

Міністерство освіти і науки України  
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії

(повна назва)

Кафедра

Мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв

(повна назва)

## АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА

### Пояснювальна записка

рівень вищої освіти

другий (магістерський)

Співіснування та конкуренція різних механізмів тунелювання у резонансно-  
тунельному діоді

(тема)

Виконав:

студент 2 курсу, групи ЕППм – 18 – 1

Герасименко В.В.

(прізвище, ініціали)

Спеціальність

171 «Електроніка»

Тип програми

освітньо-професійна

Освітня програма «Електронні прилади та пристрої»

Керівник

доц. Пащенко О.Г.

(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

(підпис)

Бондаренко І.М.

(прізвище, ініціали)

2019 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет \_\_\_\_\_ Електронної та біомедичної інженерії \_\_\_\_\_

Кафедра \_\_\_\_\_ Мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв \_\_\_\_\_

Рівень вищої освіти \_\_\_\_\_ другий (магістерський) \_\_\_\_\_

Спеціальність \_\_\_\_\_ 171 «Електроніка» \_\_\_\_\_

Тип програми \_\_\_\_\_ освітньо-професійна \_\_\_\_\_

Освітня програма \_\_\_\_\_ «Електронні прилади та пристрої» \_\_\_\_\_

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри

\_\_\_\_\_ І.М. Бондаренко

« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2019р.

**ЗАВДАННЯ  
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ**

студентові \_\_\_\_\_ Герасименку Владиславу Володимировичу \_\_\_\_\_  
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи \_\_\_\_\_ Співіснування та конкуренція різних механізмів тунелювання у резонансно- тунельному діоді \_\_\_\_\_

затверджена наказом по університету від 04 11 2019 р. № 1635 Ст

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

3. Вихідні дані до роботи \_\_\_\_\_

3.1 Резонансно-тунельний діод на основі двошарової наноструктури  
GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As;

3.2 Зміна ширини квантової ями – 20 – 40 А;

3.3 Зміна ширини обмежуючих бар'єрів – 10 – 30 А.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі \_\_\_\_\_

- Резонансно-тунельні структури в сучасній електроніці та мікроелектроніці.

- Електричний транспорт і резонансне тунелювання

- Інтегральні схеми на основі резонансно-тунельних гетероструктур

- Моделювання руху електрона через двобар'єрну квантово-розмірну структуру

- Формування енергетичної діаграми двобар'єрної напівпровідникової структури

- Моделювання тунелювання електрона через ДБКС

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

Презентація Power Point ( аркушів) \_\_\_\_\_

- Тунелювання в багат шарових структурах

- Механізми тунелювання

- Енергетична діаграма двобар'єрної структури

### КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1	Отримання завдання і розробка плану дослідження	4.11.2019	
2	Огляд інформаційних джерел згідно завдання атестаційної роботи	5.11 – 15.11	
3	Вибір математичної моделі РТД і складання програми математичного експерименту	16.11 – 30.11	
4	Напрацювання і аналіз результатів моделювання	01.12 – 06.12	
5	Оформлення пояснювальної записки і подання роботи на кафедрі	09.12 – 16.12.2019	

Дата видачі завдання \_\_\_\_\_ 2019 р.

Студент \_\_\_\_\_ Герасименко В.В.  
(підпис)

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

## РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка містить 51 стор., 22 рис., 2 додатка, 11 джерел.

КВАНТОВА ЯМА, ОГИНАЮЧА ФУНКЦІЯ, ТУНЕЛЮВАННЯ,  
НАНОСТРУКТУРА, ГЕТЕРОПЕРЕХІД, КЕРУЮЧА НАПРУГА,  
РЕЗОНАНСНИЙ ПЕРЕХІД

Об'єкт дослідження – механізми тунелювання в двобар'єрній наноструктурі.

Мета роботи – дослідження внеску когерентної та некогерентної складової у загальний струм тунельного діоду та впливу на нього структурних параметрів наноструктури.

Метод дослідження – квантово-механічне і напівкласичне математичне моделювання руху електрона через двобар'єрну квантово розмірну структуру з реалізацією моделі за допомогою математичного пакету MathCad 11 Pro.

## ABSTRACT

Explanatory note contains: 51 pages, 22 figures, 11 sources, 2 supplements.

QUANTUM WELL, ENVELOPE FUNCTION, TUNNELING, NANOSTRUCTURE, HETEROJUNCTION, DRIVING VOLTAGE, REZONANT JUNCTION

The object of study is the mechanisms of tunneling in a two-barrier nanostructure/

The aim of the effort is to study the contribution of a coherent and noncoherent component to the total tunnel diode current and the influence of nanostructure structural parameters on it.

Research Method - Quantum-mechanical and semiclassical mathematical modeling of electron motion through a two-barrier quantum-size structure with model implementation using mathematical package MathCad 11 Pro.

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	7
1 РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНІ СТРУКТУРИ В СУЧАСНІЙ ЕЛЕКТРОНІЦІ ТА МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ.....	9
1.1 Резонансно-тунельні структури. Загальні відомості.....	9
1.2 Застосування резонансного-тунельного діода.....	12
2 ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТРАНСПОРТ І РЕЗОНАНСНЕ ТУНЕЛЮВАННЯ.....	15
2.1 Резонансне тунелювання через квантову яму з подвійним бар'єром.....	15
2.2 Квантовий розмірний ефект для електронів і фононів.....	19
2.3 Вольт-амперні характеристики приладів з резонансним тунелюванням...	22
3 ІНТЕГРАЛЬНІ СХЕМИ НА ОСНОВІ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР.....	26
3.1 Діоди на резонансному тунелюванні.....	26
3.2 Транзистори на резонансному тунелюванні.....	30
3.3 Логічні елементи на резонансно-тунельних приладах.....	32
4 МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ ЕЛЕКТРОНА ЧЕРЕЗ ДВОБАР'ЄРНУ КВАНТОВО- РОЗМІРНУ СТРУКТУРУ.....	34
4.1 Формування енергетичної діаграми двобар'єрної напівпровідникової структури.....	34
4.2 Моделювання тунелювання електрона через ДБКС.....	43
ВИСНОВОК.....	49
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ.....	50
ДОДАТОК А.....	52
ДОДАТОК Б.....	53

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

РТД – резонансно-тунельний діод;

РТС – резонансно-тунельна структура;

КРС – квантово-розмірна структура;

ДБКС – двобар'єрна квантово-розмірна структура;

КЯ – квантова яма.

## ВСТУП

Розвиток мікроелектроніки характеризується дедалі більшою складністю ІС, ступінь інтеграції яких подвоюється кожні 18 місяців відповідно до закону Мура. Постійне підвищення ступеня інтеграції ІС відбувається завдяки успіхам фотолітографії і масштабування елементів схем (транзисторів).

Так дозвіл використовуваної в комерційному виробництві фотолітографії (мінімальна довжина затвора) досягло 11 нм, що відповідає довжині каналу польового транзистора 5 нм. Є всі підстави вважати, що в найближче десятиліття технологія зможе забезпечити подальше зменшення розмірів елементів ІС. Однак вже давно ведуться дослідження альтернативної елементної бази електроніки, насамперед заснованої на використанні квантових ефектів.

Ці роботи важливі тому, що традиційна мікроелектроніка наблизилася до фізичної межі своїх можливостей, пов'язаному з неможливістю застосування класичних уявлень на малих розмірах, порівнянних з довжиною хвилі електрона. Як зазначається в [1] єдиним квантовим напівпровідникових приладом, готовим на сьогоднішній день до масового використання в електроніці є резонансно-тунельний діод (РТД).

Метою даної атестаційної роботи є дослідження механізмів тунелювання електронів в РТД і визначення його вольт-амперної характеристики.

# 1 РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНІ СТРУКТУРИ В СУЧАСНІЙ ЕЛЕКТРОНІЦІ ТА МІКРОЕЛЕКТРОНІЦІ

## 1.1 Резонансно-тунельні структури. Загальні відомості.

У загальному випадку резонансно-тунельний діод являє собою періодичну структуру, яка складається з послідовно розташованих квантових колодязів, розділених потенційними бар'єрами, з електричними контактами до двох крайніх протилежних областей.

Робота РТД базується на ефекті резонансного тунелювання носіїв заряду через послідовно розташовані напівпрозорі потенційні бар'єри, розділені квантовими ямами. РТД спочатку були випробувані як детектори випромінювання терагерцового діапазону, а потім як високочастотні генератори. В роботі повідомляється про досягнення частоти генерації 712 ГГц. Був розроблений і створений РТД, максимальна частота генерації якого оцінюється в 2,2 ТГц. Експериментально (електрооптичним методом) спостерігалось перемикання РТД з пікового стану в долинне за 1,5 пс.

В даний час ведуться активні роботи по створенню схем, що містять РТД, для таких функціональних пристроїв дециметрового, сантиметрового і міліметрового діапазонів, як генератори фіксованої частоти, частотні модулятори і змішувачі. Необхідно відзначити, що не тільки висока гранична частота, а й інші характеристики РТД, такі як симетрія його N-образної ВАХ відносно початку координат і знижений рівень шумів, можуть бути практично важливими для його застосування в уже освоєних діапазонах частот.

Крім того, останнім часом з'явилася велика кількість теоретичних і експериментальних робіт, в яких пропонується використовувати резонансно-тунельні структури (РТС) в якості логічних елементів. Монолітний синтез РТС з транзисторними структурами відкриває великі можливості у створенні приладів зі складними логічними функціями.

Подібна інтеграція в різних варіантах була здійснена з польовим транзистором і біполярним транзистором. Монолітна (планарна або вертикальна) інтеграція декількох РТС дозволяє формувати компактні осередки багатозначної логіки і багатозначною пам'яті, здатні вже зараз конкурувати зі звичайними транзисторними осередками. У роботі були інтегровані шість РТД і транзистор з високою рухливістю електронів на основі InGaAs (high electron mobility transistor -HEMT). В результаті були створені аналого-цифровий перетворювач і 4-х значний інвертор.

Великі переваги обіцяє використання РТД в цифрових інтегральних схемах в якості нелінійного навантаження для польових транзисторів. РТД перемикаються швидше, ніж HEMT (тобто не обмежують швидкодії активного приладу), і вертикально інтегруються в стік активного транзистора, не займаючи при цьому додаткового місця. У 1999 році корпорація Raytheon оголосила про завершення розробки повного технологічного процесу для створення схем високого ступеня інтеграції гігагерцового діапазону робочих частот на основі монолітно-інтегрованих РТД і польових транзисторів - HEMT / RTD. РТД дозволяють поліпшити властивості будь-яких транзисторних електронних схем, оскільки схема, що поєднує в собі РТД і транзистори, зазвичай має менше число елементів, менше енергоспоживання і більш високу швидкість, ніж чисто транзисторна схема.

Властива РТД (з навантаженням) бістабільність дозволяє створювати тригерні схеми без використання зворотного зв'язку. Наприклад, описана в [5] HEMT / RTD схема має площу в 6 разів, а енергоспоживання в 3 рази менше, ніж аналогічні HEMT-схеми на частоті 25 ГГц. Завдяки, меншому числу елементів скорочуються також затримки на міжз'єднання..

За HEMT / RTD технології створені осередки статичної оперативної пам'яті з нановатним споживанням, десятирозрядний зсувний регістр, що працює на частоті 2,5 ГГц, тактовий генератор на 6,5 ГГц, чотирьохбітний АЦП на 2 ГГц і інші пристрої. Ці приклади підтверджують високу перспективність використання РТД в електроніці.

При більш детальному розгляді ефекту проходження електронів через потенційні бар'єри, створювані всією сукупністю заряджених частинок при контакті двох, наприклад, напівпровідникових матеріалів, було встановлено кілька цікавих фактів. Виявилося, що в структурі зі свехмалими розмірами властивості цього ефекту залежать від енергії електронів усередині самої структури.

В результаті чого в наноструктурі з двома потенційними бар'єрами спостерігається різке зростання протікання через неї струму тільки при збігу енергії електронів в електроді, що поставляє електрони, і вільного енергетичного рівня в наноструктурі. Це явище отримало назву «резонансне тунелювання».

