є дискретно-безперервним, але лише з одним безперервним ступенем свободи:

$$E = E_{mn} + \frac{p_x^2}{2m}. \quad (1.3)$$

За аналогією з плівковими структурами, що мають спектр виду (1.2), дані системи називаються одновимірними електронними структурами або квантовими нитками. Спектр квантових ниток є сукупністю підзон розмірного квантування, але не двовимірних, а одновимірних. Також є можливість створити квантові структури, що нагадують штучні атоми, де рух носіїв обмежений у всіх трьох напрямках. Тут енергетичний спектр не містить безперервної компоненти,

тобто не складається з підзон, а є чисто дискретним. Як і в атомі, він описується трьома дискретними квантовими числами (крім спина) і може бути записаний у вигляді $E = E_{lmn}$, причому як і в атомі, енергетичні рівні можуть бути вироджені і залежати лише від одного чи двох чисел. Подібні системи звуться нуль-мірними електронними структурами або квантовими точками.

Таким чином, у твердотільних структурах, де хоча б вздовж одного напрямку рух носіїв обмежений дуже малою областю, порівнянною за розмірами з довжиною хвилі де-Бройля носіїв і характеризується зазвичай десятками нанометрів, енергетичний спектр носіїв помітно змінюється і стає частково чи повністю дискретним. Подібна зміна спектра за рахунок розмірного квантування призводить до суттєвої зміни всіх електронних властивостей системи порівняно з масивним зразком того самого матеріалу.

1.2 Умови виникнення квантових розмірних ефектів

Для того, щоб квантування енергетичного спектру могло проявлятися в будь-яких ефектах, що спостерігаються, відстань між енергетичними рівнями $E_{n+1} - E_n$ повинна бути досить велика. По-перше, воно має значно перевершувати теплову енергію носіїв: $E_{n+1} - E_n \gg kT$, тому що в іншому випадку практично однакова заселеність сусідніх рівнів та часті переходи носіїв між ними роблять квантові ефекти неспостережуваними. Якщо електронний газ вироджений та характеризується енергією Фермі ζ , то бажано виконання умови:

$$E_{n+1} - E_n \geq \zeta. \quad (1.4)$$

Попередня умова виконується автоматично, оскільки для виродженого газу $kT \ll \zeta$. При невиконанні цієї умови заповнюються багато квантових рівнів та квантові розмірні ефекти, хоча в принципі спостерігаються, мають малу відносну величину. Існує ще одна необхідна вимога для спостереження квантових розмірних ефектів. У реальних структурах носії завжди відчувають

розсіювання на домішках, фононах та ін. Інтенсивність розсіювання зазвичай характеризується часом релаксації імпульсу τ , отже, найважливішою характеристикою носіїв заряду – їх рухливістю $\mu = \frac{\tau}{m} e$. Величина τ є середнім часом життя в стані з даними фіксованими квантовими числами – n , (p_x, p_y для двовимірного електронного газу). З огляду на співвідношення невизначеності кінцеве значення τ тягне у себе невизначеність у енергії даного стану $\Delta E \approx \hbar/\tau$. Говорити про наявність у системі окремих дискретних рівнів можна у разі, коли відстань з-поміж них перевищує невизначеність ΔE , тобто. при виконанні умови

$$E_{n+1} - E_n \gg \frac{\hbar}{\tau} = e \frac{\hbar}{m\mu}. \quad (1.5)$$

Можна показати, що виконання умови (1.5) еквівалентно вимозі того, щоб довжина вільного пробігу носіїв l значно перевищувала розмір області a , в якій носій рухається. Оскільки відстань між рівнями розмірного квантування пропорційна $1/a^2$ то з (1.5) випливає, що для спостереження квантових розмірних ефектів необхідні малі розміри структур, досить низькі температури і високі рухливості носіїв, а також не дуже висока їх концентрація. Металеві структури мало підходять для спостереження квантових розмірних ефектів, Оскільки рівень фермі - ζ у типових металах становить кілька електрон-вольт, що набагато більше за будь-які відстані між рівнями. Ще однією важливою умовою, необхідною для спостереження квантування, є висока якість поверхонь, що обмежують рух носіїв у квантових ямах, нитках та точках. Якщо якість поверхонь недостатня, то при кожному відбитті носія від кордону частинка «забуває» про свій стан до відбиття, тобто. на кордоні відбувається ефективне розсіювання. При цьому довжина пробігу стає рівною і порушується згадане вище умова $l \gg a$. Для реалізації дзеркального відбиття на кордонах необхідно, щоб розміри шорсткостей, що неминуче існують на будь-якій поверхні, були меншими за дебройлівську довжину хвилі носіїв. А межі не повинні містити

високої густини заряджених центрів, які можуть призводити до додаткового розсіювання.

1.3 Напівпровідникові структури з двовимірним електронним газом

Найбільш яскравим прикладом структур із двовимірним електронним газом є тонкі плівки. Але тонкі плівки є найкращим об'єктом для спостереження квантових ефектів. У напівпровідниках одержати тонкі плівки необхідної якості складно. Причина в тому, що на поверхні напівпровідникової плівки існує висока густина поверхневих станів, які відіграють роль центрів розсіювання. Тому в даний час провідну роль займають кремнієві МДП - структури та квантові гетероструктури. Структури типу МДП (метал - діелектрик - напівпровідник) використовуються як польові транзистори. Основним матеріалом виготовлення МДП – структур є кремній, завдяки тій легкості, з якою шляхом окислення створюється однорідний шар високоякісного діелектрика SiO_2 , має необхідну товщину.

Ефекти розмірного квантування виявляються також у гетероструктурах – контактах між напівпровідниками із різною шириною забороненої зони. На такому контакті межі енергетичних зон зазнають стрибки, що обмежують рух носіїв та відіграють роль стінок квантової ями (рисунок 1.2). Внаслідок такого обмеження електронний газ в області, що безпосередньо прилягає до контакту, можна вважати двовимірним. Безсумнівною перевагою гетероструктур є висока якість гетеромежі, що дозволяє зменшити густина поверхневих станів на гетеромежі до значень порядку 10^8 см^{-2} , що на кілька порядків менше, ніж у кращих структурах МДП. Це призводить до можливості отримання високих рухливостей носіїв у приповерхневому каналі. У гетероструктурах були отримані значення рухливості електронів, що перевищують $10^7 \text{ см}^2 / (\text{В}\cdot\text{с})$, у той час як для кращих МДП-структур $5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 / (\text{В}\cdot\text{с})$.

