

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)

Застосування квантово-розмірного ефекту Штарка для покращення характеристик ширококутових систем оптичної передачі інформації
(тема)

Виконав:
студент 2 курсу, групи МНПм-18-1
Донець О.Е
(прізвище, ініціали)

Спеціальність 153 «Мікро- та наносистемна техніка»

Тип програми освітньо-професійна

Освітня програма «Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої»

Керівник проф. Грицунов
О.В
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____
(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 _____ 153 «Мікро- та наносистемна техніка» _____

Тип програми _____ освітньо-професійна _____

Освітня програма _____ «Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої» _____

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри

_____ І.М.Бондаренко

« _____ » _____ 2019р.

ЗАВДАННЯ НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Донцю Олексію Едуардовичу _____

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Застосування квантово-розмірного ефекту Штарка для покращення характеристик широкосмугових систем оптичної передачі інформації _____

затверджена наказом по університету від 04 11 2019 р. № 1636 _____

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

3. Вихідні дані до роботи _____

– Секція багатопарової квантової розмірної структури GaAs/AlGaAs _____

– Ширина квантового обмеженого шару 10 –30А _____

– Молярна доля алюмінію в матеріалах бар'єру X = 0,25 – 1,0. _____

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі _____

– Формування енергетичного спектру активного шару ІНЛ на КРС _____

– Вплив зовнішніх електричних полів на спектр випромінюваних довжин хвиль ІНЛ _____

– . Спектральне зміщення випромінювання ІНЛ на КРС під впливом зовнішнього електричного поля _____

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (16 слайдів) комп'ютерна презентація 16 слайдів

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів	Примітка
1	Пошук інформаційних джерел і аналіз	04.11.2019	
2	Підготовка першого розділу роботи	5.11-15.11	
3	Складання і опрацювання математичної моделі досліджуваних процесів	16.11-06.12	
4	Підготовка третього розділу роботи	06.12-12.12	
5	Подання роботи на кафедрі	12.12.2019	

Дата видачі завдання _____ 20__ р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ проф. Грицунов О.В
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка містить: 61 с., 35 рис., 15 джерел, 2 додатки.

ЕФЕКТ ШТАРКА БАГАТОШАРОВА КВАНТОВО-РОЗМІРНА
СТРУКТУРА, ГУСТИНА СТАНІВ, КВАНТОВО-РОЗМІРНИЙ ЕФЕКТ,
КВАНТОВА ЯМА

Об'єктом роботи є квантово-розмірний ефект Штарка в гетеронаноструктурах з квантовими ямами.

Мета роботи – дослідження фізичних процесів і структур активної області квантово-розмірного лазера.

Метод дослідження – квантово механічне моделювання енергетичних станів частинок і квазічастинок у наноструктурі, що знаходиться під впливом зовнішнього електричного поля.

У роботі виконано огляд інжекційних напівпровідникових лазерів на основі багатошарових квантово-розмірних структур. Встановлено, що під впливом зовнішнього електричного поля і виникнення квантового-розмірного ефекту Штарка відбувається суттєвий зсув енергетичних рівнів частинок. Енергетична відстань між сусідніми енергетичними рівнями збільшується.

ABSTRACT

Explanatory note contains: 63 p., 35fig., 15 sources, 3 annexes.

MULTILAYERED STARK EFFECT, QUANTUM-SIZE STRUCTURES,
DENSITY OF STATES, QUANTUM SIZE EFFECT, QUANTUM WELL

The object of this work is the quantum-size effect in heteronanostructures with Stark quantum well.

The purpose is to study physical processes and structures of the active region of quantum-dimensional laser.

Research methods are modeling the quantum mechanical energy states of particles and quasiparticles in the nanostructure, under the influence of an electric field.

In work, the review of semiconductor injection lasers based on multi-quantum-dimensional structures is performed. It is established that under the influence of an electric field and the emergence of quantum size effect occurs. Stark effect significantly shifts the energy levels of particles. Power distance between adjacent energy levels increased.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ	7
ВСТУП.....	8
1 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В АКТИВНІЙ ОБЛАСТІ КВАНТОВО-РОЗМІРНОГО ЛАЗЕРА.....	10
1.1 Квантово-розмірний ефект напівпровідникових матеріалів	10
1.2 Робочі характеристики і параметри квантово-розмірних лазерів.....	16
1.2.1 Зниження порогового струму.	16
1.2.2 Збільшення характеристичної температури.	16
1.2.3 Зменшення ширини, забороненої зони.	16
1.2.4 Анізотропія коефіцієнта посилення.....	18
1.2.5 Стабільність спектра генерації.....	19
1.2.6 Низькі втрати при використанні КРС	21
1.3 Двошарова квантово-розмірна структура активної області квантово-розмірного лазера.....	22
2 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРІ ПРИ НАЯВНОСТІ ЕФЕКТУ ШТАРКА.....	29
2.1 Дослідження Ефекту Штарка методом фотоелектричної спектроскопії ..	32
2.2 Оптичний модулятор на одній квантовій ямі.....	38
3 КВАНТОВО-РОЗМІРНИЙ ЛАЗЕР НА ОСНОВІ ДВОШАРОВОЇ КВАНТОВО РОЗМІРНИЙ СТРУКТУРІ.....	39
3.1 Постановка завдання.....	48
3.2 Енергетичний стан частинок нелегованої квантово-розмірної структури на основі GaAs	50
3.2 Обговорення результатів	51
ВИСНОВКИ	59
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	60
ДОДАТОК А	62
ДОДАТОК Б.....	63

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

БКЯ – багатошарові квантові ями;

ГС – густина станів;

ЕК – електронні квазічастинки;

КЯ – квантова яма;

КРС – квантово розмірна структура;

ВСТУП

Квантово-розмірний ефект Штарка це – розщеплення спектральних ліній в електричному полі. Під впливом електричного поля $E_{\text{ел}}$ змінюється рух заряджених частинок, що утворюють систему (наприклад, електронів в атомі) і система набуває додаткову енергію ΔE , її рівні зміщуються і розщеплюються, що викликає розщеплення спектральних ліній. Цей ефект був відкритий Штарком при вивченні спектру атома водню.

Вплив електричних полів призводить не тільки до розщеплення спектральних ліній в електричних полях, але і до зрушення і розщепленню в них рівнів енергії. Завдання атом + поле мають спеціальні назви: ефект Штарка (атом в електричному полі) і ефект Зеемана (атом в магнітному полі). Характерною особливістю ефекту Штарка в водні (при слабкому полі) є його лінійна залежність від напруженості (лінійний ефект Штарка, $\Delta E \sim E_{\text{ел}}$). Це невірно для дуже маленької напруженості, яка не може змішати рівні, розщеплені лембовським зрушенням або тонкою структурою. Якщо поле не може конкурувати з ефектами, знімаючими виродження, ефект Штарка квадратичен (квадратичний ефект Штарка, $\Delta E \sim E^2$). Для досить симетричних молекул, що володіють постійним дипольним моментом, характерний лінійний ефект Штарка, в других випадках зазвичай спостерігається квадратичний ефект Штарка в змінних електричних полях. Зміна положення штарківських підрівнів в змінному полі $E_{\text{ел}}$ може бути використано для зміни частоти квантового переходу в квантових пристроях.

Ефект Штарка був пояснений на основі квантової механіки. Атом (або інша квантова система) в стані з певною енергією E набуває в зовнішньому

електричному полі $E_{\text{ел}}$ додаткову енергію ΔE внаслідок поляризованої його електронної оболонки і виникнення індукованого дипольного моменту.

Рівень енергії, якому відповідає одне можливе станище атома (невироджених рівень), в полі $E_{\text{ел}}$ матиме енергію $E + \Delta E$, тобто зміститься.

Різні стани відродженого рівня енергії можуть придбати різні додаткові енергії ΔE_a ($a = 1, 2, \dots, g$, де g – ступінь виродження рівня). В результаті вироджений рівень розплющується на штарківські підрівні, число яких дорівнює числу різних значень ΔE_a .

А $J = 0, 1, 2, \dots$ – квантове число повного моменту кількості руху розщеплюється в електричному полі на підрівні, що характеризуються різними значеннями магнітного квантового числа m_J , причому значенням

$m_J = \pm J$ відповідає однаковою комбінацією додаткова енергія ΔE , тому усі штарківські підрівні (окрім підрівня з $m = 0$) виявляються двічі виродженим.

1 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В АКТИВНІЙ ОБЛАСТІ КВАНТОВО-РОЗМІРНОГО ЛАЗЕРА

1.1 Квантово-розмірний ефект напівпровідникових матеріалів

У твердотілій електроніці досліджуються властивості електронів, фононів та екситонів або в «нескінченному» кристалі, або в кристалі з періодичними граничними умовами.

При відсутності дефектів ці частинки, або збудження, описуються з використанням блохівських хвиль, які можуть вільно поширюватися в кристалі. Нехай кристал кінцевий і існують два нескінченно високі бар'єри на відстані L один від одного, які можуть відображати блохівські хвилі вздовж напрямку z . Тоді говорять про просторове обмеження цих хвиль. Класичним прикладом хвиль, обмежених в одному вимірі двома непроникними бар'єрами, є коливальна струна з двома фіксованими кінцями.

Добре відомо, що нормальні коливальні моди такої струни є стоячі хвилі з довжиною хвилі λ , що приймає дискретні значення вигляду.

$$\lambda_n = 2L/n, n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.1)$$

Іншим класичним прикладом є інтерферометр Фабрі-Перо. У результаті багаторазових відображень в кінцевих дзеркалах, що утворюють резонатор, в спектрі пропускання пройшли через інтерферометр електромагнітних хвиль з'являються максимуми і мінімуми при дискретних довжинах хвиль. Якщо простір всередині резонатора заповнений повітрям, умовою конструктивної інтерференції буде вираз (1.1).

У мінімумі пропускання хвилі можна вважати «замкненою» в інтерферометрі. Для вільної частинки з ефективною масою m^* , рух якої в кристалі в напрямку z обмежена непроникними бар'єрами (тобто бар'єрами з нескінченної потенційної енергією), дозволені значення хвильових векторів k_z блохівських хвиль мають вигляд

$$k_{zn} = 2\pi/\lambda_n = n\pi/L, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (1.2)$$

а енергія основного стану в порівнянні зі станом без обмеження зростає на величину

$$\Delta E = \frac{\hbar^2 k_{z1}^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* L^2} \quad (1.3)$$

Це збільшення енергії називається енергією розмірного квантування частинки. Енергія розмірного квантування є наслідком принципу невизначеності в квантовій механіці. Якщо частка обмежена в просторі в межах відстані L (в нашому випадку – вздовж напрямку z), невизначеність z -компоненти її імпульсу зростає на величину порядку \hbar / L . Відповідне збільшення кінетичної енергії частинки дається тоді виразом (1.3). Тому даний ефект часто називають квантовим розмірним ефектом. Крім збільшення мінімальної енергії частинки квантовий розмірний ефект призводить також до квантування енергій її збуджених станів. Для нескінченного одновимірного потенціалу «прямокутної ями» енергії збуджених станів виражаються як $n^2 \Delta E$, де $n = 1, 2, 3, \dots$, як і в (1.2). Важливо усвідомлювати різницю між обмеженням, обумовленим бар'єрами, і локалізацією внаслідок розсіювання на домішках. У напівпровідниках вільні носії заряду розсіюються на фононах і дефектах із середнім часом розсіювання τ . Можна визначити їх середню довжину вільного пробігу L як добуток номінальної середньої вихідної швидкості на τ . Подібне розсіювання також може зменшити невизначеність у положенні частинки і,

отже, збільшити невизначеність її імпульсу. Останнє призводить до невизначеності в енергії частки на величину, що задається виразом (1.3) $L^2 \approx (\hbar^2)$.

Цей ефект зазвичай пов'язаний з дефектами або безладом в твердих тілах і відрізняється від ефектів квантового обмеження, що становить науковий і практичний інтерес. Одним із способів провести відмінність між двома зазначеними випадками є дослідження хвильового вектора k_z вздовж напрямку обмеження. Хвильовий вектор частинки, рух якої відбувається без розсіювання (1.2).

Розсіювання на дефектах призводить до порушення фази хвилі, так що її амплітуда експоненціально убуває в межах довжини вільного пробігу (L). Фур'є – перетворення такої загасаючої хвилі показує, що в даному випадку k_z не є дискретним, а має лоренцеве розподіл з шириною, що дорівнює $1 / L$.

Більшість порушень мають кінцевий час життя. Наприклад, оптичні фонони загасають внаслідок взаємодії з іншими фононами (за допомогою ангармонізму) або взаємодії з дефектами. В результаті їх енергії мають уявну частину, яка описується постійної загасання Γ . Роль Γ зводиться до розширення енергетичних рівнів. Тому для виникнення ефектів розмірного квантування необхідно, щоб енергія квантування була принаймні дорівнює Γ . Це, як випливає з (1.3), еквівалентно існуванню максимального розміру L , при якому ще можливе спостереження подібних ефектів. Іншими словами, якщо L занадто велике, то станеться загасання збудження до того, як воно досягне бар'єру. Оскільки енергія розмірного квантування обернено пропорційна m^* , ці ефекти важче спостерігати для важких частинок. Як правило, необхідно охолодити зразок до низьких температур (для зменшення Γ , щоб мати можливість малі енергії квантування).

Поведінка екситонів при розмірному квантуванні відрізняється від поведінки як електронів, так і фононів, оскільки вони складаються з електрона і дірки, які перебувають на відстані Борівського радіуса α_0 якщо $L \gg \alpha_0$, екситон може рухатися між бар'єрами як вільна частинка з повною масою M

(що дорівнює сумі мас електрона і дірки). Максимальне значення L для квантового розмірного ефекту визначається середньою довжиною вільного пробігу екситона.

Наприклад, енергія зв'язку екситона збільшується, оскільки електрон і дірка змушені розташовуватися ближче один до одного. У граничному випадку двовимірного екситона енергія зв'язку зростає в чотири рази в порівнянні з трьох вимірним. Іноді потенціал квантових бар'єрів (у припущенні, що він нескінченний) надає на дві частки більший вплив, ніж їх кулонівської взаємодії. Тоді зручніше вважати, що квантове обмеження всередині потенційної ями відчуває важча частка (оскільки її хвильова функція сильніше локалізована в центрі ями), а легша притягнута до неї внаслідок кулонівської взаємодії. Аналогічно можна вважати, що енергії зв'язку донора і акцептора збільшуються, коли такі домішки знаходяться в потенційній ямі з шириною, меншою їх Борівського радіуса. Квантовий розмірний ефект не тільки змінює енергії збуджень, але також модифікує їх щільність станів (ГС). У загальному випадку її зменшення призводить до «посилення» сингулярності в ГС в критичній точці. Наприклад, при зменшенні розмірності від трьох до об'ємних зразках до двох в квантових ямах електронна ГС поблизу забороненої зони E_g змінює вид від функції з порогом, що залежить від енергії фотона $\hbar\omega$ як $(\hbar\omega - E_g)^{1/2}$, до функції у вигляді сходинки. Оскільки ймовірності переходів, що обчислюються за допомогою золотого правила Фермі, залежать від щільності кінцевих станів, квантовий розмірний ефект істотно впливає на динаміку процесів розсіювання в напівпровідникових приладах. Лазерні діоди, виготовлені на основі КЯ, мають більшою ефективністю і меншим граничним струмом, ніж відповідні об'ємні лазерні діоди. Очікується, що лазери на квантових точках (нуль розмірні) повинні мати ще менші порогові струми. Крім того, їх частоти генерації будуть значно менш чутливі до змін температури.

