

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки
Факультет Електронної та біомедичної інженерії
(повна назва)
Кафедра Кафедра мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
(повна назва)

АТЕСТАЦІЙНА РОБОТА

Пояснювальна записка

другий (магістерський)
(рівень вищої освіти)
ГЮИК 432111.000 ПЗ
(позначення документа)
ВПЛИВ БУФЕРНИХ ШАРІВ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУ ХАРАКТЕРИСТИКУ
РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНОГО ДІОДУ
(тема)

Виконав:
студент 2-го курсу, групи МНІм-19-1
Гаврішев В.Р.
(прізвище, ініціали)

Спеціальність
153 Мікро- та наносистемна техніка
(код і повна назва спеціальності)

Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)

Освітня програма
Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої
(повна назва освітньої програми)

Керівник доц. каф. МЕЕПІ Пащенко О.Г.
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри

(підпис)

Бондаренко І.М.
(прізвище, ініціали)

2020 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет Електронної та біомедичної інженерії
Кафедра мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв
Рівень вищої освіти другий (магістерський)
Спеціальність 153 Мікро- та наносистемна техніка
(код і повна назва)
Тип програми освітньо-професійна
(освітньо-професійна або освітньо-наукова)
Освітня програма Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої
(повна назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ:

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

ЗАВДАННЯ
НА АТЕСТАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові Гаврішеву Вячеславу Руслановичу
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи «Вплив буферних шарів на вольт-амперну характеристику резонансно- тунельного діоду»

затверджена наказом по університету від «06» 11 2020 року № 1560 Ст

2. Термін подання студентом роботи 10.12.2020 р.

3. Вихідні дані до роботи _____

- активна область наноструктурного напівпровідникового приладу з резонансним тунелюванням;

- матеріал наноструктури – арсенід галію/алюміній галій арсенід $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$;

- кількість квантово обмежених шарів КРС – $N = 5$;

- вміст алюмінію у матеріалі бар'єру - $x = 0,15 - 0,85$;

- напруженість зовнішнього електричного поля – $E_0 = 5 \text{ В/м}$.

4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі

1. Огляд типових конструкцій тунельних наноструктур;

2. Будова та принцип дії резонансно-тунельних діодів;

3. Основні математичні моделі резонансно-тунельних структур і особливості їх будови і технології виробництва;

4. Методи математичного описання ВАХ РТД на основі моделі когерентного тунелювання.

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (слайдів)
Презентація (слайди) 18 аркушів.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Примітка
1.	Інформаційно-тематичний пошук та огляд літературних джерел про резонансно-тунельний діод	02.11.20 — 11.11.20	Виконано
2	Оформлення теоретичної та практичної частини роботи	11.11.20 — 14.11.20	Виконано
3	Розробка математичної моделі та її тестова апробація	15.11.20 — 21.11.20	Виконано
4	Розробка графічної частини роботи	22.11.20 — 25.11.20	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	25.11.20 — 01.12.20	Виконано
6	Оформлення графічної та демонстраційної частин	01.12.20 — 05.12.20	Виконано
7	Проходження нормоконтролю та отримання рецензії на роботу	05.12.20 — 13.12.20	Виконано
8	Підготовка та захист атестаційної роботи	13.12.20 — 15.12.20	

Дата видачі завдання _____ 02.11.2020 _____

Студент _____ Гаврішев В.Р. _____
(підпис)

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

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка атестаційної роботи: 47 с., 10 рис., 2 додатки, 14 джерел.

ВАЛЕНТНА ЗОНА, ДІОД, ЗОНА ПРОВІДНОСТІ, КВАНТОВА ЯМА, НАДГРАТКА, НАПРУГА ЗМІЩЕННЯ, РЕЗОНАНСНЕ ТУНЕЛЮВАННЯ, ХВИЛЬОВА ФУНКЦІЯ

Об'єктом дослідження є п'ятишарова активна область резонансно-тунельного діоду, яка являє собою квантово обмежений шар розташований між двома обмежуючими бар'єрами, які, у свою чергу, знаходяться поміж додатковими буферними шарами.

Мета роботи – визначити як конструктивні параметри буферних шарів активної області впливають на вольт-амперну характеристику резонансно-тунельного діоду.

Метод дослідження – квантово-механічне моделювання процесу тунелювання носіїв електричного струму крізь активну область резонансно-тунельного діоду, за допомогою розв'язання стаціонарного рівняння Шредінгера.

В результаті розгляду процесу тунелювання крізь резонансно-тунельну структуру визначено вплив товщини буферних шарів на співвідношення струму і напруги піка і струму і напруги долини N-подібної ділянки вольт-амперної характеристики резонансно-тунельного діоду.

ABSTRACT

Explanatory note of attestation work: 47 pp., 10 figs., 2 appendices, 14 sources.

VALENTINE ZONE, DIODE, CONDUCTIVITY ZONE, QUANTUM WELL, SUPERSTRUCTURE, DISPLACEMENT VOLTAGE, RESONANT TUNNELING, WAVE FUNCTION

The object of the study is a five-layer active region of the resonant tunnel diode, which is a quantum-bound layer located between two bounding barriers, which, in turn, are located between additional buffer layers.

The purpose of this work is to determine how the design parameters of the buffer layers affect the volt-ampere characteristic of the resonant-tunnel diode.

The research method is quantum-mechanical modeling of the process of electric current carriers tunneling through the active region of a resonant-tunneling diode, by means of solving the stationary Schrödinger equation.

As a result of considering the tunneling process through the resonant-tunnel structure, the influence of the buffer layers thickness on the ratio of current and voltage of the peak and the current and voltage of the N-shaped section of the volt-ampere characteristic of the resonant-tunnel diode is determined.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ.....	7
ВСТУП	8
1 ОСНОВНІ УЯВЛЕННЯ ПРО РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД	9
1.1 Структурні складові резонансно-тунельного діоду	10
1.2 Принцип роботи резонансно-тунельного діоду.....	11
2 ЕЛЕКТРОННИЙ СТРУМ І РЕЗОНАНСНЕ ТУНЕЛЮВАННЯ	14
2.1 Резонансне тунелювання через квантову яму з подвійним бар'єром.....	14
2.2 Квантовий розмірний ефект для електронів і фононів	18
2.3 Вольт – амперні характеристики приладів з резонансним тунелюванням	21
3 ІНТЕГРАЛЬНІ СХЕМИ НА ОСНОВІ РЕЗОНАНСНИХ-ТУНЕЛЬНОГО ГЕТЕРОСТРУКТУР.....	25
4.1 Зонна структура тунельно-прозорої двобар'єрної наноструктури	31
4.2 Моделювання тунельної прозорості структури активної області РТД.....	33
ДОДАТОК А.....	48
ДОДАТОК Б	49

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

- АЦП – аналогово-цифровий перетворювач;
ЗП – запам'ятовуючий пристрій;
КРС – квантово-розмірна структура;
КЯ – квантова яма;
НГ – надгратка;
НДО – негативний диференціальний опір;
ОГС – одинарна гетероструктура;
ПГС – подвійна гетероструктура;
ПТШ – польовий транзистор з бар'єром Шотткі;
РТД – резонансно-тунельний діод;
QWS – quantum well structure.

ВСТУП

Сучасні тенденції розвитку електроніки визнані бажанням людства покращувати якість життя навколо себе, в тому числі підвищення швидкості роботи комп'ютерів і освоювати нові інформаційні технології, підвищувати якість та швидкість передачі даних, збереження їх конфіденційності, вирішувати все нові і нові виклики за допомогою електронної техніки. Нові задачі вимагають відповідні швидкості роботи електронних компонентів, що в свою чергу вимагає використання передових матеріалів і технологій.

За час розвитку електроніки, цілком логічним і необхідним виглядає перехід від мікрометрових характерних розмірів компонентів до нанометрових, які вже зараз в повному обсязі використовуються. При цих розмірах перед розробниками та користувачами відкриваються і все більш проявляються квантові ефекти, які відкривають нові можливості і плацдарм для відкриття нових приладів.

На даний час, розвиток електроніки, її компонентів, та процес виготовлення переживає свій максимум, а можливо людство чекає перехідний період. Для прикладу процес створення процесорів для мобільної техніки на даний момент має 5-нанометровий техпроцес, що вже зараз являється свого роду максимумом, але вчені не зупиняються і шукають нові варіанти для наступного кроку та розвитку.

Мета роботи – визначити як конструктивні параметри буферних шарів активної області впливають на вольт-амперну характеристику резонансно-тунельного діоду.

1 ОСНОВНІ УЯВЛЕННЯ ПРО РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД

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

Еквівалентна схема (рис. 1.1) резонансно-тунельного діоду включає в себе джерело струму $I(V)$ і ємність $C(V)$, керовані напругою, і послідовне опір – R_s . Тут паралельне коло з $I(V)$ і $C(V)$ являє собою власне діод, а R_s є сумою послідовних опорів, таких як контактний опір. Ємність $C(V)$ є надзвичайно важливою при визначенні швидкодії приладу. За винятком області напруження поблизу струмового резонансу вона приблизно дорівнює ємності, розрахованій для нелегованого розділового шару і збідненого шару приладу.

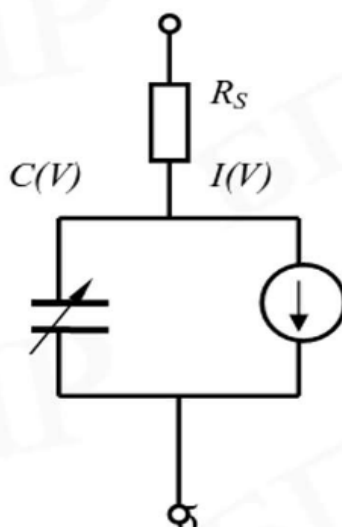


Рисунок 1.1 – Еквівалентна схема резонансно-тунельного діоду

1.1 Структурні складові резонансно-тунельного діоду

Структура резонансно-тунельного діоду являється однією із простішої структур з поперечним транспортом носіїв. Типова топологія резонансно-тунельного діоду показана на рис. 1.2.

