

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки
Факультет Навчально-науковий центр заочної форми навчання
(повна назва)
Кафедра Кафедра мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА

Пояснювальна записка

другий (магістерський)

(рівень вищої освіти)

ГЮІК 564186.000 ПЗ

(позначення документа)

ФОТОПОГЛИНАННЯ З ВНУТРІШНІМ ПІДСИЛЕННЯМ

У БАГАТОШАРОВИХ НАДГРАТКАХ

(тема)

Виконав:

студент 2-го курсу, групи ЕППзм – 19 – 1

Попов Максим Григорович

(прізвище, ініціали)

Спеціальність

171 Електроніка

(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна

(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма

Електронні прилади та пристрої

(повна назва освітньої програми)

Керівник доц. каф. МЕЕПП Пашенко О.Г.

(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

_____ (підпис)

Бондаренко І.М.

(прізвище, ініціали)

2020 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____ Навчально-науковий центр заочної форми навчання
Кафедра _____ мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
Рівень вищої освіти _____ другий (магістерський)
Спеціальність _____ 171 Електроніка
(код і повна назва)
Тип програми _____ освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма _____ Електронні прилади та пристрої
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)
« ____ » _____ 2020 р.

ЗАВДАННЯ
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові _____ Попов Максим Григорович
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Фотопоглинання з внутрішнім підсиленням у багатошарових надгратках»

затверджена наказом по університету від «06» 11 2020 року № 1561 Ст

2. Термін подання студентом роботи _____ 10.12.2020 р.

3. Вихідні дані до роботи _____

- активна область наноструктурного напівпровідникового фотоприйомного діоду з нанорозміроною активною областю;

- матеріал наноструктури – арсенід галію/алюміній галій арсенід GaAs/Al_xGa_{1-x}As;

- кількість квантово обмежених ступінчастих шарів КРС – N = 4;

- вміст алюмінію у матеріалі бар'єрів – x₀ = 0,2; x₁ = 0,25; x₂ = 0,35; x₃ = 0,45;

- напруженість зовнішнього електричного поля – E₀ = 1,2E_g В/м.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі

1. Огляд оптичних властивостей наноструктур;

2. Умови тунелювання і підсилення у напівпровідниках;

3. Основні параметри конструкції наноструктур, які впливають на оптичні властивості;

4. Методи математичного описання прозорості і відбивної здатності багатошарових наноструктур.

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

Презентація (слайди) 19 аркушів

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Отримання завдання	09.11.20 -	
	Опрацювання літературних та електронних інформаційних джерел	20.11.20	
2	Вибір та опрацювання математичної моделі	23.11.20 -	
		27.11.20	
3	Реалізація математичної моделі у середовищі математичного пакету. Дослідження енергетичних станів частинок у КРС	30.11.20 -	
		03.12.20	
4	Підготовка другого розділу пояснювальної записки	04.12.20 -	
		05.12.20	
5	Оформлення пояснювальної записки	05.12.20 -	
		07.12.20	
6	Підготовка презентації	07.12.20 -	
		08.12.20	
7	Рецензування, нормоконтроль, здача роботи на кафедру	09.12.20 -	
		10.12.20	

Дата видачі завдання _____ 09.11.2020 _____

Студент _____ Попов М.Г. _____
(підпис)

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

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка містить: 62 с., 23 рис., табл., 22 джерела, 2 додатки.

ГЕТЕРОСТРУКТУРА, ЕНЕРГЕТИЧНІ ЗОНИ, КВАНТОВА ЯМА, НАДГРАТКА, НАПІВПРОВІДНИК, ОПТИЧНЕ ПОГЛИНАННЯ, РОЗДІЛЮВАЛЬНИЙ БОР'ЄР, СТРУКТУРА КВАНТОВО-РОЗМІРНА, ФОТОН, ЕНЕРГЕТИЧНА ПРОЗОРИСТЬ.

Об'єктом дослідження є активна область наноструктурного напівпровідникового фотоприймача у вигляді чотирисекційної «ступінчастої» КРС на основі гетероструктури GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Метою даної атестаційної роботи є дослідження прозорості багатосекційного фотодетектору інфрачервоного випромінювання на основі короткохвильової та довгохвильової секцій, створеного на основі GaAs/AlGaAs.

Метод дослідження – квантово-механічне моделювання руху носіїв у багатошарових КРС на основі розв'язання стаціонарного рівняння Шредінгера.

У роботі досліджено прозорість чотирисекційної наноструктури фотоприйма інфрачервоного діапазону спектру у стаціонарному стані і під впливом зовнішнього сталого електричного поля.

ABSTRACT

The explanatory note contains: 62 pp., 23 figs., Table, 22 sources, 2 appendices.

HETEROSTRUCTURE, ENERGY ZONES, QUANTUM WELL, SUPERLATTICE, SEMICONDUCTOR, OPTICAL ABSORPTION, SEPARATION BARRIER, QUANTUM-WELL STRUCTURE, PHOTON, ENERGY TRANSPARENCY.

The object of the study is the active region of the nanostructured semiconductor photodetector in the form of a four-section "stepwise" QWS based on the GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructure.

The purpose of this certification work is to study the transparency of a multi-section photodetector of infrared radiation based on short-wave and long-wave sections, created on the basis of GaAs/AlGaAs.

The research method is quantum-mechanical modeling of carrier motion in multilayer QWSs based on the solution of the stationary Schrödinger equation.

The transparency of a four-section nanostructure of a photodetector of the infrared range of the spectrum in the steady state and under the influence of an external constant electric field is investigated in this work.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	7
ВСТУП	8
1 ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ КВАНТОВИХ РОЗМІРНИХ СТРУКТУР.....	9
1.1 Надграки. Види надграток	9
1.2 Фізичні властивості надграток	10
1.3 Енергетична структура і енергетичні діаграми напівпровідникових надграток.....	11
1.4 Властивості електронного газу в надгратках.....	15
1.5 Технологія виготовлення надграток	16
1.6 Дослідження напівпровідникових надграток.....	18
1.7 Застосування надграток в електроніці	22
2 МОЖЛИВОСТІ ФОТОПОГЛИНАННЯ З ВНУТРІШНІМ ПІДСІЛЕННЯМ У БАГАТОШАРОВИХ НАДГРАТКАХ.....	25
2.1 Характеристики фотодіоду	25
2.2 Квантові ями і надгратки як елементи фотоприймачів.....	37
2.3 Енергетична діаграми напівпровідникової структури фотоприймача.....	42
2.4 Результати математичного дослідження прозорості чотирисекційної ступінчастої наноструктури.....	54
ВИСНОВКИ.....	60
ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ	61
ДОДАТОК А.....	63
ДОДАТОК Б	64

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

ГДГ – генерація другої гармоніки (стосується цнжекійних напівпровідникових лазерів на гетероструктурах).

ІЧ – інфра-червоний (діапазон);

КРС – квантово-розмірна структура;

КЯ – квантова яма;

ККД – коефіцієнт корисної дії;

ОГС – одинарна гетероструктура;

ПДС – подвійна гетероструктура;

QWS – quantum well structure;

ВСТУП

Приймачі інфрачервоного випромінювання використовувались переважно лише в областях спеціального призначення протягом довгого часу. Перш за все, увага приділялась оптимізації їх чутливості, просторової й часової роздільної здатності. Зважаючи на особливості застосування цінова доступність ігнорувалась. На сьогодні комерційні та державні галузі проявляють все більшу зацікавленість до «доступних» ІЧ приймачів. Цивільний ринок виставляє вимоги до цін, розмірів, зручності в користуванні й відповідно на другий план відходять такі параметри, як чутливість, еквівалентна шуму різниця температур, інерційність фотоприймачів.

За принципом дії фотоприймальні пристрої ІЧ-діапазону розділяють на дві групи – фотонні і теплові. Ціни фотонних фотодетекторів прив'язані до систем охолодження та термостатування. Теплові фотоприймачі ІЧ випромінювання менш чутливі, більш інерційні порівняно з фотонними приймачами, але працюють при кімнатній або близькій до неї температурі, при тому відносно дешеві, що визначає їх широку застосованість і масштабність використання в різних областях. З огляду на це можна виділити декілька головних завдань, що на сьогоднішній момент є назрілими для розробників загальнодоступних фотоприймачів ІЧ діапазону:

- оптимізація фотонних приймачів для роботи при кімнатних температурах;
- створення матриць теплових ІЧ приймачів і досягнення граничних характеристик;
- використання для вимірювань в декількох спектральних діапазонах.

Тому метою даної роботи було дослідження багатосекційного фотодетектору інфрачервоного випромінювання на основі короткохвильової та довгохвильової секцій, створеного на основі GaAs/AlGaAs.

1 ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ КВАНТОВИХ РОЗМІРНИХ СТРУКТУР

1.1 Надграки. Види надграток

В останні роки зростає інтерес дослідників, інженерів, технологів до шаруватих структур, що складається з різних напівпровідникових (напівпровідникові надгратки) або магнітних (магнітні мультишари) матеріалів. Напівпровідникові надгратки і магнітні мультишари мають характерні розміри шарів $10 - 1000 \text{ \AA}$ і їх прийнято називати наноструктурами. Окрім напівпровідникових надграток і магнітних мультишарів до наноструктур можна віднести і ряд інших матеріалів: фулерени, пористі кремнієві трубки, деякі біологічні об'єкти. Розрізняють напівпровідникові надгратки, композиційні та леговані надгратки.

Надграткою називається періодична структура, що складається з тонких, що чергуються в одному напрямку шарів напівпровідників, що розрізняються або складом, або типом провідності. На рисунку 1.1 представлена типова напівпровідникова надгратка. Період надгратки набагато перевищує постійну кристалічної ґратки, але менше довжини вільного пробігу електронів. Така структура володіє, крім періодичного потенціалу кристалічної ґратки, додатковим потенціалом, обумовленим шарами, що чергуються напівпровідників, і який називають потенціалом надгратки. Наявність потенціалу надгратки істотно змінює зонну енергетичну структуру вихідних напівпровідників.

Використовують два типи напівпровідникових надграток: композиційні та леговані.

Композиційні надгратки – це гетероструктури з поперемінних шарів різного складу і ширини забороненої зони, але з близькими значеннями постійної ґратки. Наприклад, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$; $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-InP}$;

ZnS-ZnSe і ін. Тут додатковий періодичний потенціал створюється за рахунок періодичного зміни ширини забороненої зони.

Леговані надгратки - це періодична послідовність шарів n – і p – типу одного і того ж напівпровідника. Донорні атоми в n-шарах віддають електрони, які зв'язуються акцепторними атомами в p-шарах. Додатковий періодичний потенціал створюють поперемінні заряди іонізованих акцепторів та донорів. Існують також надгратки з металів, надпровідників і діелектриків.

Додатковий періодичний потенціал надгратки змінює зонну структуру вихідних напівпровідників. Тому надгратку можна розглядати як новий, синтезований напівпровідник, який існує в природі і що володіє незвичайними властивостями. Підбором матеріалу і складу шарів, що чергуються можна в широких межах варіювати зонну структуру надгратки. Сукупність методів отримання матеріалів з модифікованою зонною структурою лежить в основі так званої "зонної інженерії".

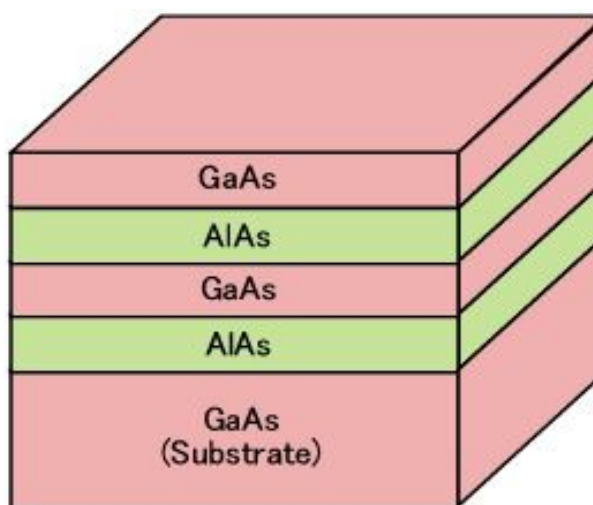


Рисунок 1.1 – Найпростіша тонкоплівкова структура з шарів GaAs і AlAs

1.2 Фізичні властивості надграток

Напівпровідникові надгратки володіють особливими фізичними властивостями, головні з яких наступні:

- суттєва зміна енергетичного спектра в порівнянні з вихідними напівпровідниками;
- наявність великого числа енергетичних зон;
- дуже сильна анізотропія (двовимірність);
- придушення електронно-діркової рекомбінації;
- концентрація електронів і дірок у надгратці є регульованою величиною, а не визначається легуванням;
- широкі можливості перебудови зонної структури.

Всі ці особливості напівпровідникових надграток дозволяють вважати ці штучні структури новим типом напівпровідників.

1.3 Енергетична структура і енергетичні діаграми напівпровідникових надграток

Фізичні властивості напівпровідникових надграток визначаються їх електронним спектром. Для знаходження електронного спектра необхідно вирішити рівняння Шредінгера формула (1.1) для хвильової функції електрона у надгратці (r) в одноелектронному наближенні, що містить як потенціал кристалічної ґратки $V(r)$, так і потенціал надгратки (z):

$$\nabla^2 \cdot \psi(r) - \frac{2 \cdot m_e^*}{\hbar^2} \cdot [E - V(r) - \Delta(z)] \cdot \psi(z) = 0, \quad (1.1)$$

де (z) - напрям, перпендикулярний поверхні надгратки (вісь надгратки);

m_e^* - ефективна маса електрона;

E – повна енергія частинки.

Оскільки потенціал надгратки залежить тільки від координати z , що збігається з віссю надгратки, то енергетичний спектр електронів в надгратці різко анізотропний. На рух електронів в площині, перпендикулярній осі

надгратки її потенціал не буде надавати помітного впливу. У той же час, рух електронів уздовж осі z буде відповідати руху в поле з періодом d .

У загальному вигляді дисперсійне співвідношення для електрона в надгратці, згідно з формулою (1.2):

$$E(k) = \frac{\hbar^2 \cdot k_{\perp}^2}{2 \cdot m_e^*} + E_j(k_z), \quad (1.2)$$

де j – номер енергетичної мінізони.

Так як потенціал надгратки періодичний, то енергетичний спектр електрона в напрямку осі надгратки має зонний характер. Так як період надгратки – d значно більше постійної кристалічної гратки – a , то виходять при цьому надграткові зони (мінізони) представляють собою більш дрібне дроблення енергетичних зон вихідних напівпровідників.

Густина електронних станів у напівпровідникової надгратки істотно відрізняється від відповідної величини в тривимірній електронній системі. На рисунку 1.2 показана залежність густини електронних станів в надгратці від енергії E . Інтервал енергії містить три перші мінізони. Ширина кожної з цих мінізон позначена відповідно ΔE_1 , ΔE_2 , і ΔE_3 .

Для порівняння на цьому ж рисунку наведені залежності для тривимірного електронного газу (крива 2), згідно з формулою (1.3), і для двовимірного газу електронів (штрихова ступінчаста лінія 3), згідно з формулою (1.4).

$$\rho(E) = \frac{m_e^* \cdot \sqrt{2 \cdot m_e^* \cdot E}}{\pi^2 \cdot \hbar^3}, \quad (1.3)$$

$$\rho(E) = \frac{i \cdot m_e^*}{\pi \cdot \hbar^2}. \quad (1.4)$$

Розщеплення енергетичної зони напівпровідника в напрямку осі надгратки на ряд мінізон, які не перехрещуються є загальним результатом для надграток різного типу. Дисперсійний закон для носіїв заряду в мінізоні, положення і ширина мінізони визначається конкретним типом надгратки.