Структура одиночної квантової ями являє собою «сендвіч», що складається з тонкого шару (з товщиною L) напівпровідникового матеріалу

(позначеного A) між двома шарами іншого напівпровідника B (з рівними толщинами L). Напрямок, перпендикулярний до цих верств, позначається як вісь z .

Існують більш складні структури, що складаються з періодично повторюваних шарів типу $B/A/B/A/B/A/B/A \dots$ (где $L' \gg L$). Такі структури називаються багаторазово повторюваними квантовими ямами або БКЯ. Надрешітки і БКЯ мають однакову структуру за винятком того, що в БКЯ відстань між ямами досить велике для того, щоб виключити можливість тунелювання електронів з однієї ями в іншу. Ширина бар'єра L' в СР досить мала для забезпечення електронам можливості тунелювання, так що електрони «бачать» чергуються шари як періодичний потенціал, який додається до потенціалу кристала. Припустимо, що в одиночній КЯ ширина забороненої зони ями A (E_{gA}) менше, ніж у бар'єрів B ($E_{gB} > E_{gA}$). Внаслідок такої відмінності в ширині заборонених зон не відбувається вирівнювання країв зон провідності і валентних зон для A і B . Різниця між їхніми краями називається розривом зон. Розрив зон створює потенціал, відповідальний за квантове обмеження (конфайнмент) носіїв тільки в одному шарі, в результаті чого і виникає квантовий розмірний ефект. Таким чином, знання величини розриву зон і його контроль відіграють вирішальну роль при виготовленні приладів з квантовим розмірним ефектом. Розуміння факторів, що визначають розрив зон двох різних напівпровідників, є не повним, в техніці виготовлення і контроль форми розриву зон досягнуто значного прогресу. Наприклад, в добре вивченій системі $GaAs/GaAlAs$ товщина інтерфейсів між A і B становить всього один моношар, що було показано за допомогою просвічуючий електронної мікроскопії високого дозволу (рис. 1.1).



Рисунок 1.1– Просвічуюча електронна мікроскопія надгратки GaAs / AlAs з високою роздільною здатністю

На мікрограммі показані два променя, що падають в напрямку моно слою численні порівняння експериментальних результатів і теоретичних розрахунків показали, що розриви країв зон можуть бути вельми різкими. Останнє робить просту прямокутну яму хорошим наближенням для більшості КЯ. Як спосіб характеристики розриву зон Дінгл і ін. ввели множник Q , що дорівнює відношенню між розривом зон провідності (ΔE_C) і різницею між шириною заборонених зон (ΔE_g). Наприклад, було знайдено, що в технологічно важливих КЯ GaAs/GaAlAs і InGaAs/InP значення Q рівні 0,6 і 0,3 відповідно.

1.2 Робочі характеристики і параметри квантово-розмірних лазерів

1.2.1 Зниження порогового струму.

Як вже було зазначено, в порівнянні з аналогічним по геометрії лазерним діодом з подвійною гетероструктурою лазер з багат шарової КРС має в три рази менше значення порогового струму. Це пояснюється зменшенням спектральної ширини лінії посилення, причиною якого є наявність ступінчастої функції щільності станів $\rho(E)$, що призводить до зростання максимального коефіцієнта посилення. Однак, є можливість ще більшого зниження порогового струму, якщо розробити механізм, що дозволяє більш ефективно інжектувати електрони в квантові ями.

1.2.2 Збільшення характеристичної температури T_0 . Первочаткові спроби розробки лазерів з багат шаровою КРС показали, що лазери цього типу мають високу характеристичну температуру T_0 (слабкою температурної залежністю порогового струму). Це пояснюється меншим впливом в порівнянні з випадком об'ємного кристала температурних змін на енергетичний розподіл електронів при наявності ступінчастої функції щільності станів. Однак у міру вдосконалення технологічної бази характеристична температура в звичайних лазерах з подвійною гетеро структурою також збільшується приблизно до 200 К, так що квантово-розмірні лазери втратять свою перевагу.

1.2.3 Зменшення ширини, забороненої зони. На рис. 1.2 показані спектри люмінесценції багат шарового квантово-розмірного лазера при токах, які істотно менше порогового значення. Навіть при струмі накачування, що становить 0,04 порогового значення, в спектрі з'являються два явних максимуми. При збільшенні рівня накачування більш довгохвильовий максимум буде рости аж до досягнення режиму лазерної генерації. Максимум же в короткохвильовій області є наслідком рекомбінації електронів і важких дірок з найнижчих квантових рівнів ($n = 1$), і його положення приблизно

відповідає довжині хвилі максимуму фотолюмінесценції, зазначеного на рис. 1.2 стрілкою PL. Різниця енергій обох максимумів збігається з енергією поздовжнього оптичного фонона (приблизно 36 MeV), у зв'язку з чим спочатку вважалося, що в процес генерації багат шарового квантово-розмірного лазера вносять вклад фононні компоненти. На противагу цьому в результаті докладних досліджень, проведених Тарутою з співробітниками, було показано відсутність вкладу поздовжніх оптичних фононів і висунуто припущення, що причиною зсуву є зменшення ефективної ширини забороненої зони внаслідок струмового накачування. Для такого припущення є такі підстави:

- різниця енергій між двома максимумами не залишається постійною, а збільшується в міру збільшення струму інжекції;

- спектр спонтанного випромінювання, що виходить через вікно в електроді лазерного діода, має один максимум на довжині хвилі, зазначеної на рис. 1.2, і ніяких більше довгохвильових максимумів не спостерігається;

- поява в спектрі двох максимумів можна пояснити накладанням спектрів оптичного посилення і поглинання в оптичному хвилеводі;

- зареєстрований спектр спонтанного випромінювання має тенденцію монотонного розширення біля основи в міру збільшення струму інжекції, яке в основному відбувається в бік збільшення довжини хвилі. Якщо позначити абсолютне зменшення енергії як ΔE , то це розширення в нульовому наближенні можна записати у вигляді:

$$\Delta E \sim (n_{inj})^{1/(2,8-3)} \quad (1.4)$$

На основі цієї залежності можна припустити, що в міру збільшення концентрації інжектіруємих носіїв відбувається зменшення еквівалентної ширини забороненої зони.

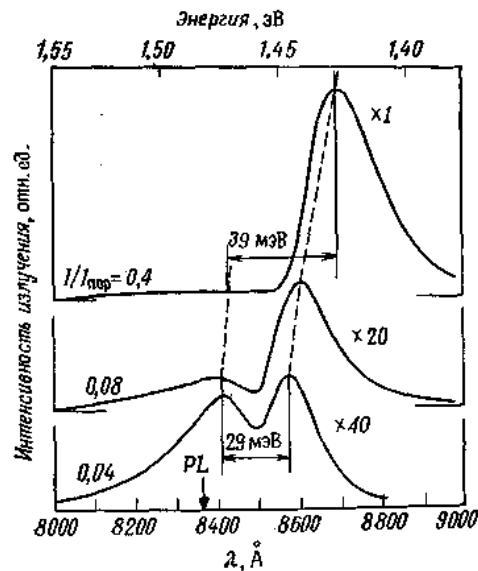


Рисунок 1.2 – Спектри люмінесценції багатошарового квантово-розмірного лазера при токах істотно нижче порогового значення (ТІ-мода)

1.2.4 Анізотропія коефіцієнта посилення. На рис 1.3 показана залежність істинного посилення світла ($g - \alpha_i$), що поширюється в волноводі на основі багатошарової КРС, від нормованого струму інжекції $[I/I_{\text{пор}}]$ тут же для порівняння наведені аналогічні характеристики для випадку, коли використовується хвилевід на основі подвійної гетероструктури. На малюнку α_i — коефіцієнт внутрішніх втрат. Характерною особливістю багатошарової КРС є значно більше відмінність коефіцієнтів посилення для хвиль, лінійно-поляризованих в площині р-п-переходу (ТЕ-моди) і перпендикулярно їй (ТМ-моди). Різниця відповідних коефіцієнтів посилення поблизу порогу генерації становить 140 см^{-1} . Аналогічна різниця коефіцієнтів посилення для подвійний гетероструктури становить всього лише 20 см^{-1} . Хоча в обох структурах лазерна генерація виникає на ТЕ-моді, в звичайній подвійний гетеро структурі селекція мод здійснюється за рахунок різниці коефіцієнтів відбиття дзеркал резонатора, в той час як в багатошарової КРС такий селективністю володіє сам оптичний хвилевід, завдяки чому пом'якшується обмеження на дзеркала резонатора.

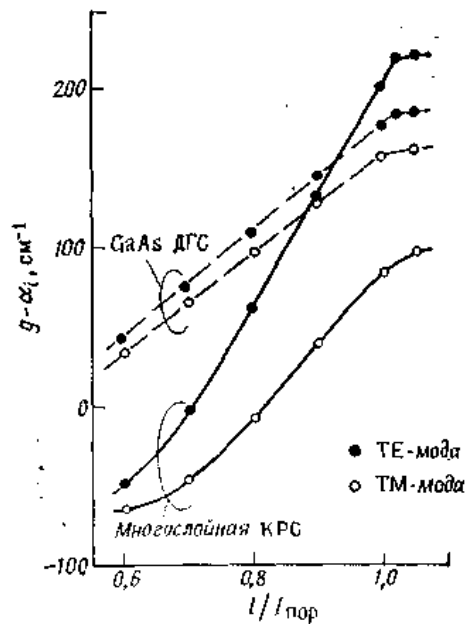


Рисунок 1.3 – Залежність ефективного оптичного посилення від струму інжекції і від поляризації випромінювання в волноводі ($T=293\text{K}$)

Анізотропія коефіцієнта посилення фізично пояснюється правилами відбору для переходу, що супроводжується електронно-дірковою рекомбінацією, при обліку структурної анізотропії багатосарового квантово-розмірного лазера. З цього випливає, що випромінювання, що генерується завдяки рекомбінації електронів і важких дірок, має ТЕ-поляризацію і що в багатосарової КРС переважають переходи між електронами і важкими дірками, квантові рівні яких нижче в порівнянні з легкими дірками, а щільність станів в 7 разів вище.

1.2.5 Стабільність спектра генерації. Лазер з багатосарової КРС у порівнянні з лазером з подвійною гетероструктурою має вузьку лінію посилення. Отже, можна припустити, що в ньому легше реалізується режим генерації на одній поздовжньої моді (одночастотний режим). Однак в даний час і в звичайному лазері в режимі накачування постійним струмом можна без праці забезпечити умови одночастотної генерації. Тому для порівняння стабільності спектрів генерації коректно вивчати поведінку поздовжніх мод в режимі високошвидкісної модуляції, що викликає значні коливання

концентрації інжектуємих носіїв заряду. На рис. 1.4 наведено спектри генерації для лазера з багатошарової КРС і звичайного лазера з подвійною гетероструктурою. У режимі високошвидкісної модуляції, коли на постійний зсув I_B , менше порогового струму $I_{пор}$ ($I_B = 0,8 I_{пор}$), накладається імпульсна послідовність в форматі RZ з тривалістю імпульсів 1 нс, амплітудою $0,5 I_{пор}$ і тактовою частотою 500 МГц, обидва лазера генерують одну поздовжню моду при накачуванні постійним струмом. У лазері з подвійною гетероструктурою виникає режим багатомодовою генерації, і ширина обвідної спектра на половинному рівні досягає 40 А. Спектр же квантово-розмірного лазера зазнає істотних змін, і навіть довжина хвилі генерації незначно зміщується в порівнянні з випадком накачування постійним струмом.

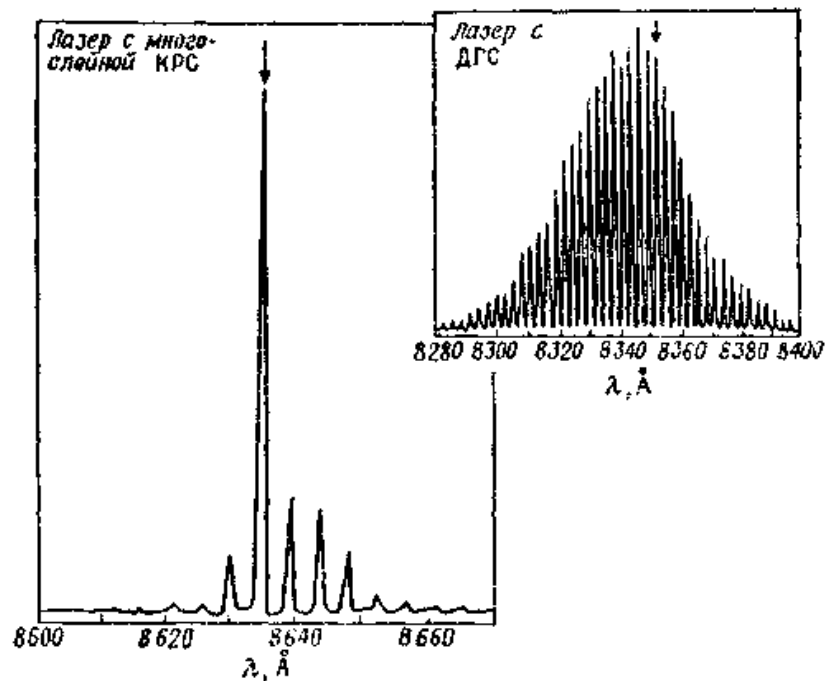


Рисунок 1.4– Порівняння модуляційних характеристик багатошарового квантово-розмірного лазера і звичайного лазера з подвійною гетероструктурою (ДГС)

1.2.6 Низькі втрати при використанні КРС в якості оптичного хвилеводу.

На рис. 1.5 показані результати порівняння спектрів оптичного поглинання для ненакачуємих (тобто за відсутності струмового інжекції) волноводов на основі звичайної подвійний гетероструктури і хвилеводів, в активному шарі яких використана багат шарова КРС. Коефіцієнти поглинання визначені з урахуванням параметра оптичного обмеження, який в обох випадках був приблизно однаковим. Для багат шарової КРС спостерігається різка зміна коефіцієнта поглинання, що відображає існування ступінчастої функції щільності станів.