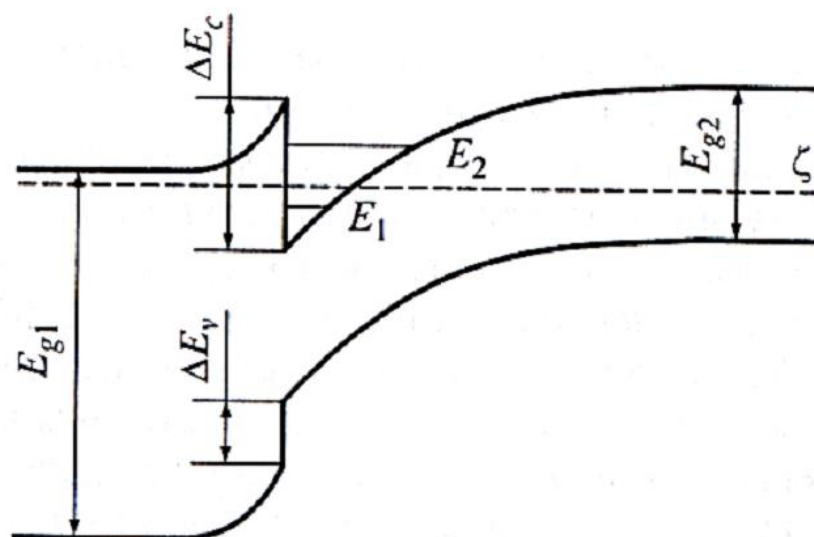


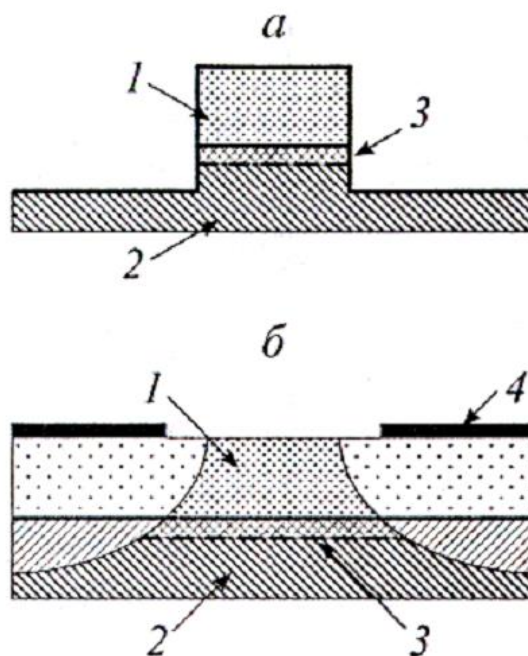
Рисунок 1.2 – Зонна діаграма гетеропереходу в області металургійного контакту між широкозонним напівпровідником n-типу та вузькозонним p-типу.

1.4 Структури з одновимірним електронним газом (квантові нитки)

Отримання квантових розмірних структур з ефективною розмірністю менше двох (квантових ниток та точок) є складнішим завданням. Найбільш поширеним способом її вирішення є субмікронна літографія. При цьому вихідним об'єктом є структура із двовимірним газом. Гетероструктура піддається літографічній процедурі, у ході якої рух електронів обмежується ще одному з напрямів. Для цього використовуються два різні підходи:

- безпосереднє «вирізання» вузької смужки за допомогою літографічної техніки (рисунок 1.3 а). При цьому для отримання електронних ниток шириною десятки нанометрів, де квантування енергії електронів буде помітним, не обов'язково робити смужки настільки малої ширини. На бічних гранях витравленої смужки, як і вільної поверхні напівпровідника, можуть утворюватися поверхневі стани, що створюють шар збіднення. Утворення цього шару призводить до додаткового звуження основного каналу, внаслідок чого квантові ефекти можна спостерігати і в смужках більшої ширини – близько десятої частки мікрона;

- поверхні напівпровідникової структури з двовимірним газом покривають металом, що створює з напівпровідником контакт Шотткі і має вузьку щілину (рисунок 1.3 б).



1 – AlGaAs; 2 - GaAs; 3 – двовимірний електронний газ; 4 – металевий затвор.
Рисунок 1.3 – Гетероструктури з квантовими нитками, отримані за допомогою субмікронної літографії за рахунок витравлення вузької смужки із самої структури а) або щілини в затворі Шотткі б)

Якщо гетерогежа знаходиться досить близько від поверхні, то двовірні електрони будуть відсутні всюди, крім вузької області під щілиною. Перевага такої одновірної структури: змінюючи напругу на металевому затворі, можна керувати ефективною шириною квантової нитки та концентрацією носіїв у ній.

1.5 Прилади мікро- та наноелектроніки з квантово-розмірними структурами

1.5.1 Лазери з квантовими ямами і точками. Найпоширенішим типом напівпровідникового лазера є лазер на подвійній (тандемній) гетероструктурі, в

якому активна область є тонким шаром вузькозонного напівпровідника між двома широкозонними.

Такі подвійні гетероструктури на основі напівпровідникових сполук $A^{III}B^V$ були запропоновані та реалізовані Ж.І. Алфьоровим та ін. [2, 3, 5]. При досить малій товщині активної області гетероструктура починає поводитися як квантова яма і квантування енергетичного спектра в ній істотно змінює властивості лазерів.

Основний вплив на властивості лазерів справляє зміна густини станів, що, у свою чергу, відбуваються під впливом розмірного квантування. Якщо у масивному напівпровіднику у безпосередній близькості від краю зони ця величина мала, то у квантово-розмірній системі вона зменшується поблизу краю, залишаючись рівною $m/\pi\hbar^2$. Завдяки цьому факту умови створення інверсної населеності у двовимірних системах виявляються сприятливішими, ніж у тривимірних. Створення лазерів з квантово-розмірною активною областю дозволило отримати безперервну генерацію при кімнатній температурі і надалі знизити пороговий струм інжекційного лазера до рекордно низьких значень, що становлять величину близько 50 A/cm^2 .

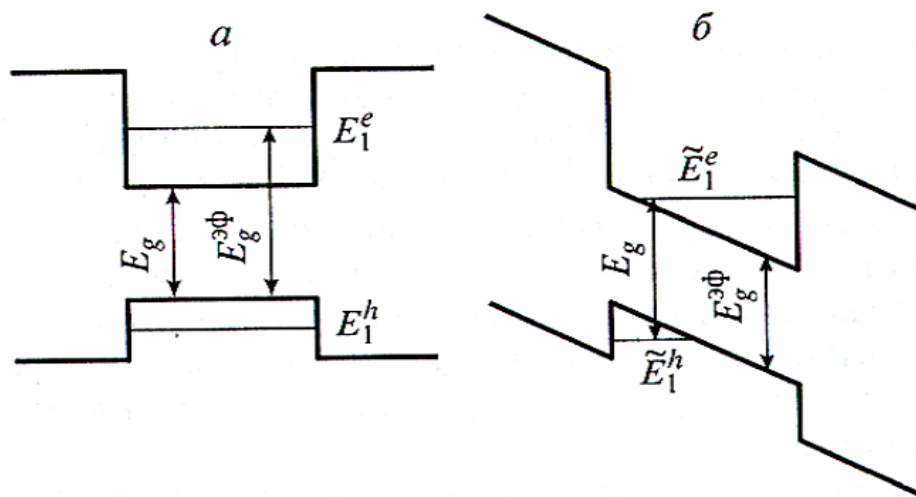
Завдяки іншій енергетичній залежності густини станів змінюється як величина порогового струму, так і його температурна залежність. Вона стає слабшою, внаслідок чого безперервну генерацію вдається отримати не лише за кімнатної, а й за більш високої температури.

Іншою особливістю лазерів на квантових ямах є можливість їхньої частотної перебудови. Мінімальна енергія випромінюваних світлових квантів дорівнює

$$\hbar\omega = E_g + E_l^e + E_l^h. \quad (1.6)$$

Вона змінюється за зміни розмірів квантової ями, тобто. шляхом зміни ширини квантової ями можна здійснити перебудову частоти генерації,

зрушуючи її в короткохвильову сторону порівняно з лазерами з широкою (класичною) активною областю.



а) у стані термодинамічної рівноваги; б) під час роботи

Рисунок 1.4 – Тандемна (двостороння) лазерна гетероструктура

У квантових точках енергетичний спектр змінюється радикальніше, ніж у квантових ямах. Густина станів має - обрізаний вигляд, і в результаті відсутні стани, які не беруть участі в підсиленні оптичного випромінювання, але містять електрони. Це зменшує втрати енергії та, як наслідок, зменшує пороговий струм.

1.5.2 Лавинні фотодіоди. Лавинні фотодіоди є фоточутливими приладами з внутрішнім підсиленням, що дозволяють отримати високу чутливість.

Основним недоліком лавинних фотодіодів є те, що з лавинним множенням пов'язаний додатковий шум, що обмежує можливість детектування слабких сигналів. Давно встановлено, що для отримання низького рівня шуму при великому внутрішньому підсиленні необхідно, щоб коефіцієнти ударної іонізації електронів і дірок β різко відрізнялися між собою. У більшості сполук $A^{III}B^V$ $\alpha/\beta \approx 1$, що призводить до зростання шуму при множенні. Тому велике практичне значення мають методи, що дозволяють у зазначених матеріалах збільшити α/β . Одним із способів зробити це є створення структур типу надграток, що використовують явище ударної іонізації на розриві енергетичних зон.