Явище резонансного тунелювання було вперше описано в 1958 році японським дослідником Л. Есакі. Однак експериментальні резонансно-тунельні діоди і транзистори з'явилися лише на початку 90-х років ХХ століття. Резонансно-тунельний діод являє собою складну періодичну структуру (рис. 1.1 а), розміри деяких областей якої, складають кілька нанометрів.

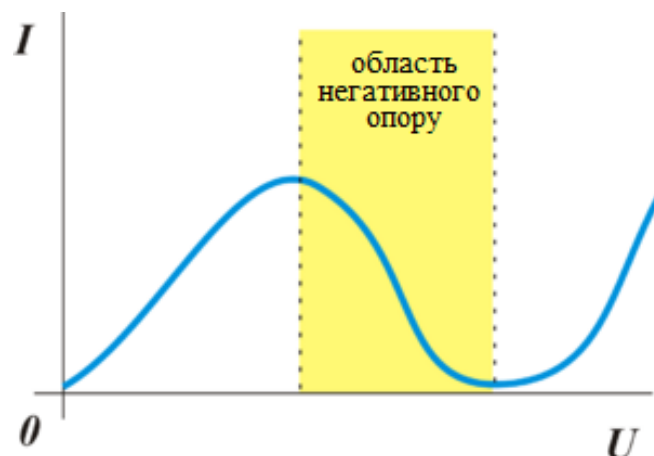
Якщо прикладена напруга невелика, і енергія електронів, що проходять через потенційний бар'єр, менше енергії дискретного рівня, то прозорість бар'єру і, отже, протікаючий струм будуть малі. Струм досягає максимального значення при таких напружених, коли енергія електронів дорівнює енергії дискретного рівня.

При більш високих напругах енергія електронів стане більше енергії дискретного рівня, і прозорість бар'єру для електронів зменшиться. При цьому струм також зменшиться.

Вольт-амперна характеристика резонансного тунельного діода показана на рис. 1.1 б. На вольт-амперної характеристики є максимум і ділянку з негативним диференціальним опором (рис. 1.1 б - область зменшення струму при збільшенні напруги), що надзвичайно привабливо для створення багаторівневих логічних елементів, елементів пам'яті і твердотільних надвисокочастотних генераторів.

Al	
n - GaAs	500 нм
AlAs	1,7 нм
GaAs	4,5 нм
AlAs	1,7 нм
n - GaAs	500 нм
n <sup>+</sup> - GaAs	200 нм
Al	

а)



б)

Рисунок 1.1 – Структура активної області РТД - а,  
і вольт-амперна характеристика – б

Додавання керуючого електрода до резонансно-тунельного діода перетворює його в резонансно-тунельний транзистор і розширює можливості його застосування. Такі транзистори мають частоти перемикання порядку  $10^{12}$  Гц, що в 100 ... 1000 разів вище, ніж у найкращих кремнієвих транзисторів з сучасних інтегральних мікросхем.

З точки зору практичного використання найбільш привабливими характеристиками резонансно-тунельних діодів є їх надзвичайно високі швидкості перемикання.

## 1.2 Застосування резонансного-тунельного діода

Структури з РТС (і спеціальним легуванням контактних шарів) мають властивість зберігання інформації при кімнатній температурі і нульовій прикладеній напрузі. Дане явище полягає в наявності двох стійких станів системи відрізняються профілем зони провідності через відмінності в розподілі заряду і, відповідно, тунельної прозорістю.

Кожному стану відповідає своя гілка ВАХ, перехід між якими відбувається при підвищенні напруги. Такі структури можуть бути використані для виготовлення швидкодіючих енергонезалежних запам'ятовуючих пристроїв. Довгий час серйозною перешкодою для застосування РТД залишалася низька відтворюваність характеристик РТД, яку відносили на рахунок недосконалості технології молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ). В останні роки необхідна висока відтворюваність була досягнута. Зараз основною причиною, по якій не відбувається масове впровадження РТД в електроніку, є складність і дорожнеча технології, а також відсутність досвіду розробки схем з РТД у схемотехніки. Для спрощення технології виробництва, перш за все, бажано створити планарні РТС і недавно стався істотний прорив в даному напрямку [6].

Інша проблема полягає в недостатньо високих статичних характеристиках одержуваних РТД, внаслідок чого вони не у всіх застосуваннях можуть конкурувати з традиційною елементною базою ІС. Найважливішими характеристиками статичної (низькочастотної) ВАХ РТД, що має N-подібний вид, є щільність пікового струму  $J_p$  і ставлення струму в піку  $J_p$  до щільності струму в долині (відношення пік-долина) -  $J_v$ . Для використання РТД як компоненти НВЧ пристроїв визначальним параметром є  $J_p$ , який визначає частоту і потужність генерації. В даному випадку необхідно збільшення щільності пікового струму. З наявних літературних даних інтерес представляють РТД з  $J_p > 10 \text{ А / см}$ .

При використанні РТД в цифрових інтегральних схемах щільність пікового струму визначається конкретним проектованим пристроєм і залежить від розмірів виготовляються елементів і необхідних потужних режимів. Принциповим в даному випадку є зменшення долинного струму, так як визначає споживану потужність елемента в стані логічного нуля. Мінімізація  $J_v$  автоматично збільшує відношення пік / долина.

При цьому вирішується проблема надійності реєстрації логічних рівнів в елементах ІС. Зростання  $J_v$  також сприяє поліпшенню інших статичних і

динамічних характеристик проєктованих пристроїв. Тому основне завдання в області створення приладів з резонансним тунелюванням полягає в отриманні відтвореним чином відносно великих пікових щільності струму ( $10^3 - 10^5$  А/см<sup>2</sup>) і відносин пік / долина більше 10 при 300 К.

Поряд з експериментальними дослідженнями ефекту резонансного тунелювання виникає необхідність в моделях, які дозволили б адекватно описати фізичні процеси, що протікають в структурах і аналізувати залежність електрофізичних характеристик приладів від конструктивно-технологічних параметрів. Такі моделі дозволяють визначити необхідні розміри, підібрати відповідні матеріали на етапі розробки РТД приладів, спрогнозувати їх підсумкові показники. Фізичні моделі спираються на експериментальні дані і, звичайно, оформляються у вигляді комп'ютерних програм - симуляторів.

Повний опис поведінки РТС можливо тільки на мові квантового кінетичного рівняння (ККР), тому що необхідно враховувати процеси розсіювання. Однак, надзвичайно високі вимоги симуляторів на основі ККР до обчислювальної потужності, роблять актуальним використання більш простих моделей. Значна їх кількість засноване на рішенні стаціонарного рівняння Шредінгера в наближенні однозонного методу ефективної маси.

Хоча вже перші моделі (Цу і Есакі) дають якісне збіг розрахунків з експериментальними даними (наявність N-образної ВАХ), вони не в змозі дати точні кількісні характеристики ВАХ РТД. Останні 30 років ведеться робота по поліпшенню моделей шляхом урахування нових ефектів: Гартрі накопичення заряду в РТД, непараболічності електронного спектра, різних механізмів розсіювання.

## 2 ЕЛЕКТРИЧНИЙ ТРАНСПОРТ І РЕЗОНАНСНЕ ТУНЕЛЮВАННЯ

Туннелювання частки крізь бар'єр є одним з найбільш вивчених явищ в квантовій механіці. Теорію про тунелювання частки в одному вимірі можна знайти майже у всіх підручниках по квантовій механіці. Тунелювання грає важливу роль у багатьох напівпровідникових приладах. Зокрема, тунельний діод, або діод Есакі, винайдений Есакі в 1958 р, використовує тунелювання через сильно легований (вироджених) перехід в Ge з прямим зміщенням. Важливою характеристикою діода Есакі є негативний диференціальний опір (НДО), що робить можливим його застосування в якості осцилятора високої частоти (мікрохвильового осцилятора). Властивості початкового діода Есакі в основному визначалися (і лімітувалися) зонної структурою об'ємного напівпровідника.

У 1973 р. Тсу і Есакі висунули ідею про те, що НДС може бути досягнуто в надгратці. Однак пройшло більше десяти років, перш ніж вдалося виготовити зразки з квантовими ямами високої якості, в яких спостерігався ефект НДС. Навіть в цьому випадку зразки представляли собою швидше квантові ями, а не надгратки. Повідомлення про НДС в CP GaAs / AlAs з'явилося кілька років тому. З часу цієї піонерської роботи НДС спостерігалось у багатьох структурах з КЯ і НГ. Щоб проілюструвати фізику явища, розглянемо найпростішу структуру, що складається з КЯ між двома бар'єрами, яку часто називають квантової ямою з подвійним бар'єром.

### 2.1 Резонансне тунелювання через квантову яму з подвійним бар'єром

На рис. 2.1 а схематично представлена структура з квантової ямою і подвійним бар'єром в напрямку зростання (вісь  $z$ ). В даному випадку КЯ складається з слабо легovanого GaAs (з концентрацією носіїв ND2), оточеного

двома нелегованими бар'єрами GaAlAs. Передбачається, що висота бар'єрів і ширина ями ( $W_2$ ) такі, що в ямі утворюється тільки один рівень ( $E_1$ ). Ця тришарова структура поміщена між двома шарами GaAs з сильним легуванням n-типу для створення електричних контактів ( $E_F$  - рівень Фермі). Прилад, який ви бачите на рис. 2.1 а, є приладом n-типу, хоча можуть бути створені подібні тунельні прилади та р-типу. На рис. 2.1 б і 2.1 в показані схеми зон при додатку до приладу напруги зсуву.

При додатку поля електрони можуть тунелювати з шару GaAs зліва (емітер) в шар справа (колектор). Розмірковуючи на якісному рівні, ми очікуємо, що тунельний струм спочатку виявиться малий, але буде зростати при збільшенні прикладеної напруги. Це схематично показано на рис. 2.1 г поблизу початку координат. Коли напруга зсуву сягає величини  $2E_1 / e$ ,  $E_F$  в емітері потрапляє в резонанс з підзоною  $E_1$  в ямі (рис. 2.1 б). (Останнє твердження справедливе лише при однаковій ширині обох бар'єрів.) Тоді електрони, тунельованні в яму, можуть, в принципі, бути захоплені в ній, а потім звільнитися, протунелювавши через другий бар'єр. При такій напрузі тунельний струм сильно зростає. Описане явище називається резонансним тунелюванням. Коли напруга перевищує  $2E_1 / e$ , (рис. 2.1 в), тунельний струм різко падає, створюючи область з негативним диференціальним Опір (рис. 2.1 г). Залежність тунельного струму від напруги зсуву в квантовій ямі з подвійним бар'єром можна обчислити за допомогою наступної наближеної процедури.

Для простоти припустимо, що емітер, яма і колектор зроблені з одного матеріалу (такого як GaAs на рис. 2.1), а електрони поводяться як вільні носії з ізотропної ефективною масою. Електрон з хвильовим вектором  $k$ , в емітер буде тунелювати через бар'єри в колектор без розсіювання, тобто без втрати енергії і зміни хвильового вектору в площині структури (відзначимо, що хвильовий вектор уздовж напрямку росту  $z$  НЕ зберігається, оскільки структура не має трансляційної інваріантності в цьому напрямку).

Зневажимо кулонівською взаємодією між електронами, яке створює «потенціал зображення», що діє на тунелюючий електрон. Зневажимо також вигин зон, які виникають на інтерфейсах між емітером (колектором) і бар'єром внаслідок потенціалу зміщення (це передбачається на рис. 2.1 б і 2.1 в). Зроблені спрощення дозволяють звести тривимірну задачу до одновимірної.

Нехай, як і на рис. 2.1,  $z$  - напрям зростання. Оскільки потенціал  $V(z)$  (є функцією напруги зсуву  $V_b$ ), який «бачить» тунелюючий електрон на рис. 2.1, залежить тільки від  $z$ , рівняння Шредінгера можна розділити на два рівняння, представивши хвильову функцію у вигляді твору двох функцій. Рішення в напрямках  $x$  і  $y$  є плоскими хвилями, і далі розглядатися не будуть.