В площині гетерогенних меж його розміри мають значення від одиниці до декілька десятків мікрометрів, що значно більше ніж період кристалічної ґратки, а також довжини хвилі де-Бройля. В структурі резонансно-тунельного діоду можна виділити дві підсистеми:

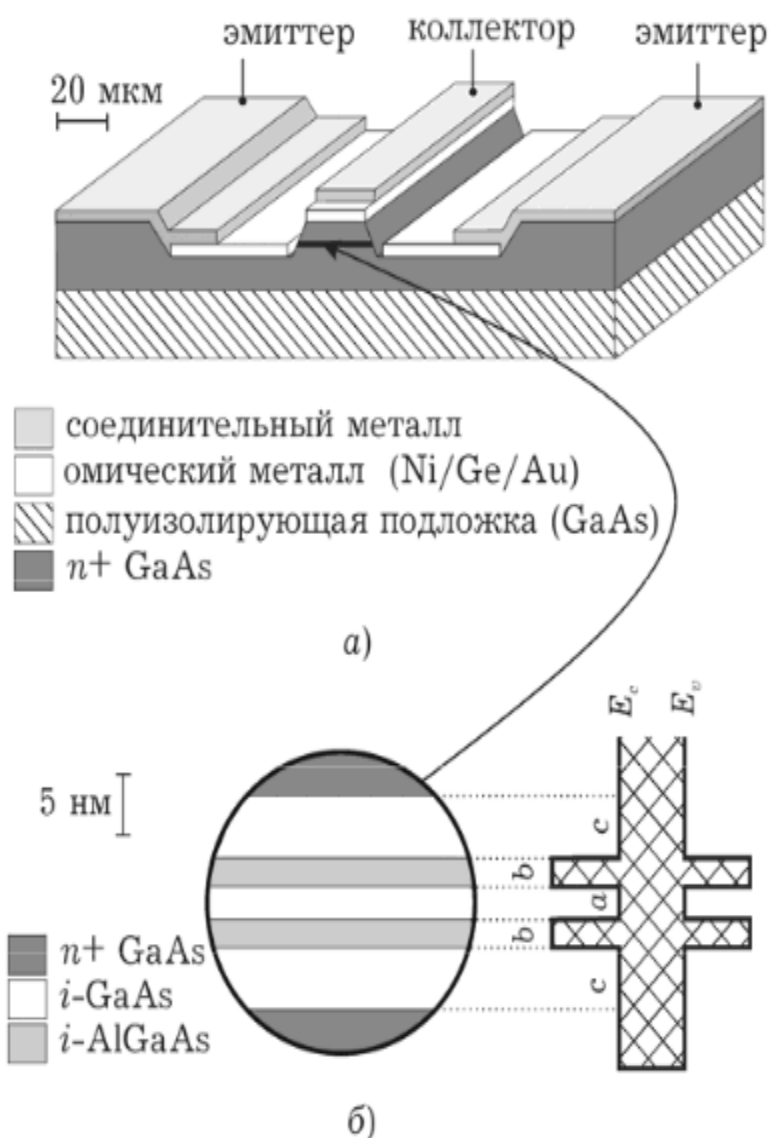
- макроскопічні області;
- мікроскопічні області.

Частина макроскопічної області достатньо сильно легується домішками n-типу, в той час як мікроскопічну область залишають вільною від домішок. Ці області мають літературні назви:

- резервуари (сильно леговані області, які прилягають до емітерного та колекторного електродів);
- квантова область (нелегована область між двома резервуарами).

Такий розподіл дає можливість робити комбіновані моделі, в яких для різних ділянок одного приладу використовується різні способи описання електронного колективу, для резервуарів напівкласичні, а для квантової області різноманітні квантово-механічні, в тому числі метод хвильових функцій. Розробка комбінованих моделей є альтернативою в описанні в рамках єдиного кванто-механічного формалізму всього приладу, що в свою чергу приводить до високої інтенсивності використання математичних та інших ресурсів без суттєвого підвищення точності моделі [1 – 3].

Як відомо досліджувані сьогодні прилади наноелектроніки включають в себе нанотрубки, одноелектронні транзистори і інші компоненти що як і сама наноелектронна система повинні мати класичну область.



(а) активна зона РТД,

(б) зонна діаграма активної області РТД,

Рис 1.2 – Типова топологія резонансно-тунельного діоду

1.2 Принцип роботи резонансно-тунельного діоду

Через гетероструктуру з високою ймовірністю проходять тільки ті електрони, енергія яких збігається з енергією квантованих рівнів в потенційній ямі. Електрони з більшою або меншою енергією через структуру пройти не можуть. При підвищенні прикладеної до ДГС напруги зміщення, енергія

електронів в контактному шарі зростає. Коли вона стає рівною енергії квантованого рівня всередині ями, через структуру починає проходити електричний струм. Однак при подальшому підвищенні напруги на діоді електрони набирають велику енергію і знову не можуть проходити через гетероструктури – сила струму падає. Як наслідок, виникає область з негативною диференціальною провідністю.

Основною особливістю резонансно-тунельних діодів є наявність на його вольт-амперній характеристиці області негативного диференціального опору, яка є основою для більшості його практичних застосувань. Пікова густина струму зменшується експоненційно зі збільшенням товщини бар'єру. Абсолютна величина пікової густини струму, отримана моделюванням, добре узгоджується з експериментальними даними, в той час як розрахункова величина долинної густини струму виявляється на один-два порядки менше експериментальних значень [5, 7-9].

Співвідношення струмів у 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. З точки зору практичного використання найбільш привабливими характеристиками резонансно-тунельних діодів є їх надзвичайно високі швидкості перемикання. Обговорюючи фактори, що впливають на швидкодію цих діодів, важливо розділити два часи відгуку: час на тунелювання, який пов'язаний з квантовими механізмами, і час, який потрібен для зарядки ємності діоду і співвідноситься з теорією кіл.

Під час обговорення переваг резонансно-тунельних діодів заслуговує на увагу їх порівняння з діодами Єсакі (тунельними діодами). Діоди Єсакі складаються з сильно легованого $p-n$ переходу і мають подібні вольт амперні

характеристики. Одне з найбільш важливих переваг резонансно-тунельних діодів – це можливість отримати високу густину максимального струму при відносно низькій ємності. Показник швидкості відповідає швидкості зміни напруги, коли ємність діода заряджається його максимальним струмом. Ця величина набагато менше, ніж для діодів Єсаки, яка для останніх більше ніж 10 пс/В. Можливість такої відмінності пов'язана з тим, що густина 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 густину струму в діодах Єсакі, повинна бути збільшена концентрація домішки для збільшення товщини тунельного бар'єру (так само як і збідненого шару). Отже, максимальна швидкодія резонансної н-тунельних діодів може бути набагато більше, ніж у діодів Єсакі. Більш того, в резонансно-тунельних діодах можна уникнути деградації, що спостерігається в діодах Єсакі через дифузійний перерозподіл домішок поблизу сильно легованого p – n – переходу [1, 2, 5, 7].

2 ЕЛЕКТРОННИЙ СТРУМ І РЕЗОНАНСНЕ ТУНЕЛЮВАННЯ

Тунелювання частинки крізь бар'єр є одним з найбільш вивчених явищ в квантовій механіці. Тунелювання відіграє важливу роль у багатьох напівпровідникових приладах. Зокрема, тунельний діод, або діод Єсакі, винайдений Єсакі в 1958 р, використовує тунелювання через сильно легований (вироджений) перехід в германії з прямим зміщенням. Важливою характеристикою діоду Єсакі є негативний диференціальний опір (НДО), що робить можливим його застосування в якості осцилятора високої частоти (мікрохвильового осцилятора). Властивості початкового діоду Єсакі в основному визначалися (і обмежувалися) зонною структурою об'ємного напівпровідника.

У 1973 р. Тсу і Єсакі висунули ідею про те, що НДО може бути досягнутий в надгратці. Однак пройшло більше десяти років, перш ніж вдалося виготовити зразки з квантовими ямами високої якості, в яких спостерігався ефект НДО. Навіть в цьому випадку зразки представляли собою скоріше квантові ями, а не надгратки (НГ). Повідомлення про НДО в НГ GaAs/AlAs з'явилося кілька років тому. З часу цієї піонерської роботи НДО спостерігався у багатьох структурах з КЯ і НГ. Щоб проілюструвати фізику явища, необхідно розглянути найпростішу структуру, що складається з КЯ між двома бар'єрами, яку часто називають квантовою 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 квантовою ямою і подвійним бар'єром в напрямку зростання (вісь z). В даному випадку КЯ складається з слабо легovanого GaAs (з концентрацією носіїв N_{D2}), оточеного

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

При накладанні поля, електрони можуть тунелювати з шару GaAs зліва (емітер) в шар справа (колектор). Якісно можна очікувати, що тунельний струм спочатку виявиться малим, але буде зростати при збільшенні прикладеної напруги. Це схематично показано на рис. 2.1 г поблизу початку координат. Коли напруга зсуву сягає величини $2E_I/q$, E_F в емітері потрапляє в резонанс з підзоною E_I в ямі (рис. 2.1 б). (Останнє твердження справедливе лише при однаковій ширині обох бар'єрів). Тоді електрони, які протунелювали в яму, можуть, в принципі, бути захоплені в ній, а потім звільнитися, протунелювавши через другий бар'єр.

При цій напрузі тунельний струм сильно зростає. Описане явище називається резонансним тунелюванням. Коли напруга перевищує $2E_I/q$, (рис. 2.1 в), тунельний струм різко падає, створюючи область з негативним диференціальним опором (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 припускається, що емітер, яма і колектор зроблені з одного матеріалу (такого як GaAs на рис. 2.1), а електрони поведуться як вільні носії з ізотропною ефективною масою m_A^* . Електрон з хвильовим вектором \bar{k} , з емітеру будуть тунелювати через бар'єри в колектор без розсіювання, тобто без втрати енергії і зміни хвильового вектору в площині структури (необхідно відзначити, що хвильовий вектор уздовж напрямку росту z не зберігається, оскільки структура не має трансляційної інваріантності в цьому напрямку).

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 поєднання двох функцій. Рішення в напрямках x і y є плоскими хвилями, і розглядати їх далі не має сенсу.

Власні значення для цих рішень даються виразами

$$\dot{E}_{x,y} = \left[\hbar^2 / (2 \cdot m_A^*) \right] \cdot (k_x^2 + k_y^2), \quad (2.1)$$

Рівняння Шредінгера для руху уздовж z має вигляд

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

для z поза бар'єрів і

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

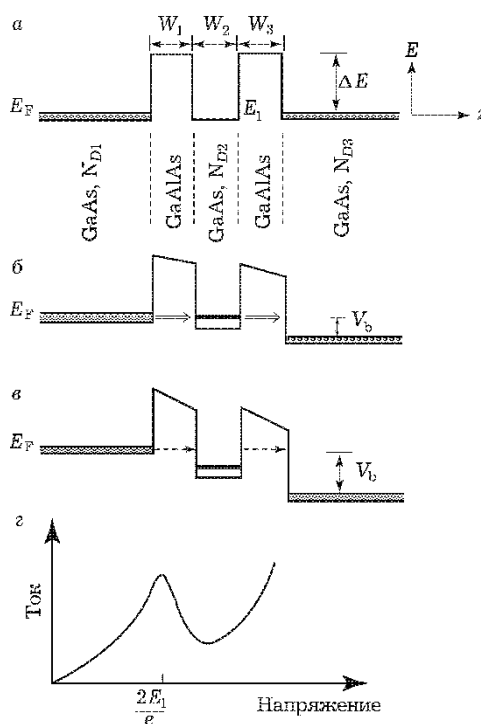
для z всередині бар'єрів,

де m_B^* – ефективна маса електрона всередині бар'єрів, передбачувана ізотропною.