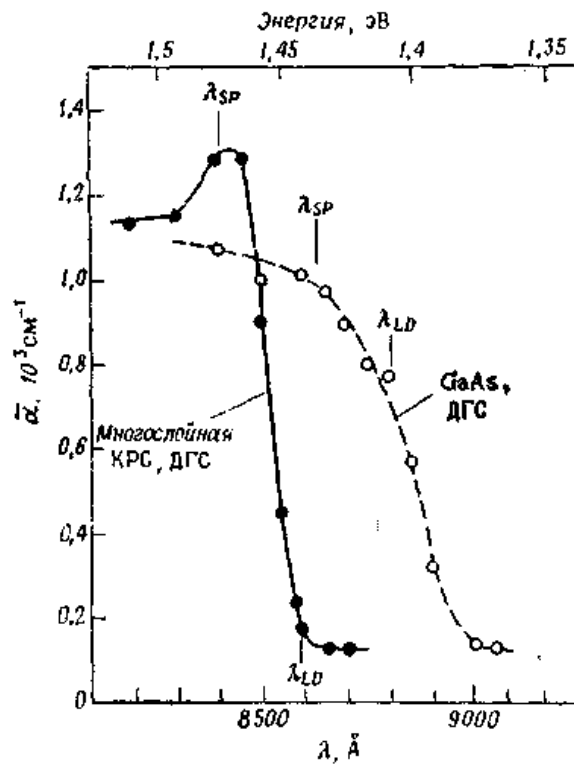


Рисунок 1.5 – Спектри оптичного поглинання волноводов на основі багат шарових КРС за відсутності накачування (кімнатна температура, ТЕ-мода)

Крім того, на малюнку для обох випадків вказана середня довжина хвилі λ_{SP} спектра спонтанного випромінювання. Довжини хвиль когерентного випромінювання на порозі генерації для кожної зі структур позначені як λ_{LD} . Зрушення довжин хвиль $\lambda_{LD} - \lambda_{SP}$ для обох хвилеводов відповідає різниці

енергій порядку 30 MeV і пояснюється ефектом зменшення ширини забороненої зони. Особливу увагу слід звернути на те, що в звичайній подвійній гетероструктурі на довжині хвилі генерації λ_{LD} зберігається досить велике поглинання в речовині внаслідок порівняно плавного спаду коефіцієнта поглинання, в той час як в волноводі на основі квантово-розмірної структури зміна коефіцієнта поглинання дуже різке, і поглинання на хвилі λ_{LD} досить незначно. Цей факт має важливе значення з точки зору практичного застосування, оскільки в разі інтеграції на одній підкладці лазерного діода і елемента на основі пасивних волноводів, наприклад оптичного мультиплексора або демультіплексора, за допомогою багат шарової КРС можна зменшити оптичні втрати в пасивному елементі.

1.3 Двошарова квантово-розмірна структура активної області квантово-розмірного лазера.

Якщо товщина активного шару стане одного порядку з довжиною хвилі де Бройля електронів (або дірок) і навіть менше, то виникне помітний квантово-розмірний ефект. Напівпровідникові лазери, у яких активний шар виготовлений на основі ультратонких плівок товщиною в кілька сотень ангстрем або ще менше, називаються квантово-розмірними. На рис. 1.6 показана енергетична діаграма квантово-розмірного лазера в околиці активного шару.

Через різної ширини заборонених зон центрального квантово-розмірного шару на основі GaAs і обох прикордонних шарів на основі $Al_xGa_{1-x}As$ електрони і дірки локалізуються всередині шару GaAs; тому в інтервалі енергій, відповідному потенційній ямі, утворюються енергетичні рівні.

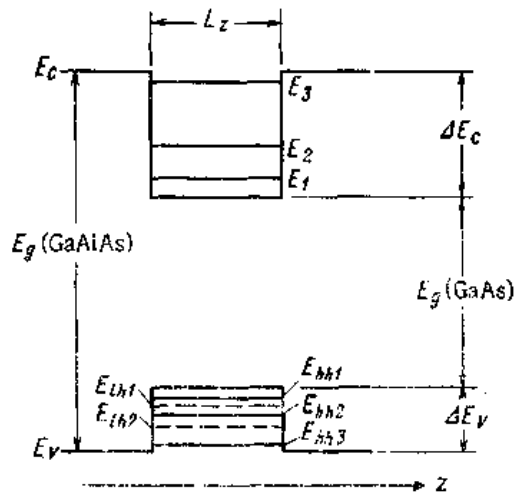


Рисунок 1.6 – Діаграма енергетичних рівнів КРС на основі $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

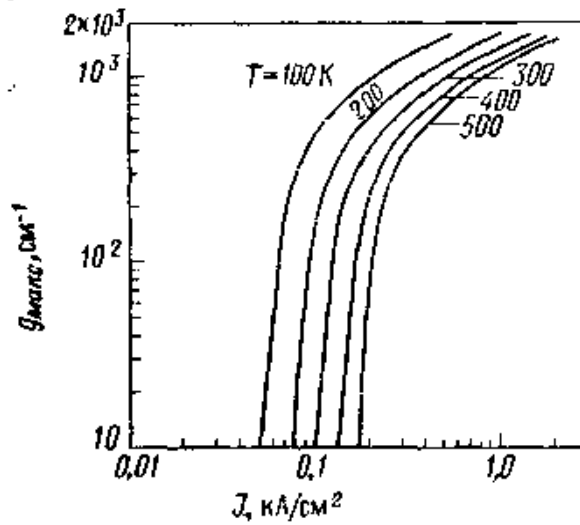


Рисунок 1.8–Розрахунок залежності максимального коефіцієнта посилення від щільності струму інжекції в одношаровому квантово-розмірному лазері на основі GaAs [вплив вищих подзон не враховується ($L_x=200\text{\AA}$)]

$$g_{\text{пор}} = (1/\Gamma)[(\alpha + (1/L)\ln(1/R))], \quad (1.13)$$

де α — коефіцієнт втрат;

L — довжина резонатора;

R — коефіцієнт відбиття за потужністю.

Отже, ми бачимо, що зі зменшенням Γ $g_{\text{пор}}$ зростає, а це в кінцевому рахунку призводить до збільшення щільності порогового струму. Зокрема, як видно з рис. 1.8, в лазерах з КРС в області великого посилення спостерігається тенденція до насичення характеристик, так що істотну роль відіграють збільшення Γ і зменшення $g_{\text{пор}}$.

Для запобігання зменшення Γ існують два способи. Один з них ілюструється на рис. 1.9 і являє собою структуру GRIN-SCH, що поєднує одиночний квантово-розмірний шар і градієнтні шари зі змінною концентрацією алюмінію.

Іншим шляхом збільшення коефіцієнта оптичного обмеження Γ є використання багат шарової квантово-розмірної структури з чергуються квантово-розмірними шарами.

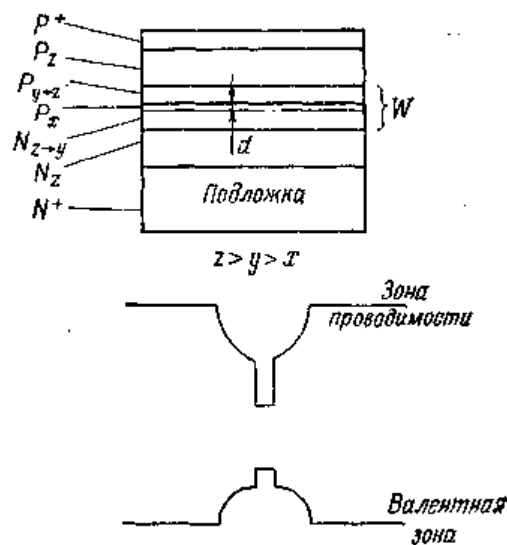


Рисунок 1.9– Структура квантово-розмірного лазера типу GRIN- SCH і зонна діаграма квантово-розмірного шару

Наприклад, в показаному на рис. 1.10 лазері з модифікованою багатошаровою квантово-розмірною структурою поряд з високим значенням Γ поліпшується ефективність інжекції носіїв і щільність порогового струму виявляється невеликий (250 A/cm^2). Теоретичний розгляд електронних станів в багатошаровою квантово-розмірною структурі нічим не відрізняється від вищевикладеного. Кожен квантований рівень E_n в напрямку осі z всередині однієї квантової ями через взаємодію між різними ямами розщеплюється на N (по числу ям) рівнів $E_{n1}, E_{n2}, \dots, E_{nN}$, і діаграма щільності станів виглядає, як на рис. 1.11. Крім того, загальна хвильова функція в напрямку осі z лінійно пов'язана з власними хвильовими функціями кожної квантової ями $\varphi_n(z)$. Слід зауважити, що хвильові функції нижніх станів E_{11}, E_{21}, \dots подзон знаходяться один з одним в фазі, а верхніх станів E_{1N}, E_{2N}, \dots — в протифазі. Завдяки цим особливостям різниця енергій між нижньою і наступною за нею подзонами повинна бути досить великою (більше $k_B T$). Щоб задовольнити цій умові, можна зменшити взаємодію між потенційними ямами за рахунок збільшення товщини і висоти стінок. Однак при цьому виникають труднощі з інжекцією носіїв, і при дуже слабкому взаємодії має місце неоднорідне інжектування носіїв в кожну потенційну яму. Це завдання можна вирішити, якщо врахувати в теорії тунелювання носіїв крізь стінки потенційної ями, визначивши при цьому умова однорідності розподілу носіїв, і використовувати переваги ступінчастої функції щільності станів квантово-розмірною структури.

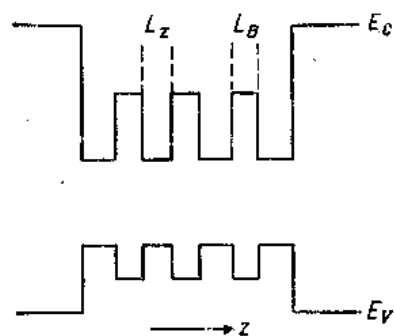


Рисунок 1.10 – Зонная діаграма для лазера з модифікованою багатошаровою КРС

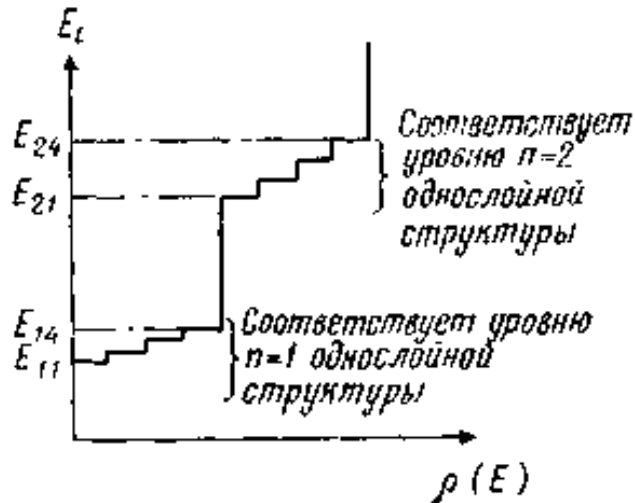


Рисунок 1.11 – Функція щільності станів для зони провідності в багатошаровій КРС

У лазерах на основі як одношарової, так і багатошарової КРС необхідно проводити оптимізацію характеристик з урахуванням впливу вищих подзон. На рис. 1.12 наведені щільності порогового струму $I_{\text{пор}}$ лазера на основі модифікованої багатошарової КРС при необмеженій довжині лазерного резонатора (або 100% -них коефіцієнтах відображення) з різною кількістю квантово-розмірних верств N_{ω} . Слід зауважити, що $I_{\text{пор}}$ досягає мінімуму при $N_{\omega} = 1$ і $Lz \sim 80$ А і що значення цього мінімуму становить всього лише 50 А/см^2 . Крім того, з рис. 1.13 випливає, що при коефіцієнтах відбиття $R = 90\%$ і довжині резонатора $L < 50$ мкм пороговий струм повинен бути близько 50 мкА/мкм при ширині смужки 1 мкм . З огляду на ці результати, можна сказати, що лазери на основі КРС є найбільш перспективними малопотужними джерелами випромінювання в майбутніх оптоелектронних ІС. В обчисленнях, виконаних в роботі, коефіцієнт посилення визначається без урахування зіткнень розмиття рівнів, що є цілком коректним. Іншими словами, якщо ґрунтуватися на результатах теоретичного аналізу в роботах, то при розрахунку розподілу щільності станів для двовимірної системи поправка з урахуванням зіткнень розмиття виходить ще менше, ніж для об'ємного кристала. Крім того,

нещодавно була обчислена щільність порогового струму в квантово-розмірному лазері типу GRIN-SCH з урахуванням релаксації електронів і зміщення зон за правилом Дінгла ($\Delta E_C = 0,85\Delta E_g$, $\Delta E_V = 0,15\Delta E_g$) і було показано, що в валентній зоні можливо накопичення дірок в бар'єрних шарах. Однак якщо вважати постійним час релаксації $T_2 \sim 10^{-13}$ с і прийняти лоренцевих форму спектральної лінії, то можна отримати занижені значення коефіцієнтів посилення. Крім того, євідомості про можливість реалізації умови $\Delta E_V > 0,15 \Delta E_g$, так що питання надмірного накопичення дірок вимагає подальших досліджень.

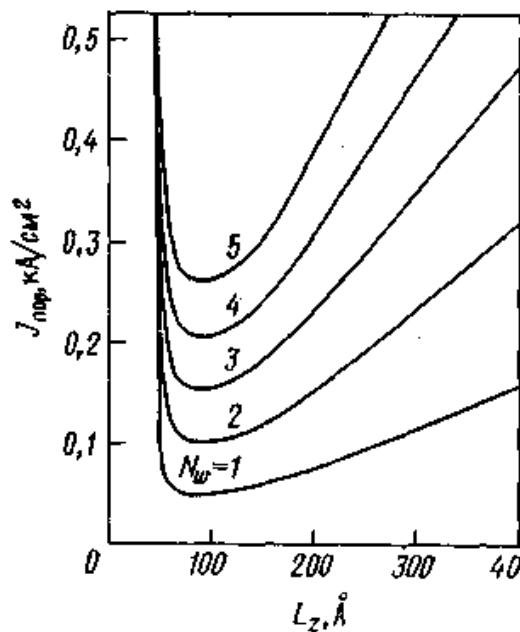


Рисунок 1.12 – Теоретична залежність щільності порогового струму $I_{пор}$ від товщини квантово-розмірного шару L_z для лазера з модифікованою багат шарової КРС при необмеженій довжині резонатора ($L = \infty$) або 100% - них коефіцієнтах відображення дзеркал ($R = 1$). N_w — число квантово-розмірних шарів

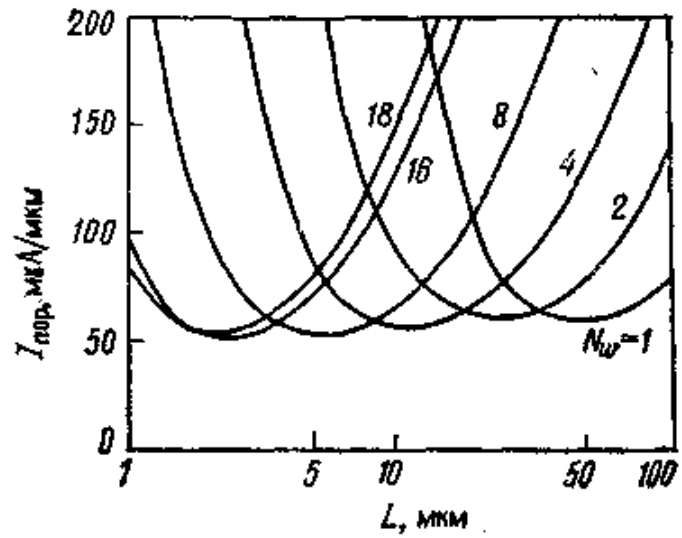


Рисунок 1.13 – Теоретичні значення порогового струму лазера з модифікованою багатосарової КРС при коефіцієнтах відображення дзеркал $R = 90\%$ (нормована по ширині смужка)

2 ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ГЕТЕРОНАНОСТРУКТУРІ ПРИ НАЯВНОСТІ ЕФЕКТУ ШТАРКА

Зазвичай Ефект Штарка в гетеронаноструктурах з КЯ вимірюється методом оптичного поглинання на многоямних структурах (число КЯ 50 - 100) подібних до тих, які використовуються для створення оптичних модуляторів. Необхідність використання многоямних структур в цьому методі обумовлена малою величиною коефіцієнта поглинання однієї КЯ (1%). На рис. 2.1 приведена схема многоямної структури, вбудованої в рп діод.