Власні значення для цих рішень даються виразами:

$$E_{x,y} = [\hbar^2 / (2m_A^*)](k_x^2 + k_y^2). \quad (2.1)$$

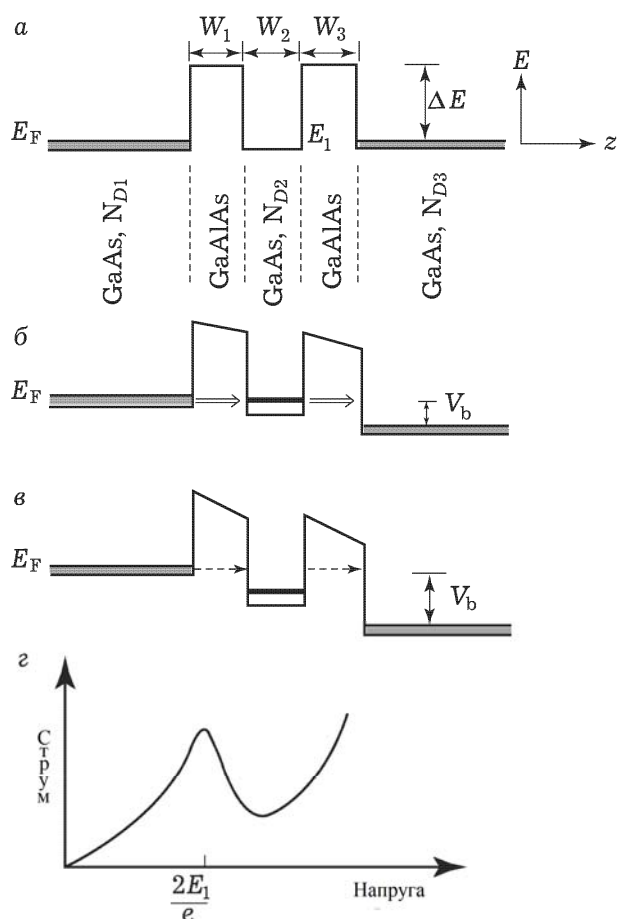
Рівняння Шредінгера для руху уздовж  $z$  має вигляд:

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_A^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \psi_A(z) = E_z \psi_A(z), \quad (2.2)$$

для  $z$  поза бар'єрів і

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_B^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \psi_B(z) = E_z \psi_B(z), \quad (2.3)$$

для  $z$  всередині бар'єрів, де  $m_B^*$  — ефективна маса електрона всередині бар'єрів, передбачувана ізотропною.



а) нульовий зсув; б) напруга зсуву  $V_b = 2E_1/e$ ; в)  $V_b > 2E_1/e$ , де  $E_1$  — енергія електронної підзони всередині КЯ GaAs; г) схематичні I-V характеристики приладу а, на яких видно область НДО для напруги зсуву трохи вище  $2E_1/e$ ;

Рисунок 2.1 – Просторова зміна енергії електрона який складається з КЯ з подвійним бар'єром резонансному тунельному приладі GaAs / GaAlAs / GaAs / GaAlAs / GaAs при трьох напружених зміщення

Повна енергія тунелюючого електрона

$$E = E_{x,y} + E_z. \quad (2.4)$$

За винятком того факту, що маса електрона всередині і поза бар'єрів різна, вирази (2.3) відповідають добре відомій задачі про одновимірне тунелювання, рішення якої приводяться в багатьох підручниках по квантовій механіці.

## 2.2 Квантовий розмірний ефект для електронів і фононів

У тому випадку, коли енергія електрона  $EZ$  менше, ніж висота кожного з бар'єрів навіть при позитивному зсуві, хвильова функція електрона може бути представлена у вигляді суми падаючої і відбитої плоских хвиль в області емітера і ями. Усередині бар'єрів хвильові функції мають чисто уявний хвильовий вектор, тобто є експонентними. В області колектора хвильова функція є плоскою хвилею, що розповсюджується тільки направо, оскільки передбачається, що ця область простягається направо до нескінченності, і тому відбитої хвилі немає. На інтерфейсі накладається звичайне гранична умова безперервності хвильової функції, і її першої похідної по  $z$ . При цих умовах коефіцієнти падаючої і відбитої хвильових функцій в одній області пов'язані з коефіцієнтами в сусідніх областях за допомогою матриці  $2 \times 2$ , яка називається матрицею перенесення. Як приклад припустимо, що потенціал можна розділити на  $n + 1$  областей, які ми визначимо як  $z \in [-\infty, z_1], [z_1, z_2], \dots, [z_n, \infty]$ , а також що всередині кожної області і потенціал  $V_i$  можна вважати постійним. Емітер і колектор відповідають областям 1 і  $n + 1$ . У реальних ситуаціях, якщо потенціал не є постійним всередині якоїсь області, слід ділити цю область на менші доти, поки потенціал не стане приблизно постійним всередині кожної з них. нехай  $A_i$  и  $B_i$  — амплітуди хвиль, що поширюються направо і наліво, відповідно, всередині області  $i$ . Позначимо узагальнений хвильовий вектор в області як  $ki$ :

$$\frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_i^*} = E_z - V_i, \quad (2.5)$$

Маса електрона  $m_i^*$  в області ясно, що  $k_i$  буде чи не буде уявним числом в залежності від того, чи є область бар'єром ( $V_i > E_z$ ) чи ні. Якщо  $k_i$  - уявний, то хвиля загасає. Коефіцієнти  $(A_1, B_1)$  і  $(A_{n+1}, B_{n+1})$  в областях емітера і колектора, відповідно пов'язані співвідношенням

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ B_1 \end{pmatrix} = M_1 M_2 \dots M_n \begin{pmatrix} A_{n+1} \\ B_{n+1} \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

де елементи матриць перенесення  $M_p(\alpha, \beta)$  ( $\alpha, \beta = 1$  або  $2$ ) виражаються наступним чином:

$$M_p(1, 1) = \left( \frac{1}{2} + \frac{k_{p+1} m_p^*}{2k_p m_{p+1}^*} \right) \exp[i(k_{p+1} - k_p) z_p], \quad (2.7)$$

$$\dots \quad M_p(1, 2) = \left( \frac{1}{2} - \frac{k_{p+1} m_p^*}{2k_p m_{p+1}^*} \right) \exp[-i(k_{p+1} + k_p) z_p], \quad (2.8)$$

$$M_p(2, 1) = \left( \frac{1}{2} - \frac{k_{p+1} m_p^*}{2k_p m_{p+1}^*} \right) \exp[i(k_{p+1} + k_p) z_p], \quad (2.9)$$

$$M_p(2, 2) = \left( \frac{1}{2} + \frac{k_{p+1} m_p^*}{2k_p m_{p+1}^*} \right) \exp[-i(k_{p+1} - k_p) z_p]. \quad (2.10)$$

На підставі цих результатів можна обчислити коефіцієнт пропускання для електрона з енергією  $E_z$ :

$$T(E_z) = \left| \frac{A_{n+1}}{A_1} \right|^2. \quad (2.11)$$

На рис. 2.2 приведена залежність  $T(E_z)$  для електрона, тунелюючого через структуру з подвійним бар'єром висотою 1,2 В, при нульовому зміщенні і при зміщенні 0,1 В. Зверніть увагу на те, що при доданому зміщенні потенціал не є постійним всередині бар'єрів (див. рис. 2.1 б і 2.1 в). Як вже зазначалося вище, метод матриць перенесення все ще можна застосовувати наближено, представляючи повільно мінливий потенціал у вигляді декількох постійних сходинок потенціалу. При нульовому зміщенні коефіцієнт пропускання досягає одиниці при значеннях  $E_z$  рівних 0,25 і 0,83 еВ. При цих енергіях електрона відбувається резонансне тунелювання.

Ширина бар'єру і ями рівні 26 і 50 А відповідно. Висота бар'єрів щодо дна ями - 1,2 еВ.

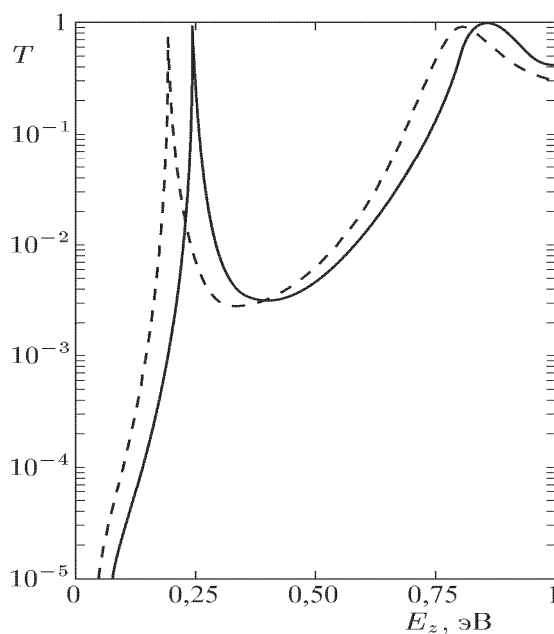


Рисунок 2.2 – Розрахункова енергетична залежність коефіцієнта пропускання електрона через структуру з подвійним бар'єром при нульовому зміщенні (суцільна крива) і при зміщенні 0,1 В (штрихова крива)

У разі відмінного від нуля зміщення коефіцієнт пропускання НЕ дорівнює одиниці навіть в умовах резонансного тунелювання.

2.3 Вольт-амперні характеристики приладів з резонансним тунелюванням.

В експерименті не вимірюються безпосередньо ймовірність тунелювання  $T(EZ)$ . Замість цього зазвичай вимірюють залежність тунельного струму від напруги зсуву (так звані вольт-амперні ( $I - V$ ) характеристики приладу з резонансним тунелюванням). Однак якщо залежність  $T(EZ)$  відома, то можна обчислити повний тунельний струм  $I$ , підсумовуючи ймовірність тунелювання з розподілу електронів в емітер за допомогою наступного виразу:

$$I = \frac{e}{4\pi^3\hbar} \int_0^{\infty} dk_x dk_y \int_0^{\infty} dk_z T(E_z) [f(E) - f(E')] \frac{\partial E}{\partial k_z}, \quad (2.12)$$

де  $e$  - абсолютне значення заряду електрона;

$f(E)$  - ймовірність заповнення для електронів в області емітера (яка при рівноважних умовах є функцією розподілу Фермі-Дірака);

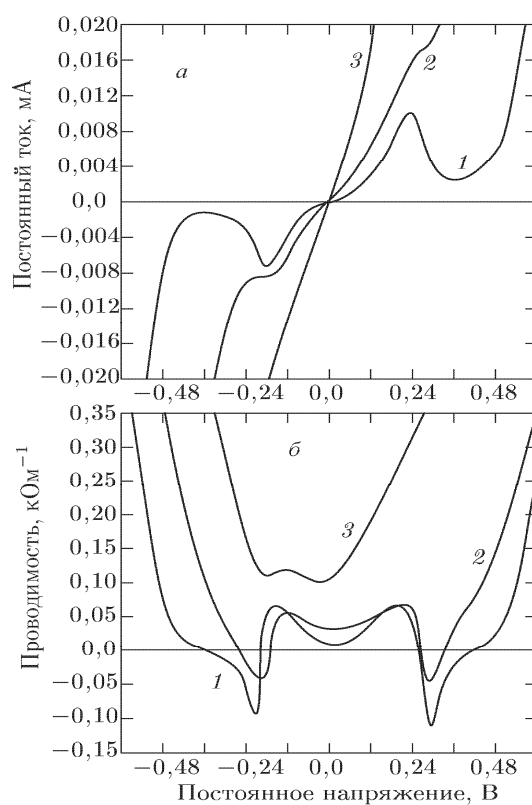
$f(E')$  - аналогічна ймовірність заповнення в області колектора.

Член  $[f(E) - f(E')]$  описує тунелювання електрона з заповненого стану в порожнє. У припущенні, що розсіювання не відбувається, енергія електрона в області колектора  $E'$  пов'язана з енергією в області емітера як:

$$E' = E + eV_b. \quad (2.13)$$

На рис. 2.3 приведені  $I-V$  характеристики і провідність  $dI / dV$  резонансного тунельного діода, виготовленого Соллнером і ін. І зображеного на рис. 2.1 а. Передбачається, що бар'єри  $\text{Ga}_{0,75}\text{Al}_{0,25}\text{As}$  не леговані і є

напівізольюючими внаслідок компенсації залишкових дрібних донорів іншими дефектами, розташованими поблизу середини забороненої зони. Тільки на кривій, що відноситься до 25 К, ясно видно область ОДС. При кімнатній температурі є натяк на область НДО на кривій провідності при зворотному зміщенні. Вольт-амперна характеристика не є повністю симетричною по відношенню до нульового зміщення, хоча вона повинна була б бути такою, якби не було вигину зон. Незважаючи на те, що наведена вище теорія якісно пояснює експериментальні результати, показані на рис. 2.3, отримати гарну кількісну згоду значно складніше.