Під час розв'язання задачі виконується ряд припущень, а саме зневажається кулонівська взаємодія між електронами, яка створює «потенціал зображення», що діє на тунелюючий електрон. Зневажається 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.

Повна енергія тунелювання електрона

$$E = E_{x,y} + E_z.$$



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

Рисунок 2.1 – Просторова зміна енергії електрона в складній КЯ з подвійним бар'єром у резонансному тунельному приладі GaAs/GaAlAs/GaAs/GaAlAs/GaAs при трьох напругах зміщення

За винятком того факту, що маса електрона всередині і поза бар'єрами 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 E_z 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. У середині 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 звичайна 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 2×2 , яка називається матрицею перенесення.

Як приклад можливо припустити, що потенціал можна розділити на $n + 1$ областей, які визначаються як $z = [-\infty, z_1], [z_1, z_2], \dots, [z_n, \infty]$, а також що всередині кожної області i 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 і B_i – амплітуди хвиль, що поширюються направо і наліво, відповідно, всередині області i . Узагальнений хвильовий вектор в області k_i :

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

Маса електрона m_i^* в області i 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_i, B_i) і (A_{n+1}, B_{n+1}) в областях емітера і колектора, відповідно пов'язані співвідношенням

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

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

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

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

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

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

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, що тунелює через структуру з подвійним бар'єром висотою 1,2 В, при нульовому зміщенні і при зміщенні 0,1 В. При цьому необхідно звернути увагу на те, що при доданому зміщенні потенціал не є постійним всередині бар'єрів (рис. 2.1 б і 2.1 в). Таким чином, 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.

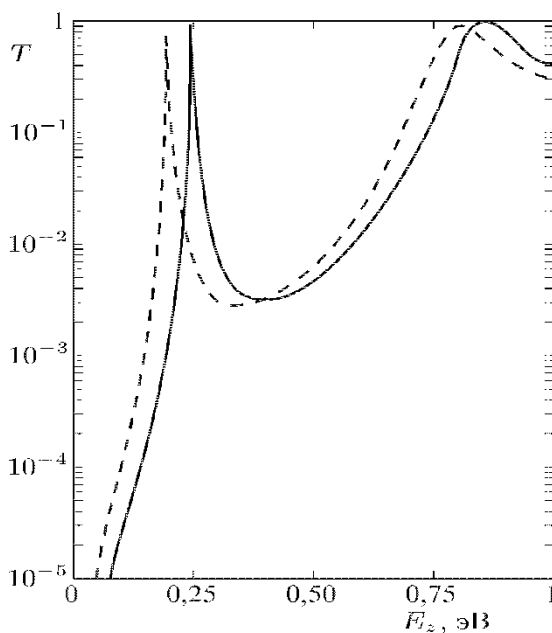


Рисунок 2.2 – Розрахункова енергетична залежність коефіцієнта пропускання електрона через структуру з подвійним бар'єром при нульовому зміщенні (суцільна крива) і при зміщенні 0,1 В (штрихова крива)

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

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

де q - абсолютне значення заряду електрона;

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

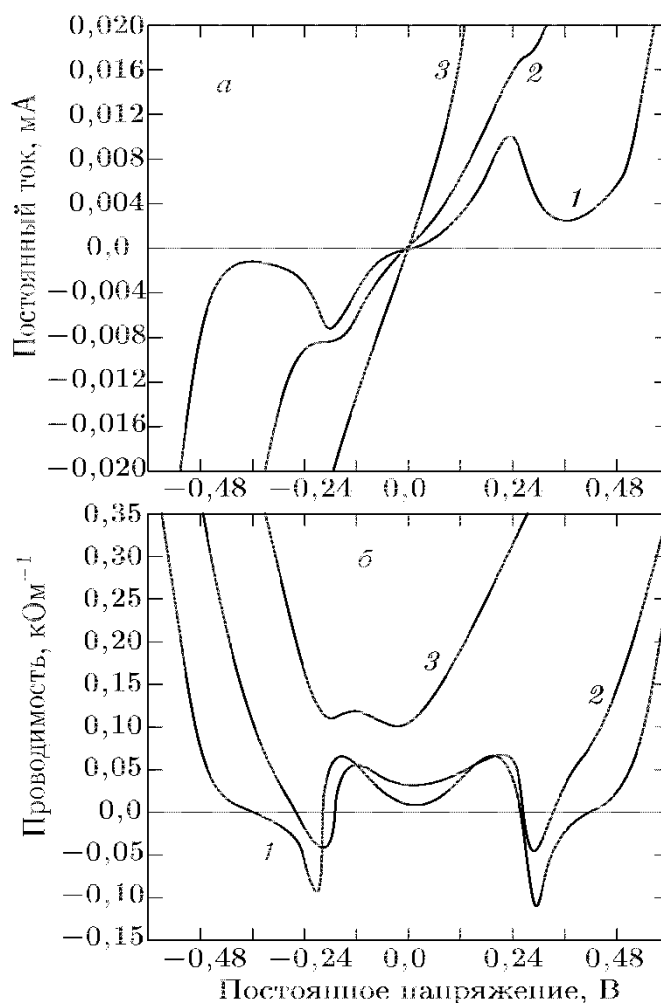
$f(E')$ - аналогічна ймовірність заповнення в області колектору.

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

$$E' = E + q \cdot V_b, \quad (2.13)$$

На рис. 2.3 наведені $I-V$ характеристики і провідність dI/dV резонансно-тунельного діода, виготовленого Соллнером та ін. і зображеного на рис. 2.1 а. Передбачається, що бар'єри $\text{Ga}_{0,75}\text{Al}_{0,25}\text{As}$ нелеговані і є напівізолюючими внаслідок компенсації залишкових дрібних донорів іншими дефектами, розташованими поблизу середини забороненої зони.

Тільки на кривій, що відноситься до 25 К, ясно видно область НДО. 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 добре кількісне співпадіння набагато важче.



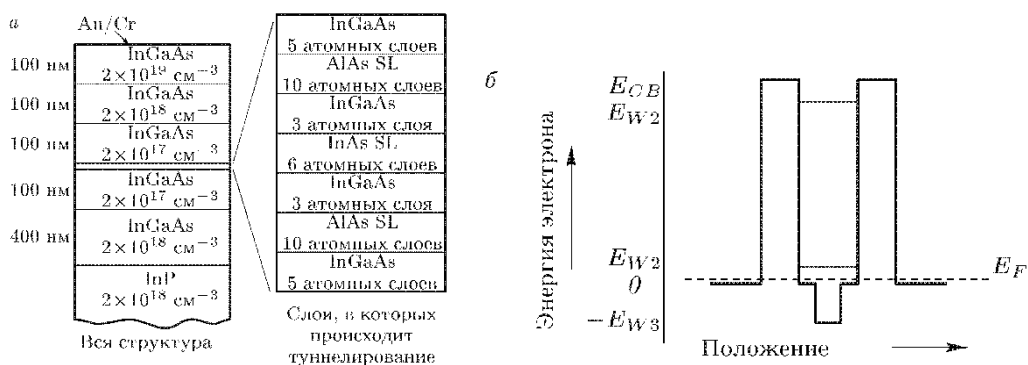
1 – 25 К, 2 – 230 К, 3 – 290 К

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

Результати отримані для КЯ з подвійним бар'єром; $W_1 = W_2 = W_3 = 50$ А, $N \cdot D_1 = N \cdot D_3 = 10^{18}$ см⁻³, концентрація всередині ями в об'ємному еквіваленті $N \cdot D_2 = 10^{18}$ см⁻³.

Одним з експериментальних параметрів, що відіграють 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 струму в мінімумі (або долині) перш, ніж він знову починає зростати при збільшенні напруги. Для приладу, показаному на рис. 2.3 це відношення при 25 К дорівнює приблизно 6 при негативній напрузі зміщення і 4 – за позитивній. Величина співвідношення 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 одномірність руху носіїв. Вплив розсіювання на резонансні тунельні прилади, виготовлені з GaAs/GaAlAs, недавно моделювався за допомогою чисельних розрахунків. Набагато більше відношення пік-долина було досягнуто у резонансних тунельних приладів, заснованих на інших матеріалах. Наприклад, на рис. 2.4 показаний прилад, що складається з In_{0,53}Ga_{0,47}As (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).



$T = 77 \text{ К}$ – а); залежність енергії електрона від його положення вздовж напрямку перпендикулярному шарам структури, наведені в а); $T = 300$ – б)

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

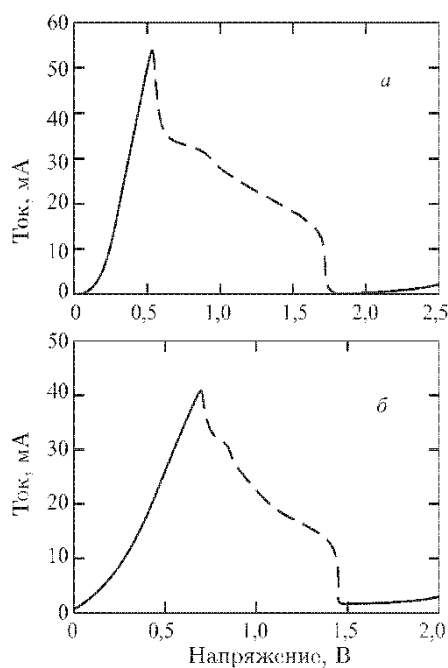


Рисунок 2.5 – Вольт-амперні характеристики псевдоморфного In - InGaAs/AlAs/InAs резонансного тунельного діода $30 \times 30 \text{ мкм}$ (показаного на рис. 2.4, виміряні при а) 77 К і; б) 300 К)

3 ІНТЕГРАЛЬНІ СХЕМИ НА ОСНОВІ РЕЗОНАНСНИХ-ТУНЕЛЬНОГО ГЕТЕРОСТРУКТУР

Резонансно-тунельний діод (RTD) має істотно нелінійну N - подібну вольт-амперну характеристику (рис. 3.1), що відкриває широкі можливості по використанню RTD як елемент різноманітних електронних приладів і пристроїв. N-образної ВАХ мають також діодні p^+n^+ – структури з міжзонного тунелюванням носії q заряду. Для збільшення ймовірності тунелювання міжзонного тунельні діоди необхідно сильно легувати, максимально зменшуючи відстань між емітерним і колекторним контактами. У RTD нелегована область бар'єрів може бути досить широкою.

