

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))

МАГІСТЕРСЬКА КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА

на тему:

«ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ»

Виконав: студент 2-го курсу, групи
МНТ-20м спеціальності 153 – Мікро- та
наносистемна техніка Освітня програма:
Мікро- та наносистемна техніка

(шифр і назва напряму підготовки, спеціальності)

Сорокопуд В.В.

(прізвище та ініціали)

Керівник: д.т.н., професор каф. РТ

Осадчук В.С.

(прізвище та ініціали)

« ____ » _____ 2021 р.

Опонент: к.т.н., професор каф. ТКСТБ

Бортник Г.Г.

(прізвище та ініціали)

« ____ » _____ 2021 р.

Допущено до захисту

Завідувач кафедри РТ

д.т.н., проф. Осадчук О.В.

(прізвище та ініціали)

« ____ » _____ 2021 р.

Вінницький національний технічний університет
 Факультет Інфокомунікації, радіотехніки та наносистем
 Кафедра Радіотехніки
 Рівень вищої освіти II-й (магістерський)
 Галузь знань – 15 Автоматизація та приладобування
 Спеціальність – 153 – «Мікро- та наносистемна техніка»
 Освітньо-професійна програма – Мікро- та наносистемна техніка

ЗАТВЕРДЖУЮ
Завідувач кафедри
радіотехніки
д.т.н., професор О.В. Осадчук

_____ 2021 року

З А В Д А Н Н Я

НА МАГІСТЕРСЬКУ КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ СТУДЕНТУ

_____ Сорокопуду Володимиру В'ячеславовичу _____.

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи. «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів».
 Керівник роботи Осадчук Володимир Степанович, д.т.н., професор
 затверджені наказом вищого навчального закладу від "24" 09 2021 року №277
2. Строк подання студентом роботи _____ 2021 року
3. Вихідні дані до роботи: штифтовий резонансно-тунельний діод III-V із шарами GaAs та AlAs; температура зразка (T) 2-5К; сила магнітного поля (B) 0-15Т.
4. Зміст текстової частини: аналіз сучасного стану розвитку тунельно-резонансних діодів та їх принцип роботи; теоретична інформація що до конструкції зразка RTD та опис експериментальних методів вимірювань; експериментальні результати вимірювань транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції; результати замірів магніто-електролюмінесценції під великими магнітними полями, до 15т; економічна частина; охорона праці та безпека в надзвичайних ситуаціях; висновки; перелік посилань; додатки.
5. Перелік ілюстративного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень): принципова схема підключення RTD типу "вхід" з симетричними бар'єрами в 4-дротовому кріпленні, що показує амперметр, джерело напруги та шари діода; схематичне зображення основних компонентів для експериментів з магнітолюмінесценцією QW; схематична зображення основних компонентів, що використовуються в експериментах PLRT; зображення PL, зроблене при P = 15 мВт та T = 5К.

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	виконання прийняв
Основна частина	д.т.н., професор Осадчук В.С.		
Охорона праці та безпека в надзвичайних ситуаціях	Професор кафедри БЖДПБ доцент, д.п.н., Дембіцька С.В.		
Економічна частина	доцент. каф. ЕПВМ к.е.н., Кавецький В.В.		

7. Дата видачі завдання 2021 року

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів магістерської кваліфікаційної роботи	Строк виконання етапів роботи	При-мітка
1.	Огляд літературних джерел. Вибір та узгодження теми МКР	03.09.2021-14.09.2021	
2.	Аналіз літературних джерел. Попередня розробка основних розділів	15.09.2021-21.09.2021	
3.	Затвердження теми. Розробка технічного завдання	21.09.2021-25.09.2021	
4.	Аналіз вирішення поставленої задачі. Розробка структурної схеми	26.09.2021-09.10.2021	
5.	Електричні розрахунки. Експериментальне дослідження	10.10.2021-03.11.2021	
6.	Розділ моделювання	04.11.2021-12.11.2021	
7.	Розробка графічної частини МКР	13.11.2021-18.11.2021	
8.	Аналіз економічної ефективності розробки	19.11.2021-24.11.2021	
9.	Охорона праці (ОП)	25.11.2021-30.11.2021	
10.	Оформлення пояснювальної записки та графічної частини	01.12.2021-08.12.2021	
11.	Нормоконтроль	09.12.2021-12.12.2021	
12.	Попередній захист МКР, доопрацювання, рецензування МКР	13.12.2021-19.12.2021	
13.	Захист МКР ЕК	21.12.2021-23.12.2021	

Студент

Сорокопуд В.В.

(підпис)

Керівник роботи

Осадчук В.С.

(підпис)

АНОТАЦІЯ

УДК 621.397

Сорокопуд В.В. Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів. Магістерська кваліфікаційна робота. – Вінниця: ВНТУ, 2021. –134 с. На українській мові. Бібліогр.: 52. назв; Рис. 70. Табл. 17.

У цій магістерській кваліфікаційній роботі досліджувались оптичні та транспортні властивості штифтового резонансного тунельного діода GaAs-AlAs (RTD).

Також досліджували спінові властивості тунельних носіїв у нашому пристрої шляхом вимірювання електролюмінесценції, вирішеної поляризацією, з квантової ями (QW) та контактних шарів за низьких температур та високих магнітних полів до 15 Т. За цих умов помітили, що випромінювання QW має великий ступінь негативної поляризації, яка залежить від зовнішньої прикладеної напруги зміщення.

Графічна частина складається з 7 плакатів

Також у роботі розроблено розділи економічної частини, охорони праці та безпеки в надзвичайних ситуаціях.

Ключові слова: резонансно-тунельний ефект, резонансно-тунельний транзистор, резонансно-тунельний діод (RTD), квантова точка (QW), генератор, випадковий сигнал, детермінований хаос, від'ємний диференціальний опір (NDR), електролюмінесценція (EL), фотоліумінесценція (PL).

ABSTRACT

Sorokopud V.V. Optical power of tunnel-resonant diodes. The master of the quality of the robot. - Vinnytsia: VNTU, 2021. -128 p. On the Ukrainian mov. Bibliogr .: 52. title; Rice. 70. Table 17.

In this master's qualification work, the optical and transport properties of the pin resonant tunnel diode GaAs-AlAs (RTD) were studied.

We also investigated the spin properties of tunnel carriers in our device by measuring polarization-resolved electroluminescence from a quantum well (QW) and contact layers at low temperatures and high magnetic fields up to 15 T. Under these conditions, we noticed that QW radiation has a high degree of negative polarization. which depends on the external applied bias voltage.

The graphic part consists of 7 posters.

The sections of the economic part, labor protection and safety in emergency situations are also developed in the work.

Key words: resonant tunneling effect, resonant tunneling transistor, resonant tunneling diode (RTD), quantum dot (QW), generator, random signal, deterministic chaos, negative resistance (NDR), negative differential resistance (NDR), electroluminescence (EL), photoluminescence (PL).

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ РОЗВИТКУ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ ТА ЇХ ПРИНЦИП РОБОТ.....	7
1.1 Резонансні тунельні діоди (RTD).....	7
1.2 Проста модель транспортування носіїв заряду у RTD.....	9
1.3 RTD під магнітними полями.....	15
1.3.1 Атомна модель.....	15
1.3.2 Рівні Ландау.....	18
2 МАТЕРІАЛИ ТА ЕКСПЕРЕМЕНТАЛЬНА ТЕХНІКА.....	22
2.1 Структура резонансних тунельних діодів.....	22
2.2 Вимірювання транспорту.....	24
2.3 Оптичні вимірювання – Люмінесценція.....	25
2.3.1 Контактний RTD.....	26
2.3.2 Правила вибору оптичних переходів у напівпровідниках.....	30
2.4 Експериментальні методи.....	32
2.4.1 Магнітна люмінесценція з роздільною поляризацією.....	32
2.4.2 Фотолюмінесценція з дозволом часу.....	32
3 ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ RTD.....	37
3.1 Транспорт та оптичні дослідження при нульовому магнітному полі...	37
3.2 Фотолюмінесценція з дозволом часу у p-n RTD.....	46
3.3 Дослідження магнітотранспорту та магнітоелектролюмінесценції в контактних резонансних тунельних діодах.....	60
4 ЕКОНОМІЧНА ЧАСТИНА.....	73
4.1 Оцінювання наукового ефекту.....	73
4.2 Розрахунок витрат на здійснення науково-дослідної роботи.....	76
4.2.1 Витрати на оплату праці.....	77
4.2.2 Відрахування на соціальні заходи.....	80
4.2.3 Сировина та матеріали.....	62
4.2.4 Розрахунок витрат на комплектуючі.....	82
4.2.5 Спецустаткування для наукових (експериментальних) робіт.....	82
4.2.6 Програмне забезпечення для наукових (експериментальних) робіт.....	83
4.2.7 Амортизація обладнання, програмних засобів та приміщень.....	84
4.2.8 Паливо та енергія для науково-виробничих цілей.....	85

4.2.9 Службові відрядження.....	86
4.2.10 Витрати на роботи, які виконують сторонні підприємства, установи і організації.....	87
4.2.11 Інші витрати.....	87
4.2.12 Накладні (загальновиробничі) витрати.....	87
4.3 Оцінювання важливості та наукової значимості науково-дослідної роботи.....	88
5 ОХОРОНА ПРАЦІ ТА БЕЗПЕКА В НАДЗВИЧАЙНИХ СИТУАЦІЯХ	91
5.1 Технічні рішення щодо безпечного виконання роботи	91
5.2 Гігієна праці та виробнича санітарія.....	92
5.2.1 Склад повітря робочої зони та мікроклімат.....	93
5.2.2 Виробниче освітлення.....	94
5.2.3 Норми виробничого освітлення.....	94
5.2.4 Виробничий шум.....	95
5.2.5 Виробничі випромінювання.....	96
5.2.6 Психофізіологічні фактори небезпеки.....	97
5.3 Безпека у надзвичайних ситуаціях. визначення області працездатності тунельно-резонансних діодів в умовах дії загрозливих чинників в надзвичайних ситуаціях.....	98
5.3.1 Дослідження безпеки роботи тунельно-резонансних діодів в умовах дії іонізуючих випромінювань.....	100
5.3.2 Дослідження безпеки роботи тунельно-резонансних діодів в умовах дії електромагнітного імпульсу.....	101
ВИСНОВКИ.....	103
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	105
Додаток А (обов'язковий) Технічне завдання.....	109
Додаток Б (обов'язковий). Принципова схема підключення RTD типу "вхід" з симетричними бар'єрами в 4-дротовому кріпленні, що показує амперметр, джерело напруги та шари діода.....	115
Додаток В (обов'язковий). Схематичне зображення основних компонентів для експериментів з магнітолюмінесценцією QW.....	117
Додаток Г (обов'язковий). Схематична зображення основних компонентів, що використовуються в експериментах PLRT.....	119
Додаток Д (обов'язковий). Зображення PL, зроблене при $P = 15$ мВт та $T = 5$ К.....	120

Додаток Е (обов'язковий). Кольорова карта з інтенсивністю EL як функція прикладеного зсуву для контактних шарів.....	121
Додаток Ж (обов'язковий). Зображення TR при $T = 5\text{K}$ та $P = 15\text{ мВт}$ для різних напруг при $V > V_{\text{FB}}$	125
Додаток К (обов'язковий). Позначення карт поляризованого випромінювання EL для різних значень магнітного поля 8Т (a, b) та 15Т (d, e) при $T = 2\text{K}$	127

ВСТУП

Актуальність теми.

Контроль ступеня свободи спіну на додаток до заряду носіїв є основним прагненням до напівпровідникових пристроїв для спінтроніки. Довгий час життя спінів і можливість когерентного транспортування на великі відстані в напівпровідниках сприяли дослідженням що привели до нового покоління мікроелектронних пристроїв на основі ступеня свободи спіну. Для приладів на основі спінів було запропоновано кілька систем, включаючи магнітні переходи метал/напівпровідник, усі металеві пристрої та всі напівпровідникові системи [1]. Зокрема, було показано, що спін-поляризацію носіїв у резонансних тунельних діодах (RTD) можна вибрати за допомогою напруги, що робить цей пристрій дуже привабливим для спінтронічних застосувань. Вперше про успішну роботу напівмагнітних RTD як електронно-спін-поляризованого фільтра, керованого напругою, повідомлено для структур на основі напівпровідникових сплавів II-VI з магнітним іоном [2].

В останні роки проводились дослідження спінових ефектів в немагнітних RTD III-V під сильними магнітними полями [3]. Було показано, що як екситонічна спіново-розщеплююча енергія, так і поляризація випромінювання QW з p-i-n немагнітних RTD під великими магнітними полями мають сильні коливання поблизу резонансних напруг [3]. Було також показано, що ступінь спінового розщеплення та кругової поляризації не має чіткої кореляції, що означає, що спінову поляризацію носіїв у QW не можна пояснити простим термічним захопленням рівнів QW. Тому для пояснення спін-поляризованого випромінювання від цих пристроїв слід також враховувати інші ефекти, такі як збереження спіну вздовж резонансного тунелювання через рівні спін-розщеплення та спін-поляризація носіїв, накопичених у контактних шарах.

Мета і задачі дослідження.

Метою роботи є теоритичні і практичні дослідження оптичних властивостей штифтового RTD III-V із шарами GaAs та AlAs.

Об'єкт дослідження – процес перетворення оптичного випромінювання в напругу чи струм які протікають в тунельно-резонансних діодах

Предмет дослідження – Оптичні характеристики тунельно-резонансних діодів, що складається з напівпровідникових матеріалів III-V із шарами GaAs та AlAs.

Основні задачі роботи:

1. Провести аналіз сучасного стану розвитку тунельно-резонансних діодів та їх принцип роботи.
2. Навести теоретичну інформацію що до конструкції зразка RTD та описати експериментальні методи, які будуть використані в процесі вимірювань транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції.
3. Експериментально отримати результати вимірювань транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції.
4. Представити експериментальні результати фотолюмінесценції з дозволом часу.
5. Отримати результати замірів магніто-електролюмінесценції під великими магнітними полями, до 15Т.

Методи дослідження Під час цієї роботи ми досліджували оптичні, транспортні та спінові властивості немагнітного RTD типу GaAs/AlAs. Виміряли криві вольт-амперних характеристик I (V), електролюмінесценції (EL), фотолюмінесценції (PL), розчиненої у часі фотолюмінесценції (PLRT) та магніто-електролюмінесценцію нашої структури як функцію прикладеної напруги при низьких температурах та високих магнітних полях.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в подальшому розвитку застосування тунельно-резонансних транзисторів, як елементів функціональної електроніки, дія яких базується на тунельно-резонансному ефекті.

Особистий внесок здобувача. Основні положення і результати магістерської кваліфікаційної роботи отримані автором практично самостійно в науковій школі д.т.н., проф. Осадчука О.В.

Структура і обсяг роботи. Магістерська кваліфікаційна робота складається зі вступу, 5 розділів, висновків, додатків та переліку посилань.

1 АНАЛІЗ СУЧАСНОГО СТАНУ РОЗВИТКУ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ ТА ЇХ ПРИНЦИП РОБОТИ

У цьому розділі ми обговорюємо деякі теоретичні концепції, використані у нашій роботі. Ми представляємо структуру двобар'єрного діода, також відомого як резонансний тунельний діод (RTD). Ми обговорюємо фундаментальну фізику, пов'язану з транспортом, оптичні властивості та спінові ефекти, пов'язані з цією структурою, коли на структуру подається зовнішня напруга.

1.1 Резонансні тунельні діоди (RTD)

Зразок, що вивчається в цій дипломній роботі, являє собою RTD, що складається з шарів GaAs та AlAs. І GaAs, і AlAs - це напівпровідники зі змішаним цинком III-V з подібними параметрами решітки, тому деформація, що розвивається на гетероструктурах GaAs/AlAs, є незначною.

Товсті напівпровідникові шари зазвичай називають об'ємними або 3D. На рисунку 1.1 показана проста діаграма дисперсії енергії у взаємному просторі для об'ємних GaAs навколо центру зони Бриллюена ($k = 0$), відомого як точка Γ . GaAs - прямий матеріал, тобто максимум валентної зони, максимум валентної зони та мінімум зони провідності знаходяться в точці Γ . P-орбіталі валентної зони вироджуються, що породжує так звані зони з важкими дірами (hh) та легкі дірки (lh) (з $m_j = \pm 3/2$ і $m_j = \pm 1/2$, відповідно) і до подвійно виродженої розщепленої смуги (SO).

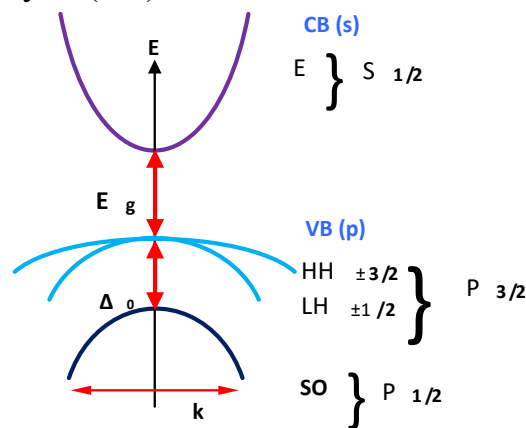


Рисунок 1.1 - Смогова структура об'ємних GaAs поблизу центру зони брильйонів

У випадку GaAs зона SO відокремлена від смуг hh та lh порівняно великою енергією ($\Delta_o \sim 340$ меВ) і можна не враховувати на простих моделях. AlAs - це непрямий матеріал із зазором, але він потрапляє у нашу структуру лише як тонкий бар'єр.

Зростання RTD здійснюється переважно за допомогою епітаксійних методів росту, таких як МВЕ (Molecular-Beam Epitaxy). Ця техніка дозволяє контролювати осадження шару за шаром матеріалу високої чистоти. Таким чином, точність компонентів конструкції точно контролюється. Активна область RTD складається з квантової ями (QW), обмеженої двома бар'єрами, з'єднаними з високолегованими контактними шарами, відомими як емітер та колектор. Бар'єри та QW складаються з тонких шарів відповідних напівпровідникових матеріалів з різною енергією зазору E_g (різниця енергій між дном зони провідності та вершиною валентної зони). Рисунок 1.2 (а) ілюструє типовий RTD AlAs/GaAs/AlAs, оброблений як невеликий діод з металізованими контактами. У нашому випадку верхній контакт має форму кільця з відкритим вікном, щоб дозволити оптичне збудження та виявлення. На рисунку 1.2 (b) показаний профіль дна зони провідності та вершини валентної зони вздовж напрямку росту гетероструктури RTD.

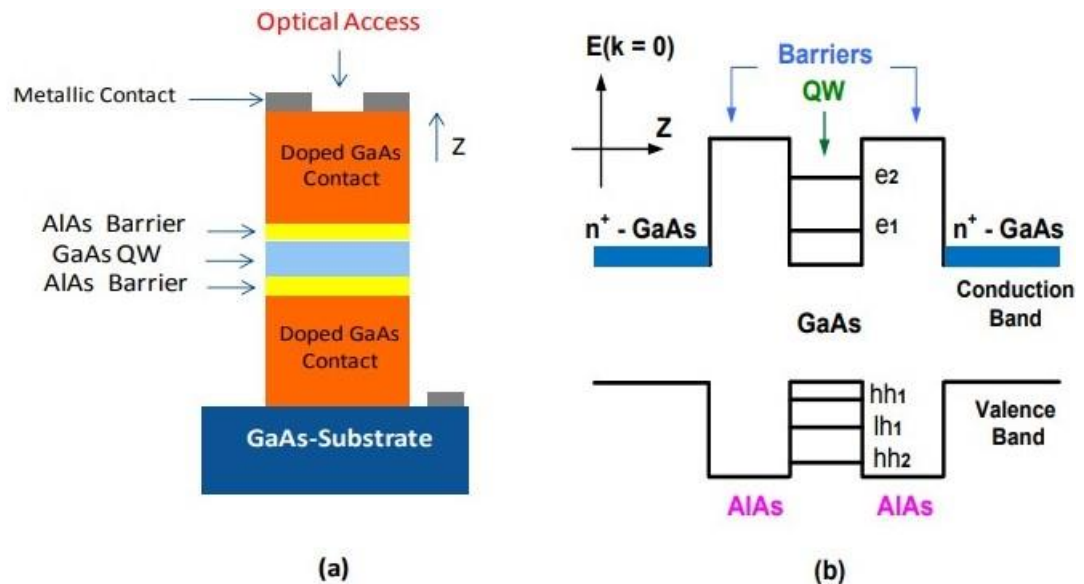


Рисунок 1.2 - Схематичне зображення n-i-n резонансного тунельного діода (а) та його потенціального профілю (b), що показує нижню частину зони провідності та верхню частину валентної зони вздовж напрямку росту[4]

Матеріали випромінювача та колектора зазвичай виготовляються з того ж матеріалу, що і QW, але вони сильно леговані (n або p), щоб уможливити створення омичних контактів з конструкцією. На рисунку 1.2 (b) показано як приклад RTD, де обидва контакти леговані n-типом. У цьому випадку ми називаємо RTD структурою n-i-n. У цій роботі ми досліджували структуру штифтів, яка буде детально розглянута пізніше. Для того, щоб мінімізувати вплив допінгових домішок на транспортні властивості RTD, зазвичай нелегований шар можна вставити між легованими шарами емітер/колектор та бар'єрами [5]. Коли між контактами RTD подається зовнішня напруга, носії з легованих шарів прискорюються вздовж структури, проходячи тунель у квантову яму, де вони можуть залишатися деякий час, перш ніж вирватися тунелюванням до області колектора або рекомбінуватись з іншими носіями.

В ідеальних структурах без шорсткостей на межі розділу, які могли б розсіяти хвильову функцію носіїв, що з'єднують поперечні моди з перпендикулярною, ми можемо відокремити поперечні змінні (x, y) від перпендикулярного розв'язку (z) для кожного з компоненти гетероструктури. Таким чином, у наближенні до параболічної смуги загальна енергія носія з ізотропною ефективною масою m^* може бути виражена як

$$E = E_z + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}. \quad (1.1)$$

Просторова локалізація хвильових функцій носіїв у QW структури RTD породжує квазістаціонарні стани з дискретною енергією. Тому z-складова енергії відповідає дискретним станам для зони провідності (e_1, e_2, \dots) та валентної зони (hh_1, lh_1, hh_2, \dots), які в контексті RTD зазвичай називаються резонансними. Зауважте, що квантове обмеження порушує виродження вершини валентної зони, розділяючи піддіпазони легких і важких дір. Основний стан отворів відповідає стану hh_1 , оскільки ефективна маса важких дір більша, ніж маса легких дір.

1.2 Проста модель транспортування носіїв заряду у RTD

Транспорт у RTD регулюється явищем резонансного тунелювання від випромінювача до QW через перший бар'єр. Для $V = 0$ в пристрої немає струму (рисунок 1.3 (a)). Струм починає текти, коли основний стан QW (E_R)

вирівнюється з рівнем Фермі випромінювача (E_F^L), як показано на рисунку 1.3 (b). Струм зростає і досягає свого максимуму, коли рівень вирівнюється з краєм зони провідності (рисунок 1.3 (c) та (d)). Як тільки E_R опускається нижче межі зони провідності, струм різко зменшується, оскільки когерентне тунелювання стає більше неможливим для цієї конфігурації, залишаючись приблизно нульовим для більших напруг (рисунок 1.3 (d)).

Ця поведінка породжує типовий трикутний пік кривої струму проти напруги ($I(V)$) зі структури RTD (рисунок 1.4). Різке зменшення струму зазвичай називають негативним диференціальним опором (NDR). У реальній структурі RTD крива $I(V)$ повинна представляти серію трикутних піків, пов'язаних з різними обмеженими рівнями QW електронів і дірок, які повинні досягати резонансного стану зі збільшенням прикладеної напруги.

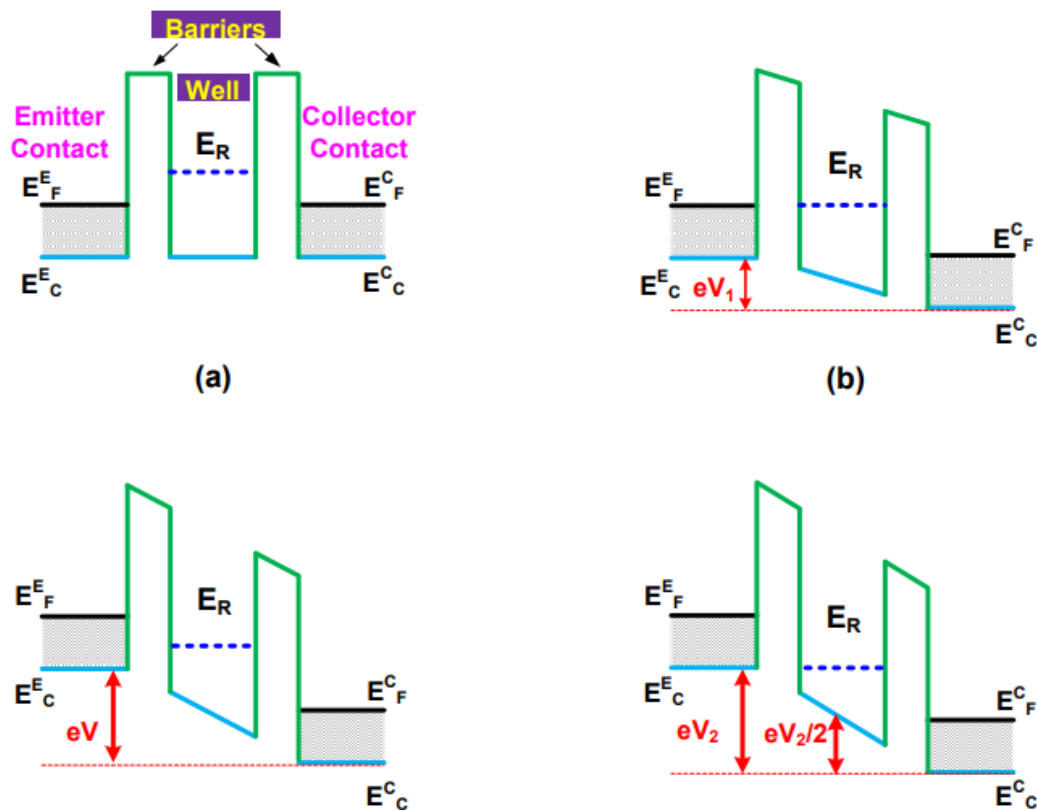


Рисунок 1.3 - Спрощений схематичний профіль зони провідності для п'яти різних прикладених напруг між колектором та емітером (a) при $V = 0$ (b) $V = V_1$ (c) $V_1 < V < V_2$ (d) $V = V_2$. Адаптовано [4]

Детальний опис транспорту через RTD вимагає розрахунку ймовірності передачі $T(E)$ для даної структури. Однак ми можемо вивести деякі загальні моменти щодо властивостей $I(V)$ на основі простих міркувань. Для $T \sim 0$ К носії з легованих контактів займають стани всередині сфери Фермі радіуса (рисунок 1.5). Давайте розглянемо в цьому прикладі тунелювання електронів, хоча цю модель можна застосовувати як для електронів, так і для дірок.

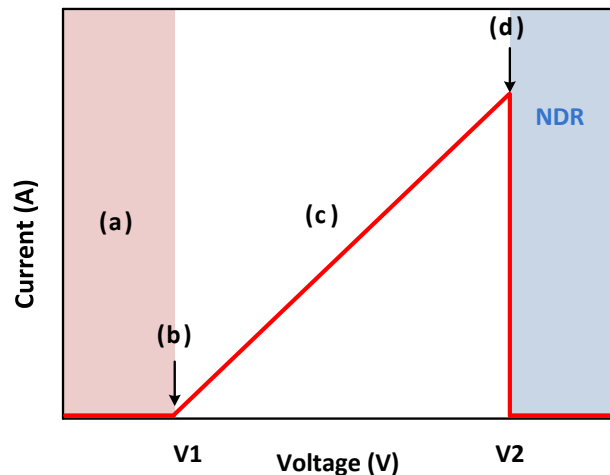


Рисунок 1.4 - Характерна ідеальна крива $I(V)$ для RTD, що ілюструє трикутний профіль

Для ідеальних інтерфейсів електрони повинні зберігати бічні складові свого імпульсу (k_x і k_y) та вертикальну складову енергії E_z . Таким чином, електронні стани, що беруть участь у процесі тунелювання, можна представити перетином площини $k_z = q_R$ із сферою Фермі (рисунок 1.5), де q_R це хвильове число, пов'язане з резонансним енергетичним станом (E_R), пов'язане з енергією дна діапазону провідності (E_C^E)

$$q_R = \sqrt{\frac{2m^*(E_R - E_C^E)}{h}} \quad (1.2)$$

Зі збільшенням прикладеної напруги ми змінюємо значення, як показано на рисунку 1.3, таким чином змінюючи значення. Рисунок 1.5 ілюструє три різні ситуації, що відповідають напругам, визначеним на рисунку 1.3.

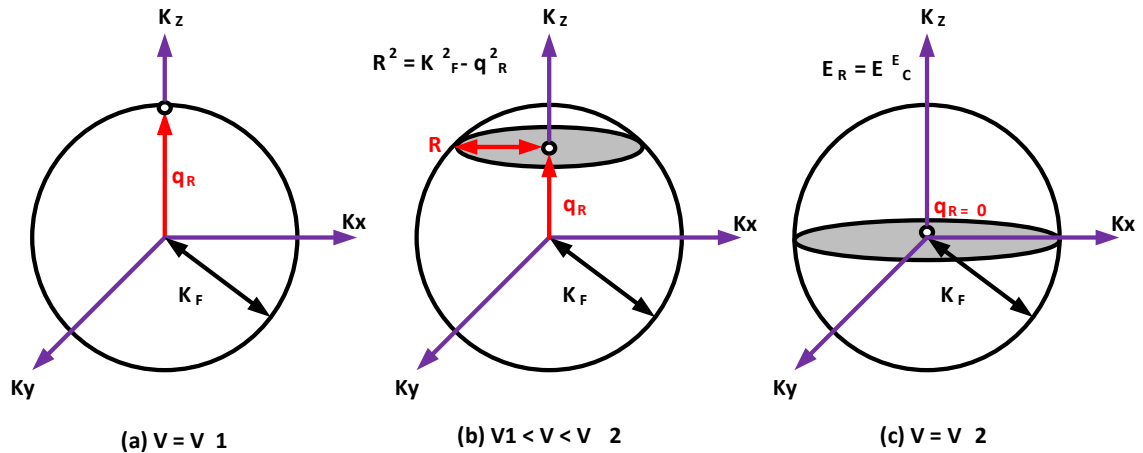


Рисунок 1.5 - Сфера Фермі в області випромінювача з площиною перетину показаною при трьох різних умовах напруги, застосованих до RTD
(а) $V = V_1$ (б) $V_1 < V < V_2$ і (в) $V = V_2$

Щільність струму через RTD має бути пропорційною щільності станів, позначеним колом перетину, позначеним сірим кольором на рисунку 1.5. Якщо вважати, що ймовірність тунелювання є приблизно постійною для носіїв, які задовольняють умовам збереження імпульсу та енергії у розглянутому діапазоні напруг, то густина тунельного струму може бути виражена як

$$J \propto (k_F^2 - q_R^2) \propto (E_F^E - E_R)$$

У реальних випадках, крім описаного вище когерентного тунелювання, носії можуть також виконувати некогерентне тунелювання з домішками, шорсткістю межі розділу. У таких випадках більше немає збереження імпульсу вздовж тунелю. Ці процеси збільшують ширину лінії залучених станів, так що крива $I(V)$ втрачає свої лінійні характеристики, пік струму стає менш різким, а струм після резонансу не опускається до нуля. Крім того, у нашій простій моделі ми припустили, що електрони як в емітері, так і в колекторі займають 3D-подібні стани. Це міркування більше не застосовується до конструкцій RTD з нелегованими диспейсерними шарами, що прилягають до бар'єрів. У такому випадку відбувається падіння напруги вздовж цих нелегованих областей, що призведе до утворення трикутних подібних потенціальних ям[6], як показано на рисунку 1.6 (а). Через накопичення заряду в трикутній свердловині ці ділянки називаються накопичувальними шарами.

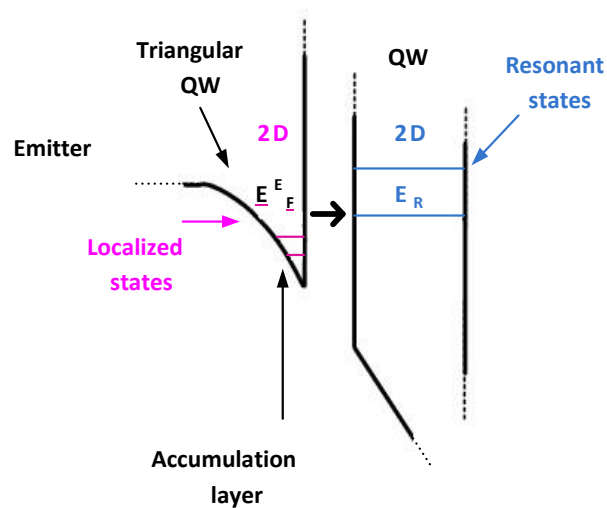


Рисунок 1.6 - Деталь зони провідності з двовимірним трикутним потенціалом, добре утвореним через наявність накопичувального шару, випадок із термалізацією носіїв у станах трикутної QW (2D-2D тунелювання)

Стани нижчих енергій трикутної ями відповідають локалізованим станам, близьким до інтерфейсів з квазі-2D характером, тоді як стани вищих енергій більш розширені та квазі-3D. Інжектвані носії з легованих шарів прикладеною напругою швидко термалізуються до нижчих енергетичних станів трикутної свердловини, утворюючи 2Dгаз. Незважаючи на те, що ці носії в решті-решт проходять тунель у QW, їх можна вважати такими, що слідує квазірівноважному розподілу, що дозволяє нам визначити рівень квазі-Фермі, пов'язаний із цим розподілом. У цьому стані електрони займають дискретні рівні енергії вздовж напрямку, перпендикулярного бар'єрам, і тунелювання стає 2D-2D (рис 1.6).

Представлення поверхні Фермі в k просторі з урахуванням 2D станів трикутної потенціальної ями показано на рисунку 1-7. Як наслідок квантування простору вздовж напрямку z , поверхня Фермі «нарізається» на концентричні диски вздовж напрямку z . Знову ж таки, для когерентного тунелювання необхідно зберегти бічні компоненти імпульсу (k_x , k_y) та енергії E_z . Таким чином, електронні стани, що беруть участь у процесі тунелювання, представлені виключно перетином площини $k_z = q_R$ з дисками поверхні Фермі (рис. 1.7 (a)). Виходячи з цієї моделі, криві $I(V)$ повинні, таким чином, складатися з серії симетричних вузьких піків з інтенсивністю, пропорційною площам диска.

Однак, як обговорювалося раніше, реальні криві $I(V)$ розширюються процесами розсіювання. На практиці впровадження нелегованих спейсерних шарів призводить до кривої $I(V)$ з краще визначеними трикутними піками та характеристиками NDR порівняно зі структурами без нелегованих шарів.

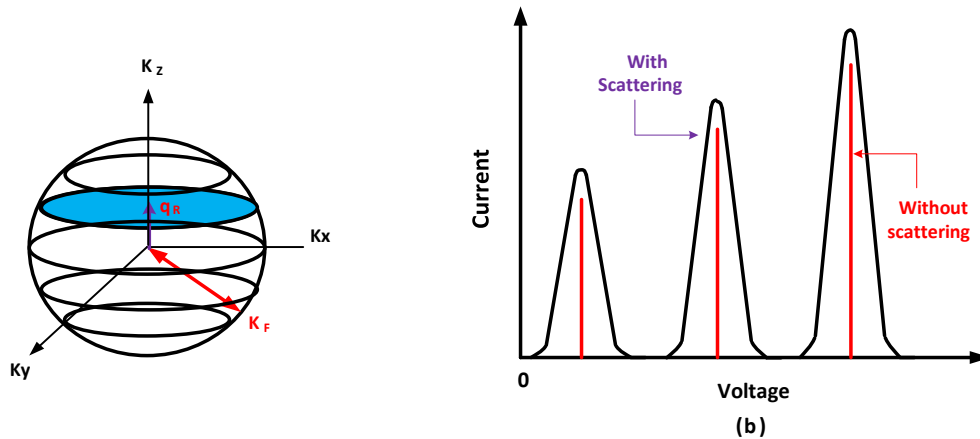


Рисунок 1.7 - (a) Куля Фермі "нарізана" через квантування у напрямку z з перетином для даної напруги. (b) $I(V)$ крива, що показує три послідовні резонанси

Зауважимо, що RTD-структури дозволяють нам вибрати резонансні стани, через які здійснюється транспортування через прикладену напругу до контактів. Тому, якщо спінове виродження резонансних станів порушується, це відкриває цікаву можливість регулювання прикладеної напруги таким чином, щоб транспорт відбувався переважно через рівень із специфічним спіновим характером, тобто вибір бажаного спіну введеного носія. Спінове виродження може бути порушено безпосередньо шляхом прикладання зовнішнього магнітного поля до RTD через ефект Зеемана або опосередковано за допомогою спін-орбітальної зв'язки. Виродження рівнів енергії безпосередньо пов'язане з просторовою симетрією, яку відчують носії. Отже, виродження рівнів RTD може бути порушено симетрією системи, включаючи асиметрію кристалічної структури, такої як ефект Дрезсельгауза [7], або через наявність внутрішніх або зовнішніх електричних полів, таких як Ефект Бичкова - Рашби [8].

