

Вінницький національний технічний університет

(повне найменування вищого навчального закладу)

Факультет інфокомунікацій, радіоелектроніки та наносистем

(повне найменування інституту, назва факультету (відділення))

Кафедра радіотехніки

(повна назва кафедри (предметної, циклової комісії))

Пояснювальна записка  
до магістерської кваліфікаційної роботи

«Магістр»

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему: **ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ  
КВАНТОВИХ ЯМ**

Виконав: студент 2-го курсу, групи РТ-18м  
спеціальності 172 – Телекомунікації та  
радіотехніка Освітня програма: Радіотехніка

(шифр і назва напрямку підготовки, спеціальності)

Ліхашорський С. В.

(прізвище та ініціали)

Керівник: д.т.н., професор каф. РТ

Осадчук В.С.

(прізвище та ініціали)

« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2019 р.

Рецензент: асистент каф. ТКСТБ

Макогон В. І.

(прізвище та ініціали)

« \_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2019 р.

Вінниця ВНТУ - 2019 рік

Вінницький національний технічний університет

Факультет Інфокомунікацій, радіоелектроніки та наносистем

Кафедра Радіотехніки

Освітньо-кваліфікаційний рівень Магістр

Спеціальність 172 – Телекомунікації та радіотехніка

(шифр і назва)

**ЗАТВЕРДЖУЮ**

Завідувач кафедри РТ

д.т.н., професор О.В. Осадчук

“ 03 ” 10 2019 року

## **З А В Д А Н Н Я НА МАГІСТЕРСЬКУ КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ СТУДЕНТУ**

Ліхашорському Сергію Володимировичу

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям»

керівник роботи Осадчук Володимир Степанович, д.т.н., професор

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом вищого навчального закладу від “02” 10 2019 року №254

2. Строк подання студентом роботи 17 грудня 2019 року

3. Вихідні дані до роботи: дослідження квантового методу моделювання польових нанотранзисторів на надтонкому (1–5нм) шарі кремнію; дослідження ефекту інтерференції при поздовжньому русі носіїв у короткому ( 5–50нм) каналі польового транзистора; дослідження впливу зарядки окисла на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію й малою еквівалентною товщиною підзатворного діелектрика;

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити): оптичні властивості напівпровідників; принципи побудови фотодетекторів на квантових ямах; квантоворозмірні фотоприймачі; економічна частина, безпека життєдіяльності; висновки; перелік посилань; додатки.

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень):

енергетичні зони на межі двох напівпровідників – гетероструктурі.  $E_2^C$  і  $E_2^V$  – межі зони провідності і валентної зони,  $E_g$  – ширина забороненої зони; енергетична діаграма квантової ями InGaAs в GaAs; схема роботи фотоприймача з набором квантових ям; модель фотопровідності для переносу електронів через фотоприймач із набором квантових ям; фотоприймальна матриця двомірних дифракційних ґрат; фотоприймальна матриця; структура транзистора SOI MOSFET

## 6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв
Основна частина	д.т.н., професор Осадчук В. С.		
Охорона праці та безпека в надзвичайних ситуаціях	к.т.н., доцент Березюк О. В.		
Економічна частина	к.т.н., доцент Адлер О. О.		

7. Дата видачі завдання 04 жовтня 2019 року

## КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів магістерської кваліфікаційної роботи	Строк виконання етапів роботи	Примітка
1.	Огляд літературних джерел. Вибір та узгодження теми МКР	02.09.2019-15.09.2019	
2.	Аналіз літературних джерел. Попередня розробка основних розділів	16.09.2019-22.09.2019	
3.	Затвердження теми. Розробка технічного завдання	23.09.2019-02.10.2019	
4.	Аналіз вирішення поставленої задачі. Розробка структурної схеми	03.10.2019-20.10.2019	
5.	Електричні розрахунки. Експериментальне дослідження	21.10.2019-29.10.2019	
6.	Розділ моделювання	30.10.2019-03.11.2019	
7.	Розробка графічної частини МКР	04.11.2019-10.11.2019	
8.	Аналіз економічної ефективності розробки	11.11.2019-15.11.2019	
9.	Охорона праці (ОП)	16.11.2019-22.11.2019	
10.	Оформлення пояснювальної записки та графічної частини	23.11.2019-27.11.2019	
11.	Нормоконтроль	28.11.2019-29.11.2019	
12.	Попередній захист МКР, доопрацювання, рецензування МКР	02.12.2019-06.12.2019	
13.	Захист МКР ЕК	09.12.2019-17.12.2019	

Студент

( підпис )

Ліхашорський С. В.

Керівник роботи

Осадчук В. С.

## РЕФЕРАТ

УДК 621.397

Ліхашорський А.В. Дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям. Магістерська кваліфікаційна робота. – Вінниця: ВНТУ, 2019. – 134 с. На українській мові. Бібліогр.: 63 назв; Рисунок 46; Таблиць 16.

У магістерській кваліфікаційній роботі розглянутий квантовий метод моделювання польових нанотранзисторів на надтонкому (1–5нм) шарі кремнію.

Досліджено ефект інтерференції при поздовжньому русі носіїв у короткому (5–50нм) каналі польового транзистора, досліджено вплив зарядки окисла на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію й малою еквівалентною товщиною підзатворного діелектрика.

Проведений квантовомеханічний розрахунок подібного розсіювання, отримані високі ступені (4–6) залежності інтенсивності такого розсіювання від товщини шаруючи. Показано, що оптимальними для характеристик транзистора є умови, коли довжина каналу на порядок перевищує товщину шаруючи кремнію.

Досліджено вплив матеріалу затвора й підзатворного діелектрика на характеристики транзистора.

Розрахунки на економічність приладу показали, що його впровадження у виробництво є економічно ефективним. Оскільки Ток < 3...5-ти років, то фінансування даного наукового дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям є доцільним.

При запровадженні у виробництво виробник отримає прибуток. Аналізуючи ринок можна розраховувати на значний попит на наш виріб. Підтвердженням цьому є технічні параметри даного пристрою, які кращі за параметри аналога.

В розділі охорони праці були розглянуті такі питання як безпека в надзвичайних ситуаціях, як технічні рішення з гігієни праці та виробничої санітарії, визначення безпечної відстані при оптичному випромінюванні, технічні рішення з промислової та пожежної безпеки при проведенні дослідження радіовимірювального параметричного перетворювача оптичного випромінювання, безпека у надзвичайних ситуаціях.

Ключові слова: квантові ями, фоторезистивний ефект, фоточутливість, резонансний тунельний діод, фотопровідність, фотодетектор, діелектрик.

## ABSTRACT

Likhashorsky AV Investigation of photosensitive devices based on quantum wells. Master's qualification work. – Vinnitsa: VNTU, 2019. – 132 p. In Ukrainian language. Bibliogr .: 63 titles; Fig. 46; Tab. 16.

In the master's qualification work the quantum method of modeling of field nanotransistors on a superfine (1–5nm) layer of silicon is considered.

The effect of interference in the longitudinal motion of carriers in a short (5–50 nm) channel of a field–effect transistor is investigated, the influence of oxide charging on the characteristics of a transistor with a thin layer of silicon and a small equivalent thickness of the gate dielectric is investigated.

Quantum mechanical calculation of such scattering is performed, high degrees (4–6) dependence of the intensity of such scattering on the thickness of the layer are obtained. It is shown that the conditions when the channel length is much more than the thickness of the silicon layer are optimal for the characteristics of the transistor.

The effect of gate material and gate dielectric on the characteristics of the transistor is investigated.

Calculations on the efficiency of the device showed that its introduction into production is cost effective. Since the Current is <3 ... 5 years, it is advisable to fund this scientific study of photosensitive devices based on quantum wells.

When introduced into production, the manufacturer will profit. Analyzing the market we can count on a significant demand for our product. Confirmation of this is the technical parameters of this device, which are better than the parameters of the analogue.

In the section labor protection covered such issues as safety in emergency situations, such as technical solutions for occupational hygiene and industrial sanitation, determination of safe distance for optical radiation, technical solutions for industrial and fire safety in the study of the radiometric parametric transducer of optical radiation, safety in emergency .

Key words: quantum wells, photoresistive effect, photosensitivity, resonant tunnel diode, photoconductivity, photodetector, dielectric.

## З М І С Т

<b>ВСТУП</b> .....	8
<b>1 ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ</b> .....	12
1.1 Теплові та оптичні властивості напівпровідників .....	12
1.2 Фоторезистивний ефект у напівпровідникових матеріалах .....	17
1.3 Технологія виготовлення квантових ям .....	25
1.4 Особливості енергетичних рівнів .....	27
1.5 Застосування квантових наноструктур в електроніці .....	28
<b>2 ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ ФОТОДЕТЕКТОРІВ НА КВАНТОВИХ ЯМАХ</b> .....	30
2.1 Інфрачервоні фотодетектори на квантових ямах .....	30
2.2 Енергетичний спектр електронів у квантовій ямі .....	31
2.3 Фоторезистивний ефект у структурах із квантовими ямами при межпідзонному поглинанні .....	35
<b>3 КВАНТОВОРОЗМІРНІ ФОТОПРИЙМАЧІ</b> .....	42
3.1 Квантова модель фоточутливого нанотранзистора.....	56
3.2 Квантове моделювання фото чутливого нанотранзисторів .....	59
3.3 Вплив зарядки окислу на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію .....	68
3.4 Вплив шорсткостей поверхні на перенос носіїв у тонкому шарі кремнію.....	71
3.5 Вплив матеріалу затвора й підзатворного діелектрика на характеристики транзистора .....	73
3.6 Розрахунок характеристик нанотранзистора .....	75
3.7 Дослідження граничних величин для кремнієвих польових нанотранзисторів.....	80
<b>4 АНАЛІЗ КОМЕРЦІЙНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ КВАНТОВИХ ЯМ</b> .....	81
4.1 Визначення рівня комерційного потенціалу дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям .....	81
4.2 Визначення рівня якості дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям .....	82
4.3 Визначення конкурентоспроможності дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям.....	85
4.4 Прогнозування витрат на виконання науково-дослідної, дослідно- конструкторської та конструкторсько-технологічної роботи .....	86
4.4.1 Розрахунок витрат, що стосуються виконавців дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям.....	86
4.5 Розрахунок загальних витрат на дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям .....	91

4.6 Прогнозування витрат на виконання та впровадження дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям .....	92
4.7 Прогнозування комерційних ефектів від реалізації дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям .....	92
4.8 Розрахунок ефективності вкладених інвестицій та період їх окупності .....	94
4.9 Розрахунок відносної ефективності вкладених коштів в НДДКР дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям .....	94
4.10 Розрахунок терміну окупності коштів, вкладених в наукову дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям.....	95
<b>5 ОХОРОНА ПРАЦІ ТА БЕЗПЕКА В НАДЗВИЧАЙНИХ СИТУАЦІЯХ.....</b>	<b>96</b>
5.1 Технічні рішення з виробничої санітарії та гігієни праці .....	96
5.1.1 Мікроклімат та склад повітря робочої зони.....	96
5.1.2 Виробниче освітлення.....	97
5.1.3 Виробничі віброакустичні коливання.....	99
5.1.4 Виробничі випромінювання.....	100
5.2 Технічні рішення з промислової та пожежної безпеки при проведенні дослідження .....	102
5.2.1 Безпека щодо організації робочих місць .....	102
5.2.2 Електробезпека.....	103
5.2.3 Пожежна безпека.....	103
5.3 Безпека у надзвичайних ситуаціях.....	105
5.3.1 Дослідження безпеки роботи фоточутливих пристроїв в умовах дії іонізуючих випромінювань.....	106
5.3.2 Дослідження безпеки роботи фоточутливих пристроїв в умовах дії електромагнітного імпульсу.....	107
<b>ВИСНОВКИ.....</b>	<b>109</b>
<b>ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ.....</b>	<b>110</b>
Додаток А (обов'язковий) Технічне завдання .....	115
Додаток Б (обов'язковий) Енергетичні зони на межі двох напівпровідників – гетероструктурі $E_2^C$ і $E_2^V$ – межі зони провідності і валентної зони, $E_g$ – ширина забороненої зони.....	120
Додаток В (обов'язковий) Енергетична діаграма квантової ями InGaAs в GaAs.....	122
Додаток Д (обов'язковий) Схема роботи фотоприймача з набором квантових ям.....	124
Додаток Е (обов'язковий) Модель фотопровідності для переносу електронів через фотоприймач із набором квантових ям.....	126
Додаток Ж (обов'язковий) Фотоприймальна матриця двомірних дифракційних ґрат .....	129
Додаток К (обов'язковий) Фотоприймальна матриця.....	131
Додаток Л (обов'язковий) Структура транзистора SOI MOSFET.....	133

## ВСТУП

**Актуальність.** Нанотехнологія за останні десятиліття стала однією з найбільш важливих і перспективних галузей знань, які об'єднують фізику, хімію, біологію, технічні науки. Більшість розвинутих держав проводить дослідження і розробки в області нанотехнології. Фундаментальні дослідження з проблем нанотехнології проводяться і в Україні, наприклад, у рамках комплексної програми НАН України «Наноструктурні системи, наноматеріали, нанотехнології», українсько–російської програми «Нанофізика і наноелектроніка» та інш. Наукові публікації в області нанотехнологій зростають за експоненціальним законом. Кожний рік за даною тематикою проводиться більш ніж 30 міжнародних конференцій. За багатьма прогнозами розвиток нанотехнологій буде визначати обличчя 21 століття, подібно до того як відкриття атомної енергії, винахід лазера, транзистора і комп'ютера визначили обличчя 20 століття.

При складній формі і будові наночастинки характеристичний розмір не розглядають її розмір у цілому, а розглядають розмір її структурного елемента. Такі частинки отримали назву наноструктур, хоча їх лінійні розміри можуть перевищувати 100 нм. Анізотропія структурних елементів наноструктур визначає їх належність до класу нуль-, одно-, дво- і тривимірних наноструктур.

Такі властивості матеріалів як магнітні, оптичні, електричні визначаються колективною взаємодією у твердих тілах, проте при переході від об'ємного стану до наноматеріалів ці властивості не зберігаються. Це не можна пояснити тільки за рахунок зростання їх питомої поверхні і збільшення відносної кількості поверхневих атомів без врахування квантово–розмірних ефектів. На основі цих ефектів можна пояснити такі явища як квантові точки, зміна ширини забороненої зони за рахунок локалізації екситонів, перехід феромагнітних матеріалів в супермагнітний стан.

**Зв'язок з науковими програмами, планами, темами.** Робота виконувалася у Вінницькому національному технічному університеті згідно з планом наукових досліджень Вінницького національного технічного



університету і Міністерства освіти розробки в рамках держбюджетної теми: 32–Д–395 «Розроблення та дослідження радіовимірювальних частотних параметричних мікроелектронних приладів фізичних величин для військових та цивільних об'єктів» (2019 р.).

**Мета і задачі дослідження.** Метою роботи є дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям та покращення метрологічних параметрів чутливості та точності вимірювання потужності оптичного випромінювання на основі цих структур.

**Об'єктом дослідження** є процес перетворення оптичного випромінювання в електричний сигнал у фоточутливих нанотранзисторних структурах на квантових ямах.

**Предметом дослідження** є фоточутливі наноелектронні пристрої на основі квантових ям.

Для досягнення поставленої мети в *роботі розв'язуються наступні завдання:*

1. Аналіз сучасних фоточутливих пристроїв на основі квантових ям з метою обґрунтування їхніх переваг та недоліків для вимірювання потужності оптичного випромінювання.

2. Дослідження властивостей структур фоточутливих нанотранзисторів та розробка їх математичної моделі, які дозволяють враховувати зміну активної та реактивної складових повного опору від дії потужності оптичного випромінювання, а також дозволяють дослідити її вплив на активну і реактивну складові повного опору.

3. Дослідження методів проектування та виготовлення фоточутливих пристроїв на основі квантових ям. Дослідження квантового методу моделювання польових нанотранзисторів на надтонкому (1–5нм) шарі кремнію.

4. Дослідження ефекту інтерференції при поздовжньому русі носіїв у короткому (5–50нм) каналі польового транзистора.

5. Дослідження впливу зарядки окисла на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію й малою еквівалентною товщиною підзатворного діелектрика.

**Методи дослідження.** Під час виконання роботи використовувались методи аналізу та синтезу, які ґрунтуються на використанні: основних положень теорії функції комплексної змінної; диференціального та інтегрального числення (створення математичних моделей МДН наноструктур); методів розрахунку лінійних електричних кіл з використанням; теорії ймовірності; тощо.

### **Наукова новизна одержаних результатів.**

1. Розглянутий квантовий метод моделювання польових нанотранзисторів на надтонкому (1–5нм) шарі кремнію. Метод заснований на обчисленні коефіцієнтів проходження електронів з контакту джерела в контакт стоку шляхом рішення рівняння Шредингера з урахуванням розподілу електричного поля в каналі транзистора. Для розрахунку самоузгодженого поля використовується рівняння Пуассона.

2. Досліджено ефект інтерференції при поздовжньому русі носіїв у короткому (5–50нм) каналі польового транзистора. Розрахунки показали, що для короткого каналу (20нм) інтерференція й квантовомеханічне відбиття в каналі транзистора приводять до розкиду характеристик транзисторів у межах 10%.

3. Досліджено вплив зарядки окислу на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію й малою еквівалентною товщиною підзатворного діелектрика. Показано, що використання high-k діелектриків значно придушує вплив убудованого заряду. Це зменшує технологічний розкид граничних напруг транзисторів в інтегральних схемах і значно збільшує радіаційну стійкість.

4. Досліджено вплив шорсткостей поверхні на перенос носіїв у тонкому шарі кремнію. Проведений квантовомеханічний розрахунок подібного розсіювання, отримані високі ступені (4–6) залежності інтенсивності такого розсіювання від товщини шаруючи. Показано, що оптимальними для характеристик транзистора є умови, коли довжина каналу на порядок перевищує товщину шаруючи кремнію.

5. Досліджено вплив матеріалу затвора й підзатворного діелектрика на характеристики транзистора. Показано, що зменшення ефективної товщини підзатворного діелектрика з високим k аж до 0.3нм не приводять до істотних

квантовомеханічним виправленням до ємності канал–затвор, які погіршують характеристики транзистора.

**Практичне значення одержаних результатів:**

Математичні моделі, отримані в роботі, можуть бути використані для інженерного розрахунку повного імпедансу нанотранзисторних структур, функції перетворення, чутливості приладів.

**Особистий внесок здобувача.** Основні положення і результати магістерської роботи отримані автором самостійно.

# 1 ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ

## 1.1 Теплові та оптичні властивості напівпровідників

Атоми у вузлах кристалічних ґраток здійснюють теплові коливання щодо положення рівноваги. Амплітуда теплових коливань залежить від температури. Електрони і дірки, переміщаючись по кристалічних ґратках, обмінюються енергією з коливними атомами. Це приводить до термодинамічної рівноваги між ґратками й електронним газом.

Розглянемо механізм теплових коливань атомів ґратки на прикладі одно- і двоатомних лінійних ланцюжків, а потім узагальнимо ці результати для коливань атомів тривимірних ґраток.

Лінійний ланцюжок атомів, що мають масу  $m$ , розташований на відстані  $a$  в стані рівноваги. При малих відхиленнях  $U_n$  – атома від положення рівноваги силу  $F_n$  взаємодії можна розглядати як квазіпружною, тобто пропорційною зміні відстані між атомами [2, 3]:

$$F_n = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) , \quad (1.1)$$

де  $\beta$  – коефіцієнт квазіпружної сили.

Рівняння руху  $n$ -го атома на підставі другого закону Ньютона можна подати у вигляді

$$m \frac{d^2 U_n}{dt^2} = \beta(U_{n+1} + U_{n-1} - 2U_n) . \quad (1.2)$$

Розв'язок цього рівняння є функція

$$U_n = A e^{i(kan - \omega t)} . \quad (1.3)$$

Підставивши (1.3) у (1.2) і зробивши необхідні перетворення, одержимо значення кругової частоти коливань

$$\omega = \pm 2(\beta/m)^{1/2} \sin\left(\frac{\kappa a}{2}\right). \quad (1.4)$$

Залежність частоти коливань від хвильового числа називається законом дисперсії для коливань. Хвильове число визначається з умови циклічності Борна–Кармана, що дозволяє одержати рівність  $e^{\pm i\kappa a N} = 1$ . Це означає, що  $\kappa a N = 2\pi g$ , звідки  $\kappa = \frac{2\pi}{aN} g$ . Тут  $g$  змінюється в межах  $-\frac{N}{2} \leq g \leq \frac{N}{2}$ . Для атомного ланцюжка, що складається з  $N$  однакових атомів, хвильовий вектор  $\vec{K}$  змінюється дискретно та в інтервалі від  $-\pi/a$  до  $+\pi/a$  може приймати  $N$  значень.

Розглядаючи коливання одноатомного ланцюжка, коли частота коливань залежить від хвильового числа, зіштовхуємося з поняттями фазової і групової швидкостей. Під фазовою швидкістю  $U_\phi$  розуміється швидкість поширення фази монохроматичної хвилі, обумовленої відношенням  $U_\phi = \omega/\kappa$ . Під груповою швидкістю  $U_{gp}$  розуміється швидкість поширення хвильового пакета, що визначає енергію хвилі. Групова швидкість дорівнює  $d\omega/d\kappa$ . На підставі (4) визначимо значення фазової і групової швидкостей [2, 3]:

$$U_F = \omega_m \left| \frac{\sin \frac{\kappa a}{2}}{\kappa} \right|, \quad (1.5)$$

$$U_{gp} = \frac{a\omega_m}{2} \left| \cos \frac{\kappa a}{2} \right|, \quad (1.6)$$

де  $\omega_m = 2\sqrt{\beta/m}$ .

Для малих значень  $K$ , на підставі (5) і (6) одержуємо  $U_F = U_{gp}$ , тобто фазова і групова швидкості рівні між собою. Для коротких хвиль, коли  $K = \pi/a$ , фазова швидкість  $U_F = \frac{2a}{\pi} \sqrt{\beta/m}$ , а групова швидкість, що переносить енергії коливань ґратки, зменшується до нуля. Це означає, що дані типи коливань характеризують стоячі хвилі в ґратках.

Розглянемо тепер коливання атомів кристалічних ґраток, елементарна комірка якої містить два атоми. Приклад таких кристалів це германій, кремній, а також з'єднання  $A^3B^5$ . Припустимо, що в одновимірному кристалі у вузлах ґраток знаходяться атоми двох видів з масами  $m_1$  і  $m_2$ . На підставі розв'язування рівнянь руху атомів двох видів визначаємо кругові частоти коливань ґратки [2, 3]:

$$\omega_1^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{\kappa a}{2}} \right], \quad (1.7)$$

$$\omega_2^2 = \frac{\omega_0^2}{2} \left[ 1 - \sqrt{1 - \gamma^2 \sin^2 \frac{\kappa a}{2}} \right], \quad (1.8)$$

де  $\omega_0^2 = 2\beta(m_1 + m_2)/m_1m_2$ ,  $\gamma^2 = 4m_1m_2/(m_1 + m_2)^2$ .

З аналізу (1.7) і (1.8) випливає, що кожному хвильовому числу відповідають два значення частоти  $\omega$ . З фізичної точки зору це означає, що в одновимірних кристалічних ґратках, елементарна комірка якої містить два види атомів, є дві гілки коливань: з частотою  $\omega_1$  – оптична і з частотою  $\omega_2$  – акустична.

Оптичним коливанням відповідають коливання атомів із протилежними фазами, тому центр маси комірки залишається в спокої, у той час як зсув атомів приводить до поділу зарядів, унаслідок чого в комірці виникає електричний дипольний момент.

Акустичні вітки відповідають синфазним коливанням атомів елементарної комірки, коли всі атоми роблять коливання з тими самими амплітудою і фазою.

Теплові коливання тривимірних ґраток можна уявити як суперпозицію гармонічних чи нормальних коливань атомів, з яких вони складаються. При цьому в характері коливань ґратки виявляються ті ж закономірності, що й в одновимірному ланцюжку атомів. Розв'язування тривимірного рівняння руху атомів ґраток дозволяє визначити амплітуду і частоту гармонічних коливань

кристала. Якщо кристал містить  $N = N_x N_y N_z$  елементарних комірок, у кожній з яких є  $b$  атомів, а кожен атом має три ступені свободи, то загальна кількість ступенів свободи буде  $3bN$ , а отже, і  $3bN$  типів хвиль. Систему  $3bN$  рівнянь руху атомів можна звести до системи  $3b$  рівнянь, з розв'язком якої виходить  $3b$  різних гілок коливань, тобто залежності  $\omega(\vec{K})$ . Три гілки називаються акустичними, інші  $3b - 3$  – оптичними.

Коливання типу акустичних означають, що зсуви обох атомів комірки однакові, і комірка зміщується як одне ціле. Це приведе до локальних стисків і розріджень у кристалі подібно стискам і розрідженням, що виникають при проходженні пружних, чи акустичних, хвиль, тому коливання, при яких обидва атоми коливаються у фазі, називаються акустичними. Для них при малих значеннях хвильового числа ( $\vec{K} \rightarrow 0$ ) фазова і групова швидкості рівні між собою.

При коливаннях типу оптичних атоми зміщуються в протилежних напрямках, вони коливаються в протифазі, тому залишають центр мас комірки в спокої, але зате в такому елементі виникають зсуви центрів зарядів і дипольний електричний момент. При освітленні кристала світлом спостерігається сильна взаємодія між світловою стелею і такими коливаннями, тому вони одержали назву оптичних коливань. Для них при  $K \rightarrow 0$  фазова швидкість прямує до нескінченності, а групова – до нуля. Максимальна частота оптичних коливань досягає  $10^{13}$  Гц.

Таким чином, коливання кристала являють собою суперпозицію коливань  $3bN$  атомів, які не взаємодіють між собою і є гармонічними квантовими осциляторами. Повна енергія теплових коливань кристала буде дорівнює сумі  $3bN$  енергій гармонічних осциляторів. У квантовій механіці енергія  $\kappa j$  – осцилятора визначається виразом  $E_{\kappa j} = \hbar \omega_j(\vec{K})(n_{\kappa j} + 1/2)$ , тоді повна енергія кристала

$$E = \sum_{\kappa j} \hbar \omega_j(\vec{K})(n_{\kappa j} + 1/2), \quad (n_{\kappa j} = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.9)$$

де  $\vec{K}$  – хвильовий вектор, що має  $N$  різних значень,  $j$  – гілка чи тип коливань.

При розгляді теплових коливань кристалічних ґраток вводиться поняття фонона. Фонон являє собою квант енергії коливань ґратки, рівний  $\hbar\omega_j(\vec{K})$ . Фонони розглядаються як квазічастинки, що можуть поглинатися і випускатися при їхній взаємодії з електронами. Взаємодіяти з електронами й один з одним можуть ті нормальні коливання кристала, що порушені вище його нульового енергетичного рівня  $E_0 = \hbar\omega_j(\vec{K})/2$ . Саме фонони з енергією вище нульового енергетичного рівня і є фононами. Тому, що фонони не мають спінів, вони підкоряються статистиці Бозе–Ейнштейна, відповідно до якої середнє число частинок у стані статистичної рівноваги в одному квантовому стані [2, 3]

$$\langle n \rangle = \left[ e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1 \right]^{-1}. \quad (1.10)$$

Квантовий стан, у якому знаходиться фонон, визначається осередком фазового простору обсягом  $h^3$  з енергією  $\hbar\omega$ . При високих температурах, коли  $kT \gg \hbar\omega$ , осцилятор знаходиться у високому енергетичному стані, і число фононів в одному елементі фазового простору  $\langle n \rangle = kT / \hbar\omega$ , а середня енергія осцилятора –  $\langle E \rangle = \langle n \rangle \hbar\omega = kT$ . При низьких температурах  $kT \ll \hbar\omega$ , тому  $\langle n \rangle = e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$ , а середня енергія осцилятора  $\langle E \rangle = \hbar\omega e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}$ .

Теплові характеристики кристала визначаються механізмом тих коливань, що залежать від зміни температури. Коливання температури приводять до зміни повної енергії кристала, що у стані термодинамічної рівноваги дорівнює сумі енергії оптичних і акустичних коливань, а також нульової енергії всіх гармонічних осциляторів.

При розрахунку теплоємності твердих тіл  $C = \partial E / \partial T$  вводиться поняття дебаєвської температури. Її фізичний зміст полягає в тому, що добуток дебаєвської температури  $\theta$  на постійну Больцмана являє собою енергію акустичних фононів, для яких хвильове число  $K = \pi/a$ . Значення дебаєвської температури для більшості твердих тіл знаходиться в межах від 100 до 300 К. У загальному випадку вираз для теплоємності є досить складним, тому аналіз роблять для випадку низьких і високих температур. При високих температурах, коли виконується умова  $T \gg \theta$  теплоємність твердих тіл не залежить від



температури. При дуже низьких температурах  $T \ll \theta$  у кристалічних ґратках не виникають оптичні коливання і їхній внесок в енергії коливань відсутній. У цьому випадку теплоємність пропорційна  $T$ . Ця залежність справедлива лише в дуже вузькій області температур, тобто декілька градусів, в околі абсолютного нуля.

Розглянемо, якими фізичними механізмами обумовлений тепловий опір твердих тіл. Попередні міркування засновані на гармонічному аналізі теплових коливань кристала. Це означає, що гармонічні хвилі поширюються в кристалі незалежно, не розсіюючи одна одну. Тепловий опір кристала дорівнює нулю, і тепловий потік поширюється зі швидкістю звуку. У цьому випадку фонони не зіштовхуються один з одним, тобто між ними немає взаємодії.

За відхилення теплових коливань атомів кристала від гармонічних, явище в математичному плані описується членами третього степені в зсувах атомів у розкладанні потенціальної енергії й одержало назву ангармонізму. Теорія показує, що врахування ангармонічних членів у потенціальній енергії приводить до поняття про можливість зіткнення фононів, тобто їхньої взаємодії. У процесі зіткнення фононів можливі два випадки – або два фонони перетворюються в один, або один фонон розпадається на два. Розсіювання фононів на фонах приводить до появи теплового опору. Зі збільшенням температури воно зростає. Самі фонони в процесі свого зіткнення народжуються і зникають. Температурний коефіцієнт лінійного розширення твердих тіл – величина постійна і зв'язана прямою пропорційністю з коефіцієнтом гармонічності.

## 1.2 Фоторезистивний ефект у напівпровідникових матеріалах

Зміна електричного опору напівпровідниковий матеріал під дією випромінювання отримала назву фоторезистивного або внутрішнього фотоелектричного ефекту. Фізична природа цього явища полягає в збільшенні концентрації носіїв заряду у напівпровіднику при дії світла. Фоторезистивний ефект описується величиною світлової провідності  $\sigma_f$  [4]

$$\sigma_f = q_n \mu_n \delta_n + q_p \mu_p \delta_p , \quad (1.11)$$

де  $\delta_n, \delta_p$  – надлишкові концентрації дірок і електронів, які утворені світловим потоком. Якщо  $\sigma_f > 0$ , то резистивний ефект є позитивним, якщо  $\sigma_f < 0$  – негативним. Провідність  $\sigma_0 = \sigma_T$ , викликана рівноважними носіями заряду, отримала назву темної. Повна провідність складається з темної і світлової провідності [4]

$$\sigma = q_n \mu_n (n_0 + \delta_n) + q_p \mu_p (p_0 + \delta_p) = \sigma_T + \sigma_f ,$$

Власне поглинання світла приводить до генерації електронів і дірок у рівних кількостях, тобто  $\delta_n = \delta_p$ . Екситонне поглинання світла приводить до створення зв'язаної пари електрон – дірка, яка є нейтральним утворенням, тому екситонне поглинання не збільшує концентрації носіїв заряду. Якщо екситон у кристалічній ґратці дисоціює, то це приводить до появи двох вільних носіїв заряду електрона і дірки.

За поглинання світла домішковими атомами або  $F$  – центрами зростає концентрація носіїв заряду одного типу. Якщо концентрація нерівноважних носіїв заряду перевищує концентрацію темнових основних носіїв, то змінюється тип провідності напівпровідниковий матеріал.

Коливання ґратки при поглинанні світла приводить до зростання концентрації носіїв заряду за рахунок вторинного ефекту, який полягає в зростанні концентрації фотонів, які віддають свою енергію на збудження носіїв заряду.

Вільні носії заряду, якщо вони поглинають світло, порушують рівноважний розподіл по квантових станах, хоча їх концентрація не змінюється, при цьому їх енергія зростає, що змінює рухливість, а це в свою чергу, змінює провідність.