В результаті ефективна ємність RTD виявляється менше, а швидкодія - вище, ніж діодів з міжзонного тунелюванням. Додатково знизити ефективну ємність RTD можна шляхом створення широкого нелегованого шару в області колектора (анода).

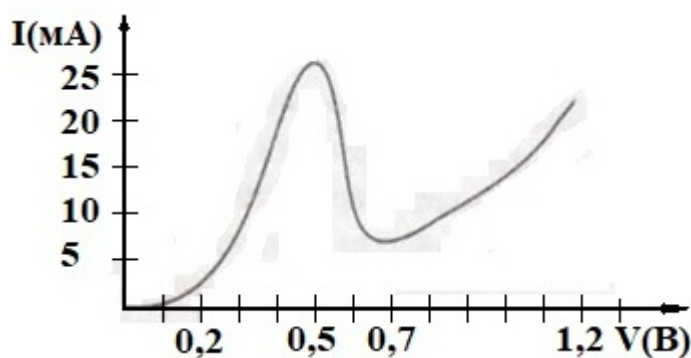


Рисунок 3.1 – Розрахункова ВАХ RTD для схемотехнічних розрахунків

Основними фізичними характеристиками ВАХ RTD, що визначають його функціональні можливості в якості елемента ІС, є значення струмів і напруг в локальних максимумах (в «піку» відповідно – I_P , V_P) і мінімумі (в «долині» відповідно – I_V , V_V). Важливим параметром, від якого безпосередньо залежать

статичні і динамічні характеристики, а також стійкість і приладів і схем, що містять RTD, служить відношення «пік - долина» $\nu = I_p/I_v$.

Для аналізу механізму протікання струму в RTD зазвичай використовується або модель когерентного тунелювання, або модель послідовного тунелювання.

У моделі когерентного тунелювання передбачається, що носії заряду зберігають когерентність при проходженні всієї резонансно-тунельної структури. Максимум (пік) ВАХ відповідає максимуму коефіцієнта проходження (прозорості) всієї структури. Для забезпечення максимальної прозорості в резонансі двобар'єрної структури RTD прозорості (і товщини) бар'єрів повинні бути приблизно однаковими. Величина струму в піку визначається шириною рівня квазістаціонарного стану (відповідає напівширині резонансного максимуму в залежності прозорості від енергії).

Параметр пропорційний прозорості бар'єру, і для збільшення пікового струму бар'єри слід робити якомога більш тонкими. З іншого боку, без урахування розсіювання, долинний струм при низьких температурах визначається повною прозорістю структури поза резонансу, яка, в свою чергу, пропорційна добутку прозоростей бар'єрів.

Отже, відношення «пік - долина» тим більше, чим менше прозорість одного бар'єру, експоненціально залежить як від його ширини, так і від висоти. У реальних системах величина долинного струму визначається термopольовою емісією, ймовірність якої експоненціально зростає зі зменшенням висоти бар'єру, а також розсіюванням носіїв заряду на дефектах і фононах, ймовірність якого зростає з ростом розмірів структури. Тому застосування занадто широких бар'єрів неефективно.

Таким чином, оптимальним варіантом конструкції RTD служить структура з високими і тонкими бар'єрами. Висота бар'єру визначається величиною стрибків зон ΔE_c і ΔE_v і обмежена вибором матеріалу гетеропари. З ростом температури зростає внесок в долинний струм термopольової емісії і

відношення «пік - долина» падає. Оскільки значення має висота бар'єру, відрахувавши від рівня квазістаціонарного стану, характеристики RTD можна поліпшити, «втопивши» квазістаціонарний стан шляхом створення в області між бар'єрами додаткової квантової ями.

У моделі послідовного тунелювання передбачається, що при проходженні через резонансно-тунельну структуру носії заряду втрачають когерентність внаслідок непружних процесів в квантовій ямі. В результаті тунелювання через лівий і правий бар'єри відбувається незалежно один від одного. Носії в емітері і колекторі RTD при цьому мають тривимірний закон дисперсії, а в квантовій ямі – двовимірний. Таким чином, при тунелюванні носії послідовно переходять з тривимірного континууму емітера в двовимірний і далі з ями в тривимірний континуум колектору.

Збільшення струму при збільшенні напруги на початковій ділянці відповідає збільшенню числа носіїв, для яких виконується умова збереження поперечного квазіімпульсу. Число таких носіїв і відповідний струм максимальні, коли дно зони в емітер і рівень квазістаціонарного стану в ямі збігаються. При подальшому збільшенні напруги максимальний поперечний квазіімпульс станів в емітері стає менше поперечного квазіімпульсу станів в ямі при тій же енергії, пряме тунелювання виявляється неможливим внаслідок порушення закону збереження квазіімпульсу, і струм падає до значення струму в долині, що визначається термопольовою емісією і тунелюванням за участю розсіювання.

Для не надто тонких бар'єрів обидві моделі – когерентного і послідовного тунелювання – дають еквівалентні результати при розрахунку ВАХ.

Додаткові можливості по управлінню характеристиками RTD відкриває використання багатобар'єрних, зокрема трьохбар'єрних, структур. Ширина квазістаціонарного рівня в такій структурі визначається прозорістю крайніх бар'єрів. Товщина крайніх бар'єрів в трьохбар'єрній резонансно-тунельній структурі при фіксованій загальній товщині, що забезпечує мінімальний

долинний струм, може бути зроблена менше ніж у двобар'єрної структури з такою ж сумарною товщиною бар'єрів. Тому співвідношення «пік - долина» в трьохбар'єрній структурі може бути отримано більше, ніж у стандартній двобар'єрній. Разом з тим слід зазначити, що в трьохбар'єрних структурах RTD вимоги до однорідності шарів вище, ніж в двобар'єрній. У системах з шорсткими гетерогенними межами зростання долинного струму внаслідок інтерфейсного розсіювання може звести нанівець переваги конструкції трьохбар'єрних структур.

Постійна вимога до підвищення швидкодії ІС і їх функціональності – основна причина таких самих – безперервних пошуків нових інженерних рішень, як в технологічному плані, так і в схемотехнічному. Особливо актуальними є вимоги збільшення швидкодії мікросхем, що забезпечують оптичний зв'язок, по оптичних мережах, в яких досягається максимальна швидкість передачі даних.

З точки зору схемних застосувань основною особливістю RTD служить N – подібна ВАХ. Послідовне з'єднання двох елементів з N - подібною ВАХ (пара Гото) утворює бістабільний елемент з тригерними характеристиками. Послідовне з'єднання M елементів з N - подібною ВАХ (коло Шпігеля) володіє M стійкими станами. Такі сполуки являють собою двополюсні схемотехнічні елементи, в яких відсутня розв'язка входу і виходу. Більші переваги має поєднання в одній схемі двополюсних RTD і триполюсних (транзистори) елементів, оскільки триполюсні прилади мають більшу завадостійкість, ніж двополюсні (спроби створення ІС тільки на базі тунельних діодів (негатронів), які також володіють N – подібною вольт-амперною характеристикою, виявилися невдалими саме з цієї причини).

Створення RTD і поєднання їх з гетероструктурними польовими транзисторами дало сильний імпульс для широкого застосування приладів з тунельним ефектом. До теперішнього часу вже створено АЦП до частот кілька гігагерц. ЗП і різноманітні цифрові схеми. На основі різних схемотехнічних

рішень суміщення ПТШ і RTD розроблені високошвидкісні тригери, регістри, суматори, кільцеві генератори і генератори мостового типу, логічні елементи, що забезпечують повноту логічних функцій. Вищим досягненням даного напрямку, ймовірно, слід вважати створення ЗП на RTD з керуючими ПТШ. За всіма характеристиками (особливо по щільності біт на кількість елементів в осередку пам'яті) ці ЗП перевершують існуючі.

Базою для створення будь-якої з перерахованих схем є інвертор, що поєднує як мінімум один транзистор і один RTD. Для аналізу функціонування інвертора необхідно вибрати електричну модель RTD. Для розрахунків може бути обрана еквівалентна схема RTD, зображена на рис. 3.2:

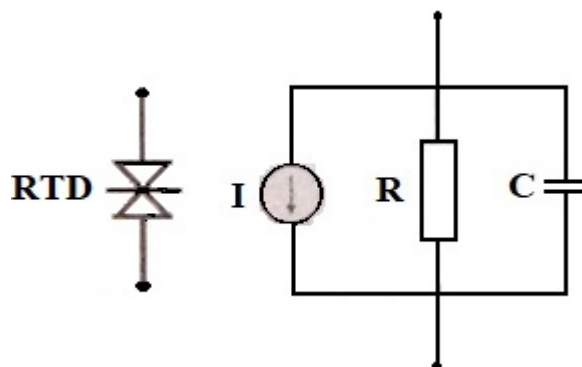


Рисунок 3.2 – Символ і електрична еквівалентна схема RTD

Залежність струму від напруги генератора струму може бути підучити підбором різних функцій і коефіцієнтів. Підбір коефіцієнтів по експериментальним ВАХ RTD, вирощених на установці МВЕ, призводить до наступного виразу для залежності струму від напруги $I(V)$:

$$I = 0,85 \cdot (V + 0,2)^8 + 0,02 \cdot \exp \left[-\frac{(V - 0,4)^2}{0,008 \cdot \exp \left[-(V + 0,2)^{1,6} \right]} \right]. \quad (3.1)$$

Приклад розрахункової ВАХ, з хорошою точністю відтворює ВАХ експериментального RTD при кімнатній температурі, і наведено на рис. 3.1. Для інших параметрів еквівалентні валентної схеми в розрахунках були прийняті наступні значення $R = 150$ кОм, $C = 0,2$ пФ.