Інший важливий ефект, який слід враховувати для RTD - це спінова інжекція 2D-газу, що утворюється в контактній області, що має високі g -фактори і тому сильно спіново поляризований під магнітними полями. Як ми обговоримо в наступних розділах, 2D-гази, що утворюються на накопичувальних шарах, можуть вводити в QW спінові поляризовані носії.

У цій роботі ми провели деякі вимірювання під великим магнітним полем, щоб проаналізувати спінові ефекти на структуру RTD за допомогою ефекту Зеемана для розриву спінового виродження резонансних станів.

1.3 RTD під магнітними полями

Тепер ми детальніше обговоримо вплив магнітного поля на властивості структур RTD.

1.3.1 Атомна модель

Для того, щоб дати фізичне уявлення про проблему, спочатку ми коротко описуємо вплив магнітного поля на атом водню, яке насправді представляє певну схожість з екситонами, зазвичай пов'язане з оптичним випромінюванням у напівпровідникових структурах. Давайте спочатку розглянемо частинку маси та заряду $q = -e$ без спіну, подану до скалярного потенціалу $V(R)$. Гамільтоніан за допомогою кулонівської калібрі задається

$$H = \frac{1}{2m_e} [P + eA(R)]^2 + V(R), \quad (1.4)$$

де $A(R)$ - векторний потенціал, пов'язаний з магнітним полем.

Враховуючи, що B рівномірний, векторний потенціал можна виразити так

$$A = \frac{1}{2} r \times B. \quad (1.5)$$

Підставивши (1.4), ми можемо обчислити доданок

$$[P + eA(R)]^2 = p^2 - \frac{e}{2} [P \cdot (R \times B) + (R \times B) \cdot P] + \frac{e^2}{4} (R \times B)^2, \quad (1.6)$$

де B насправді є константою, а не оператором. Тому всі спостережувані комутують з B , щоб ми могли отримати

$$[P + eA(R)]^2 = p^2 - \frac{e}{2} [B \cdot (P \times R) + (R \times P) \cdot B] + \frac{e^2}{4} (R \times B)^2. \quad (1.7)$$

Враховуючи, що

$$L = (R \times P) = -(P \times R). \quad (1.8)$$

Загальний гамільтоніан частки можна записати так

$$H = H_0 + H_Z + H_D, \quad (1.9)$$

де H_0 , H_D і H_Z визначаються

$$H_0 = \frac{[P]^2}{2m_e} + V(R), \quad (1.10a)$$

$$H_D = \frac{e^2 B^2}{8m_e} R_{\perp}^2, \quad (1.10b)$$

$$H_Z = \frac{\mu_B}{h} B \cdot L. \quad (1.10c)$$

μ_B є магнітом Бора ($\mu_B = \frac{eh}{2m_2} = 5.788 \times 10^{-5} \frac{eV}{T}$) і це проекція R у площині, перпендикулярній до B , що стає

$$R_{\perp}^2 = X^2 + Y^2. \quad (1.11)$$

якщо ми виберемо ортогональну вісь x у z , де B паралельна осі z .

H_0 - це гамільтоніан без присутності магнітного поля. H_D представляє квадратичну залежність від магнітного поля і відомий як діамагнітний доданок. З рисунка 1.11 ми бачимо, що діамагнітний зсув прямо пропорційний середньому квадрату розширення хвильової функції частинки в площині, перпендикулярній B [9],[10]. Цей термін називається ефектом Зеемана.

Давайте тепер включимо власний магнітний момент частинки (спін), просто підставивши $L \rightarrow L + 2S$ у (1.14c). Коефіцієнт 2 перед S відображає той факт, що g -фактор електрона у вакуумі дорівнює 2, тоді стає

$$H_Z = \frac{\mu_B}{h} B \cdot (L + 2S). \quad (1.12)$$

Характер ефекту Зеемана в значній мірі залежить від величини зовнішнього магнітного поля в порівнянні з фактичним внутрішнім полем, утвореним спінорбітальною взаємодією. Бо виправлення тонкої структури домінують і їх можна розглядати як збурення. У цьому випадку термін корекції енергії задається у першому порядку наближення через

$$E_Z^1 = \frac{\mu_B}{h} B \cdot (B + 2S). \quad (1.13)$$

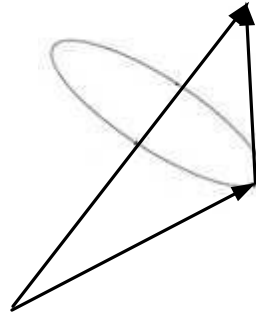


Рисунок 1.8 - За наявності спінорбітальної зв'язки L і S більше не зберігаються окремо, вони тиснуть навколо загального кутового моменту J

Ми не знаємо очікуваних значень S , але загальний кутовий момент $J = L+S$ є сталою (рисунок 1.8). L і S обертаються навколо J , так що середнє значення S - це його проекція на J

$$S_{\text{med}} = \frac{S \cdot J}{J^2} J, \quad (1.14)$$

Але $L = J - S$, то $L^2 = J^2 + S^2 - 2S \cdot J$ отже

$$S \cdot J = \frac{1}{2}(J^2 + S^2 - L^2) = \frac{h^2}{2}[j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)], \quad (1.15)$$

Використовуючи $s = 1/2$, впливає, що

$$\langle L + 2S \rangle = \langle 1 + \frac{S \cdot J}{J^2} \rangle = \left[1 + \frac{j(j+1) - 1(1+1) + \frac{3}{4}}{2j(j+1)} \right] \langle J \rangle. \quad (1.16)$$

Термін у дужках g -фактор Ланде у вакуумі електрона в атомі

$$g_{j=1} = 1 + \frac{j(j+1) - 1(1+1) + \frac{3}{4}}{2j(j+1)}. \quad (1.17)$$

Таким чином, у першому порядку зееманівський термін задається

$$H_Z^1 = m_j g_j \mu_B B. \quad (1.18)$$

Якщо атом не знаходиться у вакуумі, g -коефіцієнт Ленде більше не визначається формулою (1.17) і залежить від середовища, в якому проводяться вимірювання, але форму енергії, задану формулою (1.18), все ще можна описати подібним чином вираз.

Коротко кажучи, наявність зовнішнього магнітного поля на атомі водню можна описати двома основними компонентами: діамагнітним ефектом та ефектом Зеемана, що відповідає за порушення спінового виродження квантових станів.

1.3.2 Рівні Ландау

Тепер ми обговорюємо вплив магнітного поля на вільну частинку, що є адекватною моделлю для носіїв двовимірного газу [11]. Класично вплив магнітного поля на рух вільних носіїв змушує їх здійснювати кругові циклотронні орбіти радіусу та циклотронної частоти. Однак квантова механіка передбачає квантування дозволених орбіт носіїв з енергіями, заданими [11]

$$E_N = \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c, \quad (1.19)$$

де $N = 0, 1, 2, 3, \dots$ і $\omega_c = \frac{eB}{m}$. Квантовані стани відомі як рівні Ландау.

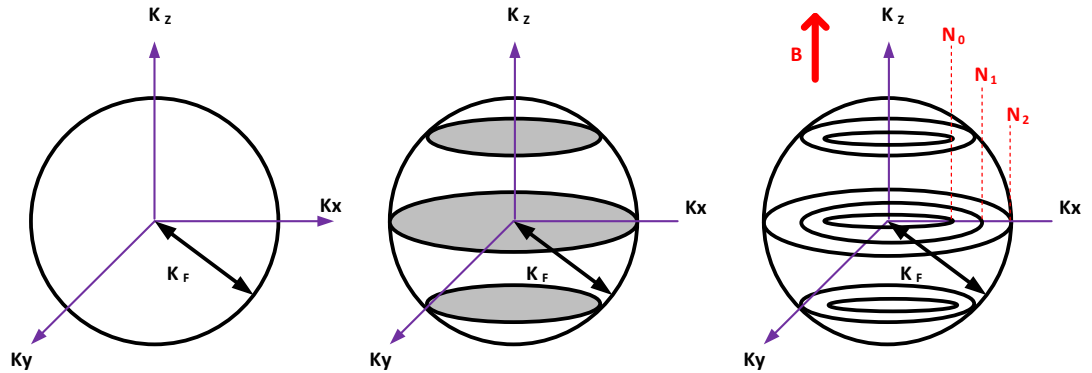


Рисунок 1.9 - Представлення сфери Фермі у зворотному просторі k : (а) 3D-сфера Фермі без магнітного поля, (б) з 2D квантуванням простору вздовж напрямку z без магнітного поля, (в) 2D система з магнітним полем, диски розбиваються на концентричні кола

Квантування руху носіїв у напрямку, перпендикулярному до магнітного поля, еквівалентно додатковому просторовому обмеженню, так що за наявності перпендикулярних магнітних полів 2D-системи, такі як трикутна QW, перетворюються на 0D-систему, як показано на рисунку 1.9.

Рівні Ландау мають особливу щільність станів (подібну до функції дельти Дірака) з виродженням, заданим eV/m . На рисунку 1.10 показана щільність станів та рівнів енергії для трикутної ями без магнітного поля (рисунок 1.10 (а)) та з магнітним полем (рисунок 1.10 (б)). Збільшення магнітних полів призводить до зростання виродженості, так що кількість станів, які вписуються в кожен рівень Ландау, зростає з ростом B . Тому за достатньо високих магнітних полів усі носії можуть потрапити на перший рівень Ландау.

Важливе зауваження полягає в тому, що енергія всіх рівнів Ландау визначається за формулою: $\Delta E_L = \hbar\omega_c = \hbar V / m^*$. Зазначимо, що для заданого значення магнітного поля обернено пропорційна ефективній масі (m^*) носія.

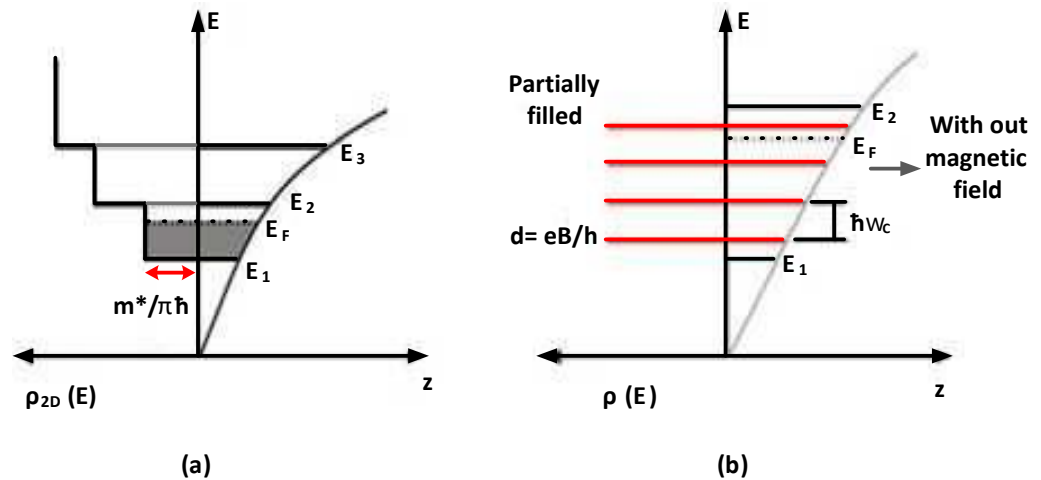


Рисунок 1.10 - Вплив магнітного поля у 2D-системі. (а) Рівні енергії та щільність станів трикутної ями без магнітного поля, (б) Рівні енергії та щільність станів із магнітним полем (червоним)

Давайте тепер розглянемо вплив магнітного поля у напрямку (z) на вільні носії структури RTD. Наявність магнітного поля квантує бічний рух носіїв як в емітерному, так і в QW стані. Кінетичну енергію носіїв у площині x у слід замінити рівнями Ландау, щоб енергія резонансного стану виражалася так

$$E_{R,N} = E_R(V) + \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c. \quad (1.20)$$

Ще раз, компоненти хвильового вектора в площині x повинні бути збережені. У цьому випадку квантове число Ландау (N) слід зберігати під час тунелювання. Квантування на рівні Ландау зменшує розмірність системи до 0D-0D, так що піки резонансу на кривій $I(V)$ є симетричними і вузькими, кожен з яких відноситься до даного рівня та їх різних резонансних рівнів Ландау. Однак, як обговорювалося раніше, наявність процесів розсіювання, пов'язаних із системними розладами (шорсткість інтерфейсів, домішки, ...), має призвести до розширення рівнів Ландау. Концепція локалізації носія та розширення рівнів Ландау на смуги була вперше введена П. В. Андерсоном[12], рисунок 1.11. З цього простого погляду, стани в центрі смуг Ландау є розширеними станами, які сприяють транспортуванню, тоді як стани в хвостах смуг локалізовані і, отже, не сприяють транспортуванню.

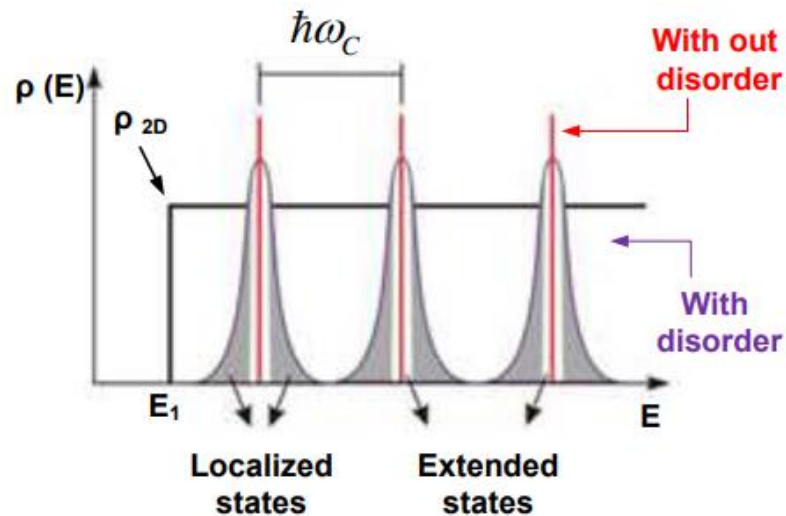


Рисунок 1.11 - Щільність станів рівнів Ландау з розладом та без нього. Розлад призводить до збільшення рівнів енергії Ландау через локалізацію хвильових функцій носіїв (локалізовані стани)

Якщо ми тепер розглянемо ступінь свободи спіну від вільних носіїв, вони також повинні стати причиною взаємодії, подібної до Зеемана. Враховуючи аналогічний підхід, що використовується для атомного випадку, повний вираз для енергії вільного носія у 2D-подібному стані може бути таким чином виражений як

$$E_{R,N}(V) + \left(N + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \pm g^* \mu_B V. \quad (1.21)$$

де ω_c - циклотронна частота $\frac{eB}{m^*}$, $g^* \mu_B V$ - магнітна енергія спіну, g^* - коефіцієнт Ланде g ефективного середовища і E_R - енергія, пов'язана з переміщенням носіїв у z - напрямку.

На закінчення, застосування зовнішнього магнітного поля впливає на стани носіїв, які накопичуються у вигляді двовимірних газів у QW та на накопичувальних шарах структури RTD, що спричиняє низку рівнів Ландау. Це явище чітко спостерігалось в системах, які мають електронний транспорт [13]. У випадку дірок результати експерименту не настільки очевидні через їх відносно більші ефективні маси, так що рівні Ландау для дірок зазвичай менш чіткі ($\Delta E_L = \frac{\hbar eB}{m^*}$), що ускладнює їх спостереження.

2 МАТЕРІАЛИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ТЕХНІКА

У цьому розділі ми коротко презентуємо зразок, а також експериментальні прийоми та методології, використані під час наших досліджень.

2.1 - Структура резонансних тунельних діодів

Ця робота базується на дослідженні резонансного тунельного діода (RTD), що складається з напівпровідникових матеріалів III-V із шарами GaAs та AlAs. Нелегована квантова яма (QW) GaAs з тонкими бар'єрами AlAs вирощується навколо GaAs n і p-типових контактів. Ця структура зазвичай відома як GaAs/AlAs контактний RTD.

Техніка молекулярно-променевої епітаксії (МВЕ) в рамках наукової співпраці з його групою. За допомогою цієї техніки можна вирощувати кристалічні шари напівпровідникових матеріалів з відмінним контролем товщини та концентрації домішок, а отже, отримувати гетероструктури високої якості кристалів, що відображається їх оптичними та транспортними властивостями. Шари GaAs та AlAs наносили на (100) підкладку з GaAs. Домішками, що використовуються для легування контактних шарів GaAs, були Be та Si, для акцепторів (p-тип) та донорів (n-тип) відповідно. Шари, які складають зразок зверху вниз (підкладка), детально описані в таблиці 2.1 нижче.

Таблиця 2.1 - Опис зростання вибірки

Матеріал	Розмір шару	Домішка	Зразок зони
GaAs	25 нм	$n = 2 \times 10^{18}$	Покращена контактна зона
$Al_{0.33}Ga_{0.67}As$	1 μ км	$n = 1.33 \times 10^{18}$	
GaAs	51 нм	$n = 2 \times 10^{18}$	
GaAs	35 нм	$n = 1 \times 10^{16}$	
GaAs	7,6 нм	Нелегований	Просторовий шар
AlAs	5 нм	Нелегований	Бар'єр

Продовження таблиці 2.1

GaAs	6 нм	Нелегований	QW
AlAs	5 нм	Нелегований	Бар'єр
GaAs	5 нм	Нелегований	Просторовий шар
GaAs	100 нм	$p = 5 \times 10^{17}$	Нижня контактна зона
GaAs	100 нм	$p = 1 \times 10^{18}$	
GaAs	3 μm	$p = 3 \times 10^{18}$	
Підкладка GaAs n-типу, $n = 2 \times 10^{18}$			

При прямому зміщенні структура штифта дозволяє одночасно вводити електрони та дірки в квантову ямку та досліджувати подальшу радіаційну рекомбінацію [14]. Рисунок 2.1 ілюструє схематичний профіль потенціалу нашої RTD структури вздовж напрямку росту (z) для $k = 0$ без урахування вбудованого електричного поля через леговані шари. Нелеговані акумуляційні шари GaAs, що прилягають до бар'єрів AlAs, необхідні для зменшення дифузії носіїв з легованих контактів у QW [15],[16].[17]. Структуру обробляли на мезах діаметром 400 мкм з металевим контактом товщиною 20 мкм у формі кільця, щоб забезпечити оптичний доступ до конструкції під час подачі зовнішньої напруги. Інший металевий контакт був зроблений у шарі на шарі GaAs p-типу і тому називається нижнім контактом.

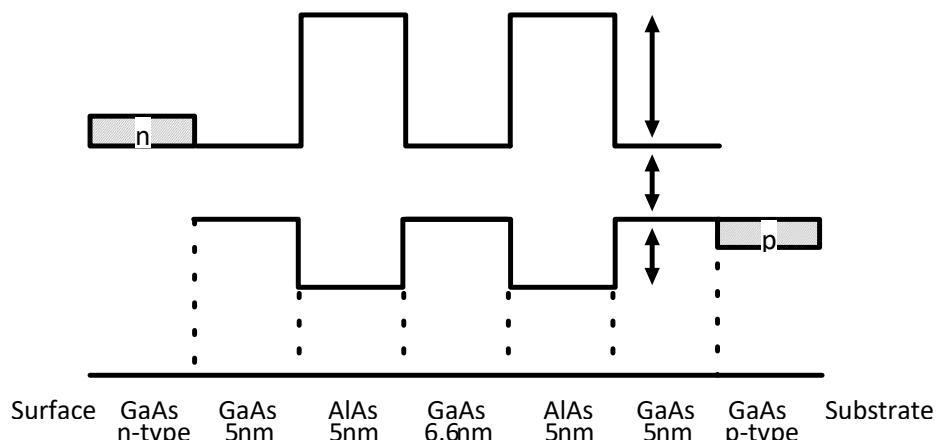


Рисунок 2.1- Потенційний профіль симетричного штифта GaAs-AlAs RTD без урахування вбудованого електричного поля через леговані шари

2.2 Вимірювання транспорту

Криві вольт-амперної характеристики $I(V)$ зазвичай використовуються для характеристики електронних пристроїв, таких як RTD. У випадку досліджуваного тут RTD ми не очікуємо лінійного зв'язку між струмом і напругою. Фактично, функція $I(V)$ для структури RTD характеризується піками, які виникають при певних напругах через резонансне тунелювання через обмежені стани в QW. Обмежені стани, через які носії можуть ефективно тунелювати структуру з подвійним бар'єром при певних напругах, називаються резонансними напругами.

Для вимірювання кривих $I(V)$ конструкція була підключена до ланцюга постійного струму (рис. 2.2), що дає можливість подавати зовнішню напругу між верхнім і нижнім контактами RTD і зчитувати струм, що протікає через діод. У цій роботі ми використовували джерело напруги (Yokogawa - програмоване джерело напруги моделі 7651) та мультиметр (Keithley - модель 197A з автоматичним діапазоном мультиметрів DMM), який працював дистанційно за допомогою програмного забезпечення для збору даних. Під час вимірювань зразок містився у занурювальному кріостаті із гелієвою надпливкою при температурі 2 K. На рисунку 2.2 та наведено в додатку Б показано схему, підключену до RTD.

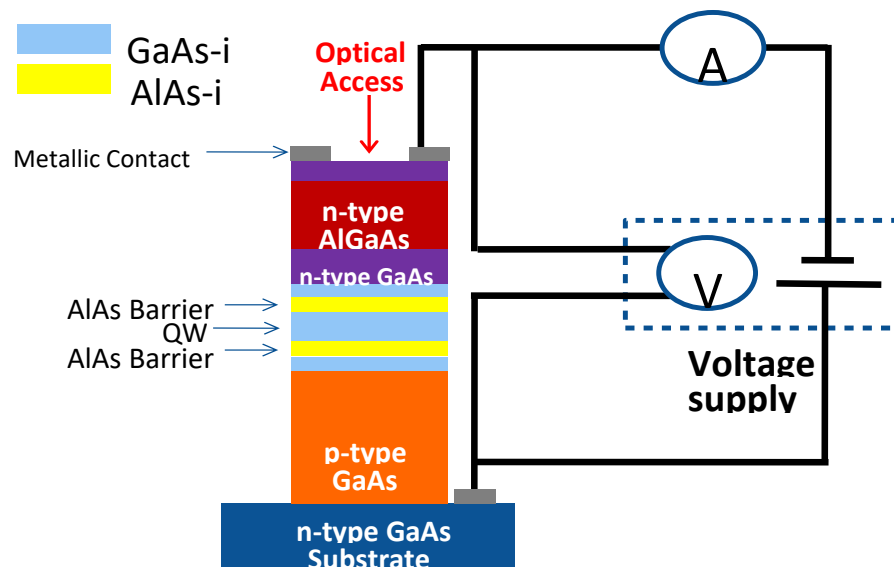


Рисунок 2.2 - Принципова схема ланцюга постійного струму, підключеного до RTD типу "вхід" з симетричними бар'єрами в 4-дротовому кріпленні, що показує амперметр, джерело напруги та шари діода

Оскільки зразок - це контактний тип RTD, резонанси як дірок, так і електронів можна спостерігати на кривих $I(V)$ за описаною вище процедурою, коли діод зміщений уперед. Резонансні стани можна чітко спостерігати на кривих $I(V)$. У всіх експериментах ми приклали позитивну напругу до нижнього контакту щодо верхнього контакту, що в нашій умові називається позитивним зміщенням. Цей вид зсуву діє як прискорення більшості носіїв заряду (електронів/дірок) від верхнього/нижнього контакту через QW, яке загальновідомо в літературі як пряма напруга зміщення. У цій роботі ми також вивчили фотострум шляхом вимірювання кривих характеристик $I(V)$ у темряві та при світлі збудження.

2.3 Оптичні вимірювання - Люмінесценція

Хоча за допомогою транспортних вимірювань можна спостерігати різні аспекти RTD, оптичне дослідження дозволяє далі досліджувати транспортні властивості та взаємодію між різними носіями. Ми коротко обговоримо фізичні явища, пов'язані з оптичними вимірами, що виконуються в нашій структурі RTD, включаючи фотолюмінесценцію та електролюмінесценцію. Обидва явища походять від рекомбінації електрона і дірки, але спосіб генерування цих носіїв відрізняє ці два процеси.

У фундаментальному стані нелегованого напівпровідника при $T = 0$ К зона провідності повністю порожня електронів, а валентна зона повністю заповнена електронами. Якщо цей напівпровідник освітлювати світлом присвоєної енергії, він може просунути електрон з валентної зони в зону провідності, залишаючи отвір у валентній зоні. Для цього фотон повинен мати енергію, рівну або більшу, ніж різниця енергій між дном зони провідності та вершиною валентної зони $E_{\text{photon}} > E_g$, де " E_g " - це зазор зони. У зоні провідності/валентності цей електрон/дірка швидко розслаблюється до дна/вершини зони, що зазвичай називається процесом термалізації. Після цього електрон може рекомбінувати з діркою, залишеною у валентній зоні, випромінюючи фотон, що називається люмінесценцією. У цьому випадку пари електронів і дірок, які рекомбінують випромінювальну люмінесценцію, були створені оптичним збудженням. Тому ми називаємо цю люмінесценцію фотолюмінесценцією (PL).

У більш складних структурах ми можемо мати носії (електрони та/або дірки), які вже є у структурі, як це стосується нашої структури RTD.

Пристрої лише з одним типом легування (n-типу або p-типу) не можуть генерувати оптичну рекомбінацію, якщо тільки вони не освітлені зовнішнім світлом, як для нелегованих структур. Тим не менш, пристрої, що мають як легування n, так і p-типу, можуть генерувати оптичне випромінювання без необхідності будь-якого освітлення, коли більшість носіїв, створених двома типами легування, вводяться один до одного і перекриваються у певній просторовій області. Для цього необхідна дія електричного поля, і тому в цьому випадку випромінювання називається електролюмінесценцією (EL).

Давайте тепер обговоримо описані вище процеси для конкретного випадку контактного RTD. Для представлення динаміки носіїв ми будемо використовувати схематичні діапазони діаграм. У цих уявленнях ми будемо використовувати конвенції сигналу для прикладеного зміщення, як напруга, прикладених до нижній контакт (близького до підкладки) по відношенню до верхнього контакту, як обговорювалося раніше. Крім того, ми завжди будемо малювати верхній контакт ліворуч, а нижній - праворуч від малюнка.

2.3.1 Контактний RTD

Різне легування контактів у стержневому RTD створює внутрішнє електричне поле в структурі, яке згинає зони провідності та валентності навіть без зовнішньої напруги, прикладеної до RTD. Розглянемо спочатку випадок, коли напруга подається на RTD без підсвічування.

Рисунок 2.3 ілюструє динаміку носіїв як функцію напруги, використовуючи умову, визначену вище. На рисунку 2.3 (а) показано внутрішнє електричне поле, яке протистоїть потоку електронів і дірок у напрямку QW , що призводить до нульового сигналу EL. На рисунку 2.3 (b) зображено RTD при позитивній напрузі (зміщена вперед), так що внутрішнє поле точно компенсується зовнішнім зсувом, що призводить до стану плоскої смуги. У цій ситуації спостерігати електролюмінесценцію досі неможливо.

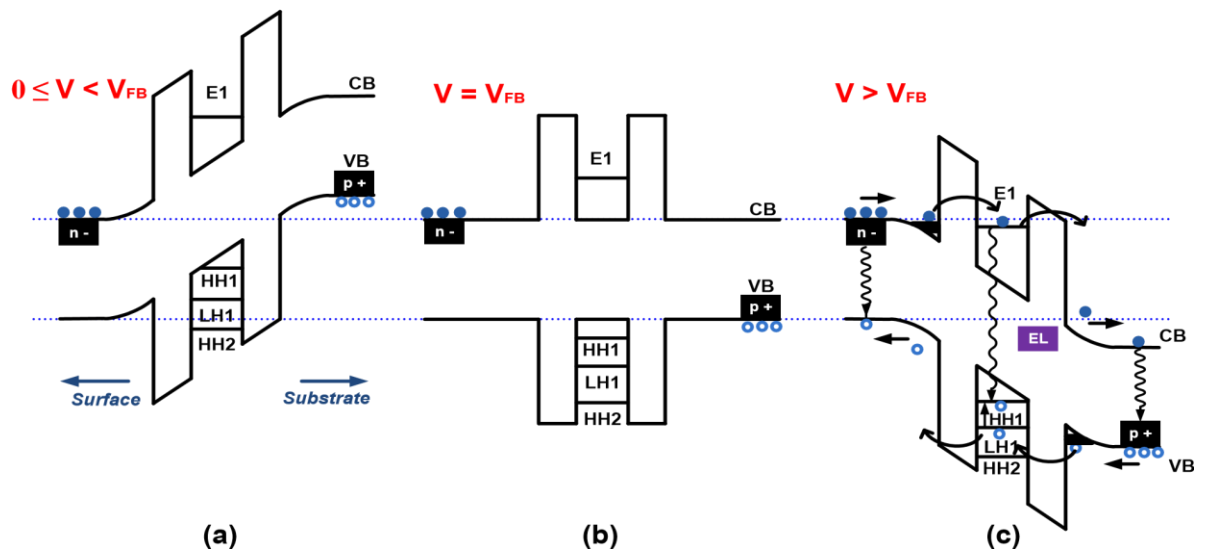


Рисунок 2.3 - Схематичний профіль потенціалу зразка NU491, що ілюструє транспорт та рекомбінацію носіїв у структурі як функцію зміщення (a) нижче плоскої смуги, (b) за умови плоскої смуги, (c) над плоскою смугою

У випадку рисунка 2.3 (c), електрони, що знаходяться у верхньому контакті, мають більший електричний потенціал, а отже, рухаються електричним полем у бік QW. Таким же чином отвори пробиваються від верхнього контакту до QW. Керовані електрони та дірки мають тенденцію накопичуватись у нелегованих шарах поблизу бар'єрів у так званих акумуляційних шарах, утворюючи двовимірні (2D) гази. Носії з акумуляційних шарів можуть проходити тунель у квантову ямку. Як ми обговорювали в попередньому розділі, тунелювання в свердловину може включати два типи меж тунелювання: балістичне (3D2D) або через накопичувальний шар (2D-2D). У середині свердловини ми наголошуємо на можливих процесах: введені носії на збуджених рівнях QW можуть розслабитися до фундаментальних рівнів (як показано переходом на рисунку 2.3 (c), відчуті радіаційну рекомбінацію, випромінюючи фотони (EL) та вийти з тунелю з свердловини через другий бар'єр, що сприяє потоку через RTD. Окрім того, носії, що проходять тунелювання через другий бар'єр, все ще можуть рекомбінуватись на контактах GaAs з носієм протилежної більшості.

Тепер ми обговоримо процес фотолюмінесценції в нашій структурі. Коли ми висвітлюємо RTD, ми створюємо пари електронів і дірок. Рисунок 2.4 ілюструє схематичне розташування профілю зразка NU491 за трьох різних умов напруги, при цьому падаюче світло виступає як на верхньому (тип n), так і на нижньому (підкладка) контакти. Ми зауважуємо, що, хоча ми фокусуємо лазер на вимірюваному діоді так, що більшість фотонів повинні поглинатися здебільшого на верхньому контакті, менша частина фотонів може проникати до нижнього контакту та/або безпосередньо поглинатися. на нижньому контакті, оскільки діаметр лазерного променя може бути більшим за діод. На рисунку 2.4 показані лише основні рівні енергії рівнів електронів/дірок у трикутних потенціальних ямах, утворених з кожної сторони пристрою. За цієї умови випромінювання PL можна спостерігати для всіх умов зміщення, тобто для зворотного, плоскосмугового та прямого зміщення. Ми обговоримо оптичну генерацію носіїв у цих трьох умовах зміщення.

У разі малюнка 2.4 (a) пристрій зміщено вперед під плоскою смугою (зворотне зміщення). У цьому діапазоні зміщення фотогенеровані дірки на контакті зразка n-типу можуть рекомбінуватись у цьому шарі або прискоритися до p-контакту, тоді як фотогенеровані електрони на контакті p-типу також можуть рекомбінуватись у цьому шарі або прискоритися до n-контакт. Отже, носії меншості, фотогенеровані на кожному контактному шарі, мають тенденцію накопичуватися близько до бар'єрів, звідки вони можуть проходити тунель у QW. Однак за цієї умови більшість носіїв не роблять внеску в струм і не вводяться в QW.

Знову введені фотогенеровані носії можуть розслабитися до фундаментальних рівнів енергії та випромінювати радіаційну рекомбінацію, випромінюючи фотони (PL) або проходити тунель із свердловини через другий бар'єр, сприяючи таким чином струму через RTD. Нарешті, фотоносії, що проходять тунелювання через другий бар'єр, також можуть рекомбінуватись на контактах з носіями протилежної більшості в кожному контакті.

На рисунку 2.4 (b) пристрій зміщено вперед в умовах плоскої смуги. За цієї умови ні внутрішні, ні фотогенеровані носії не проходять тунель у QW, і тому результируючий струм повинен бути нульовим. Це насправді є основною характеристикою, яка дозволяє визначити зміщення, що породжує стан плоскої смуги. У дослідженому тут зразку штифтів стан плоскої смуги досягається для прикладеної напруги $\sim 1,5$ В.

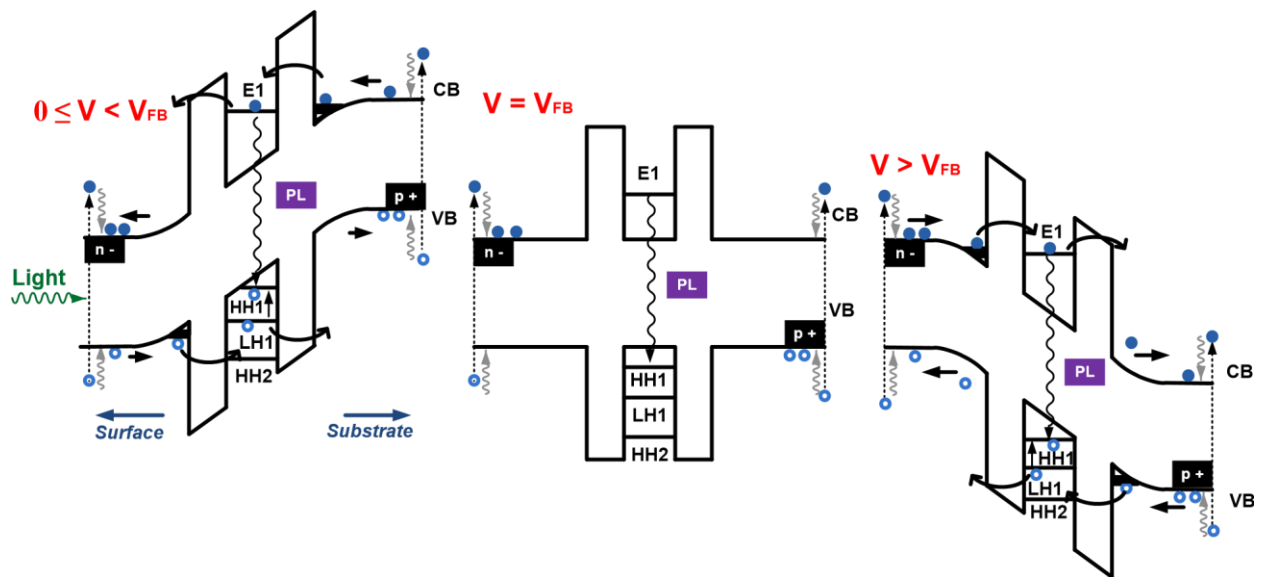


Рисунок 2.4 - Діаграма потенційного профілю зразка NU491, що ілюструє фотогенерацію, транспорт та рекомбінацію носіїв у структурі як функцію зміщення (а) зразок зміщений нижче плоскої смуги, (б) зміщений на плоскій смугі, (с)) упереджено над плоскою смугою

Для напруг більше 1.5 В пристрій зміщується вперед за межі плоскої смуги, як показано на рисунку 2.4 (с). У цій ситуації як внутрішні, так і фотогенеровані електрони у верхньому контакті, а також внутрішні та фотогенеровані носії від нижнього контакту притискаються до QW і мають тенденцію накопичувати 2D гази, що генерують поруч з бар'єрами AlAs. Ці носії проходять тунель до квантової ями, де вони можуть розслабитися до основних енергетичних рівнів і рекомбінувати, випромінюючи сигнал EL+PL або тунель з QW, сприяючи струму через RTD. Ще раз, носії, які перетинають подвійний бар'єр, також можуть рекомбінуватись на контактах, видаючи сигнал люмінесценції.