При дії світла на напівпровідник зростає його провідність, проте в деяких випадках може зростати і його опір. Це пояснюється тим, що порушується стан рівноваги між темною генерацією і рекомбінацією поблизу поверхні

напівпровідниковий матеріал за рахунок дії світла, що в свою чергу, приводить до зростання швидкості рекомбінації в об'ємі. Таким чином, зменшується концентрація основних носіїв заряду, а отже зростає опір напівпровідниковий матеріал.

При описі фоторезистивного ефекту необхідно визначити розподіл носіїв заряду за рахунок дії світла на концентрацію носіїв заряду. Світлова концентрація носіїв заряду визначається на основі розв'язання одновимірного рівняння неперервності [4, 5]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n + \frac{1}{q_n} \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_0}{\tau_n^f}, \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{1}{q_p} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p^f}, \quad (1.13)$$

де  $n_0$ ,  $p_0$  – рівноважна концентрація електронів і дірок,  $G_n$ ,  $G_p$  – складові, які визначають швидкість генерації електронів і дірок,  $n$ ,  $p$  – концентрація електронів і дірок, які генеровані світлом,  $\tau_n^f$ ,  $\tau_p^f$  – час їх життя, якщо в напівпровіднику відсутній струм, тобто  $j_n = j_p = 0$ , то рівняння (1.12) і (1.13) набуває виду

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n^f}, \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p^f}. \quad (1.15)$$

В стаціонарному стані  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$ , і при відомих значеннях швидкості генерації  $G_n$  і  $G_p$ , вирази (1.14) і (1.15) мають розв'язання [6]

$$n - n_0 = \delta n = G_n \tau_n^f, \quad (1.16)$$

$$p - p_0 = \delta p = G_p \tau_p^f. \quad (1.17)$$

Формули (1.16) і (1.17) отримали назву першого характеристичного співвідношення для фоторезистивного ефекту [5]. Вони визначають залежність світлової провідності від інтенсивності світла і діапазону спектра

$$\sigma_f = q_p \mu_p (G_p \tau_p^f + b G_n \tau_n^f) = \Delta \sigma \quad , \quad (1.18)$$

де  $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$  – відношення рухливості електронів до рухливості дірок. Аналіз

(1.18) показує, що світлова провідність залежить від довжини падаючого світла і його інтенсивності. Швидкість генерації визначається інтенсивністю світла  $I$  і коефіцієнтом поглинання  $\alpha$ . Якщо в одиниці об'єму поглинається енергія

$$-\frac{dI}{dx} = \alpha I \quad , \quad (1.19)$$

то інтенсивність світла  $I$  можна виразити через потік фотонів  $n_f = I/h\nu$ , при цьому число фотонів, які поглинаються в одиниці об'єму за одиницю часу, буде дорівнювати [6]

$$\frac{1}{h\nu} \cdot \frac{dI}{dx} = (-)n_{f1} = \frac{\alpha I}{h\nu} = \alpha n_f \quad . \quad (1.20)$$

Отже, число фотонів  $n_{f1}$ , які поглинаються за одиницю часу в одиниці об'єму дорівнює добутку коефіцієнта  $\alpha$  і потоку фотонів  $n_f$ . Якщо кожний фотон, який поглинається з імовірністю  $\eta$ , породжує вільного носія заряду (або пару електрон–дірка), то величина  $\eta n_{f1}$  визначається як швидкість генерації носіїв заряду [5, 6]

$$G_n = \eta_n n_{f1} = \eta_n \alpha n_f \quad , \quad (1.21)$$

$$G_p = \eta_p n_{f1} = \eta_p \alpha n_f \quad . \quad (1.22)$$

Величина  $\eta_n$  і  $\eta_p$  отримали назву квантового виходу фотоіонізації. Якщо світлова провідність виникає за рахунок поглинання домішковими станами, то одна із складових  $\eta_n$  або  $\eta_p$  дорівнює нулю. З фізичних уявлень видно, що величина  $\eta$  може приймати значення одиниці або нуля. Експериментальні вимірювання показують, що  $\eta$  має різні значення як більше, так і менше одиниці. Проте це не означає, що один фотон безпосередньо може генерувати декілька вільних носіїв заряду. Це означає, що в напівпровіднику мають місце вторинні ефекти, при яких на кожний квант, який поглинається, припадає ефективне число вільних носіїв  $\eta_n$  і  $\eta_p$ , що перевищують одиницю. Враховуючи вирази (1.21) і (1.22), формула для густини струму, який викликаний світловою провідністю, має вид [5]

$$j_f = \sigma_f E = q_p \mu_p (\eta_p \tau_p^f + b \eta_n \tau_n^f) \alpha n_f E . \quad (1.23)$$

Якщо через  $l$  позначити розміри напівпровідниковий матеріал в напрямку поля і через  $U$  – напругу на ньому, то  $E = U/l$ ,  $\mu_p E = V_{dp}$ ,  $\mu_n E = V_{dn}$ . Час дрейфу для електронів визначається як  $t_n = l/V_{dn}$ , а для дірок –  $t_p = l/V_{dp}$ . Напруженість електричного поля описується через час, за який носії заряду проходять через напівпровідник

$$E = \frac{V_{dp}}{\mu_p} = \frac{l}{\mu_p t_p} = - \frac{l}{\mu_n t_n} . \quad (1.24)$$

Підставивши вираз (1.24) у вираз (1.23) отримаємо таке рівняння [5]

$$j_f = \left( q_p \mu_p \eta_p \tau_p^f \frac{l}{\mu_p t_p} - q_n \mu_n \eta_n \tau_n^f \frac{l}{\mu_n t_n} \right) \alpha n_f = q_p \left( \eta_p \frac{\tau_p^f}{t_p} - \eta_n \frac{\tau_n^f}{t_n} \right) \alpha n_f l . \quad (1.25)$$

Якщо зразок напівпровідникового матеріалу досить тонкий, а поглинання світла достатньо слабе, то величина  $\alpha n_f$  у всіх точках поверхні буде однаковою, Позначивши через  $n_{f\Sigma}$  повне число фотонів, які поглинув напівпровідниковий матеріал у своєму об'ємі, величину фотоструму можна записати у вигляді [5]

$$I_f = K_1 q_p n_{f\Sigma} , \quad (1.26)$$

де

$$K_1 = \eta_p \frac{\tau_p^f}{t_p} + \eta_n \frac{\tau_n^f}{t_n} . \quad (1.27)$$

Повна генерація носіїв заряду за одиницю часу при  $\eta_n = \eta_p = \eta$  описується виразом [5]

$$G = \eta n_{f\Sigma} . \quad (1.28)$$

Величина  $K_1$ , яка визначається (1.27), отримала назву коефіцієнта підсилення. З врахуванням (1.28) формула для фотоструму записується у вигляді [5]

$$I_f = G q_p K_1 . \quad (1.29)$$

Вираз (29) отримав назву другого характеристичного співвідношення для фоторезистивного ефекту.

Якщо напруженість електричного поля у напівпровідниковому матеріалі досить велика, то час прольоту  $t = l/V_d$  може стати меншим часу життя носіїв заряду. Рівняння (1.29) є справедливим для випадку, коли контакти мають омичний характер, тобто виконується умова рівності носіїв заряду, які увійшли через один омичний контакт і які вийшли з іншого омичного контакту.

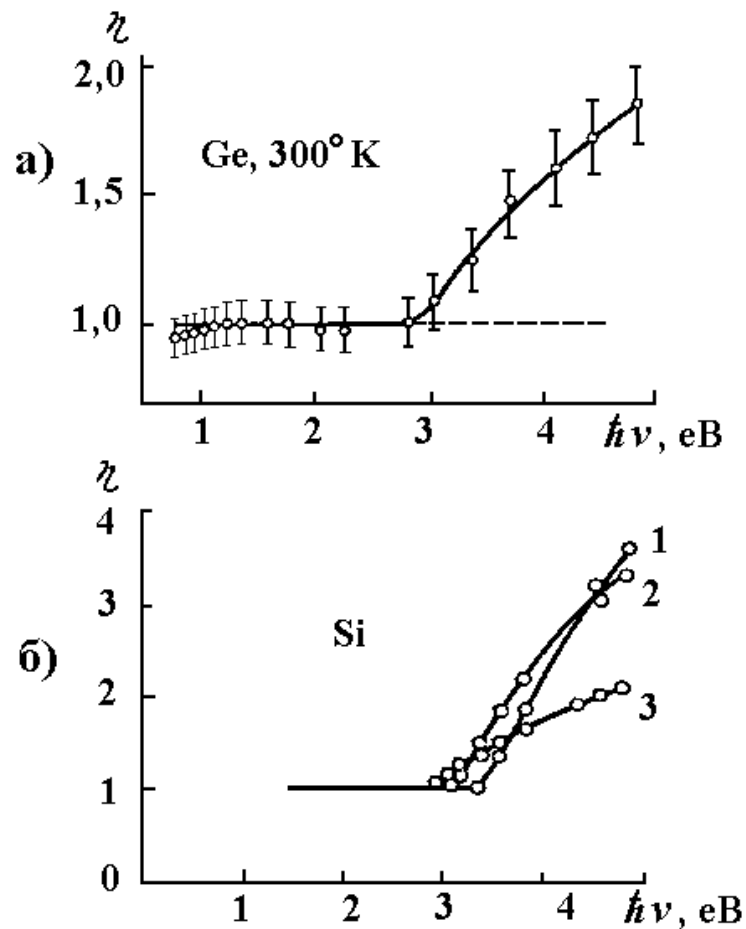


Рисунок 1.1 – Спектральна залежність квантового виходу в германії (а) і вплив температури на спектральну залежність квантового виходу кремнію (б) [5]

Квантовий вихід визначається на основі рівняння (1.25) при експериментальному визначенні фотоструму  $I_f$ . На рисунку 1.1, а подана спектральна характеристика квантового виходу для Ge, з якої видно, що до 2,7 еВ квантовий вихід дорівнює одиниці. При подальшому зростанні енергії фотонів квантовий вихід перевищує одиницю. Це пояснюється тим, що при поглинанні фотона у результаті прямого переходу квазіімпульси електрона і дірки дорівнюють один одному, а їх кінетичні енергії обернено пропорційні ефективним масам. Коли кінетична енергія однієї з частинок досягає величини, яка дорівнює ширині забороненої зони, то “гарячий” носій заряду може віддати свою енергію на створення додаткової пари вільних електрона і дірки. Якщо  $m_n = m_p$ , то границя росту квантового виходу лежить в області  $\hbar\nu = 3\Delta E_g$ , а при

$m_p > m_n$  – в області  $\hbar\nu = 2\Delta E_g$ . При підвищенні температури ширина забороненої зони зменшується, що приводить до зміщення границі росту  $\eta$  у бік менших енергій. Це підтверджують експериментальні криві для Si, які подані на рисунок 1.1,б. Отже, можна зробити висновки, що значення квантового виходу більше одиниці пов'язано із вторинним ефектом, який викликаний ударною іонізацією, а не безпосереднім утворенням двох пар носіїв заряду одним фотоном.

Величина світлової провідності залежить від інтенсивності світла, яка, в свою чергу, визначається процесами рекомбінації. Якщо рекомбінація лінійна, то надлишкова концентрація пропорційна інтенсивності світла, тобто [5]

$$\sigma_f \sim I, \quad I_f \sim I. \quad (1.30)$$

Якщо рекомбінація має квадратичний характер, то

$$\sigma_f \sim \sqrt{I}, \quad I_f \sim \sqrt{I}. \quad (1.31)$$

В загальному випадку можна вважати, що

$$\sigma_f \sim I^\gamma. \quad (1.32)$$

При  $\gamma = 1$  фоторезистивний ефект отримав назву лінійного, при  $\gamma < 1$  – нелінійного і при  $\gamma > 1$  – надлінійного.

Спектральна залежність фотопровідності визначається спектральною залежністю швидкості генерації. Для домішкового внутрішнього фотоефекту криві  $\sigma_f(\lambda)$  достатньо добре збігаються з кривими поглинання  $\alpha(\lambda)$  [5, 6].

Спектральна залежність фоторезистивного ефекту, що відповідає власному поглинанню, відрізняється від спектрів власного поглинання. Положення границі власного фоторезистивного ефекту відповідає границі власного поглинання, проте з ростом енергії фотонів спектральна крива



внутрішнього фотоефекту проходить через максимум і швидко зменшується, незважаючи на те, що поглинання світла в цій області досить велике (рисунок 1.13) [5].

Характеристикою речовини є фоточутливість  $S_f$ , яка визначається відношенням світлової провідності до інтенсивності світла [5]

$$S_f = \frac{\sigma_f}{I} \left[ \frac{m}{\text{Ом} \cdot \text{Вт}} \right]. \quad (1.33)$$

Спектральна характеристика фоторезистивного ефекту визначається як залежність фоточутливості від частоти або довжини хвилі світла. Фоторезистивний ефект використовується для створення фоторезисторів, які в подальшому будуть використані для створення частотних фоточутливих перетворювачів.

### 1.3 Технологія виготовлення квантових ям

Найпростіша квантова структура, в якій рух електрона обмежена в одному напрямку, – це тонка плівка або просто досить тонкий шар напівпровідниковий матеріал. Саме на тонких плівках металу вісмуту і напівпровідниковий матеріал InSb вперше спостерігалися ефекти розмірного квантування [2]. В даний час квантові структури виготовляють інакше. Розглянемо структуру енергетичного спектру напівпровідників. Цей спектр складається з дозволених і заборонених енергетичних зон, які сформовані з дискретних рівнів атомів, що утворюють кристал. Найвища енергетична зона називається зоною провідності. Нижче зони провідності розташована валентна зона, а між ними лежить заборонена зона енергій. В одних напівпровідників заборонені зони широкі, а в інших більш вузькі. Що станеться, якщо привести в контакт два напівпровідниковий матеріал з різними забороненими зонами (межа таких напівпровідників називається гетероструктурою). На рисунок 1.2 зображена кордон вузькозонних і широкозонного напівпровідників та наведена в додатку Б. Для електронів, що рухаються в вузькозонних напівпровідників і

мають енергію менше. Кордон буде грати роль потенційного бар'єру. Два гетеропереходи обмежують рух електрона з двох сторін і як би утворюють потенційну яму.

Таким способом створюють квантові ями, поміщаючи тонкий шар напівпровідниковий матеріал з вузькою забороненою зоною між двома шарами матеріалу з ширшою забороненою зоною. У результаті електрон виявляється замкненим в одному напрямку, що і призводить до квантування енергії поперечного руху. У той же час у двох інших напрямках рух електронів буде вільним, тому можна сказати, що електронний газ у квантовій ямі стає двовимірним. Таким же чином можна приготувати і структуру, що містить квантовий бар'єр, для чого слід помістити тонкий шар напівпровідниковий матеріал з широкою забороненою зоною між двома напівпровідниковими матеріалами з вузькою забороненою зоною.

Електрон з енергією менше  $E_2^C$  (рівень показаний червоним кольором) може знаходитися тільки праворуч від межі.

Коли рух електрона відбувається в обмеженій області, його енергія має строго визначені, дискретні значення. Кажуть, що спектр енергій квантований.



Рисунок 1.2 – Енергетичні зони на межі двох напівпровідників – гетероструктурі.  $E_2^C$  і  $E_2^V$  – межі зони провідності і валентної зони,  $E_g$  – ширина забороненої зони

У квантовій механіці електрон не бігає в обмеженій області, як класична частинка. Якщо він замкнений в атомі, молекулі або будь-якої потенційної ямі, то хвильова функція представляє собою стоячу хвилю. Якщо мова йде про прямокутну потенційну яму, яка зображена на рисунку 1.3, то за своєю формою

хвиля буде такою ж, як і у випадку натягнутої струни, але дискретним в цьому випадку буде не спектр частот, а спектр енергій. Стоячі хвилі, що описують електронні стани в ямі, – це синусоїди, які обертаються в точках  $x = 0$  і  $x = a$  в нуль.

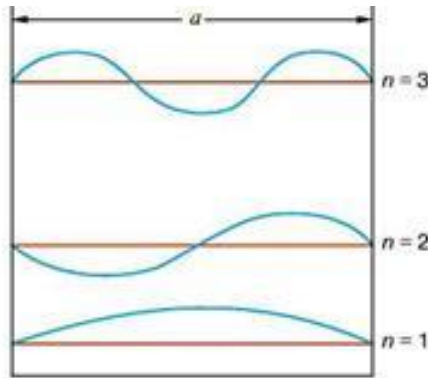


Рисунок 1.3 – Хвильові функції та рівні енергії частки, що знаходиться в нескінченно глибокій потенційній ямі. Показані три нижніх енергетичних рівня (червоний колір) і три хвильові функції

$$\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{\pi x}{a} n, \quad (1.34)$$

де  $n$  – номер квантового стану,  $a$  – розмір ями. На рисунок 2 зображені три такі функції, відповідні  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Електронна щільність у ямі розподіляється нерівномірно, є максимуми і мінімуми щільності ймовірності. З формули (1.34) випливає також, що довжини хвиль хвильових функцій, що описують електронні стани з різними  $n$ , задовольняють умовам  $\lambda_n/2 = a/n$ , тобто в ямі укладається ціле число півхвиль.

#### 1.4 Особливості енергетичних рівнів

Знайдемо дозволени рівні енергії електрона, що знаходиться в потенційній ямі. Скористаємося правилом квантування Н. Бора. Згідно постулату Бора, в потенційній ямі дозволени лише ті траєкторії, для яких імпульс частинки  $p_n$  і ширина ями  $a$  пов'язані співвідношенням

$$p_n a = \pi \hbar n. \quad (1.35)$$

Тут  $n$  – номер квантового стану. Визначивши звідси дозволені значення імпульсу, знайдемо і рівні енергії в ямі:

$$E_n = \frac{p_n^2}{2m} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2. \quad (1.36)$$

Мінімальна енергія частки, що знаходиться в ямі, не може бути рівною нулю. Завжди існує так звана енергія нульових коливань, яка, згідно з формулою (1.36), дорівнює  $n^2 \hbar^2 / (2ma^2)$ . Обчислимо, який порядок має величина першого рівня в реальному квантовій ямі. Якщо ширина ями дорівнює 5 нм, то, згідно (1.36), маємо  $E_1 = 0,02$  еВ. Потрібно, однак, мати на увазі, що електронна маса в кристалі може істотно відрізнятись від маси вільного електрона  $m = 10^{-27}$  г. У типовій ситуації ефективна маса в квантовій ямі в десять разів менше маси вільного електрона. Тоді при тій же ширині ями отримаємо  $E_1 = 0,2$  еВ. Ця величина і визначає характерний масштаб електронних енергій у квантових структурах.

### 1.5 Застосування квантових наноструктур в електроніці

Розглянемо принцип дії двох основних приладів сучасної квантової електроніки. Резонансний тунельний діод. У класичній фізиці якщо повна енергія частинки менше потенційної енергії в області бар'єру, то ця частка відбивається і потім рухається у зворотному напрямку. У тому випадку, коли повна енергія перевищує потенційну, бар'єр буде подолано. Квантова частинка поводитьсь інакше: вона долає бар'єр подібно хвилі. Навіть якщо повна енергія менше потенційної, є вірогідність подолати бар'єр. Це квантове явище отримало назву "тунельний ефект". Воно використовується в резонансному тунельному діоді. Він складається з двох бар'єрів, розділених областю з малою потенціальною енергією. Область між бар'єрами – це ніби потенційна яма, в

якій є один або кілька дискретних рівнів. Характерна ширина бар'єрів і відстань між ними становлять кілька нанометрів. Області ліворуч і праворуч від подвійного бар'єру грають роль резервуарів електронів провідності, до яких примикають контакти. Електрони займають досить вузький енергетичний інтервал. У приладі використовується наступна особливість подвійного бар'єру: його тунельна прозорість має яскраво виражений резонансний характер. У тому випадку, коли енергія електронів, що налітають на бар'єри, дорівнює енергії дискретного рівня, тунельна прозорість різко зростає. При резонансі завдяки інтерференції хвиль у внутрішній області гаситься хвиля, що відбивається від подвійного потенційного бар'єру. Отже, хвиля, що впала ліворуч, повністю проходить направо.

Розглянемо роботу резонансно тунельного діоду. Струм, що протікає через подвійний бар'єр, залежить від величини прикладеної напруги. Потенціал в приладі падає головним чином в області подвійного бар'єру, оскільки області ліворуч і праворуч від нього володіють високою провідністю. Якщо прикладена напруга мала і енергія електронів, що налітають на бар'єр зліва, менше енергії дискретного рівня, то прозорість бар'єру і, отже, що протікаючий струм будуть малі. Струм досягає максимального значення за таких напругах, коли енергія електронів дорівнює енергії дискретного рівня. При більш високих напругах енергія налітаючих електронів стане більшою за енергії дискретного рівня і тунельна прозорість бар'єру зменшиться. При цьому струм також зменшиться. На вольт-амперній характеристиці буде ділянка від'ємного диференціального опору. Завдяки цьому в електронних схемах резонансно тунельний діод може використовуватися не тільки як випрямляч, а й виконувати різноманітні функції. Якщо до центральної області резонансно тунельного діода підвести контакт, через який можна керувати положенням дискретного рівня, вийде новий прилад – транзистор.

Резонансний тунельний діод – це перший реальний пристрій з квантовою ямою і бар'єрами. Він був створений Лео Есакі і Чангом в 1974 році. Ідею приладу запропонував Л. Йогансен ще в 1963 році.

## 2 ПРИНЦИПИ ПОБУДОВИ ФОТОДЕТЕКТОРІВ НА КВАНТОВИХ ЯМАХ

### 2.1 Інфрачервоні фотодетектори на квантових ямах

Інфрачервоні фотодетектори, що працюють у діапазоні довжин хвиль від 3 мкм до 12 мкм, застосовуються для ідентифікації газів в атмосфері, тому що багато хімічних сполук мають характеристичні спектри поглинання в цій області. Вони також використовуються в приладах нічного бачення, оскільки пік випромінювання чорного тіла кімнатної температури лежить у районі 10 мкм і в цій області атмосфера має вікно прозорості.

Існують різні типи фотодетекторів, використовуваних у цьому спектральному діапазоні:

- a) на міжзонному поглинанні у вузькозонних напівпровідникових матеріалах (CdHgTe, InSb і ін.) (рисунок 2.1 а),
- b) на домішковому поглинанні (рисунок 2.1 б),
- c) на внутрішньозонних переходах у квантово-розмірних гетероструктурах (рисунок 2. 1 с).

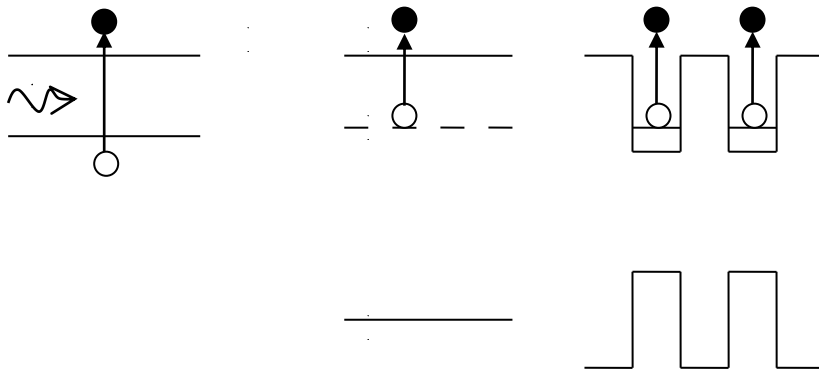


Рисунок 2.1 – Типи ІК фотодетекторів: а) на межзонних оптичних переходах, б) на домішкових переходах, с) на внутрізонних переходах у квантово-розмірних структурах

Червона границя фоточутливості фотодетекторів першого типу визначається шириною забороненої зони напівпровідниковий матеріал; другого

типу – енергією іонізації домішки, третього типу – висотою потенційного бар'єра у квантово–розмірних шарах. У детекторах третього типу на багат шарових структурах із квантовими ямами з'являється можливість управляти характеристиками приладу зміною ширини та властивостями квантових ям.

Фотопровідність у таких фотодетекторах здійснюється за рахунок порушення носіїв заряду (електронів або дірок) із шарів з розмірним квантуванням у стани над бар'єром і наступним дрейфом їх у зовнішнім електричному полі. Принципова відмінність цих детекторів від детекторів на домішковому поглинанні полягає, по–перше, в упорядкованому положенні фотоактивних носіїв у шарах, розділених потенційними бар'єрами. Бар'єрні шари обмежують величину наскрізного темного струму й дозволяють варіювати концентрацію легуючої домішки в них у широких межах, що важливо для детекторів цього типу. По–друге, просторове обмеження електрона й дірки в КЯ забезпечує більшу силу осцилятора й тим самим збільшує коефіцієнт поглинання. По–третє, зміна геометрії й состава квантово–розмірних шарів дозволяє змінювати спектральні й інші характеристики фотоприймальних пристроїв (спектр fotocутливості, темновий струм та ін.) у широких межах.

Найбільше поширення одержали квантово–розмірні гетероструктури на основі з'єднань  $A^3B^5$  (GaAs і його твердих розчинів). Потенційна перспективність таких гетероструктур полягає у високому рівні розвитку GaAs–Технології, включаючи технологію молекулярно–променевої й газо–фазної епітаксії, і в можливості високого рівня інтеграції фотоприймальних елементів і електронних елементів обробки сигналів.

Недоліком фотодетекторів на основі квантових ям є низька квантова ефективність приблизно 2–3%, тоді як для фотоприймачів на міжзонних переходах в вузкозонних напівпровідниковий матеріалах в межах 60–90%.

## 2.2 Енергетичний спектр електронів у квантовій ямі

Розглянемо питання про енергетичний спектр 2D газу на прикладі гетероструктури GaAs/In<sub>x</sub>Ga 1–<sub>x</sub>As з однієї КЯ, утвореної шляхом вбудовування

тонкої ( $\sim 1 \div 10$  нм) прошарку твердого розчину  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  у відносно більше товстий ( $\sim 1$  мкм) шар GaAs. Оскільки ширина забороненої зони твердого розчину  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$   $E_g(x)$  менше ширини забороненої зони GaAs ( $E_{g0} \approx 1.426$  eV) і на границі цих матеріалів утвориться гетероперехід так званого « $\alpha$ » типу, що охоплює. Розриви зони провідності  $\Delta E_c(x)$  і утворять потенційну яму для електронів у напрямку осі  $z$ , перпендикулярної площини шаруючи (рисунок 2.2) та наведена в додатку В. Якщо ширина ями  $l_a$  порівнянна з дебройлевською довжиною хвилі електронів і дірок, розмірне квантування  $z$ -компонента хвильового вектору  $k$  і відповідного компонента енергії стає істотним.

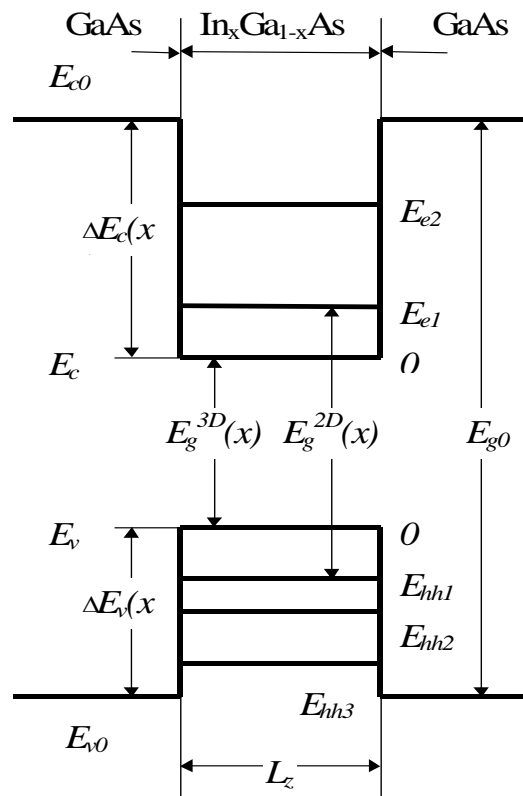


Рисунок 2.2 – Енергетична діаграма квантової ями InGaAs в GaAs

Енергетичний спектр електронів у ямі  $E_n$  і хвильова функція, що обгинає  $n(z)$  перебувають із одноелектронного рівняння Шредингера

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + E_c(z) \right) \chi_n(z) = E_n \chi_n(z), \quad (2.1)$$



де  $m_e$  – ефективна маса електронів, функція  $E_c(z)$  описує профіль потенційної ями.

У площині квантової ями рух електронів залишається необмеженим. Тому про електрони у квантовій ямі говорять як про двовимірний електронний газ. Енергетичний спектр  $x$ - $x$ - і  $y$ -компонент енергії 2D газу є квазінеперервним, як і в тривимірному матеріалі.

У наближенні квадратичного закону дисперсії (параболічних зон) повна енергія електрона у квантовій ямі може бути записана у вигляді:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_x^2 + k_y^2) + E_n \quad (2.2)$$

Для найпростішого випадку прямокутної потенційної ями з нескінченно високими стінками

$$E_n = E_{e1} n^2, \quad (2.3)$$

$$E_{e1} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e l_a^2} \quad (2.4)$$

Огинаючі хвильові функції двох зв'язаних у квантову яму станів і стану в безперервному спектрі показані на рисунку 2.3.

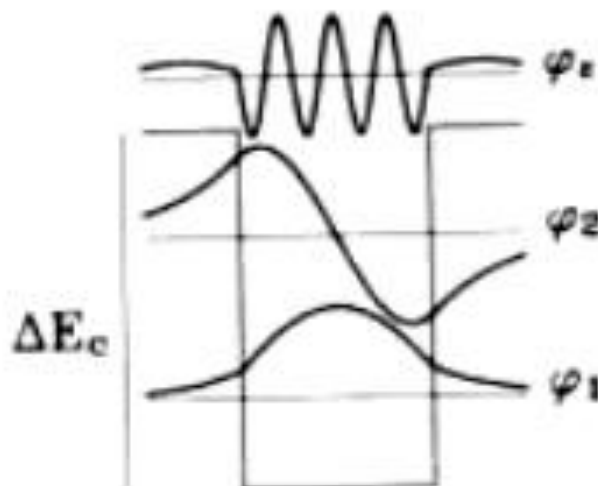


Рисунок 2.3 – Хвильові функції електронів у квантовій ямі

Проаналізуємо міжпідзонні переходи в зоні провідності. Припускаючи рівність ефективних мас для ями й бар'єра, можна показати, що матричні елементи для переходів між станами з однієї зони пропорційні  $\delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}$  (тобто  $2D-D$  – мірний імпульс  $\mathbf{p}$  зберігається) і визначаються поперечною хвильовою функцією  $\varphi_n(z)$

$$\begin{aligned} \langle n\mathbf{p}|\hat{v}_i|n'\mathbf{p}'\rangle &= \delta_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \begin{cases} 0, & i = x, y, \\ v(n, n'), & i = z; \end{cases} \\ v(n, n') &= \frac{1}{m} \int dz \varphi_n^*(z) \hat{p}_z \varphi_{n'}(z), \end{aligned} \quad (2.5)$$

де  $n, n'$  – квантові числа, що характеризують рух у напрямку  $z$  для симетричної квантової ями. Використовуючи (2.5), можна показати, що переходи між станами з однакою парністю заборонені, і матричний елемент  $v(n, n')$  обернено пропорційний ширині ями  $d$  для переходів між дискретними станами. Для переходів з основного стану ( $n=1$ ) у безперервний спектр, де стану характеризуються поперечною енергією  $E_t = E - p^2/2m$ , матричні елементи пропорційні  $1/\sqrt{l_a}$ . Біля краю безперервного спектра, для  $E_t \approx 0$  матричний елемент  $v(n, E_t)$  має сингулярність (особливість) для певних резонансних ширин ями. Причиною цієї сингулярності є те, що при таких значеннях  $d$  яма містить дрібний зв'язаний стан з дуже низькою енергією зв'язку, що приводить до резонансного посилення цього переходу при малому  $E_t$ . Хвильова функція резонансного стану безперервного спектра локалізована поблизу ями й має гарне перекриття з основним станом, що приводить до збільшення відповідного матричного елемента.

Коефіцієнт інфрачервоного поглинання поглинання квантової ями, обумовлений як відношення поглиненої потужності випромінювання до падаючої, для переходів із заповненого основного стану  $|1\rangle$  з концентрацією  $N_{2D}$  у перший порожній збуджений стан  $|2\rangle$  визначається вираженням:

$$\alpha_\nu = \frac{2\pi q^2}{\nu c \sqrt{\epsilon}} \cos^2 \theta |\nu(1, 2)|^2 N_{2D} \delta_\Gamma(\epsilon_1 - \epsilon_2 + h\nu), \quad (2.6)$$

де  $\theta$  – кут між напрямком електричного поля електромагнітної хвилі  $\mathbf{E}$  і одиничним вектором по осі  $z$   $\mathbf{e}_z$ . З (2.6) треба, що при внутрішньозонних переходах, на відміну від міжзонних переходів, квантова яма не поглинає випромінювання, що падає по нормалі до площини ями. Оскільки висвітлення зразка через бічний відкол мало ефективно, те звичайно в таких приладах уведення випромінювання здійснюється під кутом до площини квантової ями через ямки травлення (рисунок 2.4.).