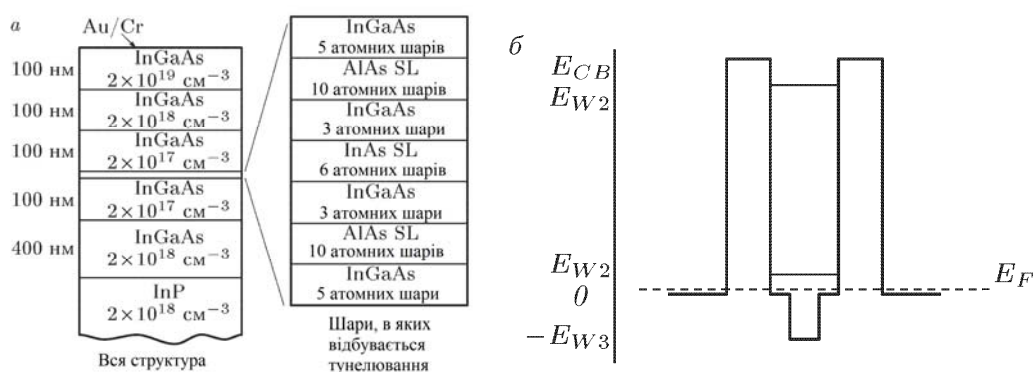
1 — 25 К, 2 — 230 К, 3 — 290 К

Рисунок 2.3 — Залежність струму (а) і провідності (б) РТД від напруги для трьох різних температур

Результати отримані для КЯ з подвійним бар'єром  $W_1 = W_2 = W_3 = 50 \text{ \AA}$ ,  $ND_1 = ND_3 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , концентрація всередині ями в об'ємному еквіваленті  $ND_2 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Одним з експериментальних параметрів, що грають важливу роль в застосуваннях приладу, є так зване відношення пікового струму до струму в долині. Воно визначається як відношення струму при резонансній енергії, відповідної піку тунелювання, до току в мінімумі (або долині) перш, ніж він знову починає зростати при збільшенні напруги. Для приладу на рис. 2.3 це відношення при 25 К дорівнює приблизно 6 при негативному зміщенні і 4 - при позитивному. Його величина визначається розсіюванням тунелюючих електронів усередині ями на фононах, шорсткостях інтерфейсів та інших дефектах.

Важливість розсіювання на фононах ілюструється на рис. 2.3 швидким зменшенням відносини пік-долина при зростанні температури. Розсіювання на шорсткостях інтерфейсу робить несправедливим раніше введене припущення про одномірності. Його вплив на резонансні тунельні прилади, виготовлені з GaAs / GaAlAs, недавно моделювався за допомогою чисельних розрахунків. Набагато більше відношення пік-долина було досягнуто у резонансних тунельних приладах, заснованих на інших матеріалах. Наприклад, на рис. 2.4 показаний прилад, що складається з (емітер і колектор), AlAs (бар'єри) і InAs (яма). У цьому приладі відношення струмів «пік-долина» дорівнює 30 при кімнатній температурі і досягає 63 при 77 К (рис. 2.5) [1].



T = 77 K - а; залежність енергії електрона від його положення вздовж напрямку перпендикулярного верствам структури, наведеної в а; T = 300 - б

Рисунок 2.4 - Схематичне поперечний переріз структури з псевдоморфним InGaAs / AlAs / InAs резонансним тунельним діодом, вирощеним на підкладці з InP

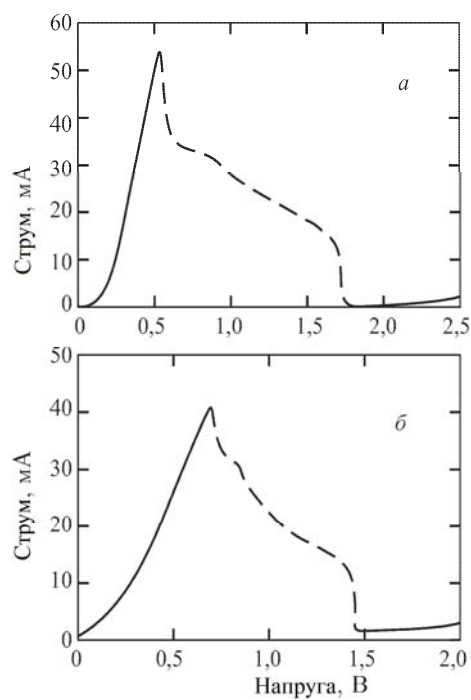


Рисунок. 2.5 – Вольт-амперні характеристики псевдоморфного In- InGaAs / AlAs / InAs резонансного тунельного діода 30 x 30 мкм, (показаного на рис. 2.4, виміряні при а) 77 К і; б) 300 К

### 3 ІНТЕГРАЛЬНІ СХЕМИ НА ОСНОВІ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Явище резонансного тунелювання дозволяє створювати діоди і транзистори, що працюють з часом перемикавання, складовими одиниці і десяти частки пс, тобто в діапазоні частот аж до декількох ТГц ( $10^{12}$  Гц).

#### 3.1 Діоди на резонансному тунелюванні

У загальному випадку резонансно-тунельний діод (resonant tunneling diode - RTD) являє собою періодичну структуру, яка складається з послідовно розташованих квантових колодязів, розділених потенційними бар'єрами, з електричними контактами до двох крайніх протилежних областях. Найчастіше це двобар'єрної структури з одним квантовим колодязем і симетричними характеристиками бар'єрів, оскільки в міру збільшення кількості колодязів все важче реалізувати умови для узгодженого резонансного переносу носіїв заряду. Умовне позначення, еквівалентна схема такого діода і загальний вигляд його основних електричних характеристик показані на рис. 3.1.

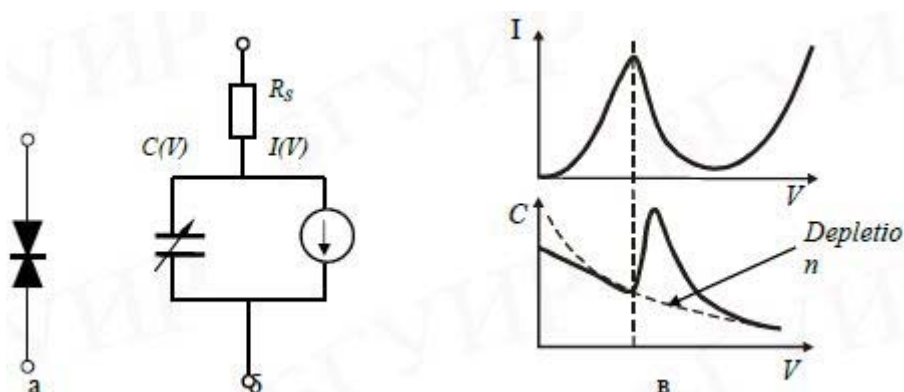


Рисунок 3.1 – Умовне позначення резонансно-тунельного діода (а), його еквівалентна схема (б), вольт-амперна і вольт-фарадна характеристики (в)

Еквівалентна схема резонансно-тунельного діода включає в себе джерело струму  $I(V)$  і ємність  $C(V)$ , керовані напругою, і послідовне опір  $R_s$ . Тут паралельна ланцюжок з  $I(V)$  і  $C(V)$  являє собою власне діод, а  $R_s$  є сумою послідовних опорів, таких як контактні опору. Ємність  $C(V)$  є надзвичайно важливою при визначенні швидкодії приладу. За винятком області напружень поблизу токового резонансу вона приблизно дорівнює ємності, розрахованої для нелегованого розділового шару і збідненого шару приладу. Пік ємності в області негативного диференціального опору обумовлений резонансними електронами, накопиченими в ямі. Це повинно прийматися до уваги при строгому обговоренні швидкодії. Відзначимо також, що  $I(V)$  і  $C(V)$  не залежить від частоти аж до граничних робочих частот діода.

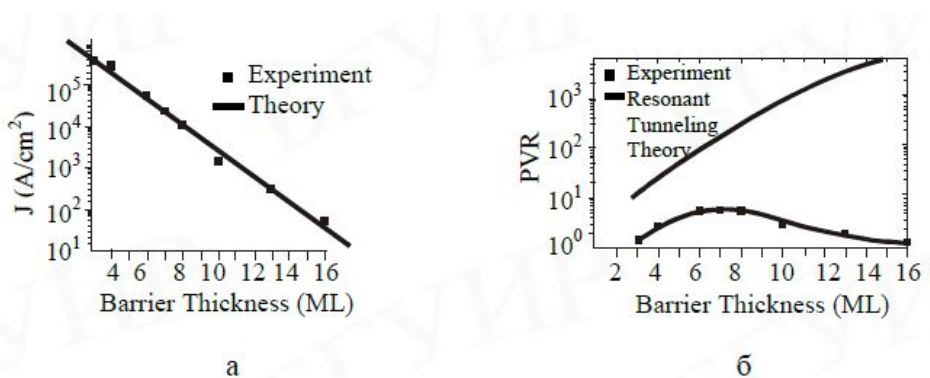
Основною особливістю резонансно-тунельних діодів є наявність на його вольт-амперної характеристики області негативного диференціального опору, яка є основою для більшості його практичних застосувань. Найбільш важливі електричні параметри: пікове значення щільності струму (peak current density) і пікова напруга (peak voltage) - напруга в області піка щільності струму, долина щільності струму в мінімумі (valley current density), відношення цих щільностей струму (peak-to-valley ratio).

Пікова щільність струму зменшується експоненціально зі збільшенням товщини бар'єру. Абсолютна величина пікової щільності струму, отримана моделюванням, добре узгоджується з експериментальними даними, в той час як розрахункова величина долинної щільності струму виявляється на один-два порядки менше експериментальних значень.

Ставлення струмів в максимумі і мінімумі для реальних приладів варіюється від одиниць до декількох десятків при кімнатній температурі (при низьких температурах це відношення зростає), хоча розрахункові значення цього параметра на порядок більше. Причина таких розбіжностей в нехтуванні ефектів розсіювання при розрахунках. Ефекти розсіювання розширюють резонанс, в той же час одночасно послаблюючи його. Пікова щільність струму майже не чутлива до ефектів розсіювання, але долина щільності струму в мінімумі, а отже, і їх

відношення в значній мірі визначаються розсіюванням носіїв заряду на межах колодязя.

Для досягнення високої робочої щільності струму необхідно, щоб бар'єри були тонкими (кілька багатоатомних шарів), а кордони розділу - різкими, чіткими. Однак експериментально показано, що кордони розділу не мають хімічно різких, абсолютно плоских меж навіть при оптимальних умовах формування. Так, наприклад, перехід між GaAs і AlAs в найбільш перспективних для практичного застосування надрешітках на їх основі відбувається в межах 1 - 4 моношарів. Тому потенційний бар'єр на їх кордоні не є строго ступінчастим, а розмитий і залежить від рельєфу поверхні кордону. Це веде до значного зменшення величини відношення струмів в максимумі і мінімумі області негативного диференціального опору на вольт-амперної характеристики діода і пояснює відмінність між теорією резонансного тунелювання і експериментальними даними, що і проілюстровано рис.3.2.



а - щільність пікового струму;

б - відношення струму в максимумі до току в мінімумі (PVR)

Рисунок 3.2 – Порівняння теоретичних та експериментальних даних для GaAs-AlAs резонансно-тунельного діода

З точки зору практичного використання найбільш привабливими характеристиками резонансно-тунельних діодів є їх надзвичайно високі швидкості перемикавання. Обговорюючи фактори, що впливають на швидкодію

цих діодів, важливо розділити два часу відгуку: час на тунелювання, яке пов'язане з квантовими механізмами, і час, який потрібен для зарядки ємності діода і співвідноситься з теорією ланцюгів.