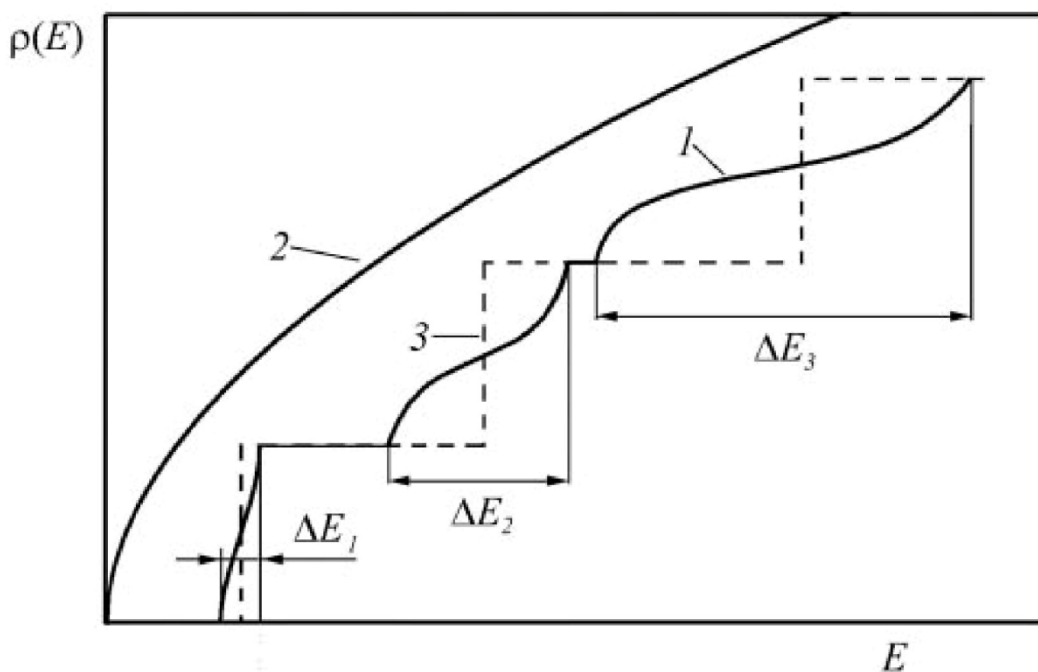


Рисунок 1.2 – Густина електронних станів в надгратці

На рисунку 1.3, а, показана енергетична діаграма (потенційний профіль) композиційної надгратки $Al_xGa_{1-x}As - GaAs$ в напрямку, перпендикулярному шарам. Внаслідок періодичної зміни ширини забороненої зони, виходячи з формули (1.5):

$$\Delta E = E_{C1,2} - E_{V1,2}. \quad (1.5)$$

Задається послідовність прямокутних квантових ям, розділених бар'єрами. Ями утворюються у вузькозонних напівпровідниках GaAs: для електронів – в зоні провідності, для дірок – у валентній зоні.

На рисунку 1.3, б, показаний потенційний профіль модуляційно-легованої композиційної надгратки. В даному випадку легується донорною домішкою тільки ширококутний матеріал. Електрони з донорних рівнів переходять в квантові ями, просторово розділяючись з іонізованим донором. Чергування зарядів викликає періодичні вигини країв зон. На рисунку 1.3 а, б, штрихуванням показані мінізони, на які розбиваються валентна зона і зона провідності, d – період надгратки.

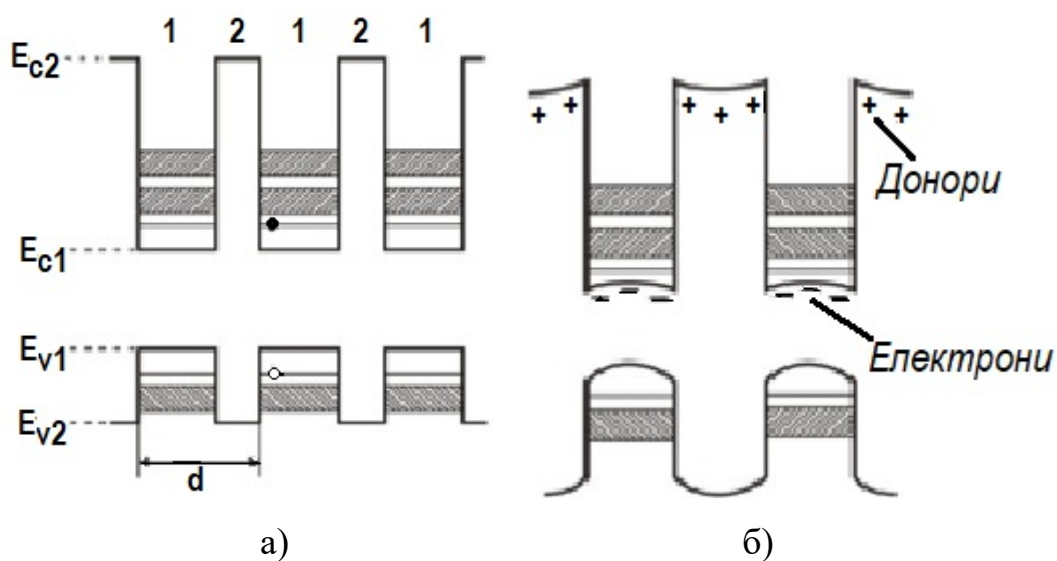


Рисунок 1.3 – Енергетичні діаграми простий композиційною (а) і модуляційно-легованої (б) надграток

На рисунку 1.4 показаний потенційний профіль легованої надгратки. Черговані заряди іонізованих донорів і акцепторів створюють послідовність потенційних ям для електронів і дірок. Електрони і дірки виявляються просторово розділеними: дірки знаходяться в потенційних ямах валентної зони р-шару, електрони - в потенційних ямах зони провідності n – шар. Де E_g – ширина забороненої зони вихідного напівпровідника, де $E_{g \text{ ефф}}$ – ефективна ширина забороненої зони понад ґраткою. Для отримання легованих надграток використовують GaAs.

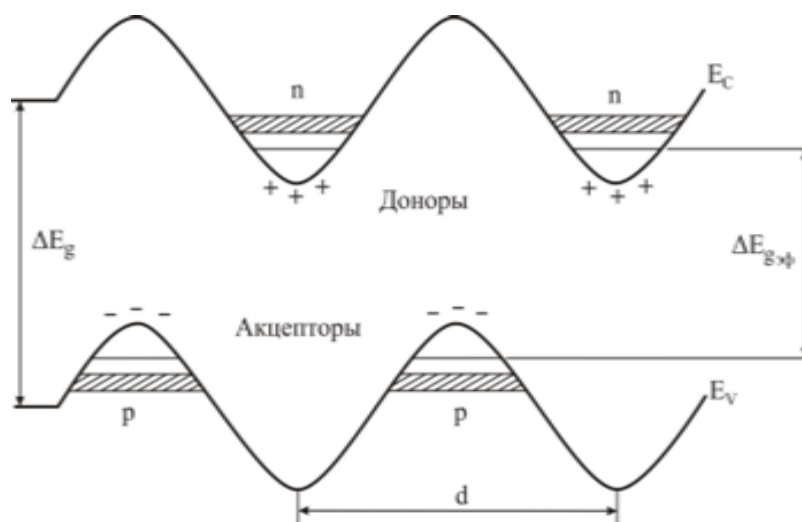


Рисунок 1.4 – Енергетичні діаграми легованої надгратки

1.4 Властивості електронного газу в надгратках

У легованих надгратках електрони і дірки просторово розділені (рисунок 1.4). Світлом генеруються пари електрон-дірка (нерівноважні носії), що також просторово розділяються, що пригнічує рекомбінацію і збільшує їх час життя до $\sim 10^{-3}$ с.

У модульованих легованих композиційних надрешітках ширококутний напівпровідник (наприклад, AlGaAs) легується донорною домішкою. Електрони з донорних рівнів бар'єру переходять в ями зони провідності вузькозонних напівпровідників (наприклад, GaAs) (рисунок 1.3). У бар'єрі залишаються іонізовані донори (домішкові центри), в ямах утворюється 2D електронний газ з високою щільністю і рухливістю електронів.

Висока рухливість обумовлена тим, що щільність електронів у вузькозонних шарах більше щільності центрів розсіювання, а донорні домішкові центри укладені в широкозонних шарах. Ефект збільшення рухливості особливо значний при низьких температурах, коли головний внесок в розсіювання електронів, що рухаються вносить їх розсіювання на домішках.

Висока рухливість електронів дозволяє створювати на надгратках швидкодіючі прилади, наприклад транзистори з провідними каналами, паралельними шарам.

1.5 Технологія виготовлення надграток

Композиційні надгратки, є епітаксіально вирощені. Чергуються шари різних за складом напівпровідників з близькими постійними гратки. Історично перші надгратки були отримані для системи напівпровідників GaAs – Al_xGa_{1-x}As.

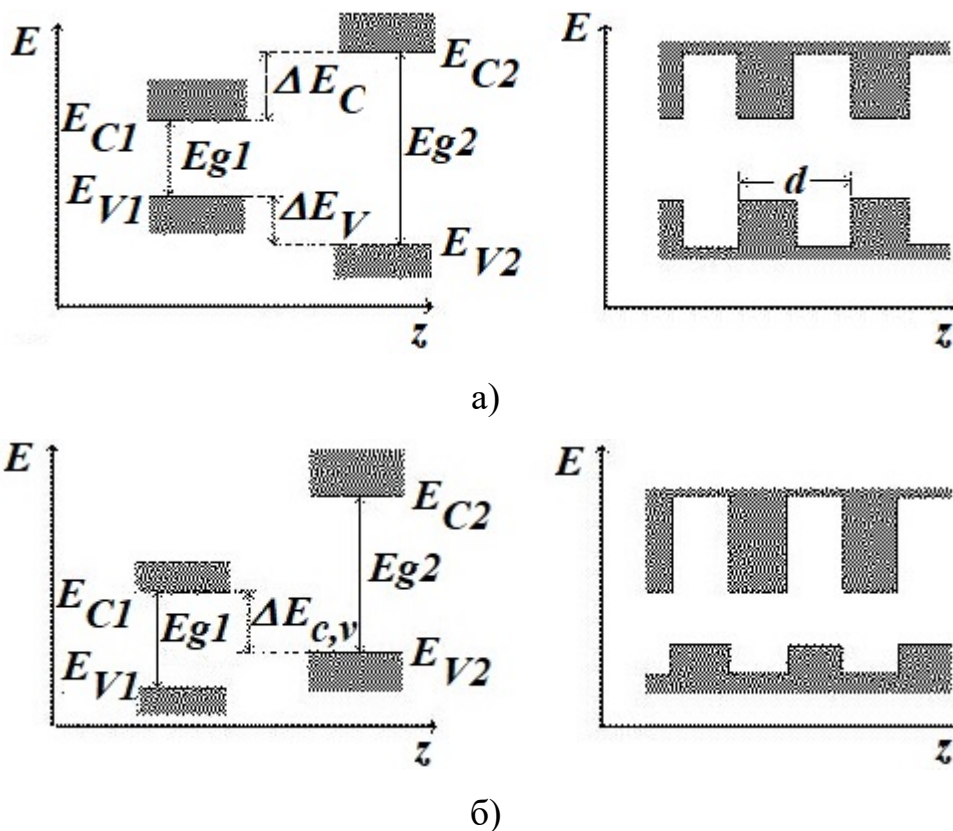


Рисунок 1.5 – Розташування країв енергетичних зон в напівпровіднику (зліва) і композиційних надгратках (зправа)

Успіх у створенні цієї надгратки був обумовлений тим, що Al, що має таку ж валентність і іонний радіус, що і Ga, не викликає помітних спотворень

кристалічної структури вихідного матеріалу. У той же час Al здатний створити достатню амплітуду надграткового потенціалу.

По розташуванню енергетичних зон напівпровідників композиційні надгратки поділяються на кілька типів. Напівпровідникова надгратка GaAs – $Al_xGa_{1-x}As$ відноситься до надгратки I типу, у яких мінімум зони провідності E_{C1} і максимум валентної зони E_{V1} одного напівпровідника по енергії розташовані всередині енергетичної щілини іншого (рисунок 1.5, а). У надгратках цього типу виникає періодична система квантових ям для носіїв струму в першому напівпровіднику, які відокремлені один від одного потенційними бар'єрами, створюваними в другому напівпровіднику. Глибина квантових ям для електронів ΔE_g визначається різницею між мінімумами зон провідності двох напівпровідників, а глибина квантових ям для дірок – різницею між максимумами валентної зони ΔE_V (рисунок 1.5, а).

У композиційних надгратках II типу (рисунок 1.5, б) мінімум зони провідності одного напівпровідника розташований в енергетичній щілині другого, а максимум валентної зони другого – в енергетичній щілині першого. Композиційні надгратки II типу зі ступінчастим ходом зон. Енергетичну діаграму надгратки цього типу ілюструє рисунок 1.5, б (праворуч). У цих надгратках модуляція країв зони провідності і валентної зони має один і той же знак. Прикладом надгратки з такою енергетичною структурою є система $In_xGa_{1-x}As - GaSb_{1-y}As_y$. До цього ж типу відносяться і композиційні надгратки, у яких мінімум зони провідності одного напівпровідника розташований по енергії нижче, ніж максимум валентної зони іншого.

Композиційні надгратки II типу з забороненими зонами які не перехрещуються). Прикладом такої надгратки може служити система $InAs - GaSb$.

У легованих надгратках періодичний потенціал утворений чергуванням шарів n – і p – типів одного і того ж напівпровідника. Ці шари можуть бути відокремлені один від одного нелегованими шарами. Такі напівпровідникові

надгратки називають часто n-i-p-i – кристалами. Для створення легованих надграток найчастіше використовують GaAs.

Потенціал надгратки в легованих надгратках створюється тільки просторовим розподілом заряду. Він обумовлений потенціалом іонізованих домішок в легованих шарах. Все донорні центри в легованих надгратках є позитивно зарядженими, а все акцепторні центри – негативно зарядженими. Потенціал об'ємного заряду в легованих надгратках модулює межі зон вихідного матеріалу таким чином, що електрони і дірки виявляються просторово розділеними. Відповідним вибором рівня легування і товщини шарів цей поділ можна зробити практично повним.

Важливою особливістю легованих надграток є те, що екстремуми хвильових функцій електронів і дірок зрушені відносно один одного на половину періоду надгратки. Вибором параметрів надгратки це перекриття можна зробити дуже малим, що призводить до виключно великого рекомбінаційного часу життя носіїв струму. Ця обставина дозволяє легко змінювати концентрацію носіїв струму в цих надгратках.

Крім композиційних і легованих надграток можливі і інші типи цих матеріалів, що розрізняються способом створення модулюючого потенціалу. У спінових надгратках легування вихідного напівпровідникового матеріалу здійснюється магнітними домішками. Періодичний потенціал в таких надгратках виникає при накладенні зовнішнього магнітного поля. Потенціал надгратки може створюватися також періодичною деформацією зразка в поле потужних ультразвукових хвиль або стоячої світлової хвилі.

1.6 Дослідження напівпровідникових надграток

У роботах по дослідженню напівпровідникових надграток значне місце займають питання, пов'язані з вивченням профілю надграткової структури і досконалості меж гетеропереходів. З структурних методів найбільшого поширення набули два: визначення глибинного профілю концентрацій

елементів методом електронної оже-спектроскопії (ЕОС) в поєднанні з іонним травленням і малокутових дифракціях рентгенівських променів.

На рисунку 1.6 представлений експериментальний оже-профіль складу надграткової структури, що складається з шарів GaAs і $Al_{0,25}Ga_{0,75}As$, які чергуються. Товщина кожного шару становить 5 нм. Точками на рисунку показані експериментальні значення величини x в формулі $Al_xGa_{1-x}As$. Ці значення були обчислені з відносних інтенсивностей оже-пиків Al (1390 еВ) і As (1228 еВ). Профіль концентрації Al отримано послідовним натравлюванням поверхневих шарів надграткової структури іонами аргону з енергією 1,5 кеВ. Швидкість травлення становила 0,3 – 1 нм/хв. Поступове зменшення амплітуди осциляцій величини x по мірі травлення пов'язане з просторовою відмінністю швидкостей травлення по площі сфокусованого первинного пучка електронів.