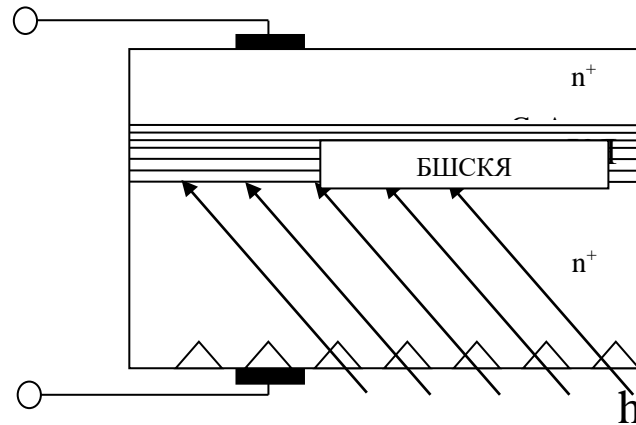


Рисунок 2.4 – Структура фоторезистивного інфрачервоного фотодетектора

Пік міжпідзонного поглинання має кінцеву ширину. Величина поглинання в піку для однієї квантової ями може досягати декількох відсотків.

2.3 Фоторезистивний ефект у структурах із квантовими ямами при межпідзонному поглинанні

Зонна діаграма частини БШСКЯ InGaAs/GaAs (число ям порядку 10) зображена на рисунок 2.5. Товщина шарів КЯ InGaAs  $l_a$  і бар'єрних шарів GaAs  $l_b \sim 5$  і  $\sim 50$  нм відповідно.

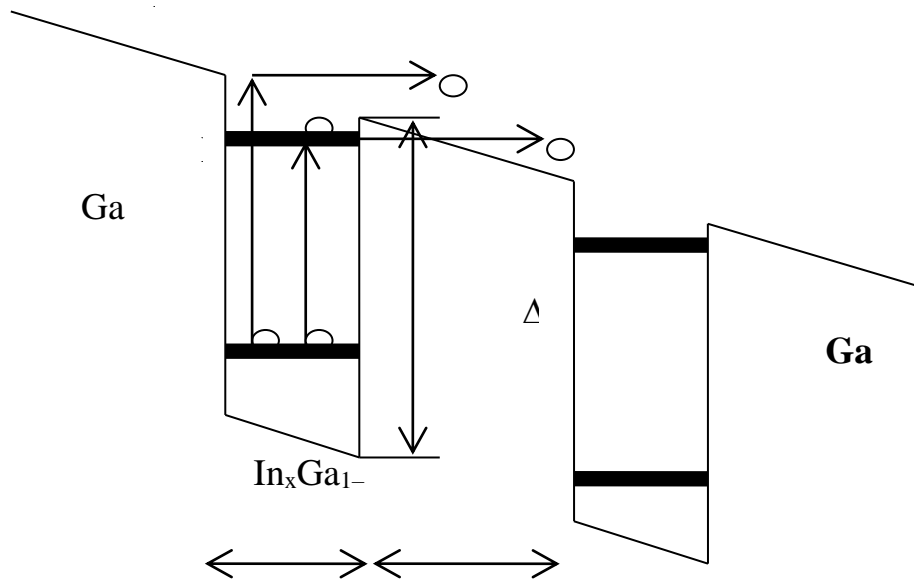


Рисунок 2.5 – Енергетична діаграма зони провідності МС квантовій ямі:  $E_1$  і  $E_2$  – рівні розмірного квантування для поперечного руху електронів,  $E_c$  – край зони провідності бар'єра.

Бар'єрні шари GaAs легуються донорною домішкою Si з концентрацією, що забезпечує часткове заповнення першої підзони з поверхневою концентрацією електронів у квантовій ямі

$$N_{2D} = \frac{m}{\pi \cdot h^2} \cdot \Delta E, \quad (2.7)$$

де  $\Delta E = E_F - E_1$ ,  $E_F$  – рівень Ферми. Збільшення  $\Delta E$  збільшує коефіцієнт поглинання й, отже, фоточутливість, однак, при цьому зростає наскрізний темновий струм через структуру, що збільшує рівень шуму й зменшує граничну виявляюча здатність детектора. Оптимальне заповнення першої підзони в квантовій ямі  $\Delta E \sim 50$  меВ визначається з умови оптимізації цих характеристик. При оптимальному  $\Delta E$  електронний газ у квантовій ямі InGaAs сильно вироджені.

Параметри фотоприймача (спектральна залежність фоточутливості, гранична виявляюча здатність, темновий струм і ін.) залежать від положення

рівнів квантування  $E_n$  відносно один одного й щодо потенційного бар'єра (край зони провідності GaAs), від величини тягнучого електричного поля, робочої температури й розмірів окремого фотоприймального елемента. Для приймача випромінювання найважливішим параметром є гранична інтенсивність випромінювання  $P_{th}$ , при якій реєструємий фотострум дорівнює власним струмовим шумам фотоприймача.

Установлено, що основним шумом у МС квантовій ямі є дробовий шум темного струму

$$i_n = \sqrt{4qI_d\gamma\Delta f}, \quad (2.8)$$

де  $q$  – заряд електрона,  $I_d$  – темновий струм,  $\gamma = \frac{L}{N(l_a + l_b)}$  – так зване

фотоелектричне посилення фотодетектора ( $L$  — довжина вільного пробігу фотоелектронів у МС квантовій ямі,  $l_b$  – ширина бар'єра GaAs,  $l_a$  – ширина квантової ями InGaAs,  $N(l_a + l_b)$  – повна товщина структури з  $N$  періодів),  $\Delta f$  – смуга пропускання підсилювального тракту.

Зміною параметрів квантової ями і рівня легування бар'єра домагаються зменшення  $I_d$  при заданому спектральному діапазоні й квантовій ефективності.

Темновий струм  $I_d$  у структурі, зображеної на рисунок 4, складається з термоактиваційної і тунельної складових і в загальному випадку має вигляд:

$$I_d = \frac{q m^* v(V)}{\pi h (l_a + l_b)} \int_{E_1}^{\infty} f(E) T(E, V) dE, \quad (2.9)$$

де

$$v(V) = \frac{\mu_n F}{\sqrt{1 + \mu_n F / v_s}} \quad (2.10)$$

– дрейфова швидкість електронів у бар'єрних шарах GaAs в електричному полі

$$F = \frac{V}{N(l_a + l_b)} , \quad (2.11)$$

$v_s = 2 \cdot 10^7$  див/з – дрейфова швидкість насичення,  $\mu_n = 4000$  див<sup>2</sup>/(У с) – рухливість електронів в GaAs,  $E_1$  – енергія першого рівня квантування в шарі КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ,  $f(E)$  – функція Фермі розподілу двовимірного електронного газу,  $T(E, V)$  – імовірність емісії електронів із шару InGaAs у стани над бар'єром,  $N$  – число КЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Залежність  $T(E, V)$  від зовнішнього зсуву  $V$  ураховує зниження висоти бар'єра  $\Delta E_c$  (Рисунок 2.5) для гарячих електронів, що мають енергію  $E \approx \Delta E_c$ . При  $E > \Delta E_c$ , якщо не враховувати відбиття від границі InGaAs/GaAs, можна покласти,  $T(E, V) = 1$ .

Падаюче на фотодетектор випромінювання інтенсивністю  $P$  (квант/див<sup>2</sup> с) створить фотострум:

$$I_\phi = q\eta N\gamma , \quad (2.12)$$

де  $\eta \ll 1$  квантова ефективність одного періоду МС квантовій ямі,  $\gamma$  – коефіцієнт фотоелектричного посилення.

Гранична інтенсивність випромінювання

$$P_{th} = \frac{i_n}{q\eta N\gamma} . \quad (2.13)$$

Оптимізація параметрів фотоприймача складається в зменшенні значення  $P_{th}$  при збереженні діапазону спектральної фоточутливості МС квантовій ямі. З (2.4) видно, що спектр фоточутливості МС квантовій ямі залежить від ширини квантової ями  $l_a$ .  $P_{th}$  залежить від положення  $E_2$  другі рівні квантування щодо краю зони провідності GaAs, концентрації носіїв  $N_{2D}$  у шарі InGaAs і середньої довжини вільного пробігу, що визначає значення  $\gamma$ .

Положення рівня Ферми в КЯ визначається вираженням:

$$E_F = E_1 + \frac{N_{2D}\pi\hbar^2}{m^*}. \quad (2.14)$$

Темнової струм

$$I_d \sim e \frac{N_{2D}\pi\hbar^2}{m^*kT} \quad (2.15)$$

експоненційно росте зі збільшенням концентрації легуючої домішки, що визначає величину  $N_{2D}$ . Коефіцієнт поглинання змінюється пропорційно концентрації  $N_{2D}$ . Легко показати, що оптимальна концентрація  $N_{2D}$ , при якій досягається мінімальне значення  $P_{th}$ ,

$$N_{2D} = \frac{2m^*kT}{\pi\hbar^2}. \quad (2.16)$$

Другим важливим параметром, що визначає  $P_{th}$ , є висота бар'єра  $\Delta E_c$ , що визначається матеріалом бар'єрного шару (GaAs).

Існує два типи фоточутливих структур. Структури із дрібної квантової ями, коли

$$\Delta E_c < \frac{2\pi\hbar^2}{m^*l_a^2} \quad \text{і} \quad h\nu + E_1 > \Delta E_c. \quad (2.17)$$

У цьому випадку є тільки одна підзона в квантовій ямі, і порушення фотоелектронів відбувається з рівнів цієї підзони в стани квазінеперервного спектра над бар'єром з наступним дрейфом у зовнішнім полі.

Структури із глибокою квантовою ямою, коли

$$\Delta E_c > \frac{2\pi\hbar^2}{m^*l_a^2}. \quad (2.18)$$

У цьому випадку можливі також переходи між двома підзонами з наступним або тунелювання через залишковий бар'єр висотою  $\Delta E_c - E_2$  або релаксацією в основний стан.

Якщо  $h\nu + E_1 > \Delta E_c$ , те коефіцієнт поглинання й квантова ефективність зменшуються зі збільшенням кінцевої енергії фотоелектрона  $h\nu + E_1$  у зв'язку зі зменшенням сили осцилятора для таких переходів. З іншого боку, якщо

$\Delta E_c \gg \frac{2\pi\hbar^2}{m^*l_a^2}$  й  $h\nu + E_1 < \Delta E_c$ , те переходи здійснюються між двома підзонами в КЯ. Квантова ефективність також буде мала через зменшення ймовірності емісії електронів з квантової ями в бар'єр.

Оптимальною є структура МС квантовою ямою, при якій рівень  $E_2$  перебуває поблизу вершини бар'єра  $\Delta E_c$  і задовольняється умова

$$W(V) = \frac{1}{\tau_w} \gg \frac{1}{\tau_{21}}, \quad (2.19)$$

де  $W(V)$  — ймовірність тунелювання через трикутний у зовнішнім електричному полі (11) бар'єр в GaAs,  $\tau_{21} \approx 10-13$  с — час життя на збудженому рівні стосовно випущення оптичного фонона, тобто час релаксації в основний стан,  $\tau_w$  — час життя стосовно емісії електрона з квантової ями.

При цьому зі зростанням величини  $\Delta E_c - E_2 > 0$  збільшується коефіцієнт поглинання через більшу локалізацію хвильової функції стану з енергією  $E_2$ .

Час життя  $\tau_w$  на рівні порушення  $E_2$  стосовно тунелювання через трикутний бар'єр

$$\tau_w = \frac{2l_a m^*}{\sqrt{2m^* \varepsilon_2 W^2}}, \quad (2.20)$$

де ймовірність тунелювання

$$W(\varepsilon) = \exp(-4(\Delta E_c - E_2)^{1.5} \frac{\sqrt{2m^*}}{3\hbar q E}). \quad (2.21)$$

Як уже було сказано вище, для досягнення високої квантової ефективності необхідне виконання умови  $(t_{21}/\tau_w) \gg 1$ . Звичайно застосовуються МС квантові ями — структури із числом шарів  $N = 50$  і періодом 50 нм. Напруга зсуву  $V$  на структурі вибирається в діапазоні 0.5 – 2.0 В.

Фотострум  $I_\phi$  у загальному випадку має два компоненти

$$I_\phi = I_b(h\nu, V) + I_1(h\nu, V), \quad (2.22)$$



де  $I_b(h\nu, V)$  – фотострум при порушенні електронів у стани над бар'єром,  $I_1(h\nu, V)$  – фотострум, пов'язаний з порушенням фотоелектронів у другу підзону в ямі InGaAs.

У першому наближенні компонента фотоструму мають вигляд

$$I_b(h\nu, V) = \alpha(h\nu) n_0 t_{b1}(V) v(V) q S P, \quad (2.23)$$

$$I_1(h\nu, V) = \alpha(h\nu) n_0 W(E) t_{b1}(V) v(V) q S P / (W(E) - \tau_w / \tau_{21}), \quad (2.24)$$

де дрейфова швидкість у бар'єрному шарі

$$v(V) = \frac{\mu V}{N(l_a + l_b) \sqrt{1 + \left(\frac{\mu V}{v_s N(l_a + l_b)}\right)^2}}, \quad (2.25)$$

$\mu$  – рухливість електронів і  $v_s$  – дрейфова швидкість насичення в GaAs,  $t_{b1}$  – час життя збудженого носія заряду в стани в зоні провідності GaAs стосовно захвату на основний рівень у ямі InGaAs,  $\alpha(h\nu)$  – коефіцієнт поглинання ПЧ-випромінювання,  $S$  – площа фотоприймача,  $n_0$  – концентрація носіїв першої підзони InGaAs, при низьких температурах  $n_0 = N_{2D}$ .

### 3 КВАНТОВОРОЗМІРНІ ФОТОПРИЙМАЧІ

Особливу цінність для практичних застосувань може мати створення ІЧ-детекторів, що працюють в області  $\lambda = (8-12)$  мкм, оскільки саме в цьому діапазоні лежить атмосферне вікно, тобто область пропущення хвиль, що дозволяє здійснювати оптичний зв'язок, зв'язок із супутниками, використовувати лазери на  $CO_2$  ( $\lambda = 10,6$  мкм).

Чергування шарів вузькозонних і широкозонних напівпровідників використовується для створення нових фотоприймачів, що використовують переходи електронів через дискретні рівні, що утворюються у квантових ямах. Енергетичні зазори між дискретними енергетичними рівнями відповідають квантам випромінювання інфрачервоного діапазону. Можливі прояв двох типів оптичних переходів:

Потрійний твердий розчин заміщення  $In_xGa_{1-x}As$  має меншу ширину забороненої зони  $E_g^{3D}$ , чим  $GaAs$ , тому його впровадження в  $GaAs$  у вигляді прошарку приводить до утворення розривів зони провідності  $\Delta E_c(x)$  і валентної зони  $\Delta E_v(x)$ , які обмежують рух електронів і дірок у напрямку осі  $z$  (перпендикулярно границі гетероперехода). У цьому випадку утворюються потенційні ями й для електронів і для дірок. Якщо товщина шаруючи впровадженого вузькозонного напівпровідника буде порівнянна з довжиною хвилі де Бройля носіїв заряду, то виникне квантування спектра носіїв і даний шар уже буде квантовою ямою. Як і ширина забороненої зони, так і розриви зон на границі гетероперехода залежать від состава твердого розчину  $In_xGa_{1-x}As$ . У найпростішому випадку розрив зони провідності можна розрахувати, використовуючи правило Андерсона, відповідно до якого, розривши зони провідності дорівнює різниці електронної спорідненості на границі гетероперехода:  $\Delta E_c = \chi_2 - \chi_1$ , де  $\chi_2$  – спорідненість до електрона  $GaAs$ ,  $\chi_1$  – спорідненість до електрона  $In_xGa_{1-x}As$ .

Варіюючи частку In у твердому розчині, можна варіювати розриви зон на границі гетеропереходу, а, отже, управляти глибиною квантової ями й енергетичним спектром носіїв заряду. При визначенні властивостей потрійних і четверних з'єднань можна користуватися узагальненим правилом Вегарда. При

цьому значення фізичних параметрів складного з'єднання являють собою середні значення параметрів подвійних з'єднань, узятих з вагою, пропорційною їхній частці.

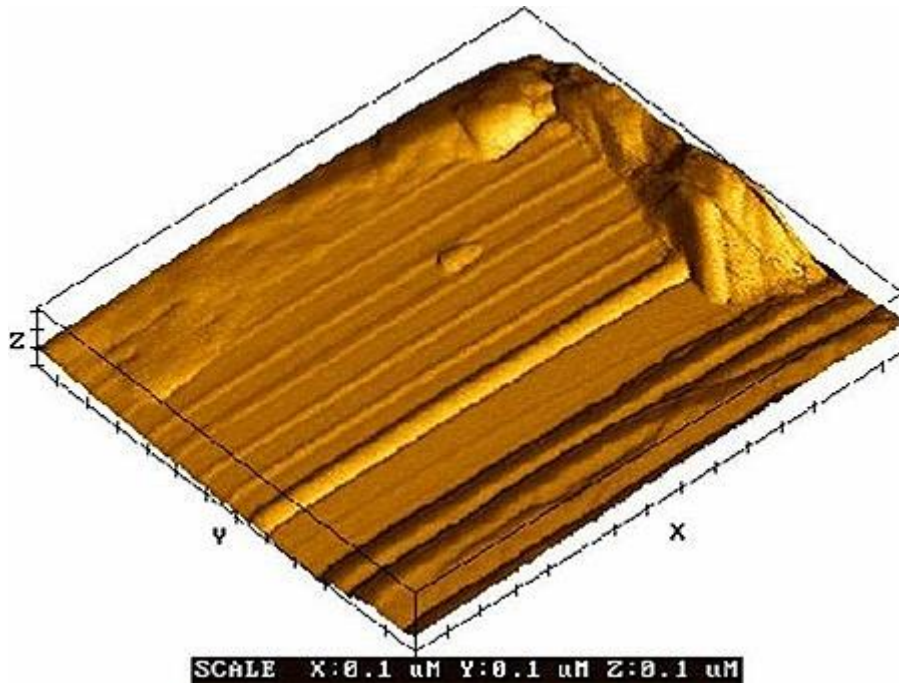


Рисунок 3.1 – Надрешітка на  $\text{Al}^3\text{U}^5$  сфотографована за допомогою електронного мікроскопа

Фотопровідність у квантоворозмірних структурах визначається переходами носіїв заряду (електронів і дірок, що перебувають на дні квантової ями (КЯ) у збуджений стан (коли вони перебувають над верхи ями, над бар'єром) з наступним їхнім дрейфом у зовнішнім електричному полі. При такому порушенні поглинається фотон падаючого випромінювання. Коефіцієнт поглинання в квантоворозмірних структурах для відносно глибоких квантових ям може в 100 разів перевершувати поглинання, спостережуване в домішкових напівпровідниках. Наявність потенційних бар'єрів у квантоворозмірних структурах перешкоджає протіканню наскрізного темного струму й дозволяє варіювати концентрацію легуючої домішки в широких межах, досягаючи значень, що відповідають металевій провідності.

1. **Переходи між зв'язаними станами**  $e_1 \rightarrow e_2$  (переходи електронів зі зв'язаного стану у зв'язаний стан). Такі переходи приводять до практично моноенергетичному поглинання, а саме поглинаються тільки ті фотони, які мають енергію рівну  $h\nu = E_2 - E_1 = e_{12}$ .

2. **Переходи зі зв'язаного стану у вільне.** Ці переходи є основними коли є тільки одна підзона. У цьому випадку перехід відбувається між локалізованими станами у квантовій ямі (енергетичний зазор між бар'єром і дном зони провідності)  $h\nu = E_c - E_1 = e_1$ . На рис. 3.2 наведені енергії переходів у квантових ямах між зв'язаними станами (тонкі лінії), між вільними й зв'язаними станами (затінена область) і між зв'язаними й квазірезонансними станами (жирна лінія) відповідає квазірезонансному стану, коли енергія першого збудженого стану  $E_2$  розташовується саме на рівні вершини квантової ями, відповідно в дна бар'єра.

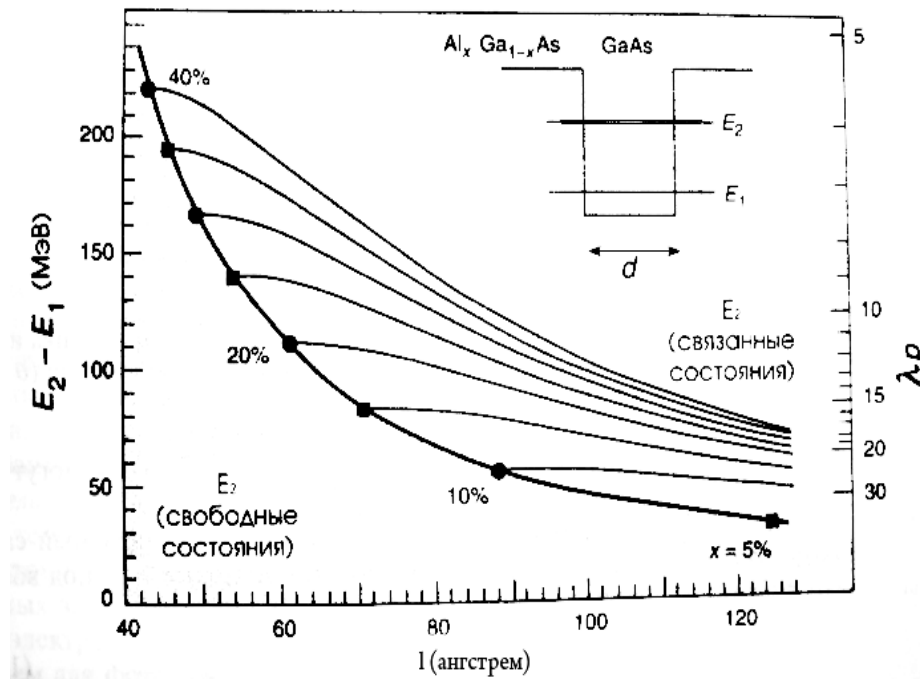


Рисунок 3.2 – Енергії переходів у квантових ямах  $GaAs/Al_x Ga_{1-x} As$  між зв'язаними станами (тонкі лінії), між вільними й зв'язаними станами (затемнена область) і між зв'язаними й квазірезонансними станами (жирна крива).

Таким чином, рис.3.2 допомагає підібрати параметри квантової ями й умови квазіпереноса буде забезпечено в спектральному діапазоні  $\lambda=(5-20)$  мкм. Для середньої інфрачервоної області використовуються квантові ями на основі *InGaAs/AlGaAs*.

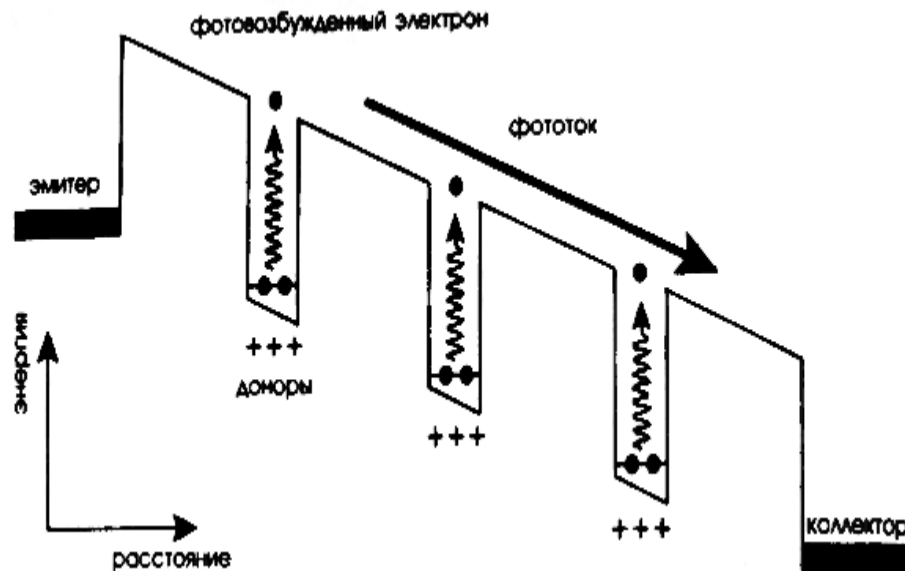


Рисунок 3.3 – Схема роботи фотоприймача з набором квантових ям

Електрони, що потрапили в зону провідності несуться електричним полем у відповідний омичний контакт, таким чином, фотоприймачі з набором квантових ям являють собою фоторезистори. Електричне поле виникає за рахунок додатка відповідного зсуву між двома омичними контактами, виготовленими із сильнолегированого *GaAs*. На рис.3.3 показано виникнення фотоструму у фотоприймачі з набором квантових ям та наведена в додатку Д. Збільшення числа квантових ям приводить до підвищення рівня поглинання світла, до збільшення квантової ефективності та виявної здатності. При зниженні температури більшість електронів захоплюється в основний квантово-розмірній підзоні, і напівпровідник стає ізолятором. Під дією квантів випромінювання, фотони іонізують електрони із квантових ям, які попадають у бар'єрні області, що й приводить до фотоструму. Для одержання чисельних значень параметрів фотоприймача із квантовими ямами використовується дві моделі:

На рис. 3.4 показана Модель фотопровідника та наведена в додатку Е.1.

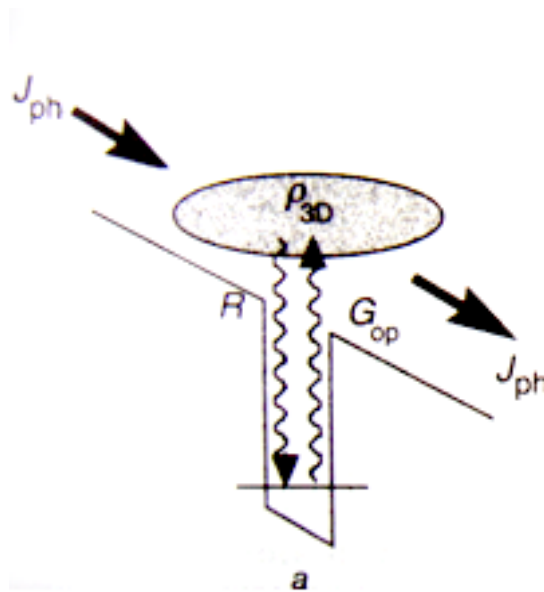


Рисунок 3.4 – Модель фотопровідності для переносу електронів через фотоприймач із набором квантових ям

Швидкість генерації носіїв заряду на квадратний сантиметр в одиночній квантовій ямі з коефіцієнтом поглинання  $\alpha_{1кя}$  (2.6) під впливом потоку випромінювання фотонів  $\Phi_0$  визначається як  $G_0 = p_e \alpha_{1кя} \Phi_0$  (7), де  $p_e$  – імовірність фотопорушення електрона на континуум бар'єра, що потім віддаляється електричним полем. У стаціонарному стані ця швидкість може бути компенсована швидкістю захвату яка підтримує заповнення квантових ям електронами. У цьому випадку швидкість рекомбінації визначається співвідношенням:  $R = \frac{\rho_{2D}}{\tau_c}$  (8), де  $\rho_{2D}$  (9) – двовимірна щільність фотозбуджених носіїв,  $\tau_c$  (10) – час захвату електрона в бар'єрі квантовою ямою, типове значення від 1 до 10пс. У припущенні, що генерація й рекомбінація врівноважують один одного можна визначити двовимірну щільність  $\rho_{2D}$ , а потім  $\rho_{3D} = \frac{\rho_{2D}}{L} = \frac{p_e \alpha_{1кя} \tau_c \Phi_0}{L}$  (11), звідси квантова ефективність одиночної квантової ями  $\eta_{1кя} = p_e \alpha_{1кя}$  (12).

На рис. 3.5 показана Модель фотоемісії та наведена в додатку Е.2.

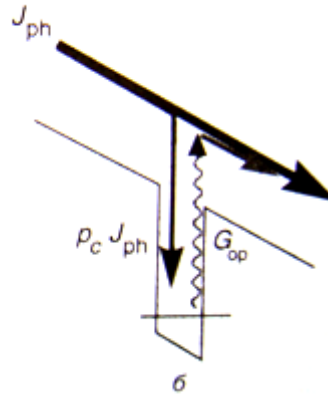


Рисунок 3.5 – Модель фотоемісії для переносу електронів через фотоприймач із набором квантових ям

У цій моделі струм визначається умовою, що в стаціонарних умовах потік носіїв, захоплений квантовими ямами  $p_c J_\Phi / q$  (13), де  $p_c$  – імовірність захвату електрона перетинаючи квантову яму,  $J_\Phi$  (14) – щільність фотоструму перебувають у рівновазі з потоком фотоіонізованих електронів поза квантовою ямою  $p_e \alpha_{1кя} \Phi_0$  (15), дорівнюючи два останніх вираження можна одержати вираження для фоточутливості приймача випромінювання і його ефективність  $\eta_{1кя} = p_e \alpha_{1кя}$  (16). Оскільки в обох виразах ідентичні для ефективності, то можна записати, що  $\frac{1}{p_c} = v_{op} \cdot \frac{\tau_c}{L}$  (17), цей вираз зв'язує час захвату квантовою ямою з імовірністю захвату електрона, що перетинає квантову яму.

Як приклад можна розглянути структуру, вирощену молекулярної епітаксії і складається з 50 переходів, що чергуються квантових ям із  $GaAs$  шириною  $45 \text{ \AA}$ , з рівнем легування  $N_D = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ див}^{-3}$  і нелегованих шарів  $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ , що служать бар'єрами, шириною  $140 \text{ \AA}$ , одним дискретним рівнем, розташованим на  $84 \text{ мєВ}$  нижче стелі бар'єра. Поглинання квантів випромінювання відбувається в цьому випадку за рахунок переходу електрона з дискретного рівня у вільну зону. Пік поглинання такої структури з максимумом

$\alpha_\lambda = 1400 \text{ див}^{-1}$  на довжині хвилі  $\lambda \approx 14 \text{ мкм}$ . Фотоприймач, чутливий в області  $10 \text{ мкм}$ ., виготовляли чергуванням шарів  $\text{GaAs}$  з товщиною  $65 \text{ \AA}$  по краях і  $50 \text{ \AA}$  у центрі гетероструктури й шарів  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ , товщиною  $95 \text{ \AA}$ . На рис. 3.6. показана залежність чутливості від довжини хвилі для системи та наведена в додатку Е.3.

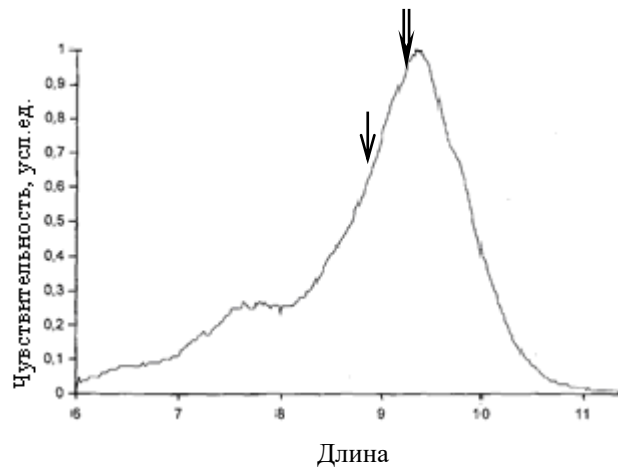


Рисунок 3.6 – Залежність чутливості від довжини хвилі для системи  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  (яма з  $\text{GaAs}$  мала товщину  $50 \text{ \AA}$ , а бар'єр  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0,24$ ) –  $450 \text{ \AA}$ )

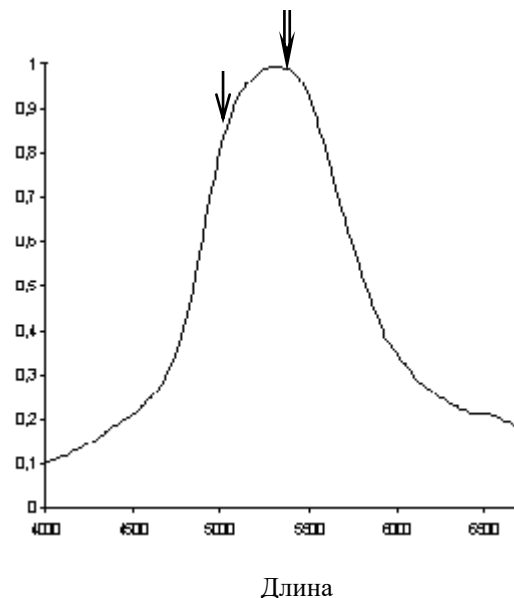


Рисунок 3.7 – Залежність чутливості від довжини хвилі для системи  $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$  (яма з  $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$  ( $y = 0,20$ ) мала товщину  $65 \text{ \AA}$ , а бар'єр  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0,35$ ) –  $450 \text{ \AA}$ )



При таких співвідношеннях товщин і обраного состава потрібного з'єднання у квантовій ямі є 2 дискретних рівні з енергетичним зазором  $\sim 124$  мЕв. ГЧ-випромінювання, при поглинанні в потенційній ямі, перекидає електрон з основного стану в збуджене, а потім електрон тунелюють з потенційної ями у вільну зону. Імовірність тунелювання полегшується тим, що електрон переборює потенційний бар'єр у його верхнього краю. Енергія тунелювання електрона трохи вище середньої енергії, і тому по вільній зоні переміщуються гарячі електрони, які й викликають фотострум:

$$I_{\Phi} = A_{\Phi} q \cdot \eta_{\lambda} \cdot \Phi_{\lambda}(x) \cdot \alpha_{\lambda} \cdot P \cdot L(x),$$

де  $\Phi_{\lambda}(x) = \Phi_0 \cdot \exp(-\alpha_{\lambda} x)$  – потік випромінювання на відстані  $x$  від поверхні з фоточутливою площею  $A_{\Phi}$ ,  $\alpha_{\lambda}$  – коефіцієнт поглинання,  $P$  – імовірність тунелювання зі збудженого рівня у вільну зону,  $L(x) = L_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{x}{L_0}\right) \right]$  – відстань, що проходить електрон,  $L_0$  – довжина вільного пробігу електрона. Введення параметра пробігу для таких структур, а не часу життя, пов'язане з тим, що при влученні електрона в омичний контакт вони розсіюються, втрачають надлишкову енергію й вертаються на основний дискретний рівень, тобто перестають брати участь у переносі заряду.

