

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ АВІАЦІЙНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ФАКУЛЬТЕТ АЕРОНАВІГАЦІЇ, ЕЛЕКТРОНІКИ ТА ТЕЛЕКОМУНІКАЦІЙ
КАФЕДРА ЕЛЕКТРОНІКИ, РОБОТОТЕХНІКИ І ТЕХНОЛОГІЙ
МОНІТОРИНГУ ТА ІНТЕРНЕТУ РЕЧЕЙ

ДОПУСТИТИ ДО ЗАХИСТУ
Завідувач випускової кафедри
_____ Шутко В.М.
« ____ » _____ 2020 р.

ДИПЛОМНА РОБОТА

ЗДОБУВАЧА ОСВІТНЬОГО СТУПЕНЯ МАГІСТРА
ЗІ СПЕЦІАЛЬНОСТІ 153 «МІКРО- ТА НАНОСИСТЕМНА ТЕХНІКА»
ОСВІТНЬО-ПРОФЕСІЙНОЇ ПРОГРАМИ
«ФІЗИЧНА ТА БІОМЕДИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА»

**Тема: «Система комп'ютерного проєктування резонансних
нанопристроїв»**

Виконавець
студент групи МН-206М _____ Мірошник Владислав Тарасович

Керівник
д.т.н., доцент _____ Мельник Олександр Степанович

Консультант розділу
«Охорона праці» _____ Якимець І.В.

Консультант розділу
«Охорона навколишнього середовища» _____ Маджд С.М.

Нормоконтролер _____ Сініцин Р.Б.

КИЇВ 2020

НАЦІОНАЛЬНИЙ АВІАЦІЙНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Факультет аеронавігації, електроніки та телекомунікацій

Кафедра електроніки, робототехніки і технологій моніторингу та інтернету речей

Освітньо-кваліфікаційний рівень Магістр

Напрямок (спеціальність) 8.05080102 «Фізична та біомедична електроніка»

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____ Шутко В.М.

“ _____ ” _____ 20__ р.

ЗАВДАННЯ

на виконання дипломної роботи (проекту) студента

Мірошника Владислава Тарасовича

1. Тема дипломної роботи (проекту) «Система комп'ютерного проектування резонансних нанопристроїв»

затверджена наказом ректора від «__» _____ 20__ р. № _____

2. Термін виконання роботи (проекту): з __.__.20__ р. по __.__.20__ р.

3. Вихідні дані до роботи: *теоретичний матеріал по виготовленню резонансно-тунельних структур, теоретичний матеріал по моделюванню резонансно-тунельних структур, експериментальний матеріал по моделюванню.*

4. Зміст пояснювальної записки: *Квантово-механічні явища в наноструктурах. Математичне моделювання РТН. Дослідження процесів в РТН. Охорона праці. Охорона навколишнього середовища.*

5. Перелік обов'язкового графічного (ілюстративного) матеріалу:
12-15 слайд-презентації

6. Календарний план-графік

№ п/п	Етапи виконання дипломного проекту (роботи)	Термін виконання	Відмітка про виконання
1.	Вибір теми дипломної роботи	1.10.2020	виконано
2.	Огляд та обробка літератури за темою дипломної роботи	5.10.2020	виконано
3.	Аналіз існуючих методів моделювання резонансно-тунельних структур	10.10.2020	виконано
4.	Оптимізація роботи програми для моделювання	20.10.2020	виконано
5.	Дослідження моделей резонансно-тунельних структур	30.10.2020	виконано
6.	Написання вступу та висновків	1.11.2020	виконано
7.	Вимоги по охороні навколишнього середовища за темою дипломної роботи	5.11.2020	виконано
8.	Вимоги по охороні праці за темою дипломної роботи	10.11.2020	виконано
9.	Оформлення пояснювальної записки, графічного матеріалу та презентації	15.11.2020	виконано

Розділ	Консультант (посада, П.І.Б)	Дата, підпис	
		Завдання видав	Завдання прийняв
Охорона праці	Якимець І.В.		
Охорона навколишнього середовища	Мадж С.М.		

7. Дата видачі завдання: «__» жовтня 20__ р.

Керівник дипломної роботи (проекту) _____ Мельник О.С.
(підпис керівника)

Завдання прийняв до виконання _____ Мірошник В.Т.

РЕФЕРАТ

Дипломна робота на тему “Система комп’ютерного проектування резонансних нанопристроїв”.

105 с., 6 табл., 32 рис., 32 джерел.

Об’єкт дослідження – характер та властивості резонансно-тунельної структури; предмет дослідження – резонансно-тунельна структура.

Мета дипломного проекту – дослідження процесів в резонансно-тунельних структурах.

Методи дослідження – комп’ютерне моделювання.

Результати проведеної роботи – досліджено процеси які спостерігаються в резонансно-тунельних структурах за допомогою комп’ютерного моделювання. Матеріали дипломної роботи можуть бути використані для проведення наукових досліджень, у навчальному процесі та в практичній діяльності при викладанні дисциплін, пов’язаних з моделюванням резонансно-тунельних структур.

Ключові слова: МОДЕЛЮВАННЯ, РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНА НАНОСТРУКТУРА, ВАХ, ПОТЕНЦІАЛ, КОНЦЕНТРАЦІЯ..

ЗМІСТ

ВСТУП	1
Перелік умовних позначень, скорочень, термінів	2
РОЗДІЛ 1 КВАНТОВО-МЕХАНІЧНІ ЯВИЩА В НАНОСТРУКТУРАХ.....	3
1.1. Основні тенденції розвитку наноелектроніки.....	3
1.2. Квантове обмеження.	5
1.3. Балістичний транспорт носіїв заряду. Середня довжина вільного пробігу. Квант опору	10
1.4. Тунелювання носіїв заряду. Коефіцієнт тунельної прозорості	15
1.5 Тунельно-резонансний ефект.....	20
1.6 Кулонівська блокада	22
1.7 Транзистори з резонансним тунелюванням	25
РОЗДІЛ 2 МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РЕЗОНАНСНО- ТУНЕЛЬНИХ НАНОСТРУКТУР	29
2.1. Об'єкт та предмет моделювання	29
2.2. Припущення, прийняті при моделюванні.....	30
2.3. Побудова математичної моделі РТН	32
2.4 Результати моделювання резонансно-тунельних наноструктур	46
РОЗДІЛ 3 ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ В РЕЗОНАНСНО- ТУНЕЛЬНИХ СТРУКТУРАХ	51
3.1. Числове моделювання резонансно-тунельних структур.....	51
3.2. Моделювання розподілу потенціалів у резонансно-тунельних структурах.....	61
3.3. Моделювання вольт-амперних характеристик резонансно-тунельних структур	71
РОЗДІЛ 4 ОХОРОНА ПРАЦІ	79
4.1 Аналіз безпеки праці на робочому місці інженера-програміста	80
4.2 Технічні організаційні заходи щодо зменшення рівня впливу небезпечних і шкідливих виробничих факторів	81
4.3 Пожежна та вибухова безпека	91
4.4 Спеціальні вимоги безпеки.	94

РОЗДІЛ 5 ОХОРОНА НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА	98
5.1 Аналіз екологічно не безпечних факторів при використанні комп'ютерної техніки	98
5.2 Методи зменшення негативного впливу електромагнітного випромінювання на довкілля	101
Висновки	104
ВИСНОВКИ	105
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	106

ВСТУП

До недавнього часу фізики та інженери при моделюванні електронних компонентів користувалися так званим «напівкласичним» наближенням, оскільки електрони в них поводити себе подібно до класичних частинок, а квантові ефекти у більшості випадків вдавалося враховувати віртуально. Але розвиток наноелектроніки з-поміж іншого передбачає необхідність зменшення геометричних розмірів електронних компонентів, тому методи моделювання таких компонентів повинні враховувати їх квантові особливості, що проявляються зі зменшенням характерних розмірів.

Натепер вже створені наноструктури, підбором параметрів кристалічної ґратки яких можна обмежити рух електронного газу у різних вимірах. Прикладом є резонансно-тунельна структура (РТС), у якій в поперечному до площини шарів напрямку потенціальний рельєф для електронів складається з потенціальних бар'єрів та ям, що впливає на характер руху носіїв заряду у вказаному напрямку та перенесення струму.

Однією з видів РТС є змодельована в бакалаврській роботі резонансно-тунельна структура з параболічною потенціальною ямою, яка є не дуже широко дослідженою: існують експериментальні дані ВАХ такої структури, проте, створенням моделі будь-якого класу ще не займалися.

Результатом дипломної роботи є модель РТС з параболічною потенціальною ямою, що заснована на формалізмі огинаючої функції і максимально приведена до аналітичного вигляду, що в свою чергу має переваги над чисельним представленням. Показана можливість використання РТС такої топології в нанопристроях багатозначної логіки, адже, згідно експериментальним даним, така структура має кількість рівновіддалених піків ВАХ, що може налічувати більше чотирьох.

Впроваджена модель може слугувати основою для подальших кроків, щодо її удосконалення: врахування припущень, які прийняті в такій моделі, та паразитних ефектів в РТС.

Перелік умовних позначень, скорочень, термінів

- РТС – резонансно-тунельна структура;
- НВЧ – надвисокі частоти;
- ПТШ – польовий транзистор з затвором Шотткі;
- КМОП – комплементарна логіка на транзисторах метал-окис-напівпровідник;
- ВАХ – вольт-амперна характеристика;
- ДБКС – двобар’єрна квантова система;
- $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана;
- $h = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж/с – зведена стала Планка;
- ЕМВ — Електромагнітне випромінювання;
- ЕСП — Електростатичне поле;
- ПК — Персональний комп’ютер;
- ПАР — Поверхнево-активні речовини;
- МОН—Метал-оксид-нанопровідник
- РТТ—Транзистор з резонансним тунелюванням
- НЕМТ—транзистори з високою рухливістю електронів

РОЗДІЛ 1

КВАНТОВО-МЕХАНІЧНІ ЯВИЩА В НАНОСТРУКТУРАХ

1.1. Основні тенденції розвитку нанoeлектроніки

Еволюція мікроелектронних приладів визначається багатьма факторами, але важливішими з них виступають вимоги до постійного зростання пам'яті інтегральних схем і швидкості передачі інформації, зростання ефективності оптичного зв'язку. Ці вимоги задовольняють електронні прилади з підвищеною швидкодією і зменшеними розмірами, як у випадку кремнієвих інтегральних схем, наприклад, ОЗП (оперативний запам'ятовуючий пристрій). На рис.1.1 показано зменшення критичних розмірів МДН транзисторів і відповідно щільності запису на них, яка вимірюється кількістю бітів на чип, на найближчі двадцять років. Наприклад, характерні розміри елементів L стандартних ОЗП – чипів на 256 Мбіт, які містять біля 10⁹ транзисторів, складають приблизно 100 нм. В структурах з такими розмірами опис процесів перенесення зарядів ще можливо розглядати в рамках класичної теорії, проте цей розгляд вже істотно є на самій межі проявлення квантових ефектів. Тому дослідники повинні вводити нові уявлення про квантові процеси перенесення носіїв заряду. На теперішній час вважається, що сучасна кремнієва технологія буде використовуватися до розмірів елементів приблизно 10нм, але нижче цієї межі повинні бути створені транзистори, робота яких основана на нових принципах (одноелектронні транзистори, прилади з резонансним тунелюванням). Новітні прилади такого типу (їх теорія основана на принципах квантової фізики) буде розглянута нижче. Цікаво відмітити, що квантові ефекти в напівпровідниках АЗВ 5, тобто напівпровідникові МОН сполуки елементів третьої та п'ятої груп, іноді проявляються і при більших розмірах структур, внаслідок зменшення ефективної маси електронів і відповідно збільшення довжини хвилі де Бройля.

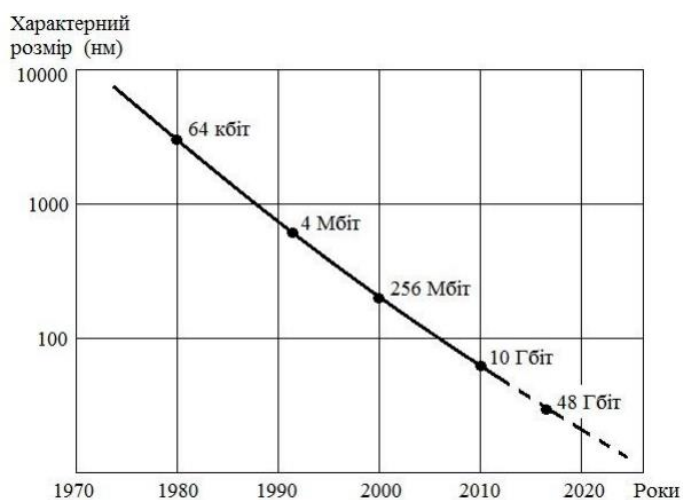


Рисунок 1.1 – Зміна мінімальних розмірів елементів кремнієвих чипів типу запам'ятовуючих пристроїв

Сучасна промисловість, засоби зв'язку, комунікаційні системи інформації, військова і космічна техніка постійно удосконалюються, тому можна упевнено сказати, що в близькому майбутньому мікроелектроніку в науці і промисловості замінить наноелектроніка, з характерними розмірами біля 10 нм. Не дивлячись на вражаючі успіхи в області виготовлення напівпровідникових КМОН приладів і розробку технології протягом останнього десятиліття, прогрес у розвитку нових систем архітектури, що дозволяє об'єднати роботу мільярдів транзисторів, поки не відповідає розвитку технології. В зв'язку з цим на теперішній час розробляються нові архітектурні рішення паралельної обробки інформації і т.п. Значний прогрес у розвитку наноелектроніки став можливим, насамперед, завдяки розвитку техніки осадження дуже тонких плівок, які утворюють гетероструктури, в яких електрони ніби опинились розташованими (локалізованими) в середині двовимірних (2D) наносистем. Існування раніш стандартних методів отримання тонких плівок (осадження, напилення) ⁹ не дозволяли формувати гетероструктури необхідної якості. Проте у 80-ті роки були розроблені нові технології, такі як молекулярно-променева епітаксія і газофазна епітаксія на основі металоорганічних сполук. В технологічних методах молекулярно-променева епітаксія здійснюється вирощуванням плівок необхідної сполуки в умовах надвисокого вакууму (тиск 10-10мбар). Необхідна речовина випаровується в циліндричній ефузійній комірці Кнудсена при досить високих температурах. Вилітаючи з комірки атоми або молекули формують молекулярний промінь, який рухається по прямих лініях до підкладки, на якій вони конденсуються. Цей метод дозволяє отримувати високоякісні плівки, проте він є дорогим і малопродуктивним. Метод осаджування з газової фази дозволяє вирощувати шар арсеніду GaAs на підкладці при температурі 500 °C за рахунок хімічної реакції газоподібного AsH₃ з триметілгалієм (CH₃)₃Ga при знижених тисках. Ця техніка дозволяє здійснювати осадження на декілька пластин одночасно, що є привабливим

для промисловості. В науковій літературі часто обговорюється межа розмірів приладів у світі їх еволюції. Розумно вважати, що швидкість зменшення цих розмірів, яка визначається законом Мура, повинна якось загальмуватися в найближчі роки, оскільки всі фізичні межі з точки зору промислового і економічного розвитку будуть досягнуті в теперішньому десятилітті. Технологічна межа визначається декількома факторами, з яких відмітимо два. По перше, в будь-якому випадку необхідно враховувати тепловиділення працюючого електронного приладу, яке не можна звести до нуля, оскільки тепловий баланс системи обмежується відповідними коефіцієнтами теплопровідності матеріалів, які використовуються і кількістю молекулярних шарів. По друге, існує так званий фактор "розкиду параметрів" в промисловому виробництві. Наприклад, багато електричних параметрів МДН-транзисторів контролюється легуванням, проте при дуже малих розмірах легованої області (біля 1мкм^3) кількість легуючих атомів є настільки малою (біля 10), що точне керування розкидом цього параметра стає неможливим. Окрім вказаних технологічних меж, існують більш серйозні обмеження, які пов'язані з фундаментальними законами природи, що отримали назву фізичних меж. Хоча існуючі прилади ще не вийшли на ці межі, проте їх необхідно враховувати.