Для всіх трьох випадків, розглянутих вище, ми приклали позитивну напругу до підкладки щодо верхнього контакту. Коли на підкладку подається негативна напруга, RTD ще більше змінюється у зворотному напрямку.

У цій роботі ми досліджували випромінювання PL та EL у залежності від прикладеного зсуву, включаючи вимірювання PL та EL з розрішенням за часом під великими магнітними полями. Спостерігаємо, що під магнітним полем порушується спінове виродження резонансних станів локалізованих станів у трикутних ямах та всередині QW.

На цих вимірах ми проаналізували кругову поляризацію люмінесценції, яка дає інформацію про спінову поляризацію носіїв, що беруть участь у кожній смузі рекомбінації.

2.3.2 Правила вибору оптичних переходів у напівпровідниках

Оптичний перехід, включаючи поглинання та рекомбінацію, повинен підкорятися фундаментальним законам збереження енергії та кутового моменту. Фотони правого або лівого поляризованого світла мають проекцію кутового моменту на напрямок їх поширення, що дорівнює $+1$ або -1 відповідно (в одиницях \hbar). Коли поглинається циркулярно поляризований фотон, цей кутовий момент повинен бути розподілений між фотозбудженим електроном і діркою відповідно до правил вибору, що визначаються зонною структурою напівпровідника. Незважаючи на складну природу напівпровідникових смуг, результат збереження імпульсу еквівалентний оптичним переходам між атомними станами з $j = 3/2, m_j = -3/2, -1/2, +1/2, +3/2$ (валентні смуги легких і важких дір) і $j = 1/2, m_j = -1/2, +1/2$ (зона провідності).

Можливі переходи між цими смугами, а також з розщепленням (SO) для об'ємного напівпровідника з суміші цинку, такого як GaAs, представлені на рисунку 2.5. Оптичне поглинання/випромінювання відбувається для електронно-діркових пар або його обмеженого стану (екситонів) таким чином, що:

$$m_{\text{electron}} + m_{\text{hole}} = m_{\text{exciton}} = m_{\text{phonon}},$$

Де $m_{\text{exciton}}, m_{\text{electron}}, m_{\text{hole}}$ і m_{phonon} є компонентами кутового імпульсу у напрямку магнітного поля екситона, електрона, дірки та фотона відповідно, та $m_{1h} = \pm 1/2$ (легка дірка) та $m_{hh} = \pm 3/2$ (важкі діри). Важливо зазначити, що для валентної зони $m_{\text{hole}} = -m_{\text{electron}}$. Оптично допускаються лише переходи з $m_{\text{photon}} = +1$ (праворуч-кругова поляризація) та -1 (ліво-кругова поляризація). Оптичні переходи, пов'язані з кутовими імпульсами, заборонені і тому відомі як темні стани.

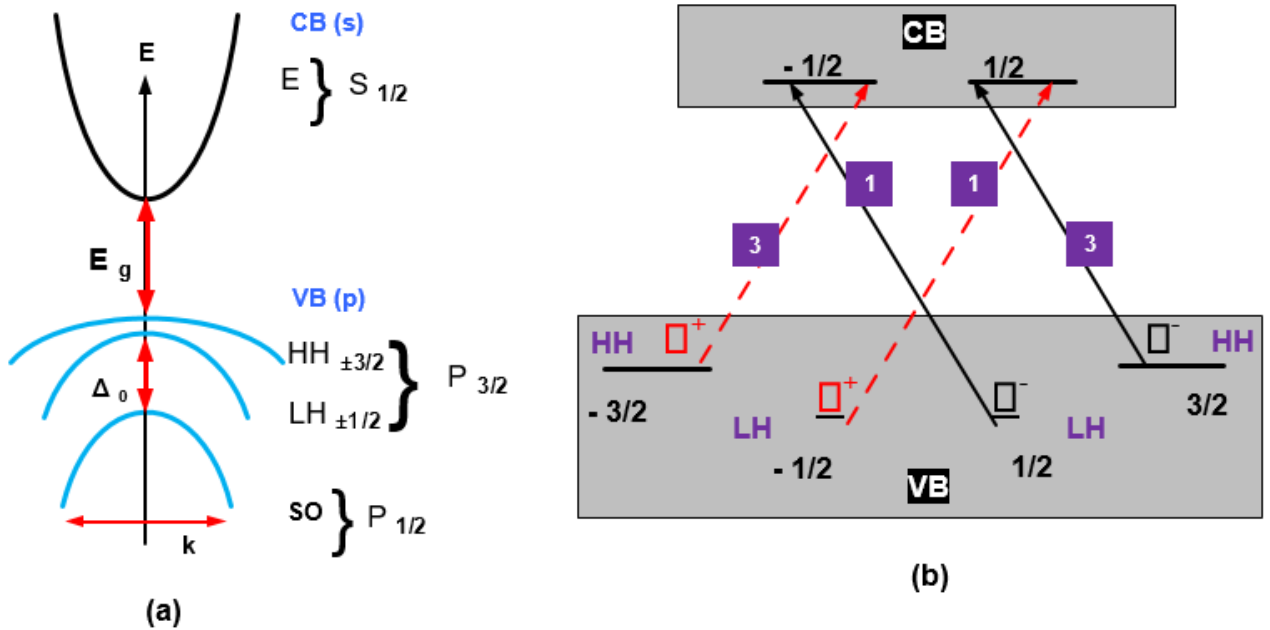


Рисунок 2.5 - (а) Діаграма діапазону QW GaAs у центрі зони Бріллоуна (б) Правила вибору оптичних переходів між підрівнями для циркулярно поляризованого світла в QW GaAs, цифри фіолетовим кольором вказують на відносний перехід інтенсивності обох рекомбінацій $\sigma^+ + i \sigma^-$ [18]

У разі квантової ями обмеження дірок з різними ефективними масами призводить до розщеплення піддіапазонів легких і важких дір, як показано на рисунку 2.5 (а). Тому, вибравши енергію та кругову поляризацію збудження/випромінювання з QW, можна вибрати перехід носіїв із певним складом кутових імпульсів, тобто спінову поляризацію. Зауважимо, що в нашому випадку, навіть коли дірки вводяться у збуджені стани, рекомбінація завжди відбувається шляхом рекомбінації основних станів $e1-hh1$. [19].

Таким чином, круговий ступінь поляризації люмінесценції визначається як

$$P = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}, \quad (2.1)$$

де I^+ і I^- це інтенсивність лівого та правого циркулярно поляризованого світла, відповідно.

2.4 Експериментальні методи

Основними прийомами, які використовувалися для дослідження нашої системи RTD в цій дипломній роботі, були люмінесценція, включаючи фото (PL) та електро (EL) люмінесценцію, з можливістю застосування зовнішнього магнітного поля (магнітолюмінесценція) та вимірювань, у часі (PL-RT). У експериментах було використано два джерела збудження PL. Для вимірювання магніто-PL було використано безперервне хвильове збудження (KT) за допомогою твердотільного лазера з випромінюванням при 532 нм (Nd: YAG-лазерна лінія). Для імпульсного збудження під час вимірювань PLRT ми використовували титано-сапфіровий лазер (Spectra Physics - Tsunami Model).

2.4.1 Магнітна люмінесценція з роздільною поляризацією

QW EL та EL були проведені в лабораторії транспорту та люмінесценції кафедри фізики УФСкар. Експериментальна установка намальована на рисунку 2.6 та наведена на в додатку В. У всіх вимірюваннях CW сигнал люмінесценції збирався конвергентною лінзою і фокусувався в монохроматорі, який був з'єднаний з детектором Si CCD (Андор).

Зразок поміщали всередину надпровідного магнітного кріостата (Oxford Instruments) для вимірювань під різними магнітними полями. Магніт досягає полів до 15T і температури коливається від 2 до 300K. Кріостат має вікна, що дозволяють оптичне збудження та збір люмінесценції, а також забезпечує електричні контакти для структур RTD. Для вимірювань EL напруга зміщення подавалася від програмованого джерела напруги (Yokogawa - Модель 7651) Оптичне випромінювання аналізувалося за допомогою сповільнювача $\lambda/4$ (Thorlabs) та лінійного поляризатора (Newport) для поділу кругової поляризації σ^+ та σ^- -компоненти. Для усунення виявлення розсіяного та відбитого лазера також використовувалися відповідні смугові оптичні фільтри.

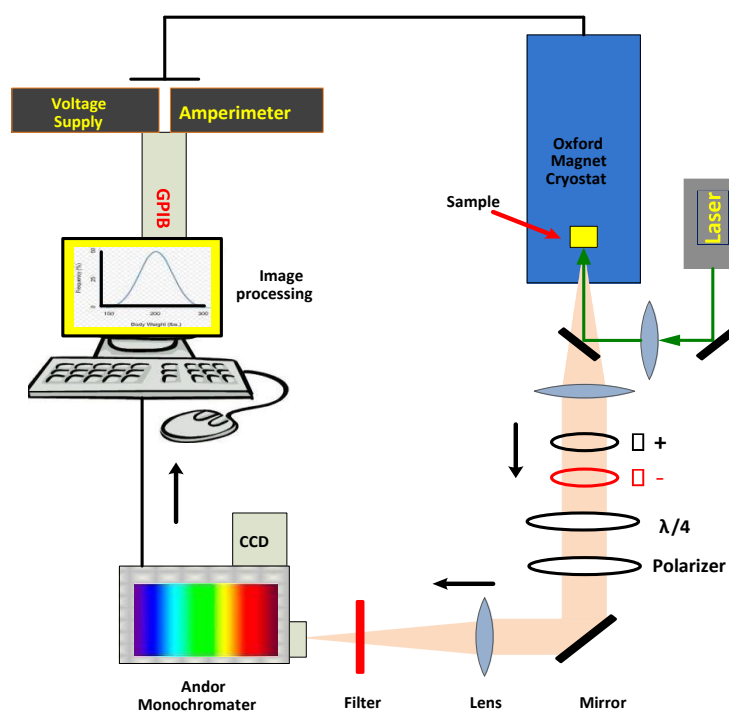


Рисунок 2.6 - Схематичне зображення монтажу основних компонентів, що використовуються в експериментах магнітолюмінесценції QW

2.4.2 Фотолюмінесценція з дозволом часу (TR-PL)

Вимірювання TR-PL були проведені в Групі оптичних властивостей (GPO) Інституту фізики «Гліб Ватагін» (IFGW) UNICAMP у співпраці з проф. Доктором Марією Хосе Помпеу Сантосом Бразілієм за допомогою системи на основі стрічкової камери (Хамамацу) та імпульсний лазер Ti-Sa, накачуваний твердотільним лазером Millenia потужністю 10 Вт (Spectra Physics). Лазер Ti: Sa був налаштований на 810 нм і подвоєний за допомогою нелінійного кристалу LiO_2 для отримання більшої енергії збудження (405 нм). Лазерний імпульс має частоту 82 МГц і часову ширину близько 3 пс. Орієнтовний час між двома послідовними імпульсами, таким чином, становить ~ 12 нс, що є максимальним часовим вікном для аналізу перехідного процесу PL для цієї системи. Саморобний автокорелятор, який забезпечував якісний огляд лазерного імпульсу під час вимірювань,

Зразок поміщали в занурювальний кріостат He і вимірювання проводили при ~ 10 К під газом He. Кріостат має кварцові вікна, які використовуються для висвітлення зразка лазерним променем та збору люмінесценції.

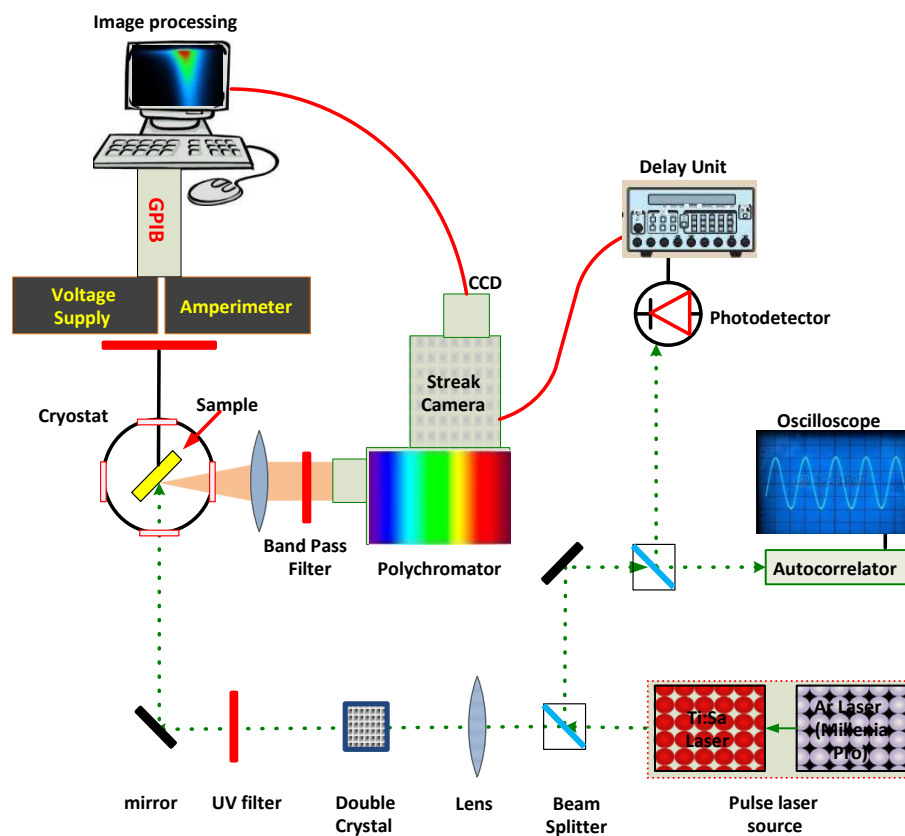


Рисунок 2.7 - Схематична ілюстрація набору основних компонентів, що використовуються в експериментах PLRT

Був використаний лінійно-поляризований промінь, який не сприяє будь-якій селективності спіну від фотогенерованого носія. Люмінесценція, що випромінюється RTD, була зібрана збором кварцової лінзи та зосереджена на спектрометрі, з'єднаному з системою швидкого детектування смугової камери. Ми використовували дифракційну решітку з 300 лініями на мм. Схема експериментальної збірки вимірювань TRPL, виконаної у лабораторії GPO, представлена на рисунку 2.7 та наведено в додатку Г. Зверніть увагу, що на цій ілюстрації розщеплювач пучка розміщений на шляху падаючого лазерного променя між лазером Ti: Sa та кріостатом. Для того, щоб розділити на два світлові промені. Один промінь направляєється до автокорелятора, підключеного до осцилографа, для спостереження за стабільністю імпульсу, а другий пучок використовується для збудження зразка. Лазерний тригер може бути затриманий системою резисторів, так що ми можемо налаштувати час початку вікна зчитування смугової камери на відповідний момент часу відносно частоти повторення лазера.

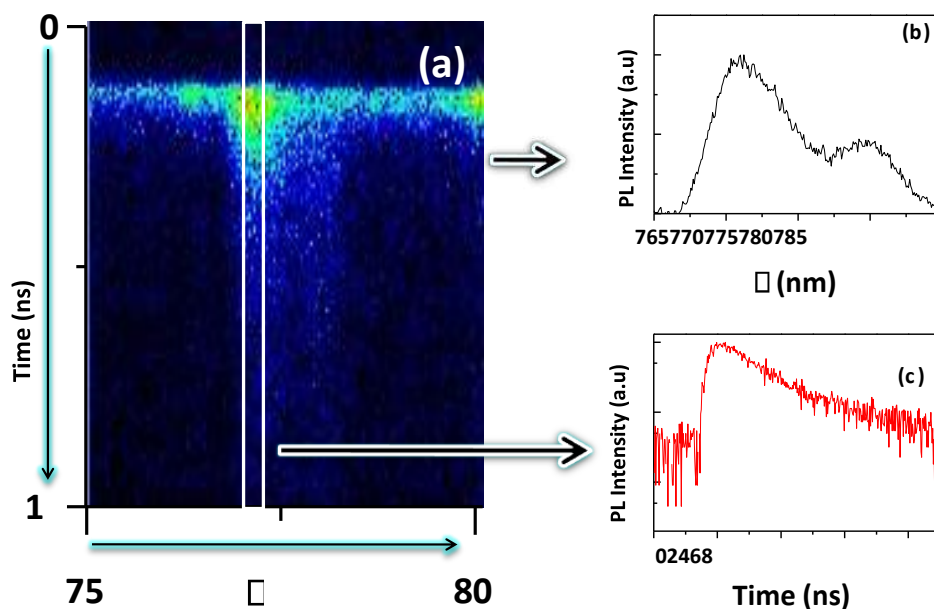


Рисунок 2.8 - (а) Зображення PL, зроблене при $P = 15$ мВт та $T = 5$ К, (b) Інтегрована інтенсивність PL у часі у порівнянні з довжиною хвилі (c) Інтегрована інтенсивність PL у довжині хвилі в залежності від часу

Зображення, надані системою смугових камер, обробляються відповідним програмним забезпеченням (HPD-ТА) для зйомки зображень. На рисунку 2.8(a), що наведений в додатку Д показано як ілюстрацію зображення, отримане смуговою камерою із системи вимірювання TRPL. Вимірювання проводили за допомогою імпульсного лазера потужністю 15 мВт. Горизонтальна вісь відповідає довжині хвилі виявленого світла, а вертикальна 0. Інтенсивність випромінювання представлена у шкалі кольорів у порядку зростання інтенсивності від чорного до червоного. З цього зображення ми можемо скласти два типи графіків: спектри, інтегруючи інтенсивність випромінювання за заданий проміжок часу відносно моменту, коли лазер потрапляє на зразок як функцію довжини хвилі (рисунку 2.8 (b)), що відповідає горизонтальний прямокутник на зображенні) та перехідні процеси шляхом інтегрування інтенсивності випромінювання для заданого інтервалу довжин хвиль у залежності від часу (рис. 2.8 (c), що відповідає вертикальному прямокутнику на зображенні).

Зображення смуг також були отримані за відсутності збудження імпульсним лазером, ми називаємо їх ELRT, навіть якщо вони не є строго вирішеними за часом вимірами, оскільки в цьому випадку немає імпульсного збудження.

Це було зроблено як процедуру калібрування, щоб ми могли відняти стаціонарну складову випромінювання EL для даної ситуації зсуву з вимірювання PL при тому ж зсуві, щоб проаналізувати лише перехідну складову, обумовлену імпульсним лазером.

3 ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ RTD

3.1 Транспорт та оптичні дослідження при нульовому магнітному полі

У цьому розділі ми досліджували транспортні та оптичні властивості (електролюмінесценція та фотолюмінесценція) резонансних тунельних діодів GaAs-AlAs (RTD) під нульовим магнітним полем.

На рисунку 3.1 показана типова крива характеристик $I(V)$ нашого штифтового RTD, отримана при низькій температурі ($T = 5\text{K}$). Він показує яскраво виражені резонансні піки вольт-амперних характеристик, пов'язані з електронами та дірками, $I(V)$. Зокрема, спостерігаються три чіткі піки, що відповідають резонансному тунелюванню через стани LH1, E1 та HH2 квантової ями. Крім того, слабе плече HH1 спостерігається при нижньому зсуві для диференціальної провідності характеристичної кривої $I(V)$ (рисунок 3.1 (b) та (c)). Умова плоскої смуги досягається, коли контактний діод зміщується вперед на $\sim 1,51\text{V}$ (позначено V_{FB}).

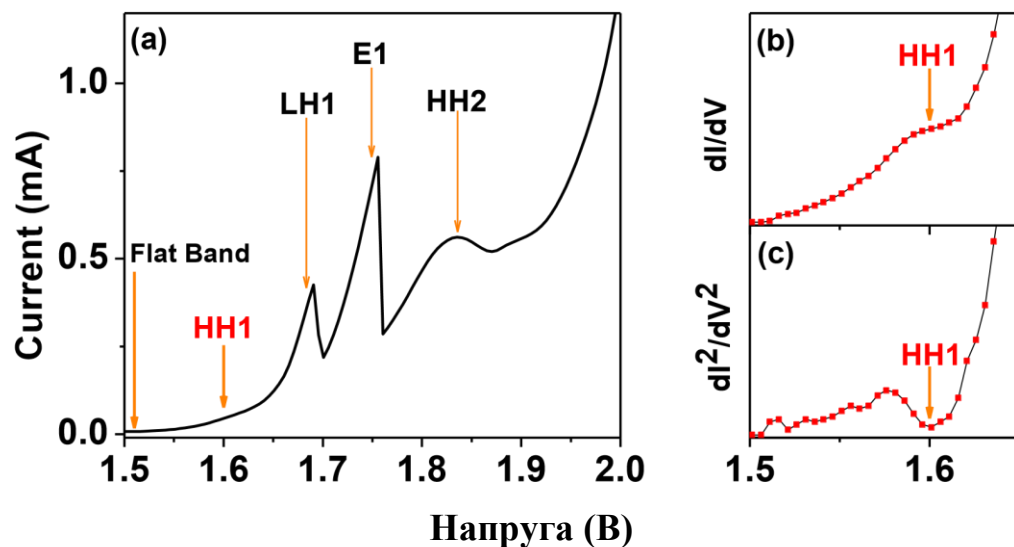


Рисунок 3.1 - (a) Крива характеристик $I(V)$ при 5K (b) для диференціальної провідності dI/dV та (c) d^2I/dV^2

На рисунку 3.2 показана схематична діапазонна діаграма нашої структури для (a) напруг, менших за умови плоскої смуги ($V < V_{FB}$), (б) для умови плоскої смуги (V_{FB}) та (в) при прямому зміщенні більше, ніж V_{FB} . Як буде розглянуто

на рисунку 3.5, при менших напругах ($V \leq V_{FB}$) спостерігається незначний струм, що протікає в нашому пристрої.

При прямому зсуві, більшому за V_{FB} , струм протікає через структуру, а сигнал електролюмінесценції (EL) спостерігається як з квантової ями GaAs (QW), так і з контактних шарів.

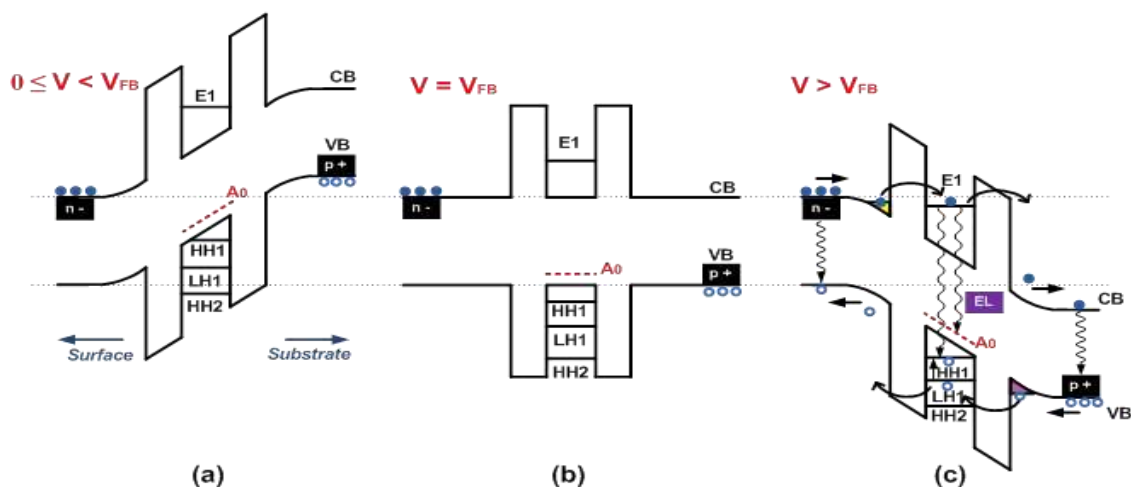


Рисунок 3.2 - Схематична діапазонна діаграма пристрою для (а) напруг, нижчих за умови плоскої смуги (b) за умов плоскої смуги, і (c) для напруг, вищих за цю плоску смугу

Типові спектри QW EL при різних напругах зміщення представлені на рисунку 3-3. Спостерігалось два чітких піки ЕЛ: "гаряча" лінія, яка показує пік близько 1.607 еВ, і "холодна" лінія з піком близько 1.586 еВ. Терміни гаряче та холодне відносяться до ліній енергії відповідно до їх високої та низької енергій. Ці лінії розділені приблизно 21 меВ, і обидві лінії мають червоний зсув із збільшенням прикладеної напруги зміщення через ефект Старка [20]

На рисунку 3.4 (а) представлена кольорова карта інтенсивності ЕЛ як функція прикладеної напруги та залежності від напруги загальної інтегрованої інтенсивності ЕЛ ЯМ (рисунок 3.4 (б)), яка включає обидві смуги. Сумарний інтегрований ЕЛ QW представляє хорошу кореляцію з кривою характеристик $I(V)$. Рисунок 3.4 (а) показує, що інтенсивність холодної лінії представляє максимум на піку резонансу E1 на кривій характеристик $I(V)$. Крім того, ми спостерігали, що гаряча лінія є більш інтенсивною для резонансів LH1 та HH2. Ми також спостерігаємо різку зміну цих ліній випромінювання при

критичних напругах, пов'язаних з початком електронно -резонансного тунелювання та з резонансним піком E1.

Спостережувана гаряча лінія раніше спостерігалася для подібного пристрою і була пов'язана з екситонною рекомбінацією між фундаментальними замкнутими станами в QW (з позначкою E1 - HH1) [21].

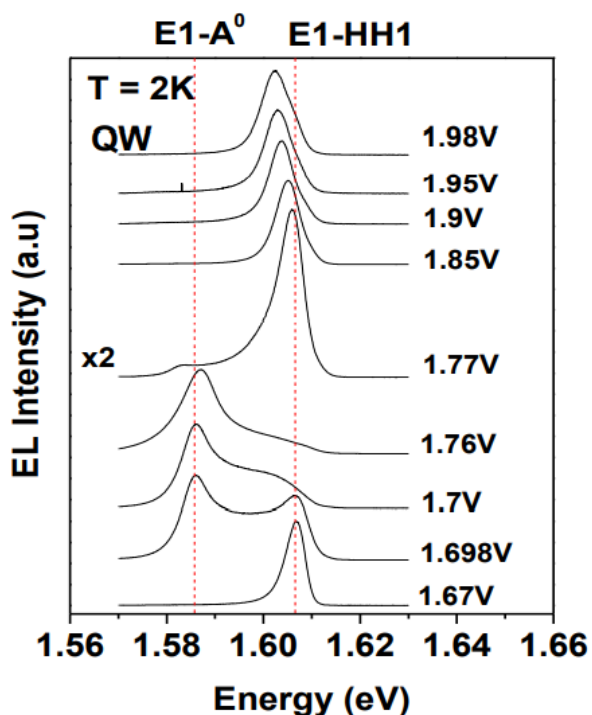


Рисунок 3.3 - Спектри електролюмінесценції QW при 4К для різних прикладених напруг, які показують випромінювання холодної та гарячої енергії внаслідок рекомбінації E1-A0 та E1-HH1

Отже, спостережуване випромінювання з меншою енергією (холодна лінія) повинно включати рекомбінацію електронів з дірками, в яких одна з частинок пов'язана в низькому енергетичному стані QW. Це випромінювання холоду раніше вивчалася для подібних пристроїв RTD, вирощених з різною товщиною простору шару, температурами зростання, та для пристроїв, вирощених з різною щільністю легування Ве дельта в QW [21]. Було показано, що залежно від товщини просторових шарів, Ве-акцептори можуть дифундувати в QW під час росту [22] з легованих контактних шарів р-типу, що призводить до спостереження холодної лінії. Фактично, раніше було показано, що відносна інтенсивність холодної лінії та гарячої лінії дуже чутлива до товщини спейсерного шару на стороні, легованої р, та/або до наявності навмисного легування Ве дельта в QW.

Зокрема, було показано, що збільшення товщини спейсерного шару між р-легуючою областю та тунельними бар'єрами значно зменшує інтенсивність холодної лінії. Крім того, також було показано, що наявність дельта-легування сильно посилює відносну інтенсивність холодної лінії. Тому ми пов'язуємо холодну лінію ЕЛ від випромінювання QW до рекомбінації тунельних електронів з дірками, прив'язаними до нейтральних акцепторів. Ця емісія була позначена рекомбінацією E1-A0. Різниця енергій між цими лініями випромінювання EL становить приблизно 21 меВ, і тоді вона буде відповідати різниці між середньою енергією зв'язування акцептора в QW (близько 30 меВ) [23] та енергією зв'язку екситону (близько 9 меВ) [24]. Зауважимо, що енергія зв'язку донорного стану в квантовій ямі становить близько 12 меВ [25], що занадто близько до зв'язування екситону, щоб врахувати спостережуване поділ піку EL 21 меВ. Також було помічено, що процес рекомбінації E1 - A0, здається, є відносно неефективним у порівнянні з екситонною рекомбінацією E1 - HH1, коли дірки переважають у QW (наприклад, на діркових резонансах), ймовірно, через повільну швидкість захоплення дірок на акцепторах при низьких температурах, про що йтиметься нижче.

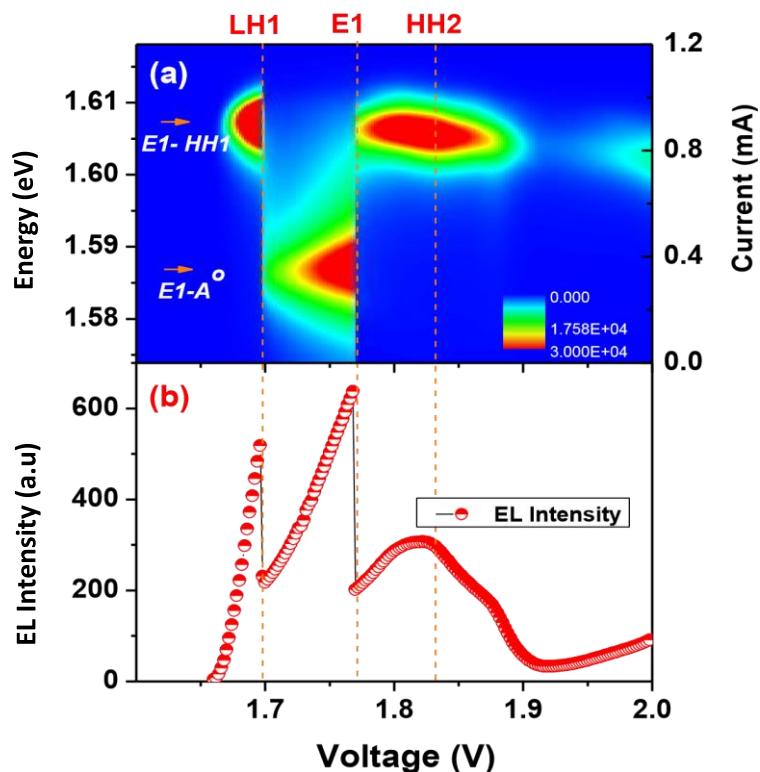


Рисунок 3.4 (а) - Кольорова карта інтенсивності EL у залежності від прикладеної напруги та (б) Залежність загальної інтегральної інтенсивності QW EL від напруги

Раніше також було показано, що відносна інтенсивність холодної лінії зростає з температурою, ймовірно, через збільшення рухливості дірки [27][26]. Збільшення інтенсивності E1-A0 ЕЛ на резонансі E1 може бути обумовлено сильним збільшенням густини електронів, про що йтиметься нижче.

Ми також вивчали характеристики $I(V)$ при світлі збудження при низьких температурах. На рисунку 3.5 показані характеристичні криві $I(V)$ для кількох значень інтенсивності лазера до і після стану плоскої смуги. В результаті лазерного збудження в структурі протікає негативний струм. Оскільки темний струм для $V \leq V_{FB}$ незначний, струм, виміряний при збудженні світла, обумовлений створенням фотонесучих носіїв, що проходять тунель через бар'єри. Оскільки на стороні n-типу створюються дірки, а на стороні р-типу-електрони, обидва носії можуть проходити тунель крізь структуру, що призводить до негативного фотоструму. На рисунку 3.6 показаний схематичний профіль потенціалу при світлі збудження для напруг (а), нижчих за умови плоскої смуги, (б) за умови плоскої смуги та (с) вище, ніж від плоскої смуги. При більш високій інтенсивності лазера спостерігаються два чітких піки для $V < V_{FB}$. Ми пов'язуємо ці два піки з резонансним тунелюванням фотогенерованих носіїв через E1 та LH1 стани обмежених станів провідності та валентності в QW.

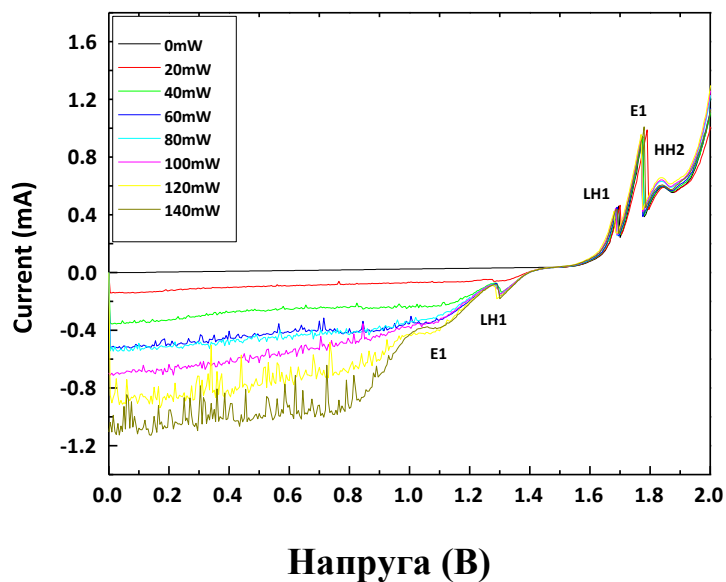


Рисунок 3.5 - Криві характеристик $I(V)$ при збудженні світла при $T=2K$

У цій роботі ми також досліджували фотолюмінесценцію (PL) від штифтового пристрою. Ми помітили, що ефект спектрів PL та EL для $V \geq V_{FB}$ схожий. Однак для $V \leq V_{FB}$ можна спостерігати цікаві особливості. Зауважимо, що холодна лінія спостерігається лише для деяких областей критичної напруги. Далі ми зосередимось на поведінці PL для напруг навколо умови плоскої смуги V_{FB} та для $V < V_{FB}$

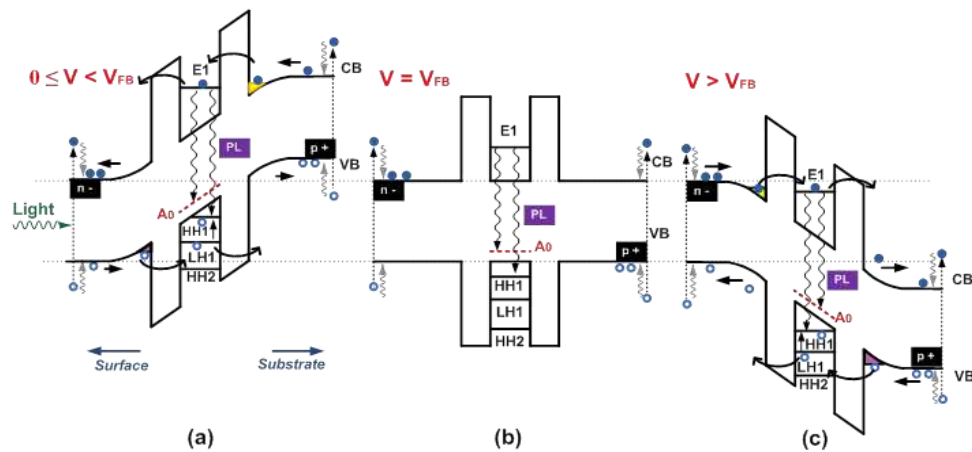


Рисунок 3.6 - Схематична діапазонна діаграма пристрою при світлі збудження для (a) напруг, менших за умови плоскої смуги (b) за умов плоскої смуги та (c) для напруг, вищих за умови плоскої смуги

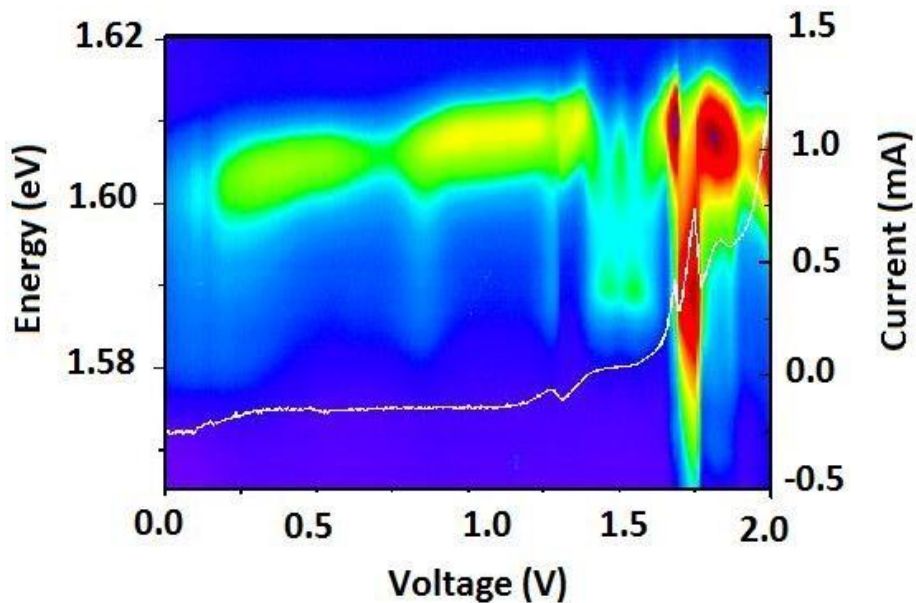


Рисунок 3.7 - (a) Кольорова карта інтенсивності PL як функція прикладеної напруги для лазерної інтенсивності 60 мВт при 2К

На рисунку 3.7 показана кольорова карта інтенсивності PL QW як функція застосованого зсуву. Ми помітили, що викиди холодної лінії на гарячу лінію дуже чутливі до прикладеної напруги і представляють різкі зміни для конкретних областей напруги.

