

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)

ПОГЛИНАННЯ ОПТИЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НАДГРАТКАМИ

(тема)

Виконав:

студент 2 курсу, групи МНПм – 18 – 1
Кінаш С.Г.

(прізвище, ініціали)

Спеціальність 153 «Мікро- та наносистемна
техніка»

Тип програми освітньо-професійна

Освітня програма «Мікро - та наноелектронні
прилади і пристрої»

Керівник доц. Пащенко О.Г.

(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 Кінаш Світлані Геннадіївні

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи *Поглинання оптичного випромінювання надгратками*

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

2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 20 р.

3. Вихідні дані до роботи

- тришарова наноструктура фотоприймача на основі GaAs/AlGaAs;
- межі вмісту алюмінію у матеріалах бар'єрів 0,4 – 0,75;
- межі зміни ширини квантових ям 25 – 40 А;

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі

- фізичні механізми поглинання оптичного випромінювання напівпровідниками;
- особливості поглинання світла структурами з пониженою розмірністю;
- дослідження енергетичного спектру багатошарової надгратки фотоприймача;
- дослідження залежності спектру коефіцієнту поглинання багатошарової наноструктури від структурних параметрів.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (слайдів) презентація PowerPoint 13 слайдів _____

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Отримання завдання на атестаційну роботу	4.11.2019	
2	Огляд інформаційних джерел за темою роботи	5.11 – 15.11	
3	Вибір та обґрунтування методу дослідження	16.11 – 30.11	
4	Складання і опрацювання математичної моделі досліджуваних процесів	01.12 – 05.12	
5	Опрацювання результатів дослідження та оформлення пояснювальної записки	06.12 – 13.12	
6	Подання роботи на кафедру	16.12.2019	

Дата видачі завдання _____ 20__ р.

Студент _____ Кінаш С.Г.
(підпис)

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

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка містить: 51 с., 14 рис., 37 джерел, 2 додатки.

КВАНТОВА ЯМА, КВАНТОВА ТОЧКА, НАНОСТРУКТУРА,
ГЕТЕРОПЕРЕХІД, ПОТЕНЦІЙНИЙ БАР'ЄР, КВАНТОВЕ ОБМЕЖЕННЯ.

Об'єкт дослідження – багатошарова наноструктура фотоприймача у вигляді три шарової надгратки на основі гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As.

Мета роботи – дослідження впливу інженерних параметрів активної області фотоприймача на спектр коефіцієнту поглинання наноструктури.

Метод дослідження – модулювання за допомогою стаціонарного лінійного рівняння Шредінгера. Математичне моделювання проводилось в середовищі математичного пакету Mathcad.

Проведено дослідження коефіцієнту поглинання багатошарової наноструктури в залежності від структурних параметрів використаної квантової розмірної структури.

ABSTRACT

The explanatory note contains: 51 pages, 14 figures, 37 sources, 2 additions.

QUANTUM PIT, QUANTUM POINT, NANOSTRUCTURE,
HETEROPERIC, POTENTIAL BARRIER, QUANTUM LIMIT.

The object of study is the repeated use of nanostructured photographs in three-layer superstructures on the GaAs / Al_xGa_{1-x}As heterostructure.

Metal works - studies of other data producers operating in other fields, photodetectors on the spectrum of nanostructure absorption coefficients.

The research method is modulation for the use of a stationary Schrödinger linear level. Mathematical modeling was performed from the surrounding Mathcad mathematical package.

The absorption coefficient of the multilayer nanostructure in the segments from these parameters using the quantum resorption structure is investigated.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ.....	7
ВСТУП.....	8
1 ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА СТРУКТУРАМИ З КВАНТОВИМИ ТОЧКАМИ.....	10
2 НАПІВПРОВІДНИКОВІ ФОТОПРИЙМАЧІ.....	15
2.1 Фотоприймачі випромінювання на основі рп-переходу	15
2.2 Методи побудови вибіркового фотоприймачів.....	18
3 КАСКАДНИЙ ФОТОПРИЙМАЧ ІНФРАЧЕРВОНОГО ДІАПАЗОНУ	25
3.1 Оптичні властивості квантових ям.....	25
3.2 Визначення коефіцієнта поглинання світла в квантово-розмірній структурі	40
3.3 Результати дослідження.....	42
ВИСНОВКИ	48
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	49
ДОДАТОК А	52
ДОДАТОК Б	53

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

ВЗ – валентна зона

ЗЗ – заборонена зона;

ЗП – зона провідності;

ЗТН – зонна теорія напівпровідників;

ВСТУП

Швидкі темпи розвитку досліджень і розробок в області наносвіту і пов'язаний з цим все зростаючий потік нових наукових і технологічних знань вимагають корегування і уточнення відповідного понятійного апарату, який на сьогоднішній день знаходиться в стадії становлення. Слід зауважити, що досить часто терміни наносвіту даються різними авторами в різних трактуваннях і викликають неоднозначне сприйняття, що пояснюється наявністю двох підходів до їх розгляду. Відповідно до першого підходу об'єкти наносвіту розглядаються з урахуванням лише їх нанорозмірних параметрів, для яких встановлюються умовні кордони можливих змін. Відповідно до другого підходу об'єкти наносвіту характеризуються особливими властивостями, які проявляються в силу притаманних їм нанорозмірів [1].

Приставка «нано» в термінах наносвіту означає зміну масштабу в 10^9 (Мільярд) раз: $1 \text{ нм (1 нанометр)} = 10^{-9} \text{ м}$, що становить одну мільйонну міліметра.

Прийнято вважати, що до об'єктів наносвіту відносяться такі об'єкти, характерні розміри яких лежать в межах від 1 до 100 нм [1].

Фізика квантових низькорозмірних структур і пов'язана з нею електронна техніка переживають в даний час період інтенсивного розвитку. Квантово-розмірні гетероструктури (ВРХ) стали за останні роки одним з основних об'єктів досліджень і розробок у фізиці, техніці та технології напівпровідників. Так називають структури, активні області яких, т. Е. Области, в яких розігруються основні електронні процеси, мають характерні розміри порядку де-бройлевской довжини хвилі електронів, що призводить до квантування їх енергії. Ці структури класифікують по розмірності електронного газу в активних областях на гетероструктури з двовимірним (2D) газом або гетероструктури з квантовими ямами, одновимірним (1D) газом або гетероструктури з квантовими нитками та нульмерним (0D) газом або гетероструктури з квантовими точками. Друга назва

підкреслює основну особливість таких структур, з якою пов'язані їх основні властивості і технічні застосування, - це наявність квантування електронного газу, обумовленого просторовим обмеженням руху електронів в одному, двох або всіх трьох напрямках [2].

Метою даної атестаційної роботи є дослідження впливу інженерних параметрів активної області фотоприймача на спектр коефіцієнту поглинання наноструктури.

1 ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА СТРУКТУРАМИ З КВАНТОВИМИ ТОЧКАМИ

Почнемо зі спектроскопії поглинання світла, за допомогою якої був виявлений ефект розмірного квантування в напівпровідникових нанокристалах. Припустимо, що зразок являє собою квантові точки з напівпровідника з кубічної симетрією, впроваджені в діелектричну матрицю, наприклад, скло. Тоді нанокристали в цій матриці мають майже сферичну форму, і для опису їх електронної підсистеми можна скористатися моделлю квантової точки з нескінченно високими потенційними бар'єрами для електронів, дірок і екситонів. Нехай на зразок падає електромагнітна хвиля, енергія фотонів якої $\hbar\omega$ потрапляє в область міжзонних переходів в нанокристалах (рисунок 1.1), а її інтенсивність (I) не надто висока.

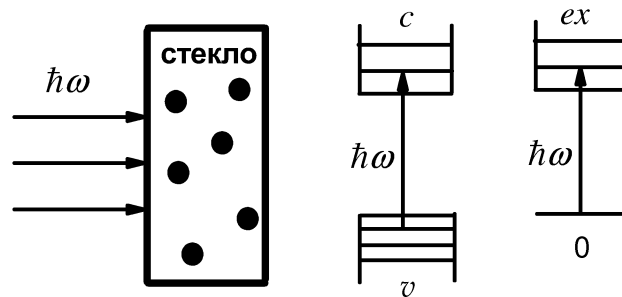


Рисунок 1.1 — Міжзонні електронні переходи в квантовій точці в режимі великого і малого обмеження

Однофотонні міжзонні переходи будуть приводити до поглинання світла квантовими точками. Для опису цього процесу можна застосувати найпростішу двозонну модель напівпровідника. Як відомо з курсу квантової механіки, ймовірність переходу в одиницю часу між початковим V_0 і кінцевим V_1 станами

дискретного спектра електронної підсистеми з поглинанням фотона $\hbar\omega$ в першому порядку теорії збурень визначається наступним виразом:

$$W^{(1)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{v_1, v_0} |V_{v_1, v_0}|^2 \delta(E_{v_1} - E_{v_0} - \hbar\omega), \quad (1.1)$$

де V_{v_1, v_0} – матричний елемент електрон-фотонного взаємодії, обчислений з використанням повних хвильових функцій. Якщо напівпровідникова квантова точка знаходиться в режимі сильного конфайнмента, то отримаємо

$$W^{(1)} = \frac{16\pi^2 e^2 P^2 I}{3\hbar c \omega^2 \varepsilon^{1/2}(\omega)} \sum_{n, l} (2l+1) \delta\left(\frac{\hbar^2 \xi_{nl}^2}{2\mu R^2} + E_g - \hbar\omega\right), \quad (1.2)$$

де $\varepsilon(\omega)$ – діелектрична проникність матеріалу квантової точки на частоті світла,

μ — зведена маса електрона і дірки. У режимі малого обмеження швидкість генерації екситонів в нанокристалів дорівнює

$$W_w^{(1)} = \frac{16e^2 P^2 I}{3\hbar^3 c \omega^2 \varepsilon^{1/2}(\omega)} \left(\frac{2R}{R_{ex}}\right)^3 \sum_{n, n'} \frac{1}{n^2 n'^3} \delta\left(\frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2MR^2} + E_{n'}^{ex} - \hbar\omega\right), \quad (1.3)$$

де

$$E_{n'}^{ex} = E_g - \frac{\mu e^4}{2\varepsilon_0^2 \hbar^2 n'^2} \quad (1.4)$$

E — енергії рівнів нерухомого об'ємного екситона;

M – маса екситона.