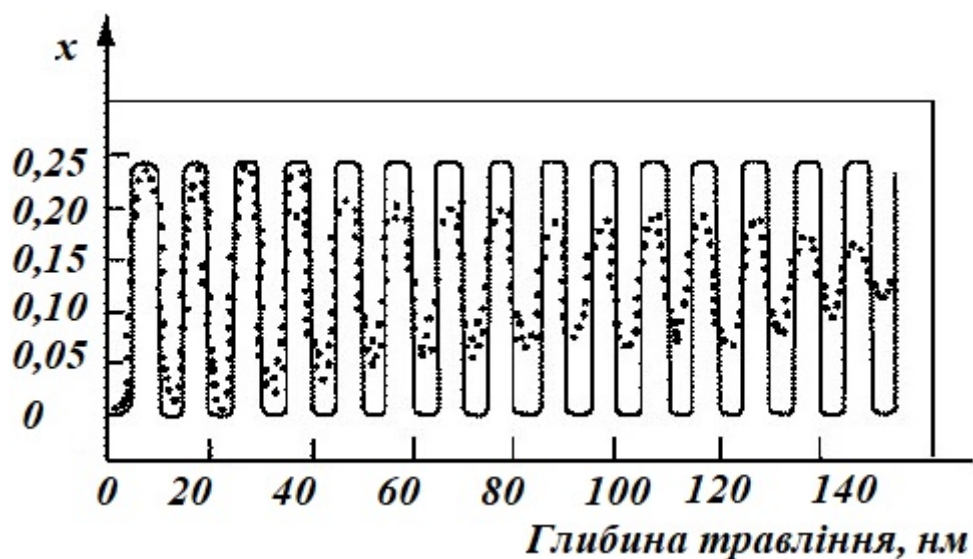


Рисунок 1.6 – Оже-профіль надгратки $Al_xGa_{1-x}As$

Важливі структурні характеристики багатошарових структур можна отримати з результатів малокутової дифракції рентгенівських променів. Для рентгенограм багатошарових структур в області малих кутів відбиття рентгенівських променів характерна наявність додаткових рефлексів,

обумовлена періодичністю надгратки. Положення цих рефлексів зв'язані з періодом надгратки – d , яка знаходиться за формулою (1.6):

$$d = \frac{n \cdot \lambda}{2 \cdot \sin(\theta)}, \quad (1.6)$$

де λ - довжина хвилі випромінювання,

n - порядок відображення.

На рисунку 1.7 представлена дифракційна картина в малокутової області для надгратки GaAs – AlAs, зі здобуттям 6 періодів. Точки на цьому рисунку представляють експериментальні результати, суцільна крива – результат теоретичних розрахунків для $d = 12,72$ нм. Експериментальна і розрахункова дифракційна картина узгоджуються не тільки по положенню піків, а й за інтенсивністю і шириною ліній. Штрихова крива відповідає теоретичним розрахункам, при яких змінений період надгратки всього на 0,28 нм, що відповідає зміні товщини всього на два атомних шару. Відмінність від експериментальних результатів в цьому випадку істотно.

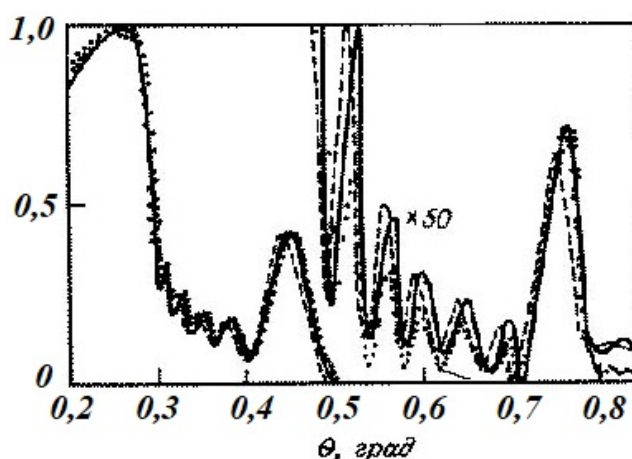


Рисунок 1.7 – Малокутова рентгенівська дифракційна картина для надгратки GaAs – AlAs, що містить 6 шарів

Ці оцінки свідчать про можливість контролю цим методом досконалості меж і когерентності періодів з атомної точністю. У разі плавної зміни межплощинної відстані на межі між шарами надгратки, крім додаткових рефлексів в малокутової області спостерігаються надструктурні рефлекси (сателітні відображення), які супроводжують основні рефлекси на рентгенограмах.

Наявність додаткових рефлексів в малокутовій області і відсутність надструктурних рефлексів, які супроводжують основні дифракційні піки, свідчить про досконалість меж розділу.

Ідея створення напівпровідникової надгратки виникла в результаті пошуку нових приладів з негативним диференціальним електроопором. При накладенні зовнішнього електричного поля по осі надгратки електрони, прискорюючись, будуть збільшувати абсолютні значення z -компоненти хвильового вектору. Якщо довжина вільного пробігу електронів набагато більше періоду надгратки, то електрони, не встигнувши розсіятися, досягнуть кордонів надграткової зони Бріллюена в точках Γ , де їх ефективна маса негативна. В цьому випадку дрейфова швидкість електронів буде падати з ростом прикладеного електричного поля, що відповідає негативному електроопору. Вперше негативний електроопір було виявлено в надгратці GaAs – GaAlAs.

Ще один квантовий ефект спостерігається в напівпровідникових надгратках за умови, що час розсіювання електронів досить великий. При прикладенні до надгратки зовнішнього електричного поля E електрони почнуть здійснювати періодичний рух в мінізони, відчуваючи при цьому бреггівськими розсіювання на її обох кордонах.

Оптичні вимірювання в надгратках є потужним засобом вивчення енергетичної будови мінізони, густини станів в них, досконалості гетерограніц та інших фізичних характеристик надграток. Вимірювання оптичного поглинання в надгратках є переконливим доказом квантування енергетичних рівнів в цих структурах.

1.7 Застосування надграток в електроніці

Велику групу застосування складають оптоелектронні прилади – фотоприймачі, світловипромінюючі прилади (інжекційні лазери і світлодіоди), пасивні оптичні елементи, хвилеводи, модулятори, спрямовані відгалужувачі і ін.

Інжекційні лазери на гетеропереходах мають переваги перед звичайними напівпровідниковими лазерами, оскільки інжектвані носії в лазерах на гетеропереходах зосереджуються у вузькій області. Тому стан інверсної населеності носіїв заряду досягається при значно меншій густині струму, ніж в лазері на р-п – переході. Застосування замість одиночних гетеропереходів багатошарових надграткових структур дозволяє виготовити лазери, що працюють на декількох довжинах хвиль.

Як приклад на рисунку 1.8 показано схематичне зображення структур багатохвильового лазера. У структурі є чотири активних шари $Al_xGa_{1-x}As$ різного складу ($x=x_1, x_2, x_3, x_4$), завдяки яким лазер одночасно працює на чотирьох довжинах хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ і λ_4 . Активні шари відокремлені один від одного проміжними шарами $Al_yGa_{1-y}As$ ($y > x_1, x_2, x_3, x_4$). Для створення р-п –переходів в структурі проводилася локальна дифузія Zn.

Велику групу приладів на напівпровідникових надгратках становлять пристрої з негативним диференціальним електроопором. На основі напівпровідникових надграток виготовляють також різні транзистори. Досить велика частота квантових осциляцій електронів в надгратках значно розширює можливості виготовлених на їх основі приладів НВЧ.

Розглянемо деякі застосування надграток в оптоелектроніці, зокрема, ІЧ - фотоприймачі і лазери.

Інфрачервоні фотоприймачі призначені для реєстрації і вимірювання оптичних сигналів і для отримання зображень у всіх областях спектру, в тому числі ІЧ і УФ – діапазонах. Найбільші кошти вкладаються в розробки ІЧ –

фотоприймачів, використовуваних в апаратурі і системах спостереження, нічного бачення, самонаведення, теплорозподілення, а також в волоконно-оптичних лініях зв'язку. Для ІЧ – фотоприймачів використовуються як леговані надгратки, так і багатошарові гетероструктури.

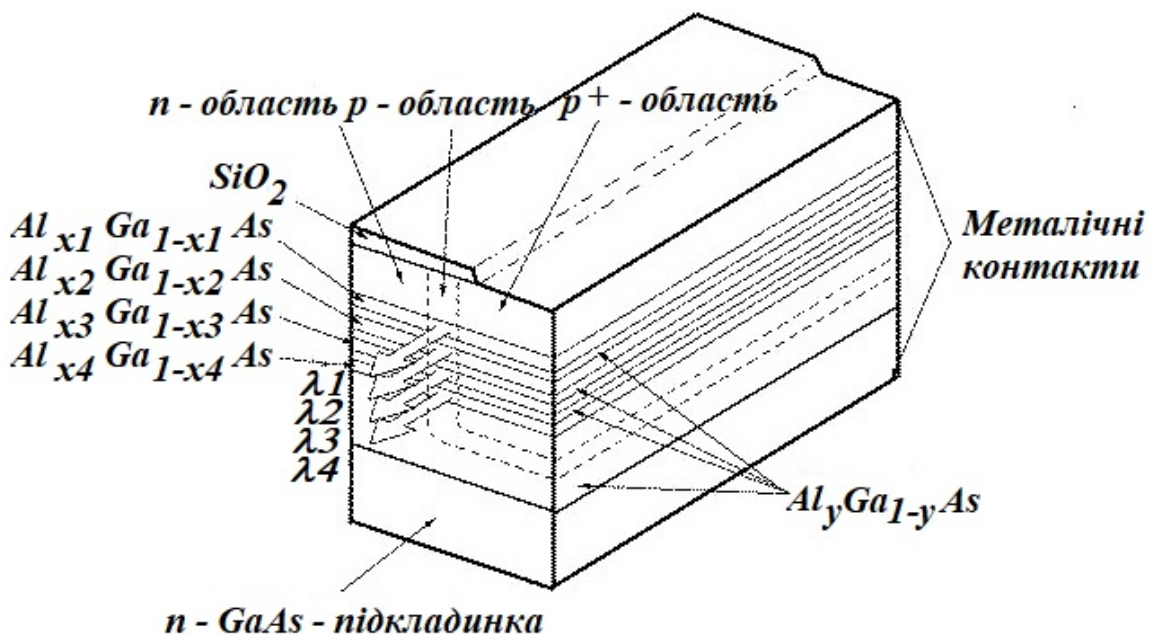


Рисунок 1.8 – Схематичне зображення багатошарового лазера

Перспективність гетероструктур $\text{GaAs} - \text{AlGaAs}$ пов'язана з розробленістю методів формування тонких шарів, можливістю забезпечити високий рівень інтеграції фотоприйомних елементів і елементів обробки фотосигналу.

Крім ІЧ – фотоприймачів, надгратки використовуються в лазерних структурах - як активних областей і пасивних елементів (хвилеводи). Принцип роботи інжекційних лазерів на надгратках такий же, як для ДГС –лазерів на квантових ямах. Ступінчастий вигляд графіка густини станів і вузькі області локалізації носіїв, які беруть участь в генерації, забезпечують низький пороговий струм і високий ККД лазерів на надгратках і на квантових ямах. Якщо в гетеролазерах на надгратках нарощувати шари з різною концентрацією компонентів, можна отримати генерацію випромінювання одночасно на

декількох довжинах хвиль λ . Розроблено лазер на чотирьох активних шарах з чотирма різними λ .

Надгратки і квантові ями мають більш крутий спад краю оптичного поглинання, ніж вихідні напівпровідники і класичні ДГС – структури. Це зменшує поглинання генерованого випромінювання як в активній, так і в хвилеводній областях. У лазерах на квантових ямах надгратки використовуються в якості хвилеводів. Вони забезпечують профіль показника заломлення, що дозволяє отримувати оптимальний хвилеводний ефект. З кожної з двох сторін активної області розташовуються надгратки, що містять ~ 200 періодів. Всього в лазері може бути до 1000 шарів.

Особливий інтерес представляють лазери на надгратках і на системах квантових ям, що випромінюють в середньому ІЧ – діапазоні ($\lambda=2-12$ мкм). В діапазоні 2-5 мкм лежать смуги поглинання багатьох шкідливих промислових газів, і за допомогою ІЧ – лазерів цього діапазону можна здійснювати контроль викидів в атмосферу. В спектрі поглинання самої атмосфери є "вікна прозорості". Для тепlobачення найбільш важливі вікна 3-5 мкм і 8-12 мкм. Випромінювання тіл з температурою 300 К лежить в діапазоні 8-12 мкм. Довжини хвиль випромінювання сучасних ІЧ –лазерів потрапляють у вікна прозорості. Ці лазери можуть знайти широке застосування в телекомунікації і локації.

Створення ІЧ – лазерів з випромінюванням в потрібному діапазоні хвиль багато в чому стало можливим завдяки методам зонної інженерії, що лежить в основі отримання матеріалів і наноструктур із заданими значеннями ширини (ΔE_g) і ефективної ширини ($\Delta E_{g\text{ еф}}$) забороненої зони, відстаней між мінізонами або розмірними підзонами. Як вже говорилося вище, ці величини можна регулювати підбором складу напівпровідникових з'єднань, концентрації компонентів складу, ширини і висоти потенційних ям і бар'єрів в наногетероструктури. Довжини хвиль оптичного випромінювання визначаються перерахованими величинами.

2 МОЖЛИВОСТІ ФОТОПОГЛИНАННЯ З ВНУТРІШНІМ ПІДСІЛЕННЯМ У БАГАТОШАРОВИХ НАДГРАТКАХ

2.1 Характеристики фотодіоду

У фотодіоді є наявна область напівпровідника з сильним електричним полем, в якому відбувається поділ електронно-діркових пар, генерованих під дією світла. Для роботи фотодіоду на високих частотах необхідно забезпечити малі часи прольоту, тому збіднена область повинна бути тонкою. З іншого боку, для збільшення квантової ефективності (число фотогенерованих електронно-діркових пар, віднесене до числа падаючих фотонів) збіднений шар повинен бути достатньо товстим, щоб забезпечити поглинання більшої частини падаючого випромінювання. Таким чином, існує взаємозв'язок між швидкодією і квантової ефективністю.

Фотодіод може працювати в фотовольтаїчному режимі [12], характерному для сонячних батарей – незміщений діод під'єднується до опору навантаження. Однак конструкційно фотодіод істотно відрізняється від сонячної батареї. В роботі фотодіоду визначальну роль відіграє лише випромінювання, зосереджене у вузькому інтервалі довжин хвиль в центрі оптичного діапазону, а сонячні батареї повинні володіти високою чутливістю в широкому діапазоні довжин хвиль сонячного випромінювання. Фотодіоди мають малі розміри, необхідні для мінімізації ємності переходу, тоді як сонячні батареї відносяться до приладів з великою площею.

Однією з найбільш важливих характеристик фотодіодів є квантова ефективність, тоді як якість сонячних батарей в основному оцінюється за ефективністю перетворення потужності (потужність, що виділяється на навантаженні, віднесена до потужності падаючого сонячного випромінювання).

При роботі в видимому і ближньому інфрачервоному діапазонах діоди зазвичай зміщуються в зворотному напрямку за допомогою порівняно великої напруги, щоб зменшити час прольоту носіїв і знизити ємність

переходу. Напруга зсуву, однак, не настільки велике, щоб викликати лавинний пробій. Цим обмеженням на величину зсуву відрізняються розглядаються фотодіоди від лавинних фотодіодів, в яких внутрішнє посилення досягається саме за рахунок ударної іонізації в умовах лавинного прибору.

У сімейство фотодіодів входять діоди з $p-n$ -переходом, $p-i-n$ -діоди, діоди зі структурою метал-напівпровідник (з бар'єром Шотткі) і діоди з гетеропереходів [13].

Квантова ефективність, як уже говорилося вище, являє собою число фотогенерованих електронно-діркових пар, віднесене до числа падаючих фотонів:

$$\eta = (I_p / g) / (P_{opt} / h\nu), \quad (2.1)$$

де I_p – фотострум, зумовлений поглинанням падаючого оптичного випромінювання;

P_{opt} – потужність оптичного випромінювання;

λ – довжина хвилі відповідна енергії фотона;

$h\nu$ – енергія фотонів, що поглинаються.