Ми помітили, що в PL переважає гаряча лінія, за винятком області електронного резонансу, що призводить до значного збільшення електронної щільності. Загалом, рекомбінація між електроном і дірками, пов'язаними з акцепторами, спостерігається лише масово, оскільки рухливість дірок вища, і електронам було б легше захоплювати дірки від домішок. Для QW рухливість, ймовірно, менша, що має значно зменшити ймовірність спостереження за рекомбінацією між електронами та дірками з акцепторних рівнів. Однак, якщо ми збільшимо електронну щільність у QW, локалізовані стани можуть бути повністю зайняті, а носії у розширених станах, що повинно збільшити ймовірність рекомбінації електронів з дірками, пов'язаними з домішками. За цієї умови ймовірність рекомбінації електронів і акцепторів (E1-A0) фактично зростає, як це можна спостерігати в умовах електронного резонансу.

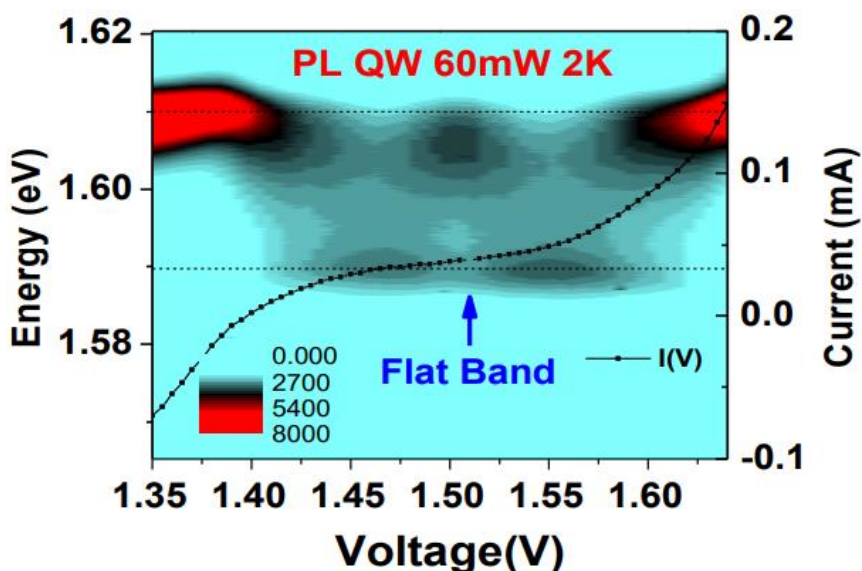


Рисунок 3.8 - (а) Кольорова карта інтенсивності PL як функція прикладеної напруги в області стану плоскої смуги для інтенсивності лазера 60 мВт

Рисунок 3.8 показує кольорову карту для інтенсивності PL навколо стану плоскої смуги. У цьому випадку носії генеруються безпосередньо в QW. За цієї умови в пристрої є незначний струм, тому введення носіїв у QW є

незначним. Щільність фотогенерованого електрона та дірок має бути однаковою. Отже, PL у стані V_{FB} має бути обумовлено в основному гарячою лінією, пов'язаною з екситонною рекомбінацією (E1-NH1). Якщо ми збільшимо прикладену напругу поруч із умовою плоскої смуги ($V \sim V_{FB}$), інжекція та генерація несучих у QW є нікчемними.

Однак ми зауважимо, що PL головним чином обумовлена холодною лінією (рекомбінація E1-A0). Раніше ми спостерігали, що холодна лінія спостерігалася лише на електронному резонансі через важливе збільшення густини електронів у QW за цієї умови. Дотримання цієї лінії при $V \sim V_{FB}$ вказує на те, що щільність електронів у порівнянні з густиною дірок повинна бути більшою за цієї умови. Цей ефект можна пояснити збільшенням концентрації електронів через збільшення донорної іонізації в контактних шарах при більш низьких температурах, оскільки вони мають меншу енергію активації (близько 5 меВ) [28] у порівнянні з енергією активації акцептора (близько 30 меВ) [23]. Крім того, електронна ймовірність нерезонансного тунелювання повинна бути вищою, ніж для дірок, внаслідок її меншої ефективної маси та більшої рухливості, що, ймовірно, збільшує відносну концентрацію електронних дірок у QW. Для $V \sim < V_{FB}$ фотострум є важливою проблемою. Пряма генерація носія в QW незначна порівняно з введенням носіїв через фотострум. У цьому регіоні PL переважає холодна лінія (E1-A0). Зростання щільності електронів у цій області, ймовірно, пояснюється більшою ймовірністю нерезонансного тунелювання електронів, ймовірно, через її меншу ефективну масу та більшу рухливість, а також завдяки освітленню області підкладки.

Для більш високих напруг ($V > V_{FB}$) інжекція фотогенерованих носіїв та пряма генерація в QW є незначними. Загалом, у PL переважно переважає гаряча лінія, за винятком області електронних резонансів, що призводить до значного збільшення щільності електронів у QW, як показано на рисунку 3.7.

На рисунку 3.9 показано типове випромінювання EL для контактних шарів для різних прикладених напруг. Ми спостерігаємо дві смуги випромінювання, віднесені відповідно до донорної ($\sim 1,521$ еВ) [29] та акцепторної ($\sim 1,50$ еВ) пов'язаної масової емісії GaAs. Ми зауважимо, що відносна інтенсивність обох викидів залежить від напруги, про що йтиметься нижче.

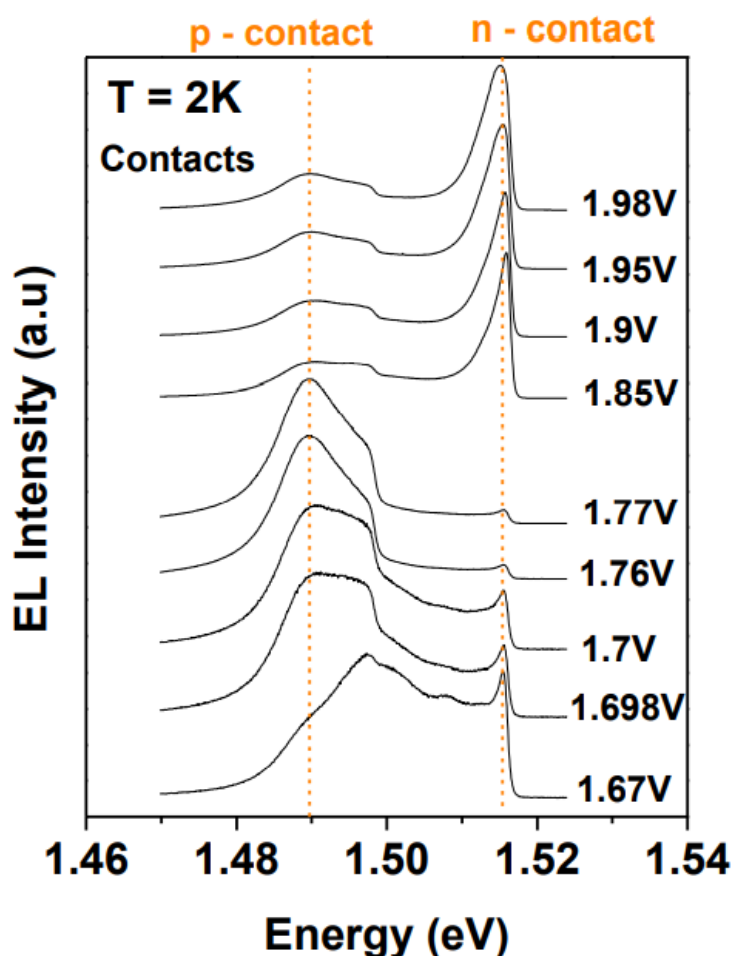


Рисунок 3.9 - Типове випромінювання ЕЛ для контактних шарів для різних прикладених напруг

Рисунок 3.10 наведений в додатку Е, показує (а) кольорову карту інтенсивності ЕЛ у залежності від прикладеного зміщення для контактних шарів та (с) загальної інтенсивності ЕЛ, включаючи обидві смуги проти прикладеної напруги. Ми спостерігаємо, що загальний ЕЛ демонструє хорошу кореляцію з кривою характеристик $I(V)$. Зауважимо, що смуги ЕЛ мають чіткі залежності від прикладеного зміщення, що відображає резонансні умови для електронів та дірок.

Інтенсивність пов'язаної з акцептором смуги (p-GaAs) не демонструє важливої кореляції з резонансом LH1, але вона має сильний максимум навколо резонансу E1, коли інжекція електронів від n- до p-контакту максимальна. З іншого боку, смуга, пов'язана з донорами (n-GaAs), демонструє різке зниження інтенсивності в умовах резонансного тунелювання E1.

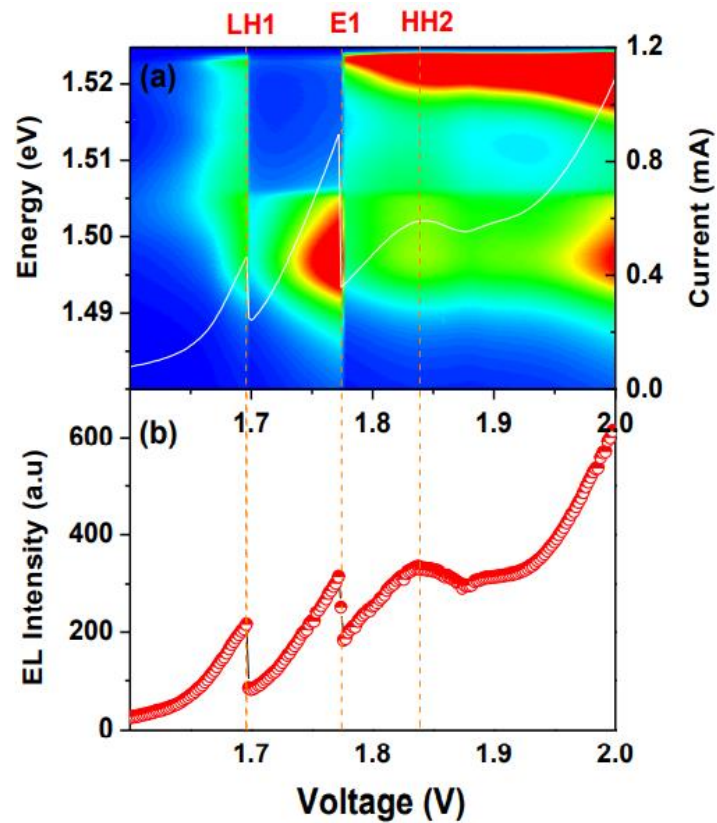


Рисунок 3.10 - Кольорова карта з інтенсивністю EL як функція прикладеного зсуву для контактних шарів

Для зсуву, більшого за E1, інтенсивність EL з обох об'ємних смуг випромінювання GaAs збільшується і являє собою суміш резонансних умов для обох носіїв. Тому ми можемо однозначно пов'язувати пов'язану з акцептором (донором) смугу EL з випромінюванням з p- (n-) контактного шару та з електронами (дірками), які пройшли тунель через структуру RTD.

3.2 Фотолюмінесценція з дозволом часу у p-i n RTD

Цей розділ присвячений вивченню динаміки тунелювання носіїв уздовж структури RTD шляхом аналізу оптичної рекомбінації з нашої структури за допомогою фотолюмінесценції, розчиненої у часі (TRPL), при різних прикладених напругах.

Для RTD, легованих виключно одним видом домішок (структури pin і p⁺ip), застосування зовнішнього зсуву породжує струм та квазістаціонарний розподіл заряду вздовж структури з накопиченням основних носіїв всередині QW.

Однак оптичне випромінювання від QW спостерігається лише в тому випадку, якщо RTD піддається оптичному збудженню з метою створення значної щільності носіїв меншості, які можуть тунелювати у QW і рекомбінувати з більшістю несучих. У цьому випадку динаміку носія меншості вздовж структури RTD можна простежити за допомогою імпульсного збудження та аналізу випромінювання TRPL.

Щодо контактного RTD, ситуація інша. Під час прямої поляризації як електрони, так і дірки викликають струм через структуру і можуть одночасно досягати QW, де вони можуть рекомбінувати, викликаючи сигнал EL. У цій ситуації імпульсне оптичне збудження повинно викликати лише тимчасове збільшення оптичного випромінювання, накладеного на незалежний від часу сигнал EL. На відміну від цього, коли контактний RTD зміщується у зворотному напрямку, не відбувається інжекції більшості несучих з їх відповідних областей випромінювача у QW, так що струм залишається близьким до нуля, а також оптичне випромінювання від QW. У цьому випадку імпульсне оптичне збудження може викликати перехідний оптичний сигнал, оскільки тільки створені фотоносії меншості будуть сприяти як випромінюванню QW. Однак для контактних RTD аналіз випромінювання QW з дозволом часу за допомогою імпульсного лазера є досить складним, оскільки може включати перехідні процеси як електронів, так і дірок, фотосформованих оптичним збудженням та введених у QW.

На рисунку 3.11 показані характеристики $I(V)$, коли RTD знаходиться у темряві та освітлюється імпульсним лазером з різною інтенсивністю. Криві $I(V)$ показують аналогічні піки резонансу, як обговорювалося в попередніх розділах. У темряві ми спостерігаємо лише піки $I(V)$ під прямими зміщеннями ($> V_{FB}$), і вони пояснюються резонансом більшості дірок та електронів. Під час збудження світла ми спостерігаємо розвиток додаткових піків для зворотних ухилів ($< V_{FB}$, жовта область на рисунку 3.11), які походять від тунелювання оптично створених носіїв меншості. Пік при 1,30 В відноситься до резонансу LN1, а більш невизначена особливість близько 1,20 В може бути пов'язана з резонансом E1 або насиченням фотостворених носіїв. Зазначимо, що навіть при більшому використанні збудження потужності лазера струм при зворотній умові завжди залишається значно меншим, ніж його аналог для прямого стану, тобто при еквівалентній різниці електричних потенціалів між контактами.

Крім того, струм має тенденцію до насичення при напрузі, меншій за $\sim 1,2$ В, що вказує на виснаження носіїв, пов'язане з обмеженням створюваних фотоносіїв.

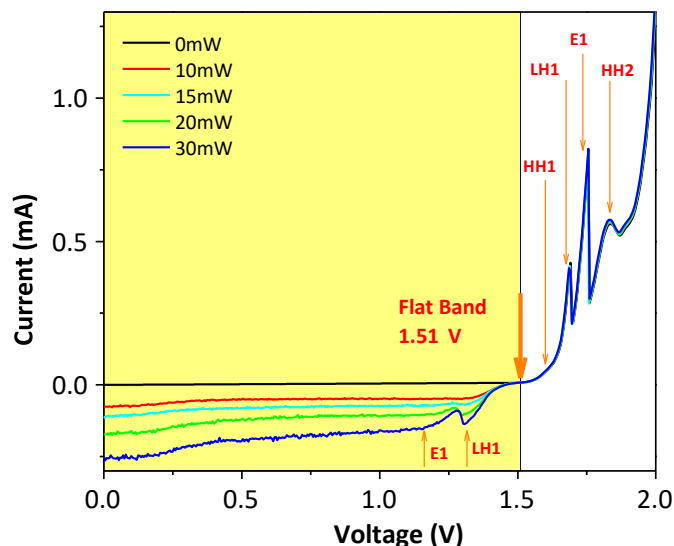


Рисунок 3.11 - Крива характеристик $I(V)$ у темряві та при різних потужностях імпульсного лазерного збудження при 5К. Умова плоскої смуги та тунельні резонанси вказані на графіку. Криву фотоструму можна оцінити шляхом віднімання струму з і без лазерного збудження. Діапазон даних зворотного зміщення показаний під жовтим фоновим графіком

Як обговорювалось у розділі 2, випромінювання QW включає дві смуги, які були віднесені до екситонної рекомбінації та переходу, пов'язаного з акцептором (eA^0), обидві в QW. У цьому розділі ми досліджуємо характерні постійні часу, пов'язані з цими двома викидами при вимірах TR-PL. Це дослідження проводилося як функція прикладеної напруги, включаючи умови зворотного та прямого руху. Вимірювання проводили як у темряві, так і за допомогою імпульсного лазерного збудження, щоб відняти безперервні сигнали від перехідних.

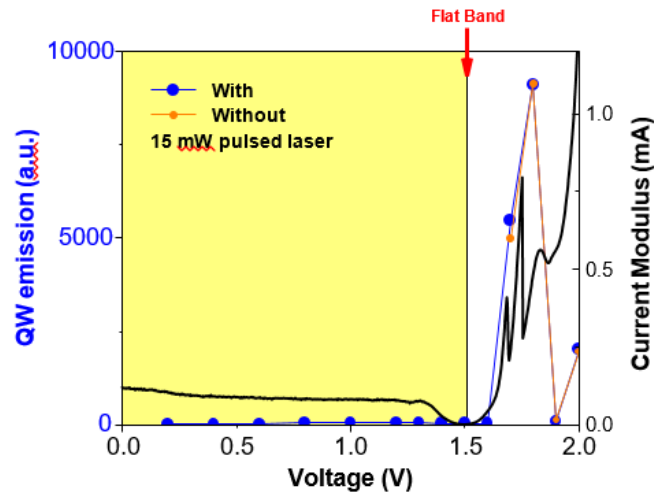
Ми використовували імпульсний лазер з енергією (3,06 eV) більшою, ніж ширина зазору GaAs. Зауважимо, що оскільки лазер сфокусований на поверхні конструкції, носії слід створювати фотознімками переважно у верхньому контактному шарі.

Однак, щоб викликати сигнал QW PL при зворотному зміщенні, несучі меншості також повинні бути створені в QW або на нижньому контактному

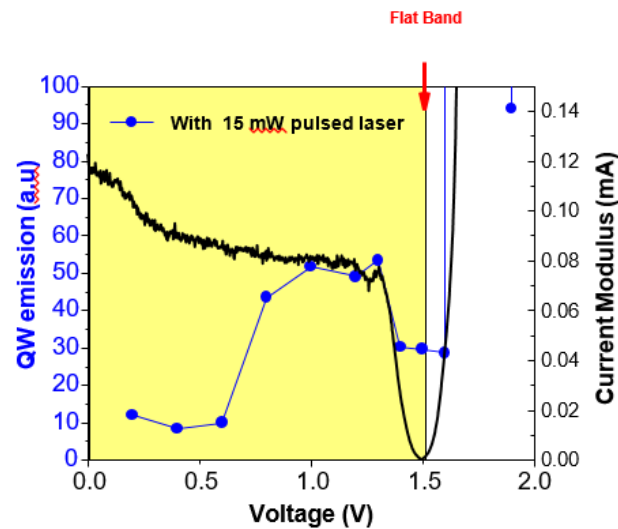
шарі GaAs. Останнє може мати місце, якщо пляма лазерного променя трохи більша за діод, так що фотони збудження також безпосередньо поглинаються на поверхні мези GaAs, створеної травленням. Крім того, для цієї енергії лазера також може виникати пряме збудження на QW. Цей процес має бути відносно неефективним через малий об'єм, пов'язаний з шаром QW, і сильне поглинання лазером на контактних шарах GaAs. Тому для напруг зсуву, коли інжекція від контактів активна, тунелювання повинно переважати над прямим збудженням на QW. Однак за умов плоскої смуги, коли носії не введені в QW, пряме збудження на QW має стати домінуючим процесом.

На рисунку 3.12 представлено сумарне інтегральне випромінювання QW з імпульсним лазером та без нього як функцію напруги зміщення для двох різних діапазонів шкали. Ми також представляємо на цьому рисунку модуль струму через RTD. Ми спостерігаємо величезне зростання випромінювання QW при напругах $> 1,6$, коли сигнал EL через більшість носіїв, що тунелюють у QW, явно домінує над випромінюванням QW, а лазерне збудження викликає лише незначні зміни сигналу (рисунок 3.12 (а)). Для менших напруг випромінювання QW є значно меншим і його можна спостерігати лише в розширеному масштабі на рисунку 3.12 (b). Для цих напруг сигнал EL без збудження лазером стає меншим за рівень, що визначається, і ми спостерігаємо лише випромінювання QW під час лазерного збудження (PL).

Зауважте, що випромінювання QW не опускається до нуля на V_{FB} , коли електричне поле вздовж RTD має бути нульовим, а носії, створені на контактних шарах, не вводяться у QW. Тому залишковий сигнал на V_{FB} повинен надходити від носіїв, безпосередньо сформованих у QW. Підвищене випромінювання QW, коли напруга стає дещо меншою за V_{FB} і електричне поле встановлюється вздовж RTD, повинно впливати з тунелювання носіїв, сформованих на контактних шарах. Для більших зворотних зсувів, тобто менших значень напруги, інтенсивність випромінювання QW має тенденцію до насичення та зменшення, що повинно бути пов'язане, відповідно, з виснаженням фотостворених носіїв та тунелюванням носіїв із QW через великі електричні поля.



(a)



(b)

Рисунок 3.12 - Інтегрована інтенсивність випромінювання QW (a) у темряві та під імпульсним лазерним збудженням 15 мВт при 5К для всього діапазону зміщення. (b) Деталі інтенсивності випромінювання для зворотного зсуву при імпульсному лазерному збудженні. Умова плоскої смуги та тунельні резонанси вказані на графіку

На рисунку 3.13 представлені результати вимірювань PL з часовою роздільною здатністю для нашої структури RTD, коли випромінювання EL є незначним, а випромінювання QW відбувається виключно за рахунок фотообробки носіїв імпульсним лазером, що спричиняє випромінювання PL, що залежить від часу. Перший стовпець (рисунок 3.13 (a)) показує зображення

камер із смугами з випромінювання QW для різних напруг зміщення. Горизонтальна та вертикальна осі зображень відповідають енергії випромінювання та часу. Інтенсивність PL представлена колірною шкалою. Спектри PL, отримані для кожного зображення шляхом інтеграції сигналу за весь часовий діапазон зображення, показані у другій колонці (рисунок 4-3 (b)). У третьому стовпці (рисунок 3.13 (c)) ми наводимо два додаткових спектри для кожного зображення, отриманого шляхом інтеграції випромінювання PL за короткий (від 0,5 до 1,0 нс) та довгий (від 3,5 до 4,0 нс) часовий інтервал, де значення часу відповідають затримці щодо моменту, коли лазерний імпульс потрапляє на зразок. Кожен спектр нормується щодо свого максимуму. Деякі спектри чітко містять дві смуги випромінювання, розділені ~ 20 мєВ, як це також спостерігається в CW PL (розділ 2), позначене як e1 (холодна лінія) та e2 (гаряча лінія) на зображеннях смуг, які були віднесені до eA^0 і e1-hh1 (екситонічна) рекомбінація відповідно до QW.

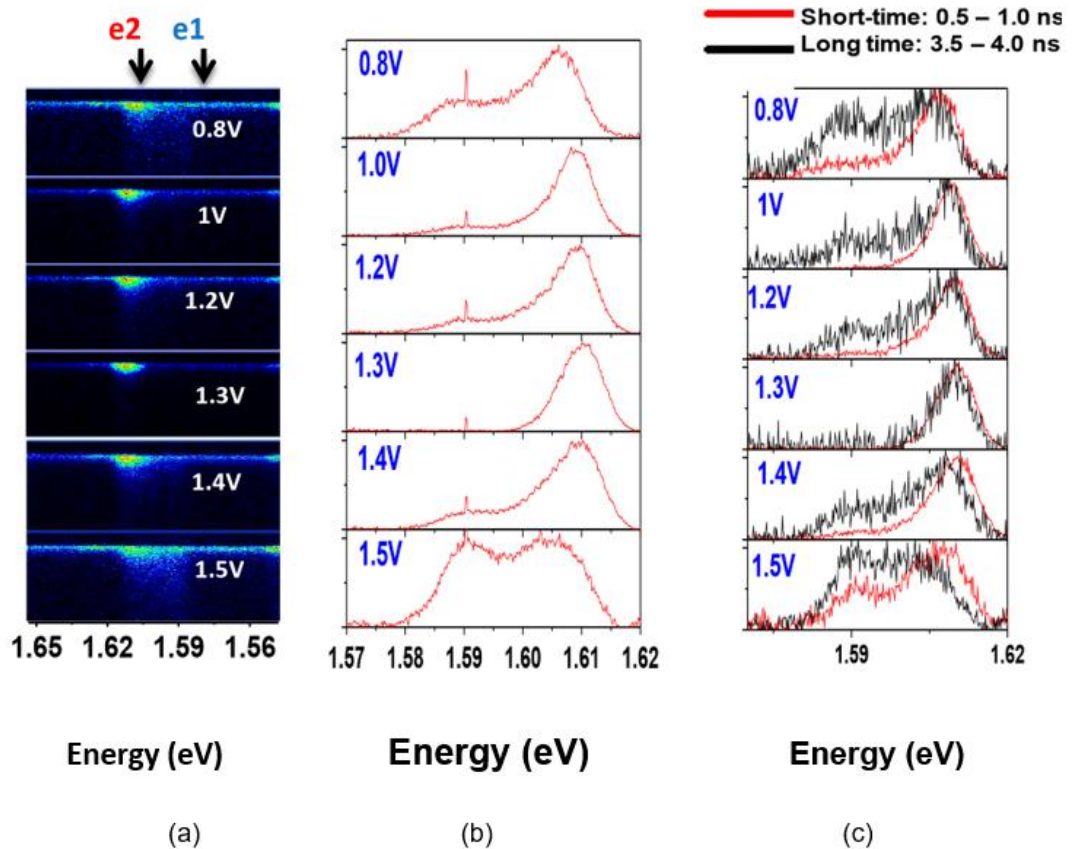


Рисунок 3.13 - (a) Зображення TRPL при $T = 5\text{K}$ та $P = 15\text{ мВт}$ для різних напруг нижче V_{FB} . (b) спектри PL, отримані шляхом інтеграції

всього зображення TRPL і (с) інтегровані спектри PL, отримані шляхом інтеграції різних часових вікон за короткий і довгий час

З пари спектрів на рисунку 3.13 (с) стає очевидним, що смуги e1 та e2 мають різні часи розпаду. Нормовані спектри PL показують, що за тривалих періодів затримки нижня смуга випромінювання (e1) стає сильнішою щодо смуги вищої енергії (e2). З цього результату випливає, що нижня енергетична смуга, пов'язана з акцепторним випромінюванням QW, має більший час розпаду, ніж екситонічна рекомбінація QW.

Для того, щоб проаналізувати часовий спад кожної смуги, ми вилучили два перехідні процеси PL для кожного зображення смуги, отримані шляхом інтеграції зображення TRPL у двох окремих вікнах довжини хвилі з центром у e1 та емісії e2, як показано на рисунку 3.14. При 1,3 В ми спостерігаємо відсутність енергії e1, тому перехідний також відсутній. Часи розпаду (τ_d) були отримані для кожного випромінювання (e1 та e2) як функція зміщення шляхом встановлення затухаючої частини перехідних процесів однією експоненціальною функцією (див. Суцільну лінію на вставці рис. 3.14) [30],[31].

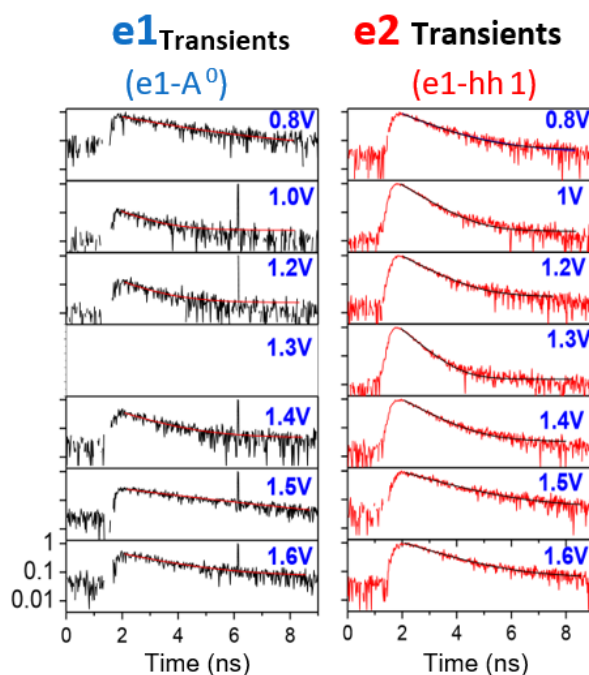


Рисунок 3.14 - Перехідні процеси PL, отримані шляхом інтеграції сигналу PL для інтервалу довжини хвилі 1 нм навколо кожного випромінювання, відповідають інтегральній інтенсивності (а) меншої енергії (e1) та (б) більшої енергії (e2) випромінювання QW гурти. Для

оцінки значень часу спаду кожного випромінювання було зроблено підгонку перехідного сигналу PL

На рисунку 3.15 показані значення τ_d , отримані для перехідних процесів діапазонів випромінювання QW e1 та e2 як функція напруги зміщення. Час спаду для обох діапазонів випромінювання демонструє схожу тенденцію з напругами зміщення, однак значення τ_d з нижньої енергетичної смуги (e1), пов'язаної з переходом e-A0, завжди більші, ніж значення, отримані з екситонної смуги (e2). Цей результат узгоджується і підтверджує віднесення нижньої енергетичної зони до переходу, пов'язаного з неглибокістю. Для сипучих матеріалів ці переходи зазвичай мають значно більший час розпаду, однак очікується, що час їх розпаду стане якимось чином меншим у разі домішок, що містяться в WQ [32],[33],[34]. Однак ми все ще очікуємо, що переходи QW, що включають рівень домішки, повинні мати значення τ_d довші, ніж екситонічний перехід QW, що має бути $< \sim 1$ нс, як це отримано.

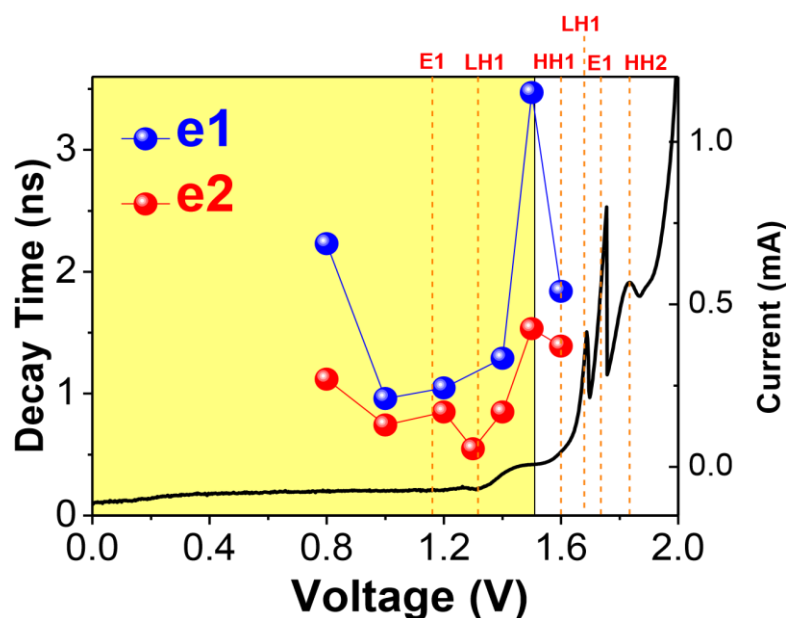


Рисунок 3.15 - Характерний час ФЛ, отриманий шляхом встановлення перехідного періоду ФЛ кожного відповідного випромінювання, меншої енергії (e1) та більшої енергії (e2) діапазонів PL QW

З малюнка 3.15 також зазначаємо, що з переходом від V_{FB} до менших напруг час затухання для обох діапазонів випромінювання стає дещо меншим. Це досить дивовижний результат, оскільки можна було б очікувати,

що поява тунельних фотостворених носіїв має якимось чином призвести до затримки випромінювання розпаду.

Більш швидкий час розпаду з більшими електричними полями (менші напруги зміщення) можна пояснити тунелюванням носіїв із QW. Однак це повинно відбуватися лише для більш високих полів (менші напруги), коли QW PL має знижену інтенсивність. Тут ми знову бачимо протиріччя, оскільки час спаду показує збільшені значення для найменшої напруги на рисунку 3.15. Ці скорочення вказують на те, що в невеликій різниці τ_d із застосованим ухилом повинен переважати інший ефект, який може бути, наприклад, концентрацією носіїв у QW.

Зміна концентрацій носіїв у QW також має бути основним ефектом, який визначає відносну інтенсивність двох смуг випромінювання на спектрах ФЛ на рисунку 3.13. Для значень зсуву навколо резонансу $hh1$ ($\sim 1,3$ В) випромінювання інтенсивності $e1$ зменшується до незначного значення, а в спектрах PL переважає гаряча лінія, пов'язана з екситонною рекомбінацією ($e2$). Цей результат узгоджується з нашим попереднім аналізом EL, який показав, що збільшена смуга випромінювання QW, пов'язана з акцептором, безпосередньо пов'язана зі збільшенням концентрації електронів на QW. Дійсно, нижня енергетична смуга $e2$ стає відносно міцнішою при V_{FB} , коли в QW безпосередньо створюються електрони та дірки з подібними концентраціями та для напруг $< 1,3$ В, коли ми наближаємось до резонансу $e1$.

На рисунку 3.16 представлено зображення TR з випромінювання QW для напруг прямого зміщення ($V > V_{FB}$). Ми проаналізували дві різні умови: у темряві, без оптичного збудження, коли присутній тільки випромінювання EL і при імпульсному лазерному збудженні, коли присутні як EL, так і PL. Таким чином, нам вдалося проаналізувати вплив збільшеної щільності носіїв, що генерується імпульсним лазером, на оптичні властивості RTD. Випромінювання EL вже обговорювалося, і воно демонструє сильну залежність від застосованого зсуву. Загалом, у випромінюванні QW переважає пік високої енергії ($e2$), пов'язаний з екситонним переходом, за винятком діапазону напруг електронного резонансу, де низькоенергетична смуга ($e1$), пов'язана з неглибоким переходом, пов'язаним з акцептором у QW домінує. Імпульсний лазер зазвичай викликає невелике збільшення смуг випромінювання EL. Однак при деяких критичних значеннях зміщення імпульсний лазер може спричинити зменшення деякої смуги EL.