Кожен член в сумах 1.2 і 1.3 описує окремий однофотонний перехід. Строго кажучи, оптичні переходи мають кінцевої спектральної шириною γ , яка визначається часом життя електрона, дірок і екситонів. Тому закон збереження енергії при оптичних переходах, що виражається δ -функціями в 1.2 і 1.3, виконується лише з точністю до величини порядку $\hbar\gamma$. Щоб врахувати цю обставину, необхідно замінити δ -функції відповідними лоренціанами

$$\delta(x_v) \rightarrow L(x_v) = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar\gamma_v}{x_v^2 + \hbar^2\gamma_v^2} \quad (1.5)$$

Знаючи ймовірність однофотонного переходу в одиницю часу, легко отримати коефіцієнт поглинання світла K ансамблем ідентичних квантових точок з об'ємною концентрацією N . Для цього (1.2) і (1.3) потрібно помножити на енергію фотона, що поглинається і N , а також на I . В результаті отримуємо

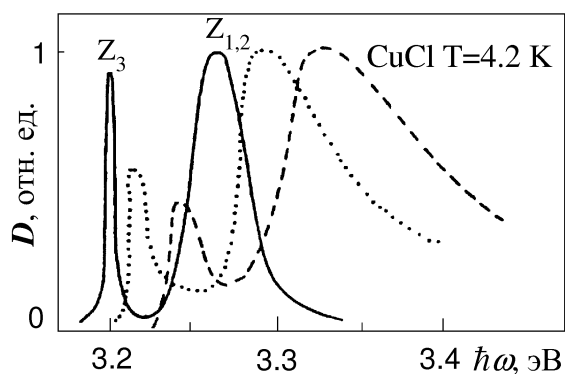
$$\widehat{K}_s^{(1)} = \frac{16\pi^2 e^2 P^2 N}{3\hbar^2 c \omega \varepsilon^{1/2}(\omega)} \sum_{n,l} (2l+1) L\left(\frac{\hbar^2 \xi_{nl}^2}{2\mu R^2} + E_g - \hbar\omega\right), \quad (1.6)$$

$$\widehat{K}_w^{(1)} = \frac{16e^2 P^2 N}{3\hbar^2 c \omega \varepsilon^{1/2}(\omega)} \left(\frac{2R}{R_{ex}}\right)^3 \sum_{n,n'} \frac{1}{n^2 n'^3} L\left(\frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2MR^2} + E_{n'}^{ex} - \hbar\omega\right), \quad (1.7)$$

З (1.6) і (1.7) випливає, що спектр (залежність K від частоти світла) однофотонного міжзонного поглинання ансамблем ідентичних квантових точок являє собою набір ліній з напівшириною на висоті, рівній $\hbar\gamma_{nl}$ для (1.6) і $\hbar\gamma_{n'n'}$ для (1.7). Кожна лінія в наборі відповідає однофотонна переходу, дозволених правилами відбору. Отже, при однофотонному поглинанні квантовими точками в режимі сильного конфайнмента народжуються електрон і дірка з однаковими квантовими числами. При поглинанні світла квантовими точками в режимі слабкого конфайнмента виникають екситон з нульовим кутовим моментом. Низькоенергетичний край поглинання квантових точок зрушать убік високих енергій по відношенню до краю поглинання в об'ємних матеріалах на величину $\hbar^2 \pi^2 / 2\mu R^2$ для режиму сильного конфайнмента і на величину $\hbar^2 \pi^2 / 2MR^2$ для режиму слабкого конфайнмента. З (1.6) випливає, що при інших рівних умовах амплітуда ліній в спектрі поглинання квантовими точками в режимі сильного конфайнмента зростає зі збільшенням кутового моменту електронів і дірок на $2l+1$. У разі квантових точок в режимі слабкого конфайнмента (1.7) спектр поглинання формується головним чином самим низькоенергетичним переходом

$n=1, n'=1$, Оскільки амплітуди ліній, відповідних високоенергетичним переходах, зменшуються з ростом екситонних квантових чисел як $n^{-2}n'^{-3}$. Крім того, з (1.7) випливає, що амплітуда спектра поглинання екситонами пропорційна обсягу квантової точки R^3 [3].

Перш за все, слід зазначити, що пряме вимірювання спектра поглинання одиночною квантовою точкою неможливо через її малий розмір. Отже, необхідно використовувати зразки, що містять велику кількість квантових точок. Так як існуючі в даний час технології не дозволяють виготовити абсолютно ідентичні нанокристали, то в зразку будуть присутні квантові точки з різними розмірами. Залежно від технології виготовлення розподіл нанокристалів за розмірами може мати різний вигляд, що описується наприклад, функціями Гаусса або Ліфшиця. Ці розподіли характеризуються середнім розміром квантових точок R_0 , який може бути визначений методом малокутового рентгенівського розсіювання. На рисунку 1.2 наведені спектри однофотонного поглинання нанокристалів в скляній матриці, виготовлених з кубічного напівпровідника CuCl.



$$R_0 = 3,1 \text{ (1)}, R_0 = 2,9 \text{ (2)} \text{ і } R_0 = 2,0 \text{ нм (3)}$$

Рисунок 1.2 — Спектри однофотонного поглинання нанокристалів CuCl з різними середніми радіусами

Виміри проводилися при температурі $T = 4,2$ К для зразків, що містять ансамблі квантових точок із середніми радіусами 3,1; 2,9 і 2,0 нм. Оскільки борівський радіус екситона R_{ex} в CuCl дорівнює 0,7 нм, то можна вважати, що нанокристали у всіх трьох зразках знаходяться в режимі слабого конфайнмента. Крім того, верхня валентна зона і зона провідності в CuCl - прості (виродилися тільки по спину) і, отже, для опису спектрів поглинання можна було б, в принципі, використовувати вираз. Однак з рис. 1.2. видно, що спостерігаються в спектрах лінії вкрай широкі і асиметричні. Ця обставина пояснюється тим, що ансамблі квантових точок в зразках характеризуються широким несиметричним розподілом за розмірами. Дійсно, нанокристали різних розмірів мають різні енергіями однофотонних переходів

$$\hbar\omega = \frac{\hbar^2\pi^2n^2}{2MR^2} + E_{n'}^{ex} \quad (1.8)$$

При зміні частоти ω світло буде поглинатися тими квантовими точками, для яких задовольняється рівняння (1.8), і повний спектр поглинання представляє собою суперпозицію ліній (1.7) від нанокристалів різних розмірів. Звідси випливає, що форма експериментально спостережуваних ліній якісно відтворює розмірний розподіл квантових точок, а ширина ліній визначається шириною цього розподілу. Цей ефект, званий неоднорідним розширенням оптичних спектрів (переходів), має місце в режимі слабого і сильного конфайнмента. Його можна врахувати при теоретичному описі коефіцієнтів поглинання, якщо провести усереднення виразів (1.6) і (1.7) з відповідною функцією розподілу квантових точок за розмірами $f(R)$:

$$K_s^{(1)} = \int dR f(R) \hat{K}_s^{(1)}, \quad K_w^{(1)} = \int dR f(R) \hat{K}_w^{(1)} \quad (1.9)$$

Таким чином, спектральне положення максимумів ліній поглинання відповідає однофотонна переходам в нанокристалах з радіусами, близькими до R_0 , і може бути використано для експериментального визначення середнього радіусу квантових точок [3]

2 НАПІВПРОВІДНИКОВІ ФОТОПРИЙМАЧІ

2.1 Фотоприймачі випромінювання на основі рп-переходу

Напівпровідникові фотоприймачі випромінювання на основі рп-переходу знаходять широке застосування в багатьох областях науки і техніки [7]. Одним з напрямків розвитку в області фотоелектронних приладів є дослідження, розробка і застосування приймачів оптичного випромінювання з рп-переходами. По даній тематиці в даний час існує дуже великий обсяг різних публікацій. Наприклад, фізики процесів, що відбуваються в подібних фотоприймачах, опису характеристик, прикладів використання їх в конкретних схемах присвячені роботи [7 - 13].

Як відомо [7, 14], принцип дії фотодіода заснований на використанні назад зміщеного переходу [15], коли струм діода визначається тільки не основними носіями, концентрація яких в напівпровіднику при відсутності випромінювання невелика, а викликаний ними струм називається темновим струмом діода. Під дією зовнішнього оптичного впливу в приладі виникають додаткові електронно-діркові пари, які створюють фотострум. Фотодіоди можуть бути виготовлені на основі гомоперехода, гетероперехода або контакту металу з напівпровідником (бар'єр Шоттки) [14]. Частотні властивості фотодіодів визначаються часом життя неосновних носіїв, яке менше часу життя основних носіїв в звичайних фоторезисторах, тому швидкодія фотодіодів набагато вище. Постійна часу фотодіода визначається, в основному, часом прольоту носіїв від місця їх генерації під впливом освітлення до рп-переходу, де відбувається їх рекомбінація [14]. Час прольоту залежить від структури фотодіода і механізму перенесення неосновних носіїв, що утворюють фотострум. Визначальним фактором при цьому є товщина самого переходу і товщина базової області, де відбувається фотогенерація [16]. Для зменшення постійної часу і одночасного підвищення чутливості слід зменшувати товщину бази, щоб генеруються носії

швидше досягали рп-переходу, і збільшувати товщину переходу для того, щоб якомога більша частина випромінювання поглиналася в збідненому шарі. Причому розширювати перехід можна подачею на фотодіод високої зворотної напруги, а базу робити оптично прозорою для поглинання випромінювання в рп переході.

У рп-фотодиодах між областями р і n типу знаходиться досить протяжний шар власного напівпровідника, що володіє високим питомим опором у порівнянні з сусідніми областями, це призводить до того, що електричне поле практично повністю зосереджено в цьому шарі і забезпечує швидкий дрейф носіїв, утворених, зважаючи тонкої (прозорою) бази, прямо в збідненому шарі [17,18]. За рахунок цього частотна характеристика таких приладів при відповідній площі переходу може доходити до частот близько 20 ГГц.

У приладах з бар'єром Шоттки використовується контакт металу і напівпровідника як n, так і р типу провідності. Шар металу при цьому робиться напівпрозорим і під дією освітленості носії генеруються в безпосередній близькості до потенційного бар'єра, де відбувається їх поділ, що приводить до появи фотоструму. Фотодіоди з бар'єром Шоттки є перспективними приладами, які знаходять широке застосування в пристроях, що вимагають високої швидкодії (до декількох гігагерц).

При великій зворотній напрузі відбувається прискорення не основних носіїв електричним полем і при їх зіткненні з атомами кристалічної решітки відбувається іонізація атомів і утворення додаткових електронно-доручених пар, які також розганяються і беруть участь в нових актах іонізації, тобто відбувається лавинне множення носіїв. Цей принцип закладено в основу роботи чергового класу фотоприймачів - лавинних фотодіодів.

Таким чином, на відміну від звичайних фотодіодів з рп-переходом, лавинним фотодіодів властивий механізм внутрішнього посилення. При однаковій падаючій потужності фотосигнал лавинного фотодіода перевищує фотосигнал звичайного фотодіода тих же розмірів, виготовленого з того ж самого напівпровідникового матеріалу.

Лавинні фотодіоди називають напівпровідниковими аналогами фотоелектронних помножувачів, але при цьому відзначається краще ставлення сигналу шуму. Коефіцієнт множення темного і світлового струму залежить від прикладання до діода зворотної напруги і може досягати в ряді приладів значень порядку десятків, а то і сотень тисяч одиниць. У лавинних фотодиодах можуть бути використані як звичайний pn-перехід, так і pin-перехід і бар'єр Шоттки. При цьому, на відміну від звичайних фотодіодів, де використовується база в основному р типу (в зв'язку з більшою рухливістю електронів - не основних носіїв), в лавинних фотодиодах визначальним стає значення коефіцієнта ударної іонізації, який має велику величину для дірок, що змушує робити область бази n типу. Причому для створення досконалих малошумливих лавинних фотодіодів, використовуваних в сучасних оптичних системах зв'язку, необхідно використовувати матеріали з коефіцієнтами ударної іонізації, що значно відрізняються, для електронів і дірок [19]. При відповідному підборі матеріалів, а також конструкції лавинних фотодіодів, вони можуть використовуватися аж до частот 10 ГГц і більше.

Основним призначенням фотоприймачів в оптичних системах зв'язку є прийом слабких оптичних сигналів. Мінімальний рівень сигналу повністю визначається рівнем шуму системи. При конструюванні фотодіода основним завданням є зниження шумових характеристик.