Порівняльним критерієм якості є чутливість, яка визначається як відношення фотоструму до оптичної потужності:

$$\mathfrak{R} = \frac{I_p}{P_{opt}} = \frac{\eta g}{h\nu} = \frac{\eta \lambda}{1.24}. \quad (2.2)$$

Таким чином, для даної квантової ефективності чутливість лінійно зростає з ростом λ . Для ідеального фотодіоду ($\eta = 1$) і $\mathfrak{R} = (\lambda / 1.24)$ А/Вт, де довжина хвилі λ виражена в мікрометрах.

Одним з основних факторів, що визначають квантову ефективність, є коефіцієнт поглинання.

В ультрафіолетовій і видимій областях спектра високої квантової ефективності володіють фотодіоди зі структурою метал-напівпровідник. У ближньому ІЧ-діапазоні (на довжинах хвиль $\sim 0,8 - 0,9$ мкм) в кремнієвих фотодіодах з покриттям може бути досягнута квантова ефективність 100%. В області довжин хвиль $1,0 - 1,6$ мкм високою квантової ефективністю характеризуються фотодіоди на Ge, а також на основі потрійних (наприклад, GaInAs) і четверні (наприклад, GaInAsP) з'єднань елементів III і V груп [14]. Для забезпечення високоефективної роботи в довгохвильовій області фотодіоди охолоджуються до низьких температур (наприклад, до 77 К).

Швидкість фотовідповіді обмежується трьома факторами: дифузією носіїв, часом дрейфу через об'єднану область і ємністю об'єднаної області. Носії, генеровані за межами об'єднаної області, повинні дифундувати до переходу, що істотно збільшує час затримки. Щоб зменшити вплив дифузії, необхідно формувати перехід поблизу поверхні. Основна частина випромінювання поглинається в тому випадку, коли об'єднана область досить широка (близько $1/\alpha$); при досить високих зворотних зсувах дрейф носіїв здійснюється зі швидкістю насичення. Збіднений шар, проте, не повинен бути надто широким, інакше час перенесення буде обмежувати швидкість фотовідповіді. Крім того, він не повинен бути і занадто вузьким, інакше за рахунок великої ємності C буде велика постійна часу RC (R – опір навантаження). Оптимальною шириною об'єднаного шару вважається така ширина, при якій час перенесення дорівнює приблизно половині періоду модуляції випромінювання. Наприклад, для частоти модуляції, що дорівнює 10 ГГц, оптимальна ширина об'єднаного шару в кремнії (швидкість насичення $\sim 10^{-7}$ см/с) становить ~ 5 мкм [15].

Для вивчення шумових властивостей фотодіода розглянемо узагальнений процес детектування випромінювання, схематично представлений на рисунку 2.1. При поглинанні оптичного сигналу і фонового випромінювання в фотодіоді генеруються електронно-діркові пари. Електрони і дірки

розділяються електричним полем і дрейфують в протилежні сторони від $p-n$ -переходу.

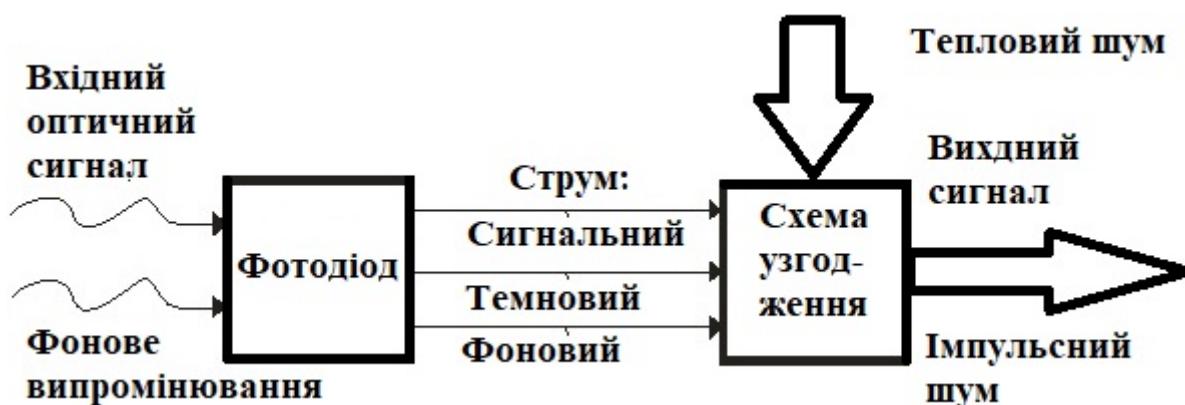


Рисунок 2.1 – Процес детектування випромінювання

При цьому через зовнішнє навантажувальний опір протікає струм зміщення. Для визначення генерованого струму, що виникає в результаті цього фотоелектронного процесу, розглянемо модульований за інтенсивністю оптичний сигнал, заданий рівнянням:

$$P(\omega) = P_{opt} (1 + m e^{j\omega t}). \quad (2.3)$$

Середній фотострум, обумовлений оптичним сигналом, дорівнює:

$$I_p = g \eta P_{opt} / h\nu. \quad (2.4)$$

Загальна потужність модульованого оптичного сигналу дорівнює $mP_{opt} / \sqrt{2}$, а середньоквадратичний струм сигналу можна записати у вигляді:

$$i_p = g \eta m P_{opt} / \sqrt{2} h\nu. \quad (2.5)$$

Струм, обумовлений фоновим випромінюванням, дорівнює I_B , а темновий струм термічної генерації електронно-діркових пар в об'єднаній області I_D . Внаслідок випадкового характеру процесу генерації цих струмів дробовий шум визначається виразом:

$$\langle i_s^2 \rangle = 2g(I_p + I_B + I_D)B, \quad (2.6)$$

де B – смуга частот.

Еквівалентна схема фотодіода показана на рисунку 2.2, де i_p , $\sqrt{i_s^2}$, C_j , R_j і R_s визначаються параметрами фотодіода [16].

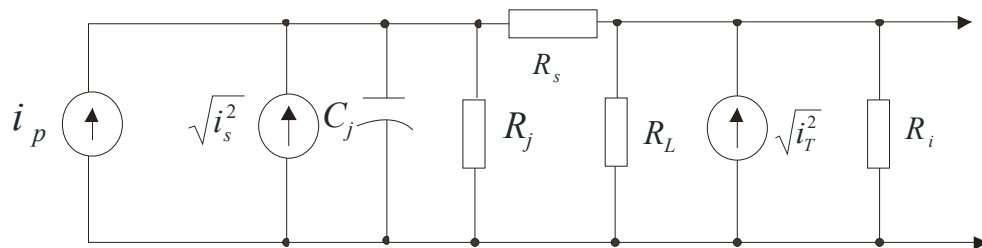


Рисунок 2.2 – Еквівалентна схема фотодіода

Компонент C_j являє собою ємність переходу, R_j - опір переходу, а R_s - послідовний опір. Змінна опору R_L відповідає зовнішньому опору навантаження, а R_i - входному опору підсилювача. Всі опори вносять в систему додаткові теплові шуми. Послідовний опір R_i зазвичай набагато менше, ніж інші опори, тому його можна не враховувати.

Тепловий шум дорівнює:

$$\langle i_T^2 \rangle = 4kT(1/R_{eg})B, \quad (2.7)$$

де $1/R_{eg} = (1/R_j) + (1/R_L) + (1/R_i)$.

На рисунку 2.3 схематично представлені структура $p-i-n$ -діода, його енергетична діаграма в умовах зворотного зсуву і розподілу інтенсивності випромінювання [17].

За допомогою цієї схеми можна провести аналіз деяких особливостей роботи $p-i-n$ -фотодіода. Цей аналіз буде справедливим також і для фотодіода з $p-n$ -переходом. Поглинання випромінювання в напівпровіднику призводить до генерації електронно-діркових пар. Пари, що створюються в об'єднаній області або на відстані дифузійної довжини від неї, поділяються електричним полем, і у зовнішній ланцюга під час дрейфу носіїв через об'єднану область з'являється струм.

Фотодіод з $p-i-n$ -структурою є найбільш поширеним фотодетектором, оскільки товщина об'єднаної області (шару власної провідності) може бути створена така, щоб забезпечити оптимальну квантову ефективність і швидкодію.

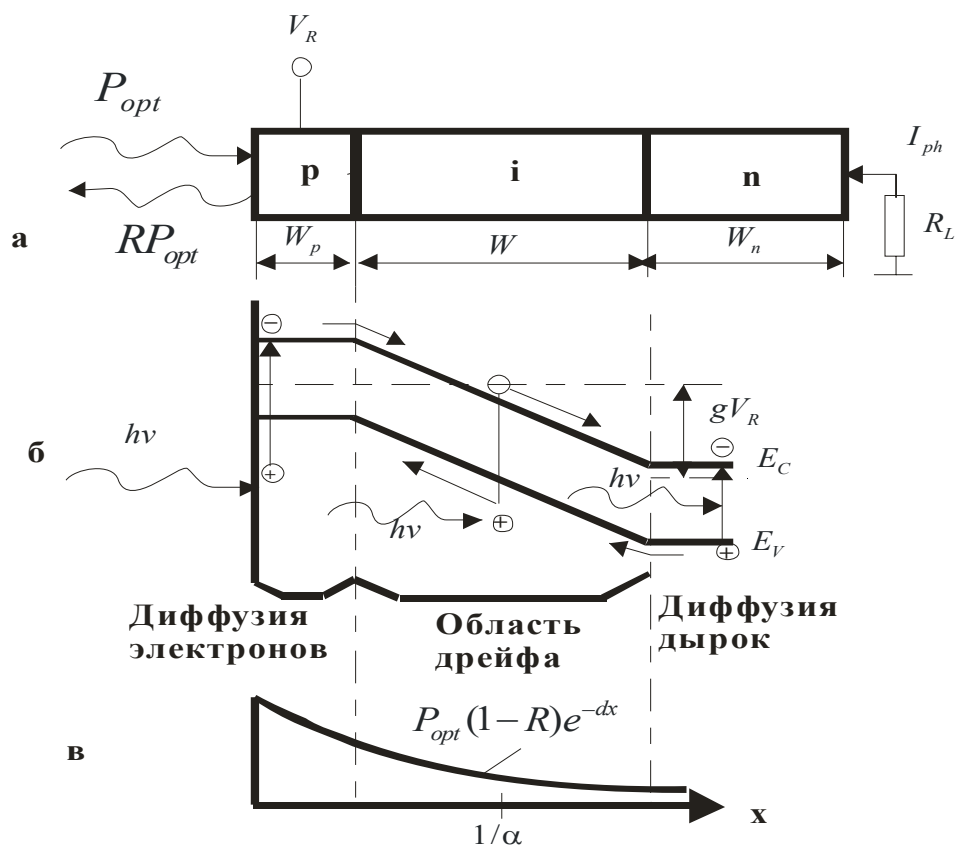
У стаціонарних умовах густина повного струму, що протікає через зворотно зміщений збіднений шар, дорівнює [18]:

$$J_{tot} = J_{dr} + J_{diff}, \quad (2.8)$$

де J_{dr} – густина дрейфового струму, обумовленого генерацією носіїв в об'єднаній області;

J_{diff} – густина дифузійного струму.

Дифузійний струм обумовлений генерацією носіїв в об'ємі напівпровідника за межами об'єданого шару і їх дифузиею до переходу зміщеного у зворотному напрямку.



а – поперечний розріз $p-i-n$ діоду;

б – зонна діаграма в умовах зворотного зсуву;

в – розподіл інтенсивності випромінювання.

Рисунок 2.3 – Принцип роботи фотодіода

Отримання виразу для повного струму можливе за умови, що струмом термічної генерації можна знехтувати і що приповерхневий шар p -типу істотно менше $1/\alpha$. Вираз для швидкості генерації електронно-діркових пар має вигляд:

$$G(x) = \Phi_0 \alpha e^{-2x}, \quad (2.9)$$

де Φ_0 - потік падаючих фотонів, що припадає на одиницю площі і рівний:

$$\Phi_0 = P_{opt} \cdot (1 - R) / (A \cdot h \cdot \nu), \quad (2.9 \text{ а})$$

де R - коефіцієнт відбиття;

A - площа приладу.

Таким чином, дрейфовий струм:

$$J_{dr} = -g \int_0^w G(x) dx = g\Phi_0(1 - e^{-\alpha W}), \quad (2.10)$$

де W – товщина збідненого шару.

При $x > W$ густина неосновних носіїв (дірок) в обсязі напівпровідника визначається з одновимірною дифузійною рівнянням:

$$D_p \cdot \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + G(x) = 0, \quad (2.11)$$

де D_p – коефіцієнт дифузії дірок;

τ_p - час життя нерівноважних носіїв;

p_{n0} - рівноважна густина дірок.

Рішення рівняння (2.11) при граничних умовах $p_n = p_{n0}$ при $x = \infty$ і $p_n = 0$ при $x = W$ має вигляд:

$$p_n = p_{n0} - (p_{n0} + G_1 e^{-\alpha W}) e^{(W-x)/L_p} + G_1 e^{-\alpha x}, \quad (2.12)$$

де $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ і

$$G_1 = \left(\frac{\Phi_0}{D_p} \right) \cdot \frac{\alpha \cdot L_p^2}{1 - \alpha^2 \cdot L_p^2}, \quad (2.13)$$

Густина дифузійного струму, яка визначається як $J_{diff} = -g \cdot \Phi_0 \cdot (\partial p_n / \partial x) \cdot x = W$, дорівнює:

$$J_{diff} = g \cdot \Phi_0 \cdot \frac{\alpha \cdot L_p}{1 - \alpha \cdot L_p} \cdot e^{-\alpha \cdot W} + g \cdot p_{n0} \cdot \frac{D_p}{L_p}, \quad (2.14)$$

Густина повного струму описується виразом:

$$J_{tot} = g \cdot \Phi_0 \cdot \left(1 - \frac{e^{-\alpha \cdot W}}{1 + \alpha \cdot L_p} \right) + g \cdot p_{n0} \cdot \frac{D_p}{L_p}. \quad (2.15)$$

При нормальних умовах роботи член, що містить p_{n0} , значно менше першого члена і повний фотострум пропорційний потоку фотонів [19]. З рівнянь (2.1) і (2.15) можна вивести вираз для квантової ефективності:

$$\eta = \frac{J_{tot} / g}{P_{opt} / A \cdot h \cdot \nu} = (1 - R) \cdot \left(1 - \frac{e^{-\alpha \cdot W}}{1 + \alpha \cdot L_p} \right). \quad (2.16)$$

Для отримання високої квантової ефективності бажано, щоб коефіцієнт відображення був малий, і виконувалося умова $\alpha W \gg 1$. Однак при $W \gg 1/\alpha$ може виявитися значним час прольоту.

Так як для проходження носіїв через збіднений шар потрібно кінцеве час, то при високочастотній модуляції інтенсивності падаючого випромінювання з'являється різниця фаз між потоком фотонів і фотострумом. Передбачається, що прикладена напруга досить велике для того, щоб область власної провідності була приведена в стан повного об'єднання і швидкість дрейфу носіїв досягає значення швидкості насичення. При густини потоку фотонів,

рівній $\Phi_1 e^{j\omega t}$ (фотон/см²), густина струму провідності J_{cond} в точці λ виявляється рівною:

$$J_{cond}(x) = g\Phi e^{j\omega(t-x/\vartheta_s)}. \quad (2.17)$$

Оскільки $\nabla J_{tot} = 0$, то можна написати:

$$J_{tot} = \frac{1}{W} \cdot \int_0^W \left(J_{cond} + \varepsilon_s \cdot \frac{\partial E}{\partial t} \right) dx, \quad (2.18)$$

де ε_s – діелектрична стала;

E – електричне поле.