Зонна діаграма надграткової структури в сильному електричному полі зворотно-зміщеного р-і-n-діода наведена на рисунку 1.5.

Рух носіїв у такій структурі виглядає наступним чином. Гарячий електрон пришвидшується у бар'єрному шарі широкозонного напівпровідника. Влітаючи у вузькозонний шар, він різко збільшує енергію на величину розриву зони провідності ΔE_c . Це еквівалентно тому, що він «бачить» енергію іонізації, зменшену на ΔE_c порівняно з пороговою енергією в масивному вузькозонному напівпровіднику. Оскільки коефіцієнт ударної іонізації зі зменшенням порогової енергії експоненційно зростає, слід очікувати різкого збільшення ефективного значення. У наступному бар'єрному шарі порогова енергія збільшується на ΔE_c , зменшуючи тим самим α в цьому шарі. Але оскільки $\alpha_1 \ll \alpha_2$ (1 і 2 відносяться відповідно до широкозонного та вузькозонного матеріалів), то експоненційне зростання α_2 призводить до того, що і середнє значення значно збільшується. Якщо розриви у валентній зоні ΔE_v значно менші від розривів у зоні провідності, то подібний ефект для діркового коефіцієнту β буде значно меншим.

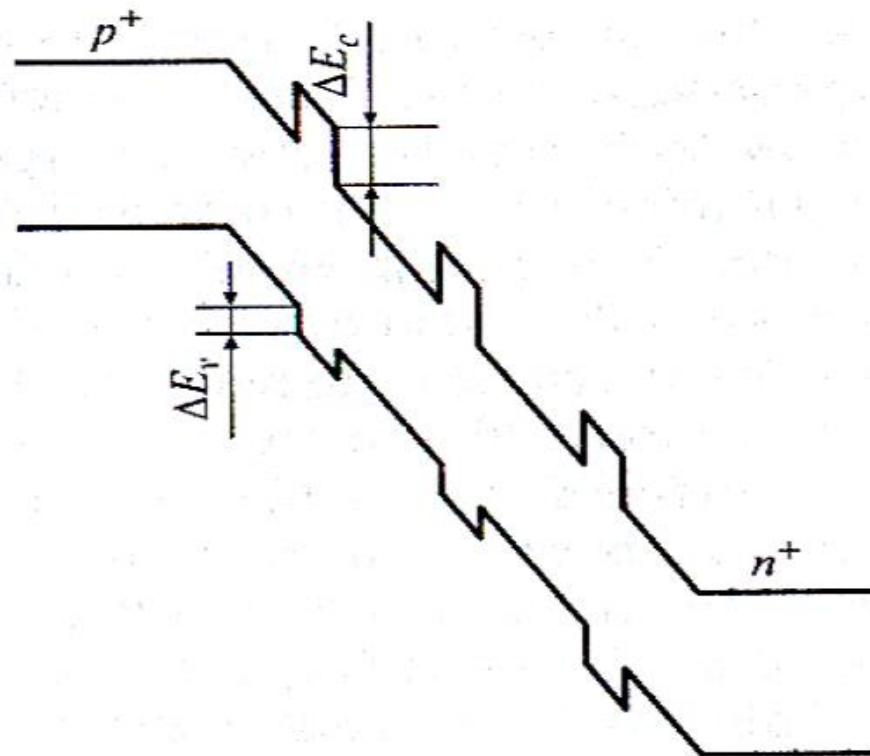


Рисунок 1.5 – Схема лавинного фотодіода із системою квантових ям

Остаточним результатом буде сильне збільшення відношення α/β , що призводить до зменшення шуму приладу без зменшення чутливості.

1.6 Фотоперетворювач ІЧ – діапазону на базі сплавів III – V груп

Першим сплавом III – V, що був використаний для виявлення середньохвильового ІЧ - діапазону, був InSb, який мав найменшу заборону серед усіх відомих на той час бінарних сплавів III – V. Енергетична заборонена зона InSb погано узгоджується з діапазоном від 3мкм до 5 мкм за високих робочих температурах. Краще узгодження можна отримати за допомогою HgCdTe. Речовина - InAs є подібним до InSb сплавом, але має більшу ширину забороненої зони і, тому, порогова довжина хвилі сягає від 3мкм до 4 мкм. Проте фотодіоди середньохвильового ІЧ – діапазону - HgCdTe мають значно вищу продуктивність у діапазоні температур від 30 до 120 К. У MWIR на основі InSb переважають струми генерації-рекомбінації в діапазоні температур від 60 до 120 К через дефектні центри в забороненій зоні.

Потрійний твердий розчин InGaAs став доступним після вдосконалення технологій його отримання. Заборонена зона потрійної системи $In_{1-x}As$ становить від 0,35 еВ для InAs до 1,43 еВ для GaAs. Виявилось, що кристалічна ґратка сплаву $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ ($E_g=0,73$ еВ), узгоджена з кристалічною ґраткою підкладки InP, є придатним матеріалом для детекторів для ближнього ІЧ – діапазону - NIR (від 1,0 до 1,7 мкм) порівняно з HgCdTe та InSb. Потрійний твердий розчин InGaAs має нижчий темний струм і шум, ніж германій з непрямою забороненою зоною і підходить як до поширених застосувань, включаючи системи світлового зв'язку, нічного бачення з низьким рівнем освітлення, так і до нових застосувань, таких як дистанційне зондування: безпечне визначення дальності і т. ін.

Поширеним матеріалом групи сплавів III – V, що відрізняється в порівнянні з іншими матеріалами для інфрачервоних фотодетекторів, є InAsSb. Потрійний твердий розчин InAsSb є більш технологічним і довговічним

порівняно з HgCdTe. Стабільність цього матеріалу обумовлена більш міцними хімічними зв'язками, наявними в сімействі III–V з нижчим атомним номером, і більшим внеском ковалентного зв'язку порівняно з іонним зв'язком у HgCdTe. Деякі інші фізичні властивості матеріалу InAsSb кращі в порівнянні з HgCdTe. Так, його діелектрична проникність низька, а коефіцієнт самодифузії за кімнатної температури низький. Однак потрійний твердий розчин InAsSb не має достатньо малої забороненої зони при 77 К для роботи в діапазоні довжин хвиль від 8 мкм до 14 мкм.

2 МОДИФІКАЦІЯ АКТИВНОГО ШАРУ ФОТОПРИЙМАЧІВ НА ОСНОВІ БАГАТОШАРОВИХ НАНОСТРУКТУР

Покращення якості роботи фотоприймачів (підвищення пропускну здатності детектування, збільшення квантової ефективності) можливо досягти за допомогою двох основних шляхів:

- значне покращення електронних властивостей матеріалу, що є основою активного шару фотоприймача;
- збільшення зв'язку світла з енергетичними станами електронів матеріалу, що є основою активного шару фотоприймача.

Обидва шляхи можуть бути реалізовані за допомогою різних мікро- та наноелектронних технологій виготовлення. Наноструктури, які використовуються для покращення електронних властивостей інфрачервоних фотодіодів (IRPD) є предметом дослідження цієї атестаційної роботи.

Структури з квантовими ямами (QW) і напівпровідниковими надґратками (SL) є традиційними у найбільш опрацьованих нанотехнологіях конструктивними одиницями, що використовуються для підвищення ефективності IRPD. Структури SL і QW продовжують широко використовуватися у галузі наноелектроніки і нанофотоніки тому що завдяки їм є можливість створення нових класів матеріалів і гетеропереходів з унікальними електронними та оптичними властивостями з високою якістю епітаксійного зростання на великих площах.