Основною метою при проектуванні лавинних фотодіодів є зменшення складової темного струму, який повинен бути на порядок менше фотоструму. При цьому повинні забезпечувати високу швидкодію і квантову ефективність, близьку до 100%.

Необхідно відзначити існування таких специфічних приладів, як фотодіоди з НВЧ зміщенням, які застосовуються в пристроях з великою інформаційною ємністю [14,20]. У них сигнал формується при взаємодії вільних носіїв, що утворилися під час падіння інформаційного потоку випромінювання, в напівпровіднику з полем НВЧ хвилі. При взаємодії спектр модуляції

інформаційного потоку випромінювання переноситься в НВЧ область на комбінаційних частотах модуляції потоку і НВЧ хвилі.

2.2 Методи побудови вибіркового фотоприймачів

Принцип дії виборчих фотоприймачів. Внутрішнім фотоефектом називають процес взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною, в результаті якого енергія квантів випромінювання передається електронам речовини, що вимірює в ньому свій енергетичний стан.

Так як майже у всіх випадках в якості фоточутливого матеріалу приймача оптичного випромінювання (ПВІ) використовують напівпровідник, розглянемо внутрішній фотоефект в ньому з точки зору зонної теорії (ЗТ) з позицій квантової механіки.

Згідно ЗТ, енергія електрона в напівпровіднику може змінюватися в деяких інтервалах майже безперервно, але одночасно існують інтервали значень енергії, які електрон може подолати тільки стрибком. Таким чином, вводиться уявлення про дозволені і заборонені зони енергії електронів в напівпровіднику, наочно подаються енергетичними схемами, причому кордони різних зон позначають горизонтальними лініями.

Тут E_c – мінімальна енергія, яку може мати вільний електрон. Можливі значення енергії вільних електронів утворюють дозволена зону, яку називають вільною або зоною провідності (ЗП). Величина E_v є максимальною енергією електронів в повністю завершеному зв'язку. Нижче E_v лежить спектр енергій всіх пов'язаних валентних електронів, і цю дозволена зону називають валентною зоною (ВЗ).

Для того щоб перевести електрон з зв'язаного стану у вільний у чистий, тобто власний, напівпровідник падаючий квант повинен повідомити йому енергію більше, ніж $E_g = E_c - E_v$, де E_g – ширина забороненої зони напівпровідника, обумовлена природою його хімічних зв'язків і температурою.

При температурі 295 К для CdS $E_g = 0,63$ еВ; для Si $E_g = 1,12$ еВ; для Ge $E_g = 0,67$ еВ; при температурі 77 К для InSb $E_g = 0,23$ еВ.

Розрив парноелектронного зв'язку в енергетичній діаграмі для власного напівпровідника рівнозначний перекладу електрона з ВЗ в ЗП, в результаті чого з'являються вільні дірки в ВЗ, тобто виникає електронно-діркова власна фотопровідність - властивість речовини змінювати свою електропровідність під дією оптичного випромінювання. При введенні в власний напівпровідник домішок в забороненій зоні напівпровідника з'являються додаткові дозволені рівні (рис. 2.1, а). Домішок, що віддає електрони в заборонену зону під дією падаючих квантів випромінювання, називають донорної, а напівпровідник - електронним, або, n-типу, в ньому основну роль в домішковій фотопровідності грають електрони. Домішок, що захоплює електрони з валентної зони під дією падаючих квантів випромінювання, називають акцепторним, а напівпровідник - дірковим, або p-типу,

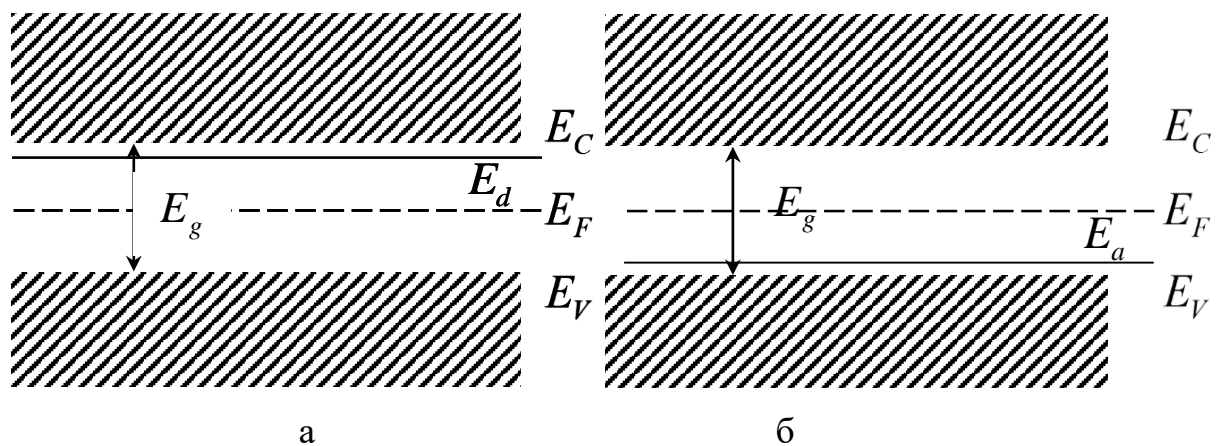


Рисунок 2.1 — Зонна діаграма домішкових напівпровідників: а - донорного, б - акцепторного

Власна фотопровідність може виникнути у власного напівпровідника, якщо падаючий квант передає електрону в валентній зоні достатню енергію для подолання забороненої зони

$$h\nu = hc / \lambda \geq \Delta E_g, \quad (2.1)$$

звідки довгохвильовий кордон спектральної чутливості фотоприймача

$$\lambda'' = hc / \Delta E_g = 1,242 / \Delta E_g, \quad (2.2)$$

де λ'' – гранична довжина хвилі (в мкм) монохроматичного випромінювання, при якому виникає внутрішній фотоефект при ΔE_g в еВ;

h – постійна Планка;

c – швидкість поширення електромагнітних коливань.

Фотодіоди. Фотодіодами називають напівпровідникові прилади, засновані на внутрішньому фотоефекті, що використовують односторонню провідність рп-переходу, при висвітленні якого з'являється ЕРС (фотогальванічний режим) або при наявності живлення змінюється зворотний струм (фотодіодний режим).

Фотодіоди виготовляють на основі гомопереходу (рп-перехід, утворений на кордоні двох областей однакового матеріалу з домішками протилежного типу), гетероперехода (рп-перехід, утворений на кордоні двох областей різного матеріалу з домішками протилежного типу), бар'єру Шотккі (контактний бар'єр, що утворюється на кордоні металу і р-напівпровідника або металу і п-напівпровідника і різних МДП-структур).

Одностороння провідність (вентильний фотоефект) виникає при освітленні однієї або обох областей рп-переходу. При роботі фотодіода в фотогальванічному режимі в освітленій п-області утворюються нові носії заряду - електрони і дірки. Вони дифундують до рп-переходу, де неосновні носії - дірки - переходять в р-область (зворотний струм неосновних носіїв), а електрони, для яких дифузійне поле рп-переходу буде замикаючим, залишаються в п-області.

При постійному освітленні в р-області накопичуються дірки, а в п-області - електрони. Це призводить до появи фото-ЕРС, поле якої спрямована проти поля дифузії в рп-переході. Фото-ЕРС, знижуючи односторонню провідність рп-переходу, збільшує прямий струм основних носіїв.

При розімкнутому зовнішньому ланцюзі і незмінному освітленні прямий струм збільшується до тих пір, поки струми основних і неосновних носіїв не

врівноважаться, при цьому між електродами рп-переходу встановлюється деяка різниця потенціалів холостого ходу $U_{хх}$, що виникає під дією освітлення.

При підключенні до контактів фотодіода навантаження і відсутності освітлення через рп-перехід і навантажувальний опір потече струм термічногенерованих неосновних носіїв I_s , званий темновим струмом. Освітлення викликає додатковий фототок неосновних носіїв

$$I_{\phi} = S_1 \cdot \Phi . \quad (2.3)$$

Загальний струм в ланцюзі фотодіода в фотогальванічних режимі

$$I = I_s \cdot \left(\exp\left(\frac{qV_R}{kT}\right) - 1 \right) - I_{\phi} , \quad (2.4)$$

де $V_R = I \cdot R_H$ - падіння напруги на навантаженні від протікає в ланцюзі струму;

q - заряд електрона;

k - постійна Больцмана;

T - абсолютна температура.

Таким чином, фотодіод в фотогальванічному режимі безпосередньо перетворює енергію світла в електричну енергію (при освітленні в 8000 лк фотоЕРС становить близько 0.1 В). У фотодіодному режимі до фотодіодів прикладається зворотна напруга, і при відсутності освітлення через рп-перехід і опір навантаження потече зворотний дірковий струм термічно генерованих неосновних носіїв I_s , званий темновим струмом. При висвітленні ж області n-області через рп-перехід і опір навантаження буде протікати додатковий дірковий фототок неосновних носіїв I_{ϕ} . Сумарний струм в ланцюзі складається з темного струму і фотоструму неосновних носіїв.

Струм основних носіїв в діодному режимі буде дуже незначним, так як прикладається зворотна напруга джерела живлення, складаючись з напругою поля дифузії рп-переходу, перешкоджає току основних носіїв.

Вираз для вольт-амперної характеристики фотодіодного режиму має вигляд:

$$I = I_S \cdot \left(\exp\left(\frac{q \cdot V_R - V}{kT}\right) - 1 \right) - I_\Phi, \quad (2.5)$$

де V - напруга зовнішнього джерела, В.

Загальні вимоги до вибірових фотоприймальних пристроїв. Існуючі на сьогоднішній день схеми побудови фотоприймачів, принцип їх роботи і параметри дозволяють сформулювати основні вимоги, що застосовуються до таких систем.

Мінімальний коефіцієнт шуму. Ця вимога є основним, тому що воно визначає чутливість (при заданому відношенні с / ш на вході) або зону дії відкритого зв'язку, або максимальної протяжності ділянки ВОЛЗ. У разі обмеження дальності, забезпечення високої чутливості дозволяє знизити потужність випромінювання оптичного передавача (яке в свою чергу визначає коефіцієнт шуму фотоприймального пристрою), а отже енергоспоживання, габарити, вагу, підвищення терміну служби і мобільність.

Широкосмуговість елементів ФП. Дозволяє працювати з перебудовою частоти МП оптичного передавача без істотної зміни характеристик фотоприймача. При цьому смуга пропускання ФП повинна бути більше мінімально необхідної величини, яка визначається діапазоном зміни ω_1 і величинами ω_n і $\Delta\omega_n$, Що знижує вплив навколишнього середовища, спрощує експлуатацію і налаштування (яке при інтегральній реалізації ФП стає практично неможливою, або реалізується системами ФАПЧ або АПЧ). Остання вимога, як показано вище, з успіхом виконується в асинхронних

фотоприймачах, які переводяться з вузькосмугового режиму в широкосмуговий шляхом подачі сигналу гетеродина.

Максимальний динамічний діапазон вхідних сигналів і мінімальний рівень гармонік проміжної частоти. Зазначена вимога визначається лінійністю амплітудної характеристики фотоперетворювача, причому відношення потужностей максимального і мінімального оптичних сигналів може досягати і навіть перевершувати 100 дБ. У цьому діапазоні необхідно мати мінімальні амплітудні спотворення, які можуть вести до втрати інформації.