Фоточутливі структури для створення фотоприйомної матриці на основі багат шарових структур  $GaAs/AlGaAs$  звичайно виготовляються методом молекулярно-електронної епітаксії. Як підкладки використовується напівізолюючий  $GaAs$  діаметром 2 дюйми. Розрахункова товщина шарів  $GaAs$  і состав бар'єрів  $Al_xGa_{1-x}As$  вибирали в такий спосіб щоб другий рівень у квантовій ямі  $GaAs$  перебував нижче дна зони провідності  $Al_xGa_{1-x}As$  на 5 – 15 мЕв. При такому співвідношенні має місце мінімальне значення відносини фотоструму до темновому струму при зовнішній напрузі 2 – 4 В. Висока однорідність по площі досягали підпором режимів випару  $Al$ . Дослідження різних багат шарових структур із квантовими ямами (БШСКЯ), за допомогою просвітчастої електронної мікроскопії, низькотемпературною

фотолюмінесценцією й іншими методами показали, що оптимальні умови росту сприяють дуже малій шорсткості гетерограниць не перевищуючої одного монослоя. Для зниження тунельної складової струму між основними рівнями квантування сусідніх квантових ям. Із цього погляду товщина поділяючих шарів була в межах 400 – 500 Å. При таких товщинах термоактиваційний струм при 60 – 80 До вище струму тунелювання. Фоточутливий шар являв собою 50 періодів квантових ям  $GaAs$  і бар'єрів з  $Al_xGa_{1-x}As$

По обидва боки фоточутливої області виготовляли омичні контакти, підконтактний шар товщиною 1 мкм  $GaAs$  ( $Si$ ), зі змістом  $Si$  цьому шарі було  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Концентрація того ж у напівізолюючих шарах  $GaAs$  становила величину  $(4 - 5) 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Про можливість побудови матричних фотоприймачів, чутливих як в інфрачервоному діапазоні, так і в терагерцовому діапазонах спектра електромагнітних коливань, спочатку найбільший інтерес викликали свержрешетки – багатошарові періодичні гетероструктури із шарами, що чергуються, напівпровідників товщиною 1–10 нм.

Матриця фотоприймачів звичайно виготовляли за допомогою створення меза – структур фотолітографією з рідинним травленням для створення пікселів розміром  $40 \times 40 \text{ мкм}^2$  і відстанню між ними в 50 мкм. Нижній контактний шар являє собою сильно легований кремнієм шар  $GaAs$  ( $Si$ ). Омичні контакти являли собою послідовні шари  $Ge/Au/Ni/Au$ . Гібридне складання фотоприйомної матриці із кремнієвим мультиплексором здійснювалася за допомогою  $In$  – стовпчиків висотою  $(5 - 7) \text{ мкм}$ . Кристали мультиплексора й фотоприймальні матриці було зорієнтовано відносно один одного по осі.

Основним джерелом шумів у матриці  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  є термоактиваційний струм, тому ці матриці працюють при температурах  $(45 - 65) \text{ К}$  у залежності від спектрального діапазону їхньої роботи. Неоднорідність величини темного струму пов'язана з ростовими дефектами.

Характерно, що для квантових приймачів, якими є QWIP–Матриці, звичайні принципи взаємодії падаючого випромінювання із чутливими елементами кардинально відрізняються від добре відомих теплових приймачів випромінювання. Взаємодія випромінювання відбувається не на хвильовому

принципі, а на принципі взаємодії з фотонами (аж до одиничних). Квант випромінювання вибиває з екситону квантової ями електрони, які далі транспортуються по смугах провідності на схеми зчитування. Із цієї причини для підвищення фоточутливості матриці випромінювання приймається не по нормалі падіння, а воно заводиться через підкладку. Технологічно домагаються рішення такого завдання шляхом нанесення призматичних дифракційних ґрат по поділяючих лініях між квантовими колодязями.

Квантово–розмірні структури на основі гетеро структур (ГС)  $In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs$  характеризуються числом квантових ям (ЧКЯ), товщиною квантової ями (ТЧУЧИ), товщиною бар'єрного шару (ТБС) і товщиною покриваючого шару (ТПС).

Відпрацьовування матриць ведеться по шляху розширення діапазону чутливості її елементів і вдосконалювання параметрів чутливості по ряду технологічних напрямків, створення комплексированих систем розширеного діапазону інфрачервоного і терагерцового бачення зіштовхується із проблемним завданням сполучення зображень двох піддіапазонів, дифракційні межі яких відрізняються на порядок. Принцип побудови комплексированих систем, у яких за рахунок поділу потоків випромінювання інфрачервоного і субміліметрового діапазонів. Чутливість вдається реалізувати з одержанням сполучених зображень, формованих у двох областях чутливості матричного квантового приймача випромінювання, з реалізацією режиму понад дозвіл у далекому субміліметровому діапазоні.

Спочатку найбільший інтерес викликали свєрхрешетки – багат шарові періодичні гетероструктури із шарами, що чергуються, напівпровідників товщиною 1 – 10 нм. Найбільше простій і зроблена структура тут залишаються свєрхрешетки  $GaAs/AlGaAs$ , хоча створення свєрхрешеток на основі інших комбінацій напівпровідників  $A^3B^5$ ,  $A^2B^6$  і напружених шарів  $Ge-Si$  досить добре освоєно. Фотоприймачі на основі квантово–розмірних ефектів (КРЭ), у порівнянні з іншими аналогічними пристроями, мають таку унікальну властивість, як можливість варіювання області їхньої спектральної чутливості шляхом зміни ширини квантової ями (яка визначається товщиною шаруючи вузкозонного напівпровідника й виступає як параметр розмірності) і її глибини,

що залежить від величини розриву країв зони провідності широкозонного й вузькозонного п/п матеріалів.

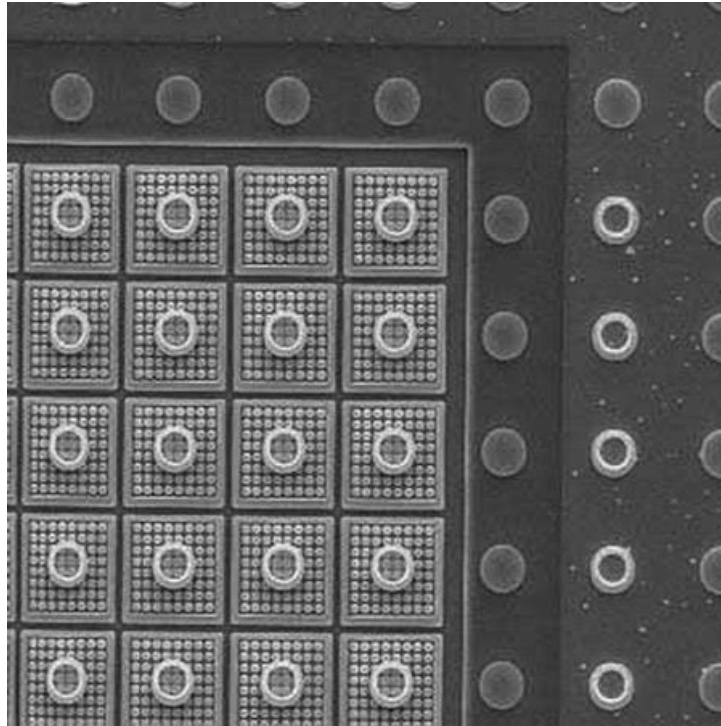


Рисунок 3.8 – Фрагмент матриці QWIP зі стандартним кроком між елементами, рівним 25 мкм

Ця властивість відкриває можливість у рамках єдиного процесу на основі двох пар напівпровідникових матеріалів з різною шириною забороненої зони одержувати монолітні матриці фоточутливих елементів, принаймні із двома різними вікнами (областями спектральної чутливості). При цьому вибір пар матеріалів не має принципового значення.

Важливим напрямком відпрацювання таких технологій при створенні гетероепітаксціальних структур є відпрацювання принципів створення квантових крапок і квантових колодязів з керованим нанорозмірним синтезом самих крапок у загальній структурі ґраткової конструкції. Флуктуації розмірів у квантових ямах порушує періодичність у двох розширених напрямках, таким чином, створюються утворення крапок з відмінними друг від друга спектральними властивостями. Керування формою й розміром досить складно,

але витрати виправдуються тому що цим досягаються надзвичайно точні спектроскопічні риси.

Принципи розрахунку області чутливості таких матриць і еволюція технологічного відпрацьовування чутливих елементів розглядаються в роботах. Технологічне відпрацьовування матриць здійснюється за допомогою розширення діапазону чутливості її елементів і вдосконалювання параметрів чутливості, що відбито, наприклад, у публікаціях. У цих роботах відзначається, що в останні роки розроблений уніфікований ряд багатовіконних модулів, призначених для використання в оптикоелектронних системах різного призначення, і створені макетні зразки модулів матричних двохвіконних фотоприймальних пристроїв (на 3–5 і 8–12 мкм) на основі структур із квантовими ямами. Найбільшою мірою вимогам до розробки багатовіконних систем задовольняють фотоприймачі на основі квантово–розмірних ефектів (КРЭ). Фізичні структури таких фотоприймачів можуть бути отримані методами молекулярно–променевої епітаксії (МЛЕ), що дозволяє формувати на підкладки монокристалічні напівпровідникові шари з необхідними властивостями й розмірами, аж до моноатомної товщини. Як технологічне забезпечення для виконання цих робіт можуть використовуватися, наприклад, результати розробки гетероепітаксціальних структур GaAs/AlGaAs і GaAs/CdHgTe методом молекулярно-променевої епітаксії.

Принцип формування мультиспектральних приймачів на основі структур із квантовими ямами QWIP–Модулятор, отриманий шляхом їхнього розміщення в сусідніх квантових колодязях схемне рішення цього пристрою, реалізоване за рахунок створення зсувів  $V_d$  на  $n$ -ямах і  $V_m$  на  $w$ -ямах.

Характерно, що для квантових приймачів, якими є QWIP матриці, звичайні принципи взаємодії падаючого випромінювання із чутливими елементами кардинально відрізняються від добре відомих теплових приймачів випромінювання. Взаємодія випромінювання відбувається не на хвильовому принципі, а на принципі взаємодії з фотонами (аж до одиничних). Квант випромінювання вибиває з екситону квантової ями електрони, які далі транспортуються по смугах провідності на схеми зчитування. Із цієї причини для підвищення фоточутливості матриці випромінювання приймається не по

нормалі падіння, а воно заводиться через підкладку. Технологічно домагаються рішення такого завдання шляхом нанесення призматичних дифракційних ґрат по поділяючих лініях між квантовими колодзями.

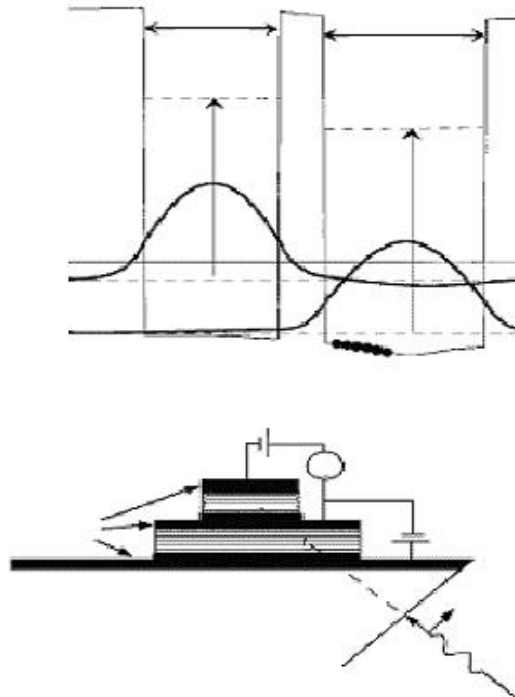


Рисунок 3.9 – Принцип формування мультиспектральних приймачів на основі структур із квантовими ямами

Одне з перших технічних рішень по створенню двуспектральних QWIP-Матриць ілюструється рис. 3.10.

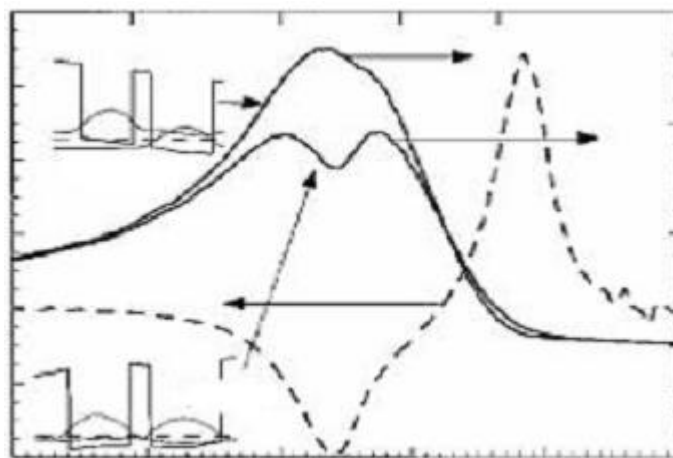


Рисунок 3.10 – Графік фоточутливості елементів при від'ємному (-13 В) і позитивному (14 В) зсуві

Структура смуги відповідного модулятора показана суцільними кривими, пунктирні лінії позначають рівні Ферми. Можливість керування зсувом у квантових ямах реалізується шляхом застосування, згідно яким кожний вольтово-чутливий фотодатчик поєднується в матриці із квантових колодязів з гетероструктурним біполярним фототранзистором, формуючи, таким чином, піксель в 2D фокальній приймальній матриці. На рис. 3.11. показана фото приймальна матриця та наведена в додатку К. Послідовне досягнення розширення областей чутливості двухдіапазонних QWIP-Матриць відповідно в такий спосіб:  $\Delta\lambda_1 = 4...8...8$  (5...12) мкм,  $\Delta\lambda_2 = 6...14...14$  (7...20) мкм;  $\Delta\lambda_1 = 26...35...35$  мкм,  $\Delta\lambda_2 = 36...60...60$  мкм;  $\Delta\lambda_1$  становить одиниці мікрометрів,  $\Delta\lambda_2$  – сотні. На рис. 3.12. показана фотоприймальна матриця двомірних дифракційних ґрат та наведена в додатку Ж. Недоліком приймачів на основі квантово-розмірних структур (КРС) є необхідність дотримання умов уведення випромінювання (поляризованого уздовж шарів з розташованими в них квантовими ямами) у чутливий елемент, іншими словами, такі приймачі не можуть працювати з падаючим по нормалі випромінюванням. Однак цей недолік переборюється за допомогою застосування двомірних дифракційних ґрат з відповідним періодом, завдяки чому забезпечується досить ефективно уведення поляризованого випромінювання в поглинаючий шар.

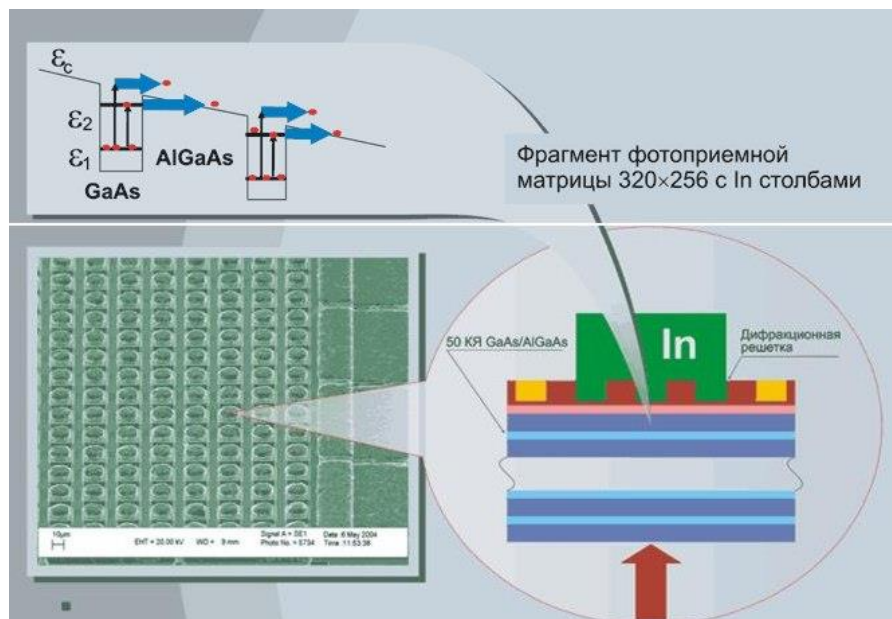


Рисунок 3.11 – Фотоприймальна матриця

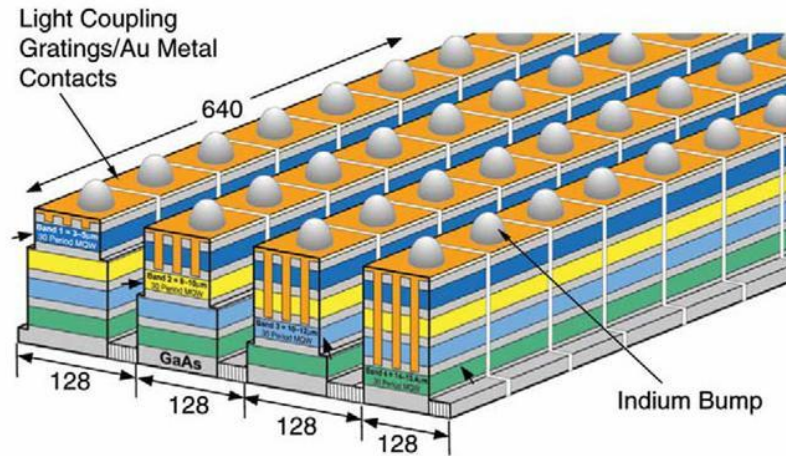


Рисунок 3.12 – Фотоприймальна матриця двомірних дифракційних ґрат

### 3.1 Квантова модель фоточутливого нанотранзистора

Строгий розрахунок переносу носіїв через канал транзистора нанометрових розмірів (нанотранзистора) вимагає застосування рівнянь квантової механіки для опису відкритих квантових систем. У цей час методи рішення подібних завдань поки недостатньо розроблені. Однак спроби в цьому напрямку вживають. Пропонується використовувати кінетичне рівняння Вігнера [12, 13], нерівновагі функції Гріна [14–16], квантове кінетичне рівняння Паулі [17], а також формалізм Ландауера–Бюттикера [18–22], що значною мірою нагадує підхід з матрицями розсіювання, або трансфер–матрицями [23, 24]. Відповідно до цього підходу активна область приладу представляється у вигляді одиничного квантового розсіювача. У літературі також часто згадується метод, називаний «квантовим Монте–Карло» (див., наприклад, [15–18]). Здавалося б, саме його варто використовувати при моделюванні квантових транзисторів, замість класичного методу Монте–Карло, застосовуваного для рішення класичних кінетичних рівнянь. Однак його використовують для розрахунку станів багаточасткових квантових систем із сильною взаємодією. «Частки» випадковим чином розкидаються по станах і перебуває мінімум енергії системи. Цей прийом цілком аналогічний чисельному розрахунку



багатомірних інтегралів. Можливість використання цього методу для розрахунку кінцевої відкритої квантової системи, якийсь є канал транзистора, поки не з'ясована.

Останнім часом розроблений метод, заснований фактично на дискретному поданні рівняння Шредингера, для тривимірного моделювання польового нанотранзистора [19–20]. Враховується кулоновський потенціал, створюваний зарядженими домішками в контакті й каналі транзистора. Розраховується коефіцієнт проходження з однієї моди поперечного квантування на вході в канал в усі інші моди поперечного квантування на виході з каналу  $T(E)$ , потім струм між джерелом і стоком  $I(V_{sd})$  при напрузі між ними  $V_{sd}$  розраховується зі співвідношення Ландауєра

$$I(V_{sd}) = \frac{2e}{h} \int dET(E)[f_s(E) - f_d(E)], \quad (3.1)$$

де  $h$  – постійна Планка,  $e$  – заряд електрона,  $f_s$  і  $f_d$  – функції розподілу в джерелі й стоці, що відповідають різниці хімічних потенціалів  $eV_{sd}$ .

Саме метод, заснований на цьому підході є найбільш прийнятним для моделювання польових нанотранзисторів. По–перше, він має ясний фізичний зміст, що полягає в поданні роботи квантового транзистора як поширення електронних хвиль у хвилеводі, що відповідає фізичній реальності. По–друге, що найбільше важливо, цей метод має наступність із попередніми підходами, заснованими на класичній кінетиці [21, 22].

Розроблений квантовий метод моделювання польових нанотранзисторів [23–27]. Метод заснований на обчисленні коефіцієнтів проходження електронів з контакту джерела в контакт стоку шляхом рішення рівняння Шредингера з урахуванням розподілу електричного поля в каналі транзистора. Для забезпечення стійкості рішення рівняння Шредингера використовується розкладання хвильової функції електронів у каналі по кінцевому числу поперечних мод. Для розрахунку самоузгодженого поля використовується рівняння Пуассона. Струм розраховується відповідно до співвідношення Ландауєра (3.1).

Відмінна риса нашої моделі заснована на наявності високого потенційного бар'єра поблизу контактів джерела й стоку, що виникає через натікання носіїв в нелегований канал транзистора із сильнолегованих областей контактів джерела

й стоку (рис. 2). Більша частина часток (хвиль) відбивається від цього бар'єра й вертається в контакт. Ці частки перебувають у рівновазі з резервуаром, тому вони можуть бути враховані шляхом спільного рішення рівняння Пуассона з функцією розподілу Фермі–Дірака. Немає необхідності для них вирішувати динамічні рівняння. Саме ці частки в основному визначають форму й висоту бар'єра й, отже, струм транзистора. Рішення динамічного рівняння (у цьому випадку рівняння Шредингера) використовується тільки для опису часток, які перелітають над бар'єром у канал транзистора й дають внесок у струм. Оскільки їхня частка невелика в порівнянні з концентрацією в контактах, їхню функцію розподілу також можна вважати рівноважною стосовно відповідного резервуара (контакту). Пропонований прийом забезпечує збіжність процедури спільного рішення рівняння Шредингера й Пуассона, а також дозволяє значно (в 10–100) раз прискорити програму моделювання.

Основним призначенням програми моделювання є з'ясування впливу поперечного квантування в каналі транзистора, а також квантовомеханічного відбиття й інтерференції на самоузгодженому потенціалі й випадкових домішкових центрах у каналі на характеристики транзистора (рис. 3.13) та наведена в додатку Л.

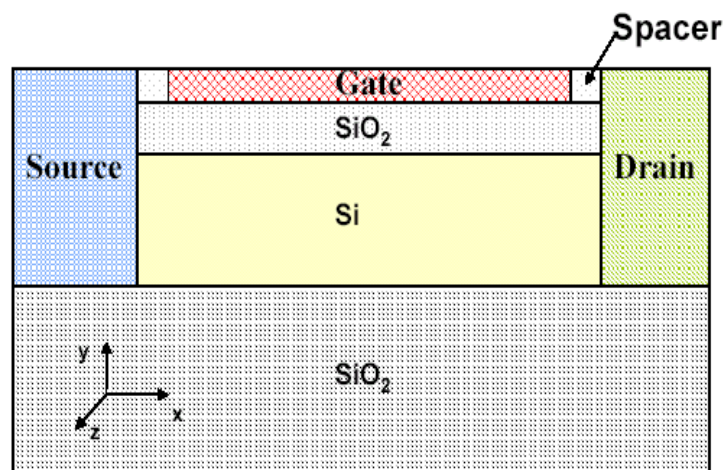
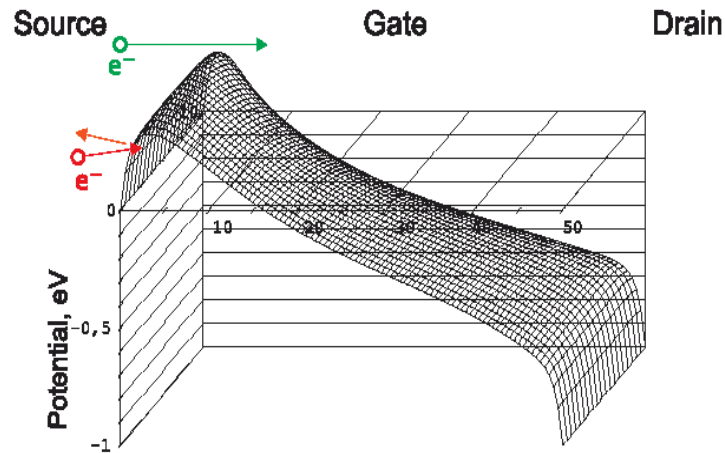


Рисунок 3.13 – Структура транзистора SOI MOSFET

Є побоювання, що випадкові домішки в каналі транзисторів можуть привести до значного розкиду їхніх характеристик. Це може стати перешкодою на шляху створення більших швидкодіючих логічних схем у майбутньому.



On-state potential in channel. Potential barriers in the channel near the source and drain contacts arise due to screening space charge.

Рисунок 3.14 – Самоузгоджений потенціал у каналі транзистора

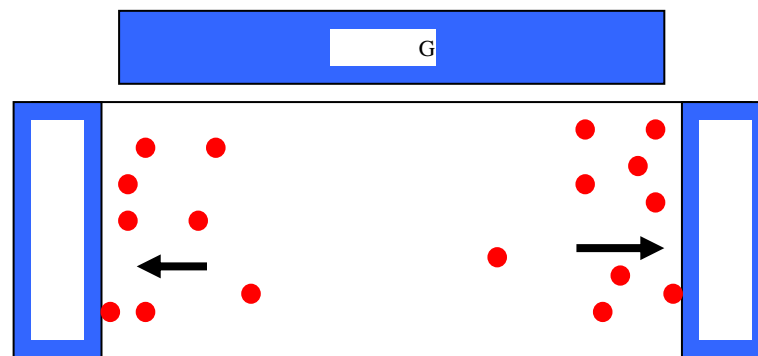


Рисунок 3.15 – Випадковий розподіл домішок у каналі транзистора, що викликає інтерференцію й квантове відбиття

### 3.2 Квантове моделювання фоточутливого нанотранзисторів

Створено програму квантового моделювання нанотранзисторів на основі розробленого методу. Для забезпечення стійкості рішення рівняння Шредингера використовується розкладання хвильової функції електронів у каналі по кінцевому числу поперечних мод. Програма включає наступні етапи моделювання.

- 1) Класичне балістичне моделювання, засноване на самоузгодженому рішенні рівняння Пуассона з функцією розподілу Фермі–Дірака.

- 2) Рішення рівняння Шредингера з використанням отриманого самоузгодженого потенціалу для визначення коефіцієнтів проходження електронів поблизу рівня Ферми в контактах і розподілу електронної щільності в каналі.
- 3) Рішення рівняння Пуассона з обліком знову отриманої електронної щільності в каналі для визначення самоузгодженого потенціалу. Інтегрування з етапом 2 до досягнення необхідної точності.
- 4) Обчислення струму відповідно до вираження Бюттикера–Ландауера.

Пряме рішення тривимірного рівняння Шредингера за допомогою різницевої схеми натрапляє на відому нестійкість, пов'язану із загасаючими модами (evanescent modes). Такі моди відповідають негативній поздовжній енергії електрона в каналі. У дійсності, такі рішення в одному напрямку експоненційно загасають, тоді як в іншому напрямку експоненційно наростають. Навіть при правильній постановці граничних умов ці моди неминуче виникають у процесі рішення рівняння через помилки округлення на комп'ютері. Оскільки вищі моди наростають швидше, при зменшенні кроку сітки різницева схема розходиться ще набагато швидше, що робить розрахунки зовсім не можливими.

Використовуваний нами метод стабілізації рішення рівняння Шредингера заснований на досить простому прийомі. Коротко, те, що ми робимо, полягає в наступному. Рішення рівняння Шредингера в кожному перетині каналу (хвилеводу) розкладається в суперпозицію кінцевого поперечних мод, включаючи й загасаючі моди. Далі виходять рівняння для амплітуд цих мод, які зв'язують ці моди через відповідні матричні елементи потенціалу в каналі. За допомогою цих рівнянь обчислюються трансфер–матриці, які зв'язують амплітуди мод на вході в канал з амплітудами хвиль на виході з каналу. Постановка відповідних граничних умов дозволяє визначити шукані коефіцієнти проходження. Слід зазначити, що убування матричних елементів потенціалу, створеного окремими домішками в каналі, для вищих мод дозволяє обмежитися їхньою невеликою кількістю для рішення завдання. Звичайно, необхідна їхня кількість може бути встановлена в процесі рішення.

Більше докладний опис процедури рішення рівняння Шредингера наведено нижче. Фактично, ми використовуємо метод, що уже давно широко застосовується для розрахунку поширення електромагнітних хвиль у неоднорідних хвилеводах.

Точна хвильова функція дається рішенням стаціонарного рівняння Шредингера

$$\left[ -\frac{\hbar^2 \partial^2}{2m_x \partial x^2} - \frac{\hbar^2 \partial^2}{2m_y \partial y^2} - \frac{\hbar^2 \partial^2}{2m_z \partial z^2} + U(x, y, z) \right] \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z), \quad (3.2)$$

де  $m_x, m_y, m_z$  – ефективні маси електрона у відповідних напрямках (рис. 3.15),  $U(x, y, z) = -e\varphi(x, y, z)$  – потенційна енергія в каналі.

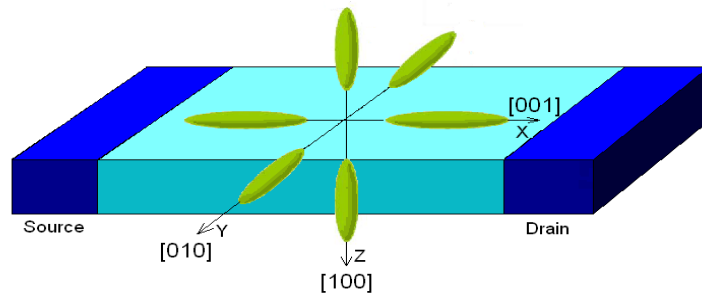


Рисунок 3.16 – Шість долин у зоні провідності кремнію при орієнтації підкладки [20]

Точна хвильова функція в кожному поперечному перерізі каналу (хвилеводу) представляється як суперпозиція всіх поперечних мод  $\varphi_i(y, z)$  з відповідними амплітудами

$$\psi(x, y, z) = \sum_{i=1}^{\infty} c_i(x) \cdot \varphi_i(y, z) \quad . \quad (3.3)$$

Функції  $\varphi_i(y, z)$  мають властивість повноти й задовольняють двовимірному рівнянню Шредингера

$$\left[ -\frac{\partial^2}{2m_y \partial y^2} - \frac{\partial^2}{2m_z \partial z^2} \right] \varphi_i(y, z) = \varepsilon_i \varphi_i(y, z). \quad (3.4)$$

Передбачається, що функції  $\varphi_i(y, z)$  звертаються в нуль на стінках каналу через високий потенційний бар'єр на границі роздільника Si/Si<sub>2</sub>. Рішення рівняння (3.4) для прямокутного хвилеводу є тривіальними

$$\varphi_i(y, z) = \frac{2}{\sqrt{Wd_{si}}} \sin \frac{\pi n y}{W} \sin \frac{\pi m z}{d_{si}}, \quad (3.5)$$

$$\varepsilon_i = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2} \left( \frac{n^2}{m_y W^2} + \frac{m^2}{m_z d_{si}^2} \right), \quad (3.6)$$

де  $W$  – ширина каналу,  $d$  – товщина каналу,  $i=(n, m)$ ,  $n$  і  $m$  – цілі числа. У цьому випадку функції  $\varphi_i(y, z)$  є реальними, ортогональними й нормованими на одиницю:

$$\int dy \int dz \varphi_i(y, z) \varphi_j(y, z) = \delta_{ij}, \quad (3.7)$$

де  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера.