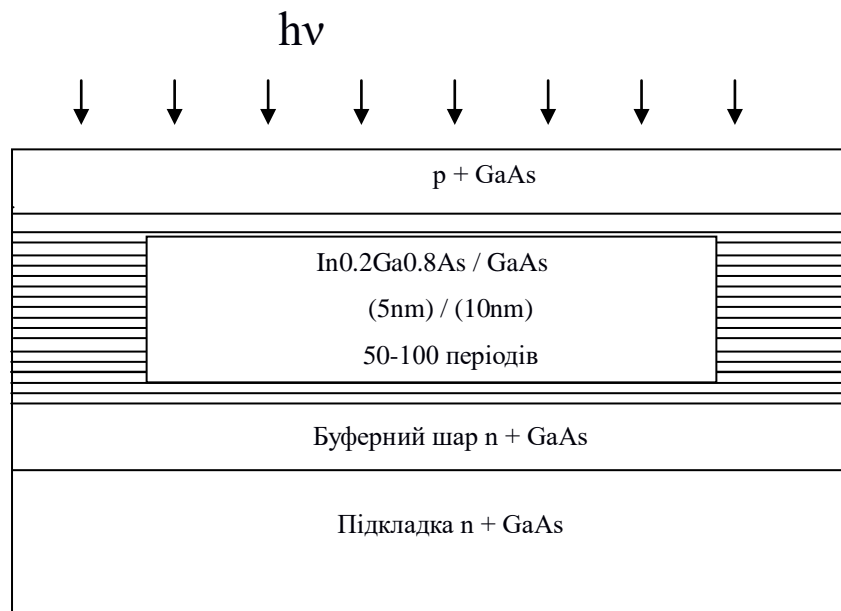


Рисунок 2.1 – Схема многоямної гетеронаноструктури InGaAs / GaAs, вбудованої в р + -і-п + - діод

При додатку напруги до такої структури відбувається зміщення екситонних піків поглинання (основного і збуджених переходів) (рис.2.1).

Електричне поле в низьколегованій і-області однорідний і визначається наступною формулою

$$F = \frac{V + \varphi_0}{L_i}, \quad (2.1)$$

де V -Додатків зворотне зміщення на діоді, φ_0 -висота бар'єру, L_i - ширина і-області ($L_i = (L_{QW} + L_b) N_{QW}$, де N_{QW} - число КЯ в многоямной структурі). При $L_{QW} = 5$ нм, $L_b = 10$ нм, $N_{QW} = 50$ $L_i \approx 750$ нм, $F = \varphi_0 / W \approx 20$ кВ / см при $V = 0$.

Такі модулятори демонструють хороші електричні характеристики і глибину модуляції (контраст поглинання) до 57% на екситонних піках.

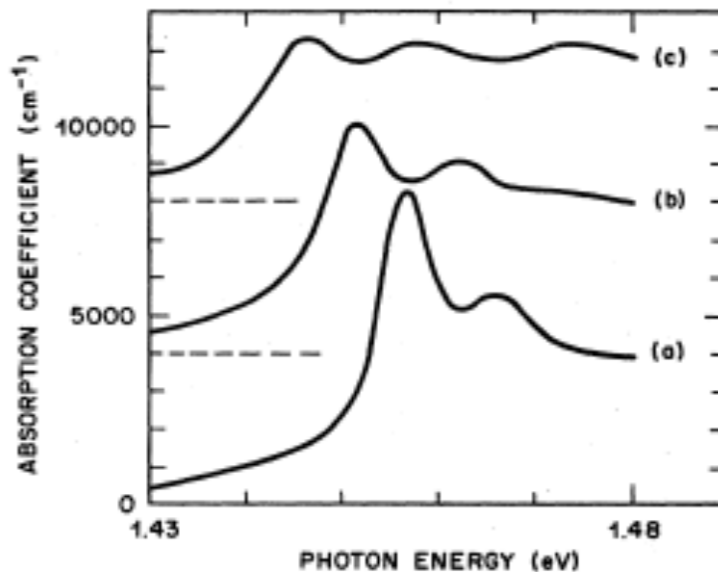


Рисунок 2.2 – Спектри поглинання многоямной структури GaAs / AlGaAs при різних значеннях електричного поля F в і-області: а - $F = 10$ кВ / см, б - $F = 47$ кВ / см, с - $F = 73$ кВ / см

Коефіцієнт екситонного поглинання близький за величиною до коефіцієнта міжзонного поглинання одиночній КЯ

$$\beta^{QW} = \frac{\Delta I}{I_0}, \quad (2.2)$$

де $\Delta I = I_0 - I_1$, I_0 , I_1 - інтенсивності падаючого і пройшов через площину КЯ випромінювання.

Для кейновського закону дисперсії при нормальному падінні випромінювання на площину КЯ коефіцієнт поглинання для електронних переходів в межах перших підзон ($\hbar\nu > E_{e1} - E_{hh1}$)

$$\beta^{QW} = \frac{6\gamma\pi}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{E_g(E_g + \Delta)|X|^2}{(E_{e1} - E_{hh1})(3E_g + \Delta)} \frac{m^*}{m_0} \left(\frac{m_0}{m_e} - 1 \right), \quad (2.3)$$

де $\gamma = E_2 / c\hbar \cong 1/137$ - постійна тонкої структуриж;

E_g - ширина забороненої зони в твердому розчині;

Δ - енергія спіно-орбітального розщеплення зон.

$$|X|^2 = \int \chi_e^*(z)\chi_h(z)dz, \quad (2.4)$$

де $|X|^2$ - інтеграл перекриття огибають хвильових функцій електронів і дірок;
 E - відносна діелектрична проникність.

Впливає, що для даної структури GaAs / In_xGa_{1-x}As з $x < 0,3$, коли $\Delta < E_g$, $E_{e1} - E_{hh1} \cong E_g$, $m_e \ll m_0$, $m_{hh} | | X | | \cong 1$, Коефіцієнт поглинання КЯ слабо залежить від складу твердого розчину і ширини ями. Він також не залежить від $\hbar\nu$ поблизу краю і приблизно може бути знайдений з простого вираження:

$$\beta^{QW} \approx \frac{2\gamma\pi}{\sqrt{\varepsilon}}, \quad (2.5)$$

при $\varepsilon = 11$ $\beta \cong 1.4 \cdot 10^{-2}$, т. Е. КЯ поглинає близько 1% падаючого на неї випромінювання. Зауважимо, що точний розрахунок по формулі дає $\beta = 7.1 \cdot 10^{-3}$.

2.1 Дослідження Ефекту Штарка методом фотоелектричної спектроскопії

У зв'язку з тим, що виготовлення многоямних структур з високо однорідними по ширині і хімічним складом КЯ представляє певну складність, при відпрацюванні технології та визначенні оптимальних параметрів цих структур для заданої довжини хвилі випромінювання доцільно проводити попередні дослідження ефекту Штарка на одноямних структурах. Оскільки прямі вимірювання коефіцієнта оптичного поглинання однієї КЯ через малу його величини ($\sim 1\%$) надзвичайно утруднені, в якості запобіжного поглинання можна використовувати фотоелектричну чутливість структури в області поглинання КЯ, яка за певних умов пропорційна коефіцієнту поглинання. Причому, оскільки для одноямної структури, на відміну від многоямної, не потрібно однорідне електричне поле, що реалізується в рiн діод,

В проведені дослідження впливу електричного поля на спектри фоточутливості одноямних структур. Для зміни напруженості поля в околиці КЯ використовувався бар'єр на контакті напівпровідник / електроліт. Можна також використовувати контакт напівпровідник метал з бар'єром Шотткі. Енергетична діаграма приконтактної області для обох бар'єрів показана на рис.2.3.

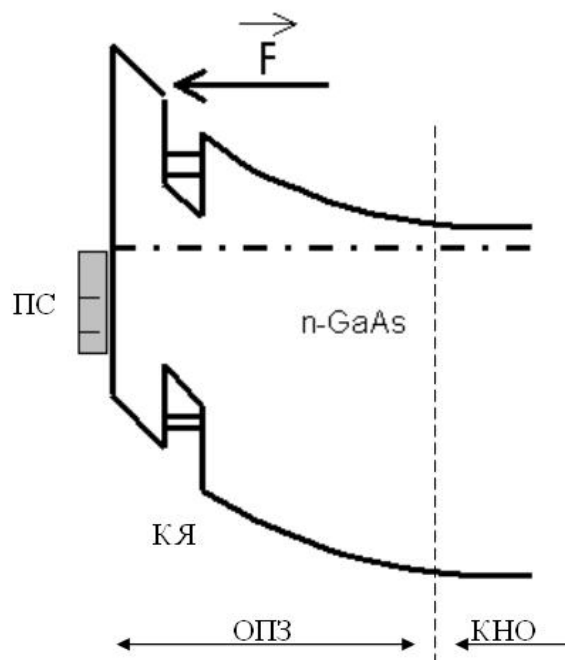


Рисунок 2.3 – Енергетична діаграма приконтактної області структури з КЯ.

ПС - негативно заряджені поверхневі стани, ОПЗ - область просторового заряду, КНО - квазінейтральності область. В системі GaAs / електроліт, як і на вільній поверхні GaAs, приповерхневих вигин зон виникає в результаті закріплення (пінінга) рівня Фермі поблизу середина забороненої зони через великий щільності поверхневих станів.

Спектри фотоерс на контакті напівпровідник / електроліт (ФПЕ) структур, в яких КЯ розташовувалася в області просторового заряду (ОПЗ) поверхневого бар'єру, тобто перебувала в сильному електричному полі, і в квазінейтральній області (КНО) структури, тобто за відсутності поля, зняті без додатка зовнішнього напруги, наведені на рис. 2.4. На всіх спектрах смуга fotocутливості, при $h\nu > 1,2$ eV, пов'язана з КЯ. На них добре помітний пік fotocутливості пов'язаний з екситонами поглинанням КЯ. Він обумовлений розпадом екситона і емісією електронів і дірок з КЯ.

Фоточутливість, пов'язана з КЯ в КНО (крива 2), приблизно в 5 разів менше fotocутливості від КЯ в ОПЗ, що обумовлено в основному зменшенням імовірності емісії електронів і дірок з КЯ в КНО, яка має чисто термічний

механізм, тоді як для КЯ в ОПЗ домінує тунельний механізм. Для останньої квантова ефективність емісії нерівноважних електронно-дюрочених пар з КЯ і ймовірність поділу їх бар'єром, тобто фотоелектрична квантова ефективність поглиненого випромінювання $\gamma_{ph}(QW)$ практично дорівнює 1.

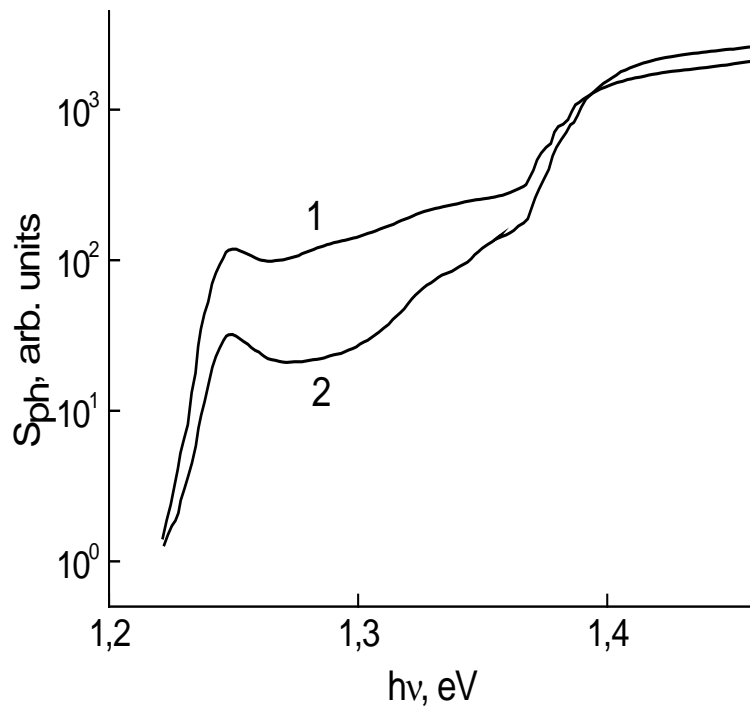


Рисунок 2.4 – Спектри фоточутливості гетероструктур з різною товщиною покривного шару. Тип структури: 1 – з КЯ в ОПЗ, 2 – з КЯ в КНО

Якби і в області власного поглинання GaAs при $h\nu > 1,43$ eВ $\gamma_{ph}(GaAs) \approx 1$, то ставлення значень фоточутливості в області поглинання КЯ і GaAs, тобто величина $SQW = Sph(QW) / Sph(GaAs)$, яку назвемо нормованої фоточутливості, безпосередньо дорівнювала б коефіцієнту поглинання КЯ $\beta_{QW} = SQW \approx 0.01$. Однак для кривої 1 $SQW \approx 0.05$. Це означає, що для контакту напівпровідник / електроліт $\gamma_{ph}(GaAs) \approx 0.25$. Близьке значення $\gamma_{ph}(GaAs)$ було отримано при прямих визначеннях квантової ефективності методом вимірювання фотоструму короткого замикання бар'єру при висвітленні його випромінюванням з каліброваного інтенсивністю ($h\nu = 1.5$ eВ). Щодо низьке

значення квантової ефективності визначається високою швидкістю поверхневої і об'ємної рекомбінації, а також, можливо, проявом так званого ефекту накопичення розділених зарядів при модульованому освітленні.

Рис.2.5, 2.6 показують вплив поперечного електричного поля на спектри ФПЕ структур з КЯ в ОПЗ і КНО. Розрахункові значення напруженості електричного поля в КЯ при зворотному зміщенні на бар'єрі, яке змінювалося в діапазоні 0 - 9 В, вказані в підписи до малюнків.

Для структури з КЯ в КНО збільшення напруженості поля від нуля до ≈ 25 кВ / см призводить спочатку до збільшення інтенсивності екситонного піку fotocутливості (криві 1, 2). При великих полях відбувається його зміщення в область менших енергій, зменшення за величиною і розширення. При максимальній напруженості поля 90 кВ / см червоне зміщення піку (власне ефект Штарка) склало приблизно 14 меВ.