2.1 Фотоприймачі інфрачервоного діапазону на основі квантових ям (QWIP)

На рисунку 2.1 показаний розподіл енергетичної ширини забороненої зони різних напівпровідників зі структурою алмазу та цинкової суміші за низької

температури, а також їх узгодження постійними ґратки. Тонкі шари напівпровідників із близькими постійними ґратки – у кожній із сірих зон – можна вирощувати один на одному, використовуючи компенсацію деформацій. Такі тонкі квантові ямки та бар'єри можуть бути вирощені, як показано на рисунку 2.2, для створення локалізованих енергетичних станів частинок у кожній зоні провідності або валентній зоні з певною різницею енергії для резонансу, з цільовим ІЧ-випромінюванням. Такі «міжпідзонні» фотодетектори називаються QWIP.

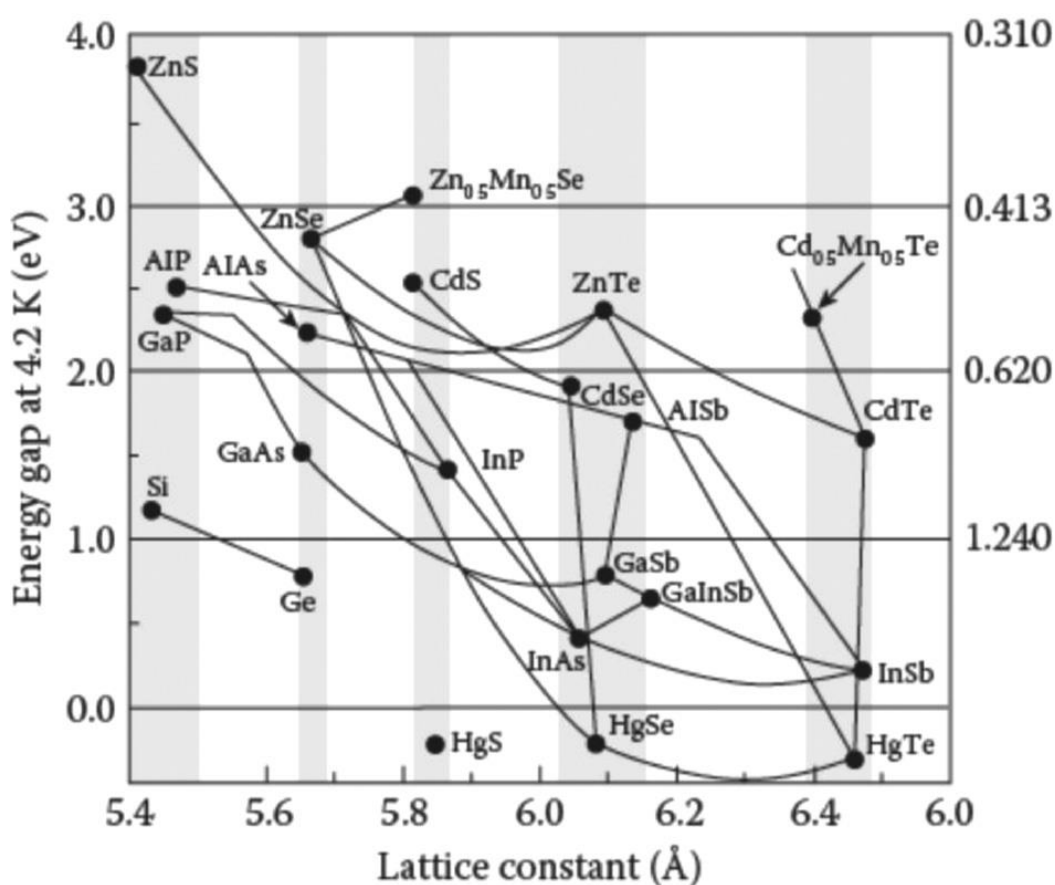


Рисунок 2.1 – Діаграма узгодження забороненої зони різних напівпровідників зі структурою алмазу та цинкової суміші за низької температури в порівнянні з їхніми сталими ґратки [3, 5]

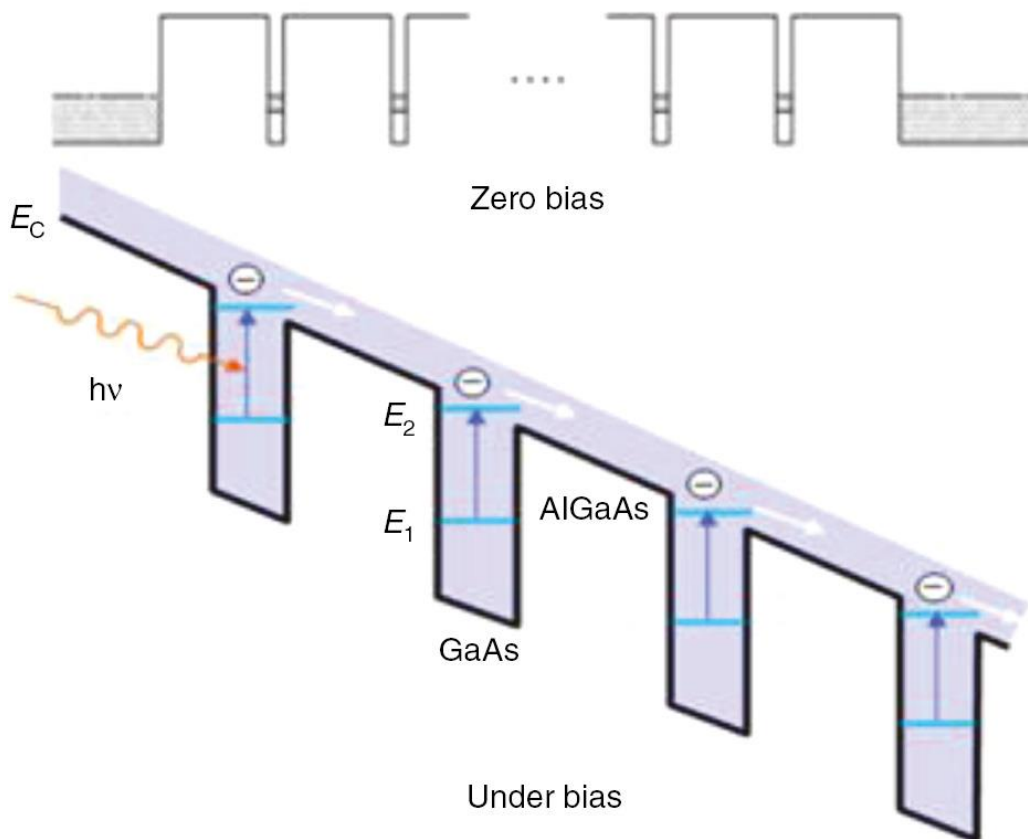


Рисунок 2.2 – Профіль зони провідності для QWIP GaAs/AlGaAs при нульовому (зверху) і кінцевому (знизу) зміщенні [2, 4]

Серед різних типів QWIP детектори QW GaAs/AlGaAs є найбільш розповсюдженими завдяки майже ідеальному збігу сталих кристалічних ґраток між GaAs та AlGaAs. GaAs/AlGaAs. QW пристрої мають багато особливостей, зокрема їх здатність узгоджуватися зі стандартними технологіями виробництва на основі GaAs і технологіями обробки, добре контрольоване зростання молекулярно-променевої епітаксії на шестидюймових пластинах GaAs з високою рівномірністю отримуваних шарів, високий вихід і, отже, низьку вартість. Також ці вироби демонструють більшу термостабільність і зовнішню радіаційну стійкість. Однак поглинання в оптичному перерізі обмежується концентраціями легуючих домішок, що призводить до низької квантової ефективності та відносно низької продуктивності при температурах вище за 40 К через короткий час життя носіїв між підзонами. Переважає швидка релаксація фононів.

2.2 Енергетичні стани частинок у тришаровій наноструктурі на основі сполук GaAs/Al_xGa_{1-x}As

В атестаційній роботі розглядається тришарова нелегована квантово-розмірна структура (КРС), яка знаходиться в *i* – області рiн – фотодіоду. КРС створена на основі гетеропереходу першого типу - GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Загальний вигляд тришарової наноструктури показано на рисунку 2.3.