- 1.Теплова межа. Енергія, яка необхідна для запису одного біта інформації повинна складати декілька кТ, середня енергія теплових флуктуацій. Наприклад, в КМДН-транзисторах найменше значення запису одного біта повинно бути не нижче 2 еВ, тобто, приблизно 100 кТ при кімнатній температурі або $3 \cdot 10^{-19}$ Дж.
- 2.Релятивістська межа. Очевидно, що швидкість розповсюдження сигналу не може перевищувати швидкість світла. Вважаючи, що мікропроцесор має розміри в декілька сантиметрів, то час проходження сигналу в ньому буде складати 10-10 с, тобто при частоті 10 ГГц.

1.2. Квантове обмеження.

Вільний електрон, який рухається в тривимірній системі (3D), має кінетичну енергію, величина якої згідно з просторовими компонентами його імпульсу p_x , p_y , p_z , складає:

$$E = \frac{1}{2m^*} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2),$$

Або у хвильовому поданні

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

де m^* – ефективна маса електрона, яка в твердих тілах менша його маси спокою m_0 ; \hbar – стала Планка ($\hbar = h / 2\pi$); k_x , k_y , k_z – просторові компоненти хвильового вектора. Щільність електронних станів є неперервною функцією енергії

$$n_{3D}(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^*E}}{\pi^2 \hbar^3} \quad (1.2)$$

В низькорозмірній структурі вільний рух електрона обмежено, принаймні, в одному напрямку. В даному напрямку (уздовж осі x) потенціальна енергія електрона може бути подана у вигляді нескінченно глибокої потенціальної ями, як це показано на рис.1.2. Якщо ширина ями уздовж осі x дорівнює a , то в області $0 < x < a$ електрон має нульову потенціальну енергію. Нескінченно високий потенціальний бар'єр робить неможливим розташування електрона за границями цієї області. Таким чином, хвильова функція електрона повинна перетворюватися у нуль на границях потенціальної ями, тобто при $x = 0$ і $x=a$. Такій умові відповідає лише обмежений набір (ряд) хвильових функцій. Це стоячі хвилі з довжиною λ , що визначаються співвідношенням

$$\lambda = 2a/n, \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (1.3)$$

Відповідні дозволени значення хвильового вектора дискретні і дорівнюють:

$$k_n = 2\pi / \lambda_n = n\pi / a. \quad (1.4)$$

Внаслідок цього, енергії дозволених енергетичних станів електрона у ямі також є дискретними. Спектр цих станів має вигляд:

$$E_n = \frac{\hbar^2 k_n^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* a^2}. \quad (1.5)$$

Ціле число n є квантовим числом, яке визначає квантовий стан. Таким чином, електрон розташований в обмеженій області простору може займати лише дискретні енергетичні рівні. Найменший стан має енергію:

$$E_1 = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* a^2} \quad (1.6)$$

яка завжди більше нуля. Ненульова мінімальна енергія відрізняє квантовомеханічну систему від класичної, для якої енергія частинки, яка знаходиться на дні потенціальної ями, завжди дорівнює нулю. Окрім того, дозволени значення енергії для електрона є квантованими і пропорційні n^2 .

Для того, щоб задовольнити принцип невизначеності $\Delta p_x \Delta x \geq \hbar/2$ (в нашому випадку $\Delta x = a$), невизначеність імпульсу електрона повинна бути $\Delta p \geq \hbar/2a$, що відповідає мінімальній зміні енергії $\Delta E = (\Delta p)^2 / 2m^* = \hbar^2 / 8m^* a^2$, яка з точністю до множника $\pi^2 / 4$ відповідає наведеному вище виразу для E_1 . Таким чином, принцип невизначеності 14 також приводить нас до висновку про ненульове значення мінімальної енергії електрона в потенціальній ямі.

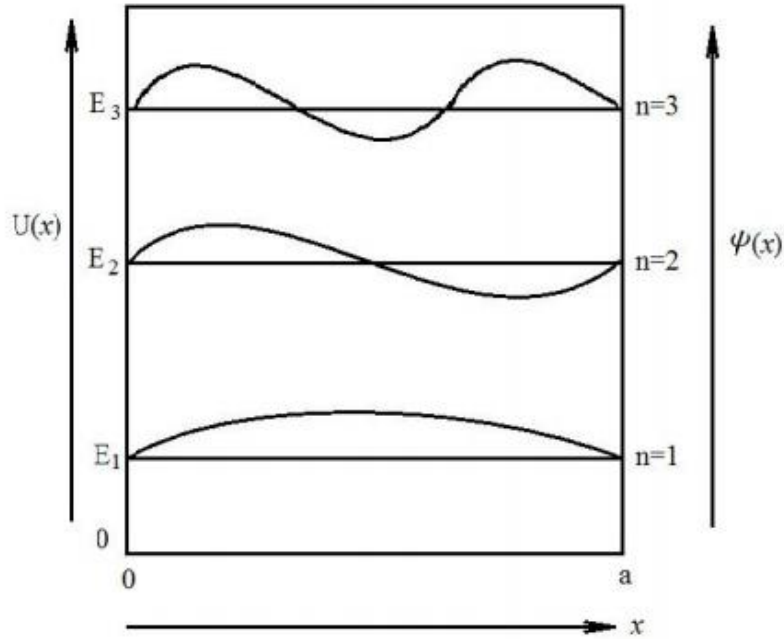


Рисунок 1.2 – Потенціальна яма і хвильові функції у ній

Обмеження руху електронів і дірок в низькорозмірній структурі, яке приводить внаслідок їх квантово-хвильової природи до ненульового мінімального значення їх енергії і до дискретності енергій дозволених станів, називають квантовим обмеженням. У твердих тілах квантове обмеження може бути реалізовано у трьох просторових напрямках. Кількість напрямків, в яких ефект квантового обмеження відсутній, використовується як критерій для класифікації елементарних низькорозмірних структур по трьох групах: квантові плівки, квантові проводи, квантові точки. Схематично цю класифікацію показано на рис.1.3.

Квантові плівки є двовимірні (2D) структури, в яких квантове обмеження діє лише в одному напрямку – перпендикулярно до плівки (напрямок z на рис. 1.3). Носії заряду в таких структурах можуть вільно рухатися в площині xy . Їх енергія складається з квантових значень, що визначаються ефектом квантового обмеження в напрямку z (відповідно до товщини плівки l_z) і неперервних складових в напрямках x і y :

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} \quad (1.7)$$

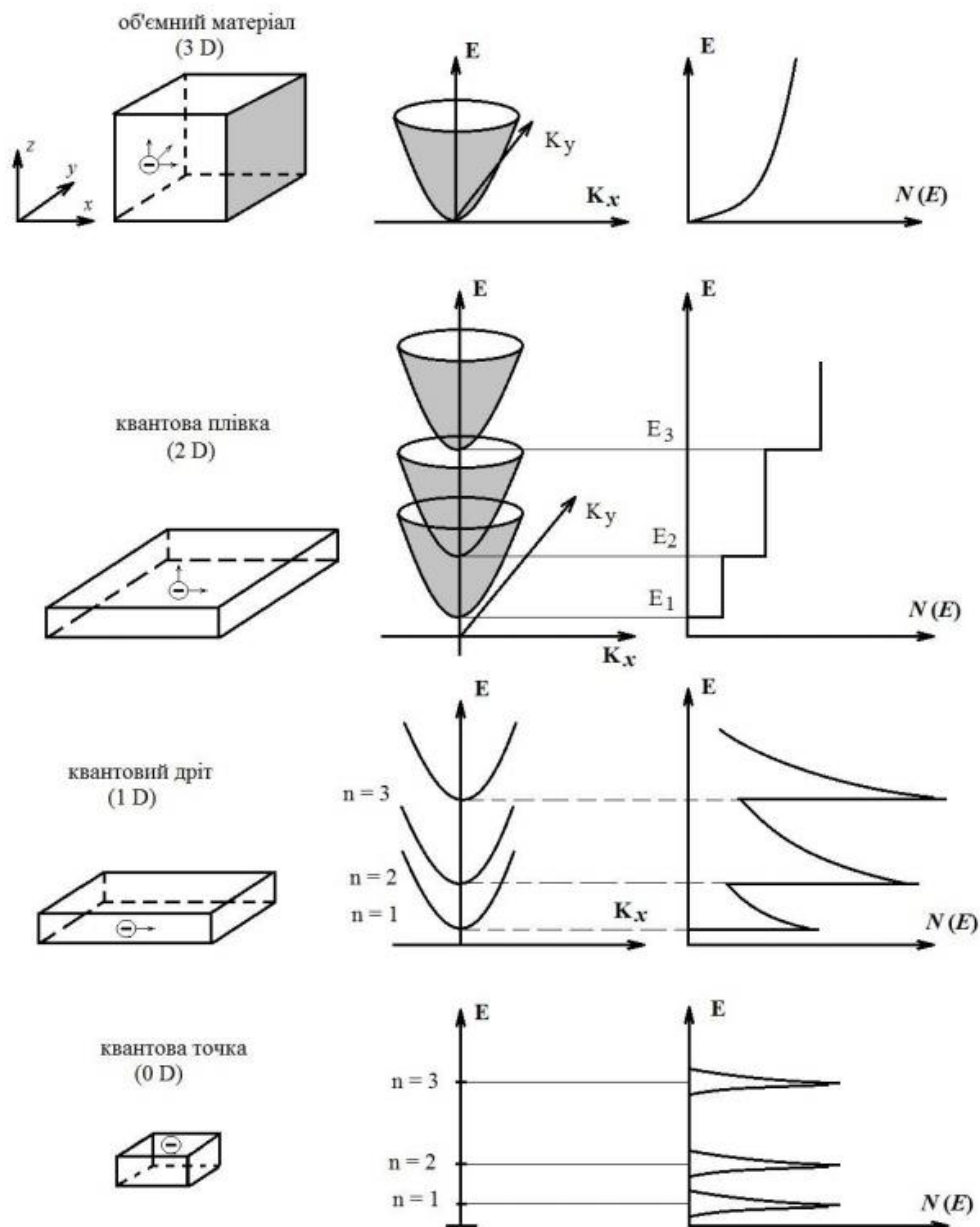


Рисунок 1.3 – Низькорозмірні структури, їх енергетичні діаграми і щільності станів у порівнянні з тривимірною структурою

В k -просторі енергетична діаграма квантової плівки являє собою сімейство параболічних зон, які перекриваючись між собою, утворюють підзони. Мінімальна енергія електрона в n -й підзоні задається співвідношенням (1.5). Електрон з такою енергією нерухомий в площині плівки. Залежність щільності електронних станів від енергії у квантовій плівці має східчастий характер (замість параболічної залежності у тривимірних структурах):

$$n_{2D}(E) = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 l_z} \sum \Theta(E - E_i), \quad i = 1, 2, \dots, \quad (1.8)$$

Де $\Theta(E - E_i)$ – східчаста функція.

Електрони у квантових плівках звичайно називають двовимірним електронним газом (2DEG).

Квантові проводи – це одновимірні (1D) структури. На відміну від квантових плівок, вони мають не один, а два квантових розміри, в напрямку яких і діє ефект квантового обмеження. Носії заряду можуть вільно рухатися лише в одному напрямку – уздовж осі проводу. Таким чином, внесок в енергію носія заряду дають кінетична складова уздовж одного напрямку і квантові значення в двох других напрямках:

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n_1^2}{2m^* l_y^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n_{12}^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, n_1 = 1, 2 \dots; n_2 = 1, 2 \dots \quad (1.9)$$

Для кожної пари дискретних рівнів в напрямках квантового обмеження щільність електронних станів в квантовому проводі залежить від енергії за законом:

$$n_{1D}(E) = \frac{(2m^*)^{1/2}}{\pi \hbar l_y l_z} \sum_{i,j} (E - E_{i,j})^{-1/2}, \quad i, j = 1, 2 \dots \quad (1.10)$$

Квантові точки – це нульвимірні (0D) структури, в яких рух носіїв заряду обмежено в усіх трьох напрямках. В кожному з цих напрямків енергія електрона є квантованою за формулою (1.5), а щільність станів являє собою ряд гострих піків, які описуються формулами:

$$n_{0D}(E) = \frac{2}{l_x l_y l_z} \sum_{i,j,k} \delta(E - E_{i,j,k}), \quad i, j, k = 1, 2 \dots \quad (1.11)$$

Внаслідок спорідненості енергетичних характеристик атомів і квантових точок, останні отримали назву "штучних атомів". Квантові точки складаються з порівняно невеликої кількості атомів. В цьому відношенні до них близькі атомні кластери і нанокристаліти, де також має місце ефект квантового обмеження. Розглянуті елементарні низькорозмірні структури є ідеалізованими об'єктами. Очевидно, що ці структури, які мають практичний інтерес, повинні бути розташовані на певній підкладці та мати контакт з другими структурами і функціональними елементами. Окрім того, приладне застосування потребує комбінації декількох елементарних структур. Проте, поява в складних комбінованих структурах нових квантовомеханічних ефектів ніяк не зменшує ролі ефекту квантового обмеження.

Для виготовлення низькорозмірних структур використовують два принципових підходи, які характеризуються як "геометричний" і "електронний". Геометричний підхід використовує технології, які забезпечують формування об'єктів з нанометровими розмірами. Для цього використовуються технологічні засоби, які будуть розглянуті вище. Електронний підхід базується на можливості керування розмірами областей з певним типом і концентрацією носіїв заряду в напівпровідниках за

допомогою електричного поля. При цьому використовуються як традиційні структури метал– діелектрик–напівпровідник, так і напівпровідникові гетероструктури. Електричне поле може бути вбудованим у напівпровідникову наноструктуру або прикладене із зовні.

1.3. Балістичний транспорт носіїв заряду. Середня довжина вільного пробігу. Квант опору

Особливості транспорту носіїв заряду в твердих тілах в багатьох випадках визначаються процесами їх розсіювання при русі з однієї області у другу. Електрон при зіткненні з іншим електроном або розсіюючись на коливаннях ґратки, дефектах або на границі поділу, безумовно, змінює свій стан. Середня довжина або шлях, який електрон проходить між двома послідовними актами розсіювання, отримав назву середньої довжини вільного пробігу. В макроскопічних системах середня довжина вільного пробігу електронів завжди менша розміру цих систем. Для них справедливі такі допущення:

- процеси розсіювання носіїв заряду локальні, тобто мають місце у певних точках простору;
- розсіювання відбувається неперервно у часі;
- процеси розсіювання і поля, які створюють рух носіїв заряду, настільки слабкі, що викликані ними відхилення електронної системи від рівноваги можна розглядати незалежно одне від одного;
- масштаб часу при розгляді системи вибрано таким чином, що реєструються лише ті явища, які відбуваються за час, який перевищує середній час між двома найближчими актами розсіювання. Такі допущення дозволяють використовувати для опису транспорту носіїв заряду в макроскопічних системах кінетичне рівняння Больцмана. В наноструктурах умови для транспорту носіїв заряду суттєво відрізняються від таких, як у макросистемах.

В наноструктурах з розміром, менше довжини вільного пробігу, перенесення носіїв заряду відбувається без їх розсіювання. Такий процес отримав назву балістичного. При цьому допущення, перераховані вище, гублять свою силу. Основні ефекти, які відносяться до балістичного транспорту, визначаються співвідношеннями між розмірами структури, у якій має місце перенесення носіїв заряду, і характером довжини вільного пробігу. Ключовими є довжини вільного пробігу, які характеризують пружне і непружне розсіювання носіїв.

Середня довжина вільного пробігу при пружному розсіюванні – це середня відстань, яку проходить носій заряду між двома актами пружного

розсіювання. Коли електронна система вироджена при низькій температурі, вона визначається швидкістю Фермі $v_F = (2E_F/m^*)^{1/2}$, де E_F - енергія Фермі, і часом розсіювання $\tau_{sc} = Dd/v_F^2$, де D - коефіцієнт дифузії, d - вимірність структури, звідки $l_e = v_F \tau_{sc}$.

Середня довжина вільного пробігу при непружному розсіюванні - це відстань, на якій електронна хвиля змінює свою фазу внаслідок розсіювання. Вона дорівнює $l_{in} = v_F \tau_\phi$, τ_ϕ - час релаксації фази або енергії. Існує і другий параметр, який характеризує непружне розсіювання носіїв заряду. Довжина фазової когерентності $l_{\phi=(D\tau_\phi)^{1/2}}$ - це відстань, на якій електронна хвиля зберігає свою фазу або, як ще говорять, рухливий носій зберігає свою пам'ять. Треба мати на увазі, що середня довжина вільного пробігу при непружному розсіюванні і довжина фазової когерентності являють собою різні характеристики. Довжина фазової когерентності менша, ніж середня довжина вільного пробігу при непружному розсіюванні. Ці два параметри дуже важливі при аналізі умов інтерференції електронних хвиль. В твердих тілах середня довжина вільного пробігу для непружного розсіювання більша, ніж для пружного. Транспорт носіїв заряду в структурах з розміром більше l_e , проте з меншим l_{in} відбувається квазібалістично, тобто зі слабким розсіюванням.