Крім того, виконання цих вимог є необхідною умовою забезпечення стабільної роботи систем ФАПЧ і АПЧ місцевого гетеродина ФП. Оскільки і частота і потужність МП оптичного передавача і гетеродина ФП, рівень гармонік ω_1 і ω_2 на вході фотоперетворювача в реальних каналах зв'язку можуть істотно змінюватися, то схема електричного режиму каналу АПЧ (ФАПЧ) повинна будуватися і вибиратися так, щоб зміни амплітуди сигналу проміжної частоти на виході фотоперетворювача і рівень гармонік ω_n були незначні щодо корисного сигналу.

Перешкодостійкість. Вона визначається вибірковістю (зменшенням коефіцієнта передачі на частотах МП, сусідніх і дзеркальної) і стійкістю до впливу потужних сигналів перешкод, що розширює можливості функціонування систем оптичного зв'язку в умовах випадкових і цілеспрямованих впливів.

Стабільність характеристик ФП в часі і при зміні умов експлуатації. Умови роботи ФП (вологість, температура, умови проходження оптичного випромінювання, вібрація, радіаційне випромінювання та ін.) не повинні змінювати характеристики пристрою за допустимі межі значень.

Надійність - забезпечення безвідмовної роботи протягом певного проміжку часу. Як параметр ФП системи вона оцінюється імовірністю безвідмовної роботи протягом заданого часу. За аналогією з радіотехнічними системами, надійність фотоприймача визначається в значній мірі надійністю фотоперетворювача, який нижче ніж у інших елементів, що входять в пристрій прийому.

Простота обслуговування, малі вагогабаритні параметри. Перша з вимог зберігає необхідні характеристики ФП протягом всього терміну служби, а вагогабаритні параметри дозволяють реалізувати компактні локальні системи зв'язку, що забезпечує їх скритність і мобільність.

Як впливає з наведених вимог повне і одночасне їх виконання неможливе, що викликає прийняття компромісних рішень, орієнтованих на технічну значимість параметрів і характеристик ФП.

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

3 КАСКАДНИЙ ФОТОПРИЙМАЧ ІНФРАЧЕРВОНОГО ДІАПАЗОНУ

3.1 Оптичні властивості квантових ям

Міжзонного поглинання. Розглянемо напівпровідник з прямими дозволеними переходами. У звичайному тривимірному випадку коефіцієнт міжзонного оптичного поглинання такого напівпровідника описується відомою формулою [33]:

$$\alpha(\omega) \approx |P_{CV}|^2 \cdot \int d^3\mathbf{k} \cdot \int d^3\mathbf{k}' \delta\left(E_g + \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2 \cdot m_e} + \frac{\hbar^2 \cdot k'^2}{2 \cdot m_h} - \hbar \cdot \omega\right) \cdot \int [\Psi_{\mathbf{k}}^h(\mathbf{r})]^* \cdot \Psi_{\mathbf{k}}^e(\mathbf{r}) d^3\mathbf{r}, \quad (3.1)$$

де P_{CV} - міжзонний матричний елемент імпульсу;

E_g - ширина забороненої зони;

індекси e і h відносяться відповідно до електронів і діркам;

$\Psi_{\mathbf{k}}$ - огинають хвильові функції в наближенні ефективної маси, що представляють собою плоскі хвилі $\exp(i \cdot \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$;

$\delta(x)$ - дельта-функція Дірака.

Ми обмежимося розглядом систем типу тонкої плівки або квантової ями, в яких ефекти розмірного квантування існують як для електронів, так і для дірок. При цьому компонент хвильового вектора k_z вже не є хорошим квантовим числом і $\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ перестає бути чисто плоскою хвилею:

$$\Psi_{\mathbf{k}}^e(\mathbf{r}) = \exp\left[i \cdot (k_x \cdot x + k_y \cdot y)\right] \cdot \psi_n^e(z), \quad (3.2)$$

де $\psi_n^e(z)$ - хвильова функція квантово-розмірного рівня і $\psi_n^h(z)$ - аналогічна функція для дірок.

В результаті інтегрування по k_z і \mathbf{k}'_z в (3.1) має бути замінено на підсумовування за номером квантового рівня. Інтеграл по dx і dy дають закони збереження відповідних компонентів хвильового вектора:

$$\int \exp[i \cdot (k_x - k'_x)] dx = 2 \cdot \pi \cdot \delta(k_x - k'_x)$$

і остаточно

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 \cdot \sum_{m,n} \int [\psi_m^h(z)]^* \cdot \psi_n^e(z) dz \cdot \int \delta(E_g + E_n^e + E_m^h + \varepsilon - \hbar \cdot \omega) d\varepsilon, \quad (3.3)$$

де α_0 - константа, пропорційна $|P_{CV}|^2$.

Слід підкреслити, що, не зважаючи на різко анізотропний характер двовимірних систем, коефіцієнт міжзонного поглинання в них є ізотропним, тобто не залежить від поляризації падаючого світла.

Формула (3.3) містить інтеграл $\int [\psi_m^h(z)]^* \psi_n^e(z) dz$, що визначає правила відбору при міжзонних переходах. Для нескінченно глибоких квантових ям хвильові функції (3.1) не містять ефективної маси носіїв і тому однакові для електронів і дірок. Тому в силу ортогональності хвильових функцій різних станів даний інтеграл відмінний від нуля лише при $n = m$. Для ям кінцевої глибини правила відбору і раніше можуть існувати, хоча і не настільки жорсткі. Якщо потенціал ями симетричний (наприклад, для прямокутної ями), то функції у характеризуються певною парністю по z , Будучи парними при непарних n і непарними - при парних. При цьому інтеграл завідомо звертається в нуль, якщо n і m мають різну парність. Неодмінної рівності $n = m$ тут не потрібно. В асиметричних ямах переходи можливі для будь-яких n і m . Разом з тим чисельні розрахунки показують, що при $n \neq m$ інтеграл майже завжди значно менше одиниці. Тому в більшості випадків можна приблизно вважати, що правило відбору для міжзонних переходів $n = m$ справедливо для будь-яких ям.

Обговоримо вид спектра поглинання в умовах даного правила відбору. Перш за все зазначимо, що мінімальна енергія поглинання фотона дорівнює $E_g + E_1^e + E_1^h$, Тобто енергія краю поглинання більше, ніж в однорідному напівпровіднику, і зростає зі зменшенням ширини квантової ями. В інтервалі енергій фотона $E_g + E_1^e + E_1^h < \hbar \cdot \omega < E_g + E_2^e + E_2^h$ коефіцієнт поглинання постійний, а при $\hbar \cdot \omega = E_g + E_2^e + E_2^h$ стрибком збільшується. В цілому $\alpha(\omega)$ має ступінчастий вигляд зі стрибками при $\hbar \cdot \omega = E_g + E_n^e + E_n^h$. Це є відображенням відомого твердження теорії напівпровідників про те, що при прямих дозволенних оптичних переходах спектр поглинання відтворює функцію щільності станів. Якщо правило відбору $n = m$ не виконується, то виникає додаткове дроблення $\alpha(\omega)$ на більш дрібні сходинки, що відповідають $\hbar \cdot \omega = E_g + E_n^e + E_n^h$ з $n \neq m$.

Зроблений висновок про вид спектра поглинання отриманий в ідеалізованій моделі невзаємодіючих носіїв. Екситонні ефекти можуть помітно спотворити $\alpha(\omega)$. По-перше, поблизу кожної сходинки з'являється серія екситонних піків. По-друге, кулонівський потенціал електронно-діркової взаємодії не тільки створює дискретні зв'язані стани, а й спотворює щільність станів в безперервному спектрі на відстані ε_0 від краю. Тому $\alpha(\omega)$ відрізняється від прямокутних сходинок як зліва, так і праворуч від них.

Суворий теоретичний розгляд [30] дає наступну формулу для спектра поглинання поблизу краю з урахуванням екситонних ефектів:

$$\alpha(\omega) = \alpha_0 \cdot \left[\sum_{i=1}^{\infty} \frac{4}{(i-1/2)^3} \cdot \delta \left(\Delta + \frac{1}{(i-1/2)^2} \right) + \Theta(\Delta) \cdot \frac{\exp(\pi/\sqrt{\Delta})}{ch(\pi/\sqrt{\Delta})} \right], \quad (3.4)$$

де $\Delta = (\hbar \cdot \omega - E_g - E_1^e - E_1^h) / \varepsilon_0$,

$\Theta(\Delta)$ - одинична функція.

Перший доданок в (3.4) описує систему екситонних піків, а другий - спотворення краю безперервного поглинання. фактор $\exp(\pi/\sqrt{\Delta}) / ch(\pi/\sqrt{\Delta})$

прагне до двох при $\Delta \rightarrow 0$ і до одиниці при $\Delta \rightarrow \infty$. Це означає, що на краю поглинання α дворазово зростає в порівнянні з ідеальною сходинкою

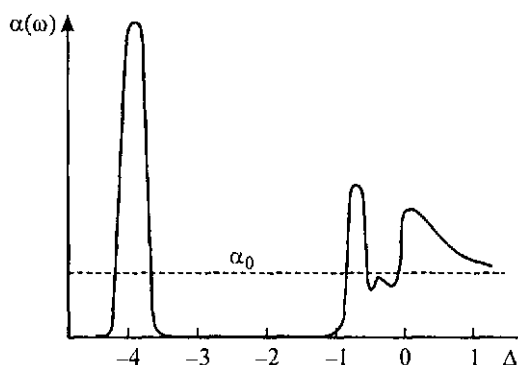


Рисунок 3.1 — Спектр міжзонного поглинання двовимірної системи з урахуванням екситонних ефектів ($\Delta = (\hbar \cdot \omega - E_g - E_1^e - E_1^h) / \varepsilon_0$)

У матеріалах розгляданого типу наявні два типи екситонів (з легкою і важкою діркою) у всіх найважливіших напівпровідниках, що використовуються для виготовлення квантових структур. Це призведе до додаткового дворазового розщеплення екситонних піків, показаних на рисунку 3.1, і аналогічних піків поблизу країв верхніх зон.

Світло з частотами, меншими за край міжзонного поглинання, розглянутого в попередньому параграфі, може викликати лише переходи всередині енергетичних зон. Таке внутрішньозонне поглинання на відміну від міжзонного істотно різне для світла різної поляризації. Якщо світло падає по нормалі до двовимірного шару, то електричне поле світлової хвилі лежить в площині шару, де електрони поводяться як вільні. Тому світло з такою поляризацією відчуває лише звичайне поглинання на вільних носіях, існуюче лише в міру їх розсіювання, що має невелику величину і монотонну залежність від частоти світла.

Значно цікавіша поведінка світла, поляризованого перпендикулярно площині шару. Таке світло може викликати резонансне поглинання між рівнями розмірного квантування. Наявність або відсутність поглинання (правила

відбору) і його відносна інтенсивність визначаються міжрівневим матричним елементом імпульсу

$$P_{mn} = -i \cdot \hbar \cdot \int \psi_m^*(z) \cdot \frac{d\psi_n(z)}{dz} dz. \quad (3.5)$$

Для симетричних квантових ям правила відбору протилежні тим, що мають місце для міжзонних переходів (див. Попередній розділ): міжрівневої переходи можливі лише між станами протилежної парності, іншими словами, електрони з першого рівня можуть переходити лише на другий, четвертий і ін., Але нема на третій чи п'ятий. Якщо ж яма не має властивість парності, як наприклад в МДП-структурі або одиночному гетеропереході, то оптичні переходи можуть відбуватися між будь-якими рівнями.