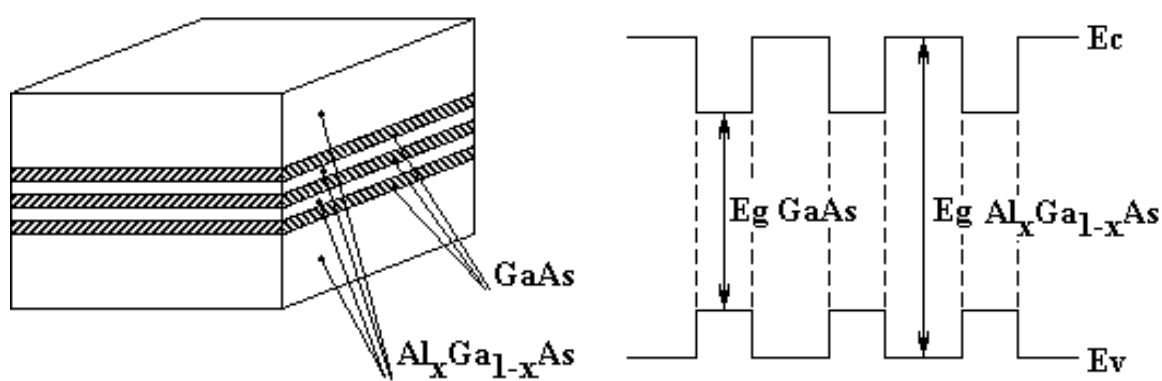


Рисунок 2.3 – Загальний вигляд тришарової нелегрованої наноструктури GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Для знаходження власних значень енергій і власних функцій носіїв у наноструктурі показаній на рисунку 2.3., необхідно знайти для неї розв'язок стаціонарного рівняння Шредінгера [6]:

$$\hat{H} \Psi = E \Psi, \quad (2.1)$$

де \hat{H} - оператор Гамільтона (оператор повної енергії);

E - значення енергії носія (енергетичний стан);

Ψ - власна функція частинки або квазічастинки (хвильова функція).

Рівняння (2.1) для тришарової наноструктури показаної на рисунку 2.3, записується у вигляді системи:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} = E\Psi_1, \quad (2.2)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} + V\Psi_2 = E\Psi_2, \quad (2.3)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} = E\Psi_3, \quad (2.4)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \Psi_4}{\partial z^2} + V\Psi_4 = E\Psi_4, \quad (2.5)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_5}{\partial z^2} = E\Psi_5, \quad (2.6)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1} \frac{\partial^2 \Psi_6}{\partial z^2} + V\Psi_6 = E\Psi_6, \quad (2.7)$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2} \frac{\partial^2 \Psi_7}{\partial z^2} = E\Psi_7, \quad (2.8)$$

Система рівнянь (2.2) - (2.8) для зручності подальшого розв'язання приводиться до однорідного до виду:

$$\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_1 = 0, \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial z^2} + \chi_1^2 \cdot \Psi_2 = 0, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_3}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_3 = 0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_4}{\partial z^2} + \chi_1^2 \cdot \Psi_4 = 0, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_5}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_5 = 0. \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_6}{\partial z^2} + \chi_1^2 \cdot \Psi_6 = 0 \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial^2 \Psi_7}{\partial z^2} + k_2^2 \cdot \Psi_7 = 0 \quad (2.15)$$

У співвідношеннях (2.9) - (2.15):

$$\chi_1^2 = \frac{2 \cdot m_1}{\hbar^2} \cdot (E - V), \quad (2.16)$$

$$k_2^2 = \frac{2 \cdot m_2}{\hbar^2} \cdot E. \quad (2.17)$$

Рішення системи (2.9) - (2.15) відносно хвильових функцій $\Psi_1 - \Psi_7$ записується у вигляді:

$$\Psi_1 = A_1 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_1 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.18)$$

$$\Psi_2 = A_2 \cdot \exp(i \cdot \chi_1 \cdot z) + B_2 \cdot \exp(-i \cdot \chi_1 \cdot z), \quad (2.19)$$

$$\Psi_3 = A_3 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_3 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.20)$$

$$\Psi_4 = A_4 \cdot \exp(i \cdot \chi_1 \cdot z) + B_4 \cdot \exp(-i \cdot \chi_1 \cdot z), \quad (2.21)$$

$$\Psi_5 = A_5 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_5 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.22)$$

$$\Psi_6 = A_6 \cdot \exp(i \cdot \chi_1 \cdot z) + B_6 \cdot \exp(-i \cdot \chi_1 \cdot z), \quad (2.23)$$

$$\Psi_7 = A_7 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot z) + B_7 \cdot \exp(-i \cdot k_2 \cdot z), \quad (2.24)$$

Згідно умови безперервності хвильової функції і її першої похідної по координаті на межі розділу областей в системі (2.26) - (2.36), невідомі амплітудні коефіцієнти хвильової функції B_1 і A_5 в областях I і V (рис. 2.3) треба прийняти

рівними нулю [7]. З урахуванням симетрії енергетичного профілю задача відносно центру квантово-обмеженого шару GaAs (відносно середини квантової ями) і вираз хвильових функцій в областях I – V у вигляді гармонічних функцій, співвідношення (2.18) - (2.24), можливо переписати так:

$$\Psi_1 = A_1 \cdot \exp(i \cdot k_2 \cdot (z + 5 \cdot a + 4 \cdot b)), \quad (2.24)$$

$$\Psi_2 = A_2 \cdot \cos(k_2 \cdot (z + 4 \cdot (a + b))), \quad (2.25)$$

$$\Psi_3 = A_3 \cdot \operatorname{ch}(k_1 \cdot (z + 3 \cdot (a + b))) + B_3 \cdot \operatorname{sh}(k_1 \cdot (z + 3 \cdot (a + b))), \quad (2.26)$$

$$\Psi_4 = A_4 \cdot \cos(k_2 \cdot (z + 2 \cdot (a + b))), \quad (2.27)$$

$$\Psi_5 = A_5 \cdot \operatorname{ch}(k_1 \cdot (z + (a + b))) + B_5 \cdot \operatorname{sh}(k_1 \cdot (z + (a + b))), \quad (2.28)$$

$$\Psi_6 = A_6 \cdot \cos(k_2 \cdot z), \quad (2.29)$$

$$\Psi_7 = A_7 \cdot \operatorname{ch}(k_1 \cdot (z - (a + b))) + B_7 \cdot \operatorname{sh}(k_1 \cdot (z - (a + b))), \quad (2.30)$$

У системі (2.24) - (2.30):

$$k_1^2 = \frac{2 \cdot m_1}{\hbar^2} \cdot (V - E) \text{ і } \chi_1^2 = -k_1^2, \quad (2.31)$$

де a - півширина нанорозмірного шару (квантової ями);

b - півширина тунельно прозорого розділювального бар'єру.

Беручи до уваги властивість однозначності хвильових функцій енергетичних станів частинок, а відтак і можливість виникнення хвиль, які розповсюджуються і які відбиваються, у тунельно прозорих бар'єрах, розв'язок системи (2.24) - (2.30) відносно хвильових функцій утворює дванадцять систем, по сім рівнянь.

Згідно властивості безперервності хвильової функції і її першої похідної на межі розділу областей, формулюються трансцендентні рівняння для відшукування власних значень енергії частинок і квазічастинок, а також амплітудних коефіцієнтів хвильових функцій.