Після підстановки розкладання (3.3) у вихідне рівняння Шредингера (3.2), множення його на  $\varphi_j(y, z)$  й інтегруванні його по поперечних координатах  $y$  і  $z$  одержуємо рівняння для амплітуд

$$-\frac{\partial^2 c_i(x)}{2m_x \partial x^2} + \sum_j U_{ij}(x) c_j(x) = [E - \varepsilon_i] c_i(x), \quad (3.8)$$

де

$$U_{ij}(x) = \int dy \int dz \varphi_i(y, z) U(x, y, z) \varphi_j(y, z) \quad (3.9)$$

є матричний елемент потенціалу.

Ми залишає в розкладанні (3.3) тільки кінцеве число мод. Виправданням такого обмеження є той факт, що матричні елементи кулоновського потенціалу домішки  $U(r) \sim 1/r$  для вищих мод ( $j=(n, m)$ ,  $n \gg 1$ ,  $m \gg 1$ ) убивають як

$$U_{ij}(x) \sim \frac{1}{\sqrt{n^2 + m^2}}. \quad (3.10)$$

Це означає, що трансформацією падаючої моди  $i$  у вищі моди  $j$  можна зневажити. Рівняння (3.8) зважуються на однорідній сітці з вузлами в координатах  $x=x_k$ ,  $k=-1, 0, 1, \dots, N, N+1, N+2$  і кроком  $x$ . Кінцево-різницева апроксимація системи рівнянь (8) є

$$c_i(x_{k-1}) = -c_i(x_{k+1}) + 2c_i(x_k) + 2m_x \cdot \Delta x^2 \left( \sum_j U_{i,j}(x_k) c_j(x_k) - [E - \varepsilon_i] c_i(x_k) \right). \quad (3.11)$$

Те ж саме у векторній формі

$$\mathbf{c}(x_{k-1}) = -\mathbf{c}(x_{k+1}) + 2\mathbf{c}(x_k) + 2m_x \cdot \Delta x^2 (\mathbf{U}(x_k) \mathbf{c}(x_k) - [E - \boldsymbol{\varepsilon}] \mathbf{c}(x_k)) = -\mathbf{c}(x_{k+1}) + \mathbf{A}(x_k) \mathbf{c}(x_k), \quad (3.12)$$

де  $\mathbf{c}=(c_i)$  і  $\boldsymbol{\varepsilon}=(\varepsilon_i)$  – вектори,  $\mathbf{U}=(U_{ij})$  і  $\mathbf{A}=(A_{ij})$  – матриці. Рівняння (3.12) можна записати як

$$\begin{pmatrix} \mathbf{c}(x_{k-1}) \\ \mathbf{c}(x_k) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}(x_k) & -\mathbf{I} \\ \mathbf{I} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{c}(x_k) \\ \mathbf{c}(x_{k+1}) \end{pmatrix} = \mathbf{T}(x_k) \begin{pmatrix} \mathbf{c}(x_k) \\ \mathbf{c}(x_{k+1}) \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

де  $\mathbf{I}$  – це одинична матриця. Рішення цього рівняння є

$$\begin{pmatrix} \mathbf{c}(x_{-1}) \\ \mathbf{c}(x_0) \end{pmatrix} = \prod_{k=0}^{N+1} \mathbf{T}(x_k) \begin{pmatrix} \mathbf{c}(x_{N+1}) \\ \mathbf{c}(x_{N+2}) \end{pmatrix} = \mathbf{T}_{tot} \begin{pmatrix} \mathbf{c}(x_{N+1}) \\ \mathbf{c}(x_{N+2}) \end{pmatrix}. \quad (3.14)$$

Дане рішення зв'язує амплітуди  $\mathbf{c}$  на лівій границі з амплітудами на правій за допомогою повної трансфер–матриці  $\mathbf{T}_{\text{tot}}$ , що є добутком трансфер–матриць у проміжних вузлах  $x_k$ . Щоб поставити граничні умови, необхідно представити амплітуди  $\mathbf{c}$  у двох крайніх крапках на лівій і правій границях у вигляді плоских хвиль, що біжать, праворуч ліворуч і ліворуч праворуч. Природно, такі умови можуть бути поставлені там, де потенціал перестає змінюватися в просторі, тобто досить глибоко в контактах:

$$c_i(x_{-1}) = c_{iL}^+ + c_{iL}^-, \quad (3.15)$$

$$c_i(x_0) = c_{iL}^+ e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2m_x(E-\varepsilon_i)} \Delta x} + c_{iL}^- e^{-\frac{i}{\hbar} \sqrt{2m_x(E-\varepsilon_i)} \Delta x}, \quad (3.16)$$

$$c_i(x_N) = c_{iR}^+ + c_{iR}^-, \quad (3.17)$$

$$c_i(x_{N+1}) = c_{iR}^+ e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2m_x(E-eV_D-\varepsilon_i)} \Delta x} + c_{iR}^- e^{-\frac{i}{\hbar} \sqrt{2m_x(E-eV_D-\varepsilon_i)} \Delta x}, \quad (3.18)$$

де  $V_D$  – потенціал на стоці. Для загасаючих мод, які відповідають негативній поздовжній енергії необхідно зробити наступну підстановку в рівняння (3.15) і (3.16):

$$i\sqrt{E-\varepsilon_i} = -\sqrt{|E-\varepsilon_i|}, \quad (3.19)$$

$$-i\sqrt{E-\varepsilon_i} = +\sqrt{|E-\varepsilon_i|}, \quad (3.20)$$

$$i\sqrt{E-eV_D-\varepsilon_i} = -\sqrt{|E-eV_D-\varepsilon_i|}, \quad (3.21)$$

$$-i\sqrt{E-eV_D-\varepsilon_i} = +\sqrt{|E-eV_D-\varepsilon_i|}. \quad (3.22)$$

Для визначення коефіцієнтів проходження необхідно поставити наступні граничні умови на левом (L) і правом (R) контактах:



$$c_{jL}^+ = 0 \text{ для всіх } j \neq i \text{ і } c_{iL}^+ = 1, \quad (3.23)$$

$c_{jR}^- = 0$  для всіх мод, включаючи

$$j = i. \quad (3.24)$$

У дійсності, ці умови означають, що на ліву границю падає тільки хвиля  $i$ -тої моди з одиничною амплітудою, а на праву границю взагалі хвилі не падають. Після підстановки граничних умов (3.24) у рівняння (3.15), а потім у рівняння (3.24) приходимо до системи лінійних рівнянь, з якої й одержуємо шукані коефіцієнти проходження у вигляді

$$T_{ij} = |c_{jR}^-|^2. \quad (3.25)$$

Ці коефіцієнти використовуються у формулі Бюттикера–Ландауера для обчислення струму.

На цьому розрахунок ще не закінчується. Використання вираження (3.13) дозволяє відновити вид хвильової функції електронів у каналі, отже, обчислити їхню щільність. Ця щільність буде відрізнятися від щільності, розрахованої по класичній балістичній моделі. Нова (квантова) щільність підставляється в рівняння Пуассона для коректування самоузгодженого потенціалу. Ці ітерації тривають аж до досягнення необхідної точності.

Для розрахунку коефіцієнтів проходження ми вибрали наступні геометричні параметри структури наступні: довжина затвора 10нм, спейсери по 5нм, товщина кремнію 2нм, ширина каналу 5нм, ефективна товщина підзатворного окисла 1.5нм. Легування контактів джерела й стоку  $10^{20}\text{см}^{-3}$ . Розрахункова область включала 5нм контактів, що виявилось достатнім для правильного опису самоузгодженого потенційного бар'єра. Потенціал стає більш пологою на границях області, що свідчило про те, що достатня область контактів включена в розгляд.

Розраховані коефіцієнти проходження для різних долин зони провідності кремнію при нульовій напрузі на стоці  $V_D = 0$  представлені на малюнках 5–7. Під час відсутності випадкових домішок у каналі коефіцієнт проходження різко

змінюється від  $T=0$  до  $T\approx 1$ , коли поздовжня енергія починає перевищувати висоту потенційного бар'єра. Це зовсім відповідає класичному поведженню. Невеликі осциляції коефіцієнта проходження, пов'язані з інтерференцією й квантово-механічним відбиттям від самоузгодженого потенціалу, спостерігаються тільки для електронів з долин  $[100]$  і  $[010]$  (рис. 5а).

Інтерференційні піки на залежностях для 4 і 10 випадкових домішок у каналі більше виразні для електронів з долин  $[100]$  і  $[010]$ , чим з долин  $[001]$ . Це пояснюється значно меншою масою поздовжнього руху електронів у каналі, отже, значно більшою довжиною хвилі.

Слід зазначити, що при зазначених розмірах структури переважно електрони двох долин  $[100]$  дають внесок у струм, оскільки саме ці долини мають найменшу енергію поперечного квантування в каналі.

Здавалося б, що розраховане поведження коефіцієнтів проходження означає, що струм транзистора з урахуванням квантового характеру поздовжнього руху в каналі транзистора може зменшитися в 1,5–2 рази в порівнянні зі струмом, розрахованим по класичній балістичній моделі.

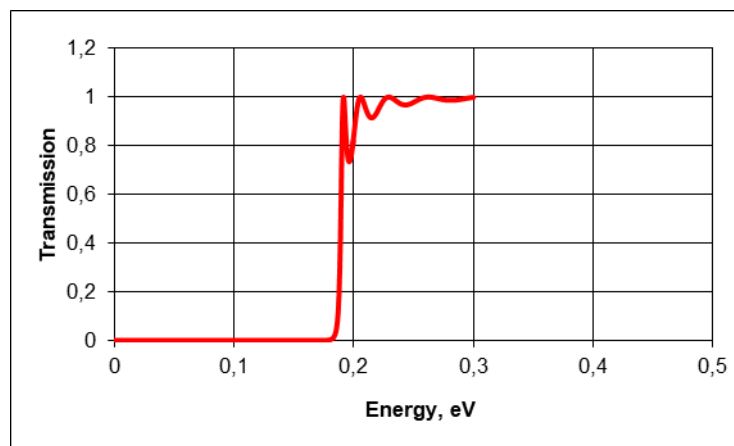


Рисунок 3.17а – Залежність коефіцієнта проходження від поздовжньої енергії електронів з долин  $[100]$  і  $[010]$  у каналі транзистора. Випадкові домішки в каналі відсутні

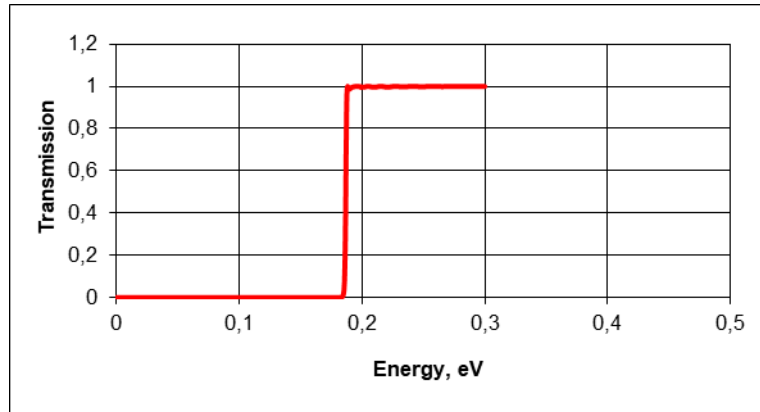


Рисунок 3.17б – Залежність коефіцієнта проходження від поздовжньої енергії електронів з долин [001] у каналі транзистора. Випадкові домішки в каналі відсутні

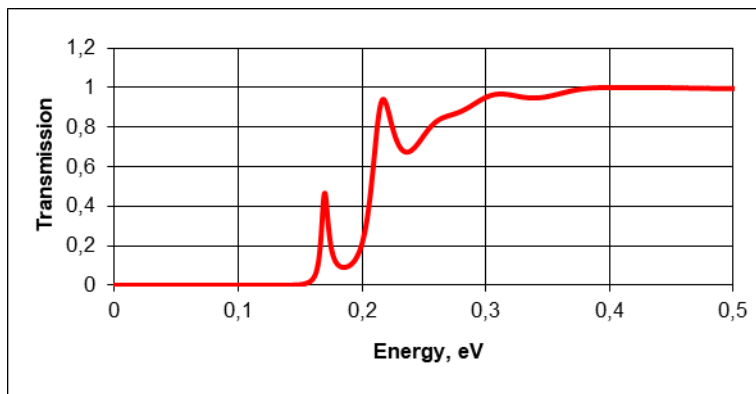


Рисунок 3.18а – Залежність коефіцієнта проходження від поздовжньої енергії електронів з долин [100] і [010] у каналі транзистора. Присутні 4 випадкові домішки в каналі

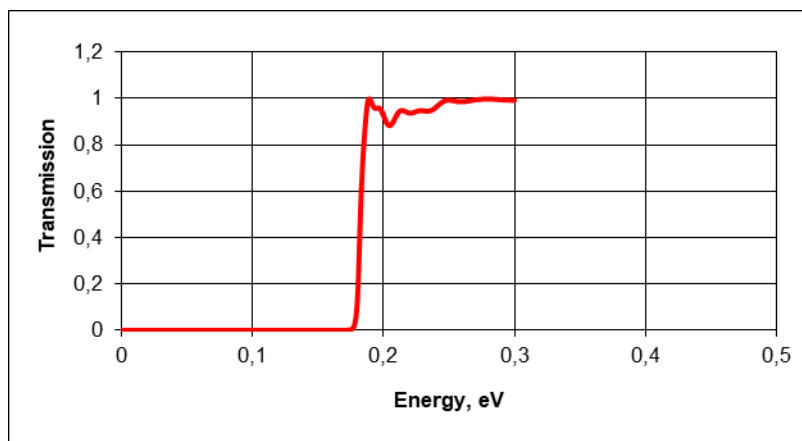


Рисунок 3.18б – Залежність коефіцієнта проходження від поздовжньої енергії електронів з долин [001] у каналі транзистора. Присутні 4 випадкові домішки в каналі

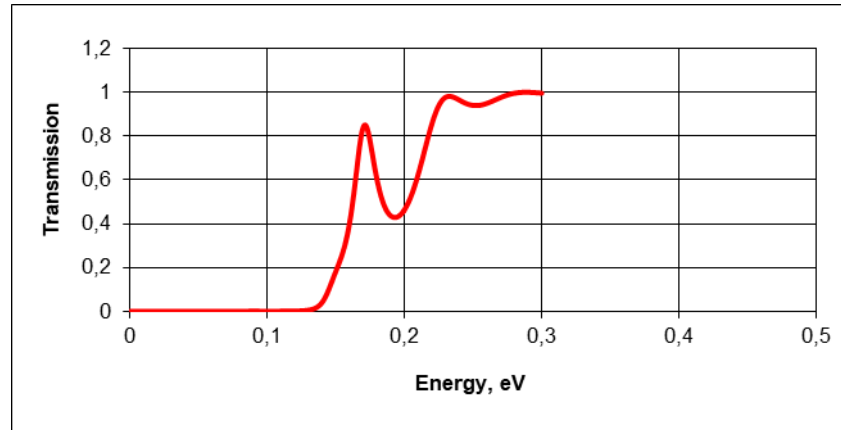


Рисунок 3.19а – Залежність коефіцієнта проходження від поздовжньої енергії електронів з долин [100] і [010] у каналі транзистора. Присутні 10 випадкових домішок у каналі

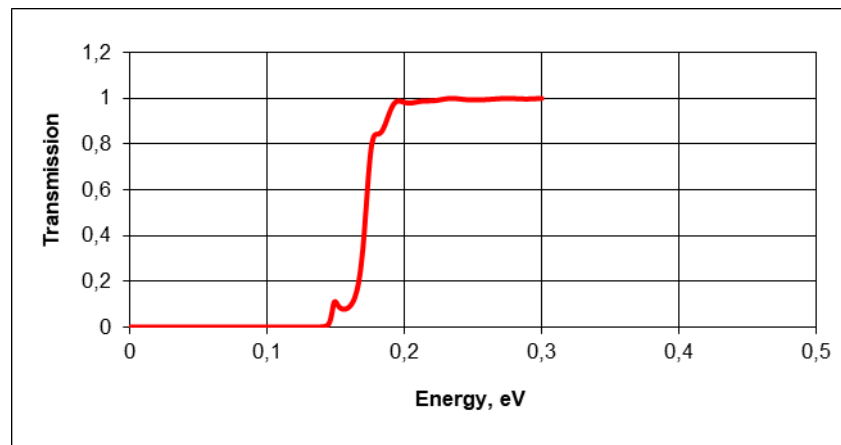


Рисунок 3.19б – Залежність коефіцієнта проходження від поздовжньої енергії електронів з долин [001] у каналі транзистора. Присутні 10 випадкових домішок у каналі

### 3.3 Вплив зарядки окислу на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію

Для надійної роботи більших логічних транзисторних схем підпороговий струм, тобто струм витіку, що протікає в каналі транзистора в його закритому стані (при  $V_G < V_T$ ), повинен бути якнайменше. При розробці польових транзисторів боротьба з підпороговими струмами є однією з основних проблем. У цій главі одержимо просте аналітичне вираження для підпорогового струму  $I_{off}$  в SOI MOSFET.

Для цього скористаємося наближеним рішенням електростатичного завдання, коли можна зневажити рухливим зарядом у каналі транзистора [28]. Тоді розподіл потенціалу поперек каналу SOI MOSFET у закритому стані виглядає, як на рис. 8. У цьому випадку нульовий потенціал підтримується на кремнієвій підкладці й відстань  $d_3$  дорівнює товщині заглибленого окисла (buried oxide), що звичайно становить 100–400 нм. Для транзисторів з нанометровою довжиною каналу  $L$  вірніше фіксувати нульовий потенціал на глибині, що близька до довжини каналу. На цій глибині потенціал уже визначається контактом джерела. У цьому випадку  $d_3 \approx L$ . Для розрахунку падінь напруг на товщині каналу й обох шарах окислів скористаємося крайовою умовою на границі роздязнула діелектричних середовищ, що означають стрибок електричної індукції. Ця умова впливає з відповідного рівняння Максвелла.

$$\varepsilon_0 \varepsilon_2 \frac{V_2}{d_2} = \varepsilon_0 \varepsilon_1 \frac{V_1}{d_1} + \sigma_1, \quad (3.26)$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon_3 \frac{V_3}{d_3} = \varepsilon_0 \varepsilon_2 \frac{V_2}{d_2} + \sigma_2. \quad (3.27)$$

$\sigma_1$  і  $\sigma_2$  – щільності поверхневих зарядів, локалізованих на границях роздязнула підзатворний окисел–канал і канал–шар нижнього окислу відповідно.

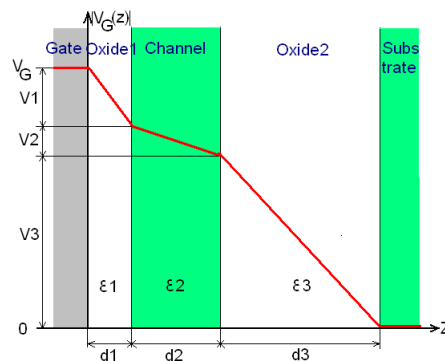


Рисунок 3.20 – Розподіл потенціалу поперек каналу SOI MOSFET у закритому стані

Спільне рішення рівнянь (3.26) і (3.27) разом з умовою балансу потенціалів:

$$V_1 + V_2 + V_3 = V_G \quad (3.28)$$

дає наступне значення напруги  $V_3$ :

$$V_3 = \left( V_G + \frac{d_1}{\varepsilon_1} \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\varepsilon_0} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} \frac{\sigma_2}{\varepsilon_0} \right) \cdot \frac{\frac{d_3}{\varepsilon_3}}{\frac{d_1}{\varepsilon_1} + \frac{d_2}{\varepsilon_2} + \frac{d_3}{\varepsilon_3}}. \quad (3.29)$$

Основна частина струму протікає уздовж нижнього краю каналу, де висота потенційного бар'єра мінімальна. По своїй природі струм у підпороговому режимі транзистора є термочутливим

$$I_{OFF} \propto \exp\left(-\frac{eV_3}{kT}\right). \quad (3.30)$$

В ідеальній межі, до якого прагнуть розроблювачі,  $V_3 = V_G$ . Тоді напруга зовсім не падає на товщині шаруючи підзатворного діелектрика й шаруючи кремнію. У цьому випадку підпороговий струм здобуває вид

$$I_{OFF} \sim \exp\left(-\frac{V_G}{kT}\right), \quad (3.31)$$

а підпорогова крутість транзистора ( $\text{subthreshold swing} = \partial \lg I_{DS} / \partial V_G$ ) досягає своєї теоретичної межі 60 мВ на декаду струму при кімнатній температурі ( $T=300$  С).

У практично важливому випадку малої товщини підзатворного діелектрика  $d$  і каналу  $d_{Si}$  у порівнянні з довжиною каналу  $L \gg d, d_{Si}$  формула (3.29) здобуває більше простий вид [28]

$$I_{off} \sim \exp\left[\frac{1}{kT} \left( -eV_G + eV_G \frac{k_{SiO_2} (d_G / k_G + d_{Si} / k_{Si})}{L^*} - 4\pi\rho \frac{d_G}{k_G} \right)\right], \quad (3.32)$$

де  $L^* = A L$ ,  $A$  – чисельний коефіцієнт порядку одиниці.

Якщо в показнику експоненти другий і третій доданки близькі до нуля, то ми досягаємо фундаментальна межа, що дається залежністю (3.31). Другий доданок описує зменшення підпорогової крутості. Для тонких шарів кремнію й підзатворного діелектрика його вплив на крутість значно послабляється.

Третій доданок описує зрушення граничної напруги, викликаний убудованим зарядом  $\rho$ . Цей заряд виникає в процесі виготовлення транзисторів. Крім того, цей заряд виникає в процесі роботи транзистора в результаті зарядки окисла гарячими носіями з каналу. Третьою причиною може бути утворення радіаційних дефектів. Вираз (3.32) показує, що вплив убудованих зарядів на зрушення граничної напруги значно послабляється для КНИ транзистора з тонким шаром підзатворного діелектрика  $d$  або високою діелектричною проникністю  $k$ . Слід особливо зазначити, що великий розкид граничних напруг у більших інтегральних схем із транзисторами на об'ємній підкладці викликає необхідність роботи з високими керуючими напругами. Таким чином, наведений розрахунок доводить більшу перспективність SOI MOSFET з тонким шаром кремнію й високою діелектричною проникністю підзатворного діелектрика.

### 3.4 Вплив шорсткостей поверхні на перенос носіїв у тонкому шарі кремнію

Поперечне квантування може відігравати істотну роль при обліку поверхневого розсіювання. Для опису цього розсіювання нами отримані явні формули для різного характеру поверхневої шорсткості. Квантовий розрахунок дає винятково високі ступені залежності інтенсивності розсіювання від товщини шаруючи кремнію  $d_{Si}$ , аж до  $\sim d_{Si}^{-6}$  залежно від характеру шорсткості [29]. Таким чином, поверхневе розсіювання в тонких шарах є істотно квантовим ефектом. Сильну деградацію рухливості в тонких шарах кремнію спостерігали й на експерименті [30–32]. Поверхневе розсіювання може значно зменшувати струм мікронних і субмікронних КНИ транзисторів.

Тонкий канал в SOI MOSFET ( $d_{Si} < 10\text{нм}$ ) є, фактично, квантовою ямою з єдиною заселеною підзоною. Це дозволяє використовувати наші попередні результати розрахунку провідності для обчислення рухливості. Для плавних шорсткостей (smooth), коли їхня характерна довжина  $l$  велика в порівнянні з фермієвським хвильовим вектором  $k$  ( $k_{F1} \ll 1$ ) одержуємо вираження для рухливості

$$\mu = \frac{e}{\hbar} \frac{d_{Si}^6}{8\pi^5 \sigma^2 l^2}, \quad (3.33)$$

Для шорсткостей типу брижі (ripples)

$$\mu = \frac{e}{\hbar} \frac{d_{Si}^4 l^2}{2\pi^5 \sigma^4}. \quad (3.34)$$

Строго говорячи, ці вираження були отримані для нульової температури  $T=0$ . Відсутність енергії Фермі в цих виразах означає слабку залежність рухливості від концентрації й температури, що має також експериментальне підтвердження.

Незважаючи на високі ступені залежності рухливості від товщини шаруючи, у реальних SOI структурах розсіювання на фононах і заряджених дефектах визначає рухливість аж до товщини шаруючи 3–4 нм.

Шорсткість відкритої поверхні кремнію, яку можна досліджувати, може значно відрізнятись від шорсткості границі Si/Si<sub>2</sub>. Однак для проведення теоретичних оцінок необхідно зробити деякі розумні припущення. Для обчислень ми припустили, що для високоякісної поверхні Si/Si<sub>2</sub> висоту шорсткостей можна вважати рівній товщині одного монослоя кремнію  $\sigma \approx a \approx 0,5\text{нм}$ . Для плавних шорсткостей (smooth) ми припустили, що їхня характерна довжина дорівнює  $l \approx 10\sigma \approx 10a$ . Для дрібномасштабних шорсткостей типу «брижі» (ripple-like) ми вважали  $l \approx a$ . Розраховані залежності рухливості електронів від товщини шаруючи кремнію наведені на рис. 10. Таким чином, у прийнятні вище умовах переважає розсіювання на плавних шорсткостях. Варто



звернути увагу на той факт, що наші дуже приблизні припущення про характер шорсткості дали дуже непогану згоду з експериментальними даними (рис. 21).

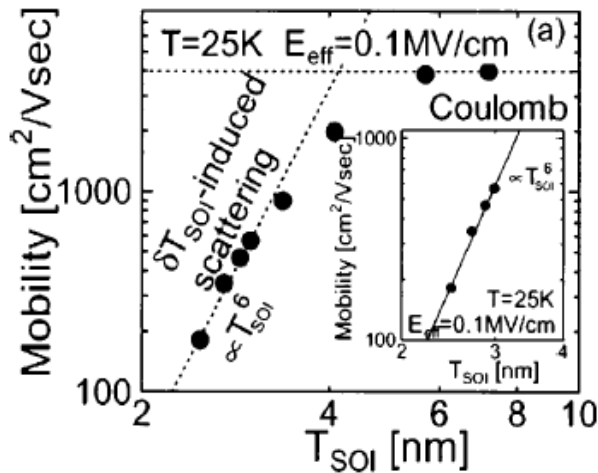


Рисунок 3.21 – Експериментальні дані роботи [32], що показують залежність рухливості від товщини шаруючи кремнію. Поверхневе розсіювання приводить до різкого зниження рухливості при товщині шаруючи менше 3нм

### 3.5 Вплив матеріалу затвора й підзатворного діелектрика на характеристики транзистора

Ємність "канал-затвор" фактично визначає ступінь впливу напруги на затворі на струм транзистора, тобто визначає крутість його підпорогової й надграничної характеристики. У цей час головним способом збільшення цієї ємності є стоншення підзатворного діелектрика.

У науковій літературі, що розглядають нанометрові польові транзистори, зустрічаються згадування квантового ефекту, що як би приводить до стовщення підзатворного діелектрика в результаті збідніння поблизу границі кремнію. Ефект полягає в тім, що хвильова функція електронів у шарі кремнію практично дорівнює нулю на границі з підзатворним окислом через велику висоту потенційного бар'єра (близько 4 еВ). У результаті електронна щільність «відсувається» від границі на відстань  $d_q$ , що приблизно дорівнює чверті дебройлевської довжини хвилі електрона поперек каналу. Для оцінок ми беремо типове значення  $d_q=1\text{нм}$ . Проведемо розгляд цього явища в простій моделі

транзистора, заснованої на поданні каналу й затвора транзистора у вигляді плоского конденсатора. Визначимо, як зміниться електричне поле на границі Si/Si<sub>2</sub> при обліку явища «квантового» відсунення щільності.

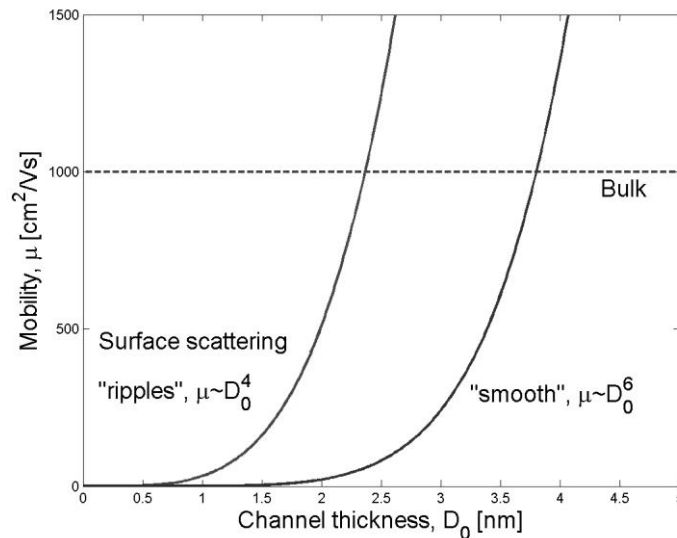


Рисунок 3.22 – Розраховані залежності рухливості електронів від товщини шаруючи кремнію для різного характеру шорсткості поверхні роздгнула Si/Si<sub>2</sub>

При напрузі на затворі  $V_G$ , що перевищує граничну напругу  $V_{th}$ :

$$V_G - V_{th} = E_d d + E_{Si} d_q, \quad (3.35)$$

є  $E_d$  і  $E_{Si}$  – відповідно електричне поле усередині діелектрика й усередині кремнію,  $d$  – товщина підзатворного діелектрика.

У силу безперервності електричної індукції на границі кремнію й підзатворного діелектрика

$$E_d \varepsilon_d = E_{Si} \varepsilon_{Si}, \quad (3.36)$$

де  $\varepsilon_d$  й  $\varepsilon_{Si}$  – відповідно діелектричні проникності діелектрика й кремнію.

Для поля в кремнії, що визначає щільність електричного заряду в каналі транзистора, з (3.35) і (3.36) одержуємо вираження

$$E_{Si} = (V_G - V_{th}) \left( \frac{\varepsilon_{Si} d + d_q}{\varepsilon_d} \right)^{-1}. \quad (3.37)$$

Це вираження можна переписати у вигляді

$$E_{Si} = (V_G - V_{th}) \frac{\varepsilon_{SiO_2}}{\varepsilon_{Si}} \left( \frac{\varepsilon_{SiO_2}}{\varepsilon_d} d + \frac{\varepsilon_{SiO_2}}{\varepsilon_{Si}} d_q \right)^{-1} \quad (3.38)$$

Величину в більших дужках зручно назвати еквівалентною товщиною окисла, що враховує квантові виправлення, тобто

$$d_{equ} = \left( \frac{\varepsilon_{SiO_2}}{\varepsilon_d} d + \frac{\varepsilon_{SiO_2}}{\varepsilon_{Si}} d_q \right). \quad (3.39)$$

Під час відсутності квантових виправлень ( $d_q=0$ ) вираз (3.39) відповідає звичайному визначенню еквівалентної товщини окисла. Наявність квантових виправлень не дозволяє еквівалентній товщині окисла стати менше, ніж  $min d_{equ} = (\varepsilon_{SiO_2}/\varepsilon_{Si})d_q$ . Для значень  $\varepsilon_{SiO_2}=4$ ,  $\varepsilon_{Si}=12$ ,  $d_q=1$  нм звідси виходить гранично досяжне значення еквівалентної товщини окисла навіть при використанні high-k діелектриків рівне  $min d_{equ}=0.3$  нм. Відзначимо, що в розробленій програмі моделювання транзистора ефект «квантової ємності» ураховується автоматично в результаті відповідного поперечного розподілу електронної щільності в каналі, що задається рішенням рівняння Шредингера.

Збідніння відбувається й в області затвора з полікристалічного кремнію. Це явище, також приводить до деякого збільшення еквівалентної товщини діелектрика, особливо при використанні high-k діелектриків. У роботі [33] показано, що саме це явище приводить до гаданого зменшення діелектричної постійної тонких шарів high-k діелектриків.