Підставляючи рівняння (2.17) в рівняння (2.18), можна отримати :

$$J_{tot} = \left(\frac{i \cdot \omega \cdot \varepsilon_s \cdot V}{W} + g \cdot \Phi_1 \cdot \frac{1 - e^{-i \cdot \omega \cdot t}}{i \cdot \omega \cdot t_r} \right) \cdot e^{i \cdot \omega \cdot t}, \quad (2.19)$$

де V – сума прикладеної і вбудованої напруг;

$t_r \equiv W / \vartheta_s$ – час прольоту носіїв через об'єднану область.

З рівняння (2.19) випливає, що густина струму короткого замикання ($V = 0$), дорівнює:

$$J_{sc} = \frac{g\Phi_1(1 - e^{j\omega t})}{j\omega t_r} e^{j\omega t}. \quad (2.20)$$

У $p-i-n$ -діоді ширина i -області вибирається рівною $1/\alpha$. Час прольоту носіїв одно часу їх дрейфу через i -область. З рівняння (2.20) випливає, що ослаблення фотоструму, відповідне 3 дБ, відбувається на частоті:

$$f_{3dB} = \frac{2,4}{2\pi\tau_r} \cong \frac{0,4\vartheta_s}{W} \approx 0,4\alpha\vartheta_s. \quad (2.21)$$

На рисунку 2.4 приведена залежність внутрішньої квантової ефективності, тобто $\eta/(1-R)$, кремнієвого $p-i-n$ -фотодіода від f_{3dB} і ширини об'єднаної області, обчислена з рівняння (2.21).

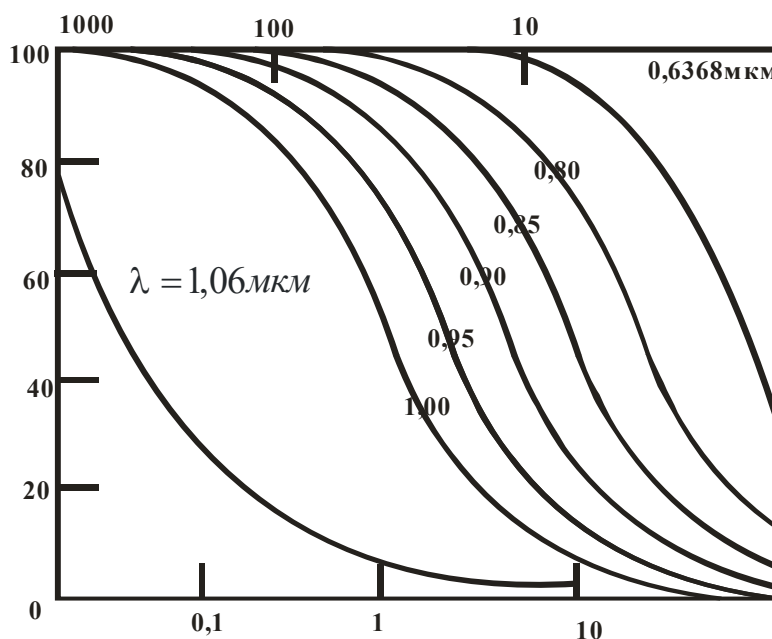
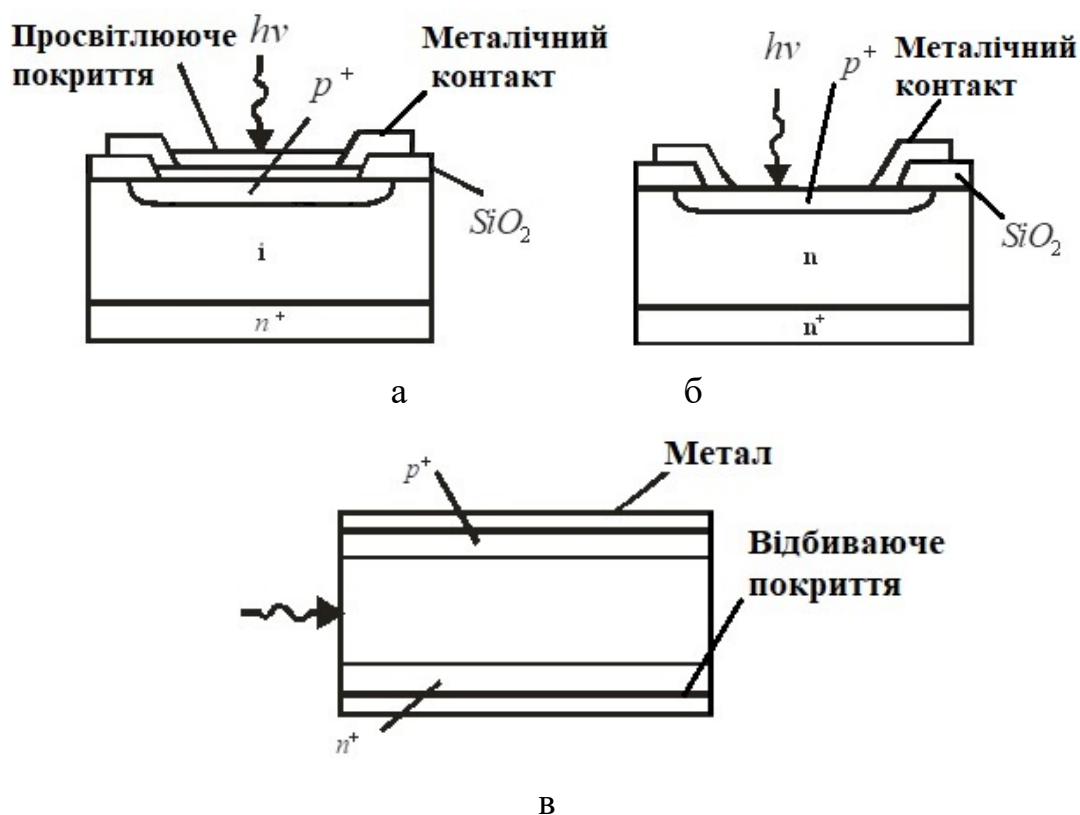


Рисунок 2.4 – Залежність квантової ефективності $p-i-n$ - фотодіода від ширини об'єднаної області та граничної частоти

Криві ілюструють зв'язок між швидкодією (частота f_{3dB}) і квантової ефективністю при різних довжинах хвиль.

Кілька конструкцій високочастотних фотодіодів представлені на рисунку 2.5. Фотодіод (рисунку 2.5, а) забезпечений покриттям для збільшення квантової ефективності. Товщина області власної провідності (на практиці використовується високоомний шар n -типу, тобто ϑ -область, або високоомний шар p -типу, тобто π -область) вибирається оптимальної для заданої довжини хвилі оптичного сигналу і частоти модуляції. У

$p-n$ -фотодіоді n -шар має більш високу концентрацію легуючої домішки і в результаті цього збіднений в повному обсязі (рисунок 2.5, б) [20].



а – $p-i-n$ - діод;

б – діод з $p-n$ -переходом;

в – $p-i-n$ -діод з освітленням паралельно переходу.

Рисунок 2.5 – Конструкції височастотних фотодіодів

Внаслідок більшого внеску дифузійного струму $p-n$ -фотодіоди зазвичай мають менший швидкодію, ніж $p-i-n$ -фотодіоди. При довжинах хвиль поблизу червоної межі чутливості необхідна товщина поглинання стає дуже великий (при $\alpha = 10\text{см}^{-1}$ або $1/\alpha = 1000\text{мкм}$).

В цьому випадку узгодження між квантової ефективністю і швидкодією може бути досягнуто, якщо світло входить в напівпровідник через грань паралельно переходу (рисунок 2.5, в). Можна також вибрати такі кути падіння світла, які забезпечують його багаторазове відображення всередині приладу і

тим самим призводять до збільшення ефективності товщини поглинання, зберігаючи при цьому малу довжину дрейфу носіїв [21].

2.2 Квантові ями і надгратки як елементи фотоприймачів

Взагалі квантові ями і багатошарові квантові розмірні структури можуть застосовуватися для прийому різноманітних оптичних сигналів в будь-якій області частот, що пов'язано з їх оптичними властивостями. Однак саме в інфрачервоній області спектру (від 2 до 20 мкм) фотодетектори на квантових розмірних структурах являють найбільшу цікавість, оскільки на основі таких структур можуть бути сконструйовані системи теплового і нічного бачення, та інші фотоприйомні пристрої високої і надвисокої чутливості [22].

Основна проблема використання фотодіодів, які застосовують переважно міжзонні переходи, в напівпровідниках з $p-n$ -переходами, пов'язана з тим, що малі значення E_g диктують необхідність роботи фотоприймачів при дуже низьких температурах. Наприклад, для напівпровідників класу $A_{III}B_V$ розробники обмежені сполуками $InAs_{1-x}Sb_x$ з $x \approx 0,5$. Для фотоприймачів інфрачервоного діапазону можна використовувати також напівпровідники $A_{II}B_{VI}$ ($HgCdTe$), однак ці речовини є дуже важкими в технологічній обробці і невисокими механічними експлуатаційними характеристиками, а також мають високі значення темнових струмів.

На відміну від $p-n$ -переходів на основі матеріалів $A_{III}B_V$ і $A_{II}B_{VI}$ квантові ями зручніші у процесі реєстрації інфрачервоного випромінювання, оскільки дипольні матричні елементи, відповідні міжпідзонним оптичним переходом, у квантових ям достатньо великі. Крім того, довжина хвилі випромінювання у фотоприймачах на квантових ямах може бути легко перебудована за рахунок змін параметрів ями в процесі виготовлення (ширини квантових ям, висоти обмежувальних бар'єрів). Особливу цінність для практичних застосувань має створення ІЧ-фотоприймачів в області 8 – 12 мкм, оскільки саме в цьому

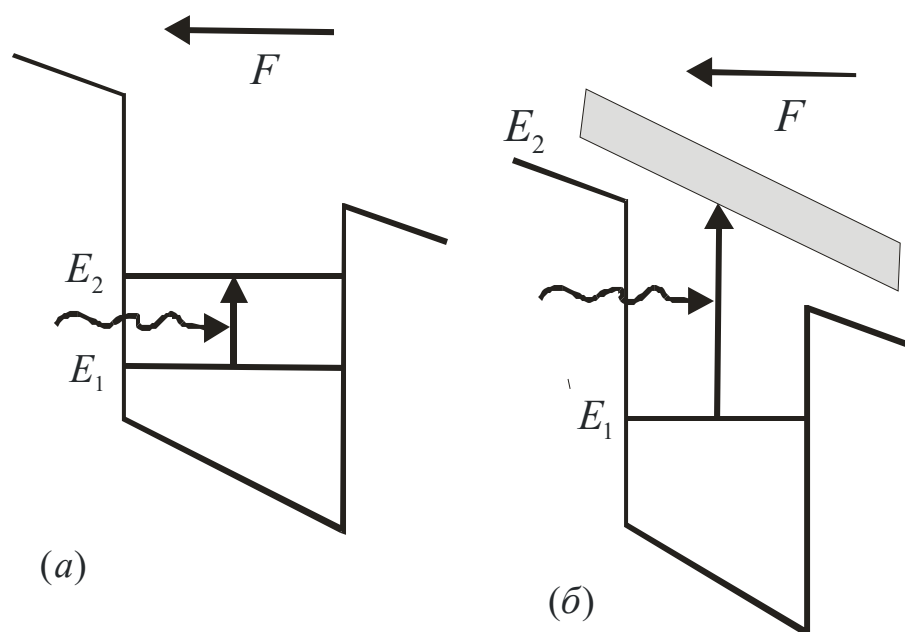
діапазоні лежить так зване атмосферне вікно прозорості. Тобто область пропускання хвиль, що дозволяє здійснювати оптичний зв'язок по відкритому каналу. Здійснювати зв'язок із супутниками з використанням газових лазерів, наприклад на основі CO_2 (10,6 мкм) і т.п.

На рисунку 2.7 показані дозволені переходи з поглинанням, необхідні для прийому інфрачервоного випромінювання окремими квантовими ямами під впливом зовнішнього сталого електричного поля (за звичай у практичних конструкціях фотоприймачів частіше використовуються не окремі, а множинні квантові ями – квантові розмірні структури, або надгратки).

У верхній частині рисунку 2.6 а, показані два енергетичних рівня в кожній ямі, причому вище розташований рівень знаходиться близько до вершини бар'єрів. Відстань між рівнями повинна бути 0,1 – 0,2 еВ, що для напівпровідників груп $A_{III}B_V$ відповідає ширині ям близько 10 нм. Згідно правил відбору поляризація падаючого випромінювання повинна бути паралельна напрямку квантового обмеження (вдovж площин металургійних контактів). При опроміненні світлом такі фотоприймачі генерують електричний струм завдяки процесу тунелювання носіїв з квантових ям. В окремих випадках найбільш ефективним способом реєстрації є використання в таких пристроях переходів з поглинанням між єдиним енергетичним рівнем ями і станом енергетичного континууму, що знаходиться енергетично вище квантової ями (рисунок 2.6, б). Для систем $AlGaAs - GaAs - AlGaAs$ ця різниця енергій становить близько 0,12 еВ, тому ділянка спектральної чутливості розташована в длизько до 10 мкм. Перевага використання описуваних структур полягає в тому, що темновий струм фотоприймача виявляється менше, ніж в структурах з багатьма енергетичними рівнями, де носії виходять з ями завдяки тунелюванню.

Відомо, що при роботі напівпровідникових лавинних фотодетекторів (ЛФД) (avalanche photodiode APD) виникають дуже сильні шуми, що вимагають застосування спеціальних методів для їх придушення. Рівень цих шумів може бути значно знижений, якщо значення коефіцієнта лавинного множення α для

одного типу носіїв (наприклад, електронів) набагато вище, ніж для іншого (дірок).



а – міжпідзонні переходи;

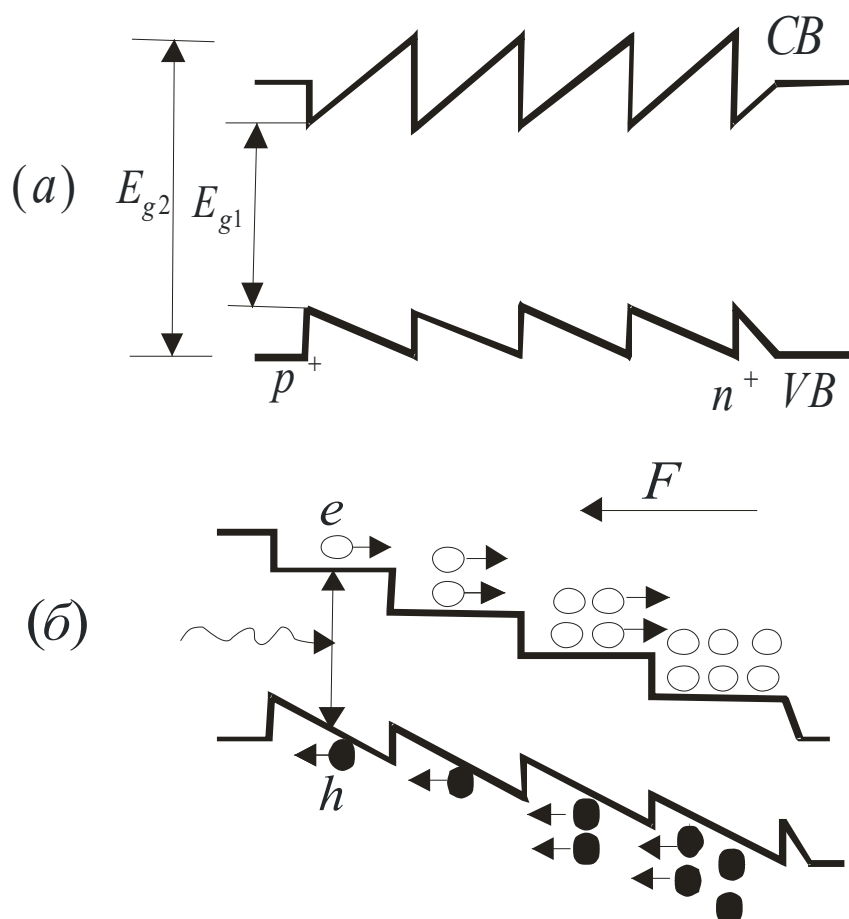
б – перехід між зв'язаним станом і станом всередині вузької безперервної зони станів поза потенційних ям (F – прикладена електричне поле)

Рисунок 2.6 – Оптичні переходи з поглинанням при реєстрації ІЧ – випромінювання квантових ям

В цьому відношенні кремній є дуже важливим напівпровідниковим матеріалом для створення лавинних фотодетекторів (ЛФД), оскільки в ньому співвідношення коефіцієнтів α_e / α_h дорівнює приблизно тридцяти. Для будь-якого конкретного типу напівпровідників це співвідношення визначається енергетичною зонною структурою.