Важливою характеристикою наноструктур є довжина хвилі Фермі $\lambda_F = 2\pi/k_F$, де k_F - хвильовий вектор Фермі. При $T=0$ електрони знаходяться в станах, які визначаються співвідношенням $|\vec{k}| \leq k_F$, що еквівалентно електронним хвилям з довжиною $\lambda \geq \lambda_F$. Порівнюючи розмір наноструктури із середньою довжиною вільного пробігу електрона і з довжиною хвилі Фермі, що характеризує матеріал, з якого виготовлена дана структура, можна передбачити основні особливості руху носіїв заряду в цій структурі. В металах середня довжина вільного пробігу електронів при низьких температурах зазвичай не перевищує 10 нм, що менше або порядку розмірів типових наноструктур. Через це балістичний транспорт в металевих наноструктурах реалізується дуже важко. При цьому довжина хвилі Фермі в них також мала і звичайно складає 0,1 - 0,2 нм. Тому квантування енергетичних рівнів в металах не є суттєвим, за винятком дуже низьких температур, коли відстань між двома сусідніми енергетичними рівнями стає порівняною з тепловою енергією kT . При цьому енергетичний спектр металевих квантових точок визначається переважно кулонівською взаємодією.

Транспорт носіїв заряду в напівпровідниках характеризується більшою, до декількох мікрометрів, середньою довжиною вільного пробігу електронів.

Деякі важливі параметри для Si і GaAs при низьких температурах (≈ 4 К) наведені, як приклад, в таблиці 1.1 [2].

При кімнатній температурі середня довжина вільного пробігу електронів при непружному розсіюванні досягає 50 – 100 нм в Si і біля 100 нм в GaAs . Очевидно, що в наноструктурах з напівпровідників балістичний транспорт легко реалізується. При цьому довжина хвилі Фермі в напівпровідниках досягає 30 – 50 нм. Коли розмір структури порівнюється з цими довжинами, квантування енергії внаслідок квантового обмеження стає суттєвим фактором, що визначає її електронні властивості і транспорт носіїв заряду. Ідеальний балістичний транспорт носіїв заряду в наноструктурах характеризується універсальною балістичною провідністю, яка не залежить від типу матеріалу і визначається лише фундаментальними константами. Найбільш простим приладом для ілюстрації балістичного транспорту є провідник з двома контактами. Такий провідник схематично подано на рис. 1.4, де звуження між двома резервуарами з електронами відіграє роль провідного квантового провідника. Вважається, що в цьому каналі не існує будь-яких неоднорідностей, які приводять до розсіювання носіїв.

Окрім того, вважається, що зв'язок провідного каналу з резервуарами електронів здійснюється за рахунок невідбиваючих провідників, що приводить до неминучого попадання в резервуар всіх електронів, які вийшли з каналу. Будемо вважати, що $T=0$, а резервуари заповнені електронами до електрохімічних потенціалів μ_1 і μ_2 , де $\mu_1 > \mu_2$.

Якщо електронні стани першого резервуару в інтервалі енергій від μ_1 до μ_2 повністю заняті, то між резервуарами протікає струм

$$I = (\mu_1 - \mu_2)qv(dn/d\mu) \quad , \quad (1.12)$$

де q – заряд електрона; v – складова швидкості електрона на поверхнях Фермі уздовж осі каналу; $dn/d\mu$ – щільність електронних станів в каналі з врахуванням виродженості за спіном. В квантовому провіді $dn/d\mu = 1/\pi\hbar v$. Враховуючи, що $\mu_1 - \mu_2 = q(U_1 - U_2)$, де U_1 і U_2 електричні потенціали, які приводять до різниці електрохімічних потенціалів в резервуарах, то для провідності квантового провідника отримуємо:

$$G = \frac{I}{U_1 - U_2} = q^2/\pi\hbar = 2q^2/h. \quad (1.13)$$

Таблиця 1.1 – Параметри для Si і GaAs при низьких температурах (≈ 4 К)

Параметр, одиниця вимірювання	<i>Si</i>	<i>GaAs</i>
Швидкість Фермі, 10^7 см/с	0,97	2,76
Довжини хвилі Фермі, нм	39	39
Час розсіювання, 10^{-12} с	1,1	3,8
Час релаксації фази, 10^{-12} с	5,7	18
Коефіцієнт дифузії, 10^3 см ² /с	0,52	1,45
Середня довжина вільного пробігу при пружному розсіюванні, нм	107	1050
Середня довжина вільного пробігу при непружному розсіюванні, нм	500	5000
Довжина фазової когерентності, нм	540	1620
Ефективна маса, m_0	0,19	0,067
Час релаксації спіна	14...60мс*	5...80пс
* $B^{28}Si$ –легований фосфором		

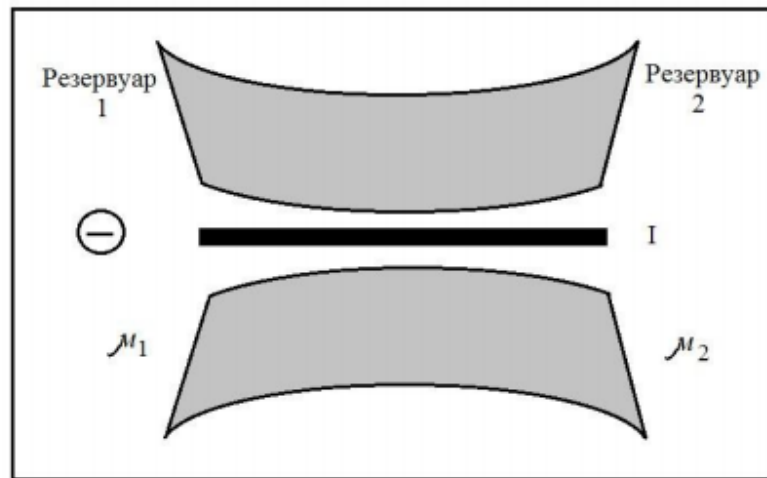


Рисунок 1.4– Два резервуари, що з'єднані провідним каналом

Формула (1.13) визначає провідність ідеального одновимірного провідника в балістичному режимі. Вона визначається лише фундаментальними сталими – зарядом електрона і сталою Планка. Величина $q^2/h = 38,740$ мкОм отримала назву одиниці квантової провідності. Відповідно опір дорівнює $h/q^2 = 25812,807$ Ом і отримав назву одиниці квантового опору. Наведені думки можна узагальнити на випадок, коли канал має більше ніж один енергетичний стан нижче рівня Фермі. Для каналу з N дозволеними станами (або з N передаючими модами) отримуємо

$$G = N/(2q^2/h). \quad (1.14)$$

Таким чином, провідність каналу з декількома передавальними модами квантується в одиницях $2q^2/h$. Це спостерігається в квантових точкових контактах, які являють собою вузькі перемички, які з'єднують широкі резервуари з електронами. Приклад такої структури і її провідність подано на рис. 1.5 [2]. Коротке звуження в "захованому" двовимірному електронному газі (2DEG) контролюється затворами, що знаходяться на поверхні, які мають форму направлених назустріч один одному гострих штирів. Для того, щоб виштовхнути двовимірний електронний газ з під затворів і сформувати вузький провідний канал, на затвори подається від'ємне зміщення. Напруга U_g визначає ширину каналу. При зростанні від'ємного зміщення ширина каналу поступово зменшується і канал щезає. Якщо ширина каналу зростає, то кількість дозволених станів зростає, які розташовані нижче рівня Фермі. На кривій провідності з'являються сходинки, які відповідають кількості цих станів N . У випадку, коли провідний канал не є ідеальним, процеси розсіювання носіїв заряду приводять до зменшення струму, оскільки імовірність перенесення носіїв заряду стає менше одиниці. Це потрібно враховувати при розрахунках провідності каналу. Якщо рух електрона стає когерентним, тобто електрон проходить всю структуру без розсіювання, його хвильова функція зберігає свою фазу. При цьому виникають різноманітні інтерференційні ефекти, які поряд з другими особливостями транспорту носіїв заряду, будуть розглядатися в подальшому.

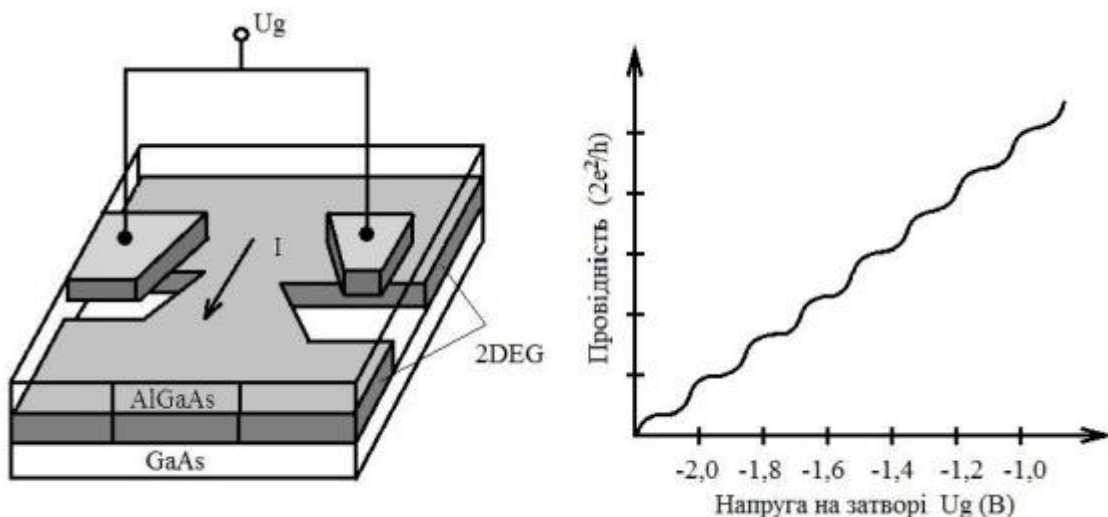


Рисунок 1.5 – Зміна провідності квантового точкового контакту, який сформований у захищеному шарі двовимірному електронного газу поверхневим електродом: схематичне зображення квантового точкового контакту (а); зміна його провідності (б)

1.4. Тунелювання носіїв заряду. Коефіцієнт тунельної прозорості

Термін тунелювання визначає перенесення частинки через область, яка обмежена потенціальним бар'єром, висота якого більша повної енергії даної частинки, або проникнення в цю область. Такий ефект неможливий з точки зору класичної механіки, проте має місце для квантових частинок, яким, як відомо, присутній корпускулярно-хвильовий дуалізм. Хвильові властивості квантових частинок приводять і до другого аномального явища з точки зору класичної механіки – надбар'єрного відбиття. Розглянемо основні закономірності цих явищ.

Взаємодія квантових частинок з потенціальними бар'єрами показана на рис. 1.6. Згідно з класичною механікою, частинка з енергією $E < U_0$, яка рухається зліва направо, тобто наближається до потенціального бар'єра, відбивається від нього і починає рухатися у зворотному напрямку. Якщо $E > U_0$, то частинка продовжить рух в попередньому напрямку. В квантовій механіці зовсім інша картина. У квантовій механіці рух частинки в одновимірному потенціальному полі описується рівнянням Шредінгера:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi}{dx^2} + U(x)\psi(x) = E\psi(x), \quad (1.15)$$

де m – маса частинки; $\psi(x)$ – її хвильова функція.

Якщо енергія квантової частинки більше висоти східчастого потенціального бар'єра ($E > U_0$), то в області попереду потенціального бар'єра, де $U(x) = 0$, = розв'язок рівняння Шредінгера для частинки з імпульсом $k_1 = (1/\hbar)\sqrt{2mE}$ має суперпозицію двох хвиль

$$\psi(x) = A_i \exp(ik_1x) + B \exp(-ik_1x), \quad (1.16)$$

де A_1, B – сталі; i – уявна одиниця. Хвильову функцію нормують таким чином, щоб $A_1 = 1$. Перша складова в (1.16) відповідає падаючій на бар'єр хвилі, яка рухається уздовж осі x зліва направо.

Друга складова описує відбиту хвилю, яка рухається уздовж осі x в протилежному напрямку. При $x \rightarrow \infty$ хвильова функція частинки, яка пройшла над потенціальним бар'єром, має асимптотичний вигляд:

$$\psi(x) = A \exp(ik_2x), \quad (1.17)$$

Де $k_2 = \left(\frac{1}{\hbar}\right) \sqrt{2m(E - U_0)}$.

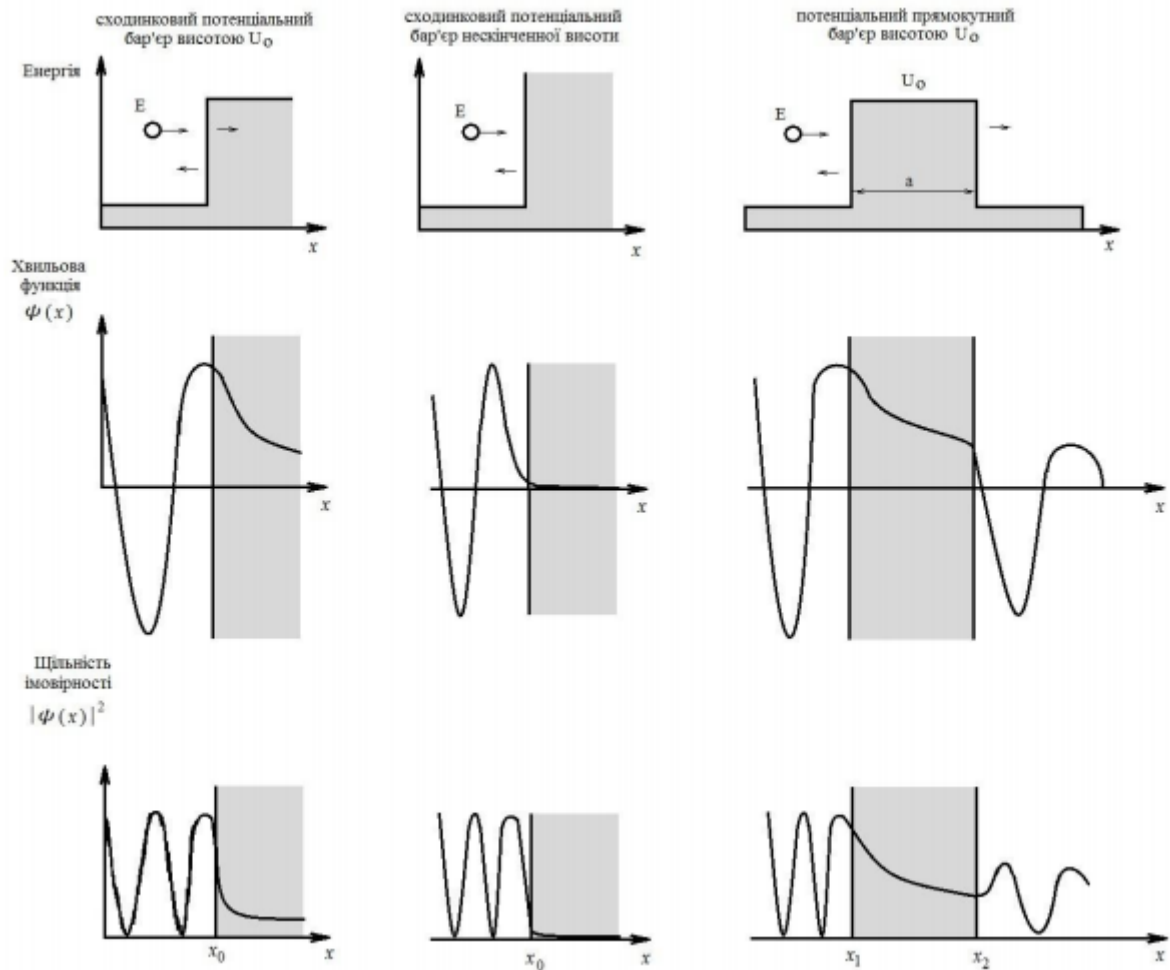


Рисунок 1.6 – Взаємодія квантової частинки з повною енергією E зі сходянковим бар'єром скінченної висоти U_0 , з нескінченно високим потенціальним бар'єром і з прямокутним бар'єром висотою U_0 і шириною a

Щільність потоку в падаючій хвилі пропорційна k_1 , а у відбитій – $k_1 [B]^2$, а у хвилі, яка пройшла через бар'єр – $k_2 [A]^2$. Коефіцієнт проходження частинки через границю потенціального бар'єра визначається як відношення щільності потоку хвилі, яка пройшла через бар'єр, до щільності потоку падаючої хвилі, тобто

$$T(E) = \frac{k_2}{k_1} |A|^2. \quad (1.18)$$

Коефіцієнт відбиття від потенціального бар'єра визначається відношенням щільності відбитого потоку до щільності падаючого потоку:

$$R(E) = |B|^2 = 1 - \frac{k_2}{k_1} |A|^2. \quad (1.19)$$

Очевидно, що $R(E)=1-T(E)$. Постійні A і B , які визначені з умови неперервності хвильової функції і її першої похідної при $x=x_0$, мають значення

$$A = \frac{2k_1}{k_1+k_2}, B = \frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}. \quad (1.20)$$

Відповідно до (1.20) коефіцієнти відбиття і проходження дорівнюють:

$$R(E) = \left(\frac{k_1-k_2}{k_1+k_2}\right)^2, T(E) = \frac{4k_1k_2}{(k_1+k_2)^2}. \quad (1.21)$$

З виразів (1.21) витікає, що при $E=U_0$ ($k_2=0$) коефіцієнт відбиття R перетворюється в одиницю, а коефіцієнт проходження – в нуль. З ростом енергії частинки коефіцієнт відбиття зменшується і наближається до нуля при $E \rightarrow \infty$, оскільки $R \approx (U_0 / 4E)^2$ при $E \gg U_0$.