### 3.6 Розрахунок характеристик нанотранзистора

Для моделювання була обрана структура транзистора, представлена на рис. 3.23. Затвор обгинає канал транзистора із трьох сторін. На рис. 3.24 показані геометричні розміри структури. Довжина затвора становить 10 нм, довжина каналу з обліком спейсерів по 3 нм становить 16 нм. Ефективна товщина

підзатворного окисла становить 1.5 нм. Ширина каналу дорівнює 10 нм. Ступінь легування контактів становить  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ .

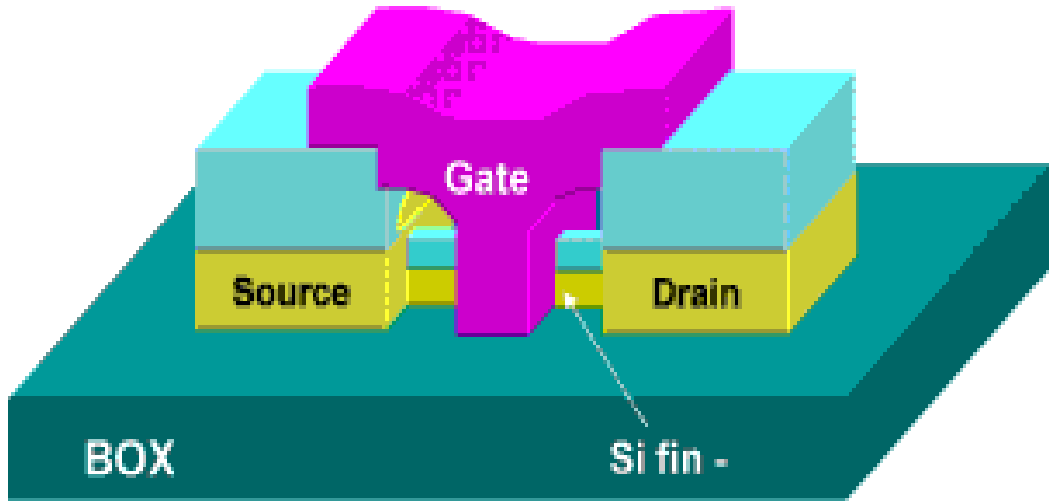


Рисунок 3.23 – Структура транзистора на підкладці «кремній на ізоляторі» з тонким шаром кремнію

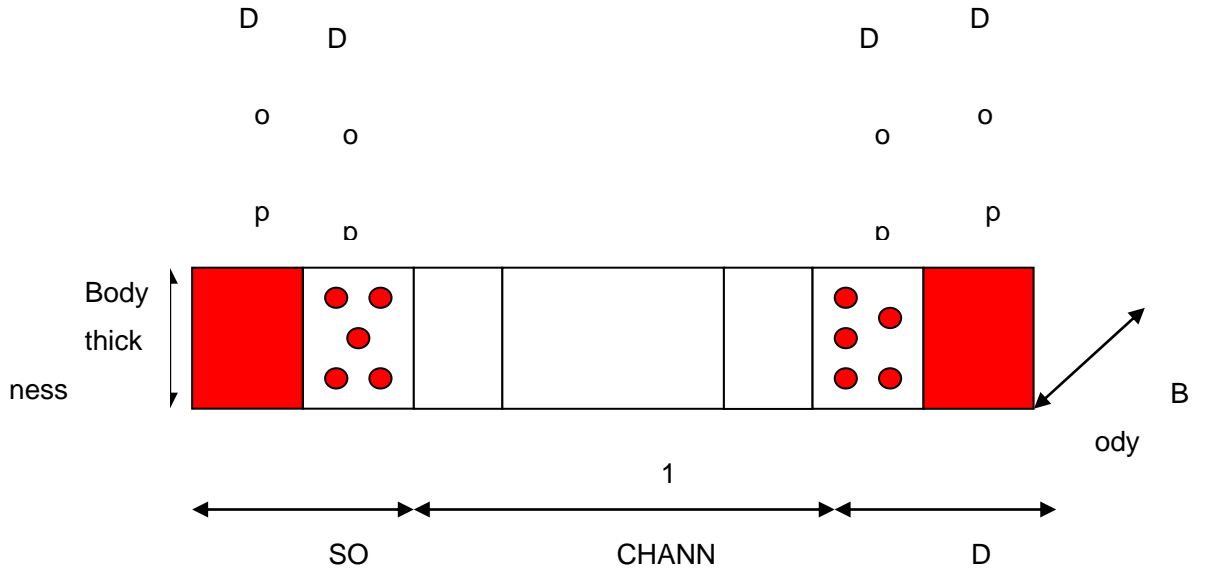


Рисунок 3.24 – Геометричні розміри елементів структури

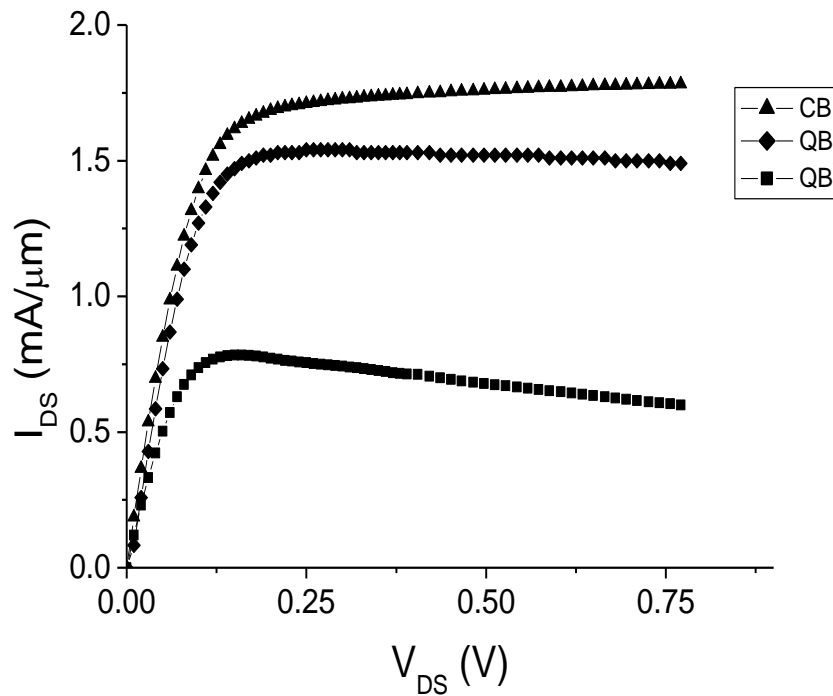


Рисунок 3.25 – Залежність струму транзистора від напруги на стоці: СВ – класичний балістичний режим поздовжнього руху носіїв у каналі транзистора; QB\* – квантовий балістичний режим поздовжнього руху носіїв у каналі транзистора без самоузгодження; QB – підсумкова залежність повністю квантового моделювання

Для з'ясування впливу інтерференції на випадкових заряджених домішках у каналі транзистора частина контактів джерела й стоку (рис. 3.25) ми заповнювали крапковими кулоновськими центрами з концентрацією, що відповідає ступеня легування контактів, тобто  $10^{20}\text{см}^{-3}$ . Загальна кількість таких випадкових домішок у цих розрахунках рівнялося 20.

Розраховані залежності струму транзистора від напруги на стоці для нульової напруги на затворі  $V_G=0$  представлені на рис. 3.25 [27]. Верхня крива (СВ) відповідає класичному балістичному одномірному режиму поздовжнього руху в каналі транзистора. Одномірний потенційний рельєф розраховувався на основі узяття матричних елементів поперечних хвильових функцій у каналі транзистора з точним тривимірним потенціалом. Отриманий потенційний

рельєф був використаний надалі для розрахунку квантового поздовжнього руху, що відповідає струмова залежність представлена нижній кривій ( $QB^*$ ). Її поведіння прекрасно відображає вплив квантових ефектів на перенос заряду в каналі транзистора. Розрахунок струму, заснований на співвідношенні Ландауера–Бюттикера (1), припускає попередній розрахунок коефіцієнтів проходження  $T(C)$ . Через більшу кількість випадкових домішок осциляції коефіцієнта проходження виявилися ще більш ослабленими в порівнянні з результатами, представленими на рис. 3.26 – рис. 3.27. Таким чином, вплив багаторазової інтерференції на випадкових заряджених домішках виявилось досить слабким. У той же час при високій напрузі на стоці коефіцієнт проходження стає значно менше 1. Це викликано квантово–механічним відбиттям від крутого потенційного профілю в каналі транзистора. У результаті цього струм транзистора став приблизно вдвічі менше. Невелике зниження струму при високих напругах ми також зв'язуємо із впливом квантово–механічного відбиття на різкому градієнті потенціалу в каналі. Розрахунок на цьому не закінчується. Після процедури ітерації спільного рішення рівняння Шредингера з рівнянням Пуассона для досягнення самоузгодження виходить підсумкова крива повністю квантового моделювання, що наближається до класичної балістичної кривої.

Найбільш важливим висновком з нашого моделювання є те, що вольт–амперні характеристики, всупереч колишнім побоюванням [19, 20], виявилися цілком гладкими. Крім того, вони відтворюються в межах 10% для різних реалізацій випадкового розподілу домішок. Це доводить можливість гарної відтворюваності характеристик нанотранзисторів навіть із технологічними розмірами 10нм.

На рис. 3.26 представлена залежність струму транзистора від напруги на затворі для напруги на стоці 0,05 В и 0,9 В в лінійному масштабі. На рис. 3.27 представлена підпорогова характеристика транзистора в логарифмічному масштабі струму. Нахил підпорогової характеристики дорівнює 80мВ/декада струму, це наближається до граничного значення цього показника при кімнатній температурі 60 мВ/декада струму. Високий нахил підпорогової характеристики дає можливість зниження робочої напруги до 0.5В. При цьому

відношення струму у відкритому стані до струму в закритому стані складе 6 порядків величини.

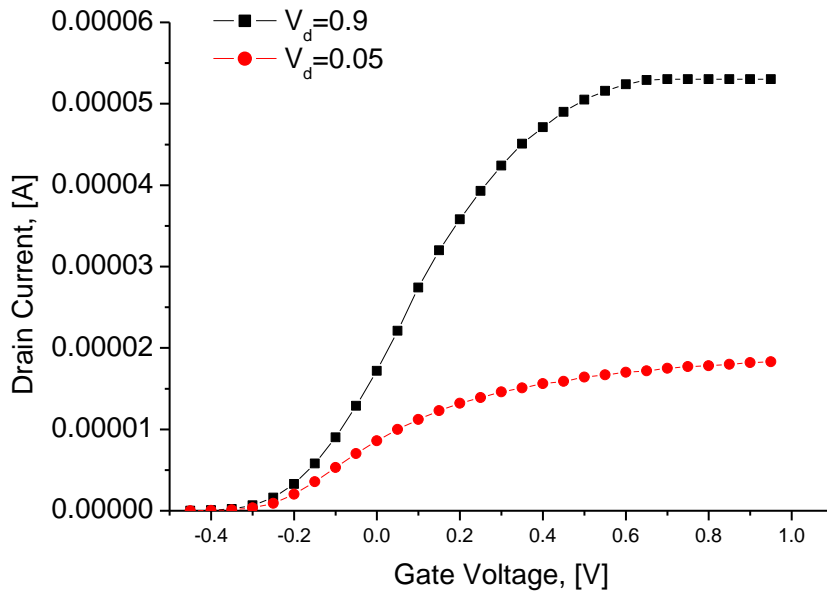


Рисунок 3.26 – Залежність струму транзистора від напруги на затворі для напруги на стоці 0.05 В и 0.9 В

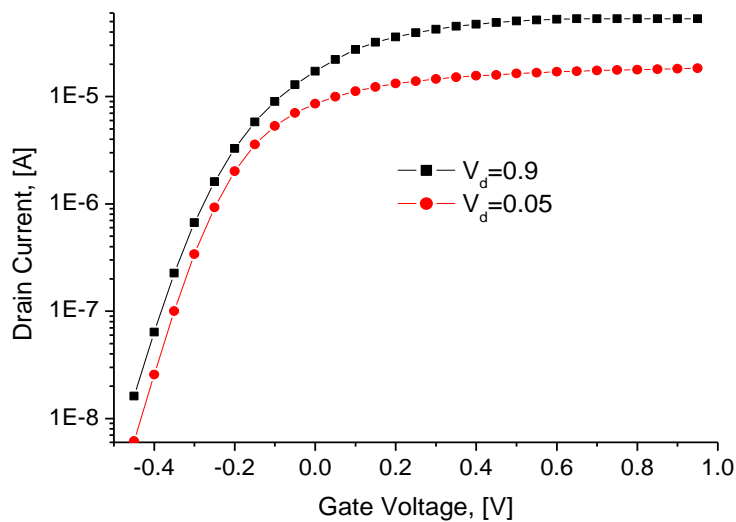


Рисунок 3.27 – Підпорогова характеристика транзистора

Щільність струму у відкритому стані транзистора досягає 1–1.5 мА на 1 мікрон ширини каналу, що обумовлено балістичним переносом. Високий струм забезпечує малий час перемикання інвертора, виготовленого з подібних транзисторів. Частота роботи логічних схем, що перевищує 1 ТГц представляється досить реалістичної.

### 3.7 Дослідження граничних величин для кремнієвих польових нанотранзисторів

Результати моделювання дозволяють зробити оцінки граничних величин для кремнієвих польових транзисторів (табл. 3.1). Слід зазначити, що їхнє досягнення вимагає застосування всіх передових технологічних прийомів:

- 1) короткий затвор і канал транзистора ( 10 – 40 нм);
- 2) тонкий ( 2–4 нм) шар кремнію в каналі транзистора;
- 3) high-k підзатворний діелектрик, що дає ефективну товщину окисла менше 1 нм;
- 4) високопровідний матеріали затвора, джерела й стоку (метали й силіциди металів);
- 5) швидкий віджиг.

Таблиця 3.1 – Оцінка граничних характеристик для кремнієвих польових нанотранзисторів, виготовлених по технологічних нормах 10–50нм.

Параметр	Величина
Струм відкритого транзистора	1–1.5 мА/мкм
Струм закритого транзистора	1 нА/мкм
Робоча напруга	< 0.5 В
Підпорогова крутість	близько 60мВ на декаду струму (теоретична межа при кімнатній температурі)
Внутрішній час затримки	< 1 пс
Швидкодія в схемі	> 1 ТГц
Відтворюваність характеристик	у межах 10%
Радіаційна стійкість	Більш, ніж 10 разів вище



## 4 АНАЛІЗ КОМЕРЦІЙНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ КВАНТОВИХ ЯМ

### 4.1 Визначення рівня комерційного потенціалу дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Метою проведення технологічного аудиту є оцінювання комерційного потенціалу дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям, створеної в результаті науково-технічної діяльності. В результаті оцінювання можна буде зробити висновок щодо напрямів (особливостей) організації подальшого її впровадження з врахуванням встановленого рейтингу.

Для проведення технологічного аудиту залучимо 3-х незалежних експертів. У нашому випадку такими експертами будуть керівник магістерської роботи та провідні викладачі випускової та споріднених кафедр.

Оцінювання комерційного потенціалу дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям будемо здійснювати за 12-ю критеріями згідно рекомендацій.

Результати оцінювання комерційного потенціалу дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям заносимо до таблиці 4.1.

Таблиця 4.1 - Результати оцінювання комерційного успіху дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Критерії	Експерти		
	д.т.н., професор Семенов А.О.	д.т.н., професор Осадчук О.В.	к.т.н., доцент Гаврілов Д.В.
	Бали, виставлені експертами		
1	1	2	3
2	2	2	3
3	3	2	3
4	4	3	4
5	1	4	3
6	2	2	3
7	3	3	4
8	2	4	3

Продовження таблиця 4.1.

9	1	3	3
10	3	2	3
11	4	3	3
12	1	3	2
Сума балів	27	33	37
Середньоарифметична сума балів, СБ	32		

За даними таблиці 4.1 робимо висновок щодо рівня комерційного потенціалу дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям. При цьому користуємося рекомендаціями, наведеними в таблиці 4.2.

Таблиця 4.2 – Рівні комерційного потенціалу розробки

Середньоарифметична сума балів, розрахована на основі висновків експертів	Рівень комерційного потенціалу розробки
0 – 10	Низький
11 – 20	Нижче середнього
21 – 30	Середній
31 – 40	Вище середнього
41 – 50	Високий

Таким чином, робимо висновок, щодо рівня комерційного потенціалу нашої дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям – вище середнього.

4.2 Визначення рівня якості дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Оцінювання рівня якості дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям проводиться з метою порівняльного аналізу і визначення найбільш ефективного, з технічної точки зору, варіанта інженерного рішення.

Рівень якості – це кількісна характеристика міри придатності певного виду продукції для задоволення конкретного попиту на неї при порівнянні з відповідними базовими показниками за фіксованих умов споживання.

Абсолютний рівень якості дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям знаходимо обчисленням вибраних для її вимірювання показників, не порівнюючи їх із відповідними показниками аналогічних виробів. Для цього необхідно визначити зміст основних функцій, які повинні реалізовувати розробка, вимоги замовника до неї, а також умови, які характеризують експлуатацію, визначають основні параметри, які будуть використані для розрахунку коефіцієнта технічного рівня виробу. Система параметрів, прийнята до розрахунків, повинна достатньо повно характеризувати споживчі властивості інноваційного товару (його призначення, надійність, економічне використання ресурсів, стандартизація тощо).

Далі визначаємо величину параметрів якості в балах та встановлюємо граничні його значення (кращі, гірші, середні). Всі ці дані для кожного параметра заносимо в табл. 4.3.

Таблиця 4.3 – Основні параметри дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Параметри	Абсолютне значення параметра			Коефіцієнт вагомості параметра
	Краще +5...+4	Середнє +3	Гірше +1...+2	
Точність вимірювання оптичної потужності	5			0,1
Кількість вимірювальних каналів	4			0,1
Діапазон вимірювання	5			0,7
Відносна похибка	4			0,1

Із врахуванням коефіцієнтів вагомості відповідних параметрів можна визначити абсолютний рівень якості інноваційного рішення за формулою [45]:

$$K_{я.а.} = \sum_{i=1}^n P_{ні} \cdot a_i, \quad (4.1)$$

де  $R_{ni}$  – числове значення  $i$ -го параметра інноваційного рішення,  $n$  – кількість параметрів інноваційного рішення, що прийняті для оцінювання,  $a_i$  – коефіцієнт вагомості відповідного параметра (сума коефіцієнтів вагомості всіх параметрів повинна дорівнювати 1).

Отже, абсолютний рівень якості дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям становитиме – 4,8 бали.

Одночасно визначаємо відносний рівень якості дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям, що виробляється (проекується), порівнюючи її показники з абсолютними показниками якості найліпших вітчизняних та зарубіжних аналогів (товарів-конкурентів) (табл. 4.4).

Таблиця 4.4 – Основні параметри дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям та аналога

Параметри	Варіанти		Відносний показник якості	Коефіцієнт вагомості параметра
	Базовий (конкурент)	Новий		
Точність вимірювання оптичної потужності	2	4	2	0,1
Кількість вимірювальних каналів	2	4	2	0,1
Діапазон вимірювання	10	30	3	0,7
Відносна похибка	3	4	1,3	0,1

Відносний рівень якості дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям визначаємо за формулою:

$$K_{\text{я.в.}} = \sum_{i=1}^n q_i \cdot a_i, \quad (4.2)$$

За розрахунками відносний рівень якості дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям становитиме – 2,63. Це означає, що наша розробка краща за якістю на 163% від товару-аналога.

#### 4.3 Визначення конкурентоспроможності дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

У найширшому розумінні конкурентоспроможність товару – це можливість його успішного продажу на певному ринку і в певний проміжок часу. Водночас конкурентоспроможною можна вважати лише однорідну продукцію з технічними параметрами і техніко-економічними показниками, що ідентичні аналогічним показникам уже проданого товару. Для того, щоб високоякісний товар був одночасно і конкурентоспроможним, він має відповідати критеріям оцінювання споживачів конкретного ринку в конкретний час.

Дані для розрахунку загального показника конкурентоспроможності розробки необхідно занести до таблиці 4.5.

Таблиця 4.5 – Нормативні, технічні та економічні параметри дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям і товару-конкурента

Параметри	Варіанти		Відносний показник якості	Коефіцієнт вагомості параметра
	Базовий (конкурент)	Новий		
Точність вимірювання	2	4	2	0,1
Кількість вимірювальних каналів	2	4	2	0,1
Діапазон вимірювання	10	30	3	0,7
Відносна похибка	3	4	1,3	0,1
Ціна за продукт, тис. грн.	10000	19500	0,51	-

Загальний показник конкурентоспроможності розробки (К) з урахуванням вищезазначених груп показників визначаємо за формулою:

$$K = \frac{I_{г.п.}}{I_{е.п.}} = \frac{2,63}{0,51} = 5,15 \quad (4.3)$$

де  $I_{т.п.}$  – індекс технічних параметрів (відносний рівень якості інноваційного рішення);  $I_{е.п.}$  – індекс економічних параметрів.

$$I_{е.п.} = \frac{P_{Hei}}{P_{Bei}} = \frac{10000}{19500} = 0,51, \quad (4.4)$$

де  $P_{Hei}$ ,  $P_{Bei}$  – економічні параметри (ціна придбання та споживання товару) відповідно нового та базового товарів.

Згідно розрахунків загальний показник конкурентоспроможності –5,15 . Це означає, що дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям більш конкурентна в 5 разів від аналога.

4.4 Прогнозування витрат на виконання науково-дослідної, дослідно-конструкторської та конструкторсько-технологічної роботи

4.4.1 Розрахунок витрат, що стосуються виконавців дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Основна заробітна плата кожного із розробників (дослідників)  $Z_0$ , якщо вони працюють в наукових установах бюджетної сфери:

$$Z_0 = \frac{M}{T_p} \cdot t, \quad (4.5)$$

де  $M$  – місячний посадовий оклад конкретного розробника (інженера, дослідника, науковця тощо), грн.

У 2019 році величини окладів (разом з встановленими доплатами і надбавками) рекомендується брати в межах (5000...10000) грн. за місяць;  $T_p$  – число робочих днів в місяці; приблизно  $T_p = (21...23)$  дні;  $t$  – число робочих днів роботи розробника (дослідника).

Зроблені розрахунки зводимо до таблиці 4.6.

Таблиця 4.6 – Заробітна плата розробників

Посада	Місячний посадовий оклад, грн.	Оплата за робочий день, грн.	Число днів роботи	Витрати на заробітну плату, грн.
Керівник	10000	455	5	2275
Інженер-програміст	5000	227	5	1705
Консультанти	5000	227	5	1705
Всього:				5685

Основна заробітна плата робітників  $Z_p$ , якщо вони беруть участь у виконанні даного етапу роботи і виконують роботи за робочими професіями у випадку, коли вони працюють в наукових установах бюджетної сфери, розраховується за формулою:

$$Z_p = \sum_{i=1}^n t_i \cdot C_i, \quad (4.6)$$

де  $t_i$  – норма часу (трудомісткість) на виконання конкретної роботи, годин;  
 $n$  – число робіт по видах та розрядах;  $C_i$  – погодинна тарифна ставка робітника відповідного розряду, який виконує дану роботу.  $C_i$  визначається за формулою:

$$C_i = \frac{M_m \cdot K_i}{T_p \cdot T_{zm}}, \quad (4.7)$$

де  $M_m$  – розмір мінімальної заробітної плати за місяць, грн.; в 2019 році мінімальна заробітна плата становить – 4173 грн.,  $K_i$  – тарифний коефіцієнт робітника відповідного розряду,  $T_p$  – число робочих днів в місяці; приблизно  $T_p = 21 \dots 23$  дні;  $T_{zm}$  – тривалість зміни, зазвичай  $T_{zm} = 8$  годин.

Величина чинних тарифних коефіцієнтів робітників відповідних розрядів для бюджетної сфери наведена в таблиці 4.6.1:

Таблиця 4.6.1 - Величина тарифних коефіцієнтів робітників

Розряд	1	2	3	4	5	6	7	8
$K_i$	1,00	1,09	1,18	1,27	1,36	1,45	1,54	1,64

Таблиця 4.7 – Заробітна плата робітників

Найменування робіт	Трудомісткість, н-год.	Розряд роботи	Погодинна тарифна ставка	Тариф. коеф.	Величина, грн.
Налагоджувальні	3	4	30	1,27	90
Складальні	2	4	30	1,27	60
Механічні	1	3	28	1,18	28
Заготівельні	4	2	26	1,09	104
Всього					282

Додаткова заробітна плата Зд всіх розробників та робітників, які брали участь у виконанні даного етапу роботи, розраховується як (10...12)% від суми основної заробітної плати всіх розробників та робітників, тобто:

$$Зд = 0,1 \cdot (Зр + Зо) = 0,1 \cdot (5685 + 282) = 596,7 \text{ грн.} \quad (4.8)$$

Нарахування на заробітну плату Нзп розробників та робітників, які брали участь у виконанні даного етапу роботи, розраховуються за формулою:

де Зо – основна заробітна плата розробників, грн.; Зр – основна заробітна плата робітників, грн.; Зд – додаткова заробітна плата всіх розробників та робітників, грн.;  $\beta$  – ставка єдиного внеску на загальнообов'язкове державне соціальне страхування, % (приймаємо для 1-го класу професійності ризику 22%).

$$\begin{aligned} \text{Нзп} &= 0,22 \cdot (Зр + Зо + Зд) = 0,22 \cdot (5685 + 282 + 596,7) = \\ &= 1444 \text{ грн.} \end{aligned} \quad (4.9)$$

Амортизація обладнання, комп'ютерів та приміщень А, які використовувались під час (чи для) виконання даного етапу роботи.

Дані відрахування розраховують по кожному виду обладнання, приміщенням тощо.

У спрощеному вигляді амортизаційні відрахування А в цілому бути розраховані за формулою [46]:

$$A = \frac{Ц \cdot На}{100} \cdot \frac{T}{12},$$



де Ц – загальна балансова вартість всього обладнання, комп'ютерів, приміщень тощо, що використовувались для виконання даного етапу роботи, грн.;  $N_a$  – річна норма амортизаційних відрахувань. Для нашого випадку можна прийняти, що  $N_a = (10...25)\%$ ; Т – термін, використання обладнання, приміщень тощо, місяці.

Таблиця 4.8 - Амортизаційні відрахування

Найменування	Ціна, грн.	Норма амортизації, %	Термін використання, м.	Сума амортизації
ПК + панель оператора	17000	20	4	1133
ПЛК	10000	20	2	333
Інше обладнання	19000	20	2	633
Всього	2099			

Витрати на матеріали М, що були використані під час виконання даного етапу роботи, розраховуються за формулою:

$$M = \sum_1^n N_i \cdot C_i \cdot K_i, \text{ грн}$$

де  $N_i$  – кількість матеріалу і-го виду, шт.;  $C_i$  – ціна матеріалу і-го виду, грн.;  $K_i$  – коефіцієнт транспортних витрат,  $K_i = (1,1...1,15)$ ; n – кількість видів матеріалів.

Таблиця 4.9 - Матеріали, що використані на розробку

Найменування матеріалу	Ціна за одиницю, грн.	Витрачено	Вартість, грн.
Флюс ФКСН	4	0,05	0,2
Каніфоль	11	0,3	3,3
Припій ПОС-61	500	0,1	50
Всього, з урахуванням коефіцієнта транспортних витрат	59		

Витрати на комплектуючі К, що були використані під час виконання даного етапу роботи, розраховуються за формулою:

$$K = \sum_1^n N_i \cdot C_i \cdot K_i, \text{ грн}$$

де  $N_i$  – кількість комплектуючих  $i$ -го виду, шт.;  $C_i$  – ціна комплектуючих  $i$ -го виду, грн.;  $K_i$  – коефіцієнт транспортних витрат,  $K_i = (1,1...1,15)$ ;  $n$  – кількість видів комплектуючих.

Таблиця 4.10 - Комплектуючі, що використані на розробку

Найменування матеріалу	Ціна за одиницю, грн.	Витрачено	Вартість, грн.
Фотодіод	300	3	900
Світлодіод	10	3	30
Оптичний тракт	100	1	100
Корпус	200	1	200
Тумблер	15	1	15
Діоди стану	2	2	4
Панель оператора	1000	1	1000
Оперативний підсилювач	2	1	2
Інтерфейси	70	2	140
Джерело напруги	20	1	20
Трансформатор	45	1	45
Всього, з урахуванням коефіцієнта транспортних витрат			2702

Витрати на силову електроенергію  $Ve$ , якщо ця стаття має суттєве значення для виконання даного етапу роботи, розраховуються за формулою:

$$Ve = V \cdot P \cdot \Phi \cdot K_p, \text{ грн}$$

$V$  – вартість 1 кВт-год. електроенергії, в 2019 р.  $V \approx 8,45$  грн./кВт;  $\Pi$  – установлена потужність обладнання, кВт;  $\Phi$  – фактична кількість годин роботи обладнання, годин,  $K_p$  – коефіцієнт використання потужності;  $K_p < 1$ .

Потужність обладнання складає – 0,5 кВт.

Кількість годин роботи складає – 700 годин.

Коефіцієнт викор. потужності -0,9.

$V_e = 2662$  грн.

Інші витрати  $V_{in}$  охоплюють: витрати на управління організацією, оплата службових відряджень, витрати на утримання, ремонт та експлуатацію основних засобів, витрати на опалення, освітлення, водопостачання, охорону праці тощо.

Інші витрати  $I_v$  можна прийняти як (100...300)% від суми основної заробітної плати розробників та робітників, які були виконували дану роботу, тобто:

$$I_v = 1 \cdot (Z_o + Z_p) = 1 \cdot (5115 + 98,5) = 5214 \text{ грн.} \quad (4.10)$$

Сума всіх попередніх статей витрат дає витрати на виконання даної частини (розділу, етапу) роботи –  $V$ .

$$V = 16051 \text{ грн.}$$

4.5 Розрахунок загальних витрат на дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Загальна вартість всієї наукової роботи визначається за  $V_{zag}$  формулою:

$$V_{zag} = \frac{I_v}{\alpha} = \frac{5214}{0,8} = 6520 \text{ грн,} \quad (4.11)$$

де  $\alpha$  – частка витрат, які безпосередньо здійснює виконавець даного етапу роботи, у відн. одиницях.

#### 4.6 Прогнозування витрат на виконання та впровадження дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Прогнозування загальних витрат ЗВ на виконання та впровадження дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям здійснюється за формулою [48]:

$$ЗВ = \frac{Взаг}{\beta} = \frac{6520}{0,5} = 13040 \text{ грн,} \quad (4.12)$$

де  $\beta$  – коефіцієнт, який характеризує етап (стадію) виконання даної роботи.

Так, якщо розробка знаходиться: на стадії науково-дослідних робіт, то  $\beta \approx 0,1$ ; на стадії технічного проектування, то  $\beta \approx 0,2$ ; на стадії розробки конструкторської документації, то  $\beta \approx 0,3$ ; на стадії розробки технологій, то  $\beta \approx 0,4$ ; на стадії розробки дослідного зразка, то  $\beta \approx 0,5$ ; на стадії розробки промислового зразка,  $\beta \approx 0,7$ ; на стадії впровадження, то  $\beta \approx 0,9$ .

#### 4.7 Прогнозування комерційних ефектів від реалізації дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

З метою прогнозування комерційних ефектів від реалізації дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям складемо таблицю вихідних показників, за рахунок яких і відбуватиметься отримання комерційного ефекту.

Таблиця 4.11 – Вихідні дані для прогнозування комерційного ефекту від реалізації дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям [47]

Рік реалізації розробки	1	2	3
Кількість од. реалізації, шт.	200	500	700

Величина зростання ціни реалізації дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям, грн. – 9500 грн.

Кількість продукції, що випускалась до впровадження дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям – 150 шт.

Збільшення чистого прибутку підприємства  $\Pi_i$  для кожного із років, протягом яких очікується отримання позитивних результатів від впровадження розробки, розраховується за формулою:

$$\Delta\Pi_i = \sum_1^n (\Delta Ц_0 \cdot N + Ц_0 \cdot \Delta N) i \cdot \rho \cdot \gamma \cdot \left(1 - \frac{v}{100}\right) \quad (4.13)$$

де  $\Delta\Pi_0$  – покращення основного оціночного показника від впровадження результатів розробки у даному році. Зазвичай таким показником може бути ціна одиниці нової розробки;  $N$  – основний кількісний показник, який визначає діяльність підприємства у даному році до впровадження результатів наукової розробки;  $\Delta N$  – покращення основного кількісного показника діяльності підприємства від впровадження результатів розробки;  $Ц_0$  – основний оціночний показник, який визначає діяльність підприємства у даному році після впровадження результатів наукової розробки;  $n$  – кількість років, протягом яких очікується отримання позитивних результатів від впровадження розробки;  $\lambda$  – коефіцієнт, який враховує сплату податку на додану вартість. У 2018 р. ставка податку на додану вартість дорівнює 20%, а коефіцієнт – 0,8333. З 2014 року ставка податку на додану вартість встановлена на рівні 17%, а коефіцієнт – 0,8547;  $\rho$  – коефіцієнт, який враховує рентабельність продукту. Рекомендується приймати – 0,2...0,3;  $v$  – ставка податку на прибуток. У 2018 році – 21%, у 2013 році – 19%, а з 2014 року – 16%.