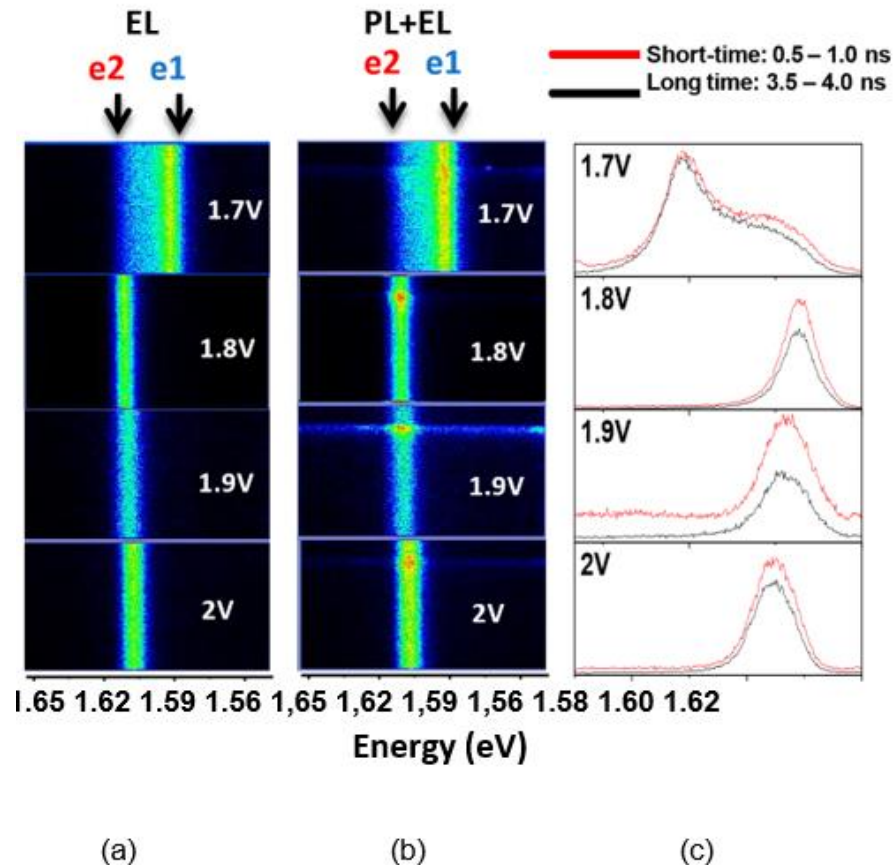


Рисунок 3.16 - Зображення TR при $T = 5\text{K}$ та $P = 15\text{ мВт}$ для різних напруг при $V > V_{\text{FB}}$ (а) у темряві, де присутній лише EL, та (б) з імпульсним лазерним збудженням. (с) спектри PL, отримані шляхом інтеграції всього зображення TRPL наведених в додатку Ж

Для того, щоб проаналізувати часовий спад QW під прямими упередженнями, ми провели окрему процедуру, ніж тоді, коли RTD було зворотно зміщеним. Тепер, перш ніж аналізувати перехідні процеси, ми повинні порівняти зображення TR, отримане з імпульсним лазером і без нього, як показано на рисунку 3.16 (а) та (б) для деяких напруг зміщення. Пари спектрів, отримані з цих зображень, рисунок 3.16 (с), показують, що лазерне збудження викликає дуже незначні зміни випромінювання QW.

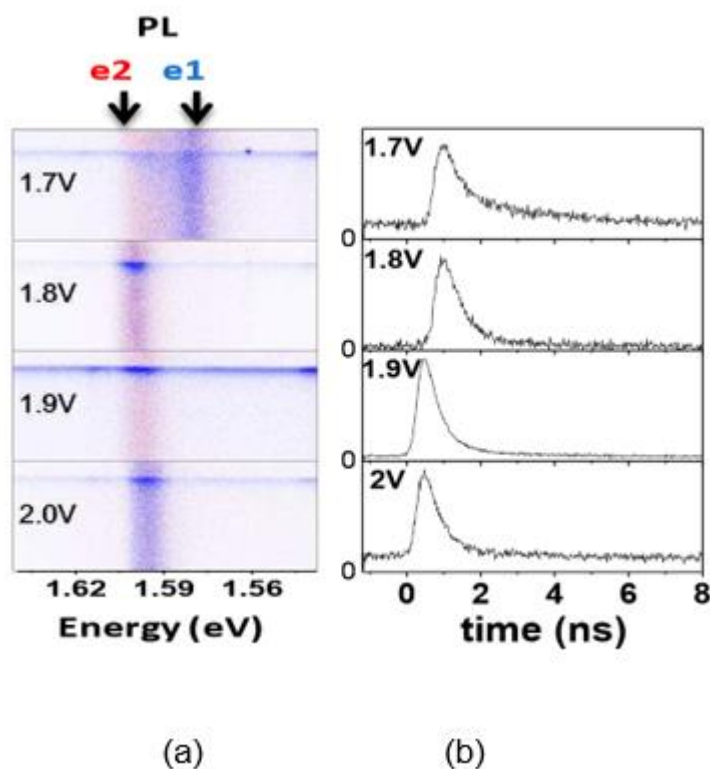


Рисунок 3.17 - (a) TR Зображення, отримані шляхом віднімання TR (EL) від TR (EL+PL) при $T = 5\text{K}$ та $P = 15\text{mW}$, для різних напруг при $V > V_{\text{FB}}$. Колірна шкала вказує на інтенсивність сигналу після процедури віднімання, де синій колір позначає позитивні значення, а червоний колір вказує на негативні значення. (b) Перехідні процеси отримуються шляхом інтеграції всього зображення TRPL

На рисунку 3.17 (a) показані розрахункові зображення, отримані шляхом віднімання зображень, виміряних без лазера, від зображень, отриманих за допомогою лазера для тих самих напруг зміщення, щоб ми могли зосередитися на ефекті імпульсного збудження. Вплив імпульсного лазера на ці напруги призводить до збільшення як діапазонів випромінювання QW e1, так і e2, що призводить до появи нормальних перехідних процесів, рисунок 3.18, подібних до тих, що отримані при зворотній умові.

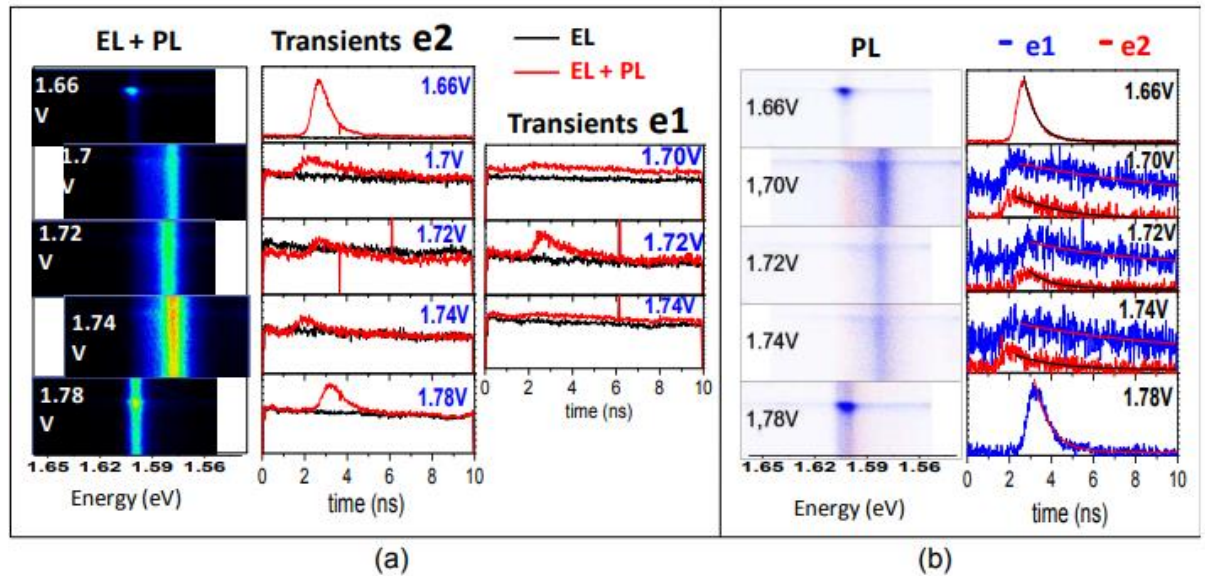


Рисунок 3.18 - (а) Зображення TR при $T = 5\text{K}$ та $P = 15\text{ мВт}$ для різних напруг при $V > V_{\text{FB}}$ без (EL) та з (EL+PL) імпульсним лазерним збудженням. (б) Перехідні процеси PL, отримані з процедури віднімання, поясненої у тексті, шляхом інтеграції довжини хвилі для кожного випромінювання QW (e1 та e2) та відповідне експоненційне налаштування перехідного розпаду також показано на кожному перехідному процесі

Навпаки, для деяких критичних напруг ми спостерігали протилежний ефект, коли випромінювання QW зменшується, коли імпульсний лазер досягає RTD. У цьому випадку відняті зображення можуть подавати позитивні та негативні сигнали, як показано на рисунку 3.17 для деяких критичних напруг, близьких до початку та піку резонансу e1, і відображається червоним кольором на зображеннях із смугами PL, рисунок 3.17 (b). Цей ефект стає зрозумілим для перехідних процесів на рисунку 3.19.

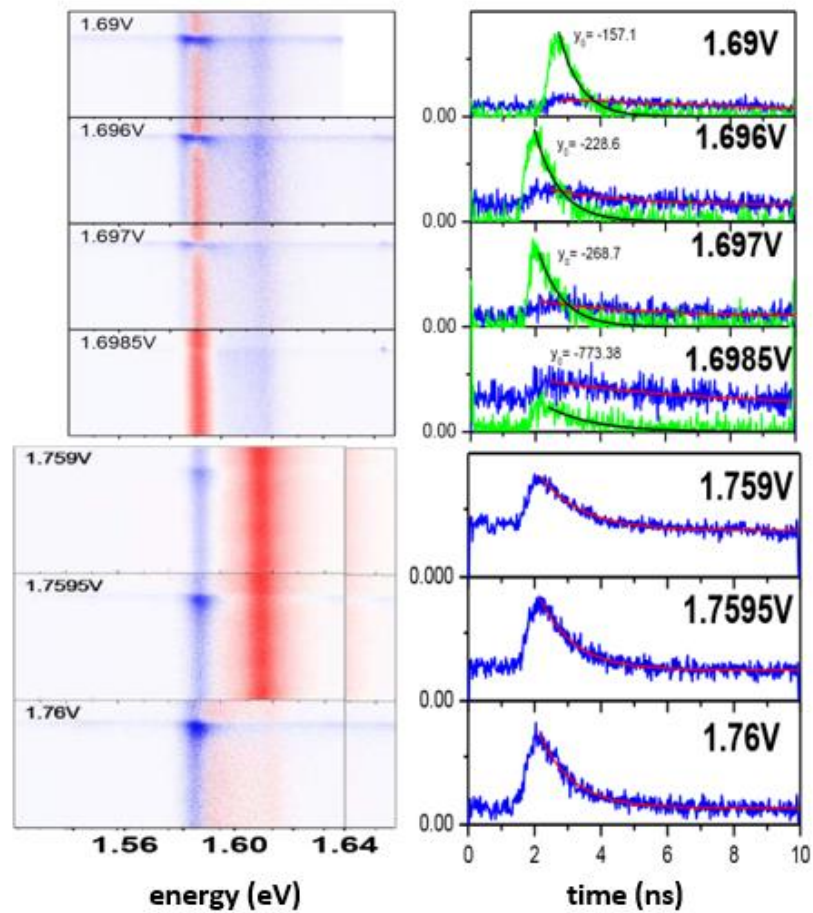


Рисунок 3.19 - (а) Зображення TRPL при $T = 5\text{K}$ та $P = 15\text{ мВт}$ для різних напруг при $V > V_{\text{FB}}$, отриманих із зображень без збудження (темне), віднятих від зображень під час імпульсного лазерного збудження, тут позначено Pure PL, де синій колір шкали вказує на позитивні, а червоний колір на негативні значення інтенсивності. (б) Деякі критичні перехідні процеси зсуву, близькі до резонансу $e1$, демонструють зменшення загальної люмінесценції (чиста негативна PL), тут показано зеленим кольором, коли додається константа (y_0), щоб отримати час затухання

Насправді, лазерне збудження, здається, породжує два окремі ефекти: постійний зсув інтенсивності даної смуги випромінювання QW на негативне/позитивне значення та позитивний перехідний процес поверх нового значення інтенсивності фону. Таку поведінку можна пояснити тривалим ефектом, коли усереднене лазерне збудження змінює розподіл заряду вздовж структури, що змінює відносну інтенсивність двох смуг випромінювання QW, так що одна з смуг випромінювання EL стає меншою під час лазерного збудження.

Крім цього тривалого часу, миттєві додаткові носії, створені імпульсом, породжують звичайний позитивний перехідний процес. Тому, щоб проаналізувати ці критичні напруги, ми додали позитивну константу до вирахованих перехідних процесів з від'ємними значеннями до її аналізу. Отримані значення представлені на рисунку 3.20.

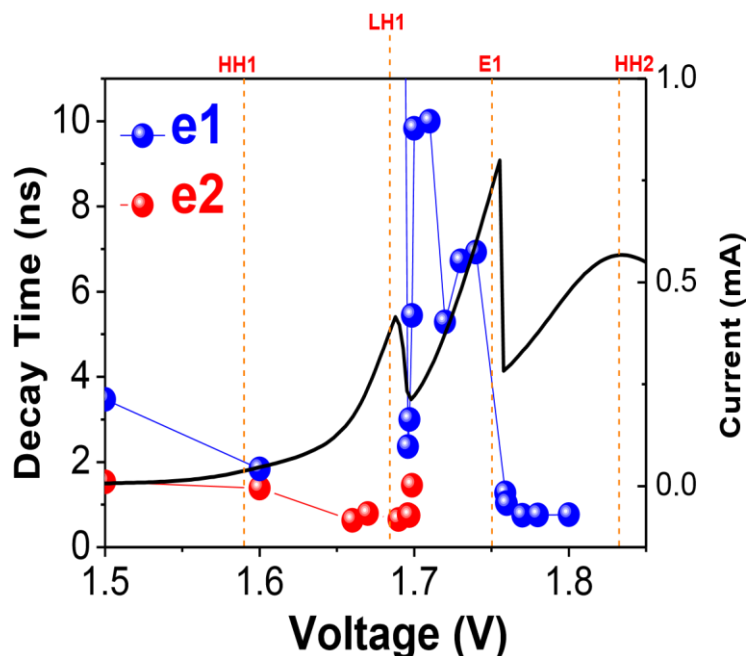


Рисунок 3.20 - Час затухання PL, отриманий шляхом встановлення чистих перехідних процесів PL кожного випромінювання, меншої енергії (e1) та більшої енергії (e2) діапазонів PL QW, коли RTD упереджений

Часи затухання, отримані для прямого зсуву (рисунок 3.20), представляють значення з величиною, подібною до тієї, що була отримана при зворотному зміщенні діода, де можна спостерігати найбільш значне збільшення навколо резонансу e1, оскільки час затухання стає більшим, коли концентрація електронів у QW висока.

Інший цікавий ефект, що спостерігається у цьому зразку, - це різка зміна EL при аналізі зображень TR без лазерного збудження TREL. Цей ефект виникає при значеннях зміщення, близьких до області NDR, де очікується бістабільність в струмі діода і де він може представляти коливання високочастотного сигналу. На рисунку 3.21 представлені деякі зображення смуг із відповідними значеннями зміщення з їх спектрами та перехідними процесами.

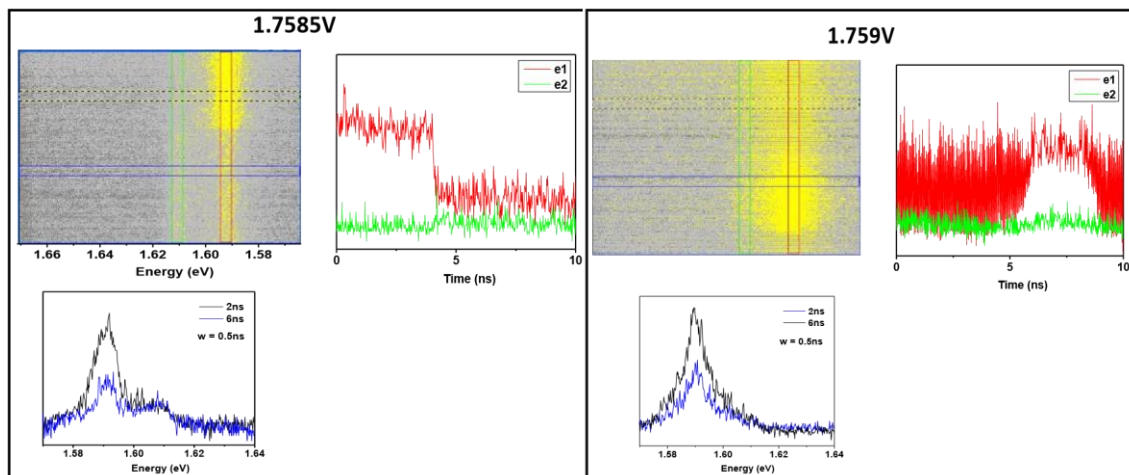


Рисунок 3.21 - Перехідні процеси PL, отримані з зображень смуг, зроблених за двох характерних ухилів у області NDR, де спостерігається різке коливання інтенсивності EL

У цьому типі вимірювань (рисунок 3.21), на відміну від інших даних TR, представлених раніше, інтеграція сигналу береться лише до одного лазерного імпульсу. Таким чином, можна слідувати за своєрідним «телеграфічним шумом», який повинен бути пов'язаний з гістерезисом у розподілі електронів у структурі, переважно в області зсуву негативного опору. Цей ефект може бути корисним для пристроїв, оскільки система працює як осцилятор між двома випромінюваннями, розділеними на 20 меВ, що є різним ефектом, що спостерігається в такій структурі.

3.3 Дослідження магнітотранспорту та магнітоелектролюмінесценції в контактних резонансних тунельних діодах.

У цьому розділі ми досліджували магнітно-електролюмінесценцію (EL) пінових структур GaAs / AlAs з подвійним бар'єром, що вирішуються поляризацією.

На рисунку 3.22 показані типові криві характеристик $I(V)$ пристрою, виміряні при $T = 2K$ для кількох магнітних полів. Виразні резонансні піки, пов'язані з електронами і дірками, спостерігаються в вольт-амперних характеристиках, $I(V)$. Як пояснювалося раніше, резонансне тунелювання може

відбуватися внаслідок вирівнювання двовимірних (2D) обмежених станів у шарах накопичення [35] з резонансними станами QW.

Зокрема, на рисунку 3.22 спостерігаються три резонансні піки, які пов'язані з резонансним тунелюванням через обмежені LH1, E1 та HH2, зазначені в QW. Результати подібні до спостережуваних результатів при $B = 0T$ (Розділ 2) Під великими магнітними полями після основного резонансу E1 спостерігаються додаткові особливості, пов'язані з добре відомими резонансними магнітно-тунелювальними процесами з розсіюванням [36].

Якщо двовимірні гази (двовимірні діркові гази (2DHG) або електронні гази (2DEG)), що утворюються в акумуляційних шарах, мають переважну спінову поляризацію, вони можуть виступати як спіново поляризовані джерела для носіїв, обмежених у QW. Зокрема, ми раніше спостерігали для RDT типу p та n-типу, що ця ін'єкція, здається, дуже ефективна при низьких напругах [37],[38]. Однак при більш високій напрузі виникають інші ефекти, які можуть вплинути на спінову поляризацію носіїв, наприклад утворення екситонів (або трионів) та додаткові процеси розсіювання.

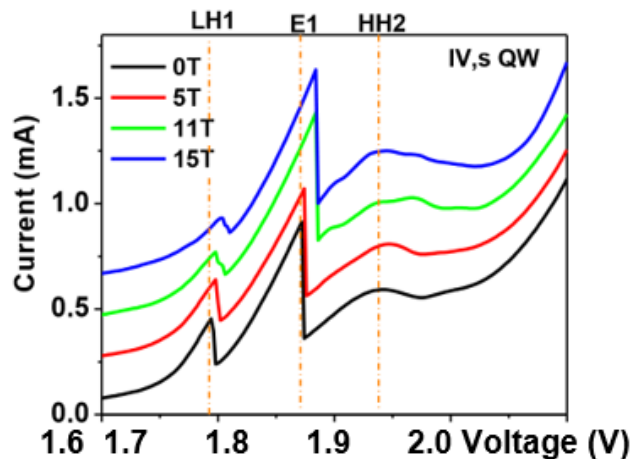
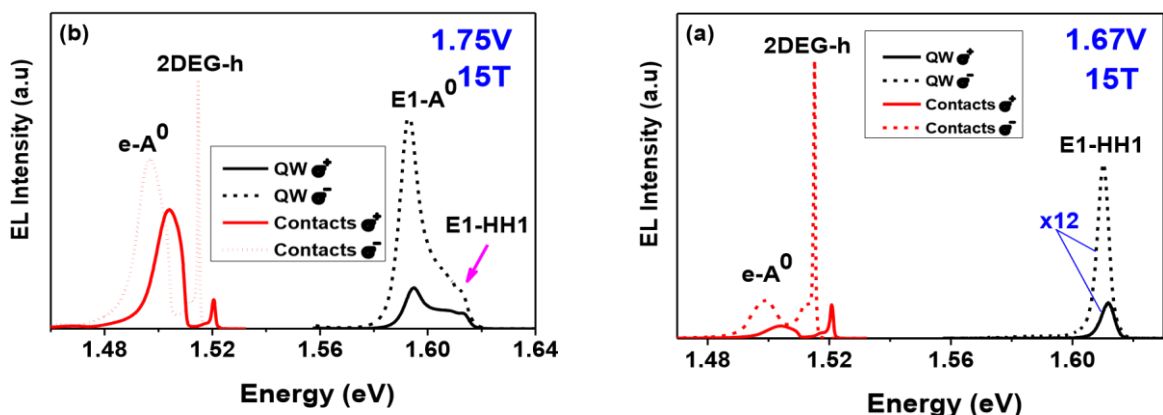


Рисунок 3.22 - Характерні криві $I(V)$ для різних магнітних полів при температурі $T = 2K$. Кожна крива IV зміщується на 0,2 мА вгору

У цій роботі ми досліджували спінову поляризацію носіїв у контактному RTD шляхом аналізу правої (σ^+) та лівої (σ^-) циркулярно поляризованої електролюмінесценції (EL) від контактних шарів та QW як функції прикладеної напруги та під магнітні поля до 15T. Як згадувалося в попередньому розділі, при прикладених напругах процеси рекомбінації електронних отворів можуть відбуватися в різних регіонах RTD.

Насправді, спектр електролюмінесценції (EL) виявляє багато цікавих особливостей і складається з ліній випромінювання, відповідних як рекомбінації в QW, так і рекомбінації електронів (дірок), які проходять через обидва бар'єри для рекомбінації як носії меншості в р-типі (n -типу) шари бічних контактів. На рис. 3.22 показані типові спектри EL з поляризацією для контактних шарів GaAs та QW під магнітним полем для різних прикладених напруг. Як обговорювалося раніше (розділ 2), випромінювання QW складається з двох смуг, розділених приблизно 21 меВ. Найвищий енергетичний пік відповідає рекомбінації електронів, обмежених на першому електронному рівні (E1), і дірок, обмежених на першому рівні важкої дірки (HH1) (перехід, позначений E1-HH1), тоді як нижня лінія випромінювання відповідає рекомбінації електронів на рівень E1 з нейтральними акцепторами в квантовій ямі (позначений E1-A0). Інтенсивність цих ліній EL сильно залежить від прикладеного зміщення і зазвичай показує піки при напругах, що відповідають умовам резонансного тунелювання електронів і дірок. Загалом, ці викиди негативно поляризовані та залежать від напруги. Крім того, випромінювання з контактних шарів також негативно поляризоване і має складну форму, що включає смугу з n-легованої області та смугу з р-легованої області та залежні від напруги вузькі піки (позначені 2DEGh), які будуть розглянуті нижче.

Рисунок 3.23 показує кольорові карти випромінювання EL та загальної інтегральної інтенсивності EL (включаючи смуги енергії від n-сторони та р-сторони контактів) контактного випромінювання як функцію напруги зміщення для $B = 8$ і 15 Т, на яку ми також включили криві характеристик $I(V)$. Ми помітили, що загальна інтегральна інтенсивність EL має хорошу кореляцію з кривою характеристик $I(V)$. Смуги випромінювання складні і обумовлені випромінюванням від бічних контактів n-типу та р-типу. Очікується також, що буде спостерігатися рекомбінація носіїв із нелегованого просторового шару (об'ємний екситон, VE), і його енергія знаходиться в тій же області, що легує n.



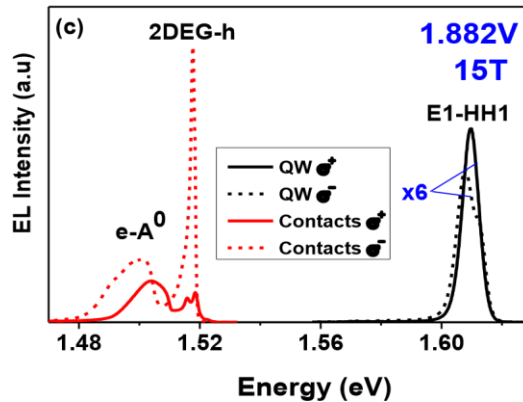


Рисунок 3.23 - Поляризація дозволила спектри ЕЛ σ^+ і σ^- , взяті при різних напругах як для QW, так і для контактних областей при 15Т 2К

Ця смуга випромінювання залишається в основному постійною в енергії зі збільшенням прикладеної напруги зміщення, як і очікувалося. Однак її інтенсивність явно залежить від напруги. Наприклад, ми помічаємо, що випромінювання акцепторної смуги має більшу інтенсивність навколо електронно-резонансних напруг та умов резонансного тунелювання за допомогою розсіювання, ймовірно, через збільшення щільності електронів, що надходять на бічний контакт р-типу для цих умов. Крім того, ми спостерігаємо додаткові різкі піки ЕЛ, які відображають як положення енергії, так і інтенсивність, явно залежні від напруги. Зокрема, ми зауважимо, що в області 1,8-1,9 В ці залежні від напруги ЕЛ різкі піки спостерігаються лише під великими магнітними полями. Ми пов'язуємо ці піки з просторово -непрямою рекомбінацією між вільними носіями та носіями, обмеженими двовимірними газами, локалізованими у трикутних лунках, утворених у шарах накопичення.

По-перше, ми зосередимось на діапазоні ЕЛ, який виникає при напрузі, трохи більшій за умови плоскої смуги. Ця смуга має чітко виражений червоний зсув зі збільшенням напруги. Ця характеристика узгоджується з викидом 2D-газу, що утворюється на накопичувальному шарі прикладеною напругою. При прямому зсуві ми очікуємо, що 2DEG вже сформований на шарах накопичення. Ми відносимо перехід, що спостерігається в діапазоні 1,5-1,7 В, до рекомбінації між обмеженими електронами на 2DEG та вільними дірками (2DEG-h). Ця атрибуція базується на тому факті, що оптичні переходи, що включають 2DEG-h, спостерігалися лише під великим магнітним полем. Цей

ефект ще не пояснений теоретичною моделлю, але, ймовірно, пов'язаний з різними ефективними масами та рухливістю електронів і дірок [37],[38].

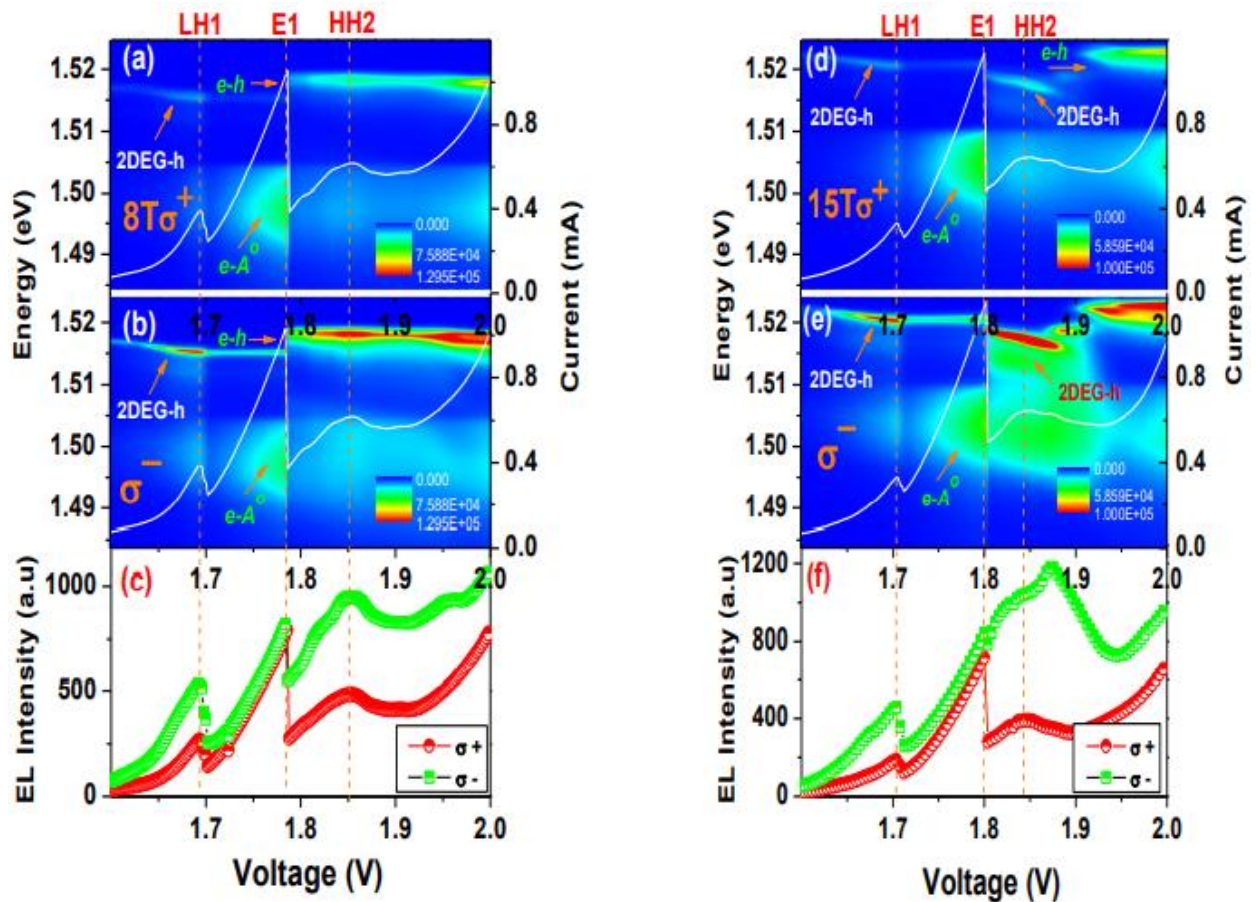


Рисунок 3.24 Кольорово позначені карти поляризованого випромінювання EL, що виникає внаслідок рекомбінації в зоні контакту GaAs як функція прикладеного зміщення для різних значень магнітного поля 8T (a, b) та 15T (d, e) при $T = 2\text{K}$. Поляризація дозволила зменшити інтенсивність EL як функцію зміщення при 8T (c) та при 15T (f)

Крім того, це випромінювання, що залежить від напруги, явно сильно σ^- поляризоване. Для більш високих магнітних полів ($B = 15\text{T}$) ми спостерігаємо додаткове залежне від напруги циркулярно поляризоване випромінювання при більш високих прикладених напругах ($V \geq 1,8$ вольт). Його підйом надзвичайно різкий і збігається з нульовим переходом об'ємного екситона (BE). Ми пов'язуємо цей пік з рекомбінацією електронів 2DEG і вільних дірок (2DEG-h). Така інтерпретація узгоджується з тим, що це випромінювання не спостерігалось при нульовому магнітному полі [38]. Крім того, різке зміна інтенсивності та положення енергії цього випромінювання ($\sim 1,8$ В) демонструє

очевидну кореляцію з припиненням каналів тунелювання електронного резонансу. Крім того, раптові переходи від об'ємного екситону до 2DEG-h переходу раніше спостерігалися на високоякісних гетеропереходах GaAs/AlGaAs, легованих модуляцією, як функція магнітного поля та резонансних тунельних діодів типу n [37],[39]. Раніше було встановлено для гетеропереходів GaAs/AlGaAs, легованих модуляцією, що випромінювання 2DEG-h спостерігалось лише для факторів заповнення $\nu < 2$ [40],[42],[41].

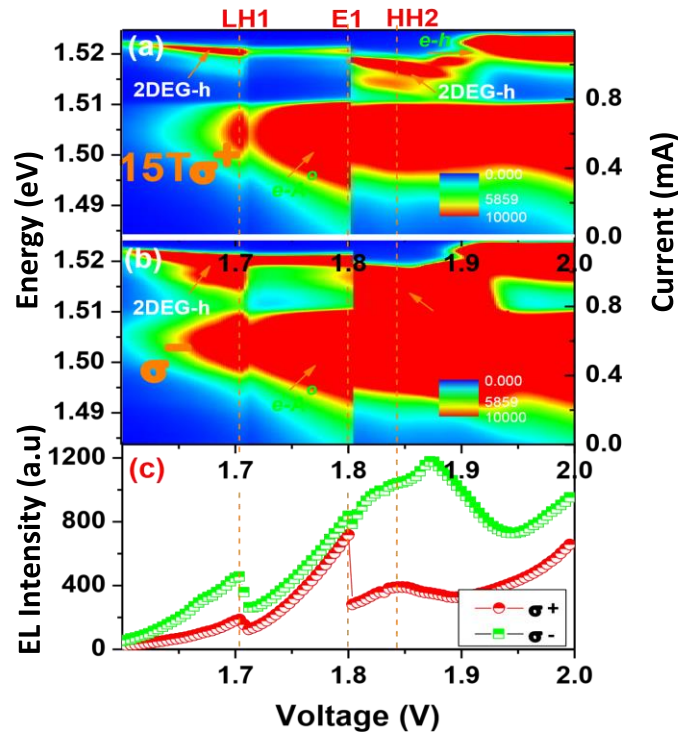


Рисунок 3.25 - (a) (b)-ті самі результати, як показано на рисунку 3.24 (d, e) в іншій кольоровій шкалі, і (c) Поляризація дозволила змінити інтенсивність EL як функцію зміщення

Ці результати були пояснені простою феноменологією моделі, яка розглядає генерацію екситонів далеко від межі поділу, що містить 2DEG, з подальшою її дифузією та дисоціацією поблизу поляризованого 2DEG, що може спричинити перехід 2DEG-h. Цю модель екситонної дифузії не можна безпосередньо застосувати для резонансних тунельних діодів, оскільки вільні носії досягають 2D-областей газу переважно за допомогою тунелювання. Однак ми також спостерігали різкий перехід від об'ємного екситону до піків 2DEG-h шляхом зміни прикладеного зміщення одразу після електронного резонансу. Виняток становить зникнення піку 2DEG-h при $\sim 1,9$ Вольт для 15T,

що, ймовірно, може бути пов'язано з межею спостереження $\nu < 2$. Фактично, збільшення прикладеної напруги та збільшення електричних полів уздовж структури призводить до збільшення щільності носіїв у 2DEG, що утворюється у шарі накопичення. Отже, умова $\nu = 2$ дійсно може бути досягнута при $\sim 1,9$ Вольт і 15Т, що пояснює різке зменшення інтенсивності випромінювання 2DEG-h навколо цієї напруги. Проте кількісний аналіз цих результатів вимагає розробки іншої теоретичної динамічної моделі для цієї дуже складної системи.

Ми також зауважуємо, що випромінювання 2DEG-h розпадається на два піки приблизно на 1,87 Вольт, що, ймовірно, пов'язано з іншим обмеженим станом 2DEG (рисунок 3.23 (c) та рисунок 3.24 (d) та (e) додаток К). Рисунок 3.25 та 3.26 більш детально ілюструють ці залежності від напруги піки для 15Т.