Якщо квантова частинка рухається до прямокутного потенціального бар'єра висотою U_0 і скінченної товщини $a=x_1-x_2$, то розв'язок рівняння Шредінгера для кожної з трьох областей має вигляд:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= \exp(ik_1x) + C \exp(-ik_1x), x < x_1, \\ \psi_2(x) &= D \exp(ik_2x) + F \exp(-ik_2x), x_1 < x < x_2, \\ \psi_3(x) &= G \exp(ik_1x), x > x_2, \end{aligned} \quad (1.22)$$

де хвильові вектори k_1 і k_2 визначені вище; C, D, F, G , – константи. У виразах (1.22) складові $\exp(ik_1x)$ і $C \exp(-ik_1x)$ описують, відповідно, падаючу і відбиту хвилі, а $G \exp(ik_1x)$ – хвилю, яка пройшла через бар'єр. Сталі C, D, F, G , визначаються з умов неперервності хвильової функції та її першої похідної у точках $x=x_1$ і $x=x_2$. Коефіцієнт проходження частинки в даному випадку визначається як $T(E) = |G|^2$, що приводить до виразу:

$$T(E) = \frac{4k_1^2k_2^2}{(k_1^2-k_2^2)^2 \sin^2(ak_2) + 4k_1^2k_2^2}. \quad (1.23)$$

Максимум коефіцієнта проходження, коли $T(E)=1$, досягається для частинок з енергіями:

$$E = U_0 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} n^2, n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.24)$$

При других значеннях енергії спостерігається часткове відбиття падаючих на бар'єр частинок. Таким чином, з квантової теорії витікає, що навіть у випадку, коли енергія падаючої на потенціальний бар'єр частинки більша висоти цього бар'єра, коефіцієнт її відбиття може відрізнятись від нуля. Цим квантова частинка відрізняється від класичної, для якої ніякого відбиття в подібній ситуації не може бути.

Розглянемо зараз інший практично важливий випадок, коли квантова частинка взаємодіє з прямокутним потенціальним бар'єром шириною a , висота якого більша її енергії ($E > U_0$). Класична частинка не може пройти через такий бар'єр. Вона буде відбиватися у так званих класичних точках

повороту. Точка повороту – це точка з координатою x , в якій кінетична енергія частинки перетворюється в нуль, тобто її повна енергія E дорівнює $U(x)$. Для прямокутного бар'єра точки повороту збігаються з координатами його границь (точки x_1 і x_2 на рис.1.6). Досягнувши точки повороту, частинка починає рухатися у зворотному напрямку. Для квантової частинки розв'язки рівняння Шредінгера у кожній з трьох областей (перед, всередині, поза бар'єром) мають вигляд:

$$\begin{aligned}\psi_1(x) &= \exp(ik_1x) + B_1 \exp(-ik_1x), \quad x < x_1, \\ \psi_2(x) &= A_2 \exp(-\xi x) + B_2 \exp(\xi x), \quad x_1 < x < x_2, \\ \psi_3(x) &= A_3 \exp(ik_1x), \quad x > x_2,\end{aligned}\tag{1.25}$$

де хвильовий вектор k_1 визначається виразом, наведеним вище,

$$\xi = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - e - E)}; \quad A_2, A_3, B_1, B_2 - \text{константи.}$$

У виразах (1.25) члени $\exp(ik_1x)$ і $B_1 \exp(-ik_1x)$ – описують падаючу і відбиту хвилі, відповідно, а $A_3 \exp(ik_1x)$, – хвилю, яка пройшла через бар'єр. Існування хвилі, яка пройшла через бар'єр, що відповідає квантовій частинці з енергією, меншою висоти бар'єра, називають тунельним ефектом. Для його кількісного опису використовують коефіцієнт тунельної прозорості бар'єра, під яким розуміють модуль відношення щільності потоку частинок, які пройшли через бар'єр, до щільності потоку падаючих частинок. В нашому випадку коефіцієнт тунельної прозорості описується формулою:

$$T(E) = \frac{4k_1^2 \xi^2}{(k_1^2 + \xi^2) \operatorname{sh}^2(a\xi) + 4k_1^2 \xi^2}.\tag{1.26}$$

Якщо виконується умова $a\xi \gg 1$, то вираз для коефіцієнта прозорості спрощується:

$$T(E) \approx T_0 \exp\left(-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U(x) - E)}\right),\tag{1.27}$$

Де $T_0 = 16(U_0 - E)/U_0^2$. Прозорість потенціального бар'єра довільної форми можна оцінити за виразом:

$$T(E) \cong \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - E)} dx\right),\tag{1.28}$$

де x_1 і x_2 точки повороту, які визначаються за умови $E = U(x_1) = U(x_2)$. Коефіцієнт відбиття при цьому визначається на основі співвідношення $R(E) = 1 - T(E)$. Одним з важливих практичних випадків є взаємодія квантових частинок з потенціальним бар'єром, який має форму близьку δ -функції. Такі бар'єри характеризуються добутком aU_0 . Для таких бар'єрів коефіцієнт тунельної прозорості має вигляд:

$$T(E) = \left(1 + \frac{2\pi^2 m a^2 U_0^2}{\hbar^2 E}\right)^{-1}. \quad (1.29)$$

Коефіцієнт проходження δ -образного бар'єра із зростанням енергії частинки квазілінійно збільшується в області відносно низьких енергій, а потім виходить на константу, яка дорівнює одиниці в області високих енергій. На рис. 1.7 [2] якісно показано зміну коефіцієнта проходження бар'єра прямокутної форми і бар'єра, який описується δ -функцією. Тунелювання електронів є досить загальним явищем для твердотільних структур. В низькорозмірних структурах це явище набуває специфічних особливостей, які відрізняються від ефектів в об'ємних структурах. Одна з таких особливостей пов'язана з дискретною природою заряду, який переносить електрон, і виявляє себе у явищі, яке отримало назву одноелектронного тунелювання. Друга особливість визначається дискретністю енергетичних станів носіїв заряду в напівпровідникових наноструктурах з квантовими ямами, яка виникає за рахунок квантового обмеження. Тунельне перенесення носіїв заряду через потенціальний бар'єр з певного рівня емітуючої області на енергетично еквівалентний йому рівень в квантовій ямі відбувається із збереженням енергії імпульсу електрона. Такий збіг рівнів приводить до зростання тунельного струму. Це явище отримало назву ефекту тунельного резонансу. Окрім того, в наноструктурах, які містять у собі магнітні і немагнітні матеріали, певна спінова поляризація електронів, які тунелюють, приводить до додаткових ефектів. Всі ці явища знаходять широке застосування в наноелектронних приладах.

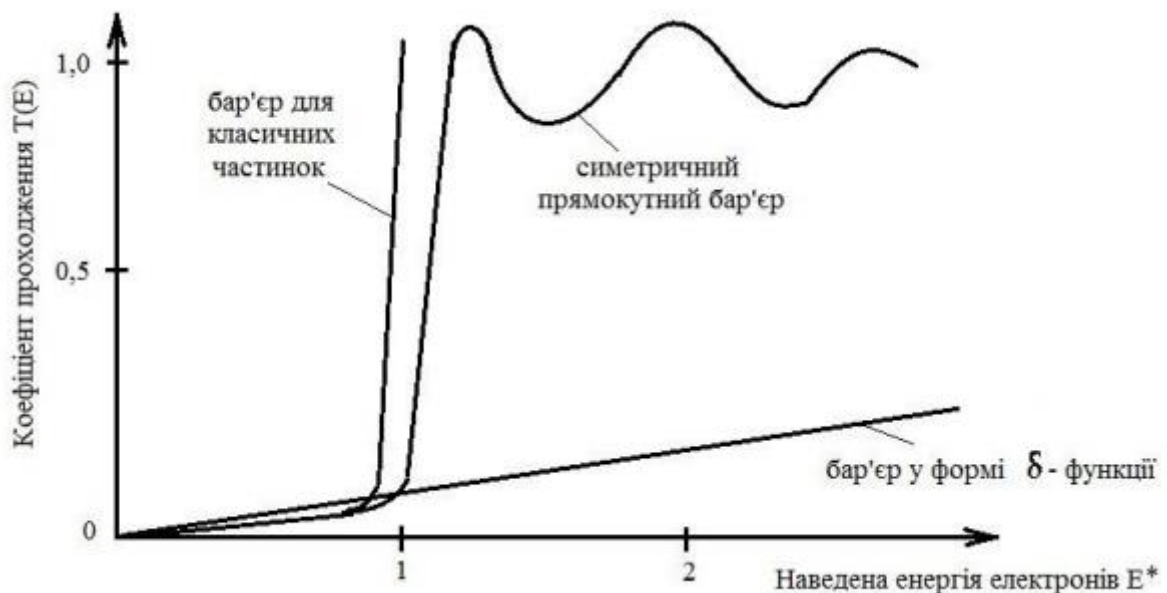


Рисунок 1.7 – Коефіцієнт проходження електронами різних потенціальних бар'єрів як функції наведеної енергії E^* , яка для прямокутного бар'єра дорівнює E/U_0 , а для δ -бар'єру – E/U_0^* , де $U_0^* = ma^2U_0/h^2$

1.5 Тунельно-резонансний ефект

При дії електричного поля перпендикулярно до потенціальних бар'єрів на поверхні поділу гетеропереходів електрони при певних умовах можуть тунелювати через переходи, що приводить до формування областей з від'ємним диференціальним опором на вольт-амперній характеристиці, при цьому величина струму зменшується при зростанні напруги. Цей ефект вперше був відкритий у 1957 році японським вченим Лео Есакі при дослідженні тунельних p-n переходів. У 1970 році він висловив думку, що такий ефект можна спостерігати для струмів, що протікають через квантові ями. Проте лише після розроблення якісних технологічних методів осадження нанометрових шарів стало можливим вирощування гетероструктур з квантовими ямами, на основі яких було досліджено процеси утворення від'ємного диференціального опору. Робота електронних приладів, які мають на вольт-амперній характеристиці спадаючу ділянку, що відповідає існуванню від'ємного диференціального опору, пов'язано з ефектом резонансного тунелювання. Цей ефект виникає при проходженні електричного струму через структуру з двох тонких потенціальних бар'єрів, між якими розташована квантова яма. Вольтамперна характеристика таких приладів схожа на характеристики звичайних тунельних діодів. На рис.1.8,а схематично подано зону провідності подвійного гетеропереходу з квантовою ямою між переходами. Вважається, що яма є дуже тонкою(5-10нм), тому вона має лише один енергетичний рівень з енергією E_1 , який отримав назву резонансного рівня. Область ями складається з слабологованого GaAs, навколо якого розташовані шари AlGaAs з великою шириною забороненої зони. Зовнішні шари складаються з сильнологованого GaAs n-типу, який утворює електричні контакти. Рівень Фермі розташовано у зоні провідності n^+ GaAs на енергетичній відстані $5 kT$ від дна зони провідності.

Розглянемо поведінку такої системи при підвищенні прикладеної напруги U , починаючи з нульового значення напруги. При невеликих прикладених напругах електрони будуть тунелювати із зони провідності n^+ GaAs через потенціальний бар'єр, внаслідок чого зростання напруги приводить до зростання струму, що показує ділянка 1-2 в області малих напруг на вольт-амперній характеристиці на рис. 1.8,д.

При подальшому зростанні напруги до значень $2E_1/q$ енергія електронів у n^+ GaAs в околі рівня Фермі p , збігається з резонансним рівнем E_1 електронів у середині квантової ями, як це показано на рис. 1.8, б. Таке співвідношення відповідає резонансу, при якому коефіцієнт квантової проникності різко зростає. Резонанс пояснюється тим, що при цих умовах хвильова функція електрона у ямі когерентно відбивається між двома бар'єрами, що аналогічно оптичному відбиванню в резонаторах Фабрі-Перо. При цьому процесі електронна хвиля, яка попадає у структуру зліва, збуджує резонансний рівень

електрона у ямі, що підвищує коефіцієнт проходження електронів. Це, у свою чергу, викликає зростання струму через потенціальний бар'єр, що відповідає області точки 2 на вольт-амперній характеристиці (рис. 1.8,д).

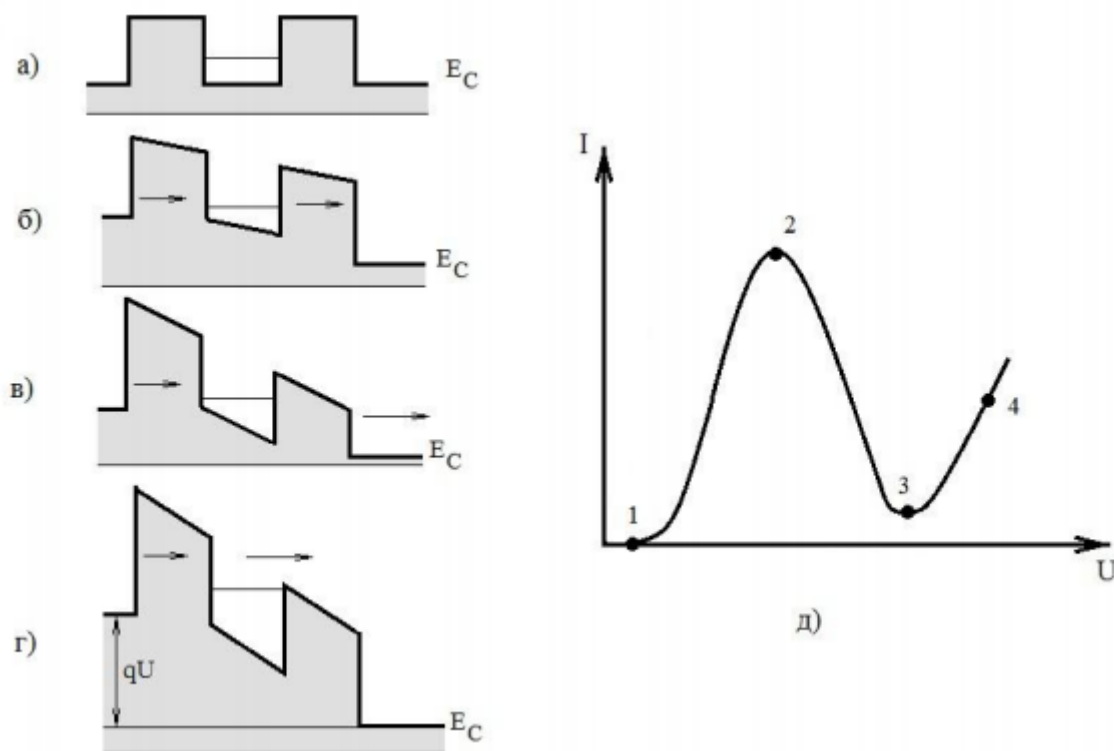


Рисунок 1.8 – Схематичне подання зони провідності резонансного тунельного діода: (а) – у відсутності зовнішньої напруги; (б-г) – при підвищенні прикладеної напруги; (д) – вольт-амперна характеристика структури

При подальшому зростанні напруги (рис.1.8, в) резонансний рівень енергії у ямі розташовано нижче рівня Фермі у n^+ GaAs, тому струм починає зменшуватися (область 3, рис. 1.8,д), внаслідок чого виникає ефект від'ємного диференціального опору, який відповідає спадній ділянці на вольт-амперній характеристиці на рис. 1.8,д у проміжках між точками 2 і 3. В подальшому струми починають зростати завдяки термоелектронній емісії через бар'єр (область 4 на рис. 1.8,д) і проміжок між точками 3 і 4 на вольт-амперній характеристиці.