Зі сказаного випливає, що спектр внутрішньозонного поглинання z -поляризованого світла являє собою ряд вузьких резонансних смуг. Якщо в квантовій ямі є N рівнів і заповнений тільки нижній з них, то таких смуг буде $[N-1]$ в несиметричній і $[N/2]$ в симетричній ямі (вираз означає цілу частину числа). У МДП-структурах спостерігають таке поглинання і переконуються в його резонансному характері найчастіше не шляхом зміни частоти світла ω , а шляхом зміни напруги на затворі при фіксованій ω [34]. При цьому змінюються енергетичні зазори між рівнями, які визначаються величиною електричного поля затвора, і в якийсь момент для даної ω реалізується умова резонансу.

Зроблений вище висновок про те, що описане резонансне поглинання можливо тільки для світла, поляризованого по нормалі до квантовим верствам, справедливий для ізотропного закону дисперсії носіїв (наприклад, в n -GaAs) Або ж для певної симетричною орієнтації шарів (наприклад, в МДП-структурах на поверхні (100) кремнію). При наявності анізотропії міжрівневого переходу можуть викликатися і світлом з поляризацією, паралельною верствам. Це відноситься, зокрема, до дірки у валентній зоні найбільш популярних напівпровідників Si , Ge , $GaAs$, InP і ін. [34].

Звернемося до розгляду внутрішньозонних оптичних властивостей квантових ям кінцевої глибини, де поряд з дискретними рівнями E_n існує континуум делокалізованих станів з енергіями вище краю ями. При цьому світло, поляризоване перпендикулярно верствам і викликає при $\hbar \cdot \omega = E_n - E_m$ переходи між квантово-розмірними рівнями, може при великих частотах, $\hbar \cdot \omega > \Delta E - E_1$ (ΔE - глибина ями), викликати переходи з основного рівня в континуум, тобто виробляти фотоіонізацію квантових ям.

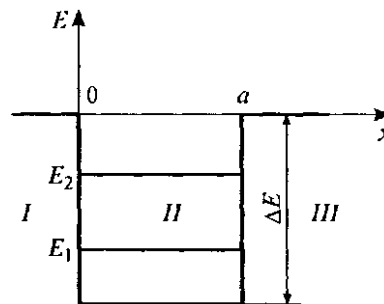


Рисунок 3.2 — Енергетичний профіль квантової ями

Для обчислення матричного елемента, що визначає ймовірність таких переходів, нам буде потрібно знання хвильових функцій континууму ψ_ε . Для прямокутної ями, зображеної на рисунку 3.2, розрахунок ψ_ε вельми простий і є в будь-якому задачнику по квантовій механіці. Хвильова функція електрона з енергією ε може бути записана у вигляді

$$\begin{aligned} \psi_\varepsilon &= \exp(i \cdot k \cdot x) + A \cdot \exp(-i \cdot k \cdot x) \text{ в області I,} \\ \psi_\varepsilon &= B \cdot \exp(i \cdot K \cdot x) + C \cdot \exp(-i \cdot K \cdot x) \text{ в області II,} \\ \psi_\varepsilon &= D \cdot \exp(i \cdot k \cdot x) \text{ в області III,} \end{aligned} \quad (3.6)$$

де $k^2 = 2 \cdot m \cdot \varepsilon / \hbar^2$, $K^2 = 2 \cdot m \cdot (\Delta E - \varepsilon) / \hbar^2$.

Коефіцієнти A , B , C , D визначаються з умов зшивання на кордонах ями. Наприклад, для коефіцієнта B визначаючи амплітуду хвильової функції безпосередньо над ямою, маємо [35]:

$$B = \frac{2 \cdot (K/k + 1)}{(K/k + 1)^2 - (K/k - 1)^2 \cdot \exp(2 \cdot i \cdot K \cdot a)}. \quad (3.7)$$

Видно, що для повільних електронів з $\varepsilon \approx \Delta E$ в к, тобто дуже мало. Аналогічну децицію мають коефіцієнти C і D . Такі електрони мало проникають в безпосередній околиці квантової ями, а майже повністю відбиваються від неї. Виняток становлять так звані резонансні ями, для яких

$$\frac{\sqrt{2 \cdot m \cdot \Delta E}}{\pi \cdot \hbar} = 1, 2, 3, \dots \quad (3.8)$$

Для цих ям $B \approx C \approx 1/2$, $D \approx 1$, тобто електрони вільно проходять над ямою, не відбиваючись.

Квантова яма являє собою як би резонатор Фабрі-Перо для електронних хвиль де Бройля.

Зі сказаного випливає, що спектри оптичної іонізації резонансних і нерезонансних квантових ям повинні мати відчутні відмінності. Дійсно, при частотах світла, близьких до порогу іонізації $\hbar\omega_0 = \Delta E - E_1$ електрони викидаються в стан з малими енергіями $\varepsilon = \hbar\omega - \Delta E + E_1$. В околиці нерезонансної ями (в області II) хвильова функція таких електронів має малу амплітуду, в той час як хвильова функція першого рівня $\psi(z)$ локалізована саме в цій області. Тому будь-які матричні елементи між ψ_ε і ψ_1 будуть малі та коефіцієнт поглинання поблизу порога звертатиметься в нуль. Суворі розрахунки [36] показують, що $\alpha(\omega) \sim (\hbar\omega - \Delta E + E_1)^{1/2}$. Для резонансних ям, навпаки, матричний елемент в при пороговій області не малий і коефіцієнт поглинання не тільки не занулюється, але і необмежено зростає поблизу порога: $\alpha(\omega) \sim (\hbar\omega - \Delta E + E_1)^{-1/2}$. При великих частотах світла ω електрони викидаються в вище перелічені стани, практично не обурені потенціалом ями. Властивості електронів в цих станах близькі до властивостей вільних електронів і коефіцієнт поглинання прагне до

нуля. Характерний вид спектрів оптичної іонізації квантових ям показаний на рисунку 3.4.

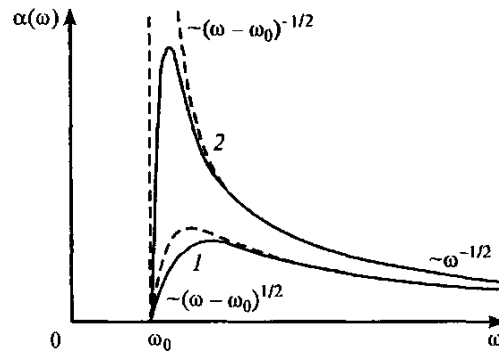


Рисунок 3.3 — Схематичний вид спектрів фотоіонізації нерезонансна (1) і резонансної (2) квантових ям

Ефекти деполаризації цих ефектів полягає в тому, що для світла, поляризованого по нормалі до шарів, високочастотне електричне поле повинне задовольняти умови безперервності електричної індукції. Тому поле, реально діюче на електрони, відрізняється від поля падаючої світлової хвилі на множник, рівний діелектричній проникності квантово-розмірної системи ε . Поблизу частот, що відповідають сильному (наприклад, міжрівневий) поглинанню, ε різко залежить від частоти світла. Ця обставина може призвести до помітного спотворення спектрів поглинання $\alpha(\omega)$.

Для кількісного опису ефектів деполаризації необхідно перш за все мати правильний вираз для функції $\varepsilon_{zz}(\omega)$, яка описує частотну дисперсію діелектричної проникності системи для нормально поляризованого світла. Цей вираз буде різним для частот, що відповідають за міжрівневі переходи і частоти, що перевершують поріг оптичної іонізації квантових ям. Обговоримо спочатку перший випадок, обмежуючись для наочності простою моделлю періодичної системи, що містить ями шириною a з концентрацією двовимірних носіїв n_s і бар'єри шириною b , що не містять носіїв [1].

Для світла з z -поляризацією і частотою, близькою до частоти міжрівневого резонансу $\omega_{12} = (E_2 - E_1)/\hbar$, квантова яма може розглядатися як дворівнева електронна система. Діелектрична проникність такої системи, що містить як ґраткову, так і електронну компоненту, може бути записана в наступному вигляді [4]:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \frac{4 \cdot \pi \cdot n_s \cdot q^2}{m \cdot a} \cdot \frac{1}{\omega_{12}^2 - \omega^2 - 2 \cdot i \cdot \omega / \tau}, \quad (3.9)$$

де ε_0 - діелектрична проникність решітки і заповнених електронних оболонок,

а τ - час релаксації носіїв. Область бар'єру не містить вільних носіїв і має проникність $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$.

Отримаємо вираз для ефективної проникності такої шаруватої системи. Нехай F_1 і F_2 - напруженості електричного поля світлової хвилі в матеріалах ями і бар'єру. для z -поляризованого світла вони пов'язані умовою безперервності електричної індукції: $\varepsilon_1 \cdot F_1 = \varepsilon_2 \cdot F_2$. Тому ефективна діелектрична проникність, що зв'язує середні значення індукції і поля, дорівнює:

$$\varepsilon_z = \frac{a \cdot D_1 + b \cdot D_2}{a \cdot F_1 + b \cdot F_2} = \frac{D_1 \cdot (a + b)}{a \cdot D_1 / \varepsilon_1 + b \cdot D_1 / \varepsilon_2} = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot (a + b)}{a \cdot \varepsilon_2 + b \cdot \varepsilon_1}. \quad (3.10)$$

Підставляючи в (3.10) зазначені вище значення ε_1 і ε_2 , Отримуємо:

$$\varepsilon_z(\omega) = \varepsilon_0 \cdot \frac{\omega_{12}^2 - \omega^2 - 2 \cdot i \cdot \omega / \tau}{\omega_{12}^2 + \omega^2 - \omega_p^2 - 2 \cdot i \cdot \omega / \tau}, \quad (3.11)$$

де

$$\omega_p^2 = 4 \cdot \pi \cdot n_s \cdot q^2 \cdot b / [m \cdot (a + b)].$$

Видно, що уявна частина ε_{zz} , що описує коефіцієнт поглинання, має резонансний пік при $\omega = (\omega_{12}^2 + \omega_p^2)^{1/2}$. Це означає, що за рахунок ефектів деполяризації частота резонансного міжрівневого поглинання зсувається на величину, яка визначається ефективною плазмовою частотою ω_p .

Подібним чином може бути розглянуто вплив деполяризаційних ефектів і на спектр оптичної іонізації квантових ям [37, 38]. На відміну від міжрівневих переходів, де ці ефекти зрушують лінію поглинання, тут положення порога іонізації залишається незмінним, хоча форма спектра і змінюється. Основний результат, як і для міжрівневих переходів, зводиться до різкого придушення поглинання там, де за відсутності деполяризації воно було б дуже велике. При цьому для нерезонансних ям спектр поглинання істотно не зміниться, а для резонансних розходження коефіцієнта поглинання на порозі іонізації зміниться зверненням в нуль. В результаті квантові ями з параметрами, близькими до резонансних, матимуть спектр поглинання з різким максимумом поблизу порогу іонізації (суцільна крива 1 на рисунку 3.3).

Процеси оптичної іонізації квантових ям, можуть використовуватися для створення нових типів приймачів інфрачервоного випромінювання. Принцип приймача досить простий: викид носіїв в зону провідності широкозонного напівпровідника (потенційного бар'єру) збільшує провідність в напрямку, перпендикулярному верствам гетероструктури.