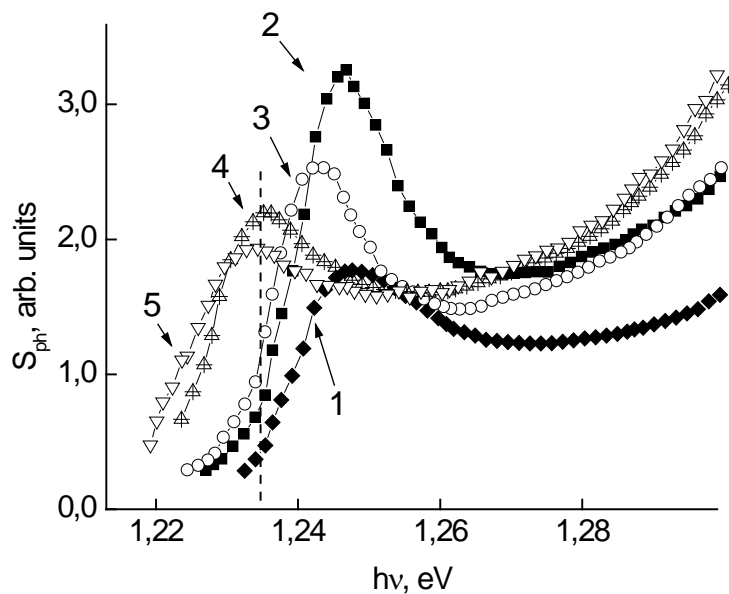


Рисунок 2.5 – Вплив поля на фотоелектричний спектр КЯ в КНО.

Напруженість поля, кВ / см: 1 – 0, 2 – 25, 3 – 55, 4 – 75, 5 – 90. Пунктирна лінія відповідає енергії фотонів при якій досягається максимальна глибина модуляції випромінювання.

Зауважимо, що збільшення екситонного піку fotocутливості при невеликих полях тільки частково може бути пов'язано зі збільшенням коефіцієнта поглинання, що спостерігався на многоямних структурах. Основною причиною зростання є збільшення висоти і ширини поверхневого бар'єру, що призводить до появи і зростання електричного поля в КЯ і, отже, до збільшення ймовірності емісії електронно-дюрочених пар з КЯ. Для КЯ в КНО ця ймовірність, як випливає з аналізу, в початковому стані виразно менше 1. Зауважимо, що для спектрів fotocутливості з несиметричними екситонними піками за ширину піку приймається подвоєна полушірина низькоенергетичної половини екситонного піку.

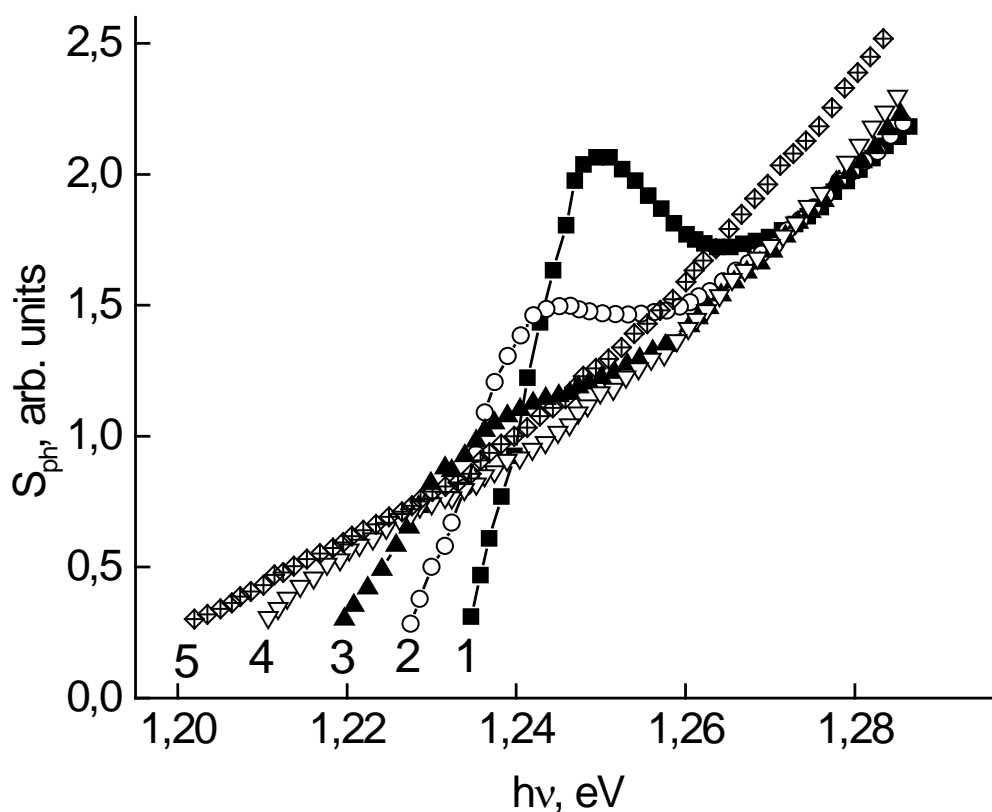


Рисунок 2.6 – Вплив поля на фотоелектричний спектр КЯ в ОПЗ. Напруженість поля, кВ / см: 1 – 55, 2 – 90, 3 – 115, 4 – 150, 5 – 180

На структурі з КЯ в ОПЗ в тому ж діапазоні зсувів вдається підвищити напруженість поля в КЯ більш ніж в 2 рази (до 180 кВ / см), що дозволяє спостерігати подальше червоне зміщення, розширення і повне гасіння екситонного піку fotocутливості, пов'язане з іонізацією екситонів в досить сильних полях.

Описані закономірності впливу поперечного електричного поля на край fotocутливості КЯ не тільки якісно, але і кількісно (величина зсуву екситонного піку ≈ 15 MeV в полях до 105 кВ / см, значення критичного поля ≈ 105 кВ / см, при якому зникає екситонами лінія) добре узгоджуються з даними щодо впливу поля на край екситонного спектра поглинання в многоямних структурах і надрешітках, вбудованих в рін-діод Це відкриває широкі можливості застосування простий фотоелектричної методики дослідження квантово-розмірного ефекту Штарка в одноямних структурах до інших гетероструктур. при $\gamma_{ph}(QW) \approx 1$ і $\beta_{QW} \ll 1$ (Ці умови добре виконуються для одиночних КЯ, що знаходяться в досить сильному полі) форма спектра fotocутливості КЯ $S_{ph}(h\nu)$ повинна повторювати спектральну залежність коефіцієнта поглинання КЯ $\beta_{QW}(h\nu)$. Абсолютне значення β_{QW} може бути визначено за значенням нормованої fotocутливості з виразу:

$$\beta_{QW}(h\nu) = S_{ph}(h\nu)\gamma_{ph}(GaAs), \quad (8)$$

При аналізі впливу поля на спектри fotocутливості необхідно враховувати, що в різних полях абсолютні значення fotocутливості неоднозначно характеризують відмінність в коефіцієнтах поглинання через можливу залежність від поля величин $\gamma_{ph}(GaAs)$ і $\gamma_{ph}(QW)$, Що ускладнює визначення глибини модуляції $\beta_{QW}(h\nu)$ з спектрів fotocутливості.

2.2 Оптичний модулятор на одній квантовій ямі

Квантово-розмірний ефект Штарка в одиночній КЯ представляє не тільки науковий, але і практичний інтерес, так як можливе створення оптичного модулятора лазерного випромінювання на структуру з однією КЯ (або невеликим числом КЯ) при багаторазовому проходженні випромінювання через неї. Схема такого модулятора показана на рис. 2.7.

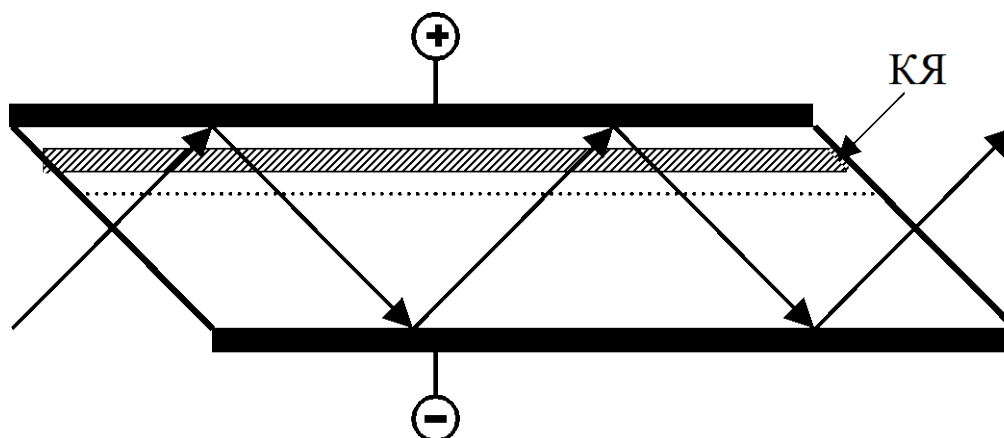


Рисунок 2.7 – Схема оптичного модулятора на одній квантовій ямі

Він являє собою структуру на підкладці n-GaAs, подібну дослідженою в даній роботі структурі з КЯ в КНО, у вигляді пластинки зі скошеними під кутом 45 градусів бічними гранями. Через одну з цих граней вводиться лазерний промінь, який після багаторазових відображень від плоскопаралельних верхньої і нижньої граней і проходжень через КЯ виходить через іншу грань. На верхню грань з епітаксiальної гетероструктур з КЯ наноситься будiвник контакт (наприклад Al) діода Шотткі, на нижню межу—омічний контакт. Обидва контакту одночасно є глухими відбивають дзеркалами. При довжині пластини 1см і товщині 0.5 мм можна отримати близько 20 проходжень променя через КЯ. Для доведення числа проходжень до 50, як в многоямних модуляторах, можна або відповідно збільшити довжину модулятора, або, що більш доцільно по ряду причин, використовувати структуру з двома-трьома близько розташованими КЯ.

3 КВАНТОВО-РОЗМІРНИЙ ЛАЗЕР НА ОСНОВІ ДВОШАРОВОЇ КВАНТОВО РОЗМІРНИЙ СТРУКТУРИ

Квантування енергетичних рівнів електронів і дірок. Для розуміння того, як утворюються енергетичні рівні в КЯ, спочатку можна припустити, що КЯ має простий прямокутний потенціал виду

$$\begin{aligned} V(z) &= 0 \text{ при } -L/2 < z < L/2, \\ V(z) &= V_0 \text{ при } z > L/2 \text{ або } z < -L/2, \end{aligned} \quad (3.1)$$

де L і V_0 – ширина і висота ями;

Висота бар'єрів, що обмежують рух носіїв в ямі з обох сторін однакова і, отже, її потенціал (3.1) має симетрію відображення щодо центру. Для того, щоб скористатися цією симетрією, вибирається початок координат в центрі ями. В результаті власні стану електронів в ямі мають певну парність при операції відображення відносно площини $Z=0$

Отже, існують правила відбору (крім накладених симетрією кристала), які визначають взаємодію електронів і фононів в КЯ з зовнішніми збуреннями. Однак при використанні результатів, заснованих на симетрії відображення, необхідно дотримуватися обережності. У найбільш часто зустрічається випадку квантової ями GaAs, оточеній бар'єрами з AlAs і вирощеної на підкладці GaAs з орієнтацією 001), нецентросиметричних кристал GaAs, строго кажучи, не містить дзеркальних площин, перпендикулярних осі росту. Проте, симетрія, подібна парності, існує щодо дворазового обертання навколо осей [100] і [010]. Припущення про існування дзеркальної площини, що проходить через центр симетрії КЯ, залишається в силі в звично використовуємому наближенні ефективної маси (в ньому нехтується деталям4и мікроскопічної зонної структури електронів)

Квантування електронів у квантових ямах. У найпростішому випадку розглядається електрон в КЯ типу I, утвореної двома напівпровідниками зі схожими параболічними зонами провідності. Передбачається, що напрямок росту (вісь Z) Паралельно одній з головних осей тензора ефективної маси в обох матеріалах. Як уже зазначалося, енергії і хвильові функції електрона можуть бути обчислені в наближенні ефективної маси, якщо потенціал $V(z)$ задовольняє умовам: збурює потенціал повинен бути слабким (щоб електрони не порушувалися з однієї зони в іншу) і повільно змінюватися в просторі (щоб можна було вважати R безперервним). Останнє, означає, що ширина ями повинна бути багато більше товщини одного моношару. Позначимо функції Ваньє і огинають функції всередині ями через $C_{n\Lambda}$ і C_{nB} , А відповідні функції в бар'єрі – через $\alpha_{n\Lambda}$ і α_{nB} . В літературі по КЯ розглядається наближення часто називають наближенням огинають функцій. Хвильову функцію електрона в КЯ можна представити у вигляді

$$\Psi(\mathbf{r}) = \begin{cases} N^{-1/2} \sum C_{n\Lambda}(\mathbf{R}_i) \alpha_{n\Lambda}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) & \text{при } -L/2 \leq z \leq L/2, \\ N^{-1/2} \sum C_{nB}(\mathbf{R}_i) \alpha_{nB}(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) & \text{при } z > L/2 \text{ или } z < -L/2 \end{cases} \quad (3.2)$$

Рівняння руху для огинаючих функцій також різні всередині і поза ями. Для ізотропних ефективних мас (m_{Λ}^* і m_B^* для ям і бар'єрів відповідно) ці рівняння мають вигляд

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_{\Lambda}^*} \frac{\partial^2}{\partial R^2} \right] C_{\Lambda}(R) \approx [E - E_{c\Lambda}] C_{\Lambda}(R) \text{ при } -L/2 \leq z \leq L/2. \quad (3.3 \text{ а})$$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_B^*} \frac{\partial^2}{\partial R^2} + V_0 \right] C_B(R) \approx [E - E_{c\Lambda}] C_B(R) \text{ при } z > L/2 \text{ или } z < -L/2, \quad (4.3 \text{ б})$$

де $E_{c\Lambda}$ – край зони провідності в ямі (без обмеження спільності приймається рівним нулю).

Оскільки потенціал ями залежить від z , можна розділити (3.3 а) і (3.3 б) на два рівняння, з яких одне буде залежати тільки від z , а інше тільки від x і y . Після цього можна висловити хвильові функції від $C_{(\text{ЛилиВ})}(X, y, z)$ у вигляді твору рішень двох рівнянь:

$$C_{(\text{ЛилиВ})}(x, y, z) = \phi_{(\text{ЛилиВ})}(x, y) \psi_{(\text{ЛилиВ})}(z). \quad (3.4 \text{ а})$$

вираз для $\phi_{(\text{ЛилиВ})}(x, y)$ є рівнянням для вільної частинки, і тому його рішення є плоскими хвилями виду

$$\phi_{(\text{ЛилиВ})}(x, y) \propto \exp\left[\pm i(k_x x + k_y y)\right]. \quad (3.4 \text{ б})$$

де k_x і k_y – компоненти блохівських хвильових векторів, паралельних площині ями.

Оскільки в площині xy зберігається трансляційна інваріантність, всі теореми, що стосуються збереження хвильового вектора k і отримані для об'ємних кристалів, застосовні до k_x і k_y , але не застосовні до z -компонентів.

Маса змінюється від значення m_{Λ}^* всередині ями до значення m_B^* поза нею. Однак з граничної умови про безперервність хвильових функцій по обидва боки металургійної кордону слід, що як k_x , так і k_y повинні бути одними і тими ж всередині і поза ями. Рівняння для хвильової функції – $\psi_{(\text{ЛилиВ})}(z)$ має вигляд:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_B^*} \left(\frac{d^2}{dz^2} + k_x^2 + k_y^2 \right) \psi_A(z) \approx E \psi_A(z) \text{ при } -L/2 \leq z \leq L/2. \quad (3.5 \text{ а})$$

$$\left[\frac{\hbar^2}{2m_B^*} \left(\frac{d^2}{dz^2} + k_x^2 + k_y^2 \right) + V_0 \right] \psi_B(z) \approx E \psi_B(z) \text{ при } z > L/2 \text{ или } z < -L/2. \quad (3.5 \text{ б})$$

За винятком того, що маси m_A^* і m_B^* можуть різнитися, вирази (3.5) при $k_x = k_y = 0$ ідентичні нагоди частки, що знаходиться в одновимірної прямокутної ямі.