З іншого боку, процес створення квантових ям дозволяє змінювати співвідношення коефіцієнтів лавинного розмноження електронів і дірок α_e / α_h . Наприклад, надгратка або структура з множинними квантовими ямами – MQW може бути спроектована таким чином, що в ній розрив зони провідності ΔE_c

буде значно більше значень ΔE_v , які відповідають розриву валентної зони. У такій структурі (при перетинанні гетеропереходу) електрони набувають значно більшу кінетичну енергію, ніж дірки. Така ж мета може бути досягнута при створенні надграток у вигляді сходинок (рисунок 2.7, а).



а - енергетична діаграма ступеневої типу;

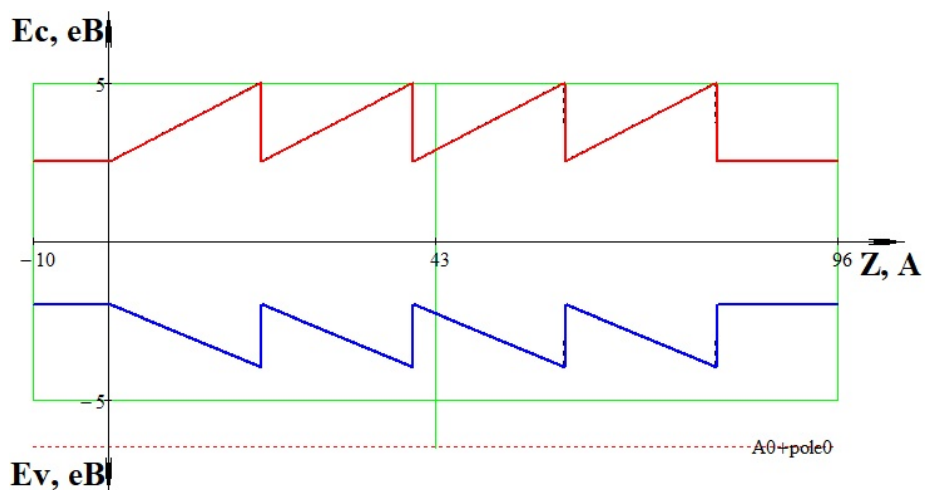
б - процес наростання електронної лавини в детекторі зі зміщенням при потраплянні світла.

Рисунок 2.7 – Загальна схема лавинних фотодетекторів на надгратках

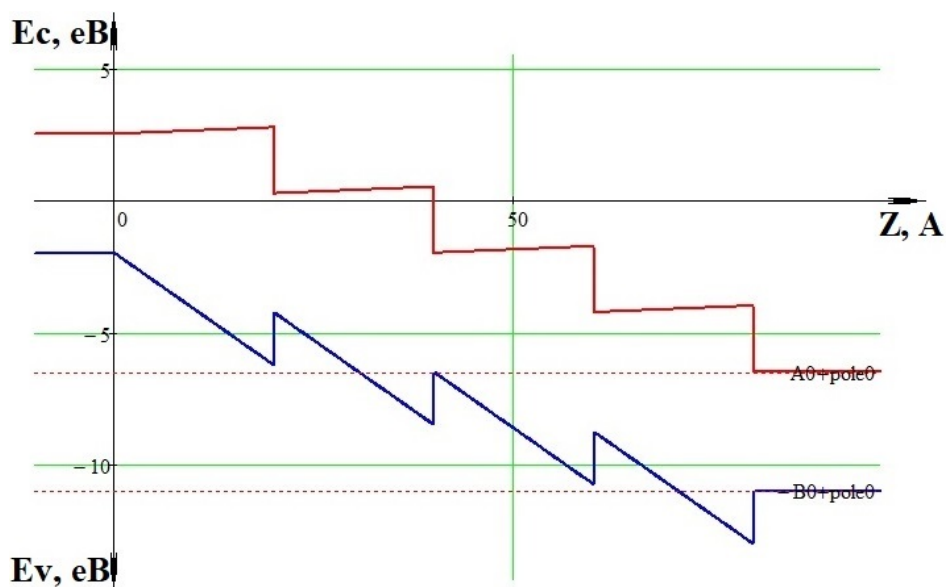
Ширина забороненої зони змінюється для кожної ями (в цьому випадку електрони отримують додаткову кінетичну енергію ΔE_c , переходячи в кожну наступну яму). Наявність цієї надлишкової енергії призводить до збільшення

ефективності ударної іонізації, тому лавинне множення легко досягається при накладенні електричного поля F , як показано на рисунку 2.7, б.

Результати моделювання «сходиноквої» структури, як у стаціонарному стані, так і під впливом зовнішнього сталого електричного поля, наведено на рисунку 2.8.



а)



б)

Рисунок 2.8 – Результати моделювання енергетичної діаграми «східчастої» квантової розмірної структури

На противагу цьому дірки набувають в полі лише незначну енергію ΔE_V , недостатню для початку ударної іонізації. Більшість надграток,

використовуваних в лавинних фотодетекторах (ЛФД), створено на основі напівпровідникових сполучень класу $A_{III}B_V$ типу $GaAs$ або InP . Варто відзначити, що впровадження згаданих вище східчастих надграток ускладнюється труднощами їх виготовлення, оскільки виробництво вимагає ретельного контролю складу четверних сполучень $A_{III}B_V$.

Однак, не зважаючи на очевидні переваги, технологічна реалізація активної області лавинного фотоприймача у вигляді сходинок все ще залишається складним технологічним завданням. Тому прототип сходинок реалізується у вигляді багатьох «тонких сходинок», які повторюються з періоду в період у вигляді надгратки.

2.3 Енергетична діаграма напівпровідникової структури фотоприймача

Для реалізації «східчастої» енергетичної діаграми багатошарової наноструктури у роботі пропонується трьохступінчаста чотирьохсекційна наноструктура на основі $GaAs/AlGaAs$.

По обидва боки від вузькозонових напівпровідників в місцях металургічних контактів між шарами широкозонових і вузькозонових напівпровідників виникають гетеропереходи, які формують на енергетичній діаграмі багатошарової надгратки потенційні бар'єри для електронів в зоні провідності і для важких і легких дірок у валентній зоні. Енергетичні висоти потенціальних бар'єрів в кожній зоні обумовлені розривами меж зон, за рахунок різниці енергії заборонених зон і енергій електронного спорідненості матеріалів, що утворюють певний гетероперехід. При цьому, якщо хімічний склад бар'єрних (обмежених) шарів різний для обох бар'єрів по обидва боки вузькозонового матеріалу, то відповідно будуть відрізнятися і висоти бар'єрів для кожного сорту часток (електронів і дірок) на металургійних межах шарів.

Правило Міллера для кожного потенційного бар'єру можна вважати справедливим і для умов даної багатошарової надгратки може бути записано так:

$$\Delta E_{C1} : \Delta E_{V1} = 0,65 : 0,35 \cdot \Delta Eg1, \quad (2.22)$$

$$\Delta E_{C3} : \Delta E_{V3} = 0,65 : 0,35 \cdot \Delta Eg3, \quad (2.23)$$

в свою чергу

$$\Delta Eg1 = Eg1(C_{X1}^{III} A_{1-X1}^{III} B^V) - Eg(A^{III} B^V), \quad (2.24)$$

$$\Delta Eg3 = Eg3(C_{X3}^{III} A_{1-X3}^{III} B^V) - Eg(A^{III} B^V). \quad (2.25)$$

Для розглянутої структури:

$$\Delta Eg1 = Eg(Al_{X1} Ga_{1-X1} As) - Eg(GaAs), \quad (2.26)$$

$$\Delta Eg3 = Eg(Al_{X3} Ga_{1-X3} As) - Eg(GaAs). \quad (2.27)$$

Енергія електронів і енергія квазічастинок (важких і легких дірок) на енергетичній діаграмі багатошарової надгратки, обмеженою несиметричними потенційними бар'єрами різної енергетичної висоти, відраховується, як і на зонного діаграмі об'ємного напівпровідника. Енергія електронів відраховується від нижньої точки (дна) зони провідності «вгору» по осі енергій, а енергія важких і легких дірок відраховується від вищої точки (стелі) валентної зони «вниз». Тому енергетична схема завдання по визначенню власних значень і власних функцій частинок не залежить від сорту частинок і енергетичної зони, змінюються лише ефективні маси і висоти обмежуючих їх потенційних бар'єрів, згідно виразів (2.24) - (2.27). З урахуванням загальних закономірностей побудови енергетичних діаграм гетеропереходів, а також правила Міллера для конкретного хімічного складу шарів наноструктури, енергетична діаграма

задачі визначення прозорості багатошарової наноструктури виглядає так як показано на рисунку 2.9.

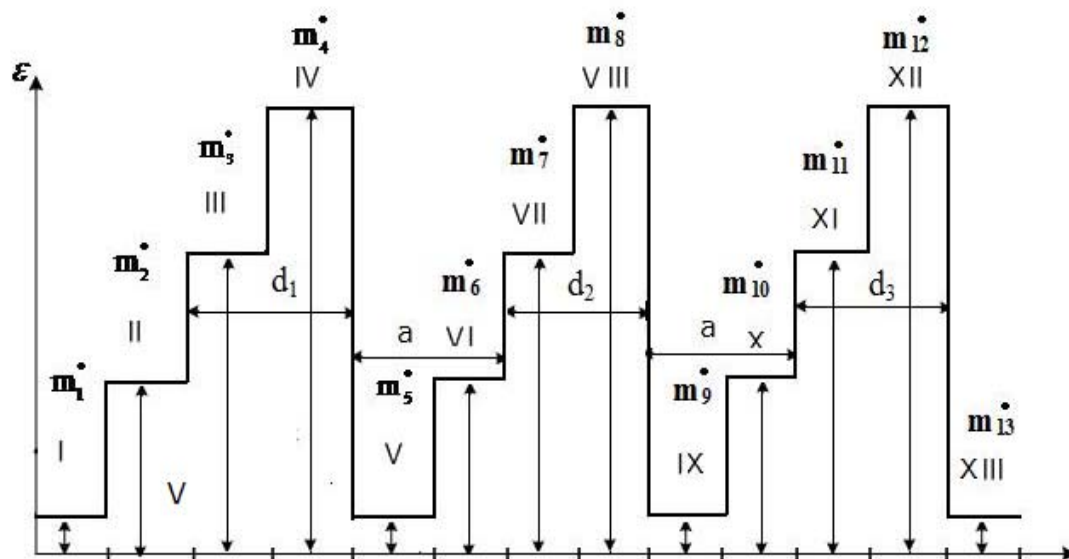


Рисунок 2.9 – Енергетична схема задачі визначення прозорості багатошарової наноструктури

2.4 Визначення прозорості багатошарової надгратки у стаціонарному стані і під впливом зовнішнього стаціонарного електричного поля

Вихідна система рівнянь Шредінгера для багатошарової надгратки може бути записана так:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + V_1 \varphi_1 = E \varphi_1, \quad (2.28 \text{ а})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + V_2 \varphi_2 = E \varphi_2, \quad (2.28 \text{ б})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_3^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} + V_3 \varphi_3 = E \varphi_3, \quad (2.28 \text{ в})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_4^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} + V_4 \varphi_4 = E \varphi_4, \quad (2.28 \text{ г})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_5^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_5}{\partial z^2} + V_5 \varphi_5 = E \varphi_5, \quad (2.28 \text{ д})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_6^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_6}{\partial z^2} + V_6 \varphi_6 = E \varphi_6, \quad (2.28 \text{ е})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_7^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_7}{\partial z^2} + V_7 \varphi_7 = E \varphi_7, \quad (2.28 \text{ ж})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_8^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_8}{\partial z^2} + V_8 \varphi_8 = E \varphi_8, \quad (2.28 \text{ з})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_9^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_9}{\partial z^2} + V_9 \varphi_9 = E \varphi_9, \quad (2.28 \text{ и})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{10}^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_{10}}{\partial z^2} + V_{10} \varphi_{10} = E \varphi_{10}, \quad (2.28 \text{ й})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{11}^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial z^2} + V_{11} \varphi_{11} = E \varphi_{11}, \quad (2.28 \text{ к})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{12}^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_{12}}{\partial z^2} + V_{12} \varphi_{12} = E \varphi_{12}, \quad (2.28 \text{ л})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_{13}^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_{13}}{\partial z^2} + V_{13} \varphi_{13} = E \varphi_{13}, \quad (2.28 \text{ м})$$

Для подальшого вирішення систему (2.7 а) - (2.7 ж) зручно привести до однорідного виду:

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = -\frac{2m_1^*}{\hbar^2} (E - V_1) \varphi_1, \quad (2.29 \text{ а})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} = -\frac{2m_2^*}{\hbar^2} (E - V_2) \varphi_2, \quad (2.29 \text{ б})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} = -\frac{2m_3^*}{\hbar^2} (E - V_3) \varphi_3, \quad (2.29 \text{ в})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} = -\frac{2m_4^*}{\hbar^2} (E - V_4) \varphi_4, \quad (2.29 \text{ г})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_5}{\partial z^2} = -\frac{2m_5^*}{\hbar^2} (E - V_5) \varphi_5, \quad (2.29 \text{ д})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_6}{\partial z^2} = -\frac{2m_6^*}{\hbar^2} (E - V_6) \varphi_6, \quad (2.29 \text{ е})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_7}{\partial z^2} = -\frac{2m_7^*}{\hbar^2} (E - V_7) \varphi_7, \quad (2.29 \text{ ж})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_8}{\partial z^2} = -\frac{2m_8^*}{\hbar^2} (E - V_8) \varphi_8, \quad (2.29 \text{ з})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_9}{\partial z^2} = -\frac{2m_9^*}{h^2} (E - V_9) \varphi_9, \quad (2.29 \text{ и})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{10}}{\partial z^2} = -\frac{2m_{10}^*}{h^2} (E - V_{10}) \varphi_{10}, \quad (2.29 \text{ й})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial z^2} = -\frac{2m_{11}^*}{h^2} (E - V_{11}) \varphi_{11}, \quad (2.29 \text{ к})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{12}}{\partial z^2} = -\frac{2m_{12}^*}{h^2} (E - V_{12}) \varphi_{12}, \quad (2.29 \text{ л})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{13}}{\partial z^2} = -\frac{2m_{13}^*}{h^2} (E - V_{13}) \varphi_{13}. \quad (2.29 \text{ м})$$

Константи (ефективні маси частинок, постійна Дірака і висоти бар'єрів), а також задається величину енергії поглинається кванта світла можна для зручності подальших викладок звести в єдині коефіцієнти:

$$k_1^2 = \frac{2m_1^*}{h^2} (E - V_1), \quad (2.30 \text{ а})$$

$$k_2^2 = \frac{2m_2^*}{h^2} (E - V_2), \quad (2.30 \text{ б})$$

$$k_3^2 = \frac{2m_3^*}{h^2} (E - V_3), \quad (2.30 \text{ в})$$

$$k_4^2 = \frac{2m_4^*}{h^2}(E - V_4), \quad (2.30 \text{ г})$$

$$k_5^2 = \frac{2m_5^*}{h^2}(E - V_5), \quad (2.30 \text{ д})$$

$$k_6^2 = \frac{2m_6^*}{h^2}(E - V_6), \quad (2.30 \text{ е})$$

$$k_7^2 = \frac{2m_7^*}{h^2}(E - V_7), \quad (2.30 \text{ ж})$$

$$k_8^2 = \frac{2m_8^*}{h^2}(E - V_8), \quad (2.30 \text{ з})$$

$$k_9^2 = \frac{2m_9^*}{h^2}(E - V_9), \quad (2.30 \text{ и})$$

$$k_{10}^2 = \frac{2m_{10}^*}{h^2}(E - V_{10}), \quad (2.30 \text{ й})$$

$$k_{11}^2 = \frac{2m_{11}^*}{h^2}(E - V_{11}), \quad (2.30 \text{ к})$$

$$k_{12}^2 = \frac{2m_{12}^*}{h^2}(E - V_{12}), \quad (2.30 \text{ л})$$

$$k_{13}^2 = \frac{2m_{13}^*}{h^2}(E - V_{13}). \quad (2.30 \text{ м})$$

З урахуванням перетворень (2.29 а) - (2.29 м) і перепозначення (2.30 а) - (2.30 м), система (2.28 а) - (2.28 м) остаточно перетвориться до вигляду:

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + k_1^2 \varphi_1 = 0, \quad (2.31 \text{ а})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + k_2^2 \varphi_2 = 0, \quad (2.31 \text{ б})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} + k_3^2 \varphi_3 = 0, \quad (2.31 \text{ в})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} + k_4^2 \varphi_4 = 0, \quad (2.31 \text{ г})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_5}{\partial z^2} + k_5^2 \varphi_5 = 0, \quad (2.31 \text{ д})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_6}{\partial z^2} + k_6^2 \varphi_6 = 0, \quad (2.31 \text{ е})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_7}{\partial z^2} + k_7^2 \varphi_7 = 0, \quad (2.31 \text{ ж})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_8}{\partial z^2} + k_8^2 \varphi_8 = 0, \quad (2.31 \text{ з})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_9}{\partial z^2} + k_9^2 \varphi_9 = 0, \quad (2.31 \text{ и})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{10}}{\partial z^2} + k_{10}^2 \varphi_{10} = 0, \quad (2.31 \text{ й})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{11}}{\partial z^2} + k_{11}^2 \varphi_{11} = 0, \quad (2.31 \text{ к})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{12}}{\partial z^2} + k_{12}^2 \varphi_{12} = 0, \quad (2.31 \text{ л})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_{13}}{\partial z^2} + k_{13}^2 \varphi_{13} = 0. \quad (2.31 \text{ м})$$

Рішення системи (2.31 а) - (2.31 м) відшукується у вигляді падаючої і відбитої хвиль в кожній області рішення:

$$\varphi_1 = A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_2 z}, \quad (2.32 \text{ а})$$

$$\varphi_2 = A_2 e^{ik_2(z-d_1)} + B_2 e^{-ik_2 z}, \quad (2.32 \text{ б})$$

$$\varphi_3 = A_3 e^{ik_3(z-d_1)} + B_3 e^{-ik_3(z-d_1)}, \quad (2.32 \text{ в})$$

$$\varphi_4 = A_4 e^{ik_4(z-d_1-a)} + B_4 e^{-ik_4(z-d_1-a)}, \quad (2.32 \text{ г})$$

$$\varphi_5 = A_5 e^{ik_5(z-d_1-a-d_2)} + B_5 e^{-ik_5(z-d_1-a-d_2)}, \quad (2.32 \text{ д})$$

$$\varphi_6 = A_6 e^{ik_6(z-d_1-a-d_2-a_1)} + B_6 e^{-ik_6(z-d_1-a-d_2-a_1)}, \quad (2.32 \text{ е})$$

$$\varphi_7 = A_7 e^{ik_7(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3)} + B_7 e^{-ik_7(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3)}, \quad (2.32 \text{ ж})$$

$$\varphi_8 = A_8 e^{ik_8(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2)} + B_8 e^{-ik_8(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2)}, \quad (2.32 з)$$

$$\varphi_9 = A_9 e^{ik_9(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2-d_4)} + B_9 e^{-ik_9(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2-d_4)}, \quad (2.32 и)$$

$$\varphi_{10} = A_{10} e^{ik_{10}(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2-d_4-a_3)} + B_{10} e^{-ik_{10}(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2-d_4-a_3)}, \quad (2.32 й)$$

$$\varphi_{11} = A_{11} e^{ik_{11}(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2-d_4-a_3-d_5)} + B_{11} e^{-ik_{11}(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2-d_4-a_3-d_5)}, \quad (2.32 к)$$

$$\varphi_{12} = A_{12} e^{ik_{12}(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2-d_4-a_3-d_5-a_4)} + B_{12} e^{-ik_{12}(z-d_1-a-d_2-a_1-d_3-a_2-d_4-a_3-d_5-a_4)}, \quad (2.32 л)$$

$$\varphi_{13} = A_{13} e^{ik_{13}z}. \quad (2.32 м)$$

Згідно властивості скінченності хвильової функції амплітуда падаючої хвилі дорівнює: $A_1 = 1$ і амплітуда відбитої хвилі дорівнює: $B_{13} = 0$.

Граничні умови:

$$\varphi_n = \varphi_{n+1} \Big|_{z=b}, \quad (2.33)$$

$$\frac{1}{m_n^*} \frac{\partial \varphi_n}{\partial z} = \frac{1}{m_{n+1}} \frac{\partial \varphi_{n+1}}{\partial z} \Big|_{z=b}. \quad (2.34)$$

Похідні від хвильових функцій в кожній області:

$$\varphi_1' = \frac{ik_1}{m_1^*} e^{ik_1 z} - \frac{ik_1}{m_1^*} B_1 e^{-ik_1 z}, \quad (2.35)$$

$$\varphi_2' = \frac{ik_2}{m_2^*} A_2 e^{ik_2 z} - \frac{ik_2}{m_2^*} B_2 e^{-ik_2 z}, \quad (2.36)$$

$$\varphi_3' = \frac{ik_3}{m_3^*} A_3 e^{ik_3(z-d_1)} - \frac{ik_3}{m_3^*} B_3 e^{-ik_3(z-d_1)}, \quad (2.37)$$

$$\varphi_4' = \frac{ik_4}{m_4^*} A_4 e^{ik_4(z-d_1-a)} - \frac{ik_4}{m_4^*} B_4 e^{-ik_4(z-d_1-a)}, \quad (2.38)$$

$$\varphi_5' = \frac{ik_5}{m_5^*} A_5 e^{ik_5(z-d_1-a-d_2)}. \quad (2.39)$$

Формування розрахункової матриці

$$z = d_1, \quad (2.40)$$

$$A_2 e^{ik_2 d_1} + B_2 e^{-ik_2 d_1} - A_3 - B_3 = 0, \quad (2.41)$$

$$A_2 e^{ik_2 d_1} + B_2 e^{-ik_2 d_1} - A_3 \frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} - B_3 \frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} = 0, \quad (2.42)$$

$$z = d_1 + a, \quad (2.43)$$

$$A_3 e^{ik_3 a} + B_3 e^{-ik_3 a} - A_4 - B_4 = 0, \quad (2.44)$$

$$A_3 e^{ik_3 a} + B_3 e^{-ik_3 a} - A_4 \frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} - B_4 \frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} = 0, \quad (2.45)$$

$$z = d_1 + a + d_2, \quad (2.46)$$

$$A_4 e^{ik_4 d_2} + B_4 e^{-ik_4 d_2} - A_5 = 0, \quad (2.47)$$

$$A_4 e^{ik_4 d_2} + B_4 e^{-ik_4 d_2} - A_5 \frac{k_5 m_4}{k_4 m_5} = 0. \quad (2.48)$$

Визначник системи рівнянь для знаходження невідомих коефіцієнтів розкладений $B_1 - A_{13}$, і її правих частин.

$$\left\{ \begin{array}{cccccccc} 1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -\frac{k_2 m_1}{k_1 m_2} & \frac{k_2 m_1}{k_1 m_2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{ik_2 d_1} & e^{-ik_2 d_1} & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{ik_2 d_1} & -e^{-ik_2 d_1} & -\frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} & \frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{ik_3 a} & e^{-ik_3 a} & -1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{ik_3 a} & -e^{-ik_3 a} & -\frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} & \frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{ik_4 d_2} & e^{-ik_4 d_2} & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{ik_4 d_2} & -e^{-ik_4 d_2} & -\frac{k_5 m_4}{k_4 m_5} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{c} -1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{array} \right\} \quad (2.49)$$

Рішення системи (2.49) відносно коефіцієнтів розкладу хвильових функцій дозволяє знайти коефіцієнти відображення і прозорості для всієї структури в цілому, за умови що середня енергія падаючих на структуру частинок, відома або задана. Потім, використовуючи усталені вирази для коефіцієнтів прозорості і відбиття можна обчислити прозорість і відбивну здатність всієї структури загалом, як у стаціонарному стані, так і під впливом зовнішнього поля.

2.4 Результати математичного дослідження прозорості чотирисекційної ступінчастої наноструктури

Виходячи з прийнятих в завданні до атестаційної роботи ширини кожного квантово-обмеженого шару і хімічного складу кожного шару, а так само нехтуючи впливом об'ємного заряду в активній області діода, на підставі формул, наведених в підрозділі 2.3 можна побудувати енергетичну діаграму надгратки активної області, показану на рисунку 2.10. Тут же показана (пунктирна горизонтальна лінія) середня енергія падаючих на структуру частинок (електронів).

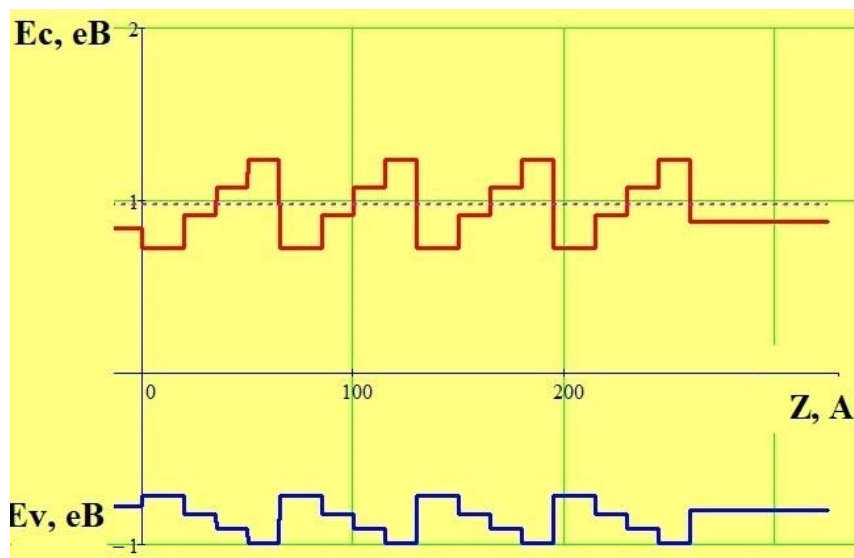


Рисунок 2.10 – Енергетична діаграма структури в стаціонарному стані

Рішення системи (2.49) щодо амплітудних коефіцієнтів хвильової функції для заданої енергії падаючих частинок дозволяє, використовуючи систему (2.32) побудувати систему власних функцій падаючих частинок і густини ймовірності їх розподілу по активній області діода. На рисунку 2.11 показаний вид зони провідності активної області, середня енергія падаючих частинок і густина ймовірності їх розподілу (квадрат модуля хвильової функції).

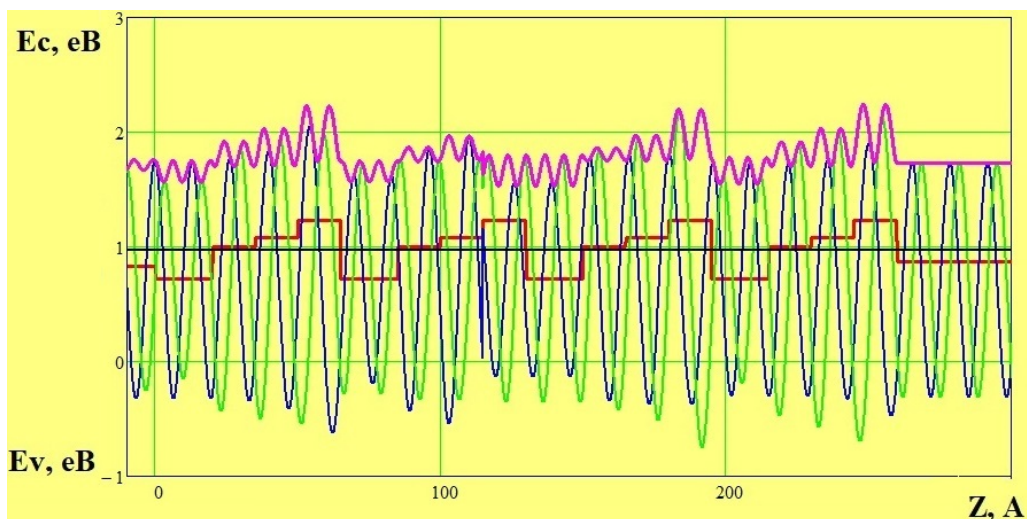


Рисунок 2.11 – Вид хвильової функції реальної частини, уявної частини і квадрата модуля в стаціонарному стані

Виходячи з аналізу виду хвильової функції, наведеного на рисунку 2.11, розрахованих для стаціонарного стану (режиму роботи фотодіода як сонячного елемента, у відсутності зсуву), носії, в результаті відбиття локалізуються в області бар'єрів і перед ними. У той же час, набуваючи в кожній з бар'єрних областей додаткову потенційну енергію рівну висоті потенційного бар'єру частинка отримує можливість подальшого тунелювання крізь наступний бар'єр і локалізації в наступній квантовій ямі.

При додаванні до структури зовнішнього зміщення енергетична діаграма змінюється під дією зовнішнього поля і проти його силових ліній. Для досліджуваної структури вплив зовнішнього стаціонарного електричного поля показаний на рисунку 2.12.

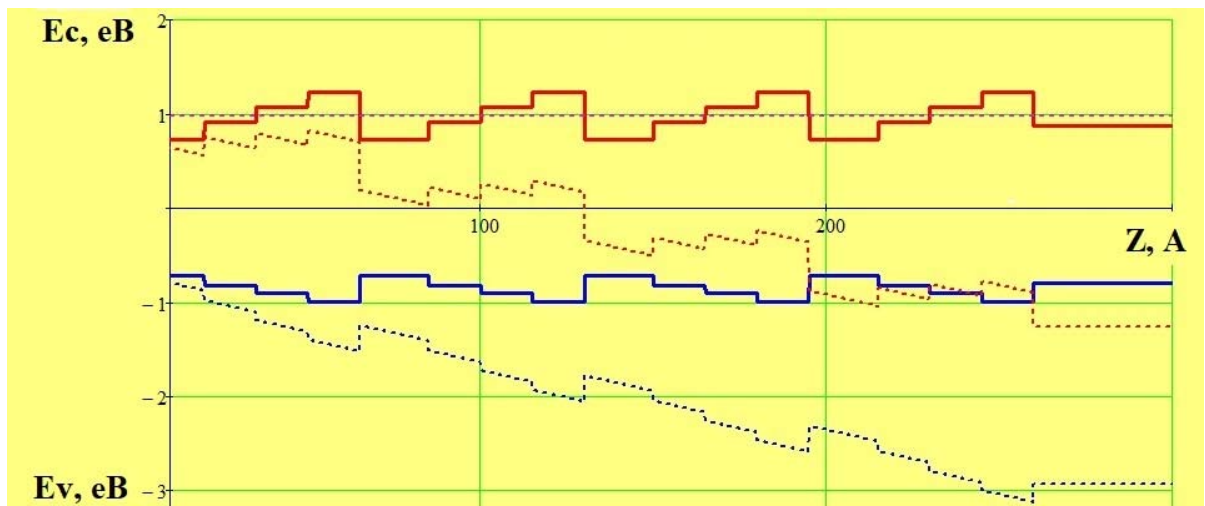


Рисунок 2.12 – Енергетична діаграма структури під впливом зовнішнього поля

На рисунку 2.13 показаний відповідний ненульовому зовнішньому зміщенню перерозподіл координатної залежності реальної та уявної частини хвильової функції, і квадрата її модуля. Збільшення (в порівнянні зі стаціонарним станом, рисунок 2.11) амплітуди реальної частини хвильової функції і зменшення уявної її частини, свідчить про збільшення втрат на омічний (активний) опір структури, для обраної середньої енергії носіїв.