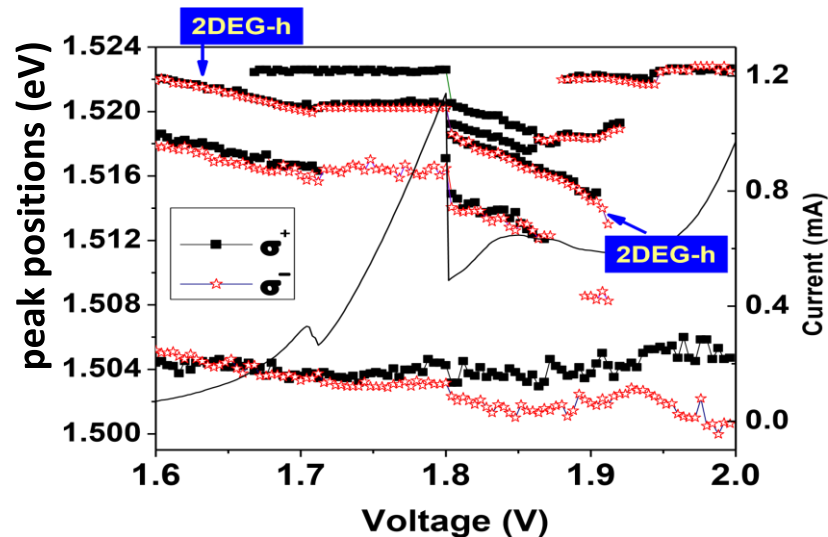


Рисунок 3.26 - Залежність пікових позицій контактного випромінювання EL, що показує складне залежне від напруги випромінювання EL на контактних шарах під 15Т при 2К

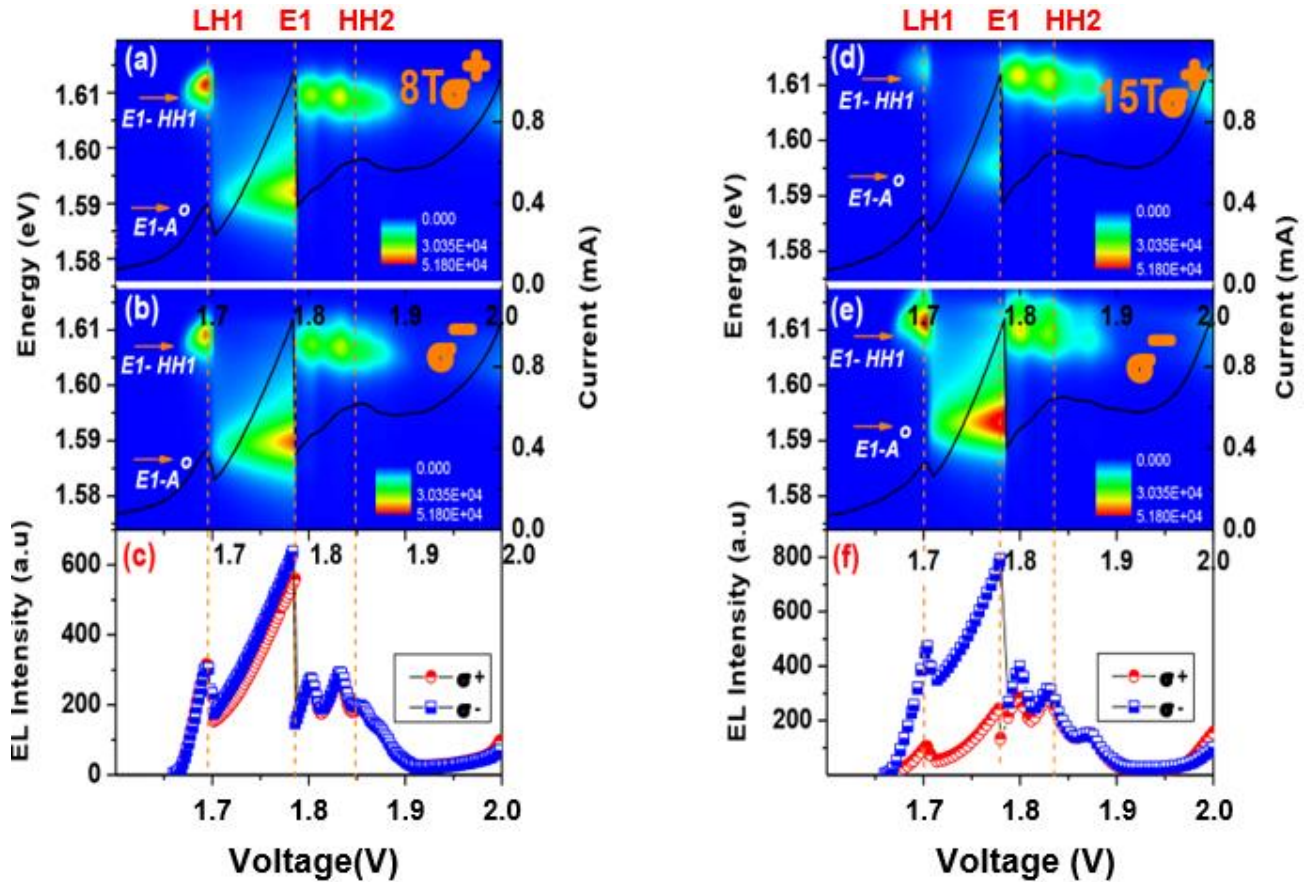


Рисунок 3.27 - $I(V)$ характеристики кривої і колір кодується карти поляризації дозволені EL емісії за рахунок рекомбінації в QW регіоні в залежності від прикладеного зміщення для різних значень поля 8T магнітного (а, б) і 15T (д, е) при $T = 2K$. Поляризація дозволила зменшити інтенсивність ЕЛ у залежності від зміщення (с, ф)

На рисунку 3.27 представлені кольорові карти та залежність загальної інтегральної інтенсивності QW EL від напруги для $\sigma+$ та $\sigma-$ поляризацій під двома різними магнітними полями $B = 8T$ та $B = 15T$. Сумарний QW EL має коливання інтенсивності, які корелюють з кривою $I(V)$. Інтенсивність QW PL повинна бути пропорційною добутку густин електронів і дірок всередині QW. Це пояснює різке зростання EL на порозі тунелювання дірок у QW, одразу після резонансу LH1, а також зменшення інтенсивності EL при вищих напругах через зростання ймовірності тунелювання носіїв із QW. Результати також чітко показують, що випромінювання QW також сильно $\sigma-$ поляризоване.

Крім того, подібно до випадку $B = 0T$ (глава 3), випромінювання QW представляє дві смуги, розділені приблизно 21 меВ. Як обговорювалося раніше, найвищий енергетичний пік був приписаний E1-HH1, тоді як нижня лінія випромінювання відповідає рекомбінації електронів з нейтральними акцепторами в квантовій ямі (позначена E1-A0). Подібно результатам, отриманим для $B = 0T$, інтенсивність EL демонструє різку зміну для обох смуг, особливо для порогового значення та піку I (V), пов'язаного з резонансним тунелюванням електронів E1. Цей ефект призведе до різких змін ступеня поляризації QW, що буде показано на рисунку 3.28.

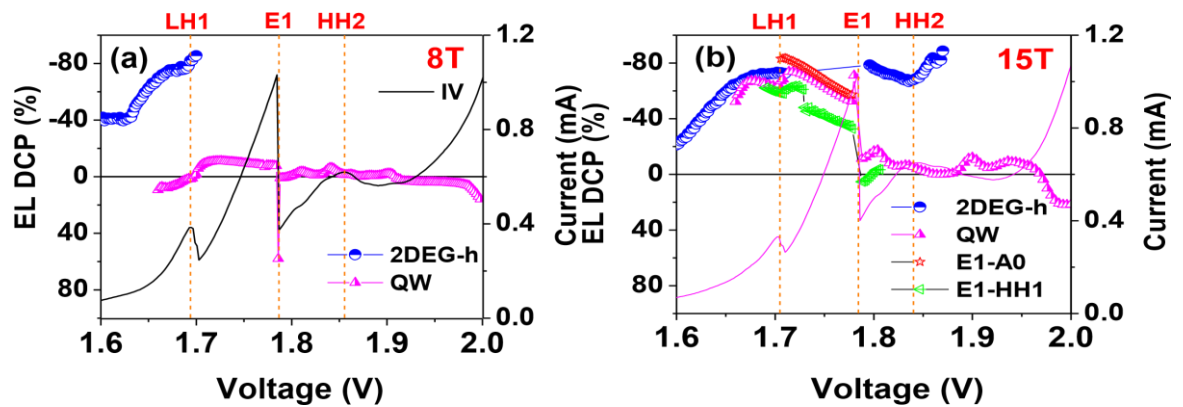


Рисунок 3.28 - Залежність ступеня кругової поляризації EL для (a) загального випромінювання QW та для випромінювання 2DEG-h при 8T 2K (b) Залежність ступеня поляризації від випромінювання 2DEG-h для напруги загальне викид QW та для ліній рекомбінації E1-A0 (червоні символи) та E1-HH1 (зелені символи) під 15T та 2K

На рисунку 3.28 представлена залежність ступеня кругової поляризації (DCP) від напруги, отримана для діапазонів випромінювання QW, 2DEG-h під 8 і 15T. DCP розраховували за допомогою співвідношення

$$DCP = (I^{\sigma^+} - I^{\sigma^-}) / (I^{\sigma^+} + I^{\sigma^-}),$$

де I^{σ^+} і I^{σ^-} - інтегральна інтенсивність правого та лівого циркулярно - поляризованих викидів.

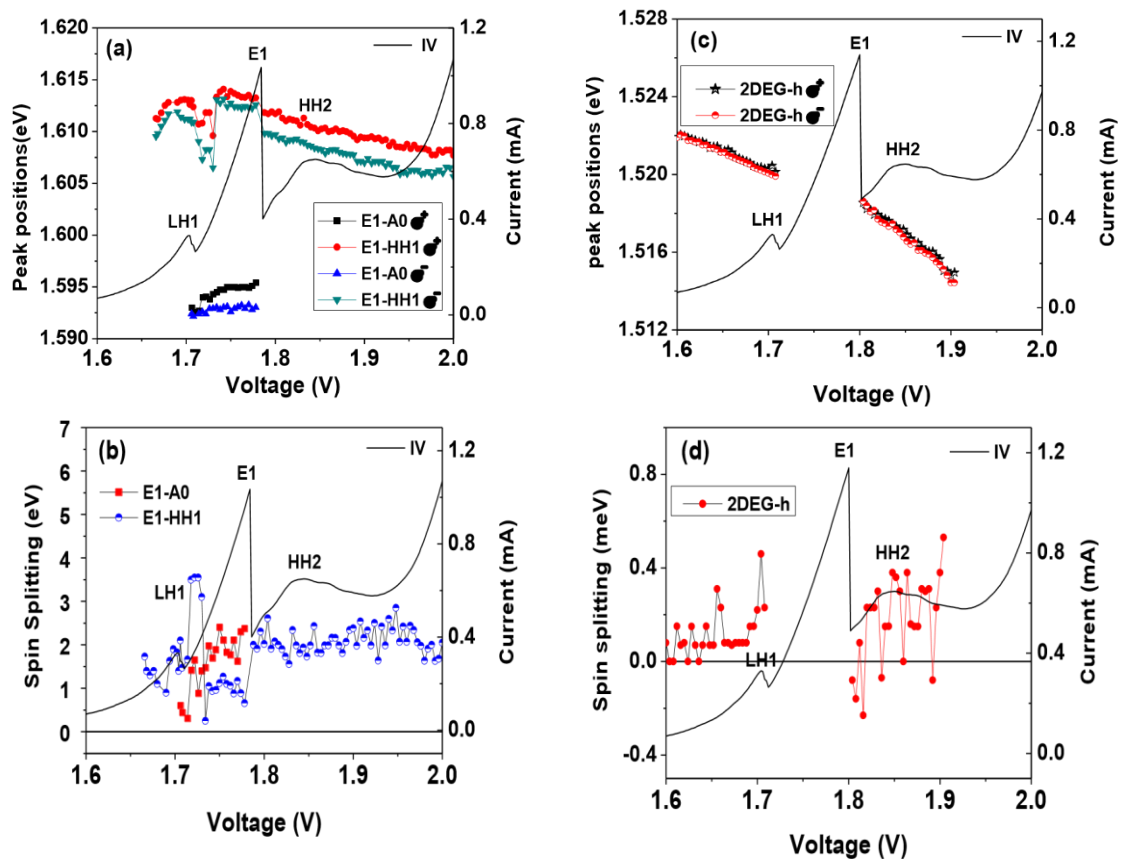


Рисунок 3.29 - Залежність напруги зсуву (а) позицій піків QW (б) енергії спінового розщеплення QW (с) положення піків 2DEG-год (д) енергії розщеплення 2DEG-год за 15Т та 2К

Малюнки 3.29 (а) та (с) показують залежність QW та піку 2DEG-h від напруги як для поляризації, так і для спінового розщеплення (малюнки 3.29 (б) та (д)) під 15Т. Для обох значень магнітного поля ми спостерігаємо, що DCP QW змінюється в залежності від прикладеного зміщення, як показано на (рисунок 5-7 (а) та (б)), тоді як спінове розщеплення QW залишається в основному постійним для всіх прикладених напруг, як показано в Рисунок 3.29 (а).

Тому ступінь поляризації QW не може бути віднесена виключно до ефекту теплового залучення. Спін-розщеплення QW може бути частково відповідальним за негативний DCP, але воно не може пояснити зміни напруги, які, здається, пов'язані з нагнітанням носіїв уздовж структури та з природою діапазонів випромінювання (E1- HH1 або E1- A0). Ми також оцінили DCP для випромінювання 2DEG-h для діапазонів напруги, де вони спостерігаються. 2DEG-h показує сильне коливання напруги, яке може бути пов'язане зі зміною щільності 2DEG, оскільки в цьому діапазоні напруги

щільність 2DEG тільки сформувалася і починає заповнюватися, а потім зменшується через початок тунелювання отворів. Ступінь поляризації 2DEG залежить від напруги і не вносить істотних змін зі збільшенням магнітного поля для нижчої прикладеної напруги. Ця залежність від напруги, здається, корелює із залежністю напруги спінового розщеплення (Рисунок 3.29 (d)). Загалом, коефіцієнт g від 2D-носіїв, а отже, і спін-поляризація газу, як правило, сильно залежить від щільності газу. На резонансному піку LH1 і під 15T DCW QW, здається, слідує DCP 2DEG-h, що може вказувати на те, що спіно-поляризовані носії з 2DEG вводяться і зондуються в QW.

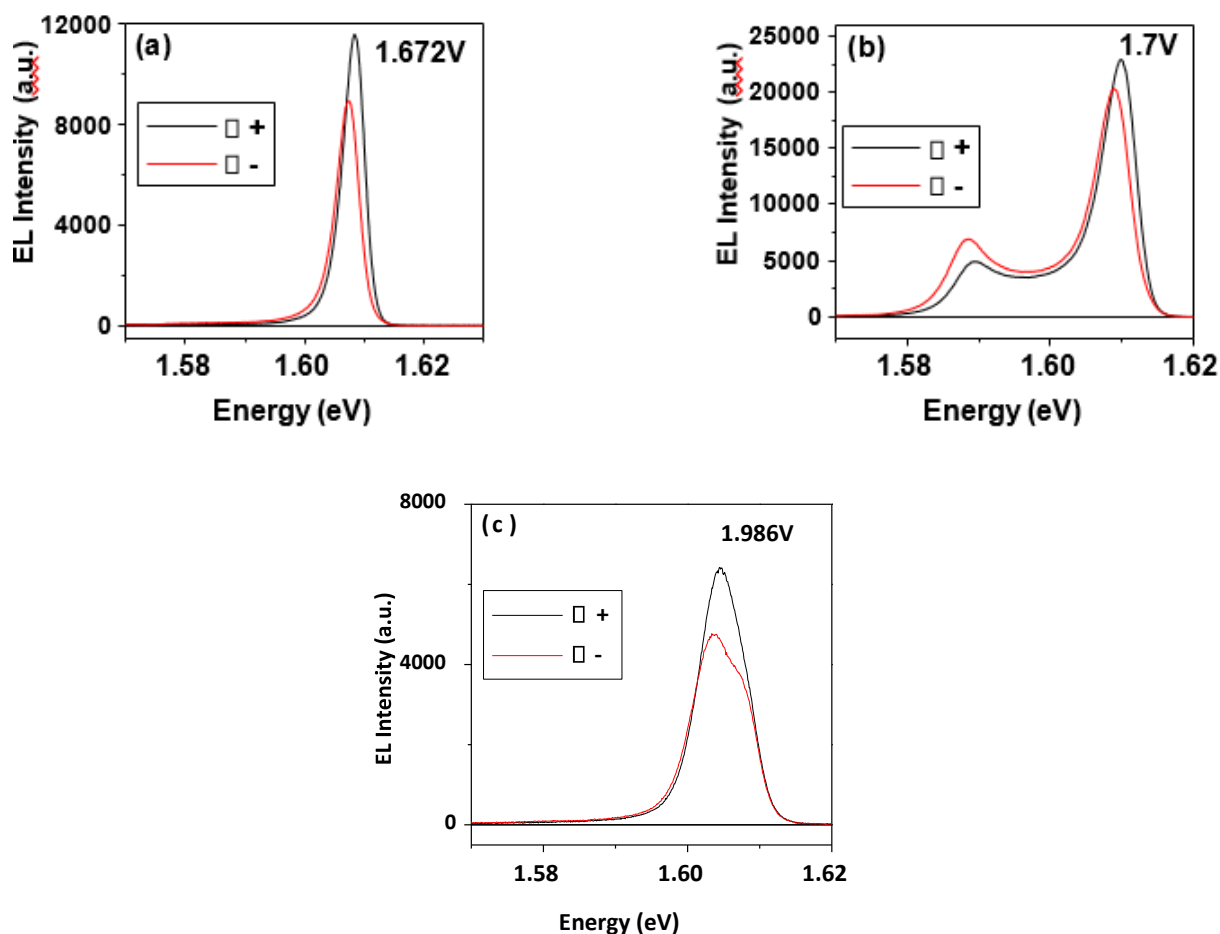


Рисунок 3.30 - Спектри випромінювання поляризації ЕЛ з області QW розрізняються при різних напругах (а), (б), (с) при $V = 8\text{T}$ і $T = 2\text{K}$

Однак для різних прикладених напруг зміщення спостерігається інша поведінка. Зокрема, для великих напруг (після піку резонансу електронів), коли 2DEG повинен досягнути відносно високої щільності, випромінювання QW має

менші значення DCP, ймовірно, через дуже ефективний механізм розсіювання. На рисунках 3.30 та 3.31 показані типові спектри EL для деяких критичних напруг нижче 8 Т та 15 Т відповідно. Під 8Т ми спостерігаємо інверсію знаків для ступеня поляризації приблизно на 1,7 В (рисунок 3.28 (a)). Зауважимо, що ця інверсія пояснюється тим, що спостережувані лінії QW PL мають різні ознаки ступеня поляризації, як показано на рисунку 3.30. Ми також спостерігаємо інверсію знаків при більш високих напругах (приблизно на 1,9 В), які пов'язані з утворенням тріонів у QW, як показано на малюнках 3.30 (c) та 3.31 (c) та (d). При 15 Т ми спостерігаємо важливе збільшення ступеня поляризації в області напруги приблизно на 1,65-1,78 В. Крім того, ми зауважимо, що після резонансу LH1 відбувається коливання ступеня поляризації, оскільки в цій критичній області спостерігається інша смуга, як показано на рисунку 5-10. Зауважимо, що ступінь поляризації викликає різке зменшення після резонансного піку електронів, що було пов'язано з спостереженням різних ліній випромінювання при цій критичній напрузі. Ми також спостерігаємо інверсію знаків при більш високих напругах (близько 1,95 В), що пов'язано з спостереженням утворення тріонів [43],[44] у QW, як показано на рисунку 3.31 (c) та (d).

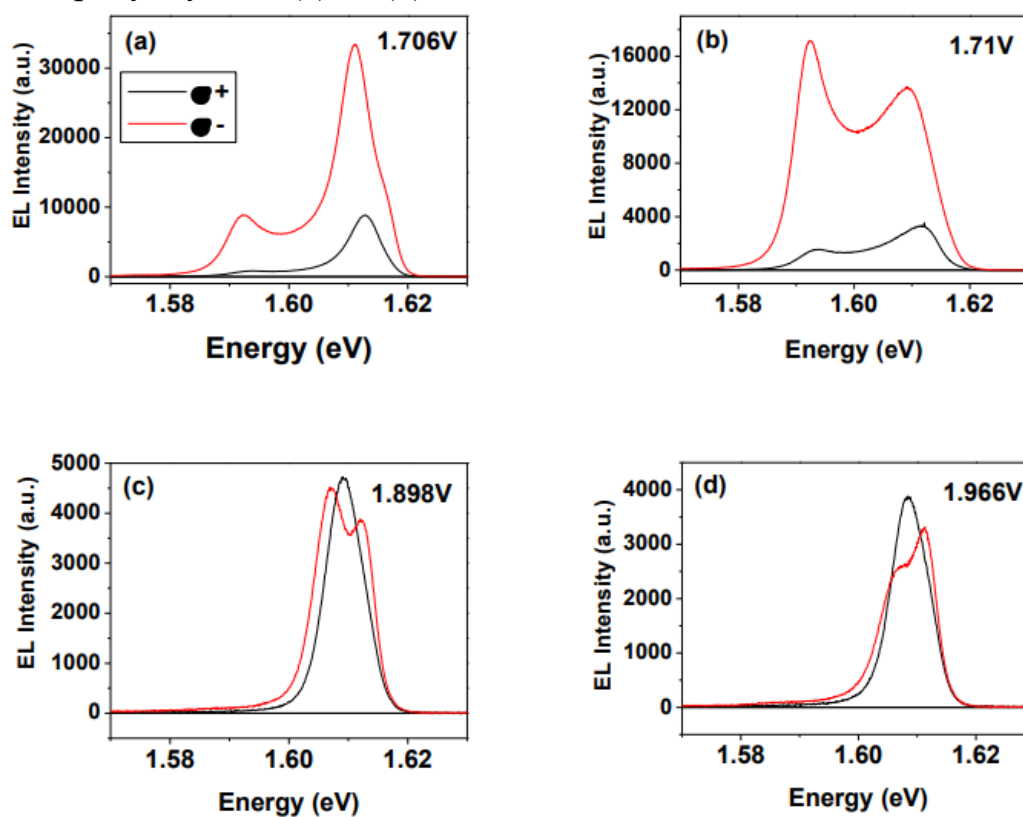


Рисунок 3.31 - Спектри випромінювання поляризації ЕЛ з області QW розрізняються при різних напругах (a), (b), (c), (d) при $B = 15\text{T}$ і $T = 2\text{K}$

Для пояснення спостережуваних експериментальних результатів ми могли б розглянути просту модель, де ступінь поляризації QW визначається виключно спіноюю поляризацією введених носіїв з 2D газів у шарах акумуляції. Однак кількісний аналіз ступеня поляризації є досить складним. Якщо врахувати загальне збереження спінів для всіх процесів тунелювання, то два випромінювання EL, h-2DEG і QW, повинні мати однакову ступінь поляризації. Той факт, що QW демонструє дещо меншу поляризацію порівняно з смугою викидів, пов'язаної з газом, свідчить про певні втрати спінової поляризації в процесах тунелювання. Однак кількісний аналіз поляризації QW повинен також враховувати додаткові ефекти, включаючи теплову зайнятість рівнів QW та втрату/посилення спінової поляризації під час процесу тунелювання тощо. Крім того, вирівнювання між спин-розщепленими станами на Резонансний стан та спостереження за різними лініями випромінювання також є важливим питанням для пояснення спостережуваних коливань QW DCP.

4 ЕКОНОМІЧНА ЧАСТИНА

Виконання науково-дослідної роботи завжди передбачає отримання певних результатів і вимагає відповідних витрат. Результати виконаної роботи завжди дають нам нові знання, які в подальшому можуть бути використані для удосконалення та/або розробки (побудови) нових, більш продуктивних зразків техніки, процесів та програмного забезпечення.

Дослідження на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» може бути віднесено до фундаментальних і пошукових наукових досліджень і спрямоване на вирішення наукових проблем, пов'язаних з практичним застосуванням. Основою таких досліджень є науковий ефект, який виражається в отриманні наукових результатів, які збільшують обсяг знань про природу, техніку та суспільство, які розвивають теоретичну базу в тому чи іншому науковому напрямку, що дозволяє виявити нові закономірності, які можуть використовуватися на практиці.

Для цього випадку виконаємо такі етапи робіт:

- 1) здійснимо проведення наукового аудиту досліджень, тобто встановлення їх наукового рівня та значимості;
- 2) проведемо планування витрат на проведення наукових досліджень;
- 3) здійснимо розрахунок рівня важливості наукового дослідження та перспективності, визначимо ефективність наукових досліджень.

4.1 Оцінювання наукового ефекту

Основними ознаками наукового ефекту науково-дослідної роботи є новизна роботи, рівень її теоретичного опрацювання, перспективність, рівень розповсюдження результатів, можливість реалізації. Науковий ефект НДР на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» можна охарактеризувати двома показниками: ступенем наукової новизни та рівнем теоретичного опрацювання.

Значення показників ступеня новизни і рівня теоретичного опрацювання науково-дослідної роботи в балах наведені в табл. 4.1 та 4.2.

Таблиця 4.1 – Показники ступеня новизни науково-дослідної роботи виставлені експертами

Ступінь новизни	Характеристика ступеня новизни	Значення ступеня новизни, бали		
		Експерти (ПІБ, посада)		
		1	2	3
Принципово нова	Робота якісно нова за постановкою задачі і ґрунтується на застосуванні оригінальних методів дослідження. Результати дослідження відкривають новий напрям в даній галузі науки і техніки. Отримані принципово нові факти, закономірності; розроблена нова теорія. Створено принципово новий пристрій, спосіб, метод	0	0	0
Нова	Отримана нова інформація, яка суттєво зменшує невизначеність наявних значень (по-новому або вперше пояснені відомі факти, закономірності, впроваджені нові поняття, розкрита структура змісту). Проведено суттєве вдосконалення, доповнення і уточнення раніше досягнутих результатів	58	60	55
Відносно нова	Робота має елементи новизни в постановці задачі і методах дослідження. Результати дослідження систематизують і узагальнюють наявну інформацію, визначають шляхи подальших досліджень; вперше знайдено зв'язок (або знайдено новий зв'язок) між явищами. В принципі відомі положення розповсюджені на велику кількість об'єктів, в результаті чого знайдено ефективне рішення. Розроблені більш прості способи для досягнення відомих результатів. Проведена часткова раціональна модифікація (з ознаками новизни)	0	0	0
Традиційна	Робота виконана за традиційною методикою. Результати дослідження мають інформаційний характер. Підтверджені або поставлені під сумнів відомі факти та твердження, які потребують перевірки. Знайдено новий варіант рішення, який не дає суттєвих переваг в порівнянні з існуючим	0	0	0
Не нова	Отримано результат, який раніше зафіксований в інформаційному полі, та не був відомий авторам	0	0	0
Середнє значення балів експертів		57,7		

Згідно отриманого середнього значення балів експертів ступінь новизни характеризується як нова, тобто отримана нова інформація, яка суттєво зменшує невизначеність наявних знань (по-новому або вперше пояснені відомі факти, закономірності, впроваджені нові поняття, розкрита структура змісту) та проведено суттєве вдосконалення, доповнення і уточнення раніше досягнутих результатів.

Таблиця 4.2 – Показники рівня теоретичного опрацювання науково-дослідної роботи виставлені експертами

Характеристика рівня теоретичного опрацювання	Значення показника рівня теоретичного опрацювання, бали		
	Експерт (ПІБ, посада)		
	1	2	3
Відкриття закону, розробка теорії	0	0	0
Глибоке опрацювання проблеми: багатоаспектний аналіз зв'язків, взаємозалежності між фактами з наявністю пояснень, наукової систематизації з побудовою евристичної моделі або комплексного прогнозу	60	62	0
Розробка способу (алгоритму, програми), пристрою, отримання нової речовини	0	0	58
Елементарний аналіз зв'язків між фактами та наявною гіпотезою, класифікація, практичні рекомендації для окремого випадку тощо	0	0	0
Опис окремих елементарних фактів, викладення досвіду, результатів спостережень, вимірювань тощо	0	0	0
Середнє значення балів експертів	60,0		

Згідно отриманого середнього значення балів експертів рівень теоретичного опрацювання науково-дослідної роботи характеризується як глибоке опрацювання проблеми: багатоаспектний аналіз зв'язків, взаємозалежності між фактами з наявністю пояснень, наукової систематизації з побудовою евристичної моделі або комплексного прогнозу.

Показник, який характеризує рівень наукового ефекту, визначаємо за формулою [45]

$$E_{\text{нау}} = 0,6 \cdot k_{\text{нов}} + 0,4 \cdot k_{\text{теор}}, \quad (4.1)$$

де $k_{нов}$, $k_{теор}$ - показники ступеня новизни та рівня теоретичного опрацювання науково-дослідної роботи, $k_{нов} = 57,7$, $k_{теор} = 60,0$ балів;

$0,6$ та $0,4$ – питома вага (значимість) показників ступеня новизни та рівня теоретичного опрацювання науково-дослідної роботи.

$$E_{нау} = 0,6 \cdot k_{нов} + 0,4 \cdot k_{теор} = 0,6 \cdot 57,7 + 0,4 \cdot 60,00 = 58,60 \text{ балів.}$$

Визначення характеристики показника $E_{нау}$ проводиться на основі висновків експертів виходячи з граничних значень, які наведені в табл. 4.3.

Таблиця 4.3 – Граничні значення показника наукового ефекту

Досягнутий рівень показника	Кількість балів
Високий	70...100
Середній	50...69
Достатній	15...49
Низький (помилкові дослідження)	1...14

Відповідно до визначеного рівня наукового ефекту проведеної науково-дослідної роботи на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів», даний рівень становить 58,60 балів і відповідає статусу - середній рівень. Тобто у даному випадку можна вести мову про потенційну фактичну ефективність науково-дослідної роботи.

4.2 Розрахунок витрат на здійснення науково-дослідної роботи

Витрати, пов'язані з проведенням науково-дослідної роботи на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів», під час планування, обліку і калькулювання собівартості науково-дослідної роботи групуємо за відповідними статтями.

4.2.1 Витрати на оплату праці

До статті «Витрати на оплату праці» належать витрати на виплату основної та додаткової заробітної плати керівникам відділів, лабораторій,

секторів і груп, науковим, інженерно-технічним працівникам, конструкторам, технологам, креслярам, копіювальникам, лаборантам, робітникам, студентам, аспірантам та іншим працівникам, безпосередньо зайнятим виконанням конкретної теми, обчисленої за посадовими окладами, відрядними розцінками, тарифними ставками згідно з чинними в організаціях системами оплати праці.

Основна заробітна плата дослідників

Витрати на основну заробітну плату дослідників (Z_o) розраховуємо у відповідності до посадових окладів працівників, за формулою [45]

$$Z_o = \sum_{i=1}^k \frac{M_{ni} \cdot t_i}{T_p}, \quad (4.2)$$

де k – кількість посад дослідників залучених до процесу досліджень;

M_{ni} – місячний посадовий оклад конкретного дослідника, (грн);

t_i – число днів роботи конкретного дослідника, дн.;

T_p – середнє число робочих днів в місяці, $T_p=21$ дні.

$$Z_o = 12250,00 \cdot 21 / 21 = 12250,00 \text{ ((грн))}.$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці.

Таблиця 4.4 – Витрати на заробітну плату дослідників

Найменування посади	Місячний посадовий оклад, (грн)	Оплата за робочий день, (грн)	Число днів роботи	Витрати на заробітну плату, (грн)
Керівник проекту	12250,00	583,33	21	12250,00
Науковий співробітник	11800,00	561,90	14	7866,67
Інженер-проектувальник електронних компонентів	11500,00	547,62	8	4380,95
Технік	7250,00	345,24	8	2761,90
Всього				27259,52

Основна заробітна плата робітників

Витрати на основну заробітну плату робітників (Z_p) за відповідними найменуваннями робіт НДР на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» розраховуємо за формулою

$$Z_p = \sum_{i=1}^n C_i \cdot t_i, \quad (4.3)$$

де C_i – погодинна тарифна ставка робітника відповідного розряду, за виконану відповідну роботу, (грн)/год;

t_i – час роботи робітника при виконанні визначеної роботи, год.

Погодинну тарифну ставку робітника відповідного розряду C_i можна визначити за формулою

$$C_i = \frac{M_M \cdot K_i \cdot K_c}{T_p \cdot t_{зм}}, \quad (4.4)$$

де M_M – розмір прожиткового мінімуму працездатної особи, або мінімальної місячної заробітної плати (в залежності від діючого законодавства), прийmemo $M_M=2379,00$ (грн);

K_i – коефіцієнт міжкваліфікаційного співвідношення для встановлення тарифної ставки робітнику відповідного розряду (табл. Б.2, додаток Б) [45];

K_c – мінімальний коефіцієнт співвідношень місячних тарифних ставок робітників першого розряду з нормальними умовами праці виробничих об'єднань і підприємств до законодавчо встановленого розміру мінімальної заробітної плати.

T_p – середнє число робочих днів в місяці, приблизно $T_p = 21$ дн;

$t_{зм}$ – тривалість зміни, год.

$$C_1 = 2379,00 \cdot 1,10 \cdot 1,65 / (21 \cdot 8) = 25,70 \text{ ((грн))}.$$

$$Z_{p1} = 25,70 \cdot 7,90 = 203,04 \text{ ((грн))}.$$

Таблиця 4.5 – Величина витрат на основну заробітну плату робітників

Найменування робіт	Тривалість роботи, год	Розряд роботи	Тарифний коефіцієнт	Погодинна тарифна ставка, (грн)	Величина оплати на робітника (грн)
Установка обладнання для проведення досліджень	7,90	2	1,10	25,70	203,04
Підготовка робочого місця дослідника	4,10	2	1,10	25,70	105,38
Інсталяція програмного забезпечення моделювання електронних компонент	5,11	5	1,70	39,72	202,97
Формування бази даних досліджень	9,25	4	1,50	35,05	324,19
Проведення експериментів	3,65	3	1,35	31,54	115,13
Налагодження компонент досліджуваних блоків	4,78	6	2,00	46,73	223,37
Всього					1174,09

Додаткова заробітна плата дослідників та робітників

Додаткову заробітну плату розраховуємо як 10 ... 12% від суми основної заробітної плати дослідників та робітників за формулою:

$$Z_{\text{дод}} = (Z_o + Z_p) \cdot \frac{H_{\text{дод}}}{100\%}, \quad (4.5)$$

де $H_{\text{дод}}$ – норма нарахування додаткової заробітної плати. Прийнемо 10%.

$$Z_{\text{дод}} = (27259,52 + 1174,09) \cdot 10 / 100\% = 2843,36 \text{ (грн)}.$$

4.2.2 Відрахування на соціальні заходи

Нарахування на заробітну плату дослідників та робітників розраховуємо як 22% від суми основної та додаткової заробітної плати дослідників і робітників за формулою

$$Z_n = (Z_o + Z_p + Z_{доо}) \cdot \frac{H_{zn}}{100\%} \quad (4.6)$$

де H_{zn} – норма нарахування на заробітну плату. Приймаємо 22%.

$$Z_n = (27259,52 + 1174,09 + 2843,36) \cdot 22 / 100\% = 6880,93 \text{ (грн)}.$$

4.2.3 Сировина та матеріали

До статті «Сировина та матеріали» належать витрати на сировину, основні та допоміжні матеріали, інструменти, пристрої та інші засоби і предмети праці, які придбані у сторонніх підприємств, установ і організацій та витрачені на проведення досліджень за темою «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів».

Витрати на матеріали на даному етапі проведення досліджень в основному пов'язані з використанням моделей елементів та моделювання роботи і досліджень за допомогою комп'ютерної техніки та створення експериментальних математичних моделей або програмного забезпечення, тому дані витрати формуються на основі витратних матеріалів характерних для офісних робіт.

Витрати на матеріали (M), у вартісному вираженні розраховуються окремо по кожному виду матеріалів за формулою

$$M = \sum_{j=1}^n H_j \cdot C_j \cdot K_j - \sum_{j=1}^n B_j \cdot C_{e,j}, \quad (4.7)$$

де H_j – норма витрат матеріалу j -го найменування, кг;

n – кількість видів матеріалів;

C_j – вартість матеріалу j -го найменування, грн/кг;

K_j – коефіцієнт транспортних витрат, ($K_j = 1,1 \dots 1,15$);

B_j – маса відходів j -го найменування, кг;

C_{ej} – вартість відходів j -го найменування, грн/кг.

$$M_1 = 2,00 \cdot 130,00 \cdot 1,1 - 0,000 \cdot 0,00 = 286,00 \text{ (грн)}.$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці.

Таблиця 4.6 – Витрати на матеріали

Найменування матеріалу, марка, тип, сорт	Ціна за 1 кг, (грн)	Норма витрат, кг	Величина відходів, кг	Ціна відходів, (грн)/кг	Вартість витраченого матеріалу, (грн)
Офісний папір CARBONIX Ultra	130,00	2,00	0,000	0,00	286,00
Папір для записів CARBONIX Light A5	65,00	3,00	0,000	0,00	214,50
Органайзер офісний CARBONIX OFFICE	175,00	2,00	0,000	0,00	385,00
Канцелярське приладдя (набір офісного працівника)	205,00	4,00	0,000	0,00	902,00
Картридж для принтера Canon LBP6000	1020,00	1,00	0,000	0,00	1122,00
Диск оптичний NewVybir CD-R	13,25	3,00	0,000	0,00	43,73
Flesh-пам'ять Kingston 32 GB	225,00	1,00	0,000	0,00	247,50
Тека для паперів CARBONIX BOX-ZX	115,00	2,00	0,000	0,00	253,00
Всього					3453,73

4.2.4 Розрахунок витрат на комплектуючі

Витрати на комплектуючі (K_e), які використовують при проведенні НДР на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів», розраховуємо, згідно з їхньою номенклатурою, за формулою

$$K_e = \sum_{j=1}^n H_j \cdot C_j \cdot K_j, \quad (4.8)$$

де H_j – кількість комплектуючих j -го виду, шт.;

C_j – покупна ціна комплектуючих j -го виду, грн;

K_j – коефіцієнт транспортних витрат, ($K_j = 1,1 \dots 1,15$).

$$K_e = 2 \cdot 365,00 \cdot 1,1 = 803,00 \text{ (грн)}.$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці.