4 ФОРМУВАННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОЇ ДІАГРАМИ НАПІВПРОВІДНИКОВІ СТРУКТУРИ

4.1 Зонна структура тунельно-прозорої двобар'єрної наноструктури

Розглядана у роботі наноструктура GaAs/AlGaAs являє собою двобар'єрну тунельно прозору структуру, розміщену між буферними шарами, товщина яких також не перевищує довжину хвилі де-Бройля. Центральна частина конструкції являє собою квантово-обмежений шар напівпровідника – безпосередньо матеріал квантової ями (квантовий колодязь). Оскільки і матеріал квантової ями і матеріали обмежувальних бар'єрів і матеріали буферних шарів загалом мають різний хімічний склад, то на металургійних контактах шарів неодмінно виникають гетеропереходи. Як відомо, енергетичну висоту потенційного бар'єру гетеропереходу для матеріалів груп A^{III}B^V і їх твердих розчинів можна розрахувати за допомогою напівемпіричного правила Міллера [1, 5, 7 12 – 14].

Правило Міллера для кожного потенційного бар'єру можливо вважати справедливим і для умов даної (фактично п'ятишарової шестибар'єрної) структури, і може бути записано так:

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

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

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 розглянутої структури:

$$\Delta E_{g1} = E_g(\text{Al}_{x1}\text{Ga}_{1-x1}\text{As}) - E_g(\text{GaAs}), \quad (4.5)$$

$$\Delta E_{g3} = E_g(\text{Al}_{x3}\text{Ga}_{1-x3}\text{As}) - E_g(\text{GaAs}). \quad (4.6)$$

Енергія носіїв – електронів, важких і легких дірок, на енергетичній діаграмі шестибар'єрної квантово-розмірної структури, обмеженої симетричними потенційними бар'єрами різної енергетичної висоти, відраховується, так само як і на зонній діаграмі звичайного напівпровідника. Енергія електронів відраховується від нижньої точки (дна) зони провідності «вгору», а енергія важких і легких дірок відраховується від вищої точки (стелі) валентної зони «вниз», по осі енергій. Тому енергетична схема завдання по визначенню тунельної прозорості такої не залежить від сорту частинок або енергетичної зони. В схемі задачі змінюються лише ефективні маси і висоти потенційних бар'єрів на гетерогенних межах між шарами. Загальна схема задачі, що вирішується, показана на рис. 4.1.

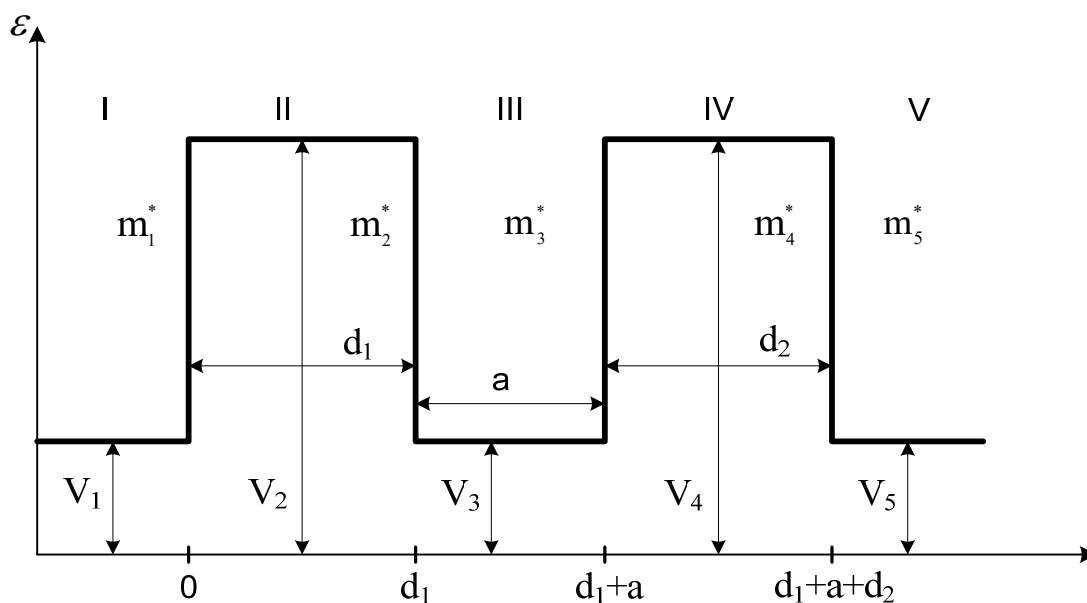


Рисунок 4.1 – Енергетична діаграма двобар'єрної структури

На рис 4.2. показана модель зонної діаграми РТД обрхована згідно завдання.

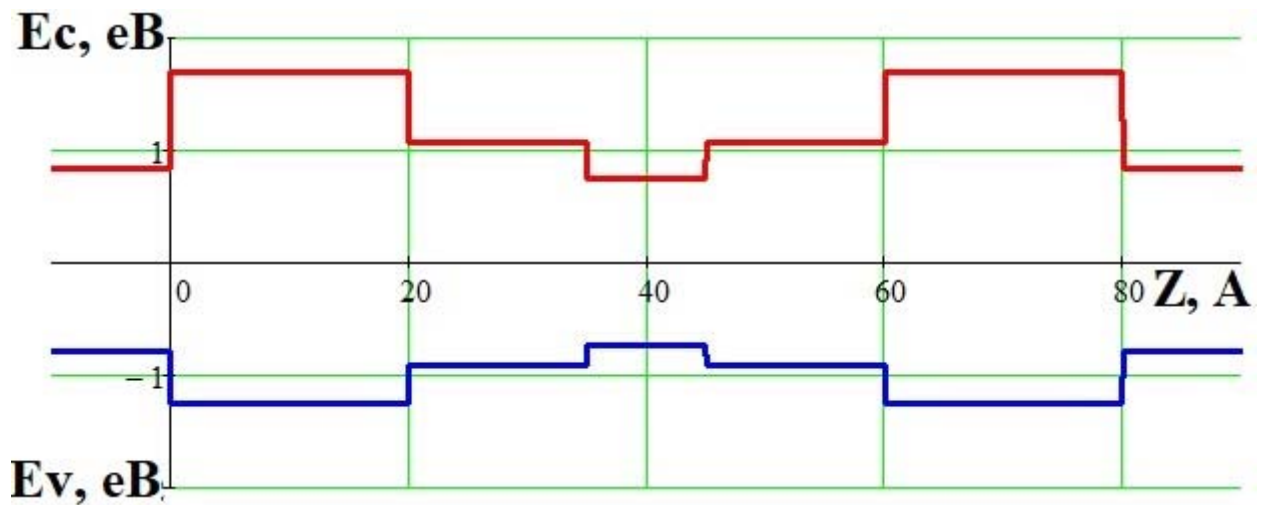


Рисунок 4.2 – Модель зонної діаграми РТД з буферними шарами

4.2 Моделювання тунельної прозорості структури активної області РТД

Вихідна система рівнянь формується із загального розв'язку стаціонарного рівняння Шредінгера [3 - 7]:

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

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

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

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

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

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

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

Приведення системи (4.7 а) - (4.7 є) до однорідного виду

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} = -\frac{2m_1^*}{\hbar^2} (E - V_1) \varphi_1, \quad (4.8 \text{ а})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} = -\frac{2m_2^*}{\hbar^2} (E - V_2) \varphi_2, \quad (4.8 \text{ б})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} = -\frac{2m_3^*}{\hbar^2} (E - V_3) \varphi_3, \quad (4.8 \text{ в})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} = -\frac{2m_4^*}{\hbar^2} (E - V_4) \varphi_4, \quad (4.8 \text{ г})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_5}{\partial z^2} = -\frac{2m_5^*}{\hbar^2} (E - V_5) \varphi_5. \quad (4.8 \text{ д})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_6}{\partial z^2} = -\frac{2m_6^*}{\hbar^2} \cdot (E - V_6) \cdot \varphi_6, \quad (4.8 \text{ е})$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_7}{\partial z^2} = -\frac{2m_7^*}{\hbar^2} \cdot (E - V_7) \cdot \varphi_7, \quad (4.8 \text{ ж})$$

Перепозначення коефіцієнтів:

$$k_1^2 = \frac{2m_1^*}{h^2}(E - V_1), \quad (4.9)$$

$$k_2^2 = \frac{2m_2^*}{h^2}(E - V_2), \quad (4.10)$$

$$k_3^2 = \frac{2m_3^*}{h^2}(E - V_3), \quad (4.11)$$

$$k_4^2 = \frac{2m_4^*}{h^2}(E - V_4), \quad (4.12)$$

$$k_5^2 = \frac{2m_5^*}{h^2}(E - V_5). \quad (4.13)$$

$$k_6^2 = \frac{2m_6^*}{h^2} \cdot (E - V_6). \quad (4.13)$$

$$k_7^2 = \frac{2m_7^*}{h^2} \cdot (E - V_7). \quad (4.15)$$

Перетворення системи

$$\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} + k_1^2 \varphi_1 = 0, \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} + k_2^2 \varphi_2 = 0, \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_3}{\partial z^2} + k_3^2 \varphi_3 = 0, \quad (4.18)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_4}{\partial z^2} + k_4^2 \varphi_4 = 0, \quad (4.19)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi_5}{\partial z^2} + k_5^2 \varphi_5 = 0. \quad (4.20)$$

Загальний розв'язок системи:

$$\varphi_1 = A_1 e^{ik_1 z} + B_1 e^{-ik_2 z}, \quad (4.21)$$

$$\varphi_2 = A_2 e^{ik_2(z-d_1)} + B_2 e^{-ik_2 z}, \quad (4.22)$$

$$\varphi_3 = A_3 e^{ik_3(z-d_1)} + B_3 e^{-ik_3(z-d_1)}, \quad (4.23)$$

$$\varphi_4 = A_4 e^{ik_4(z-d_1-a)} + B_4 e^{-ik_4(z-d_1-a)}, \quad (4.24)$$

$$\varphi_5 = A_5 e^{ik_5(z-d_1-a-d_2)}. \quad (4.25)$$

Амплітуда падаючої хвилі дорівнює $A_1 = 1$.

Амплітуда відбитої хвилі дорівнює $B_5 = 0$.