Розглянемо вказане «час тунелювання» і «RC-час». Припустимо, що електричне поле в резонансно-тунельній структурі переходить від нерезонансного до резонансного стану за певний час. Амплітуда хвильової функції в квантовому колодязі змінюється до свого стаціонарного значення у відповідь на цю зміну. Час тунелювання - це і є час, необхідний для цієї зміни, тобто для переходу системи в стійкий стан. Це величина порядку часу життя стабільного резонансного стану в квантовій ямі  $t_{life}$ , що дорівнює часу проходження електроном квантової ями. У спрощеному уявленні цей час задається шириною енергетичного рівня  $\Gamma_0$  як

$$t_{life} = h/\Gamma_0, \quad (3.11)$$

де  $h$  - постійна Планка,

$\Gamma_0$  - ширина енергетичного рівня, яка визначається як напівширина функції ймовірності перенесення електронів через резонансний стан.

$\Gamma_0$  експоненціально зменшується зі збільшенням товщини і висоти бар'єру. Це означає, що для обраних матеріалів зменшення часу тунелювання може бути отримано шляхом зменшення товщини бар'єру. Однак вибір оптимальної товщини вимагає врахування залежності відносини струмів в максимумі і мінімумі від цього параметра. Теоретична межа швидкодії ідеального резонансно-тунельного діода оцінюється в 0,1 пс. У реальних приладах нерівності кордонів і не пружне розсіювання збільшують час тунелювання.

У більшості застосувань швидкодія резонансно-тунельних діодів обмежується не тільки часом тунелювання, але і часом заряду ємності, тобто постійної  $R_sC$  (V). Це добре видно з еквівалентної схеми, наведеної на рис.3.1, б.

Під час обговорення переваг резонансно-тунельних діодів заслуговує на увагу їх порівняння з діодами Есакі (тунельними діодами). Діоди Есакі складаються з сильно легованого р-п переходу і мають подібні вольт амперні характеристики. Одне з найбільш важливих переваг резонансно-тунельних діодів - це можливість отримати високу щільність максимального струму при відносно низькій ємності.

Так, для резонансно-тунельних діодів досягнута екстремально висока щільність струму  $6,8 \times 10^5 \text{ A / cm}^2$  при ємності близько  $1,5 \times 10^{-7}$ . Ці величини вказують на те, що показник швидкості, який визначається як відношення питомої ємності до пікової щільності струму  $C / J_p$ , менше ніж  $0,22 \text{ пс / В}$ . Показник швидкості відповідає швидкості зміни напруги, коли ємність діода заряджається його максимальним струмом. Ця величина набагато менше, ніж для діодів Есакі, яка для останніх більше ніж  $10 \text{ пс / В}$ . Можливість такого відмінності пов'язана з тим, що щільність струму в резонансно-тунельних діодах можна збільшити зміною товщини бар'єру і ями, а це може бути досягнуто без зменшення товщини збідненого шару. З іншого боку, для того щоб збільшити щільність струму в діодах Есакі, повинна бути збільшена концентрація домішки для збільшення товщини тунельного бар'єру (так само як і збідненого шару). Отже, максимальна швидкодія резонансно-тунельних діодів може бути набагато більше, ніж у діодів Есакі. Більш того, в резонансно-тунельних діодах можна уникнути деградації, що спостерігається в діодах Есакі через дифузійного перерозподілу домішок поблизу сильно легованого р-п-переходу.

### 3.2 Транзистори на резонансному тунелюванні

Додавання керуючого електрода до резонансно-тунельного діода перетворює його в резонансно-тунельний транзистор (resonant tunneling transistor) і розширює можливості його застосування.

В електричних схемах резонансно-тунельні транзистори позначають значком, представленим на рис.3.3. Потенціал, що подається на додатковий електрод, зміщує вольт-амперну характеристику діода уздовж осі струму (див. Рис. 3.1, б).

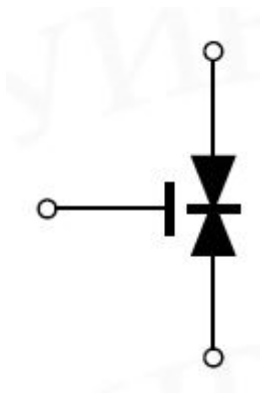


Рисунок 3.3 – Умовне позначення резонансно-тунельного транзистора в електричних схемах

Можна також об'єднати резонансно-тунельний діод зі звичайним транзистором, щоб зробити комбінований прилад. Цей варіант використаний для створення резонансно-тунельного біполярного транзистора (resonant tunneling bipolar transistor) і резонансно-тунельного транзистора на гарячих електронах (resonant tunneling hot electron transistor).

Резонансно-тунельний біполярний транзистор являє собою біполярний транзистор з резонансно-тунельною структурою, вбудованої в області переходу емітер-база або в базі. Схожий на нього і резонансно-тунельний транзистор на гарячих електронах, у якого резонансно-тунельна структура вбудовується в емітер. Ці прилади мають негативну крутизну характеристики в схемі включення з заземленим емітером. Крім названих приладів є і транзисторні структури, що представляють собою керовані затвором резонансно-тунельні діоди (gated resonant tunneling diodes). Затвори в них створюють у вигляді бар'єрів Шоттки або р-п-переходів навколо емітера для зовнішнього управління умовами резонансу струму в діоді. На рис.3.4 показаний приклад такого приладу. У ньому область емітера, а отже, і емітерний струм, можна

модулювати за допомогою потенціалу на затворі, виконаного у вигляді p-n-переходу, навколишнього емітер.

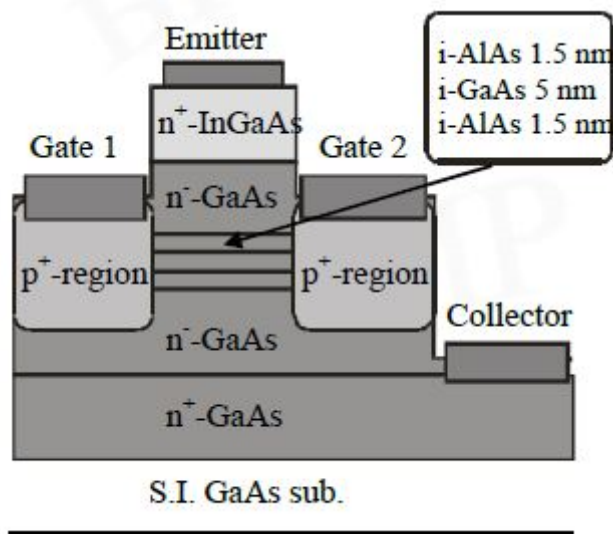


Рисунок 3.4 – Керований затвором резонансно-тунельний діод на основі GaAs-AlAs

Таке управління емітерним струмом дозволяє управляти максимальним струмом, що протікає через структуру в резонансних умовах.

### 3.3 Логічні елементи на резонансно-тунельних приладах

Резонансно-тунельні діоди і транзистори застосовуються як в аналогових, так і в цифрових інтегральних мікросхемах як елементи, що мають вольт-амперну характеристику з ділянкою негативного диференціального опору. Однак ми як приклад зупинимо лише на принципах побудови оригінальних надшвидкодіючих логічних вентилів, які використовують перехід з моностабільного в бістабільний стан (monostable-bistable transition logic elements - MOBILEs).

Такі логічні вентиля використовують перехід з моностабільного в бістабільний стан схеми, що складається з двох послідовно з'єднаних приладів з негативним диференціальним опором. При цьому принаймні один з приладів

повинен мати третій висновок для модуляції пікового струму. На рис. 3.5 показані навантажувальні криві і відповідні діаграми потенційної енергії для такої схеми.

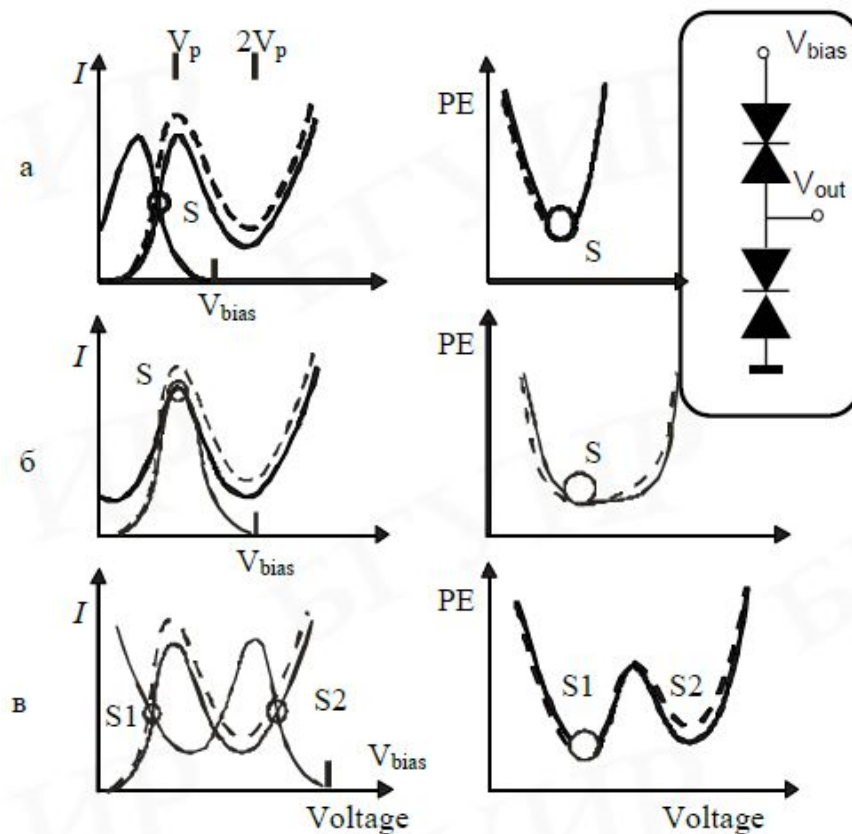


Рисунок 3.5 – Навантажувальні криві і відповідні діаграми потенційної енергії для базового елемента, що забезпечує перехід з моностабільного в бістабільностей стан

## 4 МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ ЕЛЕКТРОНА ЧЕРЕЗ ДВОБАР'ЄРНУ КВАНТОВО-РОЗМІРНУ СТРУКТУРУ

### 4.1 Формування енергетичної діаграми двобар'єрної напівпровідникової структури

По обидва боки від вузькозонних напівпровідника в місцях металургійний контактів між шарами широкозонного і вузькозонних напівпровідника виникають гетеропереходи, які формують на енергетичній діаграмі квантово-розмірної структури потенційні бар'єри для електронів в зоні провідності для важких і легких дірок у валентній зоні. Енергетичні висоти потенціальних бар'єрів в кожній зоні обумовлені розривами кордонів зон, за рахунок різниці енергії заборонених зон і енергій електронного спорідненості контактуючих матеріалів. При цьому, якщо хімічний склад бар'єрних (обмежених) шарів різний для обох бар'єрів по обидва боки вузькозонних матеріалу, то відповідно будуть відрізнятися і висоти бар'єрів для кожного сорту часток (електронів і дірок) на металургійних межах шарів.