Таблиця 4.7 – Витрати на комплектуючі

Найменування комплектуючих	Кількість, шт.	Ціна за штуку, (грн)	Сума, (грн)
Комплект досліджуваних тунельно-резонансних діодів	2	365,00	803,00
Всього			803,00

4.2.5 Спецустаткування для наукових (експериментальних) робіт

До статті «Спецустаткування для наукових (експериментальних) робіт» належать витрати на виготовлення та придбання спецустаткування необхідного для проведення досліджень, також витрати на їх проектування, виготовлення, транспортування, монтаж та встановлення.

Балансову вартість спецустаткування розраховуємо за формулою

$$B_{\text{спец}} = \sum_{i=1}^k C_i \cdot C_{\text{пр.і}} \cdot K_i, \quad (4.9)$$

де C_i – ціна придбання одиниці спецустаткування даного виду, марки, грн;

$C_{np.i}$ – кількість одиниць устаткування відповідного найменування, які придбані для проведення досліджень, шт.;

K_i – коефіцієнт, що враховує доставку, монтаж, налагодження устаткування тощо, ($K_i = 1, 10 \dots 1, 12$);

k – кількість найменувань устаткування.

$$B_{спец} = 12800,00 \cdot 1 \cdot 1,1 = 14080,00 \text{ (грн)}.$$

Отримані результати зведемо до таблиці:

Таблиця 4.8 – Витрати на придбання спецустаткування по кожному виду

Найменування устаткування	Кількість, шт	Ціна за одиницю, (грн)	Вартість, (грн)
Метрологічний комплекс МКВТ-1246	1	12800,00	14080,00
Всього			14080,00

4.2.6 Програмне забезпечення для наукових (експериментальних) робіт

До статті «Програмне забезпечення для наукових (експериментальних) робіт» належать витрати на розробку та придбання спеціальних програмних засобів і програмного забезпечення, (програм, алгоритмів, баз даних) необхідних для проведення досліджень, також витрати на їх проектування, формування та встановлення.

Балансову вартість програмного забезпечення розраховуємо за формулою

$$B_{прог} = \sum_{i=1}^k C_{инрг} \cdot C_{прог.i} \cdot K_i, \quad (4.10)$$

де $C_{инрг}$ – ціна придбання одиниці програмного засобу даного виду, (грн);

$C_{прог.i}$ – кількість одиниць програмного забезпечення відповідного найменування, які придбані для проведення досліджень, шт.;

K_i – коефіцієнт, що враховує інсталяцію, налагодження програмного засобу тощо, ($K_i = 1, 10 \dots 1, 12$);

k – кількість найменувань програмних засобів.

$$B_{npz} = 7264,00 \cdot 1 \cdot 1,1 = 7990,40 \text{ (грн)}.$$

Отримані результати зведемо до таблиці:

Таблиця 4.9 – Витрати на придбання програмних засобів по кожному виду

Найменування програмного засобу	Кількість, шт	Ціна за одиницю, (грн)	Вартість, (грн)
Середовище математичного інженерного моделювання Matchcad 15	1	7264,00	7990,40
Всього			7990,40

4.2.7 Амортизація обладнання, програмних засобів та приміщень

В спрощеному вигляді амортизаційні відрахування по кожному виду обладнання, приміщень та програмному забезпеченню тощо, розраховуємо з використанням прямолінійного методу амортизації за формулою:

$$A_{обл} = \frac{Ц_{б}}{T_{в}} \cdot \frac{t_{вик}}{12}, \quad (4.11)$$

де $Ц_{б}$ – балансова вартість обладнання, програмних засобів, приміщень тощо, які використовувались для проведення досліджень, (грн);

$t_{вик}$ – термін використання обладнання, програмних засобів, приміщень під час досліджень, місяців;

$T_{в}$ – строк корисного використання обладнання, програмних засобів, приміщень тощо, років.

$$A_{обл} = (27250,00 \cdot 1) / (2 \cdot 12) = 1135,42 \text{ (грн)}.$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці.

Таблиця 4.10 – Амортизаційні відрахування по кожному виду обладнання

Найменування обладнання	Балансова вартість, (грн)	Строк корисного використання, років	Термін використання обладнання, місяців	Амортизаційні відрахування, (грн)
Персональний комп'ютер	27250,00	2	1	1135,42
Персональний комп'ютер інженера-розробника електронних компонент	24650,00	2	1	1027,08
Оргтехніка	8254,00	5	1	137,57
Приміщення дослідної лабораторії	350000,00	25	1	1166,67
ОС Windows 10	5720,00	2	1	238,33
Прикладний пакет Microsoft Office 2016	5142,00	2	1	214,25
Всього				3919,32

4.2.8 Паливо та енергія для науково-виробничих цілей

Витрати на силову електроенергію (B_e) розраховуємо за формулою

$$B_e = \sum_{i=1}^n \frac{W_{yi} \cdot t_i \cdot C_e \cdot K_{eni}}{\eta_i}, \quad (4.12)$$

де W_{yi} – встановлена потужність обладнання на визначеному етапі розробки, кВт;

t_i – тривалість роботи обладнання на етапі дослідження, год;

C_e – вартість 1 кВт-години електроенергії, (грн); (вартість електроенергії визначається за даними енергопостачальної компанії), прийmemo $C_e = 4,50$ (грн);

K_{eni} – коефіцієнт, що враховує використання потужності, $K_{eni} < 1$;

η_i – коефіцієнт корисної дії обладнання, $\eta_i < 1$.

$$B_e = 0,45 \cdot 160,0 \cdot 4,50 \cdot 0,95 / 0,97 = 324,00 \text{ (грн)}.$$

Проведені розрахунки зведемо до таблиці.

Таблиця 4.11 – Витрати на електроенергію

Найменування обладнання	Встановлена потужність, кВт	Тривалість роботи, год	Сума, (грн)
Персональний комп'ютер	0,45	160,0	324,00
Персональний комп'ютер інженера-розробника електронних компонент	0,25	160,0	180,00
Оргтехніка	0,75	11,0	37,13
Метрологічний комплекс МКВТ-1246	0,25	25,0	28,13
Всього			569,25

4.2.9 Службові відрядження

До статті «Службові відрядження» дослідної роботи на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» належать витрати на відрядження штатних працівників, працівників організацій, які працюють за договорами цивільно-правового характеру, аспірантів, зайнятих розробленням досліджень, відрядження, пов'язані з проведенням випробувань машин та приладів, а також витрати на відрядження на наукові з'їзди, конференції, наради, пов'язані з виконанням конкретних досліджень.

Витрати за статтею «Службові відрядження» розраховуємо як 20...25% від суми основної заробітної плати дослідників та робітників за формулою

$$B_{cb} = (Z_o + Z_p) \cdot \frac{H_{cb}}{100\%}, \quad (4.13)$$

де H_{cb} – норма нарахування за статтею «Службові відрядження», прийmemo $H_{cb} = 20\%$.

$$B_{св} = (27259,52 + 1174,09) \cdot 20 / 100\% = 5686,72 \text{ (грн)}.$$

4.2.10 Витрати на роботи, які виконують сторонні підприємства, установи і організації

Витрати за статтею «Витрати на роботи, які виконують сторонні підприємства, установи і організації» розраховуємо як 30...45% від суми основної заробітної плати дослідників та робітників за формулою

$$B_{сн} = (Z_o + Z_p) \cdot \frac{H_{сн}}{100\%}, \quad (4.14)$$

де $H_{сн}$ – норма нарахування за статтею «Витрати на роботи, які виконують сторонні підприємства, установи і організації», прийmemo $H_{сн} = 35\%$.

$$B_{сн} = (27259,52 + 1174,09) \cdot 35 / 100\% = 9951,76 \text{ (грн)}.$$

4.2.11 Інші витрати

До статті «Інші витрати» належать витрати, які не знайшли відображення у зазначених статтях витрат і можуть бути віднесені безпосередньо на собівартість досліджень за прямими ознаками.

Витрати за статтею «Інші витрати» розраховуємо як 50...100% від суми основної заробітної плати дослідників та робітників за формулою

$$I_e = (Z_o + Z_p) \cdot \frac{H_{ie}}{100\%}, \quad (4.15)$$

де H_{ie} – норма нарахування за статтею «Інші витрати», прийmemo $H_{ie} = 50\%$.

$$I_e = (27259,52 + 1174,09) \cdot 50 / 100\% = 14216,81 \text{ (грн)}.$$

4.2.12 Накладні (загальновиробничі) витрати

До статті «Накладні (загальновиробничі) витрати» належать: витрати, пов'язані з управлінням організацією; витрати на винахідництво та раціоналізацію; витрати на підготовку (перепідготовку) та навчання кадрів; витрати, пов'язані з набором робочої сили; витрати на оплату послуг банків; витрати, пов'язані з освоєнням виробництва продукції; витрати на науково-технічну інформацію та рекламу та ін.

Витрати за статтею «Накладні (загальнопромислові) витрати» розраховуємо як 100...150% від суми основної заробітної плати дослідників та робітників за формулою

$$B_{нзв} = (З_o + З_p) \cdot \frac{H_{нзв}}{100\%}, \quad (4.16)$$

де $H_{нзв}$ – норма нарахування за статтею «Накладні (загальнопромислові) витрати», прийmemo $H_{нзв} = 100\%$.

$$B_{нзв} = (27259,52 + 1174,09) \cdot 100 / 100\% = 28433,61 \text{ (грн)}.$$

Витрати на проведення науково-дослідної роботи на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» розраховуємо як суму всіх попередніх статей витрат за формулою:

$$B_{заг} = З_o + З_p + З_{дод} + З_n + M + K_{г} + B_{снел} + B_{прз} + A_{обл} + B_e + B_{св} + B_{сп} + I_{г} + B_{нзв}. \quad (4.17)$$

$$B_{заг} = 27259,52 + 1174,09 + 2843,36 + 6880,934189 + 3453,73 + 803,00 + 14080,00 + 7990,40 + 3919,32 + 569,25 + 5686,72 + 9951,76 + 14216,81 + 28433,61 = 127262,50 \text{ (грн)}.$$

Загальні витрати $ЗВ$ на завершення науково-дослідної (науково-технічної) роботи та оформлення її результатів розраховується за формулою

$$ЗВ = \frac{B_{заг}}{\eta}, \quad (4.18)$$

де η - коефіцієнт, який характеризує етап (стадію) виконання науково-дослідної роботи, прийmemo $\eta=0,9$.

$$ЗВ = 127262,50 / 0,9 = 141402,78 \text{ (грн)}.$$

4.3 Оцінювання важливості та наукової значимості науково-дослідної роботи

Оцінювання та доведення ефективності виконання науково-дослідної роботи фундаментального чи пошукового характеру є достатньо складним процесом і часто базується на експертних оцінках, тому має вірогідний характер.

Для обґрунтування доцільності виконання науково-дослідної роботи на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» використовується спеціальний комплексний показник, що враховує важливість, результативність роботи, можливість впровадження її результатів у виробництво, величину витрат на роботу.

Комплексний показник K_p рівня науково-дослідної роботи може бути розрахований за формулою

$$K_p = \frac{I^n \cdot T_c \cdot R}{B \cdot t}, \quad (4.19)$$

де I – коефіцієнт важливості роботи. Прийmemo $I = 4$;

n – коефіцієнт використання результатів роботи; $n = 0$, коли результати роботи не будуть використовуватись; $n = 1$, коли результати роботи будуть використовуватись частково; $n = 2$, коли результати роботи будуть використовуватись в дослідно-конструкторських розробках; $n = 3$, коли результати можуть використовуватись навіть без проведення дослідно-конструкторських розробок. Прийmemo $n = 2$;

T_c – коефіцієнт складності роботи. Прийmemo $T_c = 2$;

R – коефіцієнт результативності роботи; якщо результати роботи плануються вище відомих, то $R = 4$; якщо результати роботи відповідають відомому рівню, то $R = 3$; якщо нижче відомих результатів, то $R = 1$. Прийmemo $R = 3$;

B – вартість науково-дослідної роботи, тис. (грн). Прийmemo $B = 141402,78$ (грн);

t – час проведення дослідження. Прийmemo $t = 0,08$ років, (1 міс.).

Визначення показників I, n, T_c, R, B, t здійснюється експертним шляхом або на основі нормативів [45].

$$K_p = \frac{I^n \cdot T_c \cdot R}{B \cdot t} = \frac{4^2 \cdot 2 \cdot 3}{141 \cdot 0,08} = 8,15.$$

Якщо $K_p > 1$, то науково-дослідну роботу на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» можна вважати ефективною з високим науковим, технічним і економічним рівнем.

5 ОХОРОНА ПРАЦІ ТА БЕЗПЕКА В НАДЗВИЧАЙНИХ СИТУАЦІЯХ

Захист працівників під час трудового процесу від небезпечних та шкідливих виробничих факторів, які справляють негативний вплив на життя, здоров'я та працездатність людини, гарантування належних умов праці є важливими аспектами охорони праці, як складової безпеки життєдіяльності. У даному розділі наводиться аналіз небезпечних, шкідливих [45] та уражаючих для людини та навколишнього середовища чинників, що виникають під час проведення дослідження оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів. Тут висвітлюються, зокрема, технічні рішення з виробничої санітарії та гігієни праці, визначення допустимого часу перебування в зоні дії магнітної складової ЕМВ, технічні рішення з промислової та пожежної безпеки під час проведення дослідження, безпека в надзвичайних ситуаціях.

5.1 Технічні рішення щодо безпечного виконання роботи

Для оцінки умов праці обираємо робоче місце для проектування дослідження оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів в смт. Турбів Вінницької області.

До організаційних заходів щодо безпечного проведення робіт належать:
основи електротехніки та радіоелектроніки;

будову та принципи роботи електровакуумних та напівпровідникових приладів;

найменування і маркування матеріалів та електрорадіоелементів, які застосовує під час монтажу;

умовні графічні позначення електрорадіоелементів та комутаційних пристроїв;

способи формування виводів електрорадіоелементів та вимоги до роботи з напівпровідниковими приладами, мікросхемами;

призначення і правила експлуатації механізованого технологічного обладнання;

правила і способи виконання електромонтажу простих вузлів і блоківрадіопристроїв;

вимоги до монтажу друкованих плат;

способи демонтажу електрорадіоелементів;

призначення контрольно-вимірювальних приладів, методи і способи вимірювання електричних величин;

електричні та механічні властивості провідників, кабелів та ізоляційних матеріалів;

принципи раціональної і ефективної організації праці на робочому місці;
норми, методи і прийоми безпечного ведення робіт;

правила і норми охорони праці, протипожежного захисту, виробничої санітарії та особистої гігієни;

вимоги нормативних актів про охорону праці і навколишнього середовища.

Технічні заходи щодо безпечного проведення робіт – заходи, які унеможливають помилкове або випадкове введення в дію обладнання (пуск двигуна або механізмів, подавання газоподібних та рідких речовин трубопроводами, подавання напруги тощо), а також самовільне пересування або рух обладнання.

Роботи із застосуванням абразивного інструменту необхідно виконувати відповідно до вимог Правил охорони праці під час роботи з абразивним інструментом, затверджених наказом Міністерства надзвичайних ситуацій України від 22 жовтня 2012 року № 1277, зареєстрованих в Міністерстві юстиції України 08 листопада 2012 року за № 1879/22191 (далі - НПАОП 28.0-1.30-12).

Пневматичний інструмент повинен відповідати вимогам ГОСТ 12.2.010-75 «Система стандартів безпеки труда. Машины ручные пневматические. Общие требования безопасности».

Температура нагрітих поверхонь устаткування та огорожень не повинна перевищувати 43 °С згідно з вимогами ДСТУ EN 563-2001 «Безпечність машин. Температури поверхонь, доступних для дотику. Ергономічні дані для встановлення граничних значень температури гарячих поверхонь».

Не дозволяється виконання робіт з використанням легкозаймистих і горючих рідин у приміщеннях, які не обладнані припливно-витяжною вентиляцією.

Перед входом у складські приміщення та всередині них на видних місцях, де зберігаються легкозаймисті і горючі рідини або виконуються роботи з вогненебезпечними речовинами, повинні бути попереджувальні написи відповідно до вимог Технічного регламенту знаків безпеки і захисту здоров'я працівників.

Для зберігання окремого виду легкозаймистих і горючих рідин у складському приміщенні повинно бути відведене окреме місце із зазначенням речовини, що зберігається на цьому місці. Не дозволяється зберігання легкозаймистих і горючих рідин у місцях зберігання кислот.

Наповнення тари для використання на робочих місцях легкозаймистих і горючих рідин, яка переноситься ручним способом, необхідно виконувати у складському приміщенні за допомогою сифона та насоса.

Переливання легкозаймистих і горючих рідин у складському приміщенні в тару та у відповідний робочий посуд необхідно здійснювати на металевих піддонах з бортами не нижче 5 см. Накопичення рідини в піддоні не дозволяється.

Легкозаймисті і горючі рідини повинні видаватися для роботи у спеціальній тарі, яка унеможливорює іскроутворення, зі щільно закритими кришками.

5.2 Гігієна праці та виробнича санітарія

5.2.1 Склад повітря робочої зони та мікроклімат

Нормування мікроклімату на робочому місці відбувається згідно ДСН 3.3.6.042-99 [51]. Проектування дослідження оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів в смт. Турбів Вінницької області за енерговитратами відноситься до категорії I а (енерговитрати до 139Дж/с) [45]. Допустимі параметри мікроклімату для цієї категорії наведені в табл.2.1.

Таблиця 5.1 – Параметри мікроклімату

Період року	Допустимі		
	t, °C	W, %	V, м/с
Теплий	23-27	55	0,1-0,2
Холодний	21-25	75	0,1

Для забезпечення необхідних за нормативами параметрів мікроклімату в приміщенні передбачено:

1. У холодний період року для обігріву будівлі використовується індивідуальна парова система опалення.

2. Забезпечення допустимих метеорологічних умов праці в приміщенні здійснюється за допомогою системи кондиціонування.

3. Систематичне (раз за зміну) вологе прибирання.

В приміщенні, де здійснюється дослідження оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів в смт. Турбів Вінницької області, можливими шкідливими речовинами у повітрі є пил, вуглекислий газ та озон. Джерелом озону є офісна техніка (принтер). Пил потрапляє у приміщення ззовні. ГДК

шкідливих речовин, які знаходяться в досліджуваному приміщенні, наведені в таблиці 5.2.

Таблиця 5.2 – ГДК шкідливих речовин у повітрі

Назва речовини	ГДК, мг/м ³		Клас небезпечності
	Максимально разова	Середньо добова	
Пил нетоксичний	0,5	0,15	4
Озон	0,16	0,03	1
Вуглекислий газ	3	1	4

Забезпечення складу повітря робочої зони здійснюється за допомогою системи кондиціонування та вологого прибирання.

5.2.2 Виробниче освітлення

Для створення раціональних гігієнічних умов на робочих місцях великі вимоги пред'являються щодо якісних та кількісних параметрів освітлення. З точки зору задач зорової роботи в приміщенні, де проводиться робота з дослідження оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів, згідно [46] визначаємо, що вони відносяться до IV розряду зорових робіт. Приймаємо контраст об'єкта з фоном – середній, а характеристику фону – середню, яким відповідає підрозряд зорових робіт в. Нормативні значення коефіцієнта природного освітлення (КПО) і мінімальні значення освітленості для штучного освітлення приведені в таблиці 5.4.

5.2.3 Норми виробничого освітлення

У приміщенні, де здійснюється проектування дослідження оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів в смт. Турбів Вінницької області використовується штучне та природне освітлення. Робочі місця по відношенню до світлових прорізів повинні розташовуватися так, щоб природне світло падало збоку, переважно зліва.

Норми освітленості при штучному освітленні та КПО (для III пояса світлового клімату згідно з вимогами ДБН В.2.5-28:2018 «Природне і штучне освітлення» [49]) при природному та сумісному освітленні зазначені у таблиці 2.3.

Таблиця 5.3 - Норми освітленості в приміщенні

Характеристика зорової роботи	Найменший розмір об'єкта розрізнення	Розряд зорової роботи	Підрозряд зорової роботи	Контраст об'єкта розрізнення з фоном	Характеристика фона	Освітленість, лк		КПО, e_n , %			
						Штучне освітлення		Природне освітлення		Сумісне освітлення	
						Комбіноване	Загальне	Верхнє	Бокове	Верхнє	Бокове
Дуже високої точності	Від 0,16 до 0,3	II	г	великий	світлий	750	200	7	2,5	4,2	1,5

Для забезпечення достатнього освітлення здійснюють систематичне очищення скла та світильників від пилу, використовують ролети. В разі нестачі природного освітлення, використовують загальне штучне освітлення, що створюється за допомогою світлодіодних ламп.

5.2.4 Виробничий шум

Зважаючи на те, що при використанні пристроїв крім усього іншого устаткування застосовується обладнання, робота якого генерує шум та вібрацію, необхідно передбачити захист від шуму та вібрації. Визначено, що приміщення, де відбувається робота з дослідження оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів може містити робочі місця із шумом та вібрацією, що спричиняється рухомими елементами ЕОМ.

Встановлено, що шум погіршує умови праці, чинячи шкідливу дію на організм людини. При тривалій дії шуму на людину відбуваються небажані явища: знижується гострота зору, слуху, підвищується кров'яний тиск, знижується увага. Сильний тривалий шум може стати причиною функціональних змін серцево-судинної і нервової систем.

Для умов виконання роботи допустимі рівні звукового тиску повинні наведені в таблиці 5.4 (згідно ДСН 3.3.6.037-99 [50]).

Норми виробничих вібрацій наведені в таблиці 5.6 для локальної вібрації.

Таблиця 5.4 – Нормовані рівні вібрації [50]

Гранично допустимі рівні віброприскорення, дБ, в октавних полосах з 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 покращення віброакустичного клімату у приміщенні запропоновано такі заходи:

- 1) оздоблення стін спеціальними перфорованими плитами, панелями з метою шумопоглинання;
- 2) контроль рівня шуму та вібрації не менше 1 разу на рік.

5.2.5 Виробничі випромінювання

Проведений аналіз умов праці показав, що приміщення, в якому проводиться робота з дослідження може містити електромагнітні випромінювання.

Гранично допустимі рівні електромагнітних полів наведені в таблиці 5.5.

Таблиця 5.5 – Гранично допустимі значення електромагнітних полів на робочих місцях згідно [49]

Параметри та одиниці вимірювання	Граничні значення в діапазонах частот					
	1-10 кГц	10-60 кГц	0,06-3 МГц	3-30 МГц	30-50 МГц	50-300 МГц
$E_{Гд}$, В/м	1000	700	500	300	80	
$E_{H_{Гд}}$, $(В/м)^2 \cdot год$	120000	40000	20000	7000	800	
$H_{Гд}$, А/м	75	57	50	–	3,0	–
$E_{H_{Гд}}$, $(А/м)^2 \cdot год$	675	390	200	–	0,72	–

З метою забезпечення захисту і досягнення нормованих рівнів випромінювань потрібно застосовувати екранні фільтри та інші засоби захисту, що пройшли випробування в акредитованих лабораторіях і мають щорічний гігієнічний сертифікат. Також можна використати захист часом. Визначимо допустимий час перебування в зоні дії магнітної складової електромагнітного випромінювання, якщо фактична напруженість магнітного поля $H_{\phi} = 20$ А/м.

Допустимий час перебування в зоні дії електричної складової електромагнітного випромінювання визначається за формулою

$$T_{д} = \frac{EH_{H2d}}{H_{\phi}^2} \text{ [год]}, \quad (5.2)$$

де EH_{H2d} – гранично допустиме енергетичне навантаження на організм протягом робочого дня, $(\text{А/м})^2 \text{ год}$;

H_{ϕ} – фактична напруженість магнітного поля, В/м.

Для діапазону частот 0,06...3 МГц вибираємо $EH_{H2d} = 200 (\text{А/м})^2 \text{ год}$.

Підставляючи відомі значення у формулу (5.2), одержимо

$$T_{д} = \frac{200}{20^2} = 0,5 \text{ (год)}.$$

Таким чином, час перебування працівника в зоні дії магнітної складової електромагнітного випромінювання не повинен перевищувати 0,5 год.

5.2.6 Психофізіологічні фактори небезпеки

Оцінка психофізіологічних факторів під час дослідження оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів до Гігієнічної класифікацією праці за показниками шкідливості та небезпечності факторів виробничого середовища, важкості та напруженості трудового процесу.

Загальні енергозатрати організму: до 160 Вт.

Стереотипні робочі рухи (кількість за зміну): до 35 000.

Робоча поза: вільна зручна поза, можливість зміни пози («сидячи – стоячи») за бажанням працівника; перебування в позі «стоячи» до 45% часу зміни.

Нахили тулуба (вимушені, більше 30°), кількість за зміну: до 40 раз.

Класи умов праці за показниками напруженості праці:

Інтелектуальні навантаження:

– зміст роботи – творча діяльність, що вимагає вирішення складних завдань за відсутності алгоритму;

–сприймання інформації та їх оцінка – сприймання сигналів з наступним порівнянням фактичних значень параметрів з їх номінальними значеннями. Заключна оцінка фактичних значень параметрів;

–розподіл функцій за ступенем складності завдання – обробка, виконання завдання та його перевірка.

Сенсорні навантаження:

–зосередження (%за зміну) – до 30-65%;

–щільність сигналів (звукові за1 год) – до 140;

–навантаження на слуховий аналізатор (%) – розбірливість слів та сигналів від 40 до 70 %;

–спостереження за екранами відеотерміналів (годин на зміну) – 4-7год.

–навантаження на голосовий апарат (протягом тижня) – від 17 до 21.

Емоційне навантаження:

ступінь відповідальності за результат своєї діяльності – є відповідальним за функціональну якість основної роботи; Ступінь ризику для власного життя – вірогідний;

Режим праці:

– тривалість робочого дня – 8 год;

– змінність роботи – однозмінна (без нічної зміни).

За зазначеними показниками важкості та напруженості праці, робота, яка виконується належить до допустимого класу умов праці (напруженість праці середнього ступеня).

5.3 Безпека у надзвичайних ситуаціях. визначення області працездатності тунельно-резонансних діодів в умовах дії загрозливих чинників в надзвичайних ситуаціях

В даній частині розділу необхідно провести дослідження стійкості роботи тунельно-резонансних діодів в умовах дії іонізуючих випромінювань та електромагнітного імпульсу. Вплив радіації приводить як до оборотних, так і необоротних змін електричних властивостей твердотільних приладів і інтегральних схем. Оскільки такі зміни можуть приводити до відмов електронних підсистем, 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 та інтегральних схем [52].

До часток, які при влученні в прилади й схеми можуть викликати небажані наслідки, відносяться електрони, протони, фотони, альфа-частинки, важкі іони. 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 eВ), 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 домішки 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 приводять, зокрема, радіаційні дефекти, і саме ці дефектні стани або центри впливають на електричні властивості напівпровідникових приладів. Отже, послідовність подій, у результаті яких відбувається деградація напівпровідника при опроміненні, така:

- падаючі частинки зміщують атоми з положення рівноваги;
- виникаючі дефекти створюють нові рівні енергії;
- під впливом виниклих енергетичних рівнів змінюються електричні параметри елементів приладу.

5.3.1 Дослідження безпеки роботи тунельно-резонансних діодів в умовах дії іонізуючих випромінювань

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

В якості критерію області працездатності каналу зв'язку можна використати граничне значення дози радіації

$$D_{zp} = k \cdot D_{zv} \cdot k_{nosl}, \quad (5.3)$$

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_{zpi} . Оскільки даний канал міститиме в своїй будові мікросхеми, тому допустима експозиційна доза цих елементів тунельно-резонансних діодів становитиме $D_{zpi} = 10^4$ (P). Отже подальші розрахунки проводяться відповідно до цього значення.

Шляхом підстановки числових значень в (5.1) розраховується D_{zp}

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

Отже, працездатність мережі локального зв'язку в умовах дії іонізуючих випромінювань можлива при $D_{zp} < 4600P$.

5.3.2 Дослідження безпеки роботи тунельно-резонансних діодів в умовах дії електромагнітного імпульсу

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

В якості показника стійкості елементів системи до дії електромагнітного імпульсу використовують коефіцієнт безпеки [52]

$$K_{\sigma} = 20 \lg \frac{U_{\sigma}}{U_{B(\Gamma)}} \geq 40 \text{дБ}, \quad (5.4)$$

де U_{σ} - допустиме коливання напруги живлення;

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

Спочатку визначається допустиме коливання напруги живлення

$$U_{\delta} = U_{\text{жс}} + \frac{U_{\text{жс}}}{100} \cdot N, \quad (5.5)$$

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

Шляхом підстановки числових даних в (5.3) отримується

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

Визначається максимально очікувана напруга в горизонтальних лініях[52]

$$U_B = \frac{U_{\delta}}{10^{\frac{K}{20}}}, \quad (5.6)$$

Після підстановки числових даних

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

З формули визначається горизонтальна складова напруженості електричного поля[52]

$$U_B = E_{\Gamma} \cdot l_B. \quad (5.7)$$

Отже, E_{Γ} визначається

$$E_{\Gamma} = \frac{U_B}{l_B}. \quad (5.8)$$

Після підстановки числових даних в формулу (5.6)

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

Вертикальна складова напруженості електричного поля визначається з формули[52]

$$E_{\Gamma} = 10^{-3} \cdot E_B. \quad (5.9)$$

Тоді E_B буде

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

Отже нами проведений огляд негативних чинників, що впливають на безпеку праці на виробництві, та запропоновано комплекс організаційних та технічних заходів щодо зменшення їх впливу на організм людини. Це дозволяє запобігти виникненню травматизму на робочому місці, виникненню професійних захворювань, і взагалі покращити умови праці.

Згідно з виконаними розрахунками безпека тунельно-резонансних діодів в умовах дії електромагнітних випромінювань можлива при напруженості вертикальної складової електричного поля $E_B < 25,2 \text{ В/м}$. Отже, в даному розділі було проведено оцінка безпеки роботи та визначена область працездатності тунельно-резонансних діодів при дії іонізуючих та електромагнітного імпульсу. Як видно з отриманих результатів, тунельно-резонансні діоди є стійкими і будуть безпечно працювати в заданих складних експлуатаційних умовах.

ВИСНОВКИ

1. Проведено аналіз сучасного стану розвитку тунельно-резонансних діодів побудованих на GaAs та AlAs, Розглянуто принцип роботи, будову та основні закони якими вони керуються.

2. Подано інформацію про конструкцію зразка RTD з напівпровідникових матеріалів III-V із шарами GaAs та AlAs та про експериментальні методи, які були використані при дослідженні транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції. Схематично показані установки для проведення досліджень.

3. Досліджено транспортні, оптичні та магнітооптичні властивості з штифтового RTD GaAs-AlAs, використовуючи різні експериментальні методи, такі як криві напруги струму $I(V)$, електролюмінесценція (EL), фотолюмінесценція (PL) та фотолюмінесценція з роздільною здатністю за часом (TR-PL). На кривій характеристик $I(V)$ спостерігаються три чіткі піки, що відповідають резонансному тунелюванню до станів LH1, E1 та HH2 діапазонів провідності та валентності в квантовій ямі (QW). Крім того, спостерігалось слабе плече HH1 при нижньому зсуві від диференціальної провідності кривої $I(V)$. Умова плоскої смуги була отримана, коли контактний діод був зміщений вперед з $\sim 1,51$ В (позначений V_{FB}).

4. Щодо оптичних результатів, то спостерігалось два чітко відокремлені піки EL від QW: «гарячу» лінію з центром близько 1,607 eV та «холодну» лінію з піком близько 1,586 eV. Ці лінії розділені ~ 21 meV і мають червоний зсув зі збільшенням прикладеної напруги зміщення. Гаряча лінія була пов'язана з екситонною рекомбінацією між фундаментальними обмеженими станами в QW (позначена як E1-HH1), тоді як холодна лінія була пов'язана з рекомбінацією з участю дірок, пов'язаних з акцепторами в QW (E1 - A_0 рекомбінація). Ми також спостерігали надзвичайно різкі зміни на відносні інтенсивності цих двох ліній випромінювання при критичних напругах, що відповідають початку електронно-резонансного тунелювання та резонансному піку E1. Завдяки невеликій різниці

прикладеного зміщення ми можемо повністю стерти холодну/гарячу лінію незалежно, різко переключивши випромінювання PL QW на ~ 21 меВ. Цей ефект, безумовно, може бути досліджено для практичних оптичних пристроїв.

5. Досліджено транспорт та поляризацію випромінювання EL під великим магнітним полем. Зокрема, досліджували спінову поляризацію носіїв шляхом аналізу правого (σ^+) та лівого (σ^-) циркулярно-поляризованого випромінювання EL від контактних шарів та QW як функції прикладеної напруги під магнітними полями до 15Т. Криві $I(V)$ виявили додаткові особливості для ухилів, більших за резонанс E1, які були пов'язані з добре відомими резонансними процесами магнітно-тунелювання за допомогою розсіювання..

6. Витрати на проведення науково-дослідної роботи на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» складають 141402,78 (грн). Відповідно до проведеного аналізу та розрахунків рівень наукового ефекту проведеної науково-дослідної роботи на тему «Оптичні властивості тунельно-резонансних діодів» є середній, а дослідження актуальними, рівень доцільності виконання науково-дослідної роботи $K_p > 1$, що свідчить про потенційну ефективність з високим науковим, технічним і економічним рівнем.

7. В розділі охорони праці і безпеки в надзвичайних ситуаціях було розглянуто такі питання, як технічні рішення з гігієни праці та виробничої санітарії, визначення допустимої сили струму в провіднику, при якій напруженість магнітного поля на робочому місці знаходиться в межах норми, технічні рішення з промислової та пожежної безпеки при проведенні дослідження оптичних властивостей RTD, безпека у надзвичайних ситуаціях.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Motsnyi, V F, et al. "Optical investigation of electrical spin injection into semiconductors." *Phys. Rev. B* 68 (2003).
2. Slobodskyy, A, et al. "Voltage-Controlled Spin Selection in a Magnetic Resonant Tunneling Diode." *Phys. Rev. Lett* 90 (2003).
3. Carvalho, H B de, et al. "Voltage controlled hole spin injection in non mangentic GaAs,AlAs RTD." *Physical Review B* 73 (2006).
4. Mizuta, Hiroshi and Tomonori Tanoue. the physics and applications of resonant tunnelling diodes. Cambridge university press, 1995.
5. Tsuchiya, Masahiro and Hiroyuki Sakaki. "Dependence of resonant tunneling current on well widths in AlAs/GaAs/AlAs double barrier diode structures." *Appl. Phys. Lett.* 49 (1986).
6. Goldman, V J, D C Tsui and J E Cunningham. "Observation of intrinsic bistability in resonant tunneling structures." *Phys. Rev. Lett* 58 (1987).
7. Dresselhaus, G. "Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures." *Phys. Rev.* 100 (1995).
8. Bychkov, Yu A and E I Rashba. "Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers." *J. Phys. C: Solid State Phys.* 17.6039 (1984).
9. Walck, S N and L T Reinecke. "Exciton diamagnetic shift in semiconductor nanostructures." *Phys. Rev. B* 57.9088 (1998).
10. Reynolds, D C, et al. "Magneto-optical studies of GaAs-As multi-quantum-well structures grown by molecular-beam epitaxy." *Phys. Rev. B* 35 (1987).
11. Pereira, Ana Luiza Cardoso. *Levitações de Estados Estendidos em Sistemas que Apresentam Efeito*. 2001.
12. Anderson, P W. "Absence of Diffusion in Certain Random Lattices." *Phys. Rev.* 109.1492 (1958).