У загальному випадку (3.5) має два типи рішень. Якщо $E - \left[\frac{\hbar^2}{2m_B^*} (k_x^2 + k_y^2) \right] > V_0$, то рішення є плоскими хвилями з безперервним спектром енергій. Частка володіє достатньою кінетичної енергією для подолання бар'єру і тому не відчуває квантового обмеження в ямі.

Якщо $E - \left[\frac{\hbar^2}{2m_B^*} (k_x^2 + k_y^2) \right] < V_0$, то рішення (3.5 б) є експонентними функціями виду

$$\psi_B(z) = \alpha_1 e^{\tau z} + \alpha_2 e^{-\tau z}, \quad (3.6 \text{ а})$$

з умови кінцівки $\psi_B(z)$ при $z = \pm\infty$ слід

$$\psi_B(z) = \begin{cases} \alpha_1 e^{\tau z} & \text{при } z < L/2, \\ \alpha_2 e^{-\tau z} & \text{при } z > L/2. \end{cases} \quad (3.6 \text{ б})$$

де τ – позитивне реальне число, яке знаходиться з рівняння

$$E - \frac{\hbar^2}{2m_B^*} (k_x^2 + k_y^2 - \tau^2) = V_0. \quad (3.7 \text{ а})$$

Хвильова функція $\psi_B(x, y)\psi_B(z)$ описує хвилю, що поширюється паралельно ямі, але експоненціально загасаючу в бар'єрах в міру віддалення від меж гетеропереходов. Такі хвилі називають затухаючими хвилями. Їх хвильовий вектор має уявну z -компоненту, яка дорівнює $\pm it$. Всередині ями рішення (2.5 а) можуть бути представлені у вигляді лінійної комбінації симметризованих хвильових функцій (по відношенню до відбиття в площині $z = 0$), таких як косинус (симетрична функція) і синус (антисиметрична функція):

$$\psi_{\Lambda}(z) = \beta \cos(k_z z) \text{ или } \beta_2 \sin(k_z z) \text{ для } -L/2 < z < L/2 \quad (3.7 \text{ б})$$

В даному випадку дозволені значення E_i мають дискретний характер. Ці рішення, що описують зв'язані стани, (тобто чотири коефіцієнта $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1$ и β_2) визначаються шляхом накладення звичайної вимоги: хвильові функції і їх перші похідні повинні бути безперервними при перетині двох кордонів, гетеропереходов, що утворюють КЯ. Зазвичай не існує аналітичного виразу для власних значень, за винятком випадку, коли V_0 – нескінченна величина. Тоді частка повністю замкнені всередині ями (і тому значення m_B^* не істотні), а значення k_z даються класичними виразами для стоячих хвиль:

$$k_z = n\pi/L, \text{ где } n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.8)$$

Відповідні енергії мають вигляд

$$E_{in}(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2}{2m_{\Lambda}^*} \left[\left(\frac{n\pi}{L} \right)^2 + k_x^2 + k_y^2 \right], n = 1, 2, 3, \dots \quad (3.9 \text{ а})$$

при $k_x = k_y = 0$ рівні енергії рівні

$$E_{in} = \frac{\hbar^2}{2m_{\Lambda}^*} \left(\frac{n\pi}{L} \right)^2. \quad (3.9 \text{ б})$$

На рис. 3.1 показані рівні енергії електронів в КЯ з нескінченними бар'єрами. Ці енергетичні зони, квантовані в двох вимірах, називають підзонами, щоб відрізнити їх від електронних енергетичних зон відповідного об'ємного кристала А.

При кінцевому значенні V_0 енергії підзон не можуть бути виражені аналітично. Їх можна визначити або графічно, або за коштами чисельних розрахунків за допомогою комп'ютера. Перший спосіб для окремого випадку $m_{\Lambda}^* = m_{\text{В}}^*$ міститься в підручниках по квантовій механіці. При $m_{\Lambda}^* \neq m_{\text{В}}^*$ умова безперервності для похідних $\partial\psi_{\Lambda}(z)/\partial z$ и $\partial\psi_{\text{В}}(z)/\partial z$ слід перетворити в так зване гранична умова Бастарда:

$$\frac{1}{m_{\Lambda}^*} \frac{\partial\psi_{\Lambda}}{\partial z} = \frac{1}{m_{\text{В}}^*} \frac{\partial\psi_{\text{В}}}{\partial z} \text{ при } z = \pm L/2. \quad (3.10)$$

Воно забезпечує безперервність потоку частинок через інтерфейс між А і В.

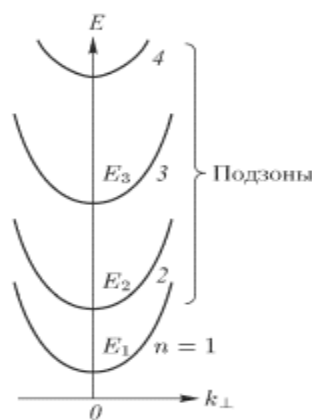


Рисунок 2.1 – Схематична залежність енергетичних підзон квантової ями з нескінченним бар'єром від хвильового вектора в площині ями k_{\perp}

Квантування дірок у квантових ямах. Рівняння руху дірок в напівпровідниках типу алмазу і цинкової обманки під дією кулонівського потенціалу є досить складним навіть в наближенні ефективної маси. У разі дрібних акцепторів рішення спрощуються внаслідок сферичної симетрії потенціалу. Оскільки потенціал $V(z)$ в квантовій ямі не є сферичним, можна припускати, що проблема виявиться більш складною. Дійсно, для знаходження мають сенс результатів необхідні чисельні розрахунки. Приклад доручених підзон, отриманих за допомогою таких розрахунків показаний на рис. 3.2. для КЯ GaAs / GaAlAs з шириною 100 і 150 Å. вони відбуваються або від зон важких дірок, або від зон легких дірок об'ємного кристала. Це, строго кажучи, невірно, оскільки валентна зона об'ємного кристала в квантових ямах сильно перемішані із-за потенціалу $V(z)$. Якісно походження таких підзон можна уявити, так, як це показано на рис. 3.2.

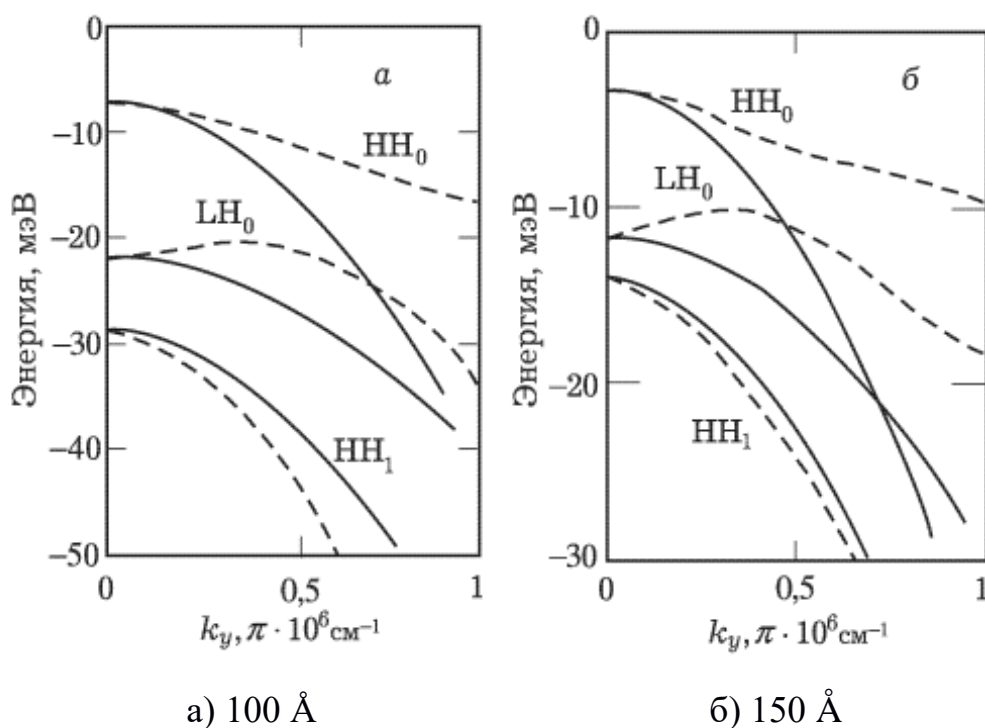
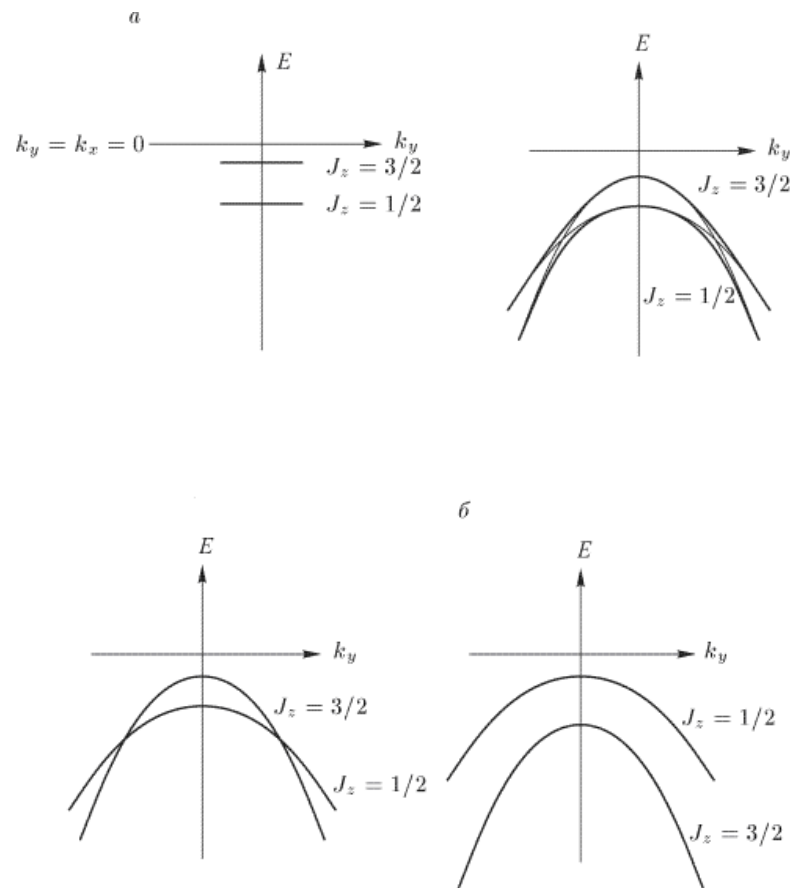


Рисунок 3.2 – Енергії доручених підзон в КЯ GaAs / GaAlAs, розраховані в наближенні обвідної функції для ширини ям.

Таким чином, отриманий частково парадоксальний результат: стан $J_z = 3/2$ (важка дірка об'ємному кристалі вздовж напрямку квантування, а також при обчисленнях в квантовій ямі вздовж напрямку z) має меншу масу в напрямках x і y , ніж стан $J_z = 1/2$ (або легка дірка в об'ємному кристалі). Цей феномен відомий як звернення мас. Вперше з ним зустрілися в експериментах по циклотронному резонансу в Si p – типу при одноостном стисненні вздовж $[001]$. В цьому випадку одноостное тиск призводить до розщеплення вироджених зон важких і легких дірок в центрі зони Бріллюена, і зони стають параболічними. Деформаційний потенціал V має такий знак, що стан $J_z = 1/2$ (володіє тепер більшою масою) має велику енергію, ніж стан $J_z = 3/2$. В результаті ці дві зони не перетинаються. Однак в квантових ямах діркові зони перетинаються. Якщо враховуються недиагональні члени, то відбувається змішування двох зон і виникає анти перетин рівнів там, де вони могли перетинатися. У той час як одноостний тиск стиснення вздовж напрямку високої симетрії в напівпровідниках типах алмазу і цинкової обманки призводить до спрощення валентних зон, з $J = 3/2$ у напрямку k , перпендикулярному тиску, знімаючи їх виродження і усуваючи гофрування, потенціал квантової ями ускладнює структуру валентних зон, приводячи до їх змішування і антипересеченію рівнів. Незважаючи на двозначність термінів важка і легка маса, терміни «важка дірка» і «легка дірка» часто використовуються для позначення подзон в КЯ, що сталися з валентних зон з $J = 3/2$.



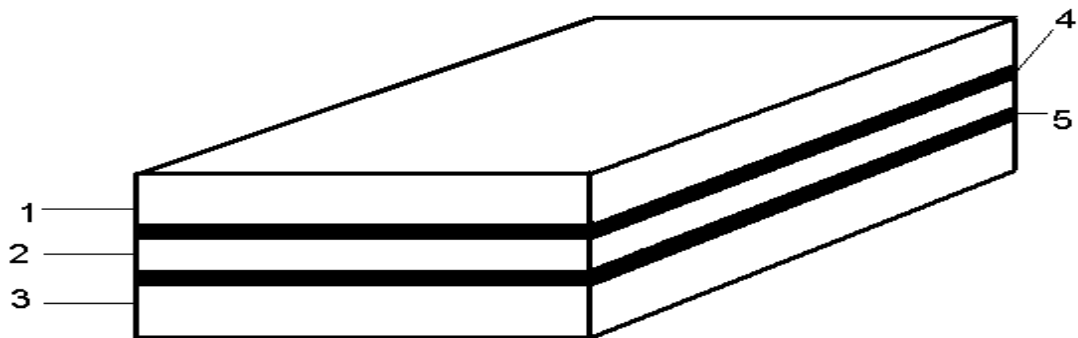
а) квант потенціал «прямокутної ями» в напрямку z без урахування «недіагональних» елементів (тобто без урахування змішування) – посередині і з урахуванням «недіагональних» елементів (з урахуванням змішування) – знизу;

б) одновісний тиск стиснення вздовж напрямку z ;

Рисунок 3.3 – Схематичне зображення дисперсії валентних зон з $J_z = 3/2$ и $J_z = 1/2$

3.1 Постановка завдання

У даній дипломній роботі розглядається нелегована двошарова симетрична квантово-розмірна структура, створена на основі GaAs / Al_xGa_{1-x}As (рис. 2.4). У даній структурі шари вузькозонного матеріалу GaAs обмежені з двох сторін равноширокими шарами широкозонного матеріалу Al_xGa_{1-x}As.



1,3 – зовнішні квантово-обмежуючі шари Al_xGa_{1-x}As (що не мають квантового обмеження руху носіїв)

2 – центральний квантово-обмежуючий шар Al_xGa_{1-x}As

4, 5 – квантово-обмежений шар GaAs

Рисунок 3.4 – Структура нелегованої двошарової квантово-розмірної структури

Енергетична діаграма даної структури (рис 3.4) показана на рисунку 3.5.

Рисунок 3.5 – Енергетична діаграма двошарової КРС обмеженою бар'єрами кінцевої ширини.