Цей факт покладено у роботу діодів з резонансним тунелюванням (RTD), які широко використовуються у високочастотній техніці. Основним параметром цих приладів є відношення пікового струму (точка 2) на вольт-амперній характеристиці до мінімального струму у долині (точка 3). Для звичайних структур AlGaAs - GaAs при кімнатних температурах він складає біля 5, проте при температурах рідкого азоту цей параметр зростає майже у 2 рази.

Еквівалентна схема діода з резонансним тунелюванням складається з паралельного з'єднання опору і ємності діода, до яких послідовно підключено опір втрат. Зменшення ємності діода підвищує його робочі частоти. Діоди з резонансним тунелюванням виготовляються з низьколегованих напівпровідників, внаслідок чого виникає досить широка просторова область заряду між бар'єром і областю колектора, якій відповідає мала величина еквівалентної ємності. Це дозволяє значно підвищити робочі частоти приладів, які досягають декількох терагерц (ТГц), що значно вище звичайних тунельних діодів. Низькі значення від'ємного диференціального опору, що відповідає різкому спаду струму після максимуму на вольт-амперній характеристиці, дозволяє забезпечити високу частоту роботи приладу. Слід підкреслити, що діоди з резонансним тунелюванням є єдиними електронними приладами, які здатні працювати на частотах порядку терагерц, оскільки мають мінімальний час прольоту електронів, проте вони мають невелику величину вихідного імпедансу, а також малу вихідну потужність, яка складає декілька міліват. Це пояснюється тим, що їх вихідна напруга менша за 0,3 В, внаслідок невеликих значень висоти бар'єрів і енергетичних рівнів у квантових ямах. Діоди з тунельним резонансом є багатофункціональними приладами, на їх основі будуються статичні запам'ятовуючі пристрої, генератори імпульсів, логічні схеми, аналого-цифрові пристрої, підсилювачі з низьким рівнем шумів, генератори, помножувачі частоти, нейронні мережі, перемикачі і т. д.

1.6 Кулонівська блокада

В мікроелектронних приладах із зменшенням геометричних розмірів відбувається зменшення струмів, які протікають через них. У зв'язку з цим виникає питання про можливу межу такої залежності, про те, що буде відбуватися, коли прийдеться оперувати струмами, які створюються лише одним електроном. Будемо розглядати напівпровідник, який має нанорозміри в усіх трьох напрямках, типу квантової точки. В таких надмалих системах або точках наявність або відсутність навіть одного заряду може привести до помітних змін у характеристиках процесу електронного перенесення. Суть цього ефекту, який отримав назву кулонівської блокади. Розглянемо напівпровідникову квантову структуру, яка зв'язана з двома резервуарами через потенціальні бар'єри або тунельні переходи, як показано на рис. 1.9, а.

Бар'єри повинні бути досить тонкими, щоб електрони могли поступати в резервуари або покидати їх за допомогою тунелювання. На рис. 1.9, б подано енергетичну діаграму такої квантової точки, у якій число електронів N змінюється поштучно. Зазвичай у такій системі може бути створена різниця потенціалів за рахунок підключення зовнішнього джерела напруги.

Припустимо, що необхідно змінити число електронів N у точці на одиницю, наприклад, за рахунок тунелювання у точку одного електрона з лівого резервуара. Для цього необхідно передати електрону потенціальну енергію qU від зовнішнього джерела. Позначимо вихідний заряд у квантовій точці через Q , а її ємність через C .

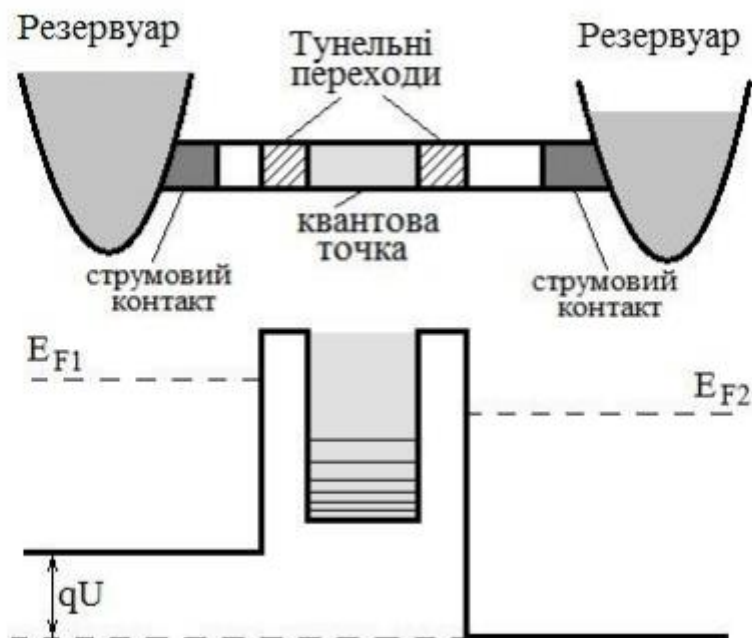


Рисунок 1.9 – Схематичне зображення квантової системи для виявлення ефектів кулонівської блокади (а); енергетичні рівні у квантовій точці при зовнішній прикладеній напрузі (б)

Потенціальна енергія при цьому складає Q^2 / C і, отже, електрону для попадання у точку необхідно надати потенціальну енергію принаймні q^2 / C , при цьому необхідна напруга складає $q/2C$. Оскільки електрон може входити у точку або виходити з неї, залишаючи при цьому дірку, тунелювання неможливе, якщо

$$|U| < \frac{q}{2C}. \quad (1.30)$$

Отримана нерівність означає, що на вольт-амперній характеристиці структури існує діапазон напруг від $-q / 2C$ до $+q / 2C$, у якому через точку не може проходити ні при яких умовах струм, як показано на рис. 1.10. Завдяки цьому цей ефект отримав назву кулонівської блокади.

При подальшому введенні у точку нових електронів виникає ситуація, яка показана на рис. 1.11, коли величина струму буде змінюватися стрибком при значеннях прикладеної напруги [2, 4]

$$U = \frac{1}{2C} (2n + 1)q, n = 0, 1, 2 \dots \quad (1.31)$$

На рис. 1.11 дані подано у нормованих координатах для виділення ефектів квантування струму і напруги в наноструктурі.

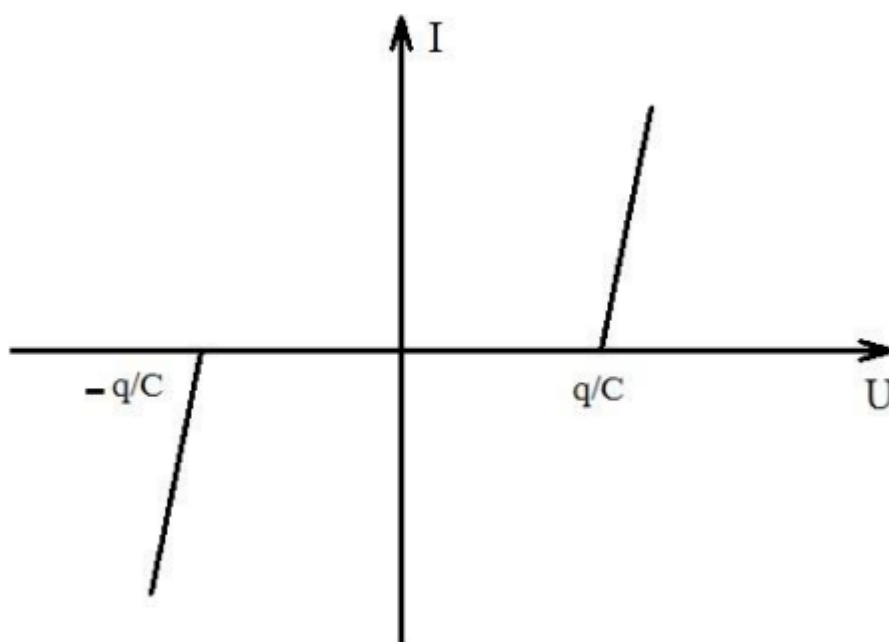


Рисунок 1.10 – Вольт-амперна характеристика квантової точки

Слід підкреслити, що з отриманих рівнянь витікає умова: по мірі зменшення розмірів квантової точки, що відповідає зменшенню її ємності C , зростає величина енергії, яка потрібна для зміни кількості електронів у квантовій ямі. Ця обставина облегшує експериментальне спостереження кулонівської блокади, оскільки зростають також величини напруги і електричної енергії для введення електронів у точку. При цьому зміна електричної енергії повинна значно перевищувати теплову енергію kT робочих температур, при яких здійснюється вимірювання параметрів ефекту кулонівської блокади.

Внаслідок цього повинно виконуватися співвідношення $C \ll q^2/kT$, яке справедливе при дуже малих значеннях ємності точки, або при дуже низьких температурах, менших за 1 К. Окрім того, спостереження ефектів, які пов'язані з поведінкою окремих електронів, необхідно, щоб їх число у квантовій ямі не змінювалось у рівноважному стані.

Для оцінювання цієї обставини будемо вважати, що час переходу електрона у точку або виходу з неї має порядок $R_T C$, де R_T – еквівалентний опір бар'єра, а C – ємність точки.

Флуктуації числа електронів всередині точки будуть приводити до зміни потенціальної енергії порядку $q^2 / 2C$, внаслідок чого на основі принципу невизначеності виконується співвідношення

$$\Delta E \Delta t = \frac{q^2}{C} R_T C > h, \quad (1.32)$$

з якого витікає умова

$$R_T \gg \frac{h}{q^2} = 25,8 \text{ k}\Omega \quad (1.33)$$

можливості надійного спостереження і визначення ефектів кулонівської блокади у квантових ямах.

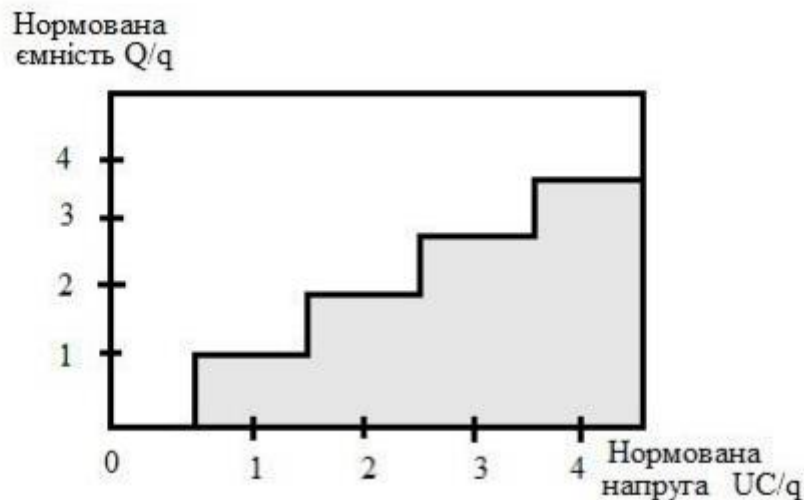


Рисунок 1.11 – Залежність ємності квантової точки від напруги у нормованих координатах

В експериментах з перенесенням окремого електрона звичайно вимірюють струм, який пропорційний провідності G , тому вираз (1.33) у вигляді провідності описується формулою

$$G \ll \frac{q^2}{h} \quad (1.34)$$

Ефект кулонівської блокади знайшов широке використання для побудови одноелектронних транзисторів і на їх основі різноманітних наноприладів.

1.7 Транзистори з резонансним тунелюванням

Об'єднання діодів з тунельним резонансним ефектом з біполярними транзисторами, польовими транзисторами і транзисторами на гарячих електронах дозволяє створювати більш складні пристрої, які отримали назву транзисторів з резонансним тунелюванням (RTT) [1, 3]. Розгляд роботи таких пристроїв можна почати з біполярних транзисторів, в яких діоди з

резонансним тунелюванням додані до емітерного переходу. В цьому випадку резонансний струм визначається напругою U_{EB} між емітером і базою, тому струм колектора таких приладів дуже подібний на відповідній характеристиці діодів з тунельним резонансом (рис. 1.12).

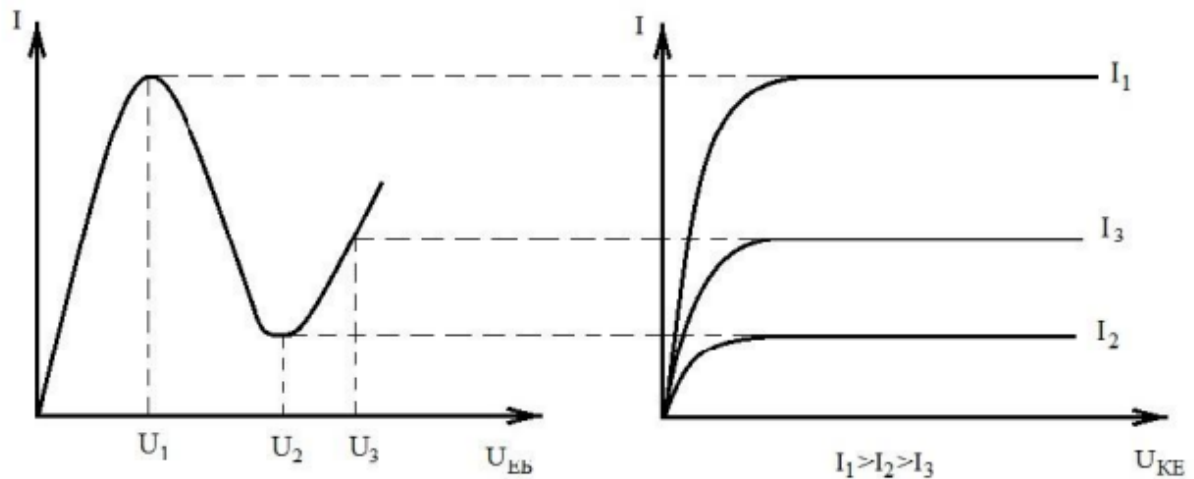


Рисунок 1.12 – Залежність струму колектора в транзисторі з резонансним тунелюванням від напруги база-емітер (а); від напруги колектор-емітер (б)

На рис.1.12,б подано залежність струму колектора від напруги U_{KE} колектор-емітер. Як видно з рисунка, вихідна вольт-амперна характеристика являє собою чергу областей з позитивною і негативною крутістю, перехід між якими регулюється зміною напруги між базою і емітером.

Діод з резонансним тунелюванням на основі гетероструктури може бути підключено між емітером і базою транзистора на гарячих електронах (НЕТ). В цьому випадку гетероструктура інжектує значні струми при виконанні умови резонансу. Розташування резонансного рівня відносно емітера регулюється напругою U_{EB} , що подається на базову область (рис. 1.13).

Підвищення напруги U_{EB} до значень, які відповідають резонансному тунелюванню, приводять до максимальної величини струму колектора I_K на виході транзистора. При подальшому зростанні напруги U_{EB} струм починає зменшуватися і приймає мінімальні значення, які відповідають напрузі у долині на спадній ділянці вхідної вольт-амперної характеристики транзистора. Таким чином, вихідні характеристики транзистора також мають області від'ємного диференціального опору, проте на відміну від звичайних транзисторів на гарячих електронах, резонансні структури дозволяють інжектувати електрони в дуже вузькому енергетичному діапазоні (~ 1 меВ), що приблизно на порядок перевищує відповідні параметри для транзисторів з високою рухливістю електронів (НЕМТ).