Граничні умови

$$\varphi_n = \varphi_{n+1} \Big|_{z=b}, \quad (4.26)$$

$$\frac{1}{m_n^*} \frac{\partial \varphi_n}{\partial z} = \frac{1}{m_{n+1}} \frac{\partial \varphi_{n+1}}{\partial z} \Big|_{z=b}. \quad (4.27)$$

Похідні від хвильових функцій в кожній області

$$\varphi_1' = \frac{ik_1}{m_1^*} e^{ik_1 z} - \frac{ik_1}{m_1^*} B_1 e^{-ik_1 z}, \quad (4.28)$$

$$\varphi_2' = \frac{ik_2}{m_2^*} A_2 e^{ik_2 z} - \frac{ik_2}{m_2} B_2 e^{-ik_2 z}, \quad (4.29)$$

$$\varphi_3' = \frac{ik_3}{m_3^*} A_3 e^{ik_3(z-d_1)} - \frac{ik_3}{m_3} B_3 e^{-ik_3(z-d_1)}, \quad (4.30)$$

$$\varphi_4' = \frac{ik_4}{m_4^*} A_4 e^{ik_4(z-d_1-a)} - \frac{ik_4}{m_4} B_4 e^{-ik_4(z-d_1-a)}, \quad (4.31)$$

$$\varphi_5' = \frac{ik_5}{m_5^*} A_5 e^{ik_5(z-d_1-a-d_2)}. \quad (4.32)$$

Формування розрахункової матриці

$$z = d_1, \quad (4.33)$$

$$A_2 e^{ik_2 d_1} + B_2 e^{-ik_2 d_1} - A_3 - B_3 = 0, \quad (4.34)$$

$$A_2 e^{ik_2 d_1} + B_2 e^{-ik_2 d_1} - A_3 \frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} - B_3 \frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} = 0, \quad (4.35)$$

$$z = d_1 + a, \quad (4.36)$$

$$A_3 e^{ik_3 a} + B_3 e^{-ik_3 a} - A_4 - B_4 = 0, \quad (4.37)$$

$$A_3 e^{ik_3 a} + B_3 e^{-ik_3 a} - A_4 \frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} - B_4 \frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} = 0, \quad (4.38)$$

$$z = d_1 + a + d_2, \quad (4.39)$$

$$A_4 e^{ik_4 d_2} + B_4 e^{-ik_4 d_2} - A_5 = 0, \quad (4.40)$$

$$A_4 e^{ik_4 d_2} + B_4 e^{-ik_4 d_2} - A_5 \frac{k_5 m_4}{k_4 m_5} = 0. \quad (4.41)$$

Визначник системи рівнянь для знаходження невідомих коефіцієнтів розкладений $B_1 - A_5$, і її правих частин.

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -\frac{k_2 m_1}{k_1 m_2} & \frac{k_2 m_1}{k_1 m_2} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{ik_2 d_1} & e^{-ik_2 d_1} & -1 & -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{ik_2 d_1} & -e^{-ik_2 d_1} & -\frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} & \frac{k_3 m_2}{k_2 m_3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{ik_3 a} & e^{-ik_3 a} & -1 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{ik_3 a} & -e^{-ik_3 a} & -\frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} & \frac{k_4 m_3}{k_3 m_4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{ik_4 d_2} & e^{-ik_4 d_2} & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e^{ik_4 d_2} & -e^{-ik_4 d_2} & -\frac{k_5 m_4}{k_4 m_5} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$i = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_e \cdot e \cdot \Delta V}{h^3} \cdot \int_0^{E_F} d(e) \cdot f_F(e) \cdot de. \quad (4.42)$$

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.

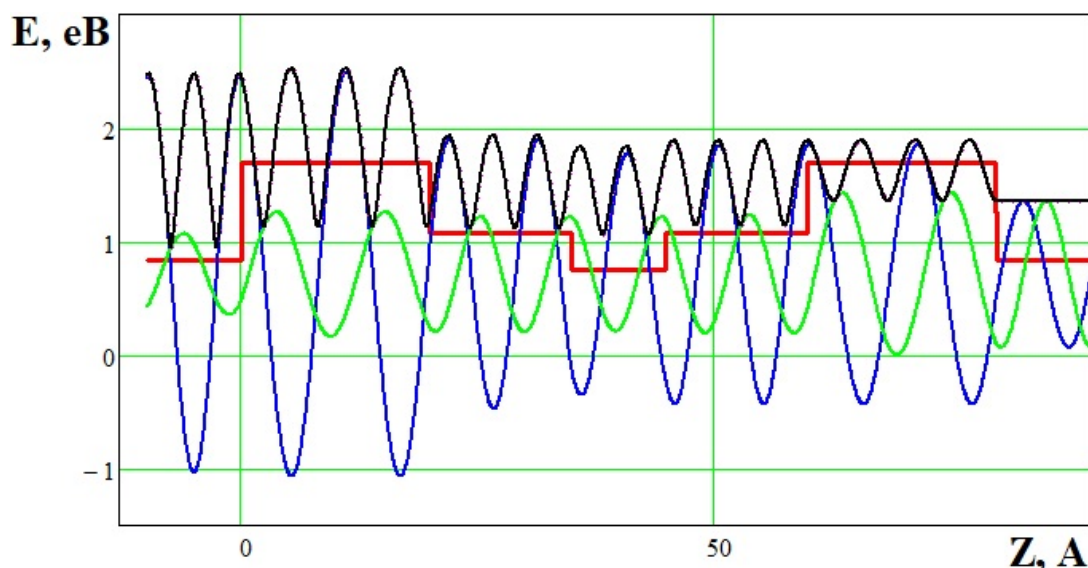
$P(a_1, b_1, c_1, z)$ - межі зон провідності;

$F_1(a_1, b_1, c_1, z)$ - реальна частина хвильової функції на тлі енергетичної діаграми КРС;

$F_2(a_1, b_1, c_1, z)$ - уявна частина хвильової функції на тлі енергетичної діаграми КРС;

$F_3(a_1, b_1, c_1, z)$ - квадрат модуля хвильової функції на тлі енергетичної діаграми ВРХ

Результати моделювання хвильової функції носіїв для розгляданої структури наведені на рис 4.3. На рис. 4.4 показані енергетичні спектри коефіцієнтів відбиття і прозорості розгляданої структури.



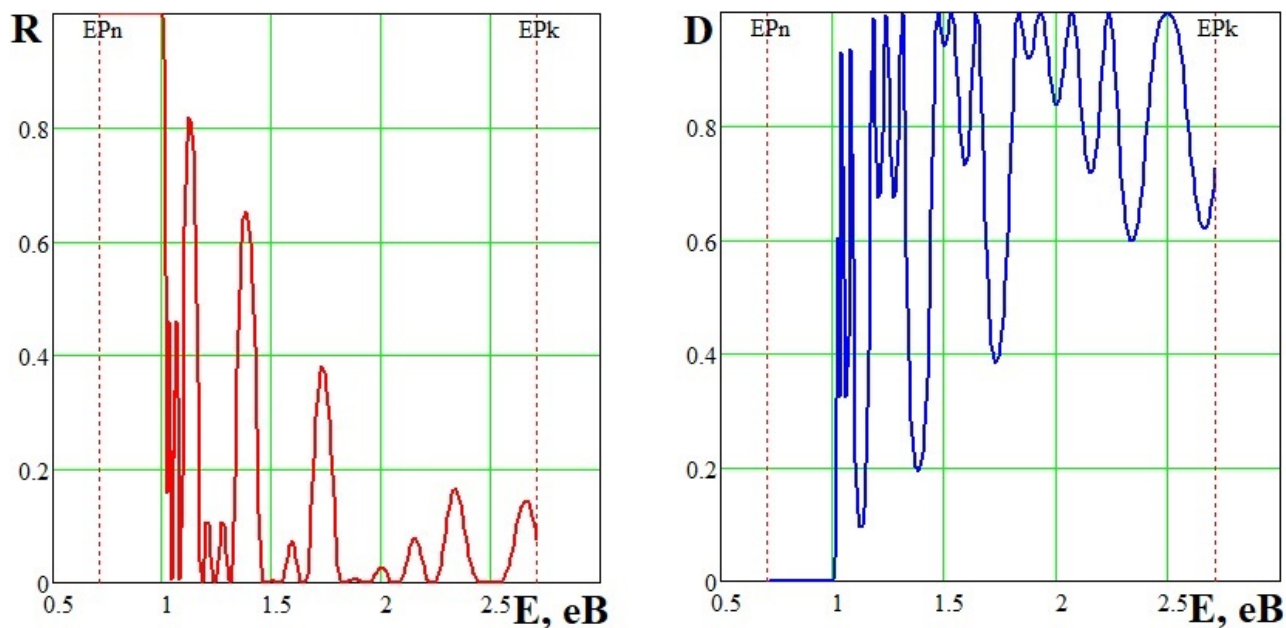
Реальна частина хвильової функції – синій колір;

Уявна частина хвильової функції – зелений колір;

Квадрат модуля хвильової функції – чорний колір.

Рисунок 4.3 – Складові хвильової функції, показані на фоні межі зони провідності активної області РТД

Результати моделювання, показані на рис 4.2 – 4.4 відповідають вхідним даним, наведеним у завданні до атестаційної роботи. Надалі зміна певних параметрів структури вибирається у роботі довільно.



R – коефіцієнт відбиття;

D – коефіцієнт прозорості.

Рисунок 4.4 – Діаграми коефіцієнтів відбиття і прозорості розглядової структури

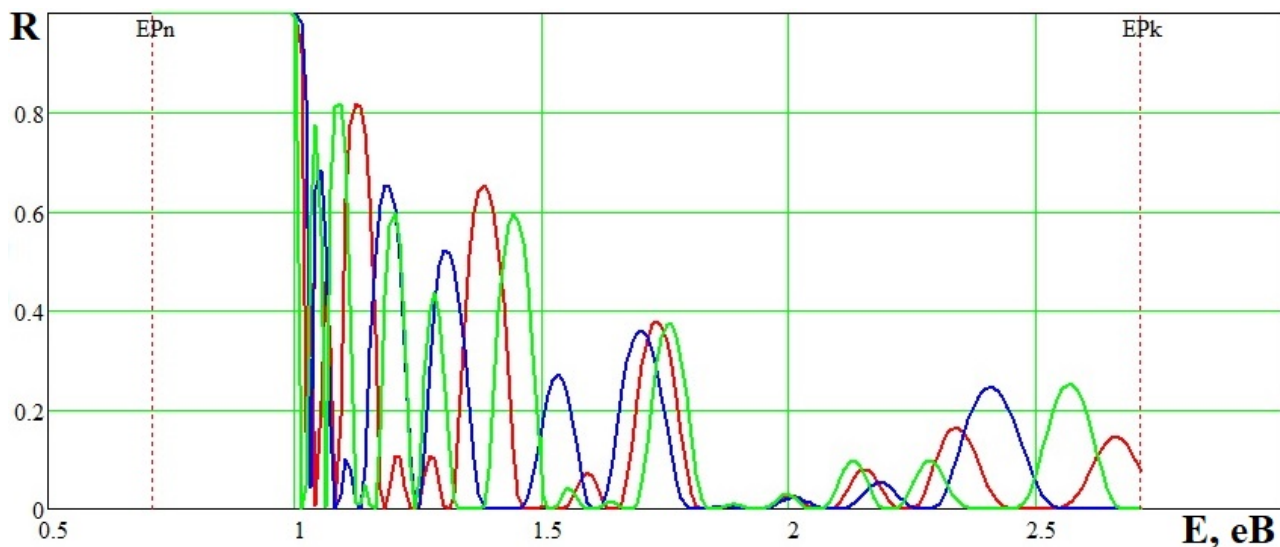
На рис. 4.5 показані енергетичні спектри коефіцієнтів відбиття і прозорості наноструктури за умови зменшення/збільшення ширини буферних шарів.