Збільшення чистого прибутку підприємства  $\Pi_i$  протягом першого року складе:

$$\Delta\Pi_1 = 16663 \text{ грн.}$$

Збільшення чистого прибутку підприємства  $\Pi_i$  протягом другого року (відносно базового року, тобто року до впровадження результатів наукової розробки) складе:

$$\Delta\Pi_2 = 96703 \text{ грн.}$$

Збільшення чистого прибутку підприємства протягом третього року (відносно базового року, тобто року до впровадження результатів наукової розробки) складе:

$$\Delta\Pi_3 = 99656 \text{ грн.}$$

#### 4.8 Розрахунок ефективності вкладених інвестицій та період їх окупності

Визначення абсолютної ефективності вкладених інвестицій у дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Для цього користуються формулою:

$$E_{абс} = (ПП - PV), \quad (4.14)$$

де ПП – приведена вартість всіх чистих прибутків, що їх отримає підприємство (організація) від реалізації результатів наукової розробки, грн.; PV – теперішня вартість інвестицій  $PV = ZB$ , грн.

У свою чергу, приведена вартість всіх чистих прибутків ПП розраховується за формулою:

$$ПП = \sum_1^t \frac{\Delta\Pi}{(1+\tau)^t} \quad (4.15)$$

де  $\Delta\Pi$  – збільшення чистого прибутку у кожному із років, протягом яких виявляються результати виконаної та впровадженої НДДКР, грн.;  $t$  – період часу, протягом якого виявляються результати впровадженої НДДКР, роки;  $\tau$  – ставка дисконтування, за яку можна взяти щорічний прогнозований рівень інфляції в країні; для України цей показник знаходиться на рівні 0,1;  $t$  – період часу (в роках) від моменту отримання чистого прибутку до точки „0”.

$$ПП = 120245 \text{ грн.},$$

$$E_{абс} = 120245 - 13040 = 107205 \text{ грн.}$$

Оскільки  $E_{абс} > 0$ , то результат від проведення наукових досліджень та їх впровадження принесе прибуток, але це також ще не свідчить про те, що інвестор буде зацікавлений у фінансуванні дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям.

#### 4.9 Розрахунок відносної ефективності вкладених коштів в НДДКР дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Для цього користуються формулою:

$$E_B = \sqrt[t]{1 + \frac{E_{абс}}{PV}} - 1 \quad (4.16)$$

де  $E_{абс}$  – абсолютна ефективність вкладених інвестицій, грн.;  $PV$  – теперішня вартість інвестицій  $PV = 3B$ , грн.;  $Tж$  – життєвий цикл наукової розробки, роки.

$$E_B = 1,09$$

Далі, розрахована величина  $E_B$  порівнюється з мінімальною (бар'єрною) ставкою дисконтування, що дорівнює [49]:

$$\tau = d + f, \quad (4.17)$$

де  $d$  – середньозважена ставка за депозитними операціями в комерційних банках; в 2018 році в Україні  $d = (0,14...0,2)$ ;  $f$  – показник, що характеризує ризикованість вкладень; зазвичай, величина  $f = (0,05...0,1)$ , але може бути і значно більше.

$$E_B = 1,09 \geq \tau = 0,2 + 0,1 = 0,3.$$

Оскільки величина  $E_B > \tau_{\min}$ , то інвестор може бути зацікавлений у фінансуванні даної наукової розробки.

4.10 Розрахунок терміну окупності коштів, вкладених в наукову дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям

Термін окупності вкладених у реалізацію наукового проекту інвестицій  $T_{ок}$  можна розрахувати за формулою:

$$T_{ок} = \frac{1}{E_B} = \frac{1}{1,09} = 0,91 \text{ року.} \quad (4.18)$$

Оскільки  $T_{ок} < 3...5$ -ти років, то фінансування дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям є доцільним.

## 5 ОХОРОНА ПРАЦІ ТА БЕЗПЕКА В НАДЗВИЧАЙНИХ СИТУАЦІЯХ

У цьому розділі проводиться аналіз небезпечних, шкідливих [50] і уражаючих для людини і навколишнього довкілля чинників, які виникають під час проведення дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям. Тут розглядаються, зокрема, технічні рішення з виробничої санітарії та гігієни праці, визначення обґрунтування вибору захисних окулярів та світлофільтрів при оптичному випромінюванні, технічні рішення з промислової та пожежної безпеки при проведенні дослідження, безпека в надзвичайних ситуаціях.

### 5.1 Технічні рішення з виробничої санітарії та гігієни праці

#### 5.1.1 Мікроклімат та склад повітря робочої зони

Вибираємо для приміщення для проведення дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям, категорію важкості робіт за фізичним навантаженням – легка Ia.

У відповідності із [51] допустимі показники мікроклімату у робочій зоні для теплового та холодного періодів року наведені у таблиці 5.1.

Таблиця 5.1 – Допустимі показники мікроклімату в приміщенні

Період року	Категорія робіт	Температура повітря, °С для робочих місць		Відносна вологість повітря, %	Швидкість руху повітря, м/с
		постійних	непостійних		
Холодний	Ia	21-25	18-26	75	0,1
Теплий		22-28	20-30	55 при 28°С	0,1-0,2

При опроміненні менше 25% поверхні тіла людини, допустима інтенсивність теплового опромінення складає 100 Вт/м<sup>2</sup>.

Повітря робочої зони не повинно містити шкідливих речовин з концентраціями вище гранично допустимих концентрацій (ГДК) у повітрі робочої зони та підпадає під систематичний контроль з метою запобігання можливості перевищення ГДК, значення яких для роботи з ЕОМ наведено в таблиці 5.2.



Таблиця 5.2 – ГДК шкідливих речовин [53]

Назва речовини	ГДК, мг/м <sup>3</sup>	Агрегатний стан	Клас небезпеки
Озон	0,1	Пара	4
Оксиди азоту	5	Пара	2
Пил	4	Аерозоль	2

При роботі з ЕОМ джерелом забруднення повітря є також іонізація молекул речовин, які містяться в повітрі. Рівні позитивних та негативних іонів мають відповідати [53] і приведені у таблиці 5.3.

Таблиця 5.3 – Число іонів в 1 см<sup>3</sup> повітря приміщення під час роботи на ЕОМ

Рівні	Мінімально необхідні	Оптимальні	Максимально допустимі
позитивний	400	1500-3000	50000
негативний	600	3000-5000	50000

З метою забезпечення нормованих параметрів мікроклімату і складу повітря робочої зони запропоновано: у приміщенні повинна бути встановлена система кондиціонування для теплого і опалення для холодного періодів року; застосування вентиляції, яка видаляє забруднення або нагріте повітря з приміщення, а також за допомогою неї контролюється швидкість руху повітря і вологість.

### 5.1.2 Виробниче освітлення

Для створення гігієнічних раціональних умов на робочих місцях великі вимоги пред'являються до якісних та кількісних параметрів освітлення.

З точки зору задач зорової роботи в приміщенні, де проводиться робота з дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям, згідно [52] визначаємо, що вони відносяться до IV розряду зорових робіт. Приймаємо контраст об'єкта з фоном – середній та характеристику фону – середню, яким відповідає підрозряд зорових робіт *v*.

Нормативні значення коефіцієнта природного освітлення (КПО) і мінімальні значення освітленості при штучному освітленні наведені в таблиці 5.4.

Таблиця 5.4 – Нормовані значення коефіцієнта природного освітлення і мінімальні освітленості при штучному освітленні

Характеристика зорової роботи	Найменший розмір об'єкта розрізнення, мм	Розряд зорової роботи	Підрозряд зорової роботи	Контраст об'єкта розрізнення з фоном	Характеристика фону	Освітленість при штучному освітленні, лк		КПО для бокового освітлення, %		
						комбіноване		Природного	Суміщеного	
						всього	у т. ч. від загального			
Середньої точності	0,5-1	IV	V	середній	середній	400	200	200	1,5	0,9

Так як приміщення розташоване в місті Вінниця (2-га група забезпеченості природним світлом), а світлові проєми розташовані за азимутом  $0^\circ$ , то за таких обставин КЕО визначатиметься за виразом [52,53]

$$e_N = e_n m_N [\%], \quad (5.1)$$

де  $e_n$  – табличне значення КЕО для бокового освітлення, %;

$m_N$  – коефіцієнт світлового клімату;

$N$  – номер групи забезпеченості природним світлом.

За відомими значеннями отримаємо нормовані значення КПО для бокового та суміщеного освітлення:

$$e_{N,b} = 1,5 \cdot 0,9 = 1,4 (\%);$$

$$e_{N,c} = 0,9 \cdot 0,9 = 0,8 (\%).$$

З метою забезпечення нормованих значень параметрів освітлення передбачено такі заходи: за недостатнього природного освітлення у світлий час доби доповнення штучним завдяки використанню люмінесцентних ламп з утворенням системи суміщеного освітлення; використання загального штучного освітлення в темний час доби.

### 5.1.3 Виробничі віброакустичні коливання

Зважаючи на те, що при використанні пристроїв крім усього іншого устаткування використовується обладнання, робота якого супроводжується шумом та вібрацією, потрібно передбачити захист від шуму та вібрації.

Встановлено, що приміщення, в якому відбувається робота з дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям може мати робочі місця із шумом та вібрацією, що створюється вентиляторами блоку живлення комп'ютера та кулерами мікропроцесора, відеокарти.

З метою попередження травмування працівників від дії шуму він підпадає під нормування. Основним нормативом з питань виробничого шуму, діючим на території нашої країни, є [54], згідно з яким допустимі рівні звукового тиску, рівні звуку і еквівалентні рівні шуму на робочих місцях в виробничих приміщеннях не мають перевищувати значень, що наведено у таблиці 5.5.

Таблиця 5.5 – Нормовані рівні звукового тиску і еквівалентні рівні звуку

Рівні звукового тиску в дБ в октавних полосах із середньо-геометричними частотами, Гц									Рівні звуку і еквівалентні рівні звуку, дБА
31,5	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	
86	71	61	54	49	45	42	40	38	50

Норми виробничих вібрацій наведені в таблиці 5.6 для локальної вібрації.

Таблиця 5.6 – Нормовані рівні віброприскорення [55]

Гранично допустимі рівні віброприскорення, дБ, в октавних полосах із середньо-геометричними частотами, Гц								Коректовані рівні віброприскорення, дБА
8	16	31,5	63	125	250	500	1000	
73	73	79	85	91	97	103	109	76

З метою забезпечення нормованих параметрів шуму та вібрації в приміщенні передбачено такі заходи: оздоблення стін спеціальними перфорованими плитами, панелями з метою шумопоглинання; контроль рівня шуму та вібрації не менше 1 разу на рік.

#### 5.1.4 Виробничі випромінювання

Проведений аналіз умов праці показав, що приміщення, в якому проводиться робота з дослідження підлягає впливу лазерного випромінювання.

Відповідно до [63] регламентуються гранично допустимі рівні (ГДР) для кожного його спектрального діапазону. Граничні дози при однократному впливі на очі колімованого (прямого) лазерного випромінювання наведені в таблиці 5.7.

Таблиця 5.7 – Гранично допустимі дози при однократному впливі на очі колімованого (прямого) лазерного випромінювання

Довжина хвилі $\lambda$ , нм	Тривалість впливу $t$ , с	$W_{ГДР}$ , Дж
$380 < \lambda < 600$	$t < 2,3 \cdot 10^{-11}$	$\sqrt[3]{t^2}$
	$2,3 \cdot 10^{-11} < t < 5 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-8}$
	$5 \cdot 10^{-5} < t < 1$	$5,9 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt[3]{t^2}$
$600 < \lambda < 750$	$t < 6,5 \cdot 10^{-11}$	$\sqrt[3]{t^2}$
	$6,5 \cdot 10^{-11} < t < 5 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$
	$5 \cdot 10^{-5} < t < 1$	$12 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[3]{t^2}$
$750 < \lambda < 1000$	$t < 2,5 \cdot 10^{-10}$	$\sqrt[3]{t^2}$
	$2,5 \cdot 10^{-10} < t < 5 \cdot 10^{-5}$	$4 \cdot 10^{-7}$
	$5 \cdot 10^{-5} < t < 1$	$3 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[3]{t^2}$
$1000 < \lambda < 1400$	$t < 10^{-9}$	$\sqrt[3]{t^2}$
	$10^{-9} < t < 5 \cdot 10^{-5}$	$10^{-6}$
	$5 \cdot 10^{-5} < t < 1$	$7,4 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[3]{t^2}$

З метою забезпечення нормованих параметрів лазерного випромінювання в приміщенні передбачено такі заходи: відокремлення небезпечної зони

дисциплінарним бар'єром; використання спеціальних окулярів із світлофільтрами для запобігання ураження органів зору.

Обґрунтуємо вибір захисних окулярів та світлофільтрів. Довжина хвилі  $\lambda = 694,3$  нм, тривалість опромінення  $t = 4$  с, максимальна доза опромінення оптичного діапазону  $W_{MAX} = 0,15$  Вт.

При виборі засобів індивідуального захисту необхідно враховувати: робочу довжину хвилі випромінювання; оптичну щільність світлофільтра.

Оптична щільність світлофільтрів, застосовуваних у захисних окулярах, щитках і насадках, повинна задовольняти вимогам:

$$D_{\lambda} \geq \lg\left(\frac{H_{MAX}(E_{MAX})}{H_{ПДУ}(E_{ПДУ})}\right), \quad (5.1)$$

або (для діапазону від 380 до 1400 нм)

$$D_{\lambda} \geq \lg\left(\frac{W_{MAX}(P_{MAX})}{W_{ПДУ}(P_{ПДУ})}\right), \quad (5.2)$$

де  $H_{MAX}, E_{MAX}, W_{MAX}, P_{MAX}$  – максимальні значення енергетичних параметрів лазерного випромінювання в робочій зоні;

$H_{ПДУ}, E_{ПДУ}, W_{ПДУ}, P_{ПДУ}$  – гранично припустимі рівні енергетичних параметрів при хронічному опроміненні.

Оскільки довжина хвилі знаходиться в межах від 600 до 750 нм, то гранично припустимий рівень оптичного випромінювання можна визначити за формулою:

$$W_{ПДУ} = 1,2 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[3]{t^2} \quad [\text{Дж}], \quad (5.3)$$

де  $t$  – тривалість опромінення, с.

Після підстановки відомих значень у формули (5.3, 5.2) отримаємо

$$W_{ПДУ} = 1,2 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[3]{4^2} = 0,00030238 \text{ (Дж)};$$

$$D_{\lambda} = \lg \frac{0,15}{0,00030238} = 5,395.$$

В таблиці 5.8 наведено основні параметри захисних окулярів.

Таблиця 5.8 – Основні параметри захисних окулярів

Марка окулярів	Марка світлофільтрів	Діапазон захисту, нм	Оптична щільність
ЗН22-72-СЗС22	СЗС22	630...680 680...1200 1200...1400	363
ЗНД4-72-СЗС22- ОС23-1	СЗС22	630...680 680...1200 1200...1400	363
ОС23-1	СЗС22	400...530	6
ЗН62-Л17	Л17	600...1100 530	21
ЗН62-ОЖ	ОЖ	200...510	3

За розрахованим значенням  $D_{\lambda} = 5,395$ , використовуючи таблицю 5.8, вибираємо марку окулярів ЗН22-72-СЗС22 із світлофільтрами СЗС22, для яких оптична щільність в заданому діапазоні довжин хвиль складає 6.

5.2 Технічні рішення з промислової та пожежної безпеки при проведенні дослідження

Сучасний етап розвитку техніки, автоматизації розробок та досліджень характеризується широким використанням на робочому місці ЕОМ. Наявність великої кількості прикладних програм сприяє тому, що ЕОМ є основним робочим інструментом інженера в галузі радіотехніки.

### 5.2.1 Безпека щодо організації робочих місць

Розташування робочих місць, забезпечених ЕОМ здійснюється в приміщеннях з одnobічним розміщенням світлових отворів, що обов'язково мають бути обладнані сонцезахисним засобами: шторами та жалюзьями [56].

При розміщенні робочих місць у приміщеннях з джерелами небезпечних та шкідливих виробничих чинників, вони повинні розташовуватися у абсолютно відокремлених кабінетах з природним освітленням та організованим повітрообміном. Площа одного робочого місця повинна становити не менше 6,0 м<sup>2</sup>, об'єм – не менше як 20 м<sup>3</sup>, а висота – не менше 3,2 м [57].

Поверхня підлоги повинна бути гладкою, без вибоїн, не слизькою, мати антистатичні властивості, зручною для вологого прибирання. Забороняється застосовувати для оснащення інтер'єру полімерні матеріали, які забруднюють повітря шкідливими хімічними речовинами та сполуками.

### 5.2.2 Електробезпека

В середині приміщення, в якому проводиться робота з дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям, значну увагу слід надати запобіганню загрози ураження електричним струмом. Згідно [58] дане приміщення належить до приміщень із підвищеною небезпекою ураження електричним струмом через наявність значної (понад 75 %) відносної вологості. Тому безпека використання електрообладнання повинна забезпечуватись комплексом заходів, що включають застосування ізоляції струмоведучих частин, захисного заземлення, захисних блокувань та ін [59].

### 5.2.3 Пожежна безпека

Відповідно до [60] приміщення, в якому проводиться робота з дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям, відноситься до категорії пожежної небезпеки В. Це приміщення відноситься до 3-го ступеня вогнестійкості, в якому приміщення знаходяться в будівлі з несучими та огорожувальними конструкціями з природних або штучних кам'яних матеріалів, бетону, залізобетону. Для перекриттів дозволяється застосовувати дерев'яні конструкції, захищені штукатуркою або негорючими листовими, плитними матеріалами, або матеріалами груп горючості Г1, Г2. До елементів покриттів не висовуються вимоги щодо межі вогнестійкості, поширення вогню, при цьому елементи горючого покриття з деревини повинні мати вогнезахисну обробку.

Мінімальні межі вогнестійкості конструкцій приміщення, що розглядається наведені в таблиці 5.7.

Таблиця 5.9 – Значення мінімальних меж вогнестійкості приміщення [60]

Ступінь вогнестійкості будівлі	Стіни				Колоони	Східчасті майданчики	Плити та інші несучі конструкції	Елементи покриття	
	Несучі та східчасті клітки	Самонесучі	Зовнішні несучі	Перегородки				Плити, прогони	Балки, ферми
3	REI 120	REI 60	E 15	EI 15	R 120	R 60	REI 45	нн	нн
	M0	M0	M0	M1	M0	M0	M1	нн	нн

Примітка. R – втрати несучої здатності; E – втрати цілісності; I – втрати теплоізолювальної спроможності; M – показник здатності будівельної конструкції поширювати вогонь (межа поширення вогню); M0 – межа поширення вогню дорівнює 0 см; M1 – M δ 25 см – для горизонтальних конструкцій; M δ 40 см – для вертикальних і похилих конструкцій; M2 – M > 25 см – для горизонтальних конструкцій; M > 40 см – для вертикальних і похилих конструкцій, нн – не нормується.

Таблиця 5.10 – Протипожежні норми проектування будівель і споруд [62]

Об'єм приміщення, тис. м <sup>3</sup>	Категорія пожежної безпеки	Ступінь вогнестійкості	Відстань, м, при щільності людського потоку в загальному проході, осіб/м <sup>2</sup>			Кількість людей на 1 м ширини евакуиходу	Протипожежні розриви, м, для ступеня їх вогнестійкості			Найбільша кількість поверхів	Площа поверху в межах пожежного відсіку, м <sup>2</sup> , для числа поверхів		
			до 1	2-3	4-5		I,II	III	IV,V		1	2	3 і більше
			до 15	B	3		100	60	40		110	9	12

Примітки: н.о. – не обмежується, н.н. – не нормується.

В таблиці 5.10 приведено протипожежні норми проектування будівель і споруд.

Встановлюємо, що приміщення, в якому проводиться робота з дослідження, має бути оснащено двома вогнегасниками, пожежним щитом, ємністю з піском [61].



### 5.3 Безпека у надзвичайних ситуаціях

Дослідження безпеки роботи фоточутливих пристроїв в умовах дії загрозливих чинників надзвичайних ситуацій

В даній частині розділу необхідно провести дослідження безпеки роботи фоточутливих пристроїв в умовах дії іонізуючих випромінювань та електромагнітного імпульсу так як саме ці фактори можуть вивести з ладу пристрій, чи порушити його роботу.

Вплив радіації призводить як до оборотних, так і необоротних змін електричних властивостей твердотільних приладів і інтегральних схем. Оскільки такі зміни можуть приводити до відмов електронних блоків, значні зусилля останнім часом направляються на розробку методів, що дозволяють уникнути погіршення параметрів мікроелектронного обладнання при опроміненні. У багатьох випадках вирішувати цю проблему доцільно шляхом створення радіаційно-стійких приладів і інтегральних схем [62].

До часток, які при влученні в прилади й схеми можуть викликати небажані наслідки, відносяться електрони, протони, фотони, альфа-частинки, важкі іони. Основні наслідки впливу опромінення на електронні пристрої – іонізація і зсув атомів. Вони викликають різні зміни в напівпровідникових приладах.

При бомбардуванні кремнію фотони й заряджені частинки можуть викликати зсув атомів з положення рівноваги. У випадку фотонів цей процес реалізується за рахунок появи комптоновських електронів з досить великою енергією, які потім взаємодіють із ядрами мішені. Поки ядрам передається мінімальна енергія (для кремнію 21 eV), буде відбуватися зсув атомів. Відсутність атома у своєму нормальному положенні – це перший вид радіаційного дефекту.

В опроміненому кремнії можуть зустрічатися різні типи дефектів. Елементарні дефекти іноді називають точковими або ізольованими. Можливе виникнення областей з більшим числом досить близько розташованих дефектів. Така область називається кластером дефектів або каскадом зсувів. Згідно з фізикою напівпровідників, атоми домішок в решітках кремнію мають дискретні рівні енергії, які лежать у забороненій зоні між мінімумом зони провідності й максимумом валентної зони. Порушення періодичності атомної решітки може привести до виникнення деяких рівнів енергії в забороненій зоні. До їхньої появи призводять, зокрема, радіаційні дефекти, і саме ці дефектні стани або центри впливають на електричні властивості напівпровідникових приладів.

Тому є необхідним провести дослідження стійкості роботи фоточутливих пристроїв саме при впливах іонізуючих випромінюваннях та електромагнітному імпульсі.

5.3.1 Дослідження безпеки роботи фоточутливих пристроїв в умовах дії іонізуючих випромінювань

За критерій безпеки роботи фоточутливих пристроїв в цих умовах приймається таке максимальне значення дози опромінення елементної бази ( $D_{epi}, P$ ), при якому в елементній базі можуть виникнути зміни, але РЕА ще буде працювати з необхідною якістю.

В якості критерію по стійкості роботи можна використати граничне значення дози радіації:

$$D_{zp} = k \cdot D_{zv} \cdot k_{nosl}, \quad (5.4)$$

де  $k$  – коефіцієнт надійності (приймається  $k = 0,92$ );

$D_{zv}$  – доза, яка відповідає початку зворотних змін в елементах;

$k_{nosl}$  - коефіцієнт послаблення радіації (приймається  $k_{nosl} = 5$ ).

Доза, яка відповідає початку зворотних змін в елементах, що дорівнює мінімальному значенню  $D_{epi}$ . Оскільки дана мережа міститиме в своїй будові мікросхеми, тому допустима експозиційна доза цих елементів РЕС становитиме  $D_{epi} = 10^3$  (Р). Отже подальші розрахунки проводяться відповідно до цього значення.

Шляхом підстановки числових значень в (5.4) розраховується  $D_{zp}$ :

$$D_{zp} = 0,92 \cdot 10^3 \cdot 5 = 4600(P).$$

Отже, працездатність фоточутливих пристроїв в умовах дії іонізуючих випромінювань можлива при значеннях  $D_{zp} < 4600P$ .

5.3.2 Дослідження безпеки роботи fotocутливих пристроїв в умовах дії електромагнітного імпульсу

Початкові дані: напруга живлення:  $U_{жс} = 12В$ ; максимальна довжина горизонтальної струмопровідної частини електричної принципової схеми:  $l_B = 5м$ .

В якості показника стійкості елементів fotocутливого пристрою до дії електромагнітного імпульсу використовують коефіцієнт безпеки [63]:

$$K_{\sigma} = 20 \lg \frac{U_{\sigma}}{U_{B(\Gamma)}} \geq 40[\text{дБ}], \quad (5.5)$$

де  $U_{\sigma}$  - допустиме коливання напруги живлення;

$U_{B(\Gamma)}$  - напруга наведена за рахунок електромагнітного імпульсу у вертикальних (горизонтальних) струмопровідних системах.

Спочатку визначається допустиме коливання напруги живлення:

$$U_{\sigma} = U_{жс} + \frac{U_{жс}}{100} \cdot N, \quad (5.6)$$

де  $N$  - допустимі коливання (приймається  $N = 5\%$ )

Шляхом підстановки числових даних в (5.6) отримується:

$$U_{\sigma} = 12 + \frac{12}{100} \cdot 5 = 12,6(В).$$

Визначається максимально очікувана напруга в горизонтальних лініях [63]:

$$U_B = \frac{U_{\sigma}}{10^{\frac{K}{20}}} \quad (5.7)$$

Після підстановки числових даних:

$$U_B = \frac{12,6}{10^{\frac{40}{20}}} = 0,126(В).$$

З формули визначається горизонтальна складова напруженості електричного поля [63]:

$$U_B = E_\Gamma \cdot l_B. \quad (5.8)$$

Отже,  $E_\Gamma$  визначається:

$$E_\Gamma = \frac{U_B}{l_B}. \quad (5.9)$$

Після підстановки числових даних в формулу (5.9):

$$E_\Gamma = \frac{0,126}{5} = 0,0252 (B/m).$$

Вертикальна складова напруженості електричного поля визначається з формули [63]:

$$E_\Gamma = 10^{-3} \cdot E_B. \quad (5.10)$$

Тоді  $E_B$  буде:

$$E_B = 0,0252 \cdot 1000 = 25,2 (B/m).$$

Це значення вертикальної складової напруженості електромагнітного поля можна вважати граничним, до якого гарантується безпечна робота фоточутливих пристроїв. Отже, в даному розділі було проведено дослідження безпеки роботи фоточутливих пристроїв при дії іонізуючих випромінювань та електромагнітного імпульсу. Як видно з отриманих результатів, фоточутливі пристрої є стійким до дії іонізуючих випромінювань.

Згідно з виконаними розрахунками безпека роботи фото чутливих пристроїв в умовах дії електромагнітного імпульсу можлива при напруженості вертикальної складової електричного поля в значеннях  $E_B < 25,2 B/m$ .

### Висновки до розділу

Під час виконання цього розділу було опрацьовано такі питання охорони праці і безпеки в надзвичайних ситуаціях, як технічні рішення з гігієни праці та виробничої санітарії, визначення обґрунтування вибору захисних окулярів та світлофільтрів при оптичному випромінюванні, технічні рішення з промислової та пожежної безпеки при проведенні дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям, безпека у надзвичайних ситуаціях.

## ВИСНОВКИ

1. Розглянутий квантовий метод моделювання польових нанотранзисторів на надтонкому (1–5нм) шарі кремнію. Метод заснований на обчисленні коефіцієнтів проходження електронів з контакту джерела в контакт стоку шляхом рішення рівняння Шредингера з урахуванням розподілу електричного поля в каналі транзистора. Для розрахунку самоузгодженого поля використовується рівняння Пуассона.

2. Досліджено ефект інтерференції при поздовжньому русі носіїв у короткому (5–50нм) каналі польового транзистора. Розрахунки показали, що для короткого каналу (20нм) інтерференція й квантовомеханічне відбиття в каналі транзистора приводять до розкиду характеристик транзисторів у межах 10%.

3. Досліджено вплив зарядки окисла на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію й малою еквівалентною товщиною підзатворного діелектрика. Показано, що використання high-k діелектриків значно придушує вплив убудованого заряду. Це зменшує технологічний розкид граничних напруг транзисторів в ІС і значно збільшує радіаційну стійкість.

4. Досліджено вплив шорсткостей поверхні на перенос носіїв у тонкому шарі кремнію. Проведений квантовомеханічний розрахунок подібного розсіювання, отримані високі ступені (4–6) залежності інтенсивності такого розсіювання від товщини шаруючи. Показано, що оптимальними для характеристик транзистора є умови, коли довжина каналу на порядок перевищує товщину шаруючи кремнію.

5. Досліджено вплив матеріалу затвора й підзатворного діелектрика на характеристики транзистора. Показано, що зменшення ефективної товщини підзатворного діелектрика з високим k аж до 0.3нм не приводять до істотних квантовомеханічних виправлень до ємності канал-затвор, які погіршують характеристики транзистора.

Розрахунки на економічність приладу показали, що його впровадження у виробництво є економічно ефективним. Оскільки Ток < 3...5-ти років, то фінансування даної наукової розробки радіовимірювального пристрою контролю куткових положень є доцільним. При запровадженні у виробництво виробник отримає прибуток. Аналізуючи ринок можна розраховувати на значний попит на наш виріб. Підтвердженням цьому є технічні параметри даного пристрою, які кращі за параметри аналога.

У роботі були визначені заходи щодо охорони праці, а саме, були визначені технічні рішення щодо безпечної експлуатації об'єкта, технічні рішення з гігієни праці та виробничої санітарії.

**ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ**

1. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Напівпровідникові діоди. Вінниця: ВДТУ, 2002. – 162 с.
2. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Транзистори. –Вінниця: ВДТУ, 2003. – 207 с.
3. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Волоконно–оптичні системи передачі інформації. –Вінниця: ВНТУ, 2005. – 132 с.
4. Осадчук В.С. Основи функціональної мікроелектроніки. Навчальний посібник. / В.: ВДТУ, 1998 – 245 с.
5. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Волоконно–оптичні системи передачі. – Вінниця: ВНТУ, 2005. – 235 с.
6. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Фізична наноелектроніка. –Вінниця: ВНТУ, 2015. – 146 с.
7. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Основи наноелектроніки. –Вінниця: ВНТУ, 2016. – 199 с.
8. Полупроводниковые гетероструктуры: гетеропереход. Учебно–методическое пособие. /Сост. П.А. Шиляев, Д.А. Павлов. – Н.Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2009. – 18 с.
9. Щука А.А. Нанoeлектроника. М.: Физматкнига, 2007. – 464 с.
10. Ю П., Кардона М. Основы физики полупроводников / Пер. с англ. И.И. Решиной. Под ред. Б.П. Захарчени. — 3–е изд. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 560 с.
11. Бонч–Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников, 2000 г. – 678с.
12. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника. М.: Высш. Шк., 1991. – 351 с.
13. Haensch W., Nowak E. J., Dennard R. H., Solomon P. M., Bryant A., Dokumaci O. H., Kumar A., Wang X., Jonson J. B., and Fischetti M. V. Silicon CMOS devices beyond scaling // IBM J. Res. & Dev. 2006. Vol. 50. P. 339–361A.
14. Shifren L., Ringhofer C., Ferry D.K. A Wigner function–based quantum ensemble Monte Carlo study of a resonant tunneling diode // IEEE Trans. El. Devices. 2003. Vol. 50. P. 769.