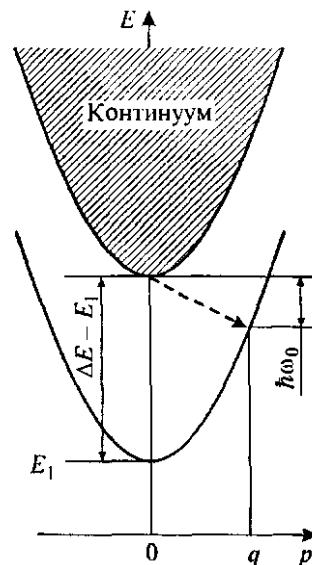


Рисунок 3.4 — Захоплення нерівноважного електрона в квантову яму з випромінюванням оптичного фону

За своєю дією такий приймач нагадує домішковий фоторезистор, де в ролі центрів виступають квантові ями. Тому в якості часу життя нерівноважних носіїв - найважливішої характеристики фоточутливого матеріалу - виступає характерний час захоплення в квантову яму τ_q . У порівнянні зі звичайним часом життя, пов'язаним із захопленням на рекомбінаційні центри, τ_q володіє двома важливими відмінностями.

По-перше, τ_q значно (на кілька порядків) менше часу захоплення на центри. Причина в тому, що акт захоплення пов'язаний з необхідністю передачі решітці від носія досить великою енергією, рівній енергії зв'язку центру або ж величині ΔE при захопленні в квантову яму. Найбільш ефективний механізм передачі енергії - це випускання оптичних фотонів з енергією $\hbar \cdot \omega_0$. Однак енергія зв'язку центрів аж ніяк не збігається з $\hbar \cdot \omega_0$, і тому такий процес неможливий. Електрон має віддавати енергію в ході значно більш повільного каскадного процесу випускання багатьох акустичних фононів [58]. У разі квантової ями наявність безперервного спектра руху в площині ями суттєво змінює ситуацію. Стає можливим перехід на зв'язаний стан в ямі при випускненні

оптичного фонона з одночасною передачею надлишкової енергії в рух в площині ями. Якщо вихідний електрон мав енергію, близьку до краю зони в широкозонному матеріалі, то фонон, що випускається повинен мати досить великий імпульс:

$$q = [2 \cdot m \cdot (\Delta E - E_1 - \hbar \cdot \omega_0)]^{1/2}, \quad (3.12)$$

в площині квантової ями значно більша величина взаємодії електронів з оптичними фононами, ніж з акустичними, визначає трохи τ_q в порівнянні з часом захоплення з центру.

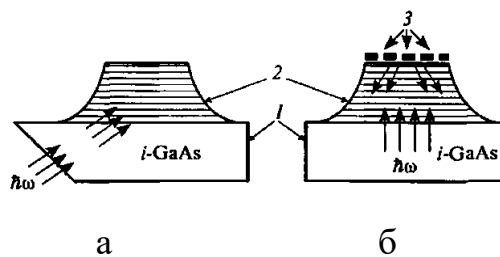
По-друге, τ_q немонотонно, осцилює і таким чином залежить від параметрів ями. Це пов'язано з властивостями хвильової функції електронів в делокалізованих станах над квантовою ямою ψ_E . Якщо яма не є резонансною, то, згідно з формулою (3.7), амплітуда цієї хвильової функції в безпосередній околиці ями при малій енергії електрона дуже мала. Матричний елемент електрон-фононої взаємодії між ψ_1 і ψ_E , Так само як і електрон-фотонний матричний елемент, буде дуже малий. Власне, τ_q буде відносно велике. Для резонансних квантових ям, ймовірність захоплення зростає, тобто τ_q падає.

Фотопровідності даної структури, так само як і звичайного фоторезистора, визначається трьма чинниками: швидкості оптичної генерації, яка в свою чергу пропорційна коефіцієнту поглинання α , часу життя в делокалізованих стані τ_q і ефективної рухливості в ньому μ_{ϕ} яка, очевидно, повинна бути пропорційна квантово-механічному коефіцієнту проходження електрона над квантовою ямою. Перший і третій фактори не максимальні для резонансних квантових ям, а навпаки, мінімальні для них. Однак аналіз показує, що сукупна дія всіх факторів виявляється такою, що фотоприймачі на квантових ямах матимуть кращі параметри у разі резонансних ям.

Для найпоширенішої гетеросистеми $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ з $x = 0,2 - 0,25$ умова резонансу виконується для ям з товщиною, кратною $40 - 45 \text{ \AA}$. якщо $a = 40 - 45 \text{ \AA}$, то діапазон fotocутливості структури лежить в області довжин хвиль близько 8 мкм , що відповідає одному з вікон атмосферної прозорості і тому є дуже важливим для практичних застосувань. Приймачі на основі квантових ям можуть скласти конкуренцію fotocутливим структурам на основі твердих розчинів $CdHgTe$ - найважливішого типу приймачів для даного спектрального діапазону. Основною перевагою структур на квантових ямах є більша стабільність і менший розкид параметрів, що особливо важливо для матричних fotocутливих структур.

Шляхом порівняно невеликих змін складу широкозонних шарів і товщини ями можна змінювати положення максимуму і ширину смуги fotocутливості. Остання обставина пов'язана з тим, що в міру порушення точної умови резонансу спектр фотоіонізації квантової ями стає більш плавним і має менш різкий максимум.

У зв'язку з тим, що оптична іонізація квантових ям може викликатися лише світлом, поляризованим по нормалі до квантових верств, описані фотоприймачі повинні містити спеціальні пристосування, поляризуючі падаюче світло потрібним чином.



1 - підкладка; 2 - fotocутлива структура з квантовими ямами; 3 - дифракційна решітка

Рисунок 3.5 — Способи введення випромінювання в фотоприймач з квантовими ямами а - через скошений торець підкладки; б - за допомогою дифракційної решітки

Є два основних способи зробити це. Світло може направлятися в фоточутливу структуру під кутом через скошений торець підкладки. В іншому варіанті світло проходить через підкладку по нормалі, а належну поляризацію набуває після дифракції на решітці, спеціально нанесеній на верхню поверхню структури.

Можливе альтернативне рішення проблеми поляризації, що дозволяє уникнути описаних вище конструкційних ускладнень. Йдеться про вирощування квантових структур з напівпровідників з анізотропним енергетичним спектром. При наявності анізотропії електричне поле нормально падаючої світлової хвилі, що лежить в площині шарів, надає електронам імпульс під деяким кутом до цієї площини. З позицій квантової механіки це означає можливість переходів між різними квантово-розмірними рівнями або між рівнем і континуумом станів над квантовою ямою, що і потрібно для роботи приймача. На практиці для реалізації цієї ідеї найчастіше використовують гетероструктури на основі тієї ж, найбільш освоєної технологічно, системи $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$, але мають не n -, а p -тип легування. При цьому складний характер енергетичного спектра валентної зони забезпечує фоточутливість при нормальному падінні світла.

Лавинні фотодіоди є фоточутливими приладами із внутрішнім посиленням, що дозволяють отримати високу чутливість. Основним їх недоліком є те, що з лавинним множенням пов'язаний додатковий шум, що обмежує можливість детектування слабких сигналів. Вже давно встановлено, що для отримання низького рівня шуму при великому внутрішньому посиленні необхідно, щоб коефіцієнти ударної іонізації електронів α і дірок β різко різнилися між собою.

На жаль, в більшості з'єднань $A^{III}B^V$ $\alpha/\beta \cong 1$, що призводить до зростання шуму при множенні. Тому велике практичне значення мають методи, що дозволяють в зазначених матеріалах збільшити α/β . Одним із способів зробити це є створення структур типу надграток, що використовують явище ударної іонізації на розриві енергетичних зон [11]. Розглянемо зонну діаграму

надградкової структури в сильному електричному полі назад-зміщеного $p-i-n$ -діода.

Нехай ми маємо гарячий електрон, що прискорюється в бар'єрному шарі широкозонного напівпровідника. Влітаючи вузькозонний шар, він різко збільшує енергію на величину розриву зони провідності ΔE_c . Це еквівалентно тому, що він «бачить» енергію іонізації зменшеною на ΔE_c в порівнянні з пороговою енергією в масивному вузькозонних напівпровідниках. Оскільки коефіцієнт ударної іонізації α зі зменшенням порогової енергії експоненціально зростає [33], слід очікувати різкого збільшення ефективного значення α . У наступному бар'єрному шарі порогова енергія збільшується на ΔE_c , але оскільки α_1, α_2 (Індекси 1 і 2 відносяться відповідно до широкозонного і вузькозонного матеріалів), то експоненціальне зростання A_2 призводить до того, що і середнє значення a

$$\bar{\alpha} = \frac{\alpha_1 \cdot b + \alpha_2}{a + b}, \quad (3.13)$$

значно збільшується.

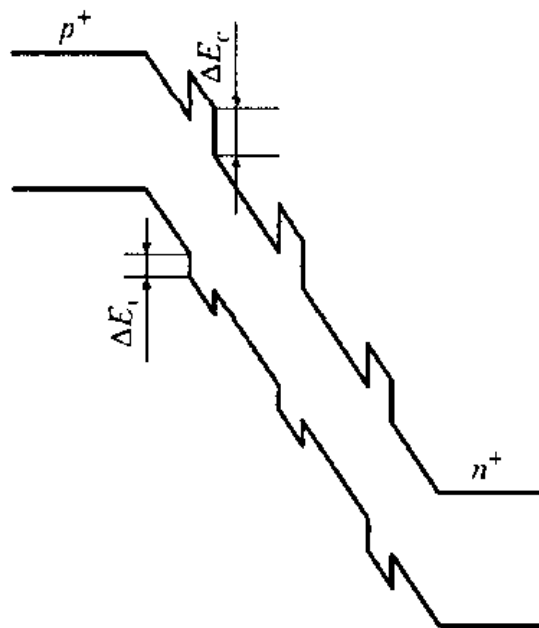


Рисунок 3.6 — Схема лавинного фотодіода з системою квантових ям

Якщо (як це, зокрема, має місце в системі $GaAs-AlGaAs$) Розриви в валентній зоні ΔE_v значно менше розривів в зоні провідності, то подібний ефект для діркового коефіцієнта β буде значно менше. Остаточним результатом буде сильне збільшення відносини α/β , що і було нашою метою.