Далі для проведення математичного експерименту у середовищі математичного пакету Mathcad можна скористатися рекурентними формулами, що дозволяють проводити розрахунок для періодичної наноструктури, для будь-якої кількості шарів [7, 9]:

$$F1 = \frac{1}{N} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \right) + (N - e1) \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \cdot \operatorname{th}(k1 \cdot b) \right) \right) +$$

$$+ \frac{1}{N} \left((N - (N - e1 + 1)) \cdot \operatorname{arctg} \left(\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \cdot \frac{1}{\operatorname{th}(k1 \cdot b)} \right) \right) + n \cdot \pi - k2 \cdot a; \quad (2.32)$$

$$F2 = \frac{1}{N} \cdot \left(\operatorname{arctg} \left(\left(-\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \right)^{-1} \right) + (N - e1) \cdot \operatorname{arctg} \left(\left(-\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \cdot \operatorname{th}(k1 \cdot b) \right)^{-1} \right) \right) +$$

$$+ \frac{1}{N} \cdot \left((N - (N - e1 + 1)) \cdot \operatorname{arctg} \left(\left(-\frac{k1 \cdot m2}{m1 \cdot k2} \cdot \frac{1}{\operatorname{th}(k1 \cdot b)} \right)^{-1} \right) \right) + n \cdot \pi - k2 \cdot a; \quad (2.33)$$

$$A1 = \left(\frac{(\cos(k2 \cdot a))^2}{k1} + N \cdot \left(a + \frac{\sin(2 \cdot k2 \cdot a)}{2 \cdot k2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} +$$

$$+ \left((N - e1) \cdot \frac{(\cos(k2 \cdot a))^2}{(\operatorname{ch}(k1 \cdot b))^2} \cdot \left(\frac{\sin(2 \cdot k1 \cdot b)}{2 \cdot k1} + b \right) \right)^{-\frac{1}{2}} +$$

$$+ \left((N - (N + 1 - e1)) \cdot \frac{(\cos(k2 \cdot a))^2}{(\operatorname{sh}(k1 \cdot b))^2} \cdot \left(\frac{\sin(2 \cdot k1 \cdot b)}{2 \cdot k1} - b \right) \right)^{-\frac{1}{2}}; \quad (2.34)$$

$$B1 = \left(\frac{(\sin(k2 \cdot a))^2}{k1} + N \cdot \left(a - \frac{\sin(2 \cdot k2 \cdot a)}{2 \cdot k2} \right) \right)^{-\frac{1}{2}} +$$

$$+ \left((N - e1) \cdot \frac{(\sin(k2 \cdot a))^2}{(\operatorname{sh}(k1 \cdot b))^2} \cdot \left(\frac{\operatorname{sh}(2 \cdot k1 \cdot b)}{2 \cdot k1} - b \right) \right)^{-\frac{1}{2}} +$$

$$+ \left((N - (N + 1 - e1)) \cdot \frac{(\sin(k2 \cdot a))^2}{(\text{ch}(k1 \cdot b))^2} \cdot \left(\frac{\sin(2 \cdot k1 \cdot b)}{2 \cdot k1} + b \right) \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.35)$$

Загальний вигляд хвильових функцій (2.24) - (2.30) на фоні енергетичної діаграми періодичної наноструктури визначається обчисленням невідомих амплітудних коефіцієнтів хвильових функцій.

2.3 Визначення спектру коефіцієнту підсилення випромінювання в багат шаровій наноструктурі

У площині потенційної ями – вздовж меж гетеропереходів, (рисунок 2.1), рух носіїв не обмежується. Носії мають два ступеня свободи руху, тому функція густини станів для кожного дискретного значення енергії як в зоні провідності, так і в валентній зоні буде мати вигляд «східців» [3]:

$$\rho(E) = \sum_n \left(\frac{m^*}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot H(E - E_{(C,H,L)_n}). \quad (2.36)$$

З огляду на співвідношення (2.53), коефіцієнт оптичного підсилення квантово-розмірної структури дорівнює [10, 23]:

$$g(h \cdot \nu) = \frac{e^2 \cdot \hbar \cdot M^2}{\epsilon_0 \cdot m_0^2 \cdot c \cdot \bar{n} \cdot h \cdot \nu} \cdot \left(\frac{m_{rH}}{\hbar^2} \cdot \sum_n H(h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \times \right. \\ \left. \times \left\{ f_C \left[E_{Cn} + \frac{m_H^*}{m_C^* + m_H^*} (h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \right] - \right. \right. \\ \left. \left. - f_V \left[E_{Hn} - \frac{m_C^*}{m_C^* + m_H^*} (h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \right] \right\} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{m_{rL}}{\hbar^2} \cdot \sum_n H(\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \cdot \left\{ f_C \left[E_{Cn} + \frac{m_L^*}{m_C^* + m_L^*} (\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \right] - \right. \\
& \quad \left. \cdot f_V \left[E_{Ln} - \frac{m_C^*}{m_C^* + m_L^*} (\hbar \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \right] \right\}, \quad (2.37)
\end{aligned}$$

де e - заряд електрона, Кл;

\hbar - стала Дірака;

ε_0 - діелектрична стала;

m_0 - маса вільного електрона, кг;

c - швидкість світла, м/с;

\bar{n} - показник заломлення активної області;

$\hbar \cdot \nu$ - енергія, що випромінюється фотонами, еВ;

M - матричний елемент переходу для напівпровідникових з'єднань $A^{III}B^V$;

m_C^* - ефективна маса електрона в зоні провідності вузькозонного матеріалу структури, кг;

m_H^* - ефективна маса «важкої» дірки у валентній зоні вузькозонного матеріалу структури, кг;

m_L^* - ефективна маса «легкої» дірки у валентній зоні вузькозонного матеріалу структури, кг;

m_{rH} - ефективна маса «важкого» екситона у вузькозонному матеріалі структури, кг;

m_{rL} - ефективна маса «легкого» екситона у вузькозонному матеріалі структури, кг;

E - поточне значення енергії, еВ;

E_{Cn} - власне значення n -го енергетичного рівня електрона в зоні провідності вузькозонного, квантово-обмеженого матеріалу, еВ;

E_{Hn} - власне значення n -го енергетичного рівня важкої дірки в зоні провідності вузькозонного, квантово-обмеженого матеріалу, eВ;

E_{Ln} - власне значення n -го енергетичного рівня легкої дірки в зоні провідності вузькозонного, квантово-обмеженого матеріалу, eВ;

$f_{C,V}$ - функції розподілу Фермі-Дірака для частинок в вузькозонному матеріалі, в зоні провідності - C і в валентній зоні - V, відповідно.

Для напівпровідникових з'єднань $A^{III}B^V$ в об'ємному, чи у квантово-обмеженому стані кристала квадрат матричного елемента, який описує оптичний перехід між зонами, може бути визначений як [3]:

$$M^2 = \frac{m_0}{m_C^*} \cdot \frac{m_0 \cdot E_g \cdot (E_g + \Delta)}{12 \cdot (E_g + 2 \cdot \Delta/3)}, \quad (2.38)$$

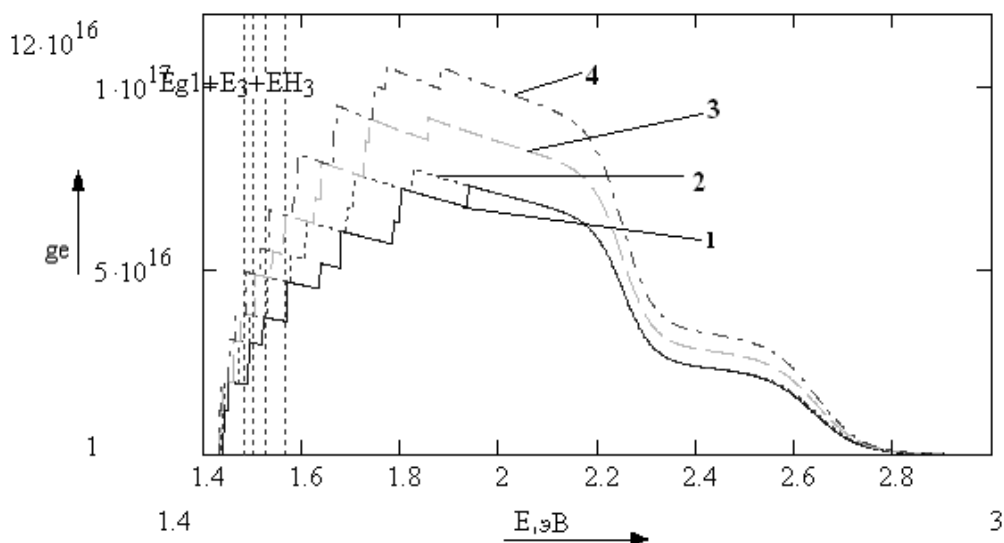
де Δ - енергія спин-орбітального розщеплення валентної зони, eВ.