Правило Міллера для кожного потенційного бар'єру можна вважати справедливим і для умов даної двохбар'єрної структури може бути записано так:

$$\Delta E_{C1} : \Delta E_{V1} = 0,65 : 0,35 \cdot \Delta E_{g1}, \quad (4.1)$$

$$\Delta E_{C3} : \Delta E_{V3} = 0,65 : 0,35 \cdot \Delta E_{g3,3} \quad (4.2)$$

в свою чергу

$$\Delta E_{g1} = E_{g1}(C_{X1}^{III} A_{1-X1}^{III} B^V) - E_g(A^{III} B^V), \quad (4.3)$$

$$\Delta E_{g3} = E_{g3}(C_{X3}^{III} A_{1-X3}^{III} B^V) - E_g(A^{III} B^V). \quad (4.4)$$

Для даної структури:

$$\Delta E_{g1} = E_g(Al_{X1} Ga_{1-X1} As) - E_g(GaAs), \quad (4.5)$$

$$\Delta E_{g3} = E_g(Al_{X3} Ga_{1-X3} As) - E_g(GaAs). \quad (4.6)$$

Енергія електронів і енергія квазічастинок (важких і легких дірок) на енергетичній діаграмі двохбар'єрної квантово-розмірної структури, обмеженою не симетричними потенційними бар'єрами різної енергетичної висоти, відраховується, як і на зонної діаграмі об'ємного напівпровідника. Енергія електронів відраховується від нижньої точки (дна) зони провідності «вгору» по осі енергій, а енергія важких і легких дірок відраховується від вищої точки (стелі) валентної зони «вниз». Тому енергетична схема завдання по визначенню власних значень і власних функцій частинок не залежить від сорту частинок і енергетичної зони, змінюються тільки ефективні маси і вихідна система. Приведення системи (4.7 а) – (4.7 ж) до однорідного виду:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_1^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + V_1 \varphi_1 = E \varphi_1, \quad (4.7 \text{ а})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_2^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + V_2 \varphi_2 = E \varphi_2, \quad (4.7 \text{ б})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_3^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} + V_3 \varphi_3 = E \varphi_3, \quad (4.7 \text{ в})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_4^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} + V_4 \varphi_4 = E \varphi_4, \quad (4.7 \text{ г})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_5^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_5}{\partial z^2} + V_5 \varphi_5 = E \varphi_5, \quad (4.7 \text{ д})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_6^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_6}{\partial z^2} + V_6 \varphi_6 = E \varphi_6, \quad (4.7 \text{ е})$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_7^*} \cdot \frac{\partial^2 \varphi_7}{\partial z^2} + V_7 \varphi_7 = E \varphi_7. \quad (4.7 \text{ ж})$$

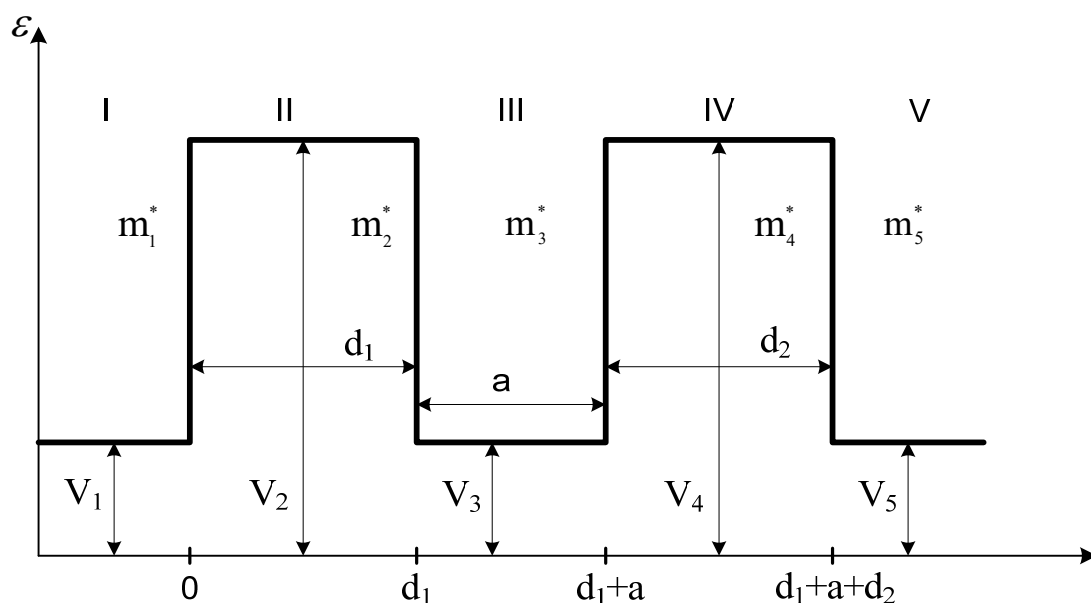


Рисунок 4.1 – Енергетична діаграма двобар'єрної структури

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = -\frac{2m_1^*}{\hbar^2} (E - V_1) \varphi_1, \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} = -\frac{2m_2^*}{\hbar^2} (E - V_2) \varphi_2, \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} = -\frac{2m_3^*}{\hbar^2} (E - V_3) \varphi_3, \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} = -\frac{2m_4^*}{h^2}(E - V_4)\varphi_4, \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_5}{\partial z^2} = -\frac{2m_5^*}{h^2}(E - V_5)\varphi_5. \quad (4.16)$$

Перепризначення константи:

$$k_1^2 = \frac{2m_1^*}{h^2}(E - V_1), \quad (4.17)$$

$$k_2^2 = \frac{2m_2^*}{h^2}(E - V_2), \quad (4.18)$$

$$k_3^2 = \frac{2m_3^*}{h^2}(E - V_3), \quad (4.19)$$

$$k_4^2 = \frac{2m_4^*}{h^2}(E - V_4), \quad (4.20)$$

$$k_5^2 = \frac{2m_5^*}{h^2}(E - V_5). \quad (4.21)$$

Перетворення системи:

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + k_1^2 \varphi_1 = 0, \quad (4.22)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + k_2^2 \varphi_2 = 0, \quad (4.23)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} + k_3^2 \varphi_3 = 0, \quad (4.24)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} + k_4^2 \varphi_4 = 0, \quad (4.25)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_5}{\partial z^2} + k_5^2 \varphi_5 = 0. \quad (4.26)$$

Рішення системи:

$$\varphi_1 = A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_2 z}, \quad (4.27)$$

$$\varphi_2 = A_2 e^{ik_2(z-d_1)} + B_2 e^{-ik_2 z}, \quad (4.28)$$

$$\varphi_3 = A_3 e^{ik_3(z-d_1)} + B_3 e^{-ik_3(z-d_1)}, \quad (4.29)$$

$$\varphi_4 = A_4 e^{ik_4(z-d_1-a)} + B_4 e^{-ik_4(z-d_1-a)}, \quad (4.30)$$

$$\varphi_5 = A_5 e^{ik_5(z-d_1-a-d_2)}. \quad (4.31)$$

Амплітуда падаючої хвилі дорівнює:

$$A_1 = 1.$$

Амплітуда відбитої хвилі дорівнює:

$$B_5 = 0.$$

Граничні умови:

$$\varphi_n = \varphi_{n+1} \Big|_{z=b}, \quad (4.32)$$

$$\frac{1}{m_n^*} \frac{\partial \varphi_n}{\partial z} = \frac{1}{m_{n+1}} \frac{\partial \varphi_{n+1}}{\partial z} \Big|_{z=b}. \quad (4.33)$$

Похідні від хвильових функцій в кожній області:

$$\varphi_1' = \frac{ik_1}{m_1^*} e^{ik_1 z} - \frac{ik_1}{m_1^*} B_1 e^{-ik_1 z}, \quad (4.34)$$

$$\varphi_2' = \frac{ik_2}{m_2^*} A_2 e^{ik_2 z} - \frac{ik_2}{m_2^*} B_2 e^{-ik_2 z}, \quad (4.35)$$

$$\varphi_3' = \frac{ik_3}{m_3^*} A_3 e^{ik_3(z-d_1)} - \frac{ik_3}{m_3} B_3 e^{-ik_3(z-d_1)}, \quad (4.36)$$

$$\varphi_4' = \frac{ik_4}{m_4^*} A_4 e^{ik_4(z-d_1-a)} - \frac{ik_4}{m_4} B_4 e^{-ik_4(z-d_1-a)}, \quad (4.37)$$

$$\varphi_5' = \frac{ik_5}{m_5^*} A_5 e^{ik_5(z-d_1-a-d_2)}. \quad (4.38)$$

Формування розрахункової матриці:

$$z = d_1, \quad (4.39)$$

$$A_2 e^{ik_2 d_1} + B_2 e^{-ik_2 d_1} - A_3 - B_3 = 0, \quad (4.40)$$

$$A_2 e^{ik_2 d_1} + B_2 e^{-ik_2 d_1} - A_3 \frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} - B_3 \frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} = 0, \quad (4.41)$$

$$z = d_1 + a, \quad (4.42)$$

$$A_3 e^{ik_3 a} + B_3 e^{-ik_3 a} - A_4 - B_4 = 0, \quad (4.43)$$

$$A_3 e^{ik_3 a} + B_3 e^{-ik_3 a} - A_4 \frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} - B_4 \frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} = 0, \quad (4.44)$$

$$z = d_1 + a + d_2, \quad (4.45)$$

$$A_4 e^{ik_4 d_2} + B_4 e^{-ik_4 d_2} - A_5 = 0, \quad (4.46)$$

$$A_4 e^{ik_4 d_2} + B_4 e^{-ik_4 d_2} - A_5 \frac{k_5 m_4}{k_4 m_5} = 0. \quad (4.47)$$

Визначник системи рівнянь для знаходження невідомих коефіцієнтів розкладення В1-А5, і її правих частин.

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

$$i = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_e \cdot e \cdot \Delta V}{h^3} \cdot \int_0^{E_F} d(e) \cdot f_F(e) \cdot de. \quad (4.48)$$

Процес формування реальної і уявної частини хвильової функції, а також квадрата її модуля в процесі падіння частки на бар'єр зі збільшенням енергії падаючої частинки.

P (a1, b1, c1, z) - межі зон провідності

F1 (a1, b1, c1, z) - реальна частина хвильової функції на тлі енергетичної діаграми ВРХ

F2 (a1, b1, c1, z) - уявна частина хвильової функції на тлі енергетичної діаграми ВРХ

F3 (a1, b1, c1, z) - квадрат модуля хвильової функції на тлі енергетичної діаграми ВРХ.

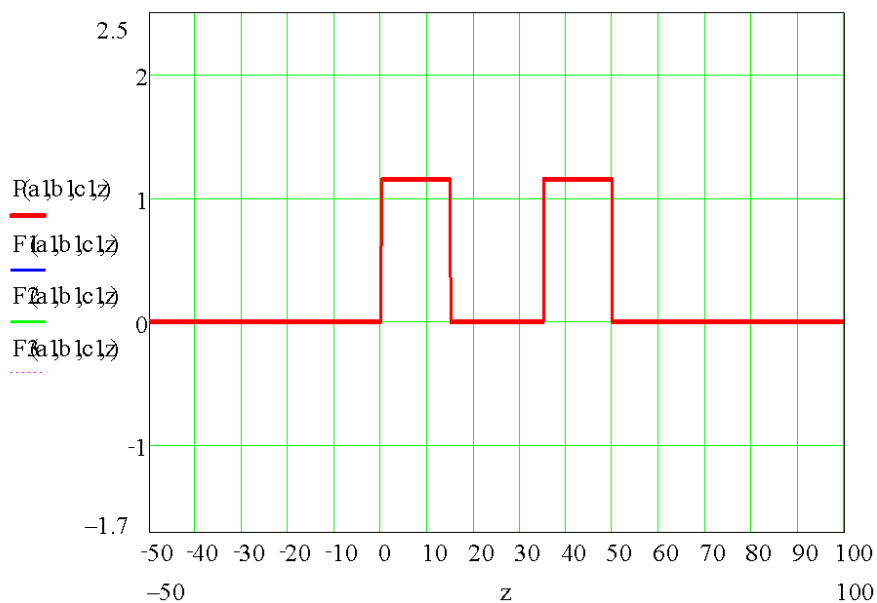


Рисунок 4.2 – Кордон зони провідності активної області резонансно-тунельного діода