3.2 Визначення коефіцієнта поглинання світла в квантово-розмірній структурі

У площині (x, y) потенційної ями, створеної квантово-обмеженим шаром (M, II) , (Рис. 2.10), рух носіїв не обмежується, і носії мають два ступені свободи, тому функція щільності станів для кожного дискретного значення енергії як в зоні провідності, так і в валентній зоні буде мати вигляд ступенів:

$$\rho(E) = \sum_n \left(\frac{m^*}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot H(E - E_{(C,H,L)n}). \quad (2.14)$$

Згідно з [8], з урахуванням співвідношення (4.14), коефіцієнт оптичного поглинання квантово-розмірної структури дорівнює:

$$\begin{aligned} g(h \cdot \nu) = & \frac{e^2 \cdot \hbar \cdot M^2}{\varepsilon_0 \cdot m_0^2 \cdot c \cdot \bar{n} \cdot h \cdot \nu} \cdot \left(\frac{m_{rH}}{\hbar^2} \cdot \sum_n H(h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \times \right. \\ & \times \left\{ f_C \left[E_{Cn} + \frac{m_H^*}{m_C^* + m_H^*} (h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \right] - \right. \\ & \left. \left. - f_V \left[E_{Hn} - \frac{m_C^*}{m_C^* + m_H^*} (h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Hn}) \right] \right\} + \right. \\ & \left. + \frac{m_{rL}}{\hbar^2} \cdot \sum_n H(h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \cdot \left\{ f_C \left[E_{Cn} + \frac{m_L^*}{m_C^* + m_L^*} (h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \right] - \right. \right. \end{aligned}$$

$$- f_V \left[E_{Ln} - \frac{m_C^*}{m_C^* + m_L^*} (h \cdot \nu - E_{Cn} - E_{Ln}) \right] \Bigg\} , \quad (2.15)$$

де e - заряд електрона, Кл;

\hbar - постійна Дірака (постійна Планка, поділена на $2 \cdot \pi$);

ϵ_0 - діелектрична постійна;

m_0 - маса вільного електрона, кг;

c - швидкість світла, м / с;

\bar{n} - показник заломлення активної області;

$h \cdot \nu$ - енергія, що випромінює фотони, еВ;

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

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

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

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

m_{rH} - наведена маса «важкого» ексітона в вузькозонному матеріалі структури, кг;

m_{rL} - наведена маса «легкого» ексітона в вузькозонному матеріалі структури, кг;

E - поточне значення енергії, еВ;

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

E_{Hn} - власне значення n -го енергетичного рівня важкої дірки у валентній зоні вузькозонного квантово-обмеженого матеріалу, еВ;

E_{Ln} - власне значення n -го енергетичного рівня важкої дірки у валентній зоні вузькозонного квантово-обмеженого матеріалу, еВ;

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

Для напівпровідникових з'єднань $A^{III}B^V$ в об'ємному, не квантово-обмеженому стані кристала, квадрат матричного елемента, який описує оптичний перехід між зонами, може бути визначений за формулою:

$$M^2 = \frac{m_0}{m_C^*} \cdot \frac{m_0 \cdot E_g \cdot (E_g + \Delta)}{12 \cdot (E_g + 2 \cdot \Delta/3)}, \quad (3.16)$$

де Δ - енергія спин-орбітальної взаємодії валентної зони, еВ.

У тому випадку, коли товщина квантово-розмірного шару мала і носії локалізуються завдяки наявності досить високих стінок, різниця між найнижчим та наступним квантовими рівнями може бути істотно більше $k \cdot T$, При цьому максимальне значення коефіцієнта оптичного посилення визначаються носіями, які знаходяться на краю найнижчої підзони.

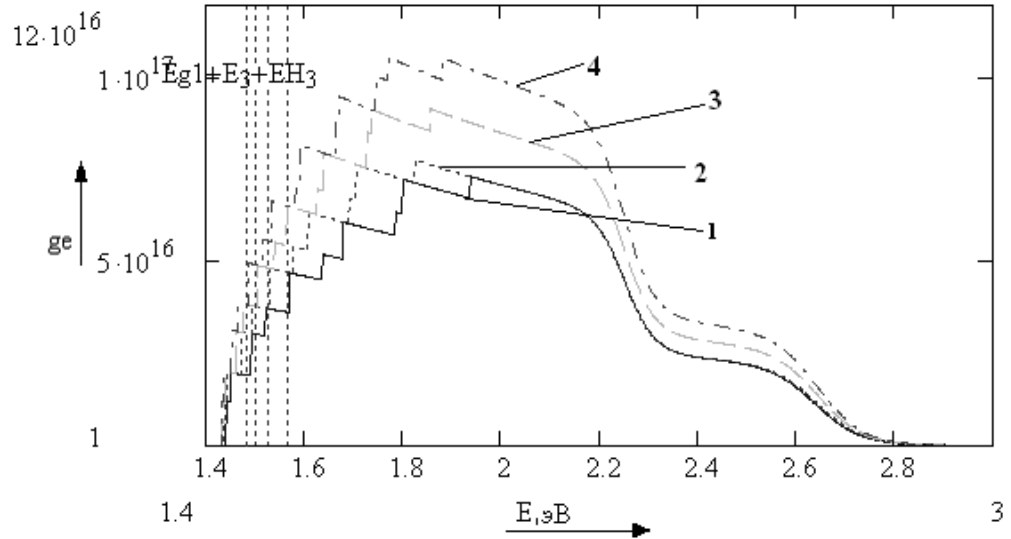
За допомогою математичної моделі, запропонованої в роботі, досліджено вплив на коефіцієнт посилення структурних параметрів активної області підсилювача, створеного на основі одношарової квантово-розмірної структури [10].

3.3 Результати дослідження

У даній атестаційній роботі проводилося дослідження залежності коефіцієнта поглинання багатошарової квантово-розмірної структури фотодіода від інженерних параметрів активної області - висоти обмежуючих бар'єрів і ширини квантово-обмеженою активної області. Дослідження проводилися з

фіксованою концентрацією алюмінію в потрійному твердому розчині заміщення матеріалу бар'єру при зміні ширини квантово-обмеженої активної області.

Результати досліджень наведені на рисунках 3.9 - 3.11.

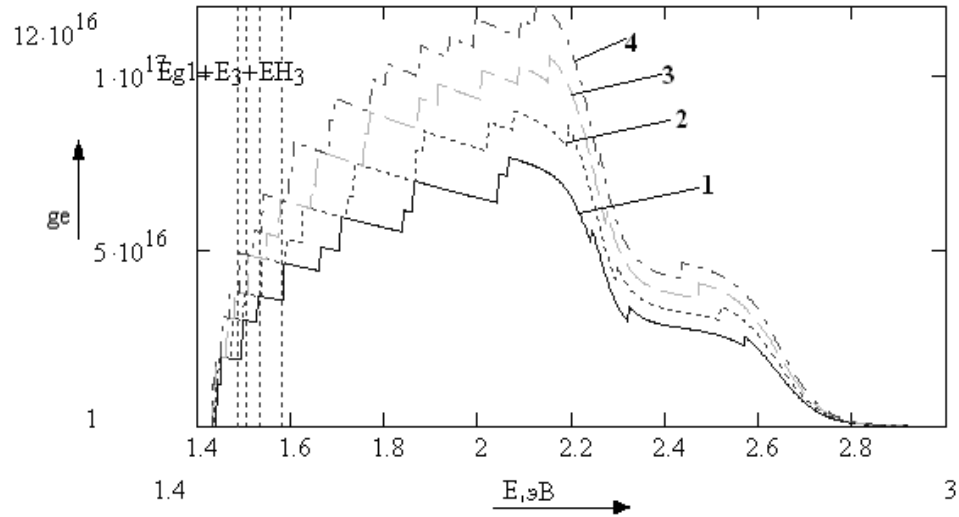


1) $a = 25$; 2) $a = 30$; 3) $a = 35$; 4) $a = 40$

a - напівширини квантово-обмеженої області

Рисунок 3.7 — Залежність коефіцієнту поглинання тришарової від енергії фотона

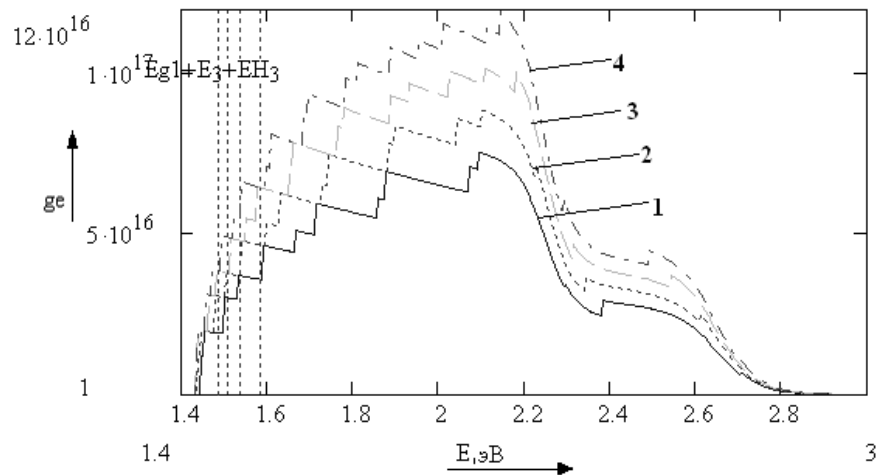
На рисунку 3.7 при утриманні алюмінію $x = 0,4$, висота потенційного бар'єру для електрона становить $V_e = 0,365$ eВ, а для дірок $V_n = 0,196$ eВ



1) $a = 25$; 2) $a = 30$; 3) $a = 35$; 4) $a = 40$

Рисунок 3.8 — Залежність коефіцієнта поглинання тришарової наноструктури від енергії фотона

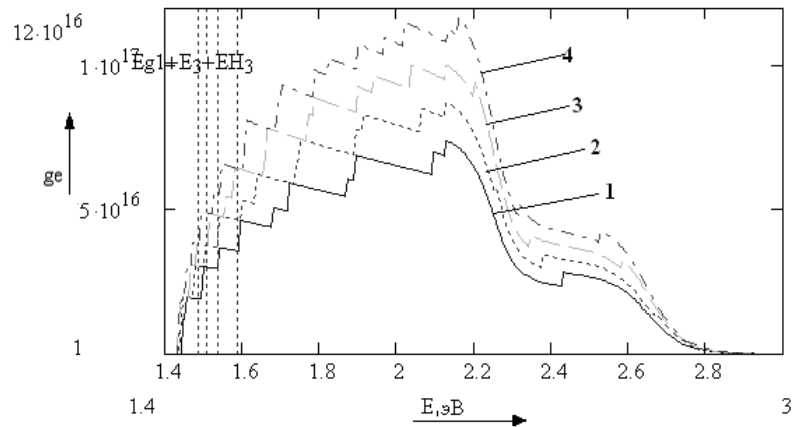
На рисунку 3.8 при складі алюмінію $x = 0,5$ висота потенційного бар'єру для електрона становить $V_e = 0,832$ для дірок $V_n = 0,448$



1) $a = 25$; 2) $a = 30$; 3) $a = 35$; 4) $a = 40$

Рисунок 3.9 — Залежність коефіцієнта поглинання від енергії фотона

На рисунку 3.9 при утриманні алюмінію $x = 0,75$ висота потенційного бар'єру для електрона становить $V_e = 1,221$ для дірок $V_n = 0,657$



1) $a = 25$; 2) $a = 30$; 3) $a = 35$; 4) $a = 40$

a – напівширина квантово-обмеженої області;

Рисунок 3.10 — Залежність коефіцієнта поглинання від енергії фотона

На рисунку 3.10 при утриманні алюмінію $x = 1$ висота потенційного бар'єру для електрона становить $V_e = 1,999$ eV для дірок $V_n = 1,076$ eV.