13. Goodings, C J, H Mizuta and J R. A Cleaver. "Electrical studies of charge build-up and phonon-assisted tunneling in double-barrier materials with very thick spacer layers." *J. Appl. Phys.* 75.363 (1994).
14. Maude, D K, et al. "Electroluminescence and magneto transport studies of a p-i-n superlattice double barrier resonant tunnelling structure." 4.9 (1994).
15. Fabian, Jaroslav, et al. "SEMICONDUCTOR SPINTRONICS." 2007.
16. Tsuchiya, Masahiro, Hiroyuki Sakaki and Junji Yoshino. "Room Temperature Observation of Differential Negative Resistance in an AlAs/GaAs/AlAs Resonant Tunneling Diode." *Jpn. J. Appl. Phys* 24 (1985).
17. Shewchuk, T J, et al. "Stable and unstable current-voltage measurements of a resonant tunneling heterostructure oscillator." *Appl. Phys. Lett.* 47 (1985).
18. Zutic, I, J Fabian and S Das Sarma. "Spintronics: Fundamentals and applications." *Rev. Mod. Phys.* 76 (2004): 323.
19. Miller, David A. B. "Optical Physics of Quantum Wells." n.d.
20. Miller, D A. B., et al. "Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures." *Phys. Rev. B* 32 (1985).
21. Evans, H B, L Eaves and M Henini. "Quantum well luminescence at acceptors in the p-i-n resonant tunneling diodes." 9 (1994).
22. Dellow, M W, et al. "Resonant tunneling through the bound states of a single donor atom in a quantum well." *Phys. Rev. Lett* 68 (1992).
23. Holtz, P O, et al. "Observation of the acceptor-bound exciton confined in narrow GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells in photoluminescence excitation." *Phys. Rev. B* 40.10021 (1989).
24. Potemski, M, et al. "Exchange splitting of the heavy hole exciton ground state in GaAs-GaAlAs quantum wells." *Surface Science* 229.1-3 (1990): 151-154.
25. Greene, Ronald L and K K Bajaj. "Effect of magnetic field on the energy levels of a hydrogenic impurity center in GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs quantum-well structures." *Phys. Rev. B* 31 (1985).
26. Skolnick, M S, et al. "Investigation of InGaAs-InP quantum wells by optical spectroscopy." *Semicond. Sci. Technol.* 1 (1986).
27. Evans, H B, et al. "Quantum well luminescence by resonant tunneling injection of electrons and holes." A.Pinczuk, D.J.Lockwood and. *Optical phenomena in semiconductor structures of reduced dimensions*. Kluwer Academic Publishers, 1993. 387-399.
28. Gilliland, G D. "Photoluminescence spectroscopy of crystalline semiconductors." 1997.

29. Carvalho, H B, et al. "Circular polarization from a non magnetic p-i-n resonant tunnelling diode." *Applied Physics Letters* 90.062120 (2007).
30. Van Hoof, C. ; Borghs, G. ; Goovaerts, E. "Sequential hole tunneling in n-type AlAs/GaAs resonant-tunneling structures from time-resolved photoluminescence" *Phys. Rev. B* 46, 6982 (1992).
31. Romandi'c, I. et al. "Time-resolved photoluminescence spectroscopy of tunneling processes in a bipolar AlAs/GaAs resonant-tunneling structure" *Semicond. Sci. Technol.* 15, 665–675 (2000).
32. Kundrotas, J. et al. "Light emission lifetimes in p-type δ -doped GaAs/AlAs multiple quantum wells near the Mott transition" *Appl. Phys.* 112, 043105 (2012).
33. Harris, C.I. et al. "Exciton dynamics in GaAs/Al_xGa_{1-x}As doped quantum wells" *Phys. Rev. B* 50, 18367 (1994).
34. Godlewski, M. et al. " Interisland exciton migration and enhanced bound exciton recombination in an AlGaAs/GaAs quantum well structure grown by molecular beam epitaxy without growth interruptions at interfaces" *Semicond. Sci. Technol.* 12, 1416–1421 (1997).
35. Mizuta, Hiroshi, and Tomonori Tanoue. *The physics and applications of resonant tunnelling diodes*. 1995.
36. Goodings, C J, H Mizuta, J R. A Cleaver, and H Ahmed. "Variable-area resonant tunneling diodes using implanted in-plane gates." *Journal of Applied Physics* 76, no. 2 (1994).
37. Santos, Lara F dos, et al. "Circular polarization in a non-magnetic resonant tunneling device." 6 (2011).
38. Gobato, Y Galvao, et al. "Spin injection from two-dimensional electron and hole gases in resonant tunneling diodes." *Applied Physics Letters* 99 (2011).
39. Galeti, H V A, et al. "Magneto-optical investigation of two-dimensional gases in n-type resonant tunneling diodes." *Semiconduc. Sci. Technol* (IOP Publishing) 27 (2012).
40. Ashkinadze, B M, et al. "Exciton to two-dimensional electron-hole photoluminescence transitions driven by the quantum Hall effect in photoexcited heterojunctions." *Phys. Rev. B* 72 (2005).
41. Ashkinadze, B M, V Voznyy, E Cohen, Arza Ron, and V Umansky. "Condensation of bulk excitons on a magnetized two-dimensional electron gas in modulation-doped heterojunctions." *Phys. Rev. B* 65 (2002).

42. Van der Meulen, H P, D Sarkar, and J M Calleja. "Free versus localized hole magnetophotoluminescence in semiconductor heterojunctions near." *PHYSICAL REVIEW B* 70 (2004).
43. Teran, F J, et al. "Trion formation in narrow GaAs quantum well structures." *Phys. Rev. B* 71 (2005).
44. Joseph, Israel Bar. "Trions in GaAs quantum wells." *Semicond. Sci. Technol* 20 (2005).
45. Наказ від 08.04.2014 № 248 Про затвердження Державних санітарних норм та правил Гігієнічна класифікація праці за показниками шкідливості та небезпечності факторів виробничого середовища, важкості та напруженості трудового процесу - [Електронний ресурс] - Режим доступу: http://online.budstandart.com/ua/catalog/topiccatalogua/labor-protection/14._nakazy_ta_rozpor_183575/248+58074-detail.html
46. ГОСТ 12.0.003-74 ССБТ. Опасные и вредные производственные факторы. Классификация. - [Електронний ресурс] - Режим доступу: <http://vsegost.com/Catalog/41/41131.shtml>
47. ДСТУ 8604:2015 Дизайн і ергономіка. Робоче місце для виконання робіт у положенні сидячи. Загальні ергономічні вимоги - [Електронний ресурс] - http://online.budstandart.com/ua/catalog/doc-page?id_doc=71028
48. ДСТУ Б В.2.5-82:2016 Електробезпека в будівлях і спорудах. Вимоги до захисних заходів від ураження електричним струмом- [Електронний ресурс] - Режим доступу: http://online.budstandart.com/ua/catalog/doc-page.html?id_doc=65395
49. ДБН В.2.5-28:2018 Природне і штучне освітлення - [Електронний ресурс] - Режим доступу: http://online.budstandart.com/ua/catalog/doc-page.html?id_doc=79885
50. ДСН 3.3.6.037-99 Санітарні норми виробничого шуму, ультразвук та інфразвук. - [Електронний ресурс] - Режим доступу: <http://document.ua/sanitarni-normi-virobnichogo-shumu-ultrazvuku-ta-infrazvuku-nor4878.html>
51. ДСН 3.3.6.042-99 Санітарні норми мікроклімату виробничих приміщень. - [Електронний ресурс] - Режим доступу: <http://mozdocs.kiev.ua/view.php?id=1972>
52. Методичні вказівки до виконання економічної частини магістерських кваліфікаційних робіт / Уклад. : В. О. Козловський, О. Й. Лесько, В. В. Кавецький. – Вінниця : ВНТУ, 2021. – 42 с.

Додаток А
(обов'язковий)
ВНТУ

ЗАТВЕРДЖУЮ
Зав. кафедри РТ ВНТУ,
докт.техн.наук, професор
О.В. Осадчук
” ___ ” _____ 2021 р.

ТЕХНІЧНЕ ЗАВДАННЯ
на виконання магістерської кваліфікаційної роботи
ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ
08-36.МКР. 003.00.000 ТЗ

Керівник роботи
докт.техн.наук, професор каф. РТ
Осадчук В.С.

Виконавець: ст. гр. МНТ-20м
Сорокопуд В.В.

Вінниця-2021

1. ПІДСТАВА ДЛЯ ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Робота проводиться на підставі наказу ректора по Вінницькому національному технічному університету №277 “24 ” 09 2021 року та індивідуального завдання на магістерську кваліфікаційну роботу.

Дата початку роботи: “03” вересня 2021 р.

Дата закінчення: “20” грудня 2021 р.

2. МЕТА І ПРИЗНАЧЕННЯ МКР

Метою роботи є теоритичні і практичні дослідження оптичних властивостей штифтового RTD III-V із шарами GaAs та AlAs.

Об’єктом дослідження процес перетворення оптичного випромінювання в напругу чи струм які протікають в тунельно-резонансних діодів

Предмет дослідження – Оптичні характеристики тунельно-резонансних діодів, що складається з напівпровідникових матеріалів III-V із шарами GaAs та AlAs.

Основні задачі роботи:

1. Провести аналіз сучасного стану розвитку тунельно-резонансних діодів та їх принцип роботи.
2. Навести теоретичну інформацію що до конструкції зразка RTD та описати експериментальні методи, які будуть використані в процесі вимірювань транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції.
3. Експериментально отримати результати вимірювань транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції.
4. Представити експериментальні результати фотолюмінесценції з дозволом часу.
5. Отримати результати замірів магніто-електролюмінесценції під великими магнітними полями, до 15Т.

Методи дослідження Під час цієї роботи ми досліджували оптичні, транспортні та спінові властивості немагнітного RTD типу GaAs/AlAs. Виміряли криві вольт-амперних характеристик $I(V)$, електролюмінесценції (EL), фотолюмінесценції (PL), розчиненої у часі фотолюмінесценції (PLRT) та магніто-електролюмінесценцію нашої структури як функцію прикладеної напруги при низьких температурах та високих магнітних полях .

3 ДЖЕРЕЛА РОЗРОБКИ

1. Готра З.Ю. Технология микрорелектронных устройств. Справочник. –М.: Радио и связь, 1991. –528 с.
2. Осадчук О.В. Мікрорелектронні частотні перетворювачі на основі транзисторних напівпровідникових структур з від’ємним опором. –Вінниця: «УНІВЕРСУМ-Вінниця», 2000. – 303 с.
3. Осадчук В.С., Осадчук О.В. Реактивні властивості транзисторів і транзисторних схем. –Вінниця: «УНІВЕРСУМ-Вінниця», 1999. – 275с.
4. Alexander Osadchuk, Iaroslav Osadchuk, Andrzej Smolarz and Nazym Kussambayeva "Pressure transducer of the on the basis of reactive properties of transistor structure with negative resistance", in Proc. *SPIE* 9816, Optical Fibers and their Applications 2015, 98161C (December 18, 2015).
5. Osadcuk A.V., V.S.Osadchuk and I.A.Osadchuk. "The Generator of Superhigh Frequencies on the Basis Silicon Germanium Heterojunction Bipolar Transistors", in XIIIth International Conference TCSET'2016, "Modern problems of radio engineering, telecommunications, and computer science". Lviv-Slavsko, Ukraine, February 23–26, 2016. –P.336-338.
6. Методичні вказівки до виконання економічної частини магістерських кваліфікаційних робіт / Уклад. : В. О. Козловський, О. Й. Лесько, В. В. Кавецький. – Вінниця : ВНТУ, 2021. – 42 с.

4 ВИКОНАВЕЦЬ

Вінницький національний технічний університет, кафедра радіотехніки, студент групи МНТ-20м Сорокопуд В.В.

5 ВИМОГИ ДО ВИКОНАННЯ МКР

Здійснити аналіз тунельно-резонансного ефекту. Основну увагу приділити фізичному механізму тунельно-резонансного ефекту, параметрам характеристикам тунельно-резонансних діодів.

Основними вимогами є:

- теоретично та модельно дослідити штифтовий резонансно-тунельний діод III-V із шарами GaAs та AlAs
- температура зразка при дослідженнях (Т) від 2 до 5К;
- сила магнітного поля (В) від 0 до 15Т.
-

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	03.09.2021	14.09.2021	Проведено огляд літературних джерел. Вибрана тема	Узгодження теми МКР по кафедрі
2.	Аналіз літературних джерел. Попередня розробка основних розділів	15.09.2021	21.09.2021	Аналіз літературних джерел. Підготовлений матеріал основних розділів	Вступ
3.	Затвердження теми. Розробка технічного завдання	21.09.2021	25.09.2021	Розроблене ТЗ	Наказ ВНТУ про затвердження теми Додаток А
4.	Аналіз вирішення поставленої задачі. Розробка структурної схеми	26.09. 2021	09.10. 2021	Проведений аналіз. Розроблені схеми пристрою	Вступ Розділ 1-2 Звіт по переддипломній практиці
5.	Електричні розрахунки. Експериментальне дослідження	10.10.2021	03.11. 2021	Проведені розрахунки та дослідження	Розділ 3
6.	Розділ моделювання	04.11. 2021	12.11. 2021	Проведено моделювання	Результати моделювання
7.	Розробка графічної частини МКР	13.11. 2021	18.11. 2021	Плакати. Структурні та електричні схеми	Графічна частина
8.	Аналіз економічної ефективності розробки	19.11. 2021	24.11. 2021	Економічна частина	Розділ 4
9.	Охорона праці (ОП)	25.11. 2021	30.11. 2021	Частина БЖД	Розділ 5
10	Оформлення пояснювальної записки та графічної частини	01.12. 2021	08.12. 2021	Оформлена документація	ПЗ та графічна частина
11.	Нормоконтроль	09.12. 2021	12.12. 2021	Підпис нормоконтроля	Оформлена ПЗ та графічна частина
12.	Попередній захист МКР, доопрацювання, рецензування МКР	13.12. 2021	19.12. 2021	Позитивні відзиви	Відзив. Рецензія
13.	Захист МКР ЕК	21.12. 2021	23.12. 2021	Позитивний захист	Протокол ЕК

7. ОЧІКУВАНІ РЕЗУЛЬТАТИ ТА ПОРЯДОК РЕАЛІЗАЦІЇ МКР

В результаті виконання роботи будуть розроблені:

- Аналіз сучасного стану розвитку тунельно-резонансних діодів та їх принцип роботи.
- Теоретична інформація що до конструкції зразка RTD та опис експериментальних методів вимірювань транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції.
- Експериментальні результати вимірювань транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції.
- Експериментальні результати фотолюмінесценції з дозволом часу.
- Результати дослідів магніто-електролюмінесценції під великими магнітними полями, до 15Т.

8 МАТЕРІАЛИ, ЯКІ ПОДАЮТЬСЯ 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 ЇЇ 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 досліджень повинна містити:

- Результати проведених теоретичних досліджень оптичних властивостей тунельно-резонансних діодів, що складається з напівпровідникових матеріалів III-V із шарами GaAs та AlAs з нелегованими квантовими ямами (QW)
- Результати дослідів магніто-електролюмінесценції під великими магнітними полями, до 15Т.
- Теоретична інформація що до конструкції зразка RTD та опис експериментальних методів вимірювань транспорту, електролюмінесценції та фотолюмінесценції.

- Економічну частину та розділ БЖД і ЦЗ.

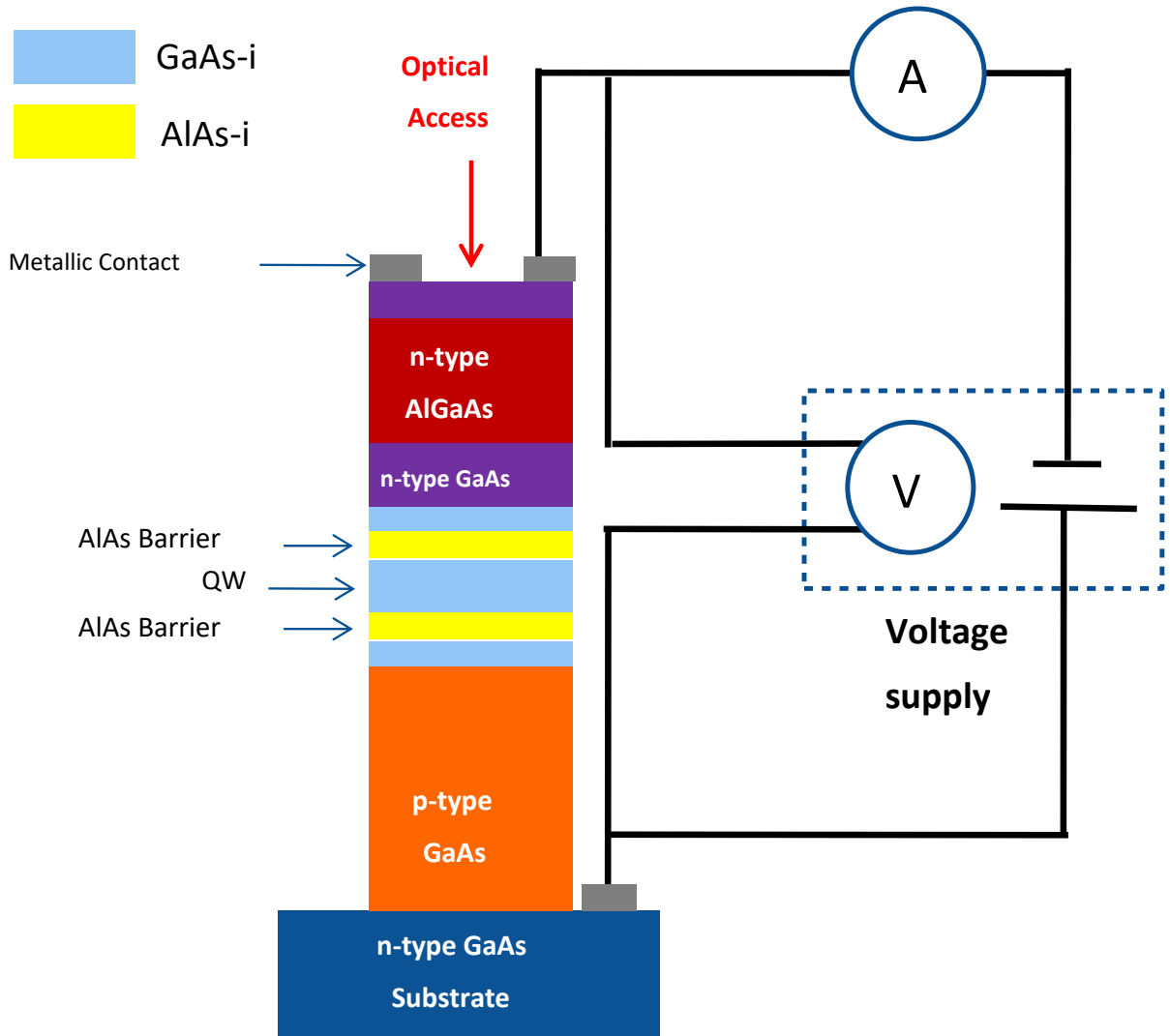
11. ВИМОГИ ЩОДО ТЕХНІЧНОГО ЗАХИСТУ ІНФОРМАЦІЇ З ОБМЕЖЕНИМ ДОСТУПОМ

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

Додаток Б
(обов'язковий)

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ

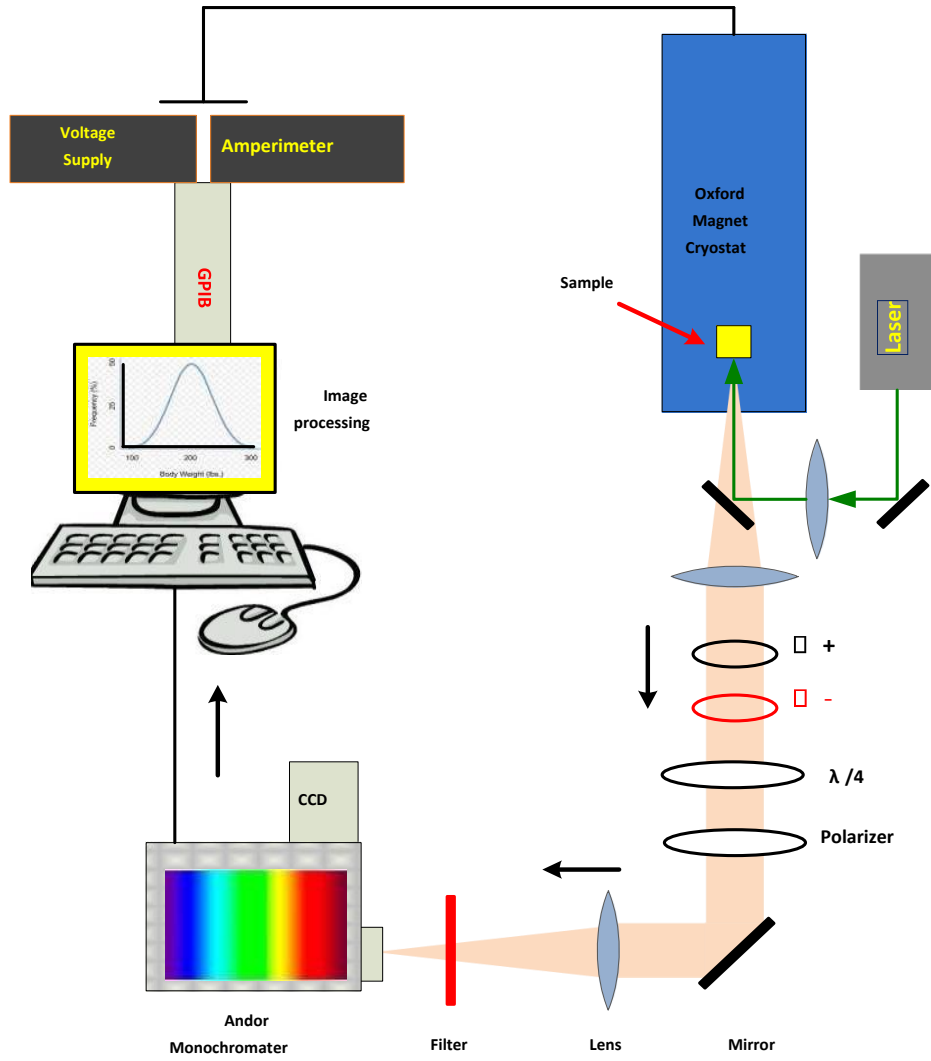
Принципова схема підключення RTD типу "вхід" з симетричними бар'єрами в 4-дротовому кріпленні, що показує амперметр, джерело напруги та шари діода



Додаток В
(обов'язковий)

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ

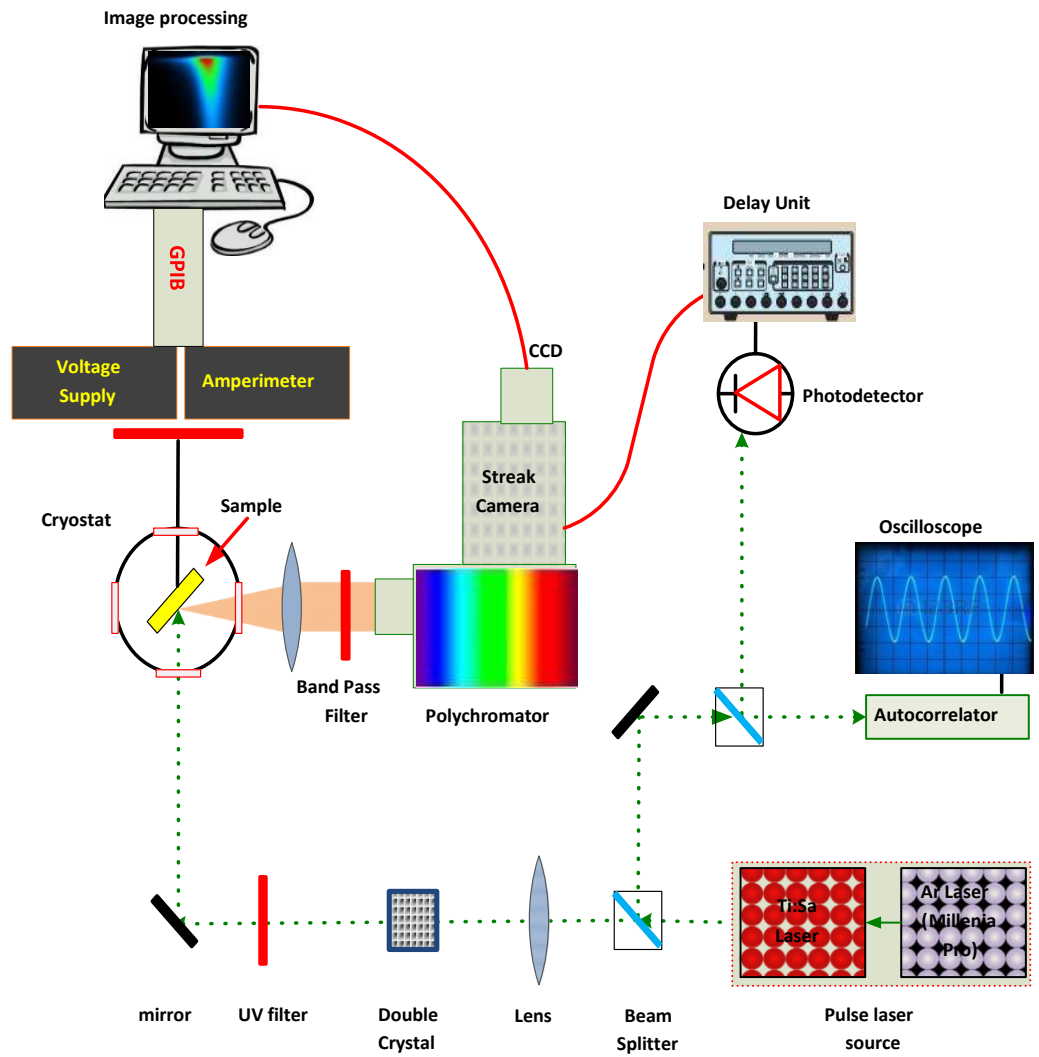
Схематичне зображення основних компонентів для експериментів з
магнітолюмінесценцією QW



Додаток Г
(обов'язковий)

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ

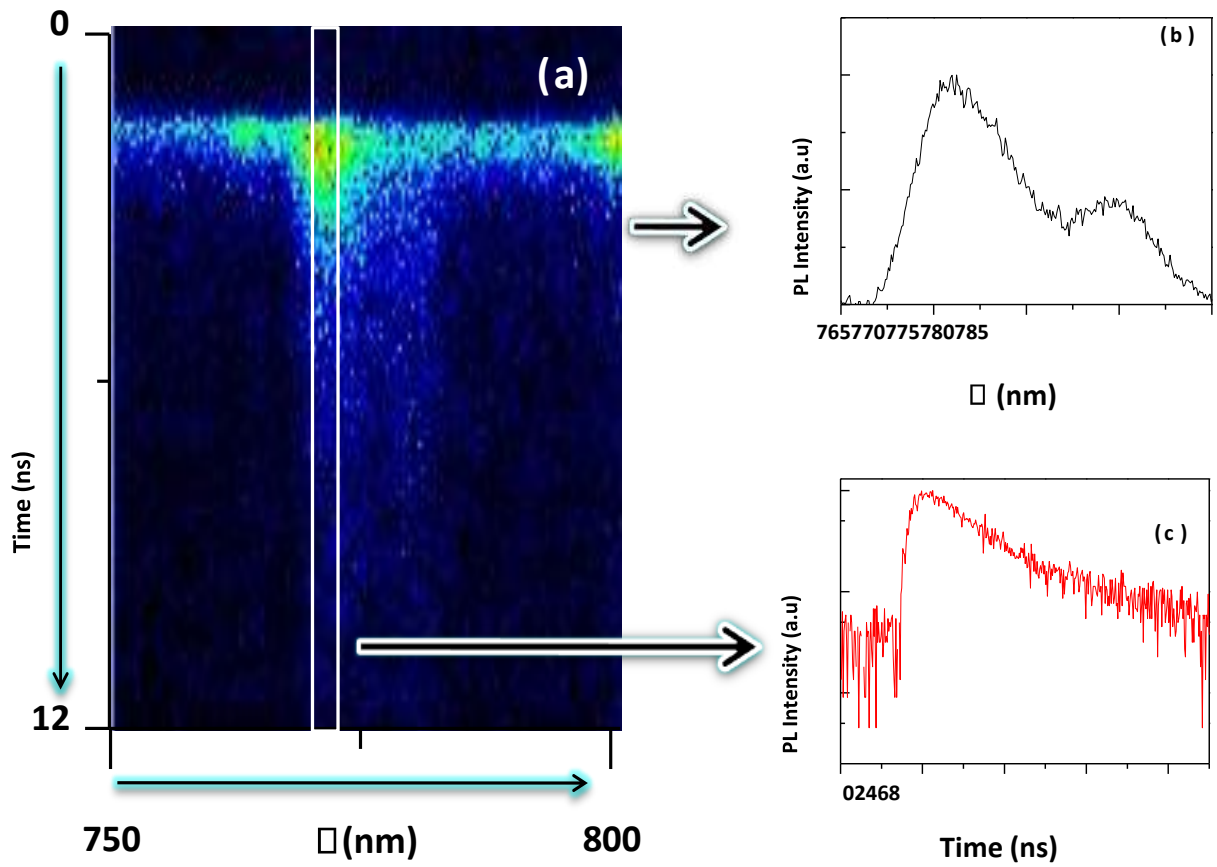
Схематична зображення основних компонентів, що використовуються
в експериментах PLRT



Додаток Д
(обов'язковий)

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ

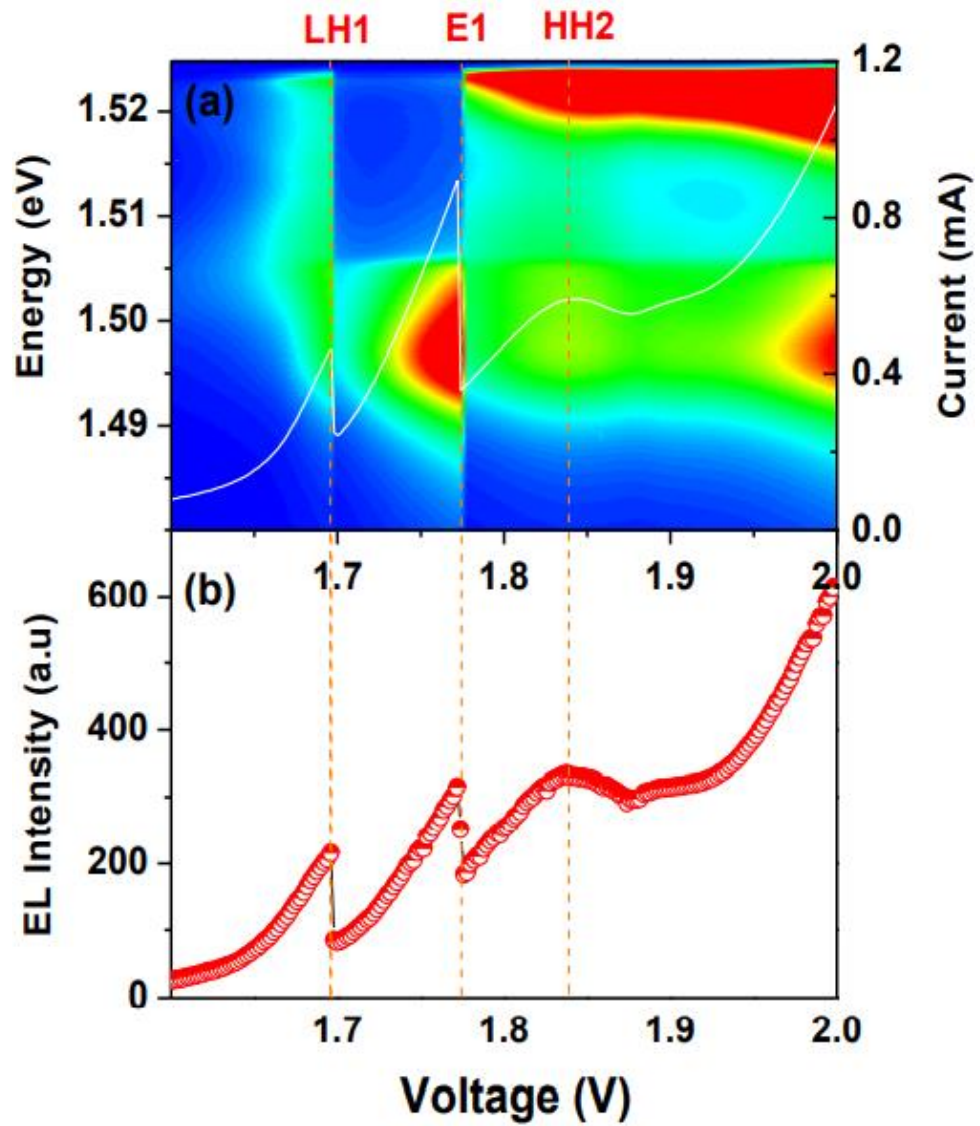
Зображення PL, зроблене при $P = 15$ мВт та $T = 5$ К



Додаток Е
(обов'язковий)

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ

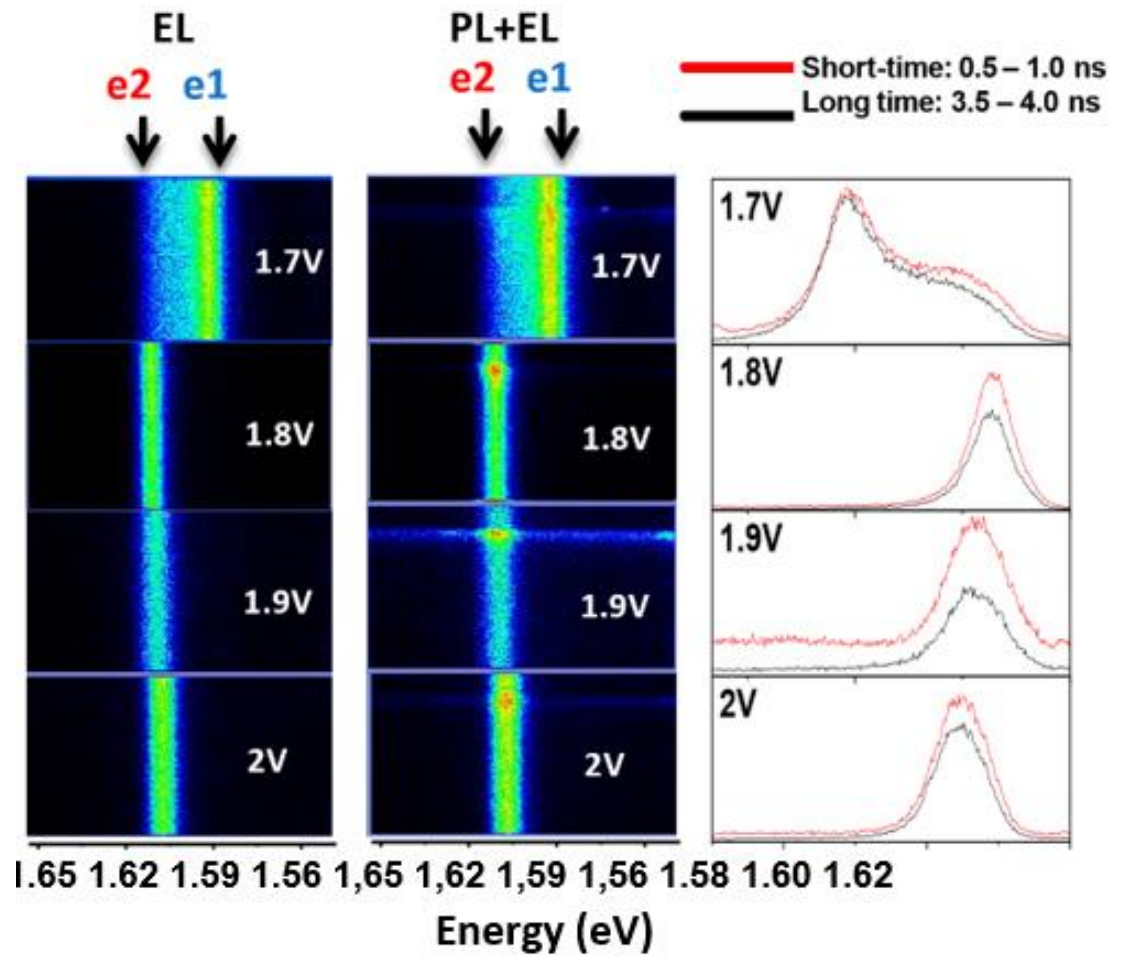
Кольорова карта з інтенсивністю EL як функція прикладеного зсуву
для контактних шарів



Додаток Ж
(обов'язковий)

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ

Зображення TR при $T = 5\text{K}$ та $P = 15\text{ мВт}$ для різних напруг при $V > V_{\text{FB}}$



(a)

(b)

(c)

Додаток К
(обов'язковий)

ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТУНЕЛЬНО-РЕЗОНАНСНИХ ДІОДІВ

Позначення карт поляризованого випромінювання EL для різних значень магнітного поля 8Т (а, б) та 15Т (д, е) при $T = 2\text{К}$