У тому випадку, коли товщина квантово-розмірного шару мала і носії локалізуються завдяки наявності достатньо високих бар'єрів, різниця між найнижчим і наступним квантовими рівнями може бути значно більше, при цьому максимальне значення коефіцієнта оптичного поглинання визначається носіями, які знаходяться на межі найнижчій підзони [10].

2.3 Аналіз результатів математичного моделювання

У цій атестаційній роботі проводилося дослідження залежності коефіцієнта поглинання багат шарової квантово-розмірної структури активної області фотодіоду від інженерних параметрів структури – висот обмежуючих бар'єрів та ширини квантово-обмеженої активної області. Дослідження проводилися за фіксованої концентрації алюмінію в потрійному твердому розчині заміщення матеріалу бар'єру при зміні ширини квантово-обмеженої активної області.

Результати досліджень наведено на рисунках 2.4 – 2.8.

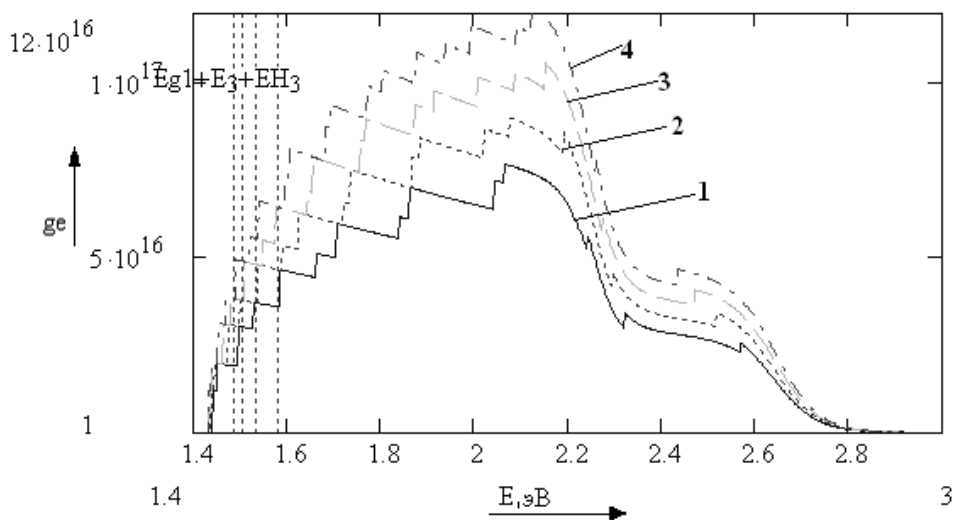


1) $a = 25 \text{ \AA}$; 2) $a = 30 \text{ \AA}$; 3) $a = 35 \text{ \AA}$; 4) $a = 40 \text{ \AA}$.

a – півширина квантово-обмеженої області (\AA - ангстрем).

Рисунок 2.4 – Залежність коефіцієнта поглинання енергії фотона

На рисунку 2.4 при вмісті алюмінію $x = 0,4$, висота потенційного бар'єру для електрона становить $V_e = 0,365 \text{ eV}$, а для дірок $V_h = 0,196 \text{ eV}$.

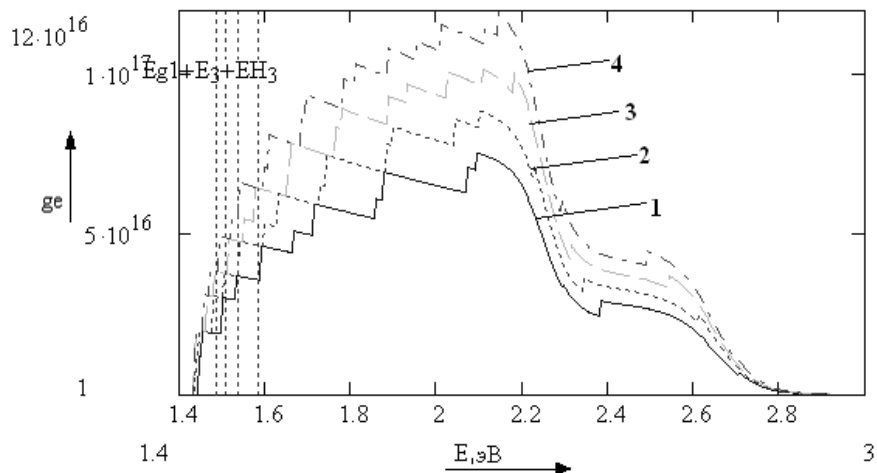


1) $a = 25 \text{ \AA}$; 2) $a = 30 \text{ \AA}$; 3) $a = 35 \text{ \AA}$; 4) $a = 40 \text{ \AA}$.

a – півширина квантово-обмеженої області (\AA - ангстрем).

Рисунок 2.5 – Залежність коефіцієнта поглинання енергії фотона

На рисунку 2.5 при вмісті алюмінію $x=0,5$ висота потенційного бар'єру для електрона становить $V_e = 0,832$ еВ, для дірок $V_h = 0,448$ еВ.

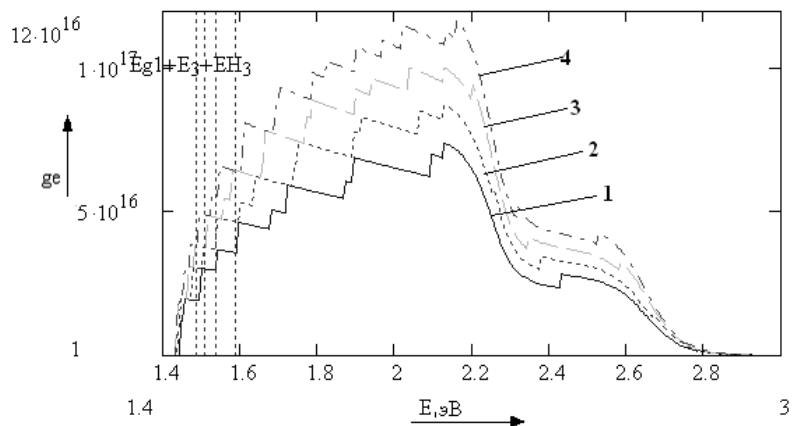


1) $a = 25 \text{ \AA}$; 2) $a = 30 \text{ \AA}$; 3) $a = 35 \text{ \AA}$; 4) $a = 40 \text{ \AA}$.

a – півширина квантово-обмеженої області (\AA - ангстрем).

Рисунок 2.6 – Залежність коефіцієнта поглинання від енергії фотона

На рисунку 2.6 при вмісті алюмінію $x=0,75$ висота потенційного бар'єру для електрона становить $V_e = 1,221$ еВ, для дірок $V_h = 0,657$ еВ.



1) $a = 25 \text{ \AA}$; 2) $a = 30 \text{ \AA}$; 3) $a = 35 \text{ \AA}$; 4) $a = 40 \text{ \AA}$.

a – півширина квантово-обмеженої області (\AA - ангстрем).

Рисунок 2.7 - Залежність коефіцієнта поглинання енергії фотона

На рисунку 2.7 при вмісті алюмінію $x=1$ висота потенційного бар'єру для електрона становить $V_e = 1,999$ еВ, для дірок $V_h = 1,076$ еВ.

Наступні дослідження проводилися при фіксованій ширині квантово-обмеженої активної області та різної концентрації алюмінію у потрійному твердому розчині заміщення матеріалу бар'єру.