З аналізу спектрів коефіцієнтів відбиття і прозорості порівняно з початковими кривими випливає, що для енергій частинок, що приблизно співпадають з серединою робочого енергетичного проміжку, змін у спектрах майже не відбувається.

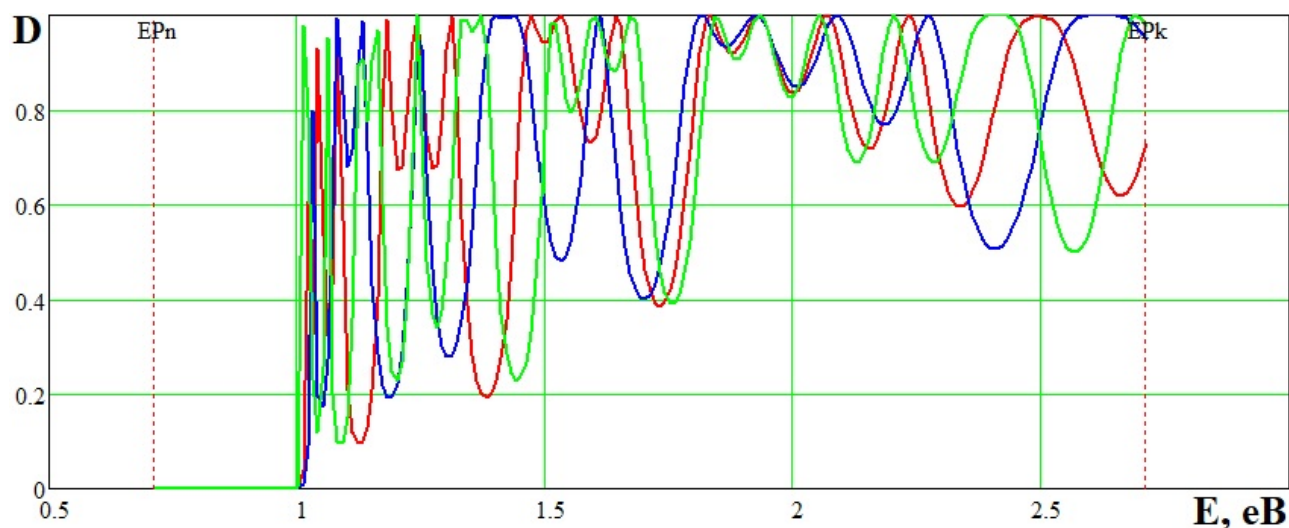
Для випадку зменшення товщини буферних шарів спектри коефіцієнтів зміщуються частково у бік більших, частково у бік менших енергій. Кількість піків збільшується, максимуми стають розлогішими.

Для випадку збільшення товщини буферних шарів спектри коефіцієнтів також зміщуються. З боку менших енергій до «мало змінюваної» ділянки у центральній частині спектру зміщення відбувається у бік більших значень

енергії. З боку більших енергій до «мало змінюваної» ділянки у центральній частині спектру зміщення відбувається у бік менших значень енергії.



а)



б)

початкові значення коефіцієнтів – червона крива;

значення коефіцієнтів при зменшенні ширини буферних шарів – синя крива;

значення коефіцієнтів при збільшенні ширини буферних шарів – зелена крива.

Рисунок 4.5 - Діаграми коефіцієнтів відбиття (а) і прозорості (б) розгляданої структури розраховані при зменшенні і збільшенні ширини буферних шарів

На рис. 4.6 показана розрахункова вольт – амперна характеристика резонансно-тунельного діода і її залежність від зменшення/збільшення ширини буферних шарів. Показано, що ВАХ за певних параметрів структури має яскраво виражену ділянку негативного диференціального опору, пік якого зменшується з ростом ширини буферних шарів. Відмінною особливістю отриманої ВАХ РТД, є також і те, що зростанням ширини буферних шарів пік і долина ділянки ВАХ з негативним диференціальним опором поступово зменшуються і «розмиваються», причому за певних товщин буферних шарів ділянка НДО майже повністю зникає.

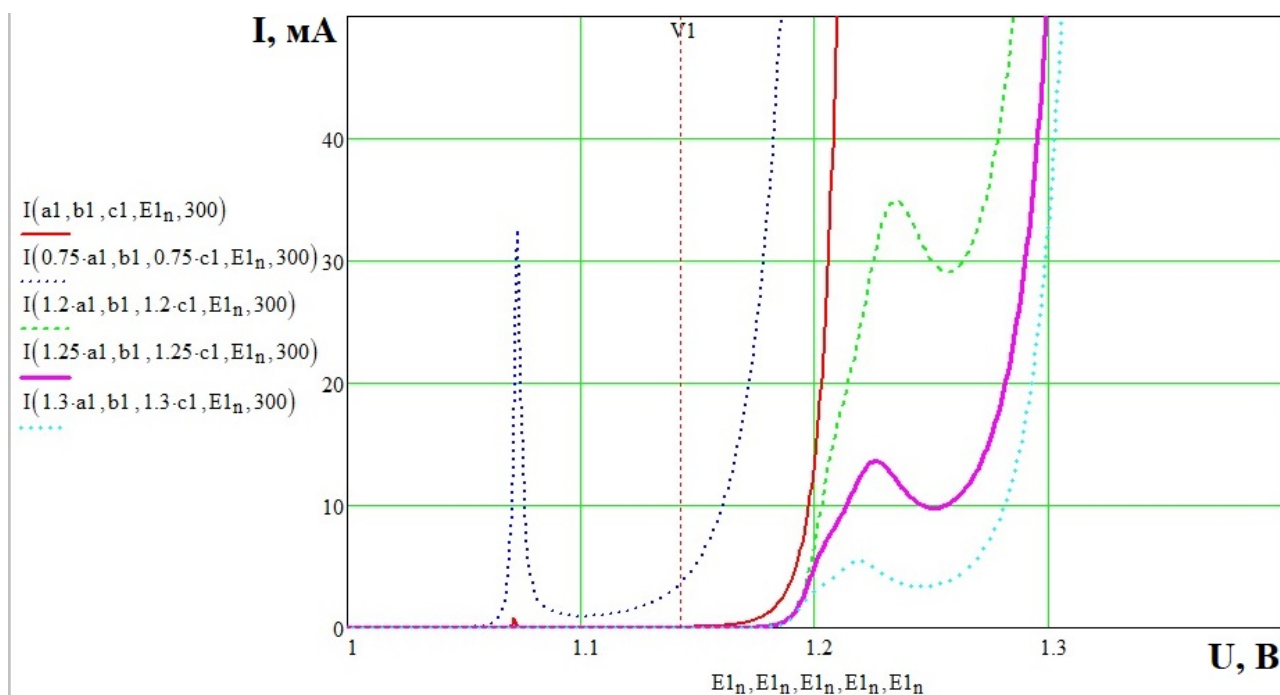


Рисунок 4.6 – Вольт – амперна характеристика резонансно-тунельного діода розрахована для випадку однакового зменшення / збільшення товщини буферних шарів

На рис. 4.7 показані ВАХ РТД з несинхронним зменшенням/збільшенням ширини буферних шарів. Показано, що при несинхронному зменшенні ширини буферних шарів ділянка НДО виділяється різко, хоча і дещо розширюється,

однак співвідношення струмів «піка» і «долини» досягає суттєвих значень. Також досить невелике відхилення у зменшенні/збільшенні ширини буферних шарів призводить до зменшення ділянки НДО і зсуву її до більших значень напруги зміщення. Подальше збільшення відхилення призводить до майже повного розмивання і зникнення ділянки НДО. Таку поведінку кривих можна пояснити явищем порушення просторової когерентності хвильових функцій в наслідок непружної взаємодії (неповного відбиття і неповного проникнення) частинок з потенційними бар'єрами на межах металургійних контактів структури.