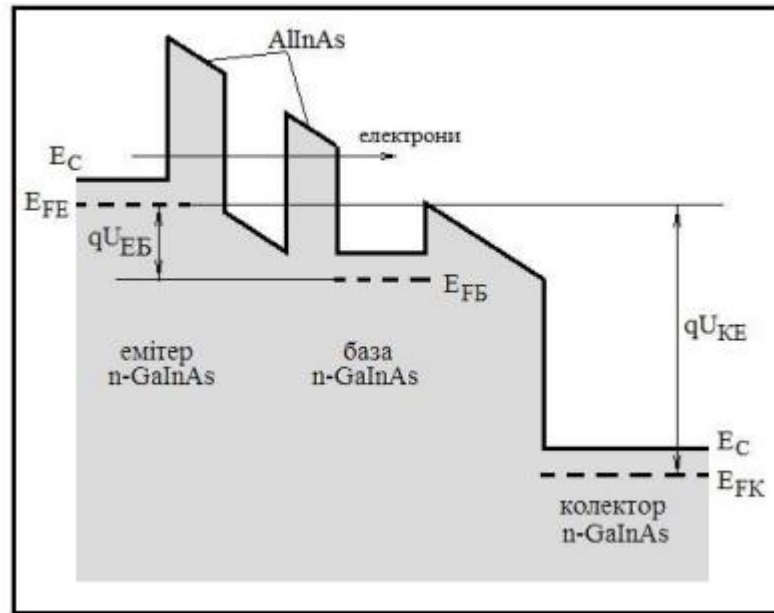


Рисунок 1.13 – Схематична діаграма енергетичних рівнів електронів в транзисторах з резонансним тунелюванням [1, 3]

На рис. 1.14 подано енергетичну діаграму біполярного транзистора AlGaAs GaAs – , в якому до виводу бази підключено діод з резонансним тунелюванням. Квантова яма між двома потенціальними бар'єрами виконує особливу роль, тому що вона має декілька квантових рівнів. Відповідно у колекторному струмі такого приладу з'являються декілька піків, на відміну від одного піку для структур, що подані на рис. 1.13.

Транзистори з резонансним тунелюванням (RTT) дозволяють створювати багато нових приладів, особливо в області цифрової мікроелектроніки на основі відповідних залежностей вихідних вольт-амперних характеристик. Наприклад, якщо створити послідовне коло з декількох приладів з резонансним тунелюванням, то можна вибрати області стабільних станів приладу, які відповідають точкам перетину прямої навантаження з кривими вихідних вольт-амперних характеристик тунельного приладу. Якщо таких областей дві, то утворюється елемент бінарної логічної схеми. У випадку квантової ями з декількома енергетичними рівнями, кількість стабільних станів буде дорівнювати кількості піків. Такі дискретні підсилювачі дозволяють створювати логічні вентиля із значно меншою кількістю елементів, ніж при використанні звичайних транзисторів. Наприклад, при використанні одного біполярного транзистора з резонансним тунелюванням і двох класичних транзисторів можна створити схему підсумовування, для побудови якої потрібно приблизно 40 транзисторів. Це дозволяє значно підвищити щільність розташування елементів створюваної схеми та її швидкодію.

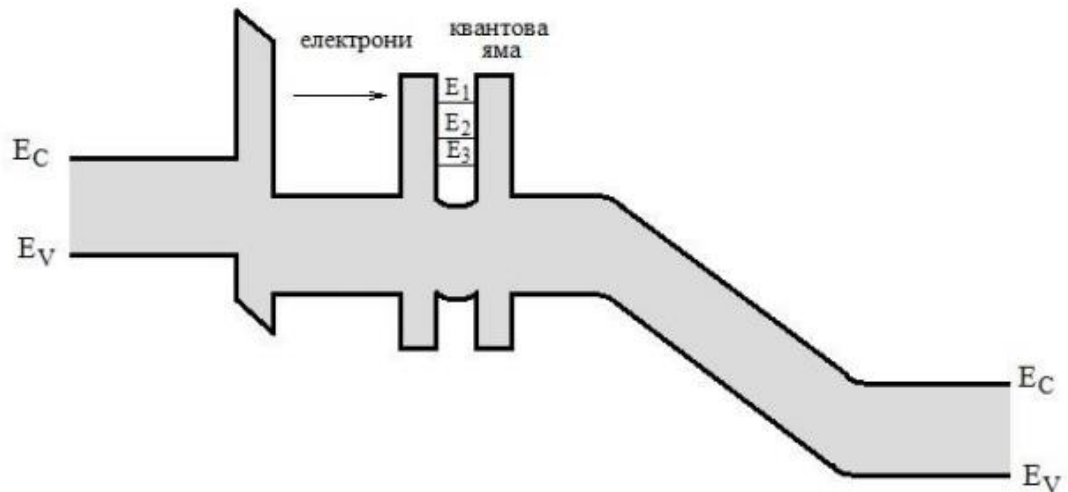


Рисунок 1.14 – Енергетична діаграма транзистора з резонансним тунелюванням з квантовою ямою у базовій області

Висновок

1. Розглянуті стехіометричні вимоги до найбільш вивчених матеріалів, що використовуються для формування резонансно-тунельних наноструктур.
2. Металоорганічні сполуки арсенідів галію, алюмінію та індію [AlGaAs/InAs+CH₃/C₂H₅] найбільш широко використовуються для шарового нарощування епітаксialьних резонансно-тунельних наноструктур .
3. Вихідні характеристики транзистора з резонансним тунелюванням також мають області від'ємного диференціального опору, проте на відміну від звичайних транзисторів на гарячих електронах, резонансні структури дозволяють інжектувати електрони в дуже вузькому енергетичному діапазоні (~ 1 меВ).

РОЗДІЛ 2

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РЕЗОНАНСНО- ТУНЕЛЬНИХ НАНОСТРУКТУР

2.1. Об'єкт та предмет моделювання

Компоненти нанорозмірних електронних схем зазвичай виготовляються за топологією, зображеною на рис. 2.1 [8].

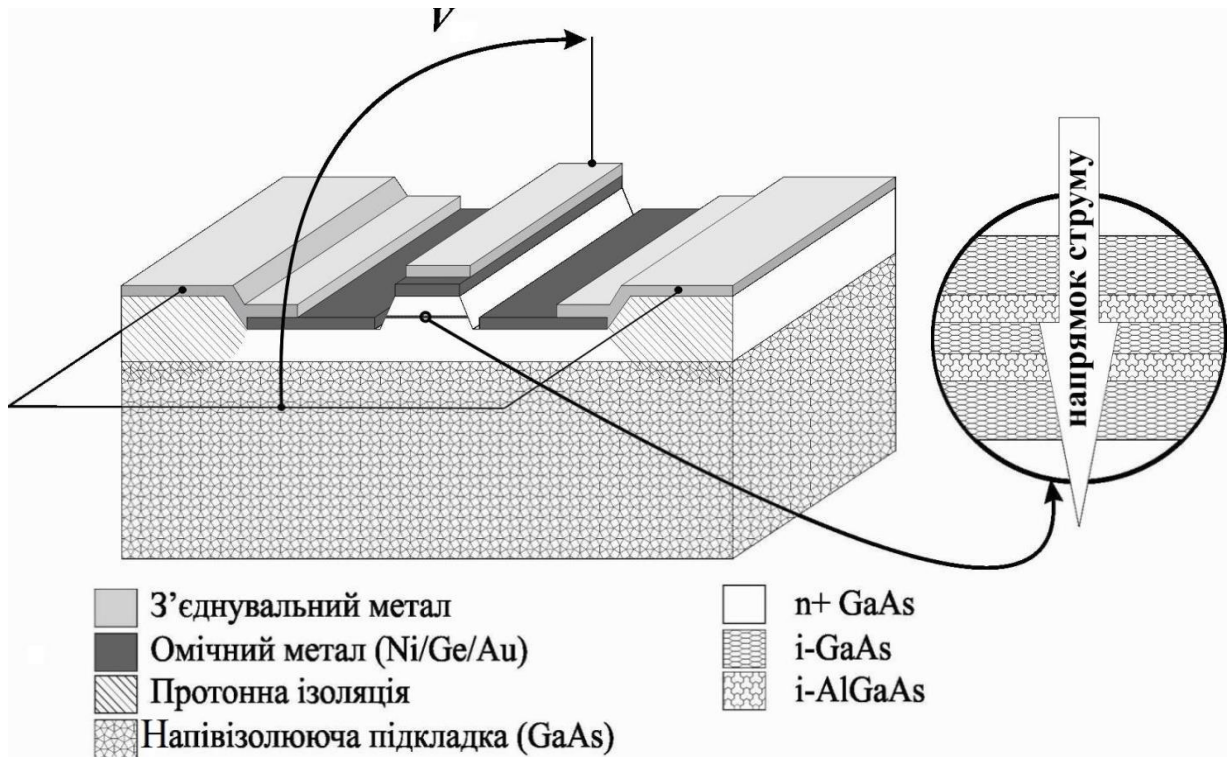


Рис. 2.1. Конструкція типової нанорозмірної структури

За умови прикладання напруги V , як показано на рис. 2.1, струм протікає перпендикулярно по відношенню до напрямку нарощування напівпровідникових шарів гетероструктури. Тому такий перенос заряду називають поперечним.

Омічні контакти разом зі значною частиною високолегованих ділянок проблеми для моделювання не становлять: вважається, що на них

відбувається падіння частини напруги всієї напруги V , що прикладена до компоненту y відповідності з законом Ома. В цій частині розглядаються лише процеси, які відбуваються в та поблизу багат шарової нанорозмірної гетероструктури, що на рис.2.1 зображена праворуч.

2.2. Припущення, прийняті при моделюванні

Для раціонального використання обчислювальних ресурсів РТН умовно поділяють на три області: лівий та правий резервуари, а також активну область (рис. 2.2). До лівого та правого резервуару відносять сильнолеговані області, які складаються з вузькозонного напівпровідника. До активної області відносять двобар'єрна квантова структура (ДБКС), а також спейсери, тобто всі нелеговані ділянки. Область моделювання починається в точці з координатою $z = 0$ та має довжину L . Вона вибирається так, щоб за її межами був відсутній просторовий заряд.

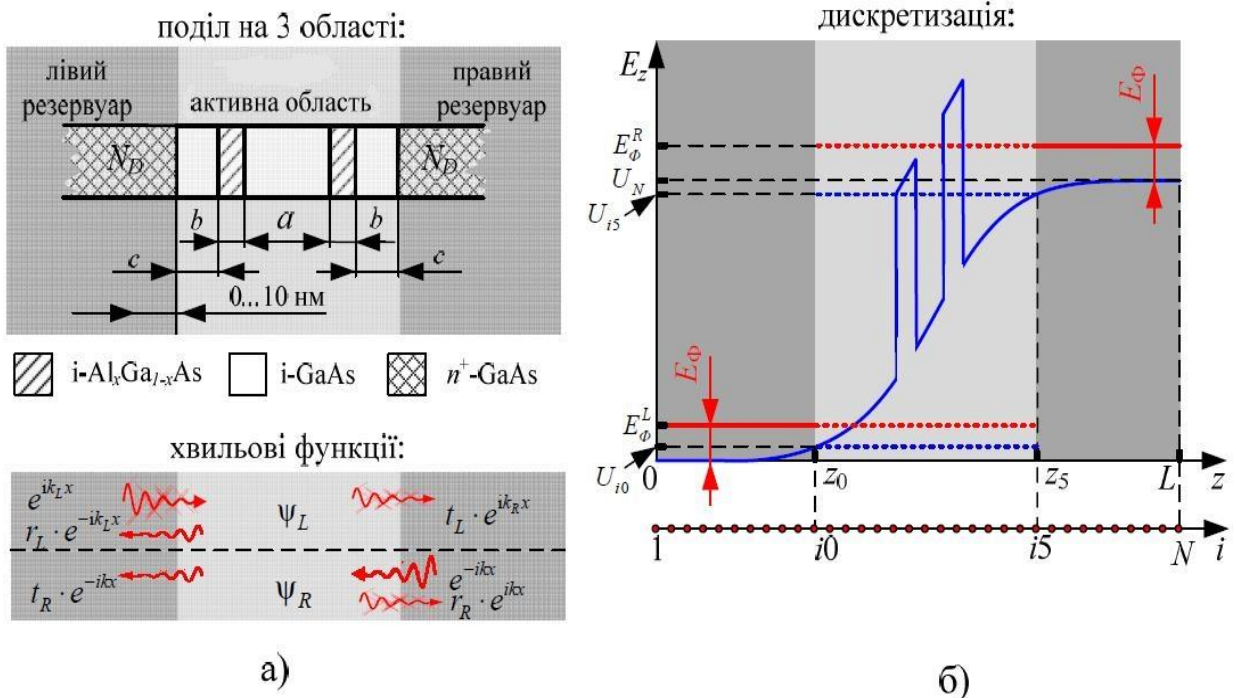


Рис. 2.2 Двобар'єрна модель резонансно-тунельної структури

Електрони в резервуарах характеризуються як квазікласичні частинки, що мають масу, яка дорівнює ефективній масі у відповідному тривимірному напівпровіднику (в англійській літературі «bulk semiconductor», що дослівно означає «масивний напівпровідник»). Електрони в резервуарах знаходяться у термодинамічній рівновазі. Однак, при ненульовій напрузі енергія Фермі електронів у правому та лівому резервуарах (E_{ϕ}^R та E_{ϕ}^L , відповідно) відрізняються на величину прикладеної напруги: так звані квазі-рівні Фермі (рис. 2.2, б). Та частина потенціальної енергії електрона, що зумовлена прикладеною напругою $-eV(z)$ у лівому резервуарі покладається рівною нулю, а $V(z)$ – це потенціал в точці z : $V(z) = 0$, якщо $z < 0$, а в правому резервуарі відповідна потенціальна енергія $-eV(z) = eV_{act}$, якщо $z > L$, де V_{act} – падіння напруги на активній області.

Оскільки всі пасивні та активна області РТН конструктивно з'єднані послідовно, то не має сенсу постійно враховувати падіння напруги на пасивних областях, обумовлене їх сумарним опором R_{Π} , а є сенс пізніше перерахувати, знаючи опори резервуарів та контактних областей, а також залежність густини струму через активну область від падіння напруги на ній $I(V_{act})$. Еквівалентна схема може бути представлена у вигляді послідовно з'єднаних резистора, що має опір R_{Π} , та пасивного нелінійного елемента, що має вольт-амперну характеристику $I(V_{act})$, розрахунок якої є основним завданням цього розділу. Формула для перерахунку має вигляд $I(V_{\Sigma}) = I(V_{act} + IR_{\Pi})$, або якщо знайти $V_{act}(I)$ замість $I(V_{act})$, то у явному вигляді можна отримати:

$$V_{\Sigma} = V_{act}(I) + IR_{\Pi}. \quad (2.1)$$

Квантові властивості електрона безпосередньо враховуються лише в напрямку Oz . В інших напрямках його квантові властивості враховуються ефективно.

Вважається, що електрон в активній області знаходиться під дією наступних електричних полів:

- поля огинаючої функції кристалічної ґратки, потенціальна енергія електрона в якому дорівнює потенціальному рельєфу $E_c(z)$. Для областей, що складаються з найбільш вузькозонного напівпровідника приймається, що $E_c = 0$;
- поля, зумовленого прикладеною до активної області напругою та зарядом некомпенсованих електронів, так званим самоузгодженим полем $U_c(z)$.

Тому сумарна потенціальна енергія електрона в цих полях дорівнює:

$$U(z) = E_c(z) + U_c(z). \quad (2.2)$$

Довжина резервуарів значно (в середньому від 1 до 2 порядків) перевищує довжину всієї активної області. Це дає підстави вважати резервуари напівнескінченними у розрахунках, що проводяться для активної області, і не враховувати зовсім, скажімо, відбиття електронних хвиль від місця контакту сильнолегованих областей з областями металізації та можливі ефекти, що пов'язані зі скінченністю розмірів резервуарів.

2.3. Побудова математичної моделі РТН

Виходячи з прийнятих вище припущень, побудова математичної моделі РТС має включати кроки, які спрямовані на знаходження:

- концентрації електронів $n(z)$,

- самоузгодженого потенціалу $V_s(z)$
- густини електронних станів $g(E_z, z)$
- повної функції розподілу $N(E_z, z)$,
- коефіцієнту передачі за поперечною енергією $T(E_z)$.