КРС на рис. 3.5 є симетричною для електронів і дірок, тому схема завдання знаходження власних значень енергій і функцій частинок і квазічастинок зображується у вигляді:

Рисунок 3.6 – Схема завдання знаходження власних значень енергій і власних значень функцій частинок і квазічастинок

3.2 Енергетичний стан частинок нелегованої квантово-розмірної структури на основі GaAs

Для знаходження власних значень енергій і власних значень функцій частинок і квазічастинок у структурі показаної на рис. 3.1., Згідно схеми представленої на рис. 3.2. вирішується стаціонарне рівняння Шредінгера :

$$\hat{H} \Psi = E \Psi, \quad (3.15)$$

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

E – власне значення енергії;

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

3.3 Обговорення результатів

Власні значення енергії електронів для структури, показаної на рис. 3.4, розраховувалися в даній роботі на підставі виразів з використанням математичного пакета Mathcad 11 pro. Власні значення енергії електронів в зоні провідності на тлі зміни її профілю показані на рис. 2.7

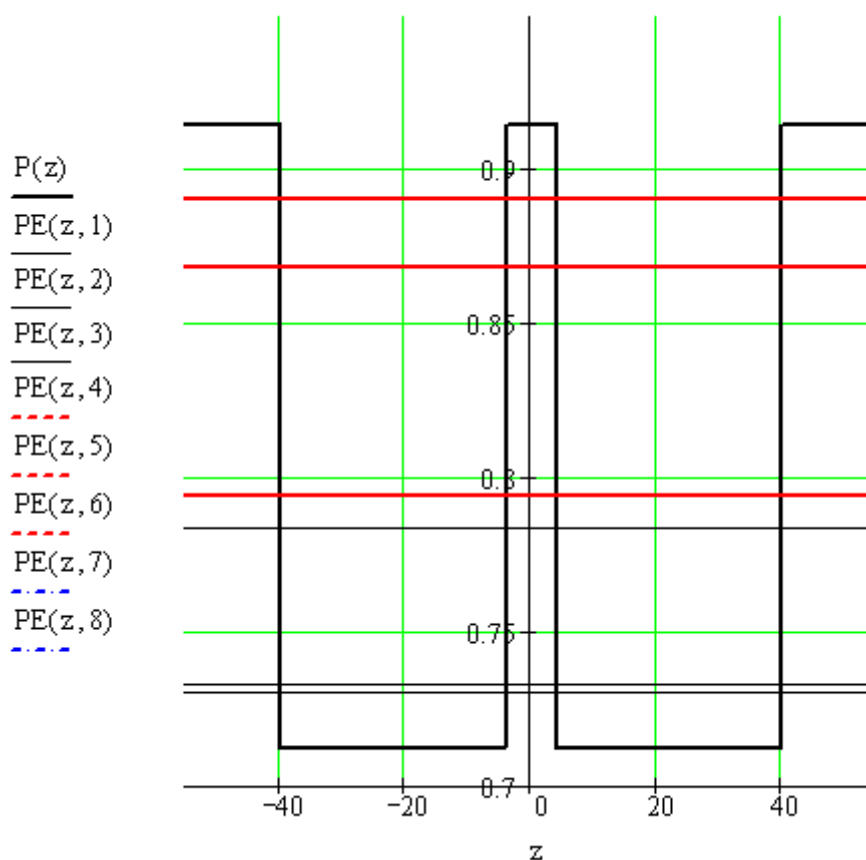


Рисунок 3.7 – Власні значення енергії електронів в зоні провідності

Функція щільності станів електронів в зоні провідності, відповідна спектру енергетичних станів, показаному на рис. 3.7 показана на рис. 3.8.

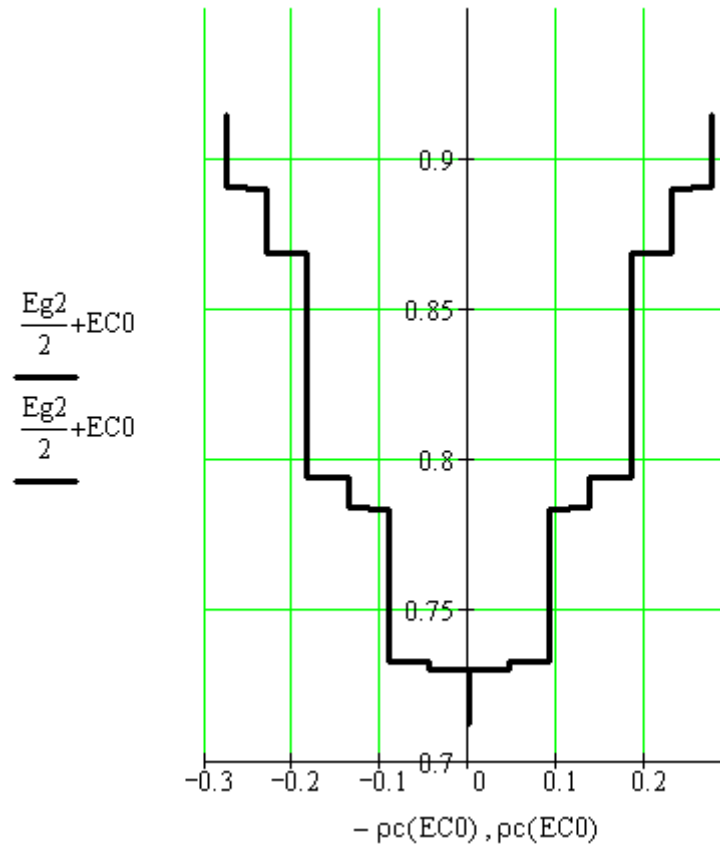


Рисунок 3.8 – Щільність станів у зоні провідності для електронів

З аналізу результатів моделювання енергетичних станів електронів, наведених на рис. 3.7 і 3.8, слід, що власні значення енергії розподілені нерівномірно по глибині квантової ями, крім того, деякі стану виродилися, тобто одному значенню енергії частки відповідають кілька хвильових функцій, що підтверджується розрахунком координатного розподілу хвильових функцій електронів, результати якого, показані на рис 3.9.

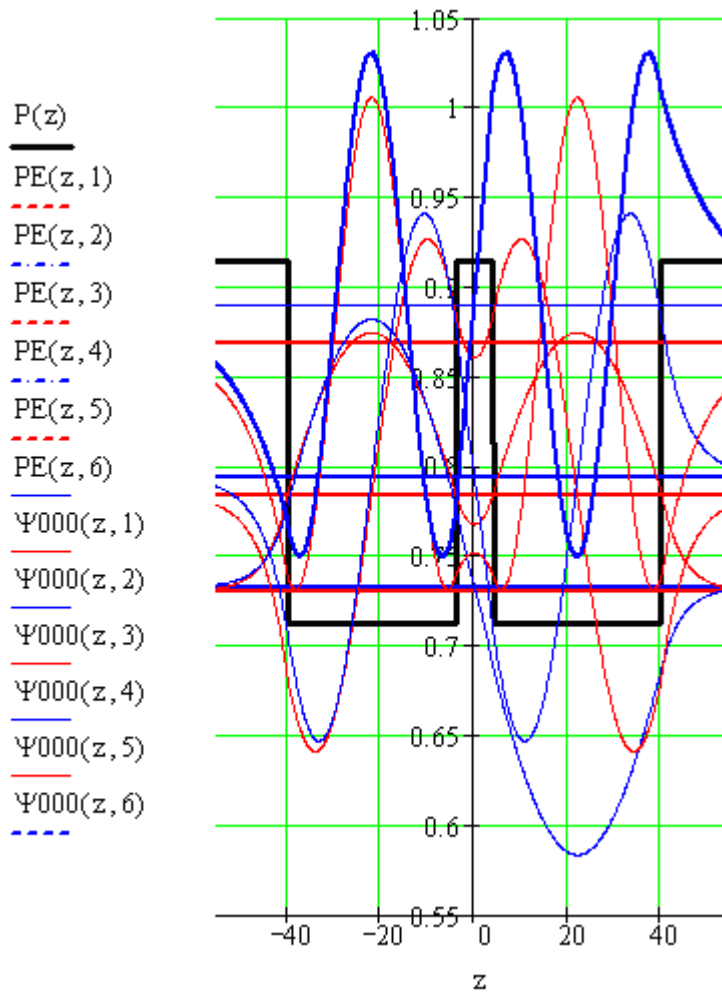


Рисунок 3.9 – Координатні залежності хвильових функцій електрона в області квантового обмеження

Наявність в даній структурі великої кількості енергетичних рівнів електронів, що характеризуються однаковою парністю, в тому числі і вироджених, пов'язане з можливістю виникнення падаючих і відбитих хвиль ймовірності в бар'єрах кінцевої ширини, і пов'язаних з ним комбінацій енергетичних станів. Нерівномірність розподілу енергій електронів по квантовій ямі пояснюється тим, що між енергетичними станами в квантово-обмеженому шарі арсеніду галію і такими ж станами в необмеженому матеріалі (за бар'єром) можуть виникати ефекти тунелювання – під бар'єрного проходження частинок без втрати енергії. Подібні явища здійснюють також безпосередній вплив на локалізацію частинок в області квантового обмеження,

чим більше енергія частинки, чим ближче частка до стану континууму тим менше вона локалізується в ямі. Така поведінка частинок добре узгоджується з щільністю розподілу ймовірності частинок в області квантового обмеження, показаного на рис. 3.10.

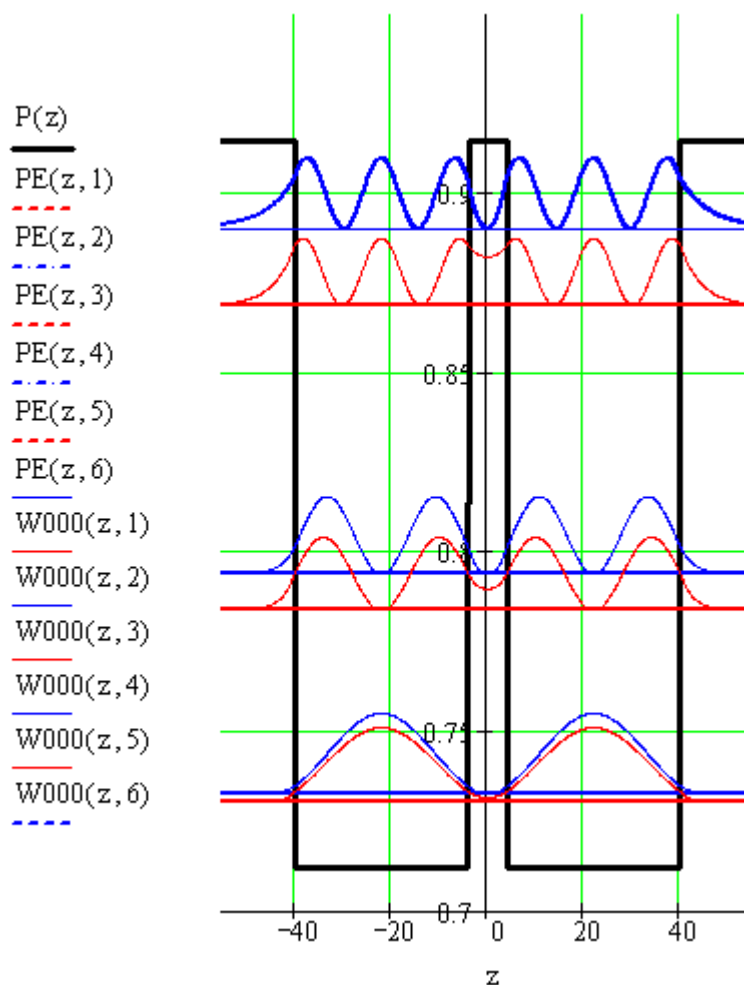
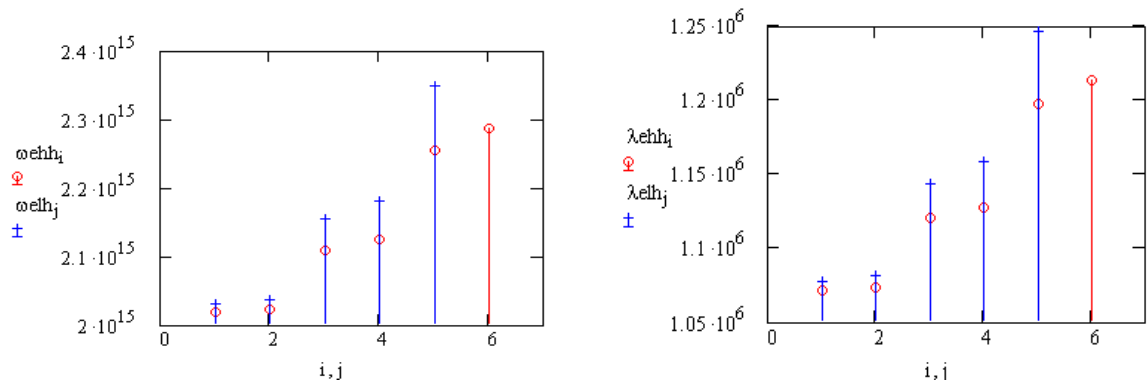


Рисунок 3.10 – Щільність розподілу ймовірності електронів в зоні провідності в області квантового обмеження



а) електрон-важка дірка

б) електрон-легка дірка

Рисунок 3.11 – Частоти (довжини хвиль) випромінювальних переходів в двошаровій симетричною квантово – розмірної структурі, дозволених з урахуванням закону збереження імпульсу (квантового номера)

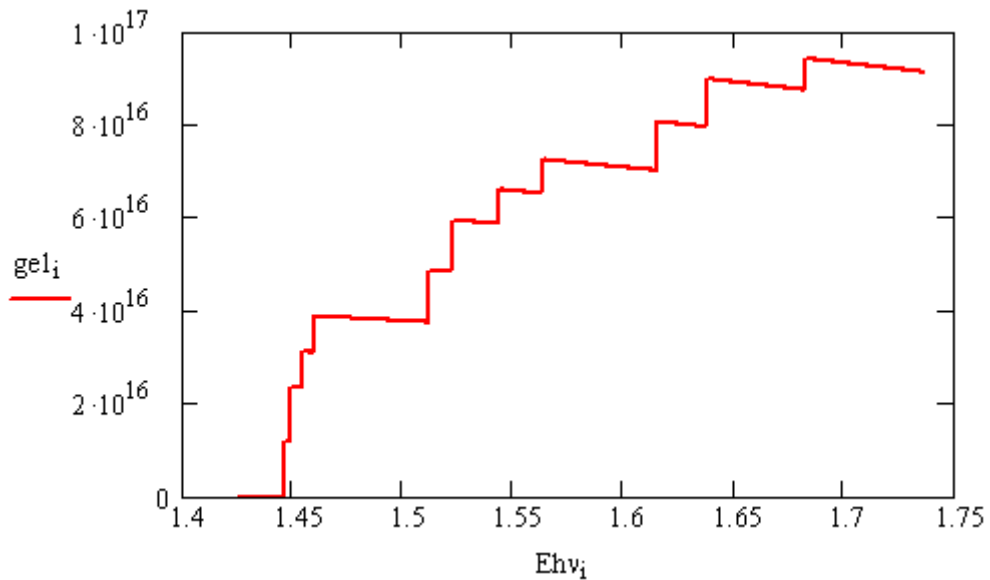


Рисунок 3.12 – Частотна (енергетична) характеристика коефіцієнта посилення випромінювання в двошаровій симетричною квантово-розмірної структурі, розрахована в наближенні ефективних мас

Використання структур з кулонівською блокадою, подібних розглянутої в даній роботі структурі неможливо без легування даних структур за умовами технологічного циклу виготовлення конкретного приладу, в якому такі структури використовуються. Різниця типів і концентрацій легування конкретних шарів призводить до нерівномірного перерозподілу об'ємних зарядів іонів повністю іонізованих домішок. Для дослідження впливу зовнішнього електричного поля на енергетичний профіль даної структури, в даній дипломній роботі було використано друге наближення теорії збурень. Зміна енергетичного профілю структури і зміна координатного розподілу хвильових функцій електронів і щільності розподілу ймовірностей частинок і квазічастинок, розраховані в другому наближенні теорії збурень показані на рис. 3.13 і 3.14.