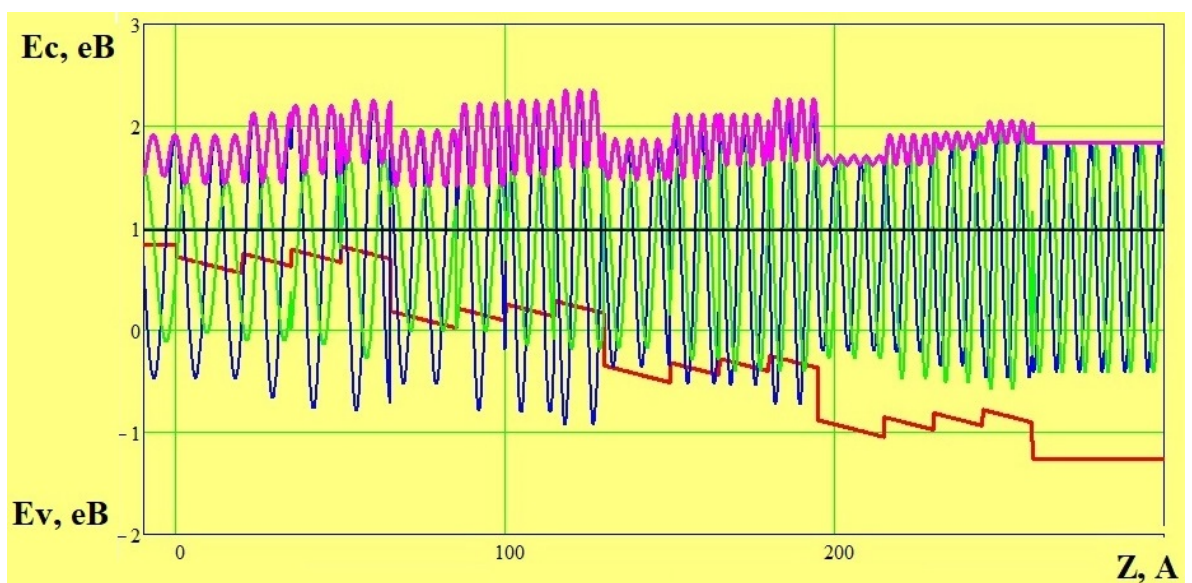


Рисунок 2.13 – Вид хвильової функції реальної частини, уявної частини і квадрата модуля під дією зовнішнього поля

Порівняння даних з рисунків 2.11 та 2.13 дозволяють зробити декілька проміжних висновків:

- на відміну від хвильової функції, показаної на рисунку 2.11, де фаза функції незмінюється по всій довжині структури, фаза хвильової функції, що знаходиться під впливом зовнішнього поля дедалі зменшується від періоду до періоду структури;

- амплітуди хвильової функції у стаціонарному стані повторюються від періоду до періоду наноструктури, у той час коли у структурі, яка знаходиться під впливом зовнішнього поля, амплітуда хвильової функції зменшується від періоду до періоду, наближаючись асимптотично до певного сталого положення.

Така поведінка хвильової функції під впливом зовнішнього збурення пояснюється тим, що з віддаленням від обумовленого початку координат («лівої» межі наноструктури) напруженість зовнішнього поля зростає, енергія потенційних бар'єрів зменшується і з нею зменшується вірогідність відбиття функції від кожної наступної межі між шарами наноструктури.

Про істотній зміні прозорості структури свідчать також і діаграми коефіцієнтів відбиття і прозорості розраховані для стаціонарного стану (рисунок 2.14) і аналогічні діаграми коефіцієнтів відбиття і прозорості, розраховані для випадку, впливу зовнішнього зміщення (рисунок 2.15).

Діаграми коефіцієнтів відбиття і прозорості є комплементарними і в стаціонарному стані в сумі не перевищують одиниці. Максимуми на діаграмі коефіцієнта відбиття, і відповідно, мінімуми на діаграмі коефіцієнта прозорості відповідають досить широким областям енергій частинок для яких тунлювання заборонено при заданій конфігурації енергетичної діаграми надгратки.

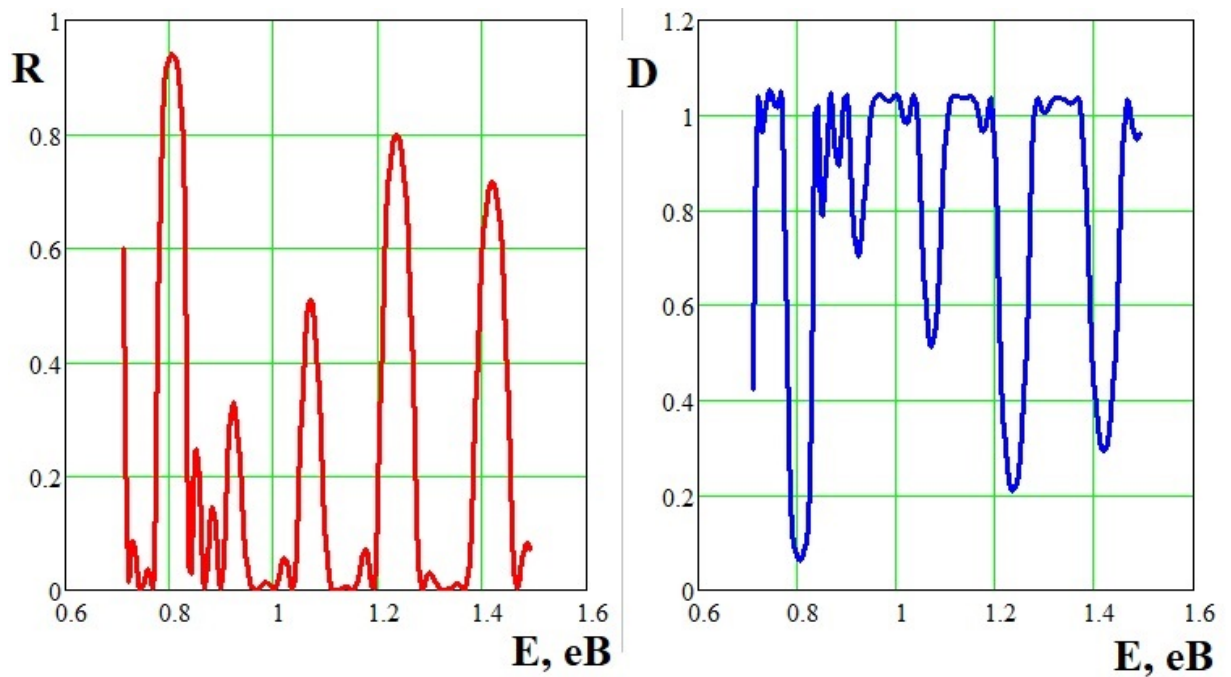


Рисунок 2.14 – Коефіцієнт відбиття і прозорості в стаціонарному стані

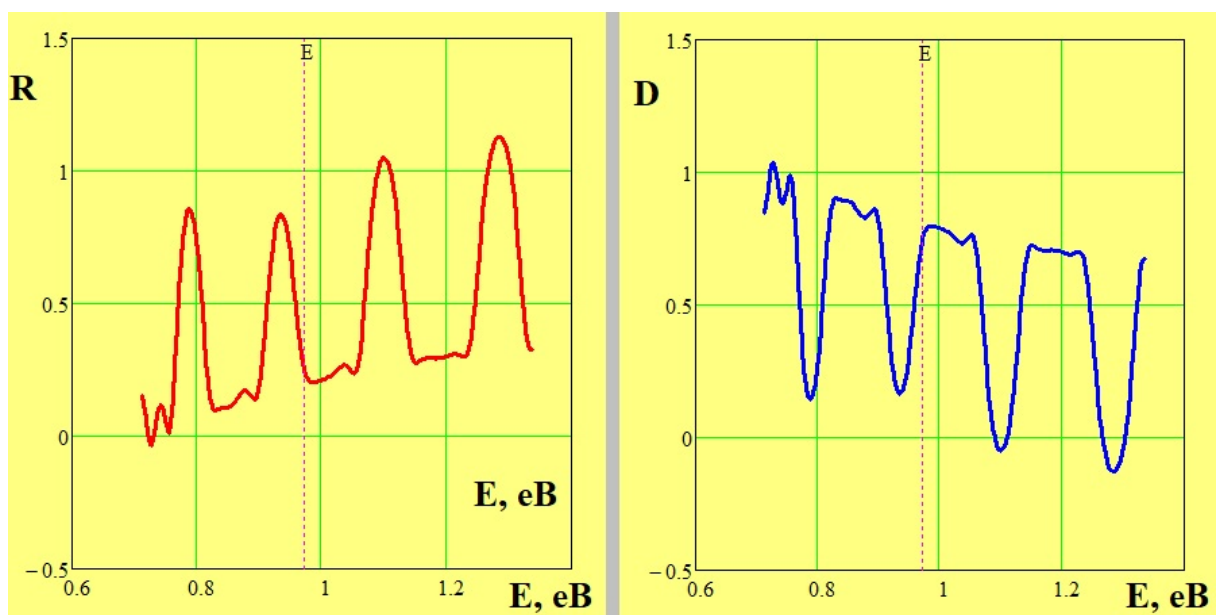


Рисунок 2.15 – Коефіцієнт відбиття і прозорості збуреному стані

Відповідно для режиму сонячної батареї в залежності від розв'язуваної конкретним фотоприймачем завдань, можна домогтися або щодо високого

струму, що протікає в навантаження завдяки високій прозорості структури, або майже повністю придушити його при високій відбивній здатності структури для певних енергій частинок. Таким чином з'являється додаткова можливість селекції випромінювання, що приймається по енергії падаючих квантів.

Вплив зовнішнього зміщення на коефіцієнти відбиття і прозорості показані на рисунку 2.15, виражається в збільшенні коефіцієнта відбиття (зменшенні коефіцієнта прозорості) для частинок з малою енергією. Для частинок з великою енергією прозорість структури немонотонно зростає, що має забезпечити відносно легке формування лавини і збільшення струму через прилад. На всьому проміжку зміни потенційної енергії структури зі збільшенням поля зміщення все більш виразно проявляються вузькі пікоподібні ділянки прозорості, що з одного боку свідчить про зміну спектра прозорості структури, з іншого про збільшення енергії носіїв, під дією зовнішнього поля.

Отже, за результатами розрахунків прозорості надграток в активній області лавинних фотодіодів можна стверджувати наступне.

В надгратці зі складною періодичною структурою енергетичної діаграми може бути досить прозора навіть без зовнішнього зміщення і використовуватися в режимі сонячної батареї.

Наявність вузьких піків в спектрі коефіцієнта прозорості свідчить про можливість частотної селекції прийнятого випромінювання і підсилення певних світлових потоків.

Зовнішній зсув призводить до істотної зміни прозорості структури таким чином, що носії з високою енергією породжувані лавиною отримують переважні умови поширення по структурі, а значить і збільшення струму, що протікає.

Наявність бар'єрної структури у валентній зоні для важких і легких дірок призводить до їх часткового перевідбиття, за наявності зовнішнього зсуву. Це повинно, очікувано, зменшити шумовий струм приладу.

ВИСНОВКИ

Метою даної дипломної роботи є дослідження впливу інженерних параметрів активної області лавинного фотодіода на прозорість структури в цілому. В якості основного методу було обрано рішення рівняння Шредінгера для частинок і квазічастинок, що знаходяться у періодичній чотирьохсекційній наноструктурі. За результатами математичного моделювання можна стверджувати:

- на відміну від хвильової функції, у стаціонарному стані, де фаза функції незмінюється по всій довжині структури, фаза хвильової функції, що знаходиться під впливом зовнішнього поля дедалі зманшується від секції до секції структури;

- амплітуди хвильової функції у стаціонарному стані повторюються від секції до секції наноструктури, у той час коли у структурі, яка знаходиться під впливом зовнішнього поля, амплітуда хвильової функції зменшується від секції до секції, наближаючись асимптотично до певного сталого положення.

Така поведінка хвильової функції під впливом зовнішнього збурення пояснюється тим, що з віддаленням від обумовленого початку координат («лівої» межі наноструктури) напруженість зовнішнього поля зростає, енергія потенційних бар'єрів зменшується і з нею зменшується вірогідність відбиття функції від кожної наступної межі між шарами наноструктури.

Вплив зовнішнього зміщення на коефіцієнти відбиття і прозорості, виражається в збільшенні коефіцієнта відбиття (зменшенні коефіцієнта прозорості) для частинок з малою енергією. Для частинок з великою енергією прозорість структури немонотонно зростає, що має забезпечити відносно легке формування лавини і збільшення струму через прилад.

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Гельвич, Э.А., Голант Е.И., Пашковский А.Б., Сазонов В.С. Физика и техника полупроводников – Письма ЖТФ, 26 (13), 11 (2000).
2. Шалимова, К.В. Физика полупроводников. Москва, "Энергия", 1976. 560 с.
3. Шишкина, Г.Г. Электронные приборы. Москва. "Энергоатомиздат". 1989. 360 с.
4. Алферов, Ж.И., Иванов С.В., Копьев П.С., Леденцов Н.Н., Лученко М.Э., Мельцер Ю.Я., Неменов М.И., Устинов В.М., Шапошников С.В. Физика полупроводников. ФТП, 24, 152 (1990).
5. Самохвалов, М.К., Конструкции и технология тонкопленочных электролюминесцентных индикаторов. Ульяновск, УлГТУ, 1997. – 56 с.
6. Машкевич, В.С., Кинетическая теория лазеров. Москва. Наука, 1971. 472 с.
7. Машкевич, В.С., Основы кинетики излучения лазеров / В.С. Машкевич – Київ: Наук. Думка, 1966. 235 с.
8. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов. Т.2. Москва. Мир 1984. 370 с.
9. Бурштейн, Э., Лундквист С. Туннельные явления в твердых телах – Москва. Мир 1973 42 с. (статья Л.Эсаки).
10. Сивухин, Д.В., Курс общей физики. Москва. Наука, т.5, ч.1 1988. 670 с.
11. Гольдин, Л.Л., Новикова Г.И. Введение в квантовую физику. Москва. Наука 1988. 317 с.
12. Fry, P.W., Phys. Rev / I.,E. Itskevich, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, J.J Finley, J.A. Barker, E.P. O'Reilly, L.P. Wilson, I.A. Larkin, P.A. Maksym, M. Hopkinson, M. Al-Khafaji, J.R.P. David, A.G. Gillis, G. Hill, J.C. Clark – Lett., 84, 733 (2000).

13. Сурис, Р.А. Материалы седьмой зимней школы по физике полупроводников. Журн. вычисл. математики и мат. физики. Ленинград. 1975 245 с.
14. Максимов, М.В., Шерняков Ю.М., Зайцев С.В., Гордеев Н.Ю., Егоров А.Ю. ФТП. 1997. Т. 31. 670 с.
15. Соболев, М.М., Кочнев И.В., Лантратов В.М., Леденцов Н.Н. Физика. ФТП. 2001. Т. 35, 1228 с.
16. Sobolev, M.M., Lantratov V.M., Physica. Condens. Matter. 2002. 308-310с.
17. Херман, М. Полупроводниковые сверхрешетки. Москва: Мир, 1989. – 238 с.
18. Пащенко, А.Г. Влияние генерации и рекомбинации экситонов на статические характеристики инжекционных лазеров Харків. Радиотехника. 1998. 105 с.
19. Пихтин А.Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники Москва. Высш. шк., 1983. 304 с.
20. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. Физические основы электронной техники. Москва. Высш. шк., 1986. 374 с.
21. Бондаренко, М.Ф. Биков М.М., Дзюбенко М.І., Пащенко О.Г., Пащенко Ж.Ф., Прилади та пристрої квантової електроніки. Харків 2002. – 388 с.
22. Мартинес-Дуарт, Дж.М., Мартин-Палма Р.Дж., Агулло-Руеда Ф.К. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники. Москва. Техносфера, 2007. – 368 с.