Розрахунок концентрації електронів у різних областях:

Спочатку припустимо, що самоузгоджений потенціал $V_{scf}(z)$ знайдено.

Вихідним положенням для знаходження концентрації електронів є поділ області, що моделюється, на квантову та класичну області, тобто пристрій та резервуари (рис. 2.2, б).

На рис. 2.2, б квантовій області відповідає область $z \in [z_0; z_5]$, де $z_0 = (i_0 - 1) \Delta$, $z_5 = (i_5 - 1) \Delta$. Области $z \in [0; z_0]$ та $z \in [z_5; L]$ відносяться до лівого та правого резервуарів відповідно.

Електронний газ у всьому лівому резервуарі підпорядковується статистиці Фермі-Дірака з параметром:

$$E_\phi^L = U(0) + E_\phi = U_1 + E_\phi,$$

а у правому:

$$E_\phi^R = U(L) + E_\phi = U_N + E_\phi.$$

Тут $U(z) = E_c + U_s$, тобто сума потенціальної енергії електрона в кристалічній ґратці E_c та самоузгодженого потенціалу U_s . На границях ділянки, що моделюється, очевидно, $E_c = 0$; L – довжина ділянки, що моделюється; $U_i = (i - 1) \Delta$; E_ϕ – це приведений до дна зони провідності рівень Фермі електронів у високолегованих областях. Він визначається як корінь рівняння:

$$N_D^+ = 4\pi(2m_c^*/h^2)^{3/2} \int_0^\infty \frac{\sqrt{E}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_\phi}{kT}\right)} dE,$$

де N_D^+ – концентрація іонізованих домішок, h – стала Планка, k – стала Больцмана, T – температура кристалічної ґратки, m_c^* – ефективна маса густини станів електрона.

В довільній точці i (мається на увазі точка з координатою $z_i = \Delta (i - 1)$) лівої чи правої класичної області:

$$g_i(E) = 4\pi(2m_c^*/h^2)^{3/2}(E - U_i).$$

В той же час, функція Фермі для лівого L та правого R резервуарів:

$$f_{L(R)}(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_\phi^{L(R)}}{kT}\right)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - (E_\phi + U_{1(N)})}{kT}\right)}.$$

Таким чином, в довільній точці i лівого (правого) резервуару концентрація може бути віднайдена за формулою:

$$n_i = 4\pi(2m_c^*/h^2)^{3/2} \int_{U_i}^\infty \frac{\sqrt{E - U_i}}{1 + \exp\left(\frac{E_\phi + U_{1(N)}}{kT}\right)} dE.$$

У загальному вигляді концентрацію електронів у неоднорідній області можна визначити, взявши потрібний інтеграл:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(k)|^2 N(k) d^3k, \quad (2.3)$$

який у випадку одновимірного квантового транспорту може бути зведений до двох одинарних інтегралів за поперечною щодо гетерограниць складовою енергії E_z :

$$n = n_R + n_L. \quad (2.4)$$

Доданки формули (2.4) отримано, виходячи з наступних суджень.

Інтегрування проводиться по всім складовим хвильових векторів k_x та k_y , що паралельні до напрямку росту гетеро структури, та по додатнім (від'ємним) складовим k_z , що відповідає електронам, які балістично рухаються зліва праворуч або з права ліворуч:

$$n_{L(R)} = \int_{0(-\infty)}^{\infty(0)} |\psi_{L(R)}(E_z(k_z))|^2 dk_z \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} N(k) dk_x dk_y. \quad (2.5)$$

Підставляючи значення $g(k)$ та $f(k, k_\phi)$ у (2.5) та проводячи інтегрування по двом проекціям k , отримаємо формули для $n_{L(R)}$:

$$n_{L(R)} = N'_c \int_{U_{i0}(U_{i5})}^{\infty} \frac{|\psi_{L(R)}(E_z(k_z), z)|^2}{\sqrt{E_z - U_{i0}(i5)}} \ln \left(1 + \exp \left(- \frac{E_z - (E_\phi + U_{i0}(N))}{k_B T} \right) \right) dE_z, \quad (2.6)$$

$$\text{де } N'_c = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2}k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3}.$$

У формулу для концентрації електронів (2.6) входять поки що невідомі хвильові функції електронів з правого чи лівого резервуарів $\psi_{L(R)}(E_z(k_z), z)$. За умови пошуку цих функцій на дискретній ґратці виникає необхідність дискретизації рівняння Шредінґера для огинаючої хвильової функції електрона:

$$\frac{d}{dz} \frac{1}{m^*(z)} \frac{d\psi(z)}{dz} + \frac{2}{\hbar^2} (E - U(z))\psi(z) = 0. \quad (2.7)$$

Спочатку знайдемо кінцево-різницеву схему, що відповідає рівнянню Шредінґера у внутрішніх точках.

Для скорочення викладок позначимо:

$$\varepsilon(z) = \frac{m_0}{m^*(z)}. \quad (2.8)$$

Ця величина має сенс оберненої відносної ефективної маси.

Враховуючи формулу (2.8), рівняння (2.7) перетвориться:

$$\frac{d}{dz} \frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{d\psi(z)}{dz} + \frac{2m_0}{\hbar^2} (E - U(z))\psi(z) = 0. \quad (2.9)$$

Кінцево-різницева схема для диференційного рівняння (2.7) у точці $z_i = \Delta (i - 1)$ - перепишеться у вигляді:

$$a_i \psi_{i-1} + b_i(E) \psi_i + c_i \psi_{i+1} = 0, \quad (2.10)$$

де $a_i = -\varepsilon_{i+1} + \varepsilon_{i-1} + 4\varepsilon_i$, $c_i = \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_{i-1} - 4\varepsilon_i$, $b_i(E) = 8 \left(-\varepsilon_i + \frac{m_0 \Delta^2}{\hbar^2} (E - U_i) \right)$.

Рівняння, що замикають кінцево-різницевою схемою, які відповідають рівнянню Шредінгера, можуть бути отримані з умов неперервності хвильової функції та її першої похідної в точках, що є лівою та правою межами квантової області пристрою, z_0 та z_5 відповідно:

$$\begin{cases} \psi^I(z_0) = \psi^{II}(z_0), \\ \frac{\psi^I(z_0)}{dz} = \frac{\psi^{II}(z_0)}{dz}; \end{cases} \quad (2.11)$$

$$\begin{cases} \psi^I(z_5) = \psi^{II}(z_5), \\ \frac{\psi^I(z_5)}{dz} = \frac{\psi^{II}(z_5)}{dz}. \end{cases} \quad (2.12)$$

Для електронів з лівого резервуару (рис. 2.2, а):

$$\begin{aligned} \psi_L(z) = & \\ = & \begin{cases} \psi^I(z) = \exp\{ik_L(z - z_0)\} + r_L \exp\{-ik_L(z - z_0)\}, \text{ при } z \in [-\infty; z_0], \\ \psi^{II}(z), \text{ при } z \in [z_0; z_5], \\ \psi^{III}(z) = t_L \exp\{ik_R(z - z_5)\}, \text{ при } z \in [z_5; +\infty], \end{cases} \end{aligned} \quad (2.13)$$

де $k_{L(R)} = \sqrt{2m^*(E_z - U_{i_0(i_5)})}/\hbar$.

При цьому $\psi^{II}(z)$ визначається в дискретних точках $\psi_i = \psi^{II}(z_i) = \psi^{II}(\Delta(i-1))$ чисельним методом.

Знайдемо рівняння для лівої границі для електронів з лівого резервуару.

Враховуючи (2.13), рівняння (2.11) перепишеться:

$$\begin{cases} 1 + r_L = \psi_1, \\ ik_L(1 - r_L) = (\psi_2 - \psi_1)/\Delta, \end{cases} \quad (2.14)$$

де в другому рівнянні було використана апроксимація похідної:

$$\frac{d\psi^{II}(z_0)}{dz} = \frac{\psi_2 - \psi_1}{\Delta}.$$

Виключаючи з (2.14) r_L , знаходимо рівняння, що замикає кінцево-різницеву схему для ψ_L ліворуч:

$$(ik_L\Delta - 1)\psi_2 - \psi_1 = 2ik_L\Delta, \quad (2.15)$$

а також вираз для комплексного коефіцієнта відбивання r_L : $r_L = \psi_1 - 1$.

Коефіцієнт відбивання (ймовірність відбивання) електрона від лівої границі активної області дорівнює [9]:

$$R_{LR} = \frac{|j_{\leftarrow}^1|}{|j_{\rightarrow}^1|},$$

де $j_{\rightarrow(\leftarrow)}^1$ – густина потоку ймовірності, що відповідає падаючій:

$\psi_{\rightarrow}^1(z) = \exp\{ik_L(z - z_0)\}$ та відбитій: $\psi_{\leftarrow}^1(z) = -r_L \exp\{-ik_L(z - z_0)\}$ хвилям в першій області, та визначається [10]:

$$j = \frac{i\hbar}{2m^*} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi). \quad (2.16)$$

Для знаходження $j_{\rightarrow(\leftarrow)}^1$ від ψ в (2.16) слід розуміти $\psi_{\rightarrow(\leftarrow)}^1$. Провівши обчислення, отримаємо:

$$R_{LR} = |r_L|^2 = |\psi_1 - 1|^2. \quad (2.17)$$

Знайдемо рівняння для правої границі для потоку електронів з лівого резервуару. Враховуючи (2.13), рівняння (2.12) перепишеться:

$$\begin{cases} \psi_N = t_L \\ (\psi_N - \psi_{N-1})/\Delta = t_L ik_R' \end{cases}$$

де було використано апроксимацію похідної:

$$\frac{d\psi^I(z_5)}{dz} = \frac{\psi_N - \psi_{N-1}}{\Delta}.$$

З цієї системи отримаємо рівняння, що замикає кінцево-різницеву схему для ψ_L праворуч:

$$(ik_R \Delta - 1)\psi_{N-1} = 0. \quad (2.18)$$

Коефіцієнт проходження (ймовірність проходження) електрона через активну область дорівнює [9]:

$$T_{LR} = \frac{|j_{\rightarrow}^{III}|}{|j_{\rightarrow}^I|}, \quad (2.19)$$

де $j_{\rightarrow}^{I(III)}$ – густина потоку ймовірності, для частин що падають на активну область $\psi_{\rightarrow}^I(z) = \exp\{ik_L(z - z_0)\}$ або пройшли активну область $\psi_{\rightarrow}^{III} = \psi^{III} = t_L \exp\{ik_L(z - z_5)\}$ та визначаються відповідно до (2.16). Обчислення дають:

$$T_{LR} = \frac{k_R}{k_L} |t_L|^2 = \frac{k_R}{k_L} |\psi_N|^2. \quad (2.20)$$

Для електронів з правого резервуару (рис. 2.2, а):

$$\psi_R(z) = \begin{cases} \psi^I(z) = t_R \exp\{-ik_L(z - z_0)\}, \text{ при } z \in [-\infty; z_0], \\ \psi^{II}(z), \text{ при } z \in [z_0; z_5], \\ \psi^{III}(z) = r_R \exp\{ik_R(z - z_5)\} + \exp\{-ik_R(z - z_5)\}, \text{ при } z \in [z_5; +\infty]. \end{cases} \quad (2.21)$$

Рівняння, які замикають кінцево-різницеву схему, що відповідають рівнянню Шредінгера, можуть бути отримані з (2.12) та (2.13).

Знайдемо рівняння, що замикає кінцево-різницеву схему для лівої границі для електронів, які інжектуються з правого резервуару. Враховуючи (2.21), (2.11), перепишеться:

$$\begin{cases} t_R = \psi_1 \\ (\psi_2 - \psi_1)/\Delta = -ik_L t_R' \end{cases}$$

звідки можна отримати умову, яка замикає кінцево-різницеву схему для ψ_R ліворуч:

$$(ik_L\Delta - 1)\psi_1 + \psi_2 = 0. \quad (2.22)$$

Аналогічно до того, як було отримано (2.20), можна отримати вираз для ймовірності проходження електрона через активну область зліва направо:

$$T_{RL} = \frac{k_L}{k_R} |t_R|^2 = \frac{k_L}{k_R} |\psi_1|^2. \quad (2.23)$$

Враховуючи (2.21), рівняння (2.12) переписеться:

$$\begin{cases} \psi_N = 1 + r_R \\ (\psi_N - \psi_{N-1})/\Delta = ik_R(r_R - 1). \end{cases}$$

Виключаючи r_R , отримаємо рівняння, що замикає кінцево-різницеву схему для ψ_R праворуч:

$$\psi_{N-1} + (ik_R\Delta - 1)\psi_N = 2ik_R\Delta. \quad (2.24)$$

Ймовірність відбиття електрона від правої границі квантової області дорівнює:

$$R_{RL} = |r_R|^2 = |\psi_N - 1|^2. \quad (2.25)$$

Розрахунок струму через квантово-розмірну структуру. Густина струму через РТС може бути розрахована відповідно до загальної концепції розрахунку середніх значень фізичних величин в статистичній фізиці:

$$J = e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v(k_z, z) N(k) dk_x dk_y dk_z, \quad (2.26)$$

де $N(k)$ – функція розподілу електронів в квантовій області:

$$N(k, z) = \begin{cases} N_L(k) \cdot |\psi_L(k_z, z)|^2 \equiv N_{LR}(k, z), \text{ якщо } k_z > 0, \\ N_R(k) \cdot |\psi_R(k_z, z)|^2 \equiv N_{RL}(k, z), \text{ якщо } k_z < 0, \end{cases} \quad (2.27)$$

$v(k_z, z)$ – середня швидкість електрона в точці z , що визначається як густина потоку ймовірності, яка поділена на саму густину ймовірності [10]:

$$v(k_z, z) = \frac{j(k, z)}{|\psi(k, z)|^2} = \frac{i\hbar}{2m^*} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) / |\psi(k, z)|^2. \quad (2.28)$$

При різних знаках хвильового числа k_z рівняння для проекцій хвильового вектору $j(k, z)$ запишуться:

$$j(k) \equiv j_{LR} = \frac{i\hbar}{2m^*} (\psi_L \nabla \psi_L^* - \psi_L^* \nabla \psi_L), \text{ якщо } k_z > 0,$$

$$j(k) \equiv j_{RL} = \frac{i\hbar}{2m^*} (\psi_R \nabla \psi_R^* - \psi_R^* \nabla \psi_R), \text{ якщо } k_z < 0.$$

Враховуючи (2.27) та (2.28), рівняння (2.26) набуде вигляду:

$$\begin{aligned}
 J(z) = & \underbrace{e \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} j_{LR}(k_z, z) N_L(k) dk_z dk_x dk_y}_{=j_{LR}} + \\
 & + e \underbrace{\int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} j_{RL}(k_z, z) N_R(k) dk_z dk_x dk_y}_{=j_{RL}}. \quad (2.29)
 \end{aligned}$$

Провівши інтегрування по проєкціям хвильових чисел k_x та k_y , а також замінивши інтегрування по k_z на інтегрування по E_z , отримаємо:

$$J_{LR} = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2} e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{U_{i0}}^{\infty} \frac{j_{LR}(E_z(k_z), z)}{\sqrt{E_z - U_{i0}}} \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{E_z - (E_\phi + U_1)}{k_B T} \right) \right) dE_z, \quad (2.30)$$

$$J_{RL} = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2} e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{U_{i5}}^{\infty} \frac{j_{RL}(E_z(k_z), z)}{\sqrt{E_z - U_{i5}}} \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{E_z - (E_\phi + U_N)}{k_B T} \right) \right) dE_z, \quad (2.31)$$

Вочевидь виконуються:

- закони збереження заряду в квантовій механіці:

$$\frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} + \text{div}(j_{LR(RL)}(k_z, z)) = 0.$$

Для стаціонарних процесів $e \partial |\psi|^2 / \partial t = 0$;

- закони збереження заряду в класичній електродинаміці як усереднення першого по всьому ансамблю:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \text{div} J_{LR(RL)} = 0.$$

Для стаціонарних процесів знову ж таки $\partial q/\partial t = 0$.

З них, зокрема, слідує, що $J(z) = \text{const}$ в квантовій області. Це означає, що для обчислення струму можна вибрати будь-яку точку на осі Oz , і обчислити струм саме в ній. Покажемо, як, користуючись цим, можна отримати, зокрема, формулу [11] з модифікаціями, які ввели в роботі [12].