15. Bordone P., Pascoli M., Brunetti R., Bertoni A., Jacoboni C. Quantum transport of electrons in open nanostructures with the Wigner–function formalism // *Phys. Rev. B*. 1998. Vol. 59. P. 3060–3069.
16. Mamaluy D., Sabathil M., Vogl P. Efficient method for calculation of ballistic quantum transport // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93, P. 4628–4633.
17. Lake R., Klimeck G., Bowen R.C., Javanovic D. Single and multiband modeling of quantum electron transport through layered semiconductor devices // *J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 81. P. 7845–7869.
18. Hake A., Khondker A.N. Quantum transport in mesoscopic devices: Current conduction in quantum wire structures // *J. Appl. Phys.* 2000. Vol. 87. P. 2553–2560.
19. Fischetti M.V. Master–equation approach to the study of electronic transport in small semiconductor devices // *Phys. Rev. B*. 1998. Vol. 59. P. 4901–4917.
20. Venugopal R., Paulsson M., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M.S. A simple quantum mechanical treatment of scattering in nanoscale transistors // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 93. P. 5613–5625.
21. Jimenez D., Saenz J.J., Iniquez B. et al. Unified compact model for the ballistic quantum wire and quantum well metal–oxide–semiconductor field effect transistor // *J. Appl. Phys.* 2003. Vol. 94. P. 1061–1068.
22. Landauer R. Transport as a Consequence of the Incident Carrier flux, in *Localization, Interaction, and Transport Phenomena* // G.Bergmann and Y. Buynseraede, Eds., Springer–Verlag, Heidelberg, 1985, P. 38.
23. Buttiker M. Symmetry of electrical conduction // *IBM J. Res. Dev.* 1988. Vol. 32. P. 317.
24. Venugopal R., Goasguen S., Datta S., Lundstrom M.S. Quantum mechanical analysis of channel access geometry and series resistance in nanoscale transistors // *J. Appl. Phys.* 2004. Vol. 95. P. 292–305.
25. Kane E.O. in *Tunneling Phenomena in Solids*, edited by E. Burstein and S. Lundqvist, Plenum. New York. 1969. P.1.
26. Schulman J.N., Chang Y.C. Reduced Hamiltonian method for solving the tight–binding model of interfaces // *Phys. Rev. B*. 1983. Vol. 27. P. 2346–2354.

27. Hood R.Q., Chou M.Y., Williamson A.J., Rajagopal G., Needs R.J., Foulkes V.M.C. Quantum Monte Carlo Investigation of Exchange and Correlation in Silicon // *Phys. Rev. Lett.* 1997. Vol. 78. P.3350–3353.
28. Hood R.Q., Chou M.Y., Williamson A.J., Rajagopal G., Needs R.J. Exchange and correlation in silicon // *Phys. Rev. B* 1998. Vol. 57. P. 8972–8982.
29. Kent P.R.C., Hood R.Q., M. D. Towler M.D., Needs R.J., Rajagopal G. Quantum Monte Carlo calculations of the one–body density matrix and excitation energies of silicon // *Phys. Rev. B* 1998. Vol. 57. P. 15293–15302.
30. Leung W.–K., Needs R.J., Rajagopal G., Itoh S., Ihara S. Calculations of Silicon Self–Interstitial Defects // *Phys. Rev. Lett.* 1999. Vol. 83. P. 2351–2354.
31. Gilbert M.J., Ferry D.K. Resonant behavior and discrete dopant effects in narrow ultrashort ballistic silicon–on insulator metal–oxide–semiconductor field effect transistor // *J. Vac. Sci. Technol.* 2004. Vol.22, P.2039–2044.
32. Gilbert M. J. and Ferry D. K. Efficient quantum three–dimensional modeling of fully depleted ballistic silicon–on–insulator metal–oxide–semiconductor field–effect–transistors// *J. Appl. Phys.* 2004. Vol. 95, P. 7954–7960.
33. Sidorov A.A., V’yurkov V.V., Orlikovsky A.A. Monte Carlo Simulation of Nanoscale SOI MOSFETs // *Russian Microelectronics*, 2004. Vol. 33. N 4. P. 195–205.
34. V’yurkov V.V., Orlikovsky A.A., Sidorov A.A.. Computer Simulation of a nanoscale ballistic SOI MOSFET with a sub–10–nm Si layer// *Russian Microelectronics*. 2003. Vol. 32. N 4. P. 224–232.
35. Orlikovsky A.A., V’yurkov V.V., Lukichev V.F. Short channel SOI MOSFET as a quantum confinement device// *Book of Abstracts, NATO Advanced Research Workshop Nanoscaled Semiconductor–on–Insulator Structures and Devices*, 15–19 October 2006, Sudak, Crimea, Ukraine, P. 43–44.
36. Semenikhin I., Homyakov A., V’yurkov V. All–quantum simulation of a SOI MOSFET// *Book of Abstracts, NATO Advanced Research Workshop Nanoscaled Semiconductor–on–Insulator Structures and Devices*, 15–19 October 2006, Sudak, Crimea, Ukraine, P. 83–84.



37. Вьюрков В.В., Лукичев В.Ф., Орликовский А.А.. Квантове моделювання польових нанотранзисторів // Праці XI Міжнародного Симпозіуму «Нанофізика й наноелектроніка», Нижній Новгород, березень 2007, С. 122.
38. Orlikovsky A., Vyurkov V., Lukichev V., Semenikhin I., Khomyakov A. All quantum simulation of ultrathin SOI MOSFET // *Nanoscaled Semiconductor-on-Insulator Structures and Devices.*, Springer. 2007. P. 323–340.
39. Vyurkov V., Semenikhin I., Lukichev V., Burenkov A., Orlikovsky A. All-quantum simulation of an ultra-small SOI MOSFET // *International Conference 'Micro- and Nanoelectronics'–ICMN'2007*, Zvenigorod, Russia, October 2007. Book of Abstracts. P. 02–18.
40. Vyurkov V., Khomyakov A. Analytical models of field effect transistors with thin channel // *International Conference 'Micro- and Nanoelectronics'–ICMN'2007*, Zvenigorod, Russia, 2007, Book of Abstracts, P. P 2–06.
41. Ananiev S.D., V'yurkov S.D., Lukichev V.F. Surface scattering in SOI field-effect transistor// *Proc. SPIE*. 2006. Vol. 6260 P. 00.
42. Ernst T., Munteanu D. et al. Ultimately thin SOI MOSFETs: Special characteristics and mechanism // *Proc. IEEE 1999. Int. SOI Conf.*, Rohnert Park (California, USA), oct. 1999.
43. Popov V. P., Antonova I. V., Stas V. F. et al. Properties of extremely thin silicon layer in silicon-on-insulator structure // *J. Mater. Sci. Eng.* 2000. Vol. B73. P. 82–86.
44. Uchida K., Takagi S. Carrier scattering induced by thickness fluctuation of silicon-on-insulator film in ultrathin-body metal-oxide-semiconductor field-effect transistors// *Appl. Phys. Lett.* 2003. Vol. 82. Vol. 2916–2918.  
Rabe K. M. New life for the 'dead layer' // *Nature Nanotechnology* 2006. Vol. 1. P. 171–172.
45. Козловський В. О. Основи підприємництва. Курс лекцій. Част. 1. / В. О. Козловський – Вінниця : ВНТУ, 2005. – 196 с.
46. Козловський В. О. Основи підприємництва. Курс лекцій. Част. 2 / В. О. Козловський – Вінниця : ВНТУ, 2006. – 184 с.
47. Козловський В. О. Інноваційний менеджмент : Навчальний посібник / В. О. Козловський – Вінниця : ВНТУ, 2007. – 210 с.

48. Козловський В. О., Лесько О. Й. Бізнес-планування: Навчальний посібник / В. О. Козловський, О. Й. Лесько [2-е вид., доп. та переробл.] – Вінниця : УНІВЕРСУМ-Вінниця, ВНТУ, 2008. – 241 с.
49. Козловський В. О., Лесько О. Й. Інноваційний менеджмент: Практикум / В. О. Козловський, О. Й. Лесько. – Вінниця : ВНТУ, 2006. – 166 с.
50. ГОСТ 12.0.003-74.ССБТ. Опасные и вредные производственные факторы. Классификация.
51. ДСН 3.3.6.042-99. Санітарні норми мікроклімату виробничих приміщень.
52. ДБН В.2.5-28-2006. Природне і штучне освітлення.
53. Пособие по расчету и проектированию, естественного, искусственного и совмещенного освещения НИИСФ – М.: Стройиздат. 1985. – 384 с.
54. ДСН 3.3.6-037-99. Санітарні норми виробничого шуму, ультразвуку та інфразвуку.
55. ДСН 3.3.6.03999. Державні санітарні норми виробничої та загальної вібрацій.
56. ГОСТ 12.2.032-78. ССБТ. Рабочее место при выполнении работ сидя. Общие эргономические требования.
57. Березюк О. В. Охорона праці. Підсумкова державна атестація спеціалістів, магістрів в галузях електроніки, радіотехніки, радіоелектронних апаратів та зв'язку : навчальний посібник / О. В. Березюк, М. С. Лемешев. – Вінниця : ВНТУ, 2017. – 104 с.
58. ДНАОП 0.00-1.21-98 Правила безпечної експлуатації електроустановок споживачів. – К. : Держнаглядохоронпраці, 1998. – 382 с.
59. ДБН В.2.5-27-2006. Захисні заходи електробезпеки в електроустановках будинків і споруд.
60. ДБН В.1.1.7-2002. Пожежна безпека об'єктів будівництва.
61. НАПБ Б.03.001-2004. Типові норми належності вогнегасників.
62. СНиП 2.09.02-85. Противопожарные нормы проектирования зданий и сооружений.
63. СанПиН 5804-91. Санитарные нормы и правила устройства и эксплуатации лазеров.

Додаток А  
(обов'язковий)

ЗАТВЕРДЖУЮ  
Зав. кафедри РТ ВНТУ,  
д.т.н., професор  
\_\_\_\_\_ О.В. Осадчук  
“ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2019 р.

ТЕХНІЧНЕ ЗАВДАННЯ  
на виконання магістерської кваліфікаційної роботи  
**Дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям**  
08–36.МКР.005.00.000 ТЗ

Керівник роботи:  
\_\_\_\_\_ д. т. н., професор Осадчук В.С.  
“ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2019 р.

Розробив студент гр. РТ–18м д/в  
\_\_\_\_\_ Ліхашорський С.В.  
“ \_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2019 р.

Вінниця ВНТУ 2019

## 1. ПІДСТАВА ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Робота проводиться на підставі наказу ректора по Вінницькому національному технічному університету № 254 «02» 10 2019р. та індивідуального завдання на магістерську кваліфікаційну роботу.

Дата початку роботи: “02” вересня 2019 р.

Дата закінчення: “17” грудня 2019 р.

## 2. МЕТА І ПРИЗНАЧЕННЯ МКР

Метою роботи є дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям та покращення метрологічних параметрів чутливості та точності вимірювання потужності оптичного випромінювання на основі цих структур.

Об’єктом дослідження є процес перетворення оптичного випромінювання в електричний сигнал у фоточутливих нанотранзисторних структурах на квантових ямах.

Предметом дослідження є фоточутливі наноелектронні пристрої на основі квантових ям.

Основними завданнями роботи є:

- аналіз сучасних фоточутливих пристроїв на основі квантових ям з метою обґрунтування їхніх переваг та недоліків для вимірювання потужності оптичного випромінювання;
- дослідження властивостей структур фоточутливих нанотранзисторів та розробка їх математичної моделі, які дозволяють враховувати зміну активної та реактивної складових повного опору від дії потужності оптичного випромінювання, а також дозволяють дослідити її вплив на активну і реактивну складові повного опору;
- дослідження методів проектування та виготовлення фоточутливих пристроїв на основі квантових ям. Дослідження квантового методу моделювання польових нанотранзисторів на надтонкому (1–5нм) шарі кремнію;
- дослідження ефекту інтерференції при поздовжньому русі носіїв у короткому (5–50нм) каналі польового транзистора;
  - дослідження впливу зарядки окисла на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію й малою еквівалентною товщиною підзатворного діелектрика;
  - дослідження питань охорони праці.

### 3. ДжЕРЕЛА РОЗРОБКИ

1. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Напівпровідникові діоди. Вінниця: ВДТУ, 2002. – 162 с.
2. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Транзистори. –Вінниця: ВДТУ, 2003. – 207 с.
3. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Волоконно–оптичні системи передачі інформації. –Вінниця: ВНТУ, 2005. – 132 с.
4. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Фізична наноелектроніка. –Вінниця: ВНТУ, 2015. – 146 с.
5. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Основи наноелектроніки. –Вінниця: ВНТУ, 2016. – 199 с.
6. Козловський В. О. Основи підприємництва. Курс лекцій. Част. 1. / В. О. Козловський – Вінниця : ВНТУ, 2005. – 196 с.
7. Козловський В. О. Основи підприємництва. Курс лекцій. Част. 2 / В. О. Козловський – Вінниця : ВНТУ, 2006. – 184 с.
8. ДСН 3.3.6.042–99. Санітарні норми мікроклімату виробничих приміщень.
9. ДБН В.2.5–28–2006. Природне і штучне освітлення.
10. ДСН 3.3.6–037–99. Санітарні норми виробничого шуму, ультразвуку та інфразвуку.

### 4. ВИКОНАВЕЦЬ

Вінницький національний технічний університет, кафедра радіотехніки, студент групи РТ–18м д/в Ліхашорський Сергій Володимирович

### 5 ВИМОГИ ДО ВИКОНАННЯ МКР

Досліджено ефект інтерференції при поздовжньому русі носіїв у короткому ( 5–50нм) каналі польового транзистора. Розрахунки показали, що для короткого каналу (20нм) інтерференція й квантовомеханічне відбиття в каналі транзистора приводять до розкиду характеристик транзисторів у межах 10%. Досліджено вплив зарядки окисла на характеристики транзистора з тонким шаром кремнію й малою еквівалентною товщиною підзатворного діелектрика. Показано, що використання high- $\kappa$  діелектриків значно придушує вплив убудованого заряду. Це зменшує технологічний розкид граничних напруг транзисторів в ІС і значно збільшує радіаційну стійкість.

## 6. ЕТАПИ МКР І ТЕРМІНИ ЇХ ВИКОНАННЯ

№ з/п	Назва етапів магістерської кваліфікаційної роботи	Термін виконання		Очікувані результати	Звітна документація
1.	Огляд літературних джерел. Вибір та узгодження теми МКР	02.09.2019	15.09.2019	Проведено огляд літературних джерел. Вибрана тема	Узгодження теми МКР по кафедрі
2.	Аналіз літературних джерел. Попередня розробка основних розділів	16.09.2019	22.09.2019	Проведений аналіз літературних джерел по даній тематиці. Підготовлений матеріал основних розділів	Вступ
3.	Затвердження теми. Розробка технічного завдання	23.09.2019	02.10.2019	Розроблене ТЗ	Наказ ВНТУ про затвердження теми. Додаток А
4.	Аналіз вирішення поставленої задачі. Розробка структурної схеми	03.10.2019	20.10.2019	Проведений аналіз. Розроблені схеми пристрою	Вступ Розділ 1-2 Звіт по переддипломній практиці
5.	Електричні розрахунки. Експериментальне дослідження	21.10.2019	29.10.2019	Проведені розрахунки та дослідження	Розділ 3
6.	Розділ моделювання	30.10.2019	03.11.2019	Проведено моделювання	Результати моделювання
7.	Розробка графічної частини МКР	04.11.2019	10.11.2019	Плакати. Структурні та електричні схеми	Графічна частина
8.	Аналіз економічної ефективності розробки	11.11.2019	15.11.2019	Економічна частина	Розділ 4
9.	Охорона праці (ОП)	16.11.2019	22.11.2019	Частина БЖД	Розділ 5
10.	Оформлення пояснювальної записки та графічної частини	23.11.2019	27.11.2019	Оформлена документація	ПЗ та графічна частина
11.	Нормоконтроль	28.11.2019	29.11.2019	Підпис нормоконтроля	Оформлена ПЗ та графічна частина
12.	Попередній захист МКР, доопрацювання, рецензування МКР	02.12.2019	06.12.2019	Позитивні відзиви	Відзив. Рецензія
13.	Захист МКР ЕК	09.12.2019	17.12.2019	Позитивний захист	Протокол ЕК

## 7. ОЧІКУВАНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ПОРЯДОК РЕАЛІЗАЦІЇ МКР

В результаті виконання роботи буде зроблено:

- Розроблено енергетичні зони на межі двох напівпровідників – гетероструктурі  $E_2^C$  і  $E_2^V$  – межі зони провідності і валентної зони,  $E_g$  – ширина забороненої зони;
- Розроблено математичну модель фотопровідності для переносу електронів через фотоприймач із набором квантових ям.
- Розроблено структурну схему транзистора SOI MOSFET.
- Результати комп'ютерного моделювання фоточутливих пристроїв на основі квантових ям.
- Проведено результати дослідження фоточутливих пристроїв на основі квантових ям.
- Проведено результати моделювання фоточутливих пристроїв на основі квантових ям.
- Очікуваний економічний ефект. При впровадженні результатів досліджень та розробки очікується покращення характеристик розроблюваного пристрою.

## 8. МАТЕРІАЛИ, ЯКІ ПОДАЮТЬ ПІСЛЯ ЗАКІНЧЕННЯ РОБОТИ ТА ПІД ЧАС ЕТАПІВ

За результатами виконання МКР до ЕК подаються пояснювальна записка, графічна частина МКР, відзив і рецензія.

## 9. ПОРЯДОК ПРИЙМАННЯ МКР ТА ІІ ЕТАПІВ

Поетапно результати виконання МКР розглядаються керівником роботи та обговорюються на засіданні кафедри.

Захист магістерської кваліфікаційної роботи відбувається на відкритому засіданні ЕК.

## 10. ВИМОГИ ДО РОЗРОБЛЮВАНОЇ ДОКУМЕНТАЦІЇ

Документація, що розробляється в процесі виконання роботи повинна містити:

- схему роботи фотоприймача з набором квантових ям;
- структурну схему транзистора SOI MOSFET;
- математичну модель фотопровідності для переносу електронів через фотоприймач із набором квантових ям;
- результати комп'ютерного моделювання пристроїв на основі квантових ям;
- дослідження питань охорони праці.

## 11. ВИМОГИ ЩОДО ТЕХНІЧНОГО ЗАХИСТУ ІНФОРМАЦІЇ З ОБМЕЖЕНИМ ДОСТУПОМ

У зв'язку з тим, що інформація не є конфіденційною, заходи з її технічного захисту не передбачаються.

Додаток Б  
(обов'язковий)

**ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ  
КВАНТОВИХ ЯМ**

Енергетичні зони на межі двох  
напівпровідників–гетероструктурі.  $E_2^C$  і  $E_2^V$  – межі зони провідності і  
валентної зони,  $E_g$  – ширина забороненої зони

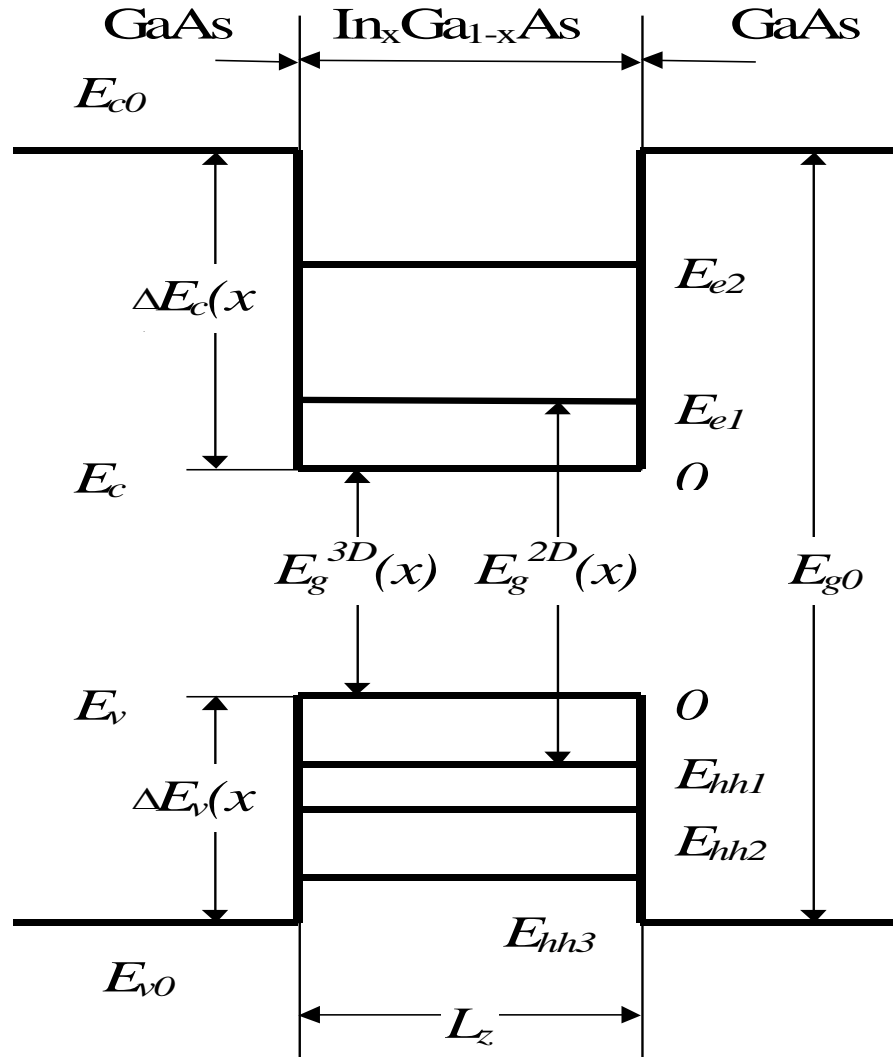




Додаток В  
(обов'язковий)

**ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ  
КВАНТОВИХ ЯМ**

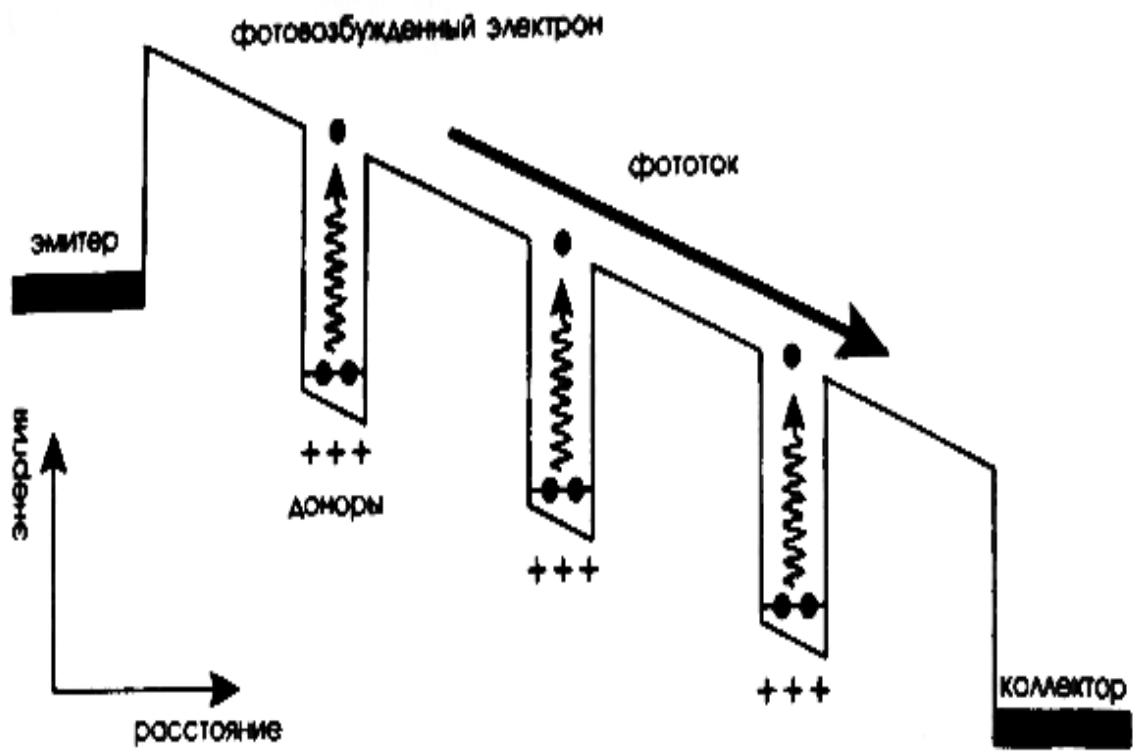
Енергетична діаграма квантової ями InGaAs в GaAs



Додаток Д  
(обов'язковий)

**ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ  
КВАНТОВИХ ЯМ**

Схема роботи фотоприймача з набором квантових ям



Додаток Е  
(обов'язковий)

**ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ  
КВАНТОВИХ ЯМ**

Модель фотопровідності, фотоемісії для переносу електронів через  
фотоприймач із набором квантових ям

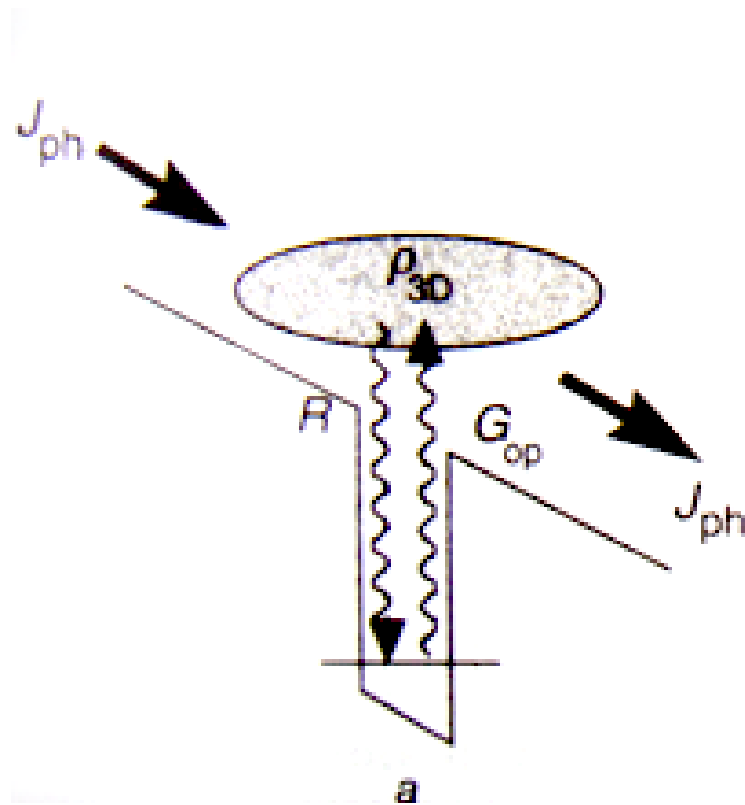


Рисунок Е.1 - Модель фотопровідності для переносу електронів через фотоприймач із набором квантових ям

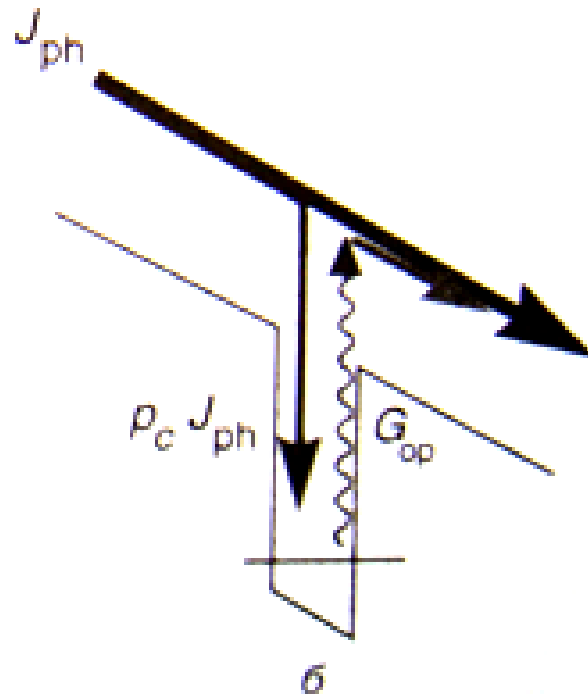


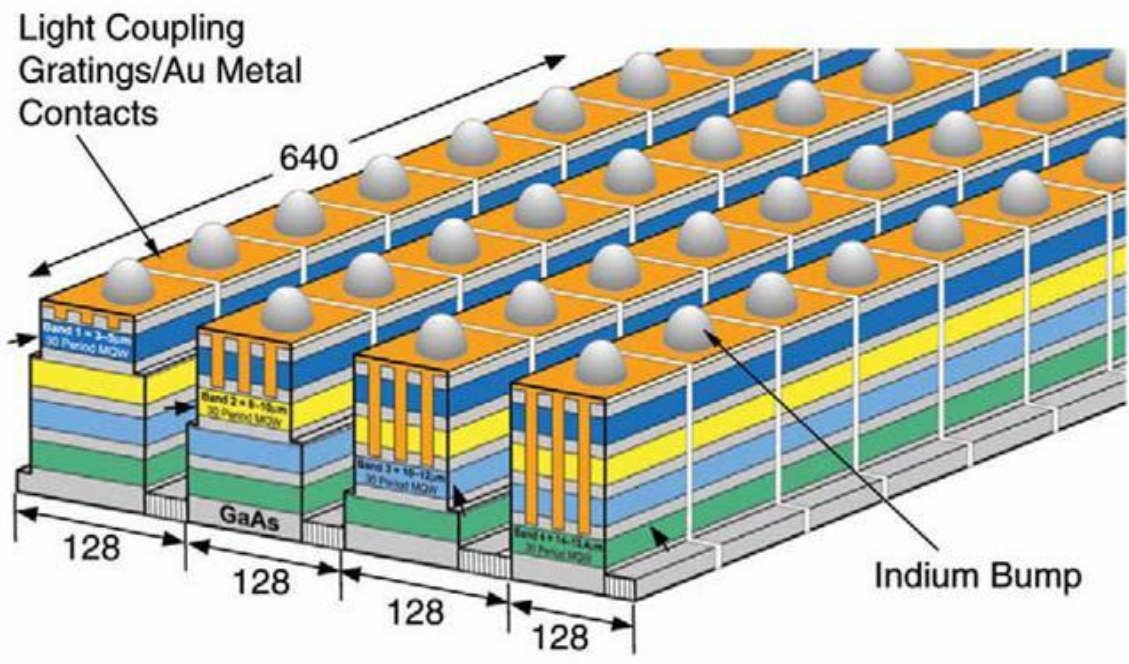
Рисунок Е.2 - Модель фотоемісії для переносу електронів через фотоприймач із набором квантових ям



Додаток Ж  
(обов'язковий)

**ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ  
КВАНТОВИХ ЯМ**

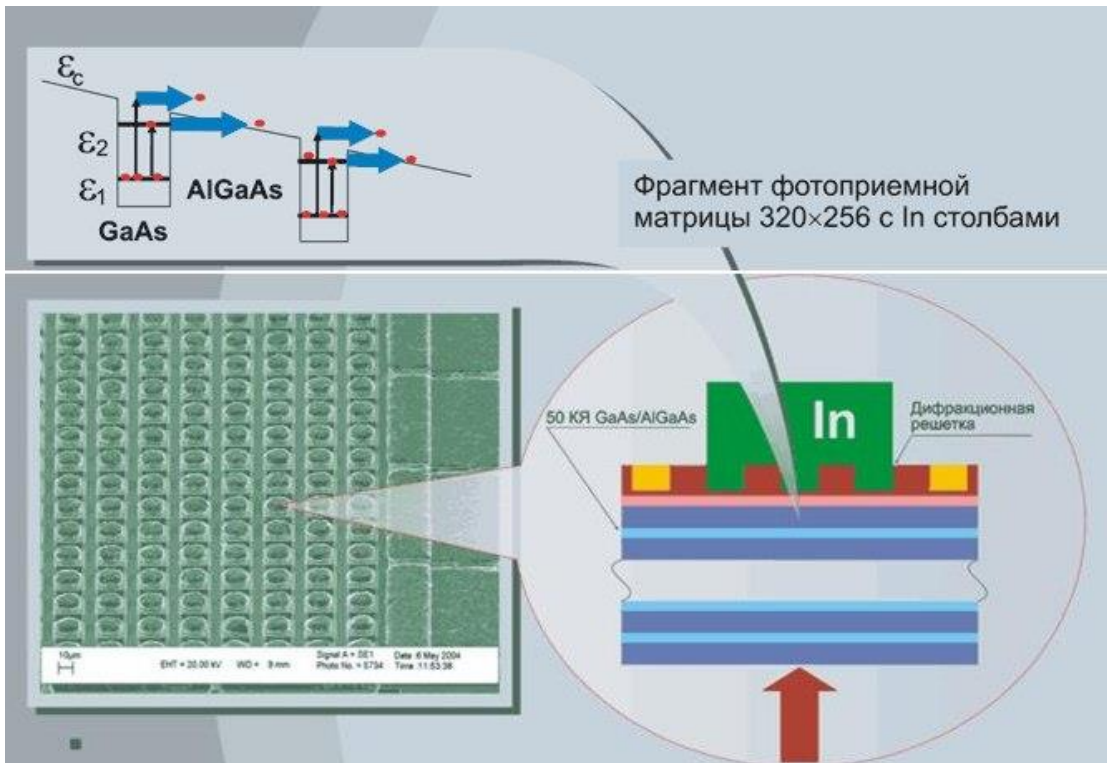
Фотоприймальна матриця двомірних дифракційних ґрат



Додаток К  
(обов'язковий)

**ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ  
КВАНТОВИХ ЯМ**

Фотоприймальна матриця



Додаток Л  
(обов'язковий)

**ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОЧУТЛИВИХ ПРИСТРОЇВ НА ОСНОВІ  
КВАНТОВИХ ЯМ**

Структура транзистора SOI MOSFET