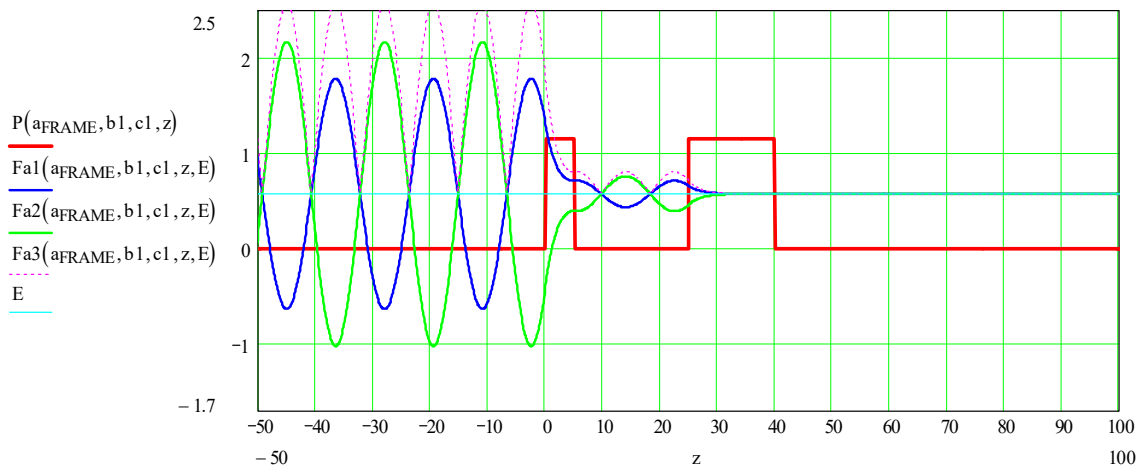
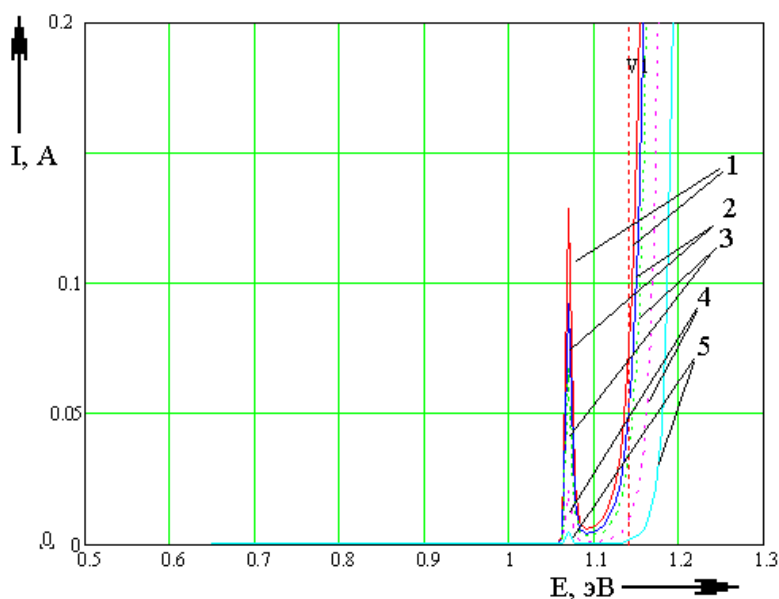


Рисунок 4.3 – Реальна і уявна частина хвильової функції частинки

На рис. 4.4 показана розрахункова вольт-амперна характеристика резонансно-тунельного діода і її залежність від температури. Показано, що ВАХ має яскраво виражений ділянка негативного диференціального опору, пік якого зменшується з ростом температури. Відмінною особливістю ВАХ РТД є

також і те, що зростанням напруги і температури пік і долина ділянки ВАХ з негативним диференціальним опором залишаються такими ж різкими і «не розмиваються». Крім того, в РТД дана ділянка є майже вертикальним, що дозволяє конструювати могутні бістабільні прилади на основі РТД, з малими часом перемикання.



1 –  $T = 290$  К; 2 –  $T = 295$  К; 3 –  $T = 300$  К; 4 –  $T = 320$  К; 5 –  $T = 350$  К.

Рисунок 4.4 - Вольт-амперна характеристика резонансно-тунельного діода розрахована для різних температур

З ростом напруги вище напруги долини відбувається різке зростання ВАХ, пов'язаний з надбар'єрного проходженням електронів в активній нанорозмірною області РТД, розігрівом носіїв і їх лавинним розмноженням.

## 4.2 Моделювання тунелювання електрона через ДБКС

Сучасні технології вирощування епітаксійних структур дозволяють формувати багат шарові системи зі складним потенційним рельєфом, в тому числі систем зі зв'язаними квантовими ямами. Останні цікаві тим, що в них можливе формування заданого енергетичного спектра і швидкостей розсіювання електронів не тільки шляхом задання форми потенційної ями, але і шляхом зміни зв'язку між сусідніми квантовими ямами. Крім того, в ряді випадків коефіцієнт проходження через багатобар'єрні структури виявляється більше коефіцієнтів проходження через кожен бар'єр окремо. Даний ефект виникає внаслідок інтерференції хвиль де Бройля і носить назву резонансного тунелювання через багатобар'єрну структуру.

Розглянемо проходження частинки через систему з двох потенційних бар'єрів, розділених квантової ямою, укладену між двома напівнескінченними областями (рис. 4.1). Джерело електронів знаходиться в області 0 і нескінченно віддалений від структури. Електрон рухається від джерела в позитивному напрямку осі Oz, володіючи енергією E. Для розрахунку коефіцієнта проходження електрона і амплітуд хвиль де Бройля скористаємося матричних методом:

- число шарів в структурі  $N = 3$ ;
- число кордонів в даній системі  $N + 1 = 4$ ;
- число областей, в яких потенціал  $U(z)$  постійний  $N + 2 = 5$ .

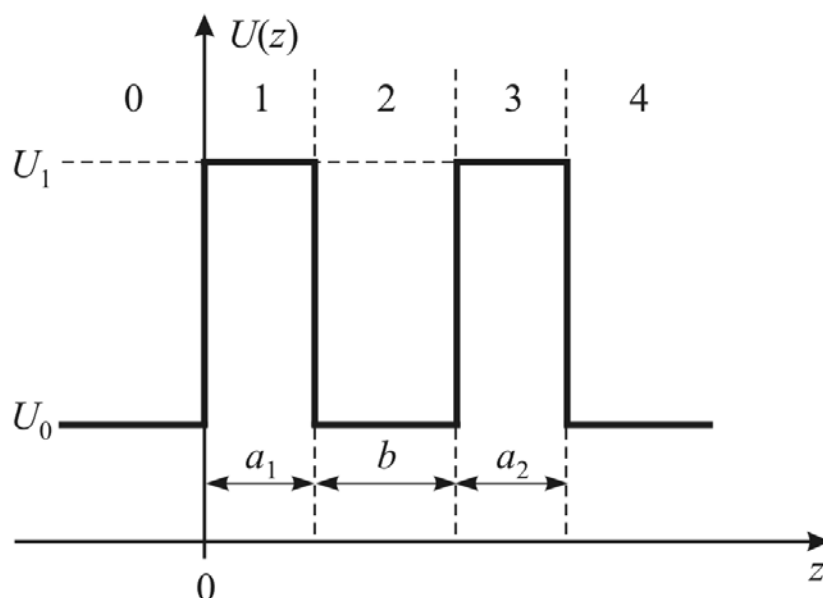
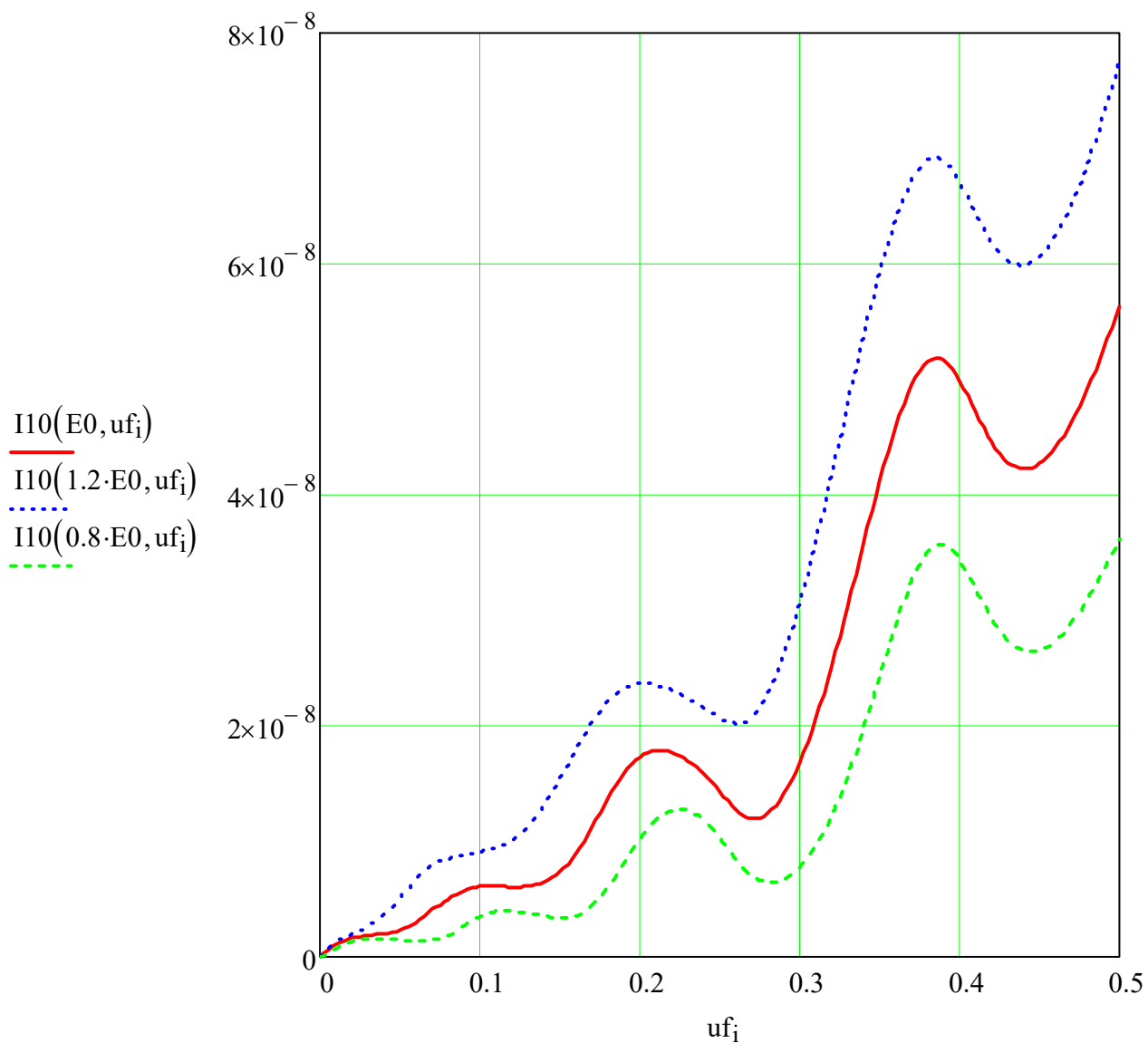


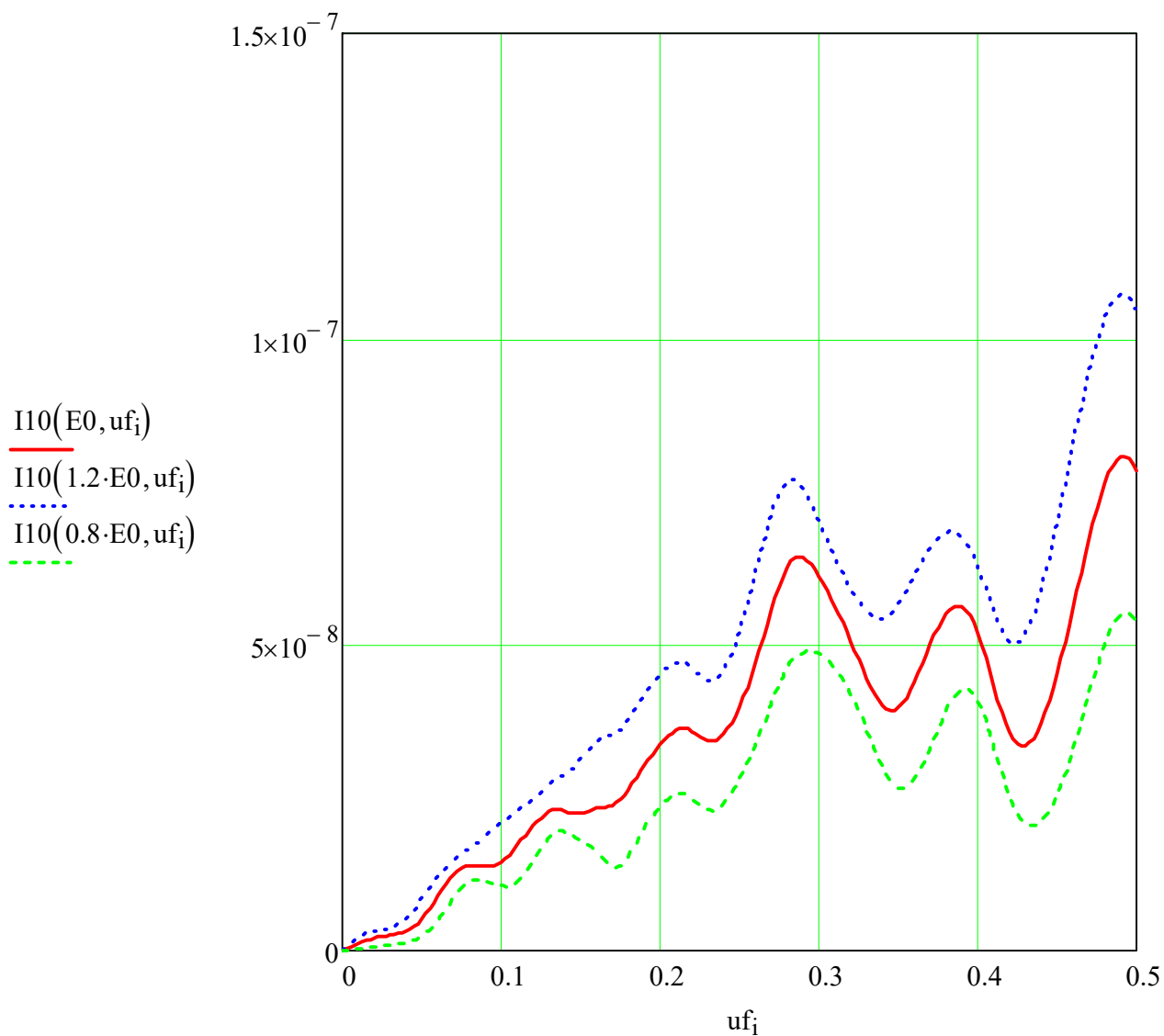
Рисунок 4.1 - Енергетична діаграма двобар'єрної квантоворозмірної гетероструктури