Для цього знайдемо j_{LR} в точці $z = z_5$ та j_{RL} в точці $z = z_0$:

$$j_{LR}(z) = j_{LR}(z_5) = \frac{\hbar k_L}{m^*} T e_z, \quad (2.32)$$

$$j_{RL}(z) = j_{RL}(z_0) = \frac{\hbar k_R}{m^*} T. \quad (2.33)$$

Відмітимо, що в системі рівнянь (2.30) та (2.31):

$$\frac{1}{\sqrt{E_z - U_{i0(i5)}}} = \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar k_{L(R)}},$$

а тому:

$$\frac{j_{LR(RL)}}{\sqrt{E_z - U_{i0(i5)}}} = \pm \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{m^*}} T e_z.$$

Підставляючи це значення до (2.30) та (2.31), отримаємо:

$$J_{LR} = e_z \frac{2m^* e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{U_{i0}}^{\infty} T(E_z) \cdot \ln \left(1 + \exp \left(- \frac{E_z - (E_\phi + U_1)}{k_B T} \right) \right) dE_z, \quad (2.34)$$

$$J_{RL} = e_z \frac{2m^* e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{U_{i5}}^{\infty} T(E_z) \cdot \ln \left(1 + \exp \left(- \frac{E_z - (E_\phi + U_N)}{k_B T} \right) \right) dE_z. \quad (2.35)$$

Можливо показати, що рівняння (2.29) з урахуванням (2.34) та (2.35), можна переписати як один інтеграл:

$$\begin{aligned} J &= e_z \frac{2m^* e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{\max(U_{i5}, U_{i0})}^{\infty} T(E_z) D(E_z) dE_z = \\ &= e_z \frac{2m^* e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{\max(U_{i5}, U_{i0})}^{\infty} \frac{k_R}{k_L} |t_L(E_z)|^2 D(E_z) dE_z, \end{aligned}$$

$$\text{де } D(E) \equiv \ln \left(\frac{1 + \exp \left(- \frac{E_z - (E_\phi + U_1)}{k_B T} \right)}{1 + \exp \left(- \frac{E_z - (E_\phi + U_N)}{k_B T} \right)} \right).$$

В оригінальній роботі [11] коефіцієнта k_R/k_L не було [13]. Цей коефіцієнт однак, не вносить серйозних якісних змін до ВАХ, збільшуючи, приміром, резонансний струм в $\sqrt{3}$ разів [13]. Часто його пропускають і в сучасних роботах, що можна розглядати як грубу помилку в тому випадку, якщо модель претендує на кількісний опис ВАХ.

Для чисельного обчислення краще за все скористатися тим, що $|t_L(E_z)|^2 = |\psi_N|^2$.

2.4 Результати моделювання резонансно-тунельних наноструктур

Структуру тестової резонансно-тунельної наноструктури показано на рис. 2.3.

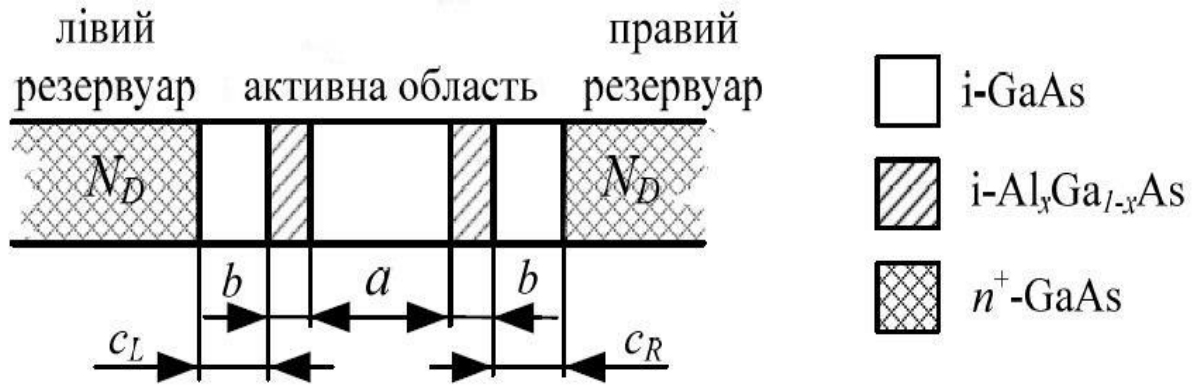
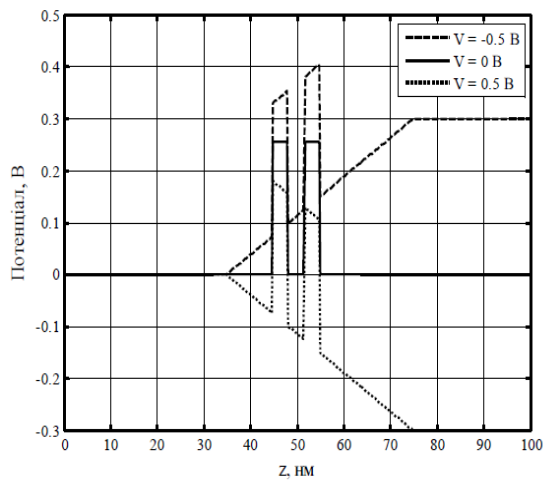


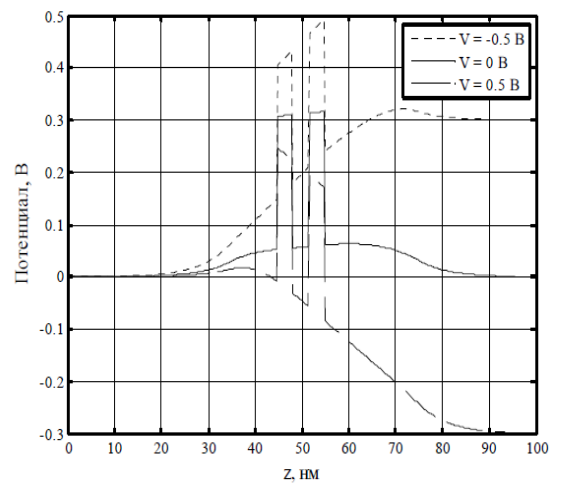
Рис. 2.3 Топологія модельної резонансно-тунельної структури

Розміри тестової наноструктури, що вказані на рис. 2.3 такі: товщина бар'єрів $b = 3$ нм, товщина потенціальної ями $a = 4$ нм, товщина спейсерів $c_L = 10$ нм, $c_R = 20$ нм. Концентрація донорних домішок у резервуарах $N_D = 10^{24}$ м⁻³, молярна доля $x = 0.33$ Al в Al_xGa_{1-x}As. Довжина області моделювання складає $L = 100$ нм. Двобар'єрна квантова система знаходиться по центру області моделювання.

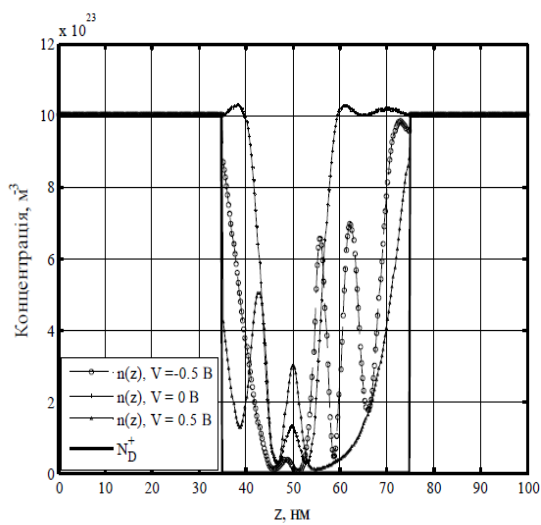
Результати самоузгодженого моделювання за допомогою програмного забезпечення Matlab, які подано на рис. 2.4–2.8 показують, що просторовий заряд суттєво впливає на розподіл потенціалу, функції розподілу електронів, коефіцієнт прозорості структури, і, через них, на вольт-амперній характеристиці резонансно-тунельної наноструктури. Самоузгодження в рамках розробленої моделі проводилося не лише в квантовій ямі, але й у квантовій та прилеглих до неї класичних областях, на відміну від [14].



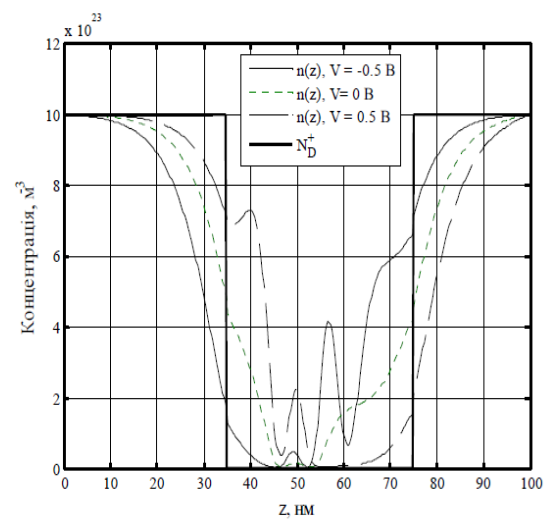
а)



б)



в)



г)

Рис. 2.4 Результати моделювання розподілу потенціалу та концентрації для несамоузгодженого (а, в) та самоузгоджених (б, г) розрахунків. Ступінчата лінія на рис. (в,г) показує концентрацію іонізованих донорів

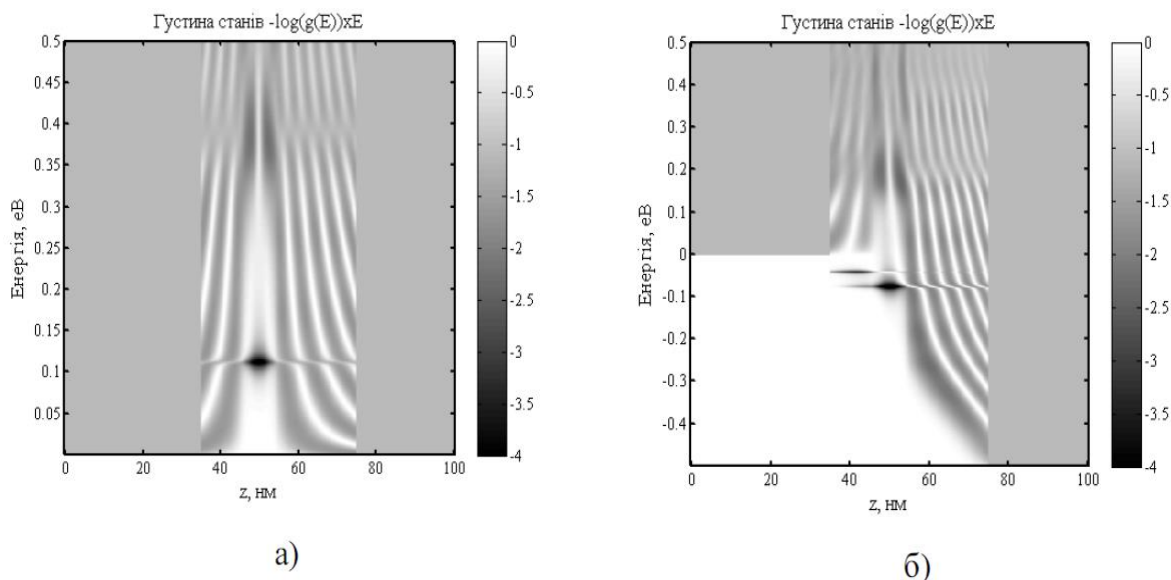


Рис. 2.5 Густина електронних станів при несамоузгодженому моделюванні (темніший колір відповідає більш високій густині у відповідності з картою кольорів): за напруги 0 В(а), та за напруги 0.5 В(б)

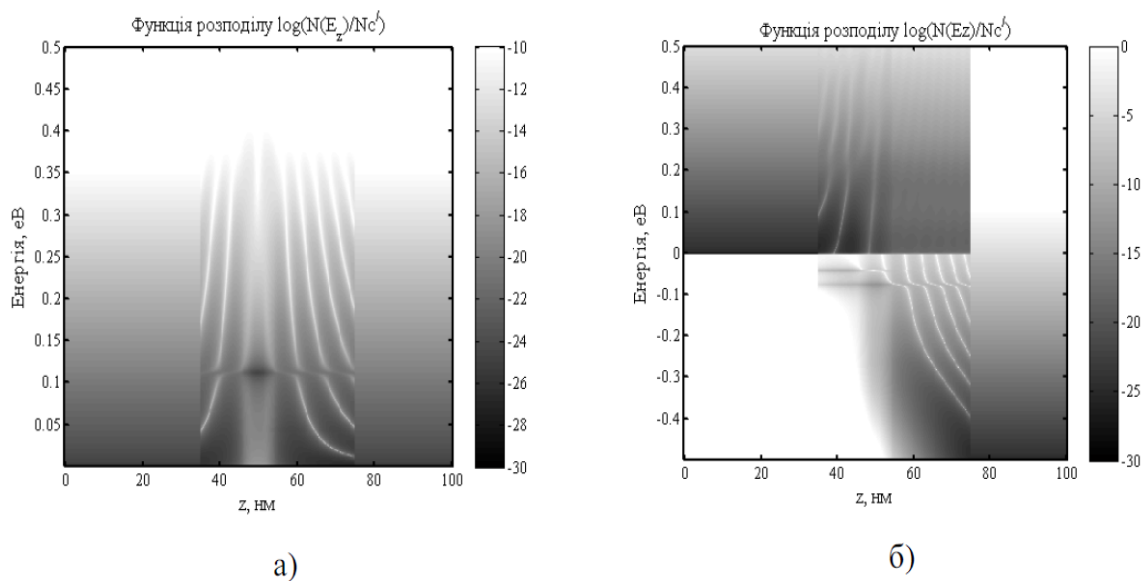


Рис. 2.6 Повна функція розподілу електронів при несамоузгодженому моделюванні (темніший колір відповідає більшому значенню $N(E_z)$ у відповідності з картою кольорів): за напруги 0 В (а) та за напруги 0.5 В (б)

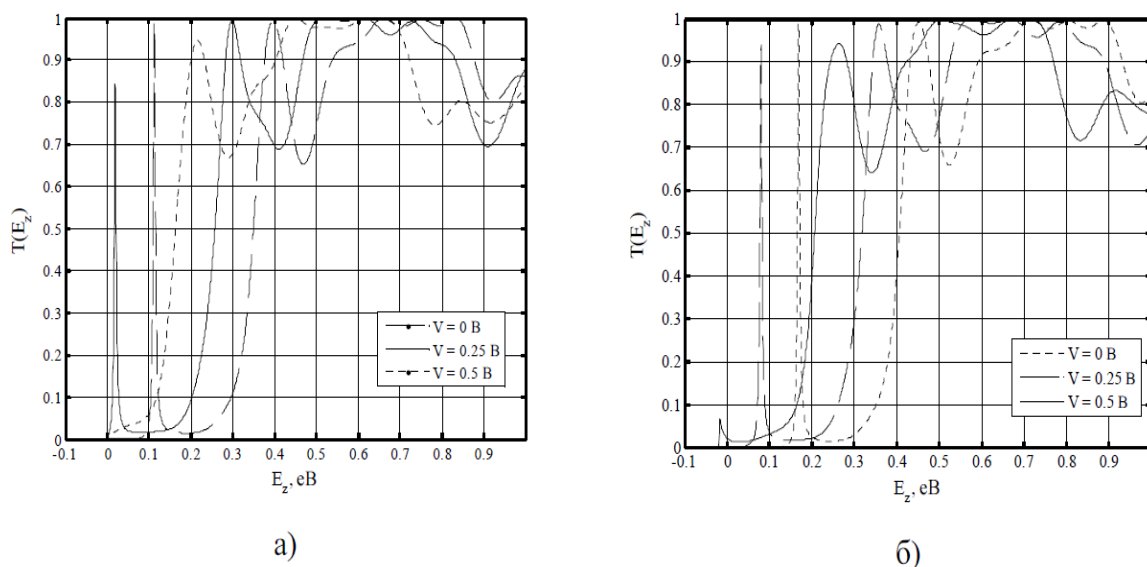


Рис. 2.7 Розрахунки коефіцієнтів проходження квантової структури $T(E_z)$ при несамоузгодженому (а) та самоузгодженому моделюванні (б)