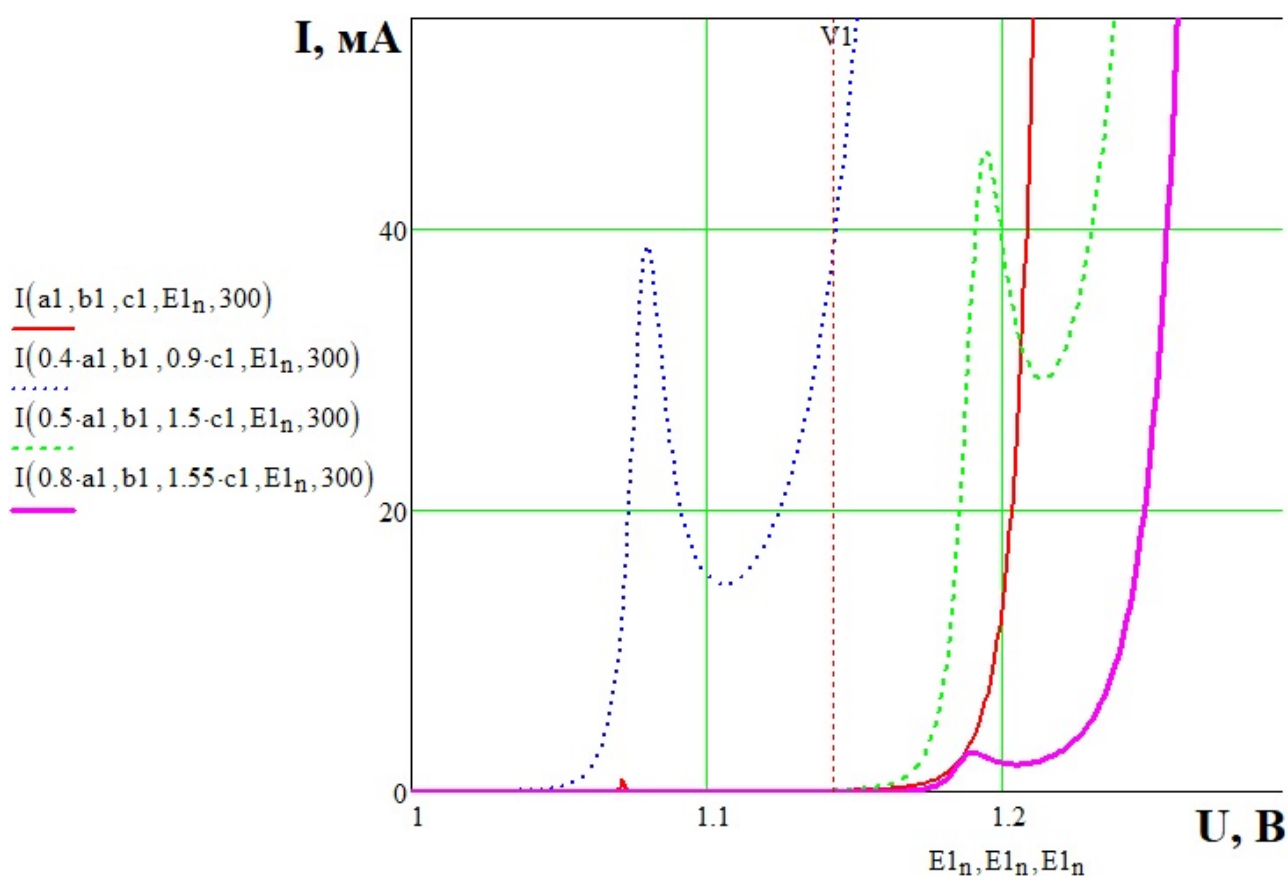


Рисунок 4.7 – Вольт – амперна характеристика резонансно-тунельного діоду розрахована для випадку неоднакового зменшення / збільшення товщини буферних шарів

На рис. 4.8 показані розрахункові ВАХ РТД при синхронному збільшенні ширини буферних шарів і квантової ями (квантового колодязя). З аналізу ВАХ випливає що для даних параметрів активної області РТД ділянок з НДО майже

не спостерігається. Така поведінка кривих може бути пояснена тим, що збільшення ширини квантової ями, призводить до збільшення її місткості, і як наслідок, до збільшення кількості енергетичних станів частинок і зменшенню відстані між ними.

Окрім того суттєвий внесок в форму ВАХ може вносити температура.

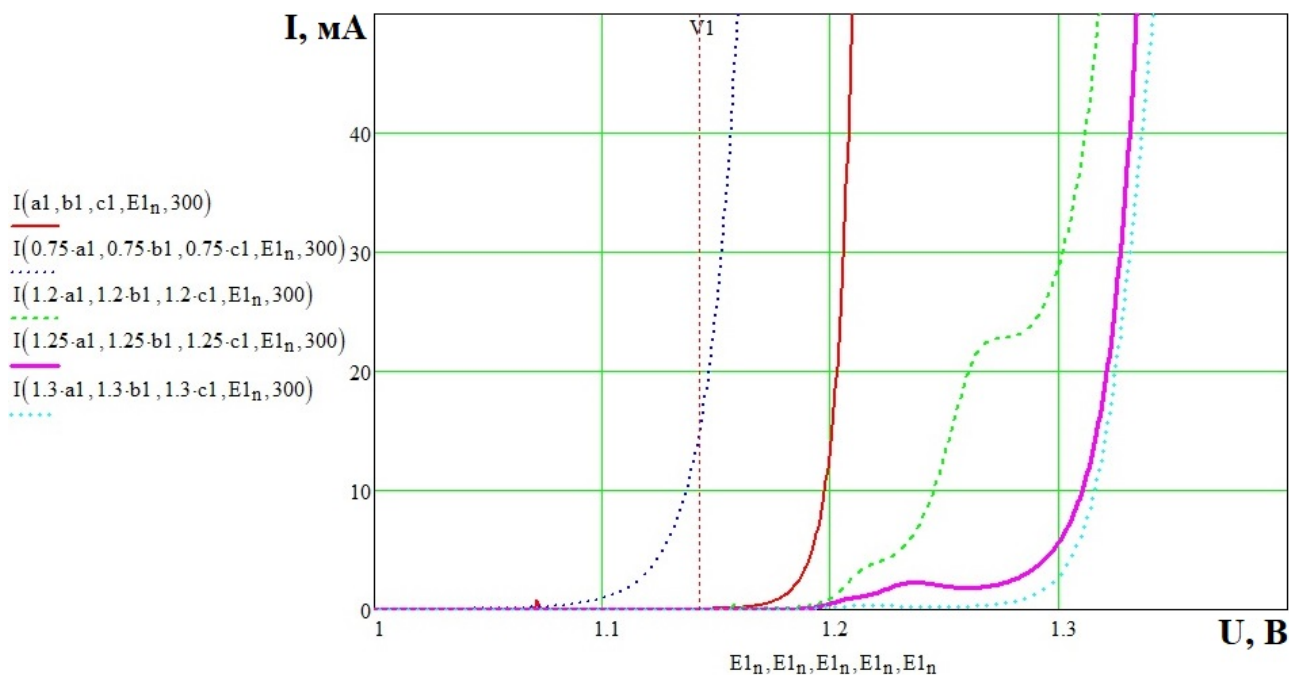


Рисунок 4.8 – Вольт – амперна характеристика резонансно-тунельного діоду розрахована для випадку однакового зменшення / збільшення товщини буферних шарів разом з шириною квантової ями (колодязя)

З ростом напруги вище напруги долини відбувається різке зростання ВАХ, пов'язане з надбар'єрним проходженням електронів в активній області РТД, розігрівом носіїв та їх вірогідним лавинним розмноженням.

ВИСНОВКИ

У даній роботі було розглянуто резонансно-тунельний діод і його характеристики, області застосування, принцип дії, електричний транспорт і резонансне тунелювання. Вольт – амперні характеристики приладів з резонансним тунелюванням, а також формування енергетичної діаграми напівпровідникової структури.

ВАХ РТД за певних параметрів структури має яскраво виражену ділянку негативного диференціального опору, пік якого зменшується з ростом ширини буферних шарів. Відмінною особливістю отриманої ВАХ РТД, є також і те, що зростанням ширини буферних шарів пік і долина ділянки ВАХ з негативним диференціальним опором поступово зменшуються і «розмиваються», причому за певних товщин буферних шарів ділянка НДО майже повністю зникає.

При несинхронному зменшенні ширини буферних шарів ділянка НДО виділяється різко, хоча і дещо розширюється, однак співвідношення струмів «піка» і «долини» досягає суттєвих значень. Також досить невелике відхилення у зменшенні/збільшенні ширини буферних шарів призводить до зменшення ділянки НДО і зсуву її до більших значень напруги зміщення. Подальше збільшення відхилення призводить до майже повного розмивання і зникнення ділянки НДО. Таку поведінку кривих можна пояснити явищем порушення просторової когерентності хвильових функцій в наслідок непружної взаємодії (неповного відбиття і неповного проникнення) частинок з потенційними бар'єрами на межах металургійних контактів структури.

При синхронному збільшенні ширини буферних шарів і квантової ями (квантового колодязя), ділянок з НДО на ВАХ РТД майже не спостерігається. Така поведінка кривих може бути пояснена тим, що збільшення ширини квантової ями, призводить до збільшення її місткості, і як наслідок, до збільшення кількості енергетичних станів частинок і зменшенню відстані між ними.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ

1. Кардона Ю.П., Решина И.И., Захарченя Б.П. (ред.). Основы физики полупроводников. 3-е вид. Москва. ФИЗМАТЛИТ, 2002. 560 с.
2. Поздняков Д.В., Борздов В.М., Комаров Ф.Ф. Расчет вольт-амперных характеристик симметричных двухбарьерных резонансно-туннельных структур на основе арсенида галлия с учетом процессов разрушения когерентности электронных волн в квантовой яме. Физика и техника полупроводников. 2004. Т.38. вып. 9. С. 1097 – 1100.
3. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. Москва. Мир. 1975. – 246 с.
4. Сумецкий М.Ю. Вероятность туннелирования через неодродные потенциальные барьеры. Теоретическая и математическая физика. 1980. Т. 45. № 1. С. 64 – 75.
5. Пащенко А.Г. Квантовое ограничение частиц в наноструктуре с энергетическим профилем сложной формы. Харків. Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 154. С. 134 – 137.
6. Абрамов, И.И., Гончаренко И.А., Коломейцева Н.В. Исследование двухбарьерной резонансно-туннельной структур на основе GaAs/AlAs с использованием комбинированной двухзонной модели. Доклады Бгуир. – 2004. № 4. С. 42 – 46.
7. Пащенко А.Г., Ванцан В.М. Локализация носителей в многослойных наноструктурах, обусловленная интерференционной передислокацией волновых функций. Харків. Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2011. Вып. 164. С. 133 - 138.
8. Врубель, М.М. Борздов В.М., Комаров Ф.Ф. О влиянии ширины спейсерных слоев на размеры области бистабильности в вольт-амперных

характеристиках двухбарьерных туннельных резонансных диодов. Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23, № 21. С. 12 – 16.

9. Разжувалов, А.Н., Гриняев С.Н. Гистерезис туннельного тока в двухбарьерных структурах $w\text{-GaN/AlGaN}(0001)$. Физика и техника полупроводников. 2008. Т. 42. вып. 5. С. 595 – 603.

10. Пащенко О.Г., Галат О.Б., Бабиченко О.Ю. Напівпровідникові квантові генератори з наноструктурами. Навчальний посібник для студентів спеціальностей 171 Електроніка, 153 Мікро- та наносистемна техніка – Харків. ХНУРЕ, 2019. – 236 с.

11. Разжувалов А.Н., Гриняев С.Н. Самосогласованный расчет туннельного тока в двухбарьерных гетероструктурах $w\text{-GaN/AlGaN}(0001)$. Физика и техника полупроводников. 2006. Т 40. вып. 6. С. 695 – 700.

12. Елесин, В.Ф., Катеев И.Ю., Подливаев А.И. Высокочастотный отклик и нелинейная когерентная генерация резонансно-туннельного диода в широком интервале частот с учетом межэлектронного взаимодействия. Физика и техника полупроводников. 2002. Т 36. вып. 9. С. 1133 – 1137.

13. Абрамов И.И., Гончаренко И.А., Коломейцева Н.В. Комбинированная модель резонансно-туннельного диода. Физика и техника полупроводников. 2005. Т 39. вып. 9. С. 1138 – 1145.

14. Чаилытин Ю.А. (ред). Нанотехнологии в электронике Москва. Техносфера, 2005. 448 с.