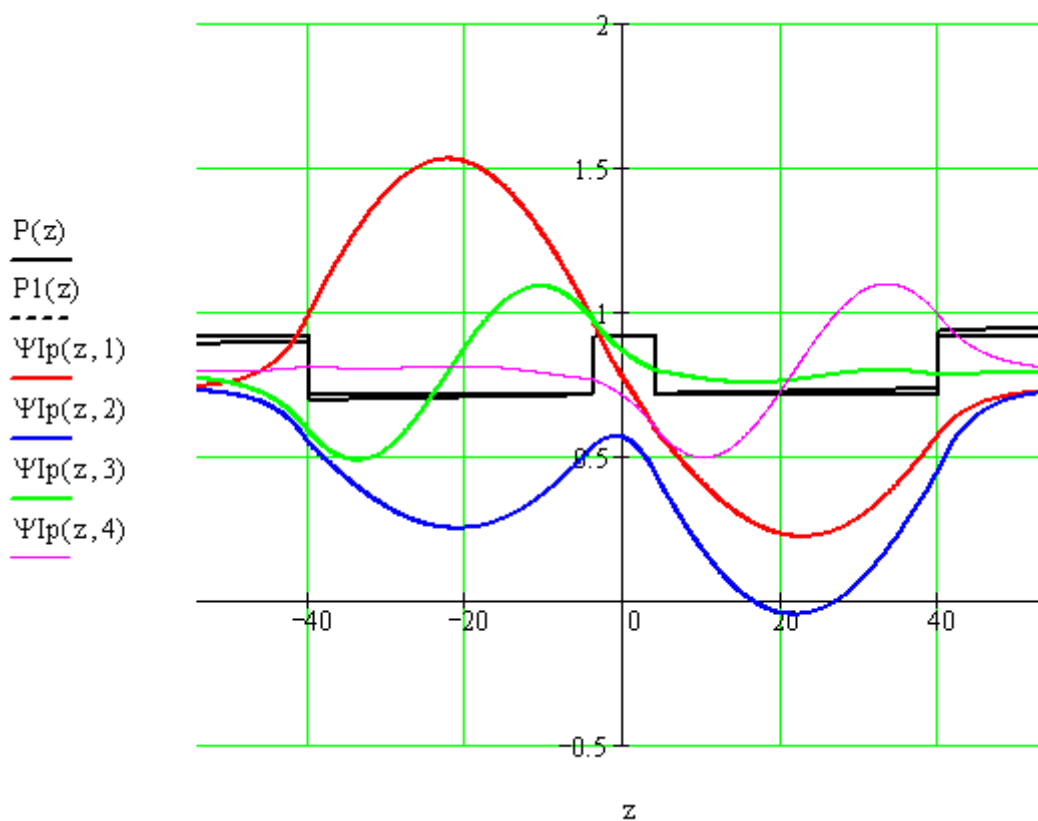


Рисунок 3.13 – Хвильові функції електронів в зоні провідності квантово-обмеженого (вузькозонного матеріалу) результати розрахунку в першому наближенні теорії збурень

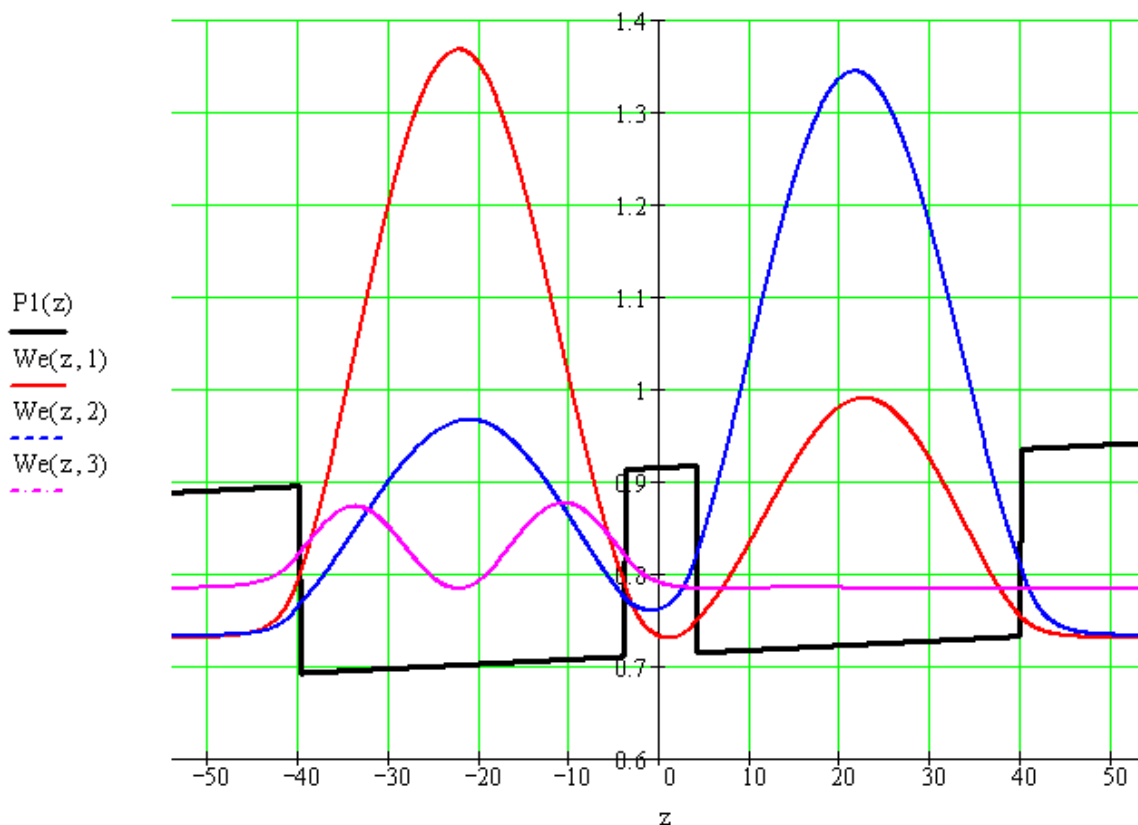


Рисунок 3.14 – Густина ймовірності знаходження електронів в зоні провідності квантово-обмеженого (вузькозонного матеріалу) результати розрахунку в першому наближенні теорії збурень

З аналізу результатів чисельного моделювання, представлених на малюнках 3.14 і 3.15 слід, що під дією зовнішнього постійного в часі електричного поля хвильові функції частинок і квазічастинок змінюють свою парність, це в свою чергу призводить до того, що щільності ймовірності розподілу часток по квантово-обмеженим верствам перерозподіляються. Зокрема частки, відповідні «першому», «третьому», «п'ятому» і т.д. енергетичним рівням локалізуються в «лівої» квантовій ямі, а частки відповідні «другого», «четвертому», «шостому» і т.д. енергетичним рівням локалізуються у «другий» квантовій ямі. Подібний перерозподіл пояснюється

характером зовнішнього впливу – напруга змінюється лінійно в межах активної області та є непарною функцією координати.

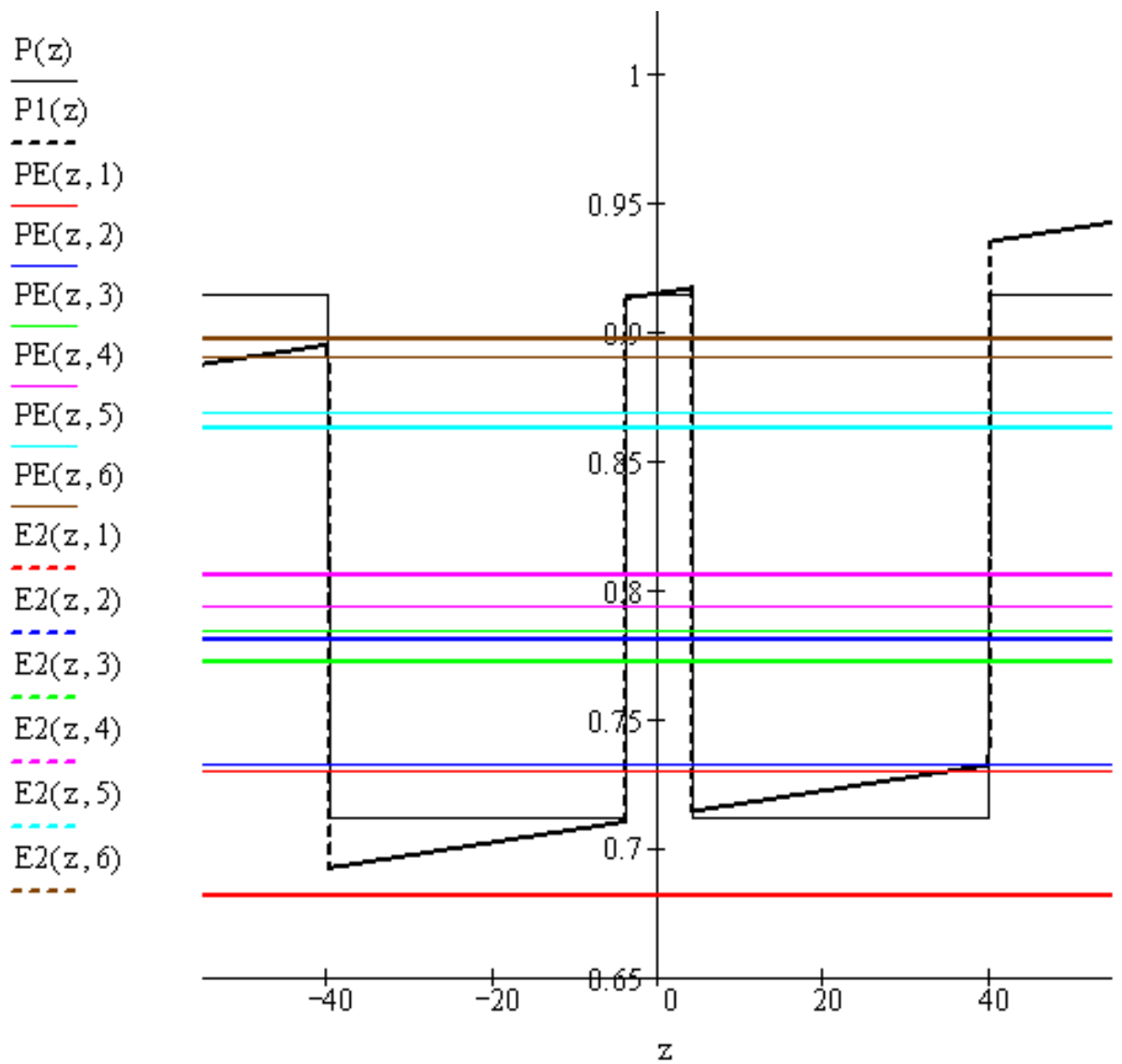


Рисунок 3.15 – Зміна власних значень енергії електронів під дією зовнішнього електричного поля (квантово-обмежений ефект Штарка)

ВИСНОВКИ

В атестаційній роботі проаналізовано застосування квантово – розмірного ефекту Штарка для покращення характеристик широкосмугових систем оптичної передачі інформації.

З аналізу даних, представлених у роботі випливає, що під дією зовнішнього стаціонарного електричного поля в квантово-обмежених системах чітко спостерігається квантово-обмежений ефект Штарка, що виявляється в розширенні енергетичного зазору між сусідніми станами частинок. На тлі ефекту подвоєння енергетичного стану, яке відбувається внаслідок тунелювання частинок, що знаходяться на близьких енергетичних рівнях в сусідніх квантових ямах, відбувається значний зсув «першого» енергетичного стану по енергетичній шкалі «вниз» в заборонену зону. Приблизно на ту ж величину «другий» енергетичний рівень зміщується «вгору». У меншій мірі така ж поведінка може виникнути з «третьім» і «четвертим» енергетичними рівнями і іншими вище лежачими енергетичними рівнями частинок і квазічастинок.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Грицунов А.В., Бондаренко И.Н., Бородин А.В., Копоть М.А., Свидерская Л.И. Спектральные модели СВЧ-приборов с продольным взаимодействием // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. – 2019. – Вып. 197. – С. 56-63.
2. Олексій В.Я., Антон А. В., Карпович І. А. Поляризаційна залежність міжзонного оптичного поглинання квантової ями InGaAs в GaAs. ФТП, 27,1344.1993
3. І.А. Карпович, А.П. Горшков, Н.В. Байден. Дослідження ефекту Штарка на екситонів в квантовій ямі InGaAs в GaAs методом фотоелектричної спектроскопії.
4. Кейсі, Х. Лазери на гетероструктурах: навч. / Х. Кейсі, М. Панішев. – М.: Изд-во Москва «Світ», 1981. – 294с.
5. В. Л. Бонч-Бруєвич, С. Г. Калашников. Фізика напівпровідників: навчт – М.: Изд-во «Наука», 1977. – 678с.
6. Рівлін, Л. А. Динаміка випромінювання напівпровідникових квантових генераторів – М.: Изд-во «Радянське радіо», 1976. – 176с.
7. Єлісєєв, П. Г. Введення в фізику інжекційних лазерів. Изд-во «Наука», 1983. – 295с.
8. Зі, С. Фізика напівпровідникових приладів. У 2-х томах. Изд-во Московка «Мир», 1984. – 456с.
9. Кладько В.П., Кучук А.В., Сафрюк Н.В., Мачулин В.Ф., Беляев А.Е., Конакова Р.В., Явич Б.С., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю. Эволюция деформационного состояния и компонентного состава при изменении количества квантовых ям в многослойных структурах InGaN/GaN // Физика и техника полупроводников. — 2011 — Т. 45, вып. 6. — С. 770– 777.

10. Рид М. А. Квантовые точки // В мире науки. — 1993. — № 2–3. — С. 130–136.
11. Современные аспекты моделирования в нанoeлектронике // Nanotechnology. — 1993. — Т. 4, № 1. — С. 1–20.
12. Дымников В.Д., Константинов О. В. Время жизни квазистационарного состояния электрона // ФТП. — 1994. — Т. 28. — Вып. 5. — С. 844–856.
13. В.Е. Борисенко, А.И. Воробьева, Е.А. Уткина. Нанoeлектроника – М: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2009. – 223 с.
14. Чаплыгин Ю.А . Нанотехнологии в электронике. Техносфера, 2005. – 448 с.
15. Щука А.А. Электроника. БХВ-Петербург, 2005. – 800 с.