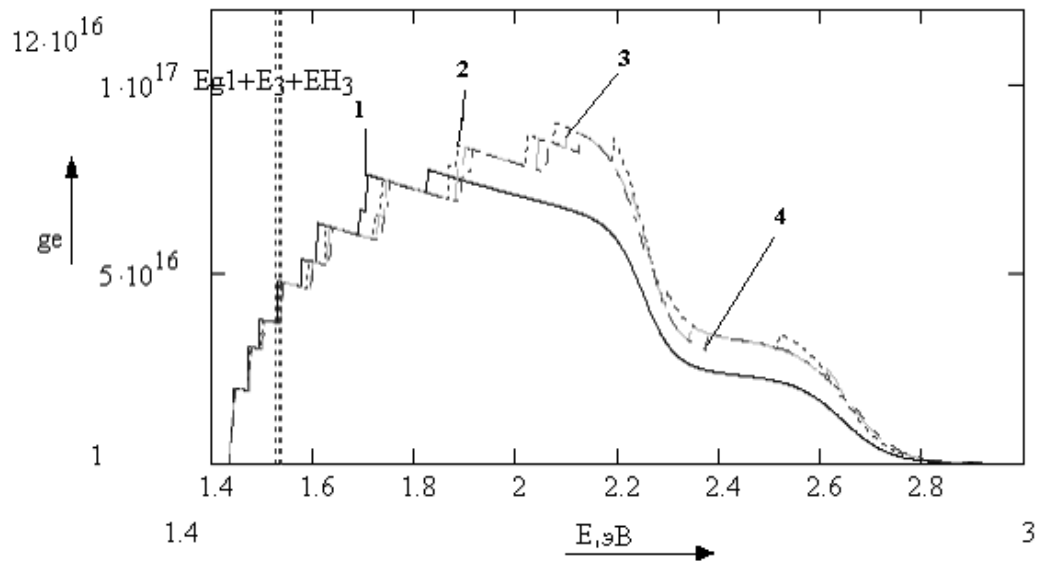
Результати дослідження наведено на рисунку 2.15. Ширина квантово-обмеженої області змінювалася в межах від 50 до 200 Å, при цьому спектр коефіцієнта поглинання мав ступінчасту структуру, що відповідає власному значенню енергії електронів e_{hh}^+ e_{lh}^+ і монотонно зростаючий максимум у смузі енергій фотонів від 1,45eV до 2,5 eV.

Аналіз залежності коефіцієнта оптичного поглинання від ширини квантово-обмеженої області представлений на рисунках 2.4 – 2.7. дозволяє зробити висновок про те, що зі зростанням ширини квантово-обмеженого шару власні значення енергії електронів, важких і легких дірок зміщуються у бік менших енергій абсолютної величини.

Це призводить до зменшення енергії оптичного випромінювального переходу і, як наслідок, до зміщення спектра поглинання в довгохвильову область.

Крім того, зі зростанням ширини квантово-обмеженої області зростає і щільність станів частинок і квазічастинок у зонах, а також зменшення енергетичної відстані між власними значеннями енергії частинок і квазічастинок у відповідних зонах. Це призводить до зростання абсолютного значення коефіцієнта поглинання, до появи на кривій посилення більшої кількості піків з одночасним згладжуванням їх форми зі зростанням енергії переходу.

Результати дослідження спектра поглинання при фіксованому значенні півширини квантово-обмеженої області та зростання висот обмежуючих бар'єрів відображені на рисунку 2.8. Збільшення висоти потенційних бар'єрів не призводить до суттєвої зміни кількості енергетичних рівнів частинок і квазічастинок у зонах, але помітно зміщує їх у бік високих енергій – тобто. у короткохвильову область спектра.



$$a = 30 \text{ \AA}; 1) x = 0.4; 2) x = 0.5; 3) x = 0,75; 4) x = 1.$$

a – півширина квантово-обмеженої області (\AA - ангстрем);

x -молярна частка алюмінію у потрійному твердому розчині заміщення матеріалу бар'єру

Рисунок 2.8 - Спектр коефіцієнта поглинання багатошарової при фіксованій ширині квантово-обмеженої області та зміні молярної частки алюмінію у потрійному твердому розчині заміщення матеріалу бар'єру

По мірі зростання енергії переходу спектр поглинання монотонно зменшується до незначних малих значень оскільки в кристалічних напрямках матеріалу активної області, які не знаходяться під дією квантового обмеження, населеність енергетичних рівнів носіями у зонах підпорядковується функції розподілу Фермі - Дірака і для значень енергії більше 2,2 - 2,4 eV, енергетичні стани заселені мало. Однак для високого вмісту алюмінію в матеріалах бар'єрів (для високих потенційних бар'єрів) квантування в напрямку квантового обмеження може призводити до появи і в цій галузі спектра дискретних енергетичних рівнів частинок і квазічастинок, що підтверджується окремими слабкими пічкоподібного зростання коефіцієнту поглинання в деяких кривих – рисунки 2.4 – 2.8).

ВИСНОВКИ

Найбільш кардинальною перебудовою властивостей відрізняються квантові розмірні структури, в яких вільні носії заряду локалізовані в одному, двох або всіх трьох координатних напрямках в області з розмірами порядку дебройлівської довжини хвилі носіїв. При цьому набувають чинності закони квантової механіки і відбувається зміна найбільш фундаментальної характеристики електронної системи – її енергетичного спектру. Спектр стає дискретним уздовж координати, за якою обмежений рух. Якщо рух обмежений вздовж одного або двох напрямків, то під впливом зовнішніх полів та взаємодій з центрами розсіювання (фонони, домішки) можуть змінюватися вже не три, а лише два або лише один з компонентів імпульсу електронів і дірок, внаслідок чого носії поведуться як двовимірний чи одновимірний газ. Квантові структури, у яких рух носіїв обмежений у всіх трьох напрямках, нагадують штучні атоми. Тут енергетичний спектр є суто дискретним. Квантово-розмірні структури мають цілу сукупність унікальних властивостей. Такі структури можуть бути основою для створення нових типів напівпровідникових приладів, в першу чергу для опто- та наноелектроніки.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах, М., Мир, 1981.
2. Фотоприемники и фотопреобразователи (под ред. Ж.И. Алферова), Л. 1986.
3. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем, СПб, Наука, 2001.
4. Парфенов В.В., Закиров Р.Х., Болтакова Н.В. Физика полупроводниковых приборов: Методич. пособие к практикуму по физике твердого тела. Казань: Изд-во КГУ, 2004.
5. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники, СПб, 2003.
6. Шаронова Л.В. Свойства гетеролазеров на основе InGaAsP/InP с широким мезаполосковым контактом / Л. В. Шаронова // Журнал физика и техника полупроводников. – 2000. - № 7. – С. 886 -890.
7. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур / Ж. И. Алферов // Журнал физика и техника полупроводников. – 1998. - №1. – С. 3 -18.
8. Жуков А. Е., Инжекционные лазеры на основе сомоорганизующихся квантовых точек: автореф. дис. на соискание ученой степени доктора физ. мат. наук / А. Е. Жуков. – СПб, 2002. – 33 с.
9. 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.
10. E. Herbert Li “Optical Properties of an InGaAs – InP Interdiffused Quantum Wells”, IEEE J. Quantum Electronics, vol. 34, NO. 6, pp. 982 – 990, 1998.
11. 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.

- 12.Высокочастотные кремниевые фотодиоды с p-i-n структурой перехода. - “Радиотехника и электроника”, 1971, №11, с.2332. Е.А. Георгиевская, А.Н. Истомина и др.
- 13.Пащенко А.Г. Модификация спектров оптоэлектронных приборов с многослойными квантовыми размерными структурами // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч. –техн. сб. 2004. Вып. 137. С. 97 – 103.
- 14.Техника оптической связи. Фотоприемники. Под ред. Тсанга У. Перевод с английского под ред. Трищенко М.А. М. “Мир”. 1988 г.
- 15.Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. - М.: Сов. Радио, 1970. - 389 с.