Спираючись на вирази (4.48) та (4.39) - (4.47) була створена математична модель РТД на основі двошарової наноструктури. Результати моделювання ВАХ РТД з урахуванням зміни положення рівня Фермі для різних товщин шарів, що складають наноструктуру, показані на рис 4.4., рис. 4.5, та рис. 4.6



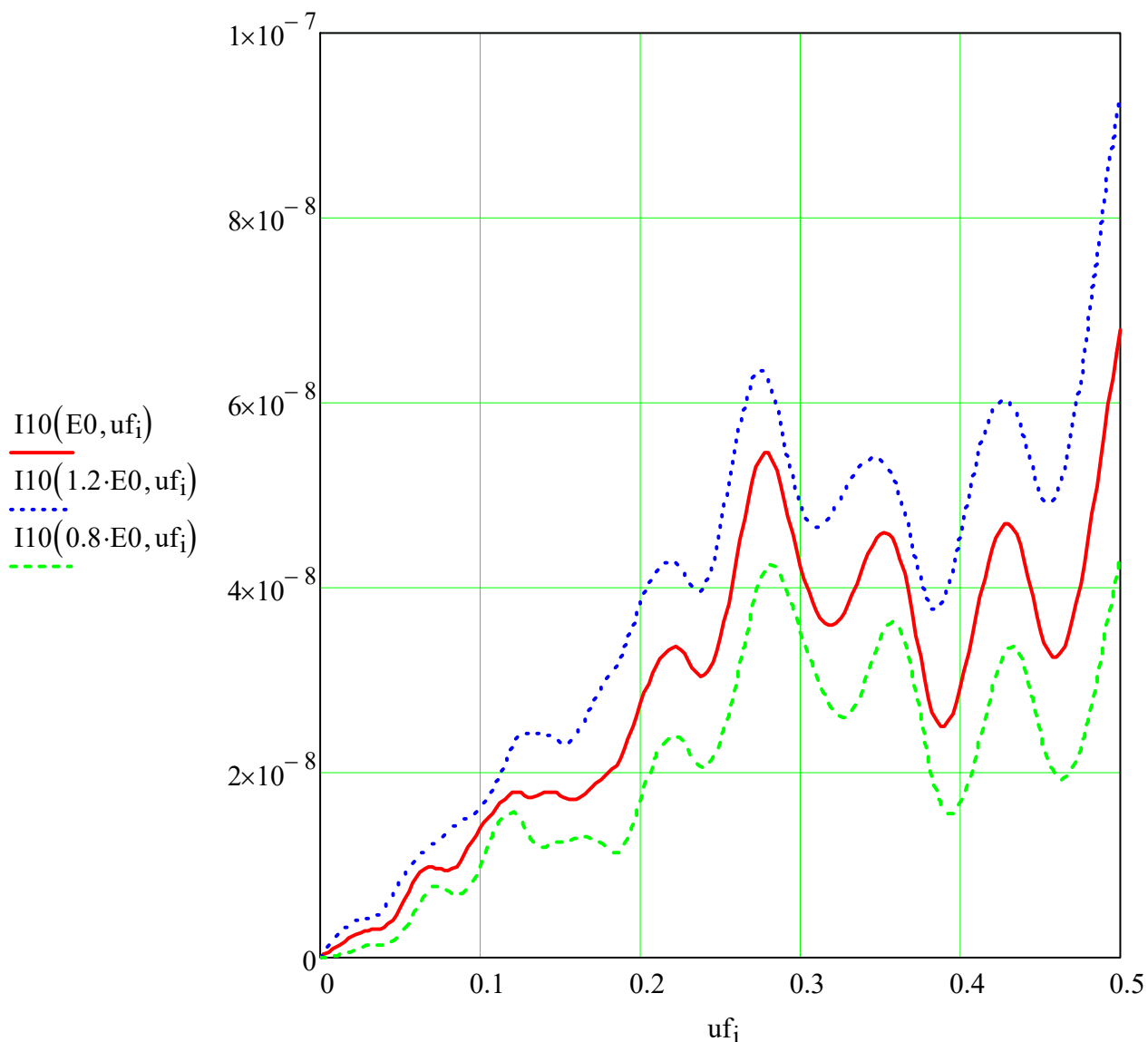
$$a_1 = 5 \text{ нм}, \quad b_1 = 10 \text{ нм}, \quad a_2 = 5 \text{ нм}$$

Рисунок 4.4 – Вольт-амперні характеристики двошарової резонансно-тунельної структури GaAs - Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As - GaAs - Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As – GaAs для різних значень енергії рівня Фермі при зазначених товщина шарів



$$a1=10 \text{ нм}, v1=10 \text{ нм}, a2=10 \text{ нм}$$

Рисунок 4.5 – Вольт-амперні характеристики двошарової резонансно-тунельної структури GaAs - Al<sub>0.3</sub> Ga<sub>0.7</sub> As - GaAs - Al<sub>0.3</sub> Ga<sub>0.7</sub> As – GaAs для різних значень енергії рівня Фермі при зазначених товщина шарів



$$a_1 = 10 \text{ нм}, b_1 = 15 \text{ нм}, a_2 = 10 \text{ нм}$$

Рисунок 4.6 – Вольт-амперні характеристики двошарової резонансно-тунельної структури GaAs - Al<sub>0.3</sub> Ga<sub>0.7</sub> As - GaAs - Al<sub>0.3</sub> Ga<sub>0.7</sub> As – GaAs для різних значень енергії рівня Фермі при зазначених товщина шарів

Аналізуючи ВАХ РТД, наведені на рис 4.4 – 4.6 можна зробити наступні висновки.

- Нелінійні ВАХ, а саме «піки» і «долини» відповідають енергіям тунельної прозорості і непрозорості структури відповідно.

- Зі зростанням товщини квантово-обмеженого шару кількість «піків» і «долин» збільшується, оскільки зі збільшенням товщини квантової ями збільшується і кількість дозволених енергетичних рівнів.
- Зростання товщини обмежувальних бар'єрів призводить до зменшення діючих значень струму на «піках» ВАХ оскільки загальна прозорість структури зменшується.

## ВИСНОВКИ

У даній роботі було розглянуто резонансно-тунельний діод і його характеристики, області застосування, принцип дії, мехізми тунелювання, електричний транспорт і резонансне тунелювання. Вольтамперні характеристики приладів з резонансним тунелюванням, а також інтегральні схеми на основі резонансно-тунельних гетероструктур та формування енергетичної діаграми напівпровідникової структури.

ВАХ РТД має яскраво виражену ділянку негативного диференціального опору, пік якого зменшується з ростом температури. Відмінною особливістю ВАХ РТД, є також і те, що зростанням напруги і температури пік і долина ділянки ВАХ з негативним диференціальним опором залишаються такими ж різкими і «не розмиваються». Крім того, в РТД дана ділянка є майже вертикальною, що дозволяє конструювати могутні бістабільні прилади на основі РТД, з малими часом перемикавання. З ростом напруги вище напруги долини відбувається різке зростання ВАХ, пов'язане з надбар'єрним проходженням електронів в активній нанорозмірній області РТД, розігрівом носіїв і їх лавинним розмноженням. Розвиток науки про наноструктури дасть можливість отримання наноматеріалів з якісно новими властивостями. Розвиток нанoeлектроніки і наномеханіки послужить основою якісно нового етапу в розробці новітніх інформаційних технологій, засобів зв'язку, в рішенні проблем якісно нового рівня життя та ін. Успіх у розвитку цих напрямків визначиться, по суті, рішенням двох основних проблем: розробка надійних способів створення наноматеріалів і нанооб'єктів з необхідними властивостями, включаючи використання методів поатомної збірки і ефектів самоорганізації; розробка нових і розвиток існуючих методів нанодіагностики з атомним дозволом. Сучасний прогрес в області нанотехнологій дозволяє сподіватися, що вже в недалекому майбутньому багато проблем будуть вирішені.

## ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Кардона, Ю.П.М. Основы физики полупроводников / Ю.П. Кардона, И.И. Решиной, Под ред. Б.П. Захарчени. — 3-е изд. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002. — 560 с.
2. Поздняков, Д.В. Расчет вольт-амперных характеристик симметричных двухбарьерных резонансно-туннельных структур на основе арсенида галлия с учетом процессов разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме / Д.В. Поздняков, В.М. Борздов, Ф.Ф. Комаров // Физика и техника полупроводников. — 2004. — Т.38, вып.9. — С. 1097–1100.
3. Милнс, А. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник [Текст] // А. Милнс, Д. Фойхт. — М.: Мир, 1975. — 246 с.
4. Сумецкий, М.Ю. Вероятность туннелирования через неодродные потенциальные барьеры / М. Ю. Сумецкий // Теоретическая и математическая физика. — 1980. — Т.45, № 1. — С. 64–75.
5. Абрамов, И.И. Исследование двухбарьерной резонансно-туннельной структур на основе GaAs/AlAs с использованием комбинированной двухзонной модели / И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Н.В. Коломейцева // Доклады БГУИР. — 2004. — № 4. — С. 42–46.
6. Врубель, М.М. О влиянии ширины спейсерных слоев на размеры области бистабильности в вольт-амперных характеристиках двухбарьерных туннельных резонансных диодов / М.М. Врубель, В.М. Борздов, Ф.Ф. Комаров // Письма в ЖТФ. — 1997. — Т. 23, № 21. — С. 12–16.
7. Разжувалов, А.Н Гистерезис туннельного тока в двухбарьерных структурах w-GaN/AlGaN(0001) / А.Н Разжувалов, С.Н. Гриняев // Физика и техника полупроводников. — 2008. — Т.42. — вып.5.— С. 595–603.
8. Гриняев, С.Н Самосогласованный расчет туннельного тока в двухбарьерных гетероструктурах w-GaN/AlGaN(0001) / С.Н. Гриняев, А.Н.Разжувалов // Физика и техника полупроводников. — 2006.— Т 40. — вып.6. — С. 695–700.

9. Елесин, В.Ф. Высокочастотный отклик и нелинейная когерентная генерация резонансно-туннельного диода в широком интервале частот с учетом межэлектронного взаимодействия / В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, А.И. Подливаев // Физика и техника полупроводников. – 2002. – Т 36.– вып.9. – С. 1133–1137.
10. Абрамов, И.И. Комбинированная модель резонансно-туннельного диода / И.И. Абрамов, И.А. Гончаренко, Н.В. Коломейцева // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т 39. – вып.9. – С. 1138–1145.
11. Нанотехнологии в электронике, Под ред. Ю.А. Чаилытина — М.: Техносфера, 2005. — 448 с.