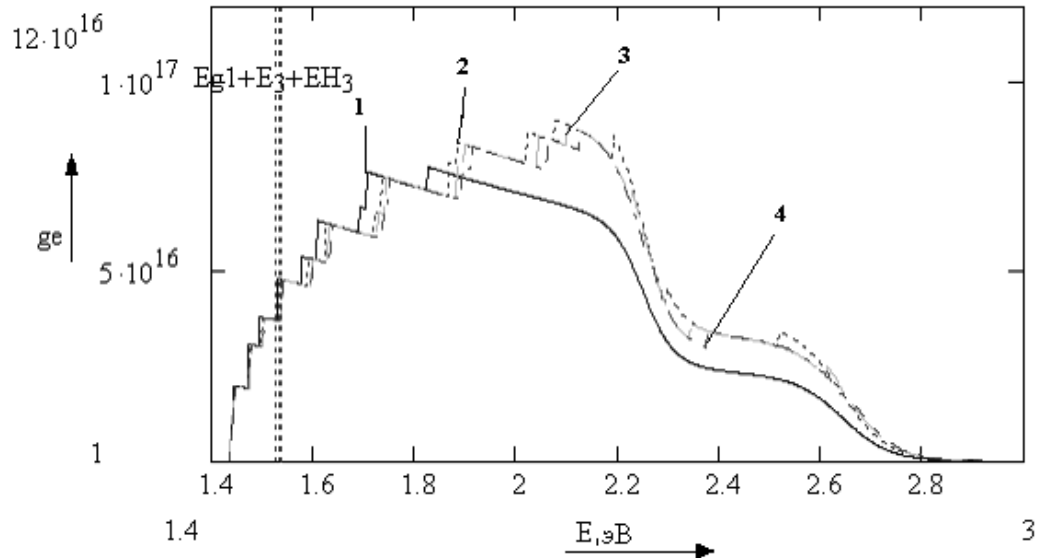
Наступні дослідження проводилися при фіксованій ширині квантово-обмеженої активної області та різній концентрації алюмінію в потрібному твердому розчині заміщення матеріалу бар'єру.

Ширина квантово-обмеженою області змінювалася в межах від 50 до 200 Å, при цьому спектр коефіцієнта поглинання мав ступінчасту структуру, відповідну своїм значенням енергії електронів $e + nh$ і $e + lh$ і монотонно зростаючий максимум в смузі енергій фотонів від 1,45 до 2,5 eV.

Аналіз залежності коефіцієнта оптичного поглинання від ширини квантово-обмеженою області, представлений на рис. 3.9 - 3.11. дозволяє зробити висновок про те, що з ростом ширини квантово-обмеженого шару власні значення енергії електронів, важких і легких дірок зміщуються в бік менших енергій по абсолютній величині. Це призводить до зменшення енергії оптичного випромінювального переходу і, як наслідок до зміщення спектра поглинання в довгохвильову область. Крім того, з ростом ширини квантово-обмеженої області зростає і щільність станів частинок і квазічастинок в зонах, а так само до

зменшується енергетична відстань між власними значеннями енергії частинок і квазічастинок у відповідних зонах. Це призводить до зростання абсолютного значення коефіцієнта поглинання,

Результати дослідження наведені на рисунку 3.11.



$a = 30$; 1) $x = 0,4$; 2) $x = 0,5$; 3) $x = 0,75$; 4) $x = 1$

a – напівширина квантово-обмеженої області;

x – молярна частка алюмінію в потрійному твердому розчині заміщення матеріалу бар'єру

Рисунок 3.11 — Спектр коефіцієнта поглинання багатозонавої при фіксованій ширині квантово-обмеженої області та зміні молярної частки алюмінію в потрійному твердому розчині заміщення матеріалу бар'єру

Результати дослідження спектра поглинання при фіксованому значенні напівширини квантово-обмеженої області і зростанні висот обмеження бар'єрів відображені на рис. 3.7. Збільшення висоти потенціальних бар'єрів не приводить до істотної зміни кількості енергетичних рівнів частинок і квазічастинок в зонах, але помітно зміщує їх в сторону високих енергій - тобто в короткохвильову область спектра.

У міру зростання енергії переходу спектр поглинання монотонно зменшується до малих значень, оскільки в кристалічних напрямках матеріалу активної області, що не випробовують квантового обмеження, населеність носіями енергетичних рівнів в зонах підпорядковується функції розподілу Фермі - Дірака і для значень енергії більше 2,2 - 2,4 еВ , рівні енергії заселені мало. Однак для високого вмісту алюмінію в матеріалах бар'єрів (для високих потенційних бар'єрів) квантування в напрямку квантового обмеження може призводити до появи в цій області спектра дискретних енергетичних рівнів частинок і квазічастинок, що підтверджується окремими слабкими пічкообразними зростаннями коефіцієнта поглинання в деяких кривих, представлених на рисунку 3.9 - 3.11.

ВИСНОВКИ

У представленій роботі наведено аналітичний огляд багат шарових наноструктур, їх види, застосування і способ отримання, розглянуті особливості поглинання електромагнітного випромінювання у багат шарових наноструктурах та надгратках.

Проведено огляд наноструктур, відзначено застосування їх видів, описані методи діагностики наноструктур.

Розглянуто явище збудження плазмонів при попаданні електромагнітної хвилі з частотою близько до резонансної на металеву наносферу.

Дослідження нових наноматеріалів, а також розширення областей їх застосування є актуальною проблемою розробки та вдосконалення елементарної бази систем обробки оптичної інформації, лазерної техніки та оптоелектроніки в цілому.

Сучасні нанотехнології дозволяють створювати системи досить складної геометричної форми, що стимулює інтерес теоретиків до вивчення таких об'єктів як квантові дроти, кільця, циліндри, ями и колодязі. Особливості геометрії відображаються на спектрі носіїв струму, а отже зумовлюють специфіку електронних властивостей подібних структур. Напівпровідникові наноструктури знайшли своє широке застосування в мікроелектроніці и техніці в якості основи генераторів і підсилювачів електромагнітних хвиль, фотоприймачів, фоторезисторів, оптичних фазових та інтерференційних модуляторів, цифрових оптичних перемикачів, що робить їх ще більш цінними об'єктами для розгляду.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Бузанова Л.К., Гліberman А.Я. "Напівпровідникові приймачі." М., "Енергія", 1976. 64 с.
2. Ривкін С.М. Фотоелектричні явища в напівпровідниках. Фізмат з, М., 1963, 496 с.
3. Вавилов В.С. Сонячні батареї. - "Атомна енергія», 1956, вип.3, с.107.
4. Тучкевіч В.М., Челноков В.Є. Кремнієві фотодіоди. - "Праці наради фотоелектричних і оптичних явищ в напівпровідниках". Київ, Вид-во АН УРСР, 1959.
5. Литвак В.І. Фотоелектричні датчики в системах контролю, управління і регулювання. М., "Наука", 1966, 410 с.
6. Катис Г.П. Оптико-електронна обробка інформації. М., "Машинобудування", 1973, 447 с.
7. Розрахунок фотоелектричних ланцюгів. М., "Енергія", 1967, 200 с. С.Ф. Корндорф, А.М. Дубиковский і ін.
8. Джерела і приймачі випромінювання. Г.Г. Ішанін, Е.Д. Панков, А.Л. Андрєєв, Г.В. Польщиков. - СПб .: Політехніка, 1991. - 240 с.
9. Гауер Дж. Оптичні системи зв'язку: Пер. з англ. - М .: Радио и связь, 1989.-504 с.
10. Малишев В.А., Сапелкін С.В., Червяков Г.Г., Юхимець Е.А. Нелінійне перетворення сигналу модуляції світла при квадратичному законі рекомбінації в фотоприйемнику. // ФТП, Т .27, В.1, 179-182, 1993.
11. Супрунова Е.Ф., Червяков Г.Г. Синхронне фазовий детектування частоти модуляції світлового потоку за допомогою діодів Ганна // Матеріали сьомої Міжнародної Кримської Мікрохвильовий конференції КриМіКо - 97. 15 - 18 вересня. 1997р. Севастополь. Крим. Україна. Т.2. В 3.2.
12. Андрєєв В.С. Управління приладами та пристроями СВЧ за допомогою світла (звіт).

13. "Радіотехнічні пристрої НВЧ на синхронізованих генераторах." (Під ред. М.М. Фоміна). М. Радио и связь. 1991.
14. К. Куракава. "Примусова синхронізація твердотільних НВЧ генераторів" ТИЕР. 1973. Т. 61. №10. с. 12-40.
15. Божков В.Г., Малаховський О.Ю., Захарьяш В.Ф., Клементьев В.М., Тимченко Б.А// Радіотехніка та електроніка. 1997. т.42. №4. С.489-493.
16. Оптичні системи передачі. / Б.В. Скворцов, В.І. Іванов, В.В. Крухмалев і ін .; Під ред. В.І. Іванова. - М .: Радио и связь. - 1994. -224 с.
17. Швидкодіючі фотодіоди для оптоелектронних пристроїв. - "Електронна техніка", серія 5, 1971, №2, С.9. В.А. Автономов, І.В. Варламовідр.
18. KS Chan, E. Herbert Li, Michael CY Chan "Optical Gain of InterdiffusedInGaAs - GaAs and AlGaAs - GaAs Quantum Wells", IEEE J. Quantum Electronics, vol. 34, NO. 1, pp. 157 - 165, 1998..
19. E. Herbert Li "Optical Properties of an InGaAs - InPInterdiffused Quantum Wells", IEEE J. Quantum Electronics, vol. 34, NO. 6, pp. 982 - 990, 1998..
20. J. Minch, SK Pask, T. Keating? And SL Chuang "Theory and Experiment of $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ and $In_{1-x-y}Ga_xAl_yAs$ Long Wavelength Strained Quantum Well Lasers ", IEEE J. Quantum Electronics, vol. 35, NO.5, pp.
21. Високочастотні кремнієві фотодіоди з рін структурою переходу. - "Радіотехніка та електроніка", 1971, №11, с.2332. Е.А. Георгіївська, А.Н. Істомін та ін.
22. Техніка оптичного зв'язку. Фотоприймачі. Під ред. Тсанг У. Переклад з англійської під ред. Трішенкова М.А. М. "Світ". 1988 р
23. Амброзяк А. Конструкція і технологія напівпровідникових фотоелектричних приладів. - М .: Сов. Радіо, 1970. - 389 с.
24. Батушев В.А. Електронні прибори. Видавництво друге, перероблене і доповнене. М. "Вища школа". 1980 384 с.
25. CampbellJ.C., DentaiA.G., QuaG.J., FergusonJ.F., IEEEJ. QuantumElectron, QE-19, 1134 (1983).

26. Beneking H., Grote N., Roth W., Svilans MN, *Electron. Lett.*, 16, 602 (1980a).
27. Sasaki A., Kuzuhara M., *Jpn. J. Appl. Phys.*, 20 L283 (1981).
28. Beneking H., *IEEE Electron Device Lett.*, EDL-1, 99 (1981).
29. Beneking H., Grote N., Svilans MN, *IEEE Trans. Electron. Devices*, ED-28, 404 (1981).
30. Sasaki A., Matsuda K., Kimura Y., Fujita S., *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-29, 1382 (1982).
44. Miller SL, Ebers JJ, *Bell System. Tech. J.*, 34, 883 (1955).
31. Дьяконов В.П. Лавинні транзистори і їх застосування в імпульсних пристроях. Під ред. С.Я. Шаца. М., "Сов. Радіо", 1973, 208 с.
32. Schuster M.A., Strull G., *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-13, 907 (1966).
33. Sakai S., Naitoh M., Kobayashi M., Umeno M., *IEEE Trans. Electron Devices*, ED-30, 404 (1983).
34. Wright PD, Nelson RJ, Cella T., *Appl. Phys. Lett.*, 37, 192 (1980).
35. "Picosecond optoelectronic devices". (Ed. CH Lee). Orlando. Academic Press, 1984.
36. Л.М. Андрушко, Н.Д. Федоров. "Електронні та квантові пристрої НВЧ" М. Мир. 1981.
37. JR Forrest, AJ Seeds. "Initial observation of optical illumination locking of an X-band IMPATT oscillator." *Electron. Lett.*, 1978, v.14, pp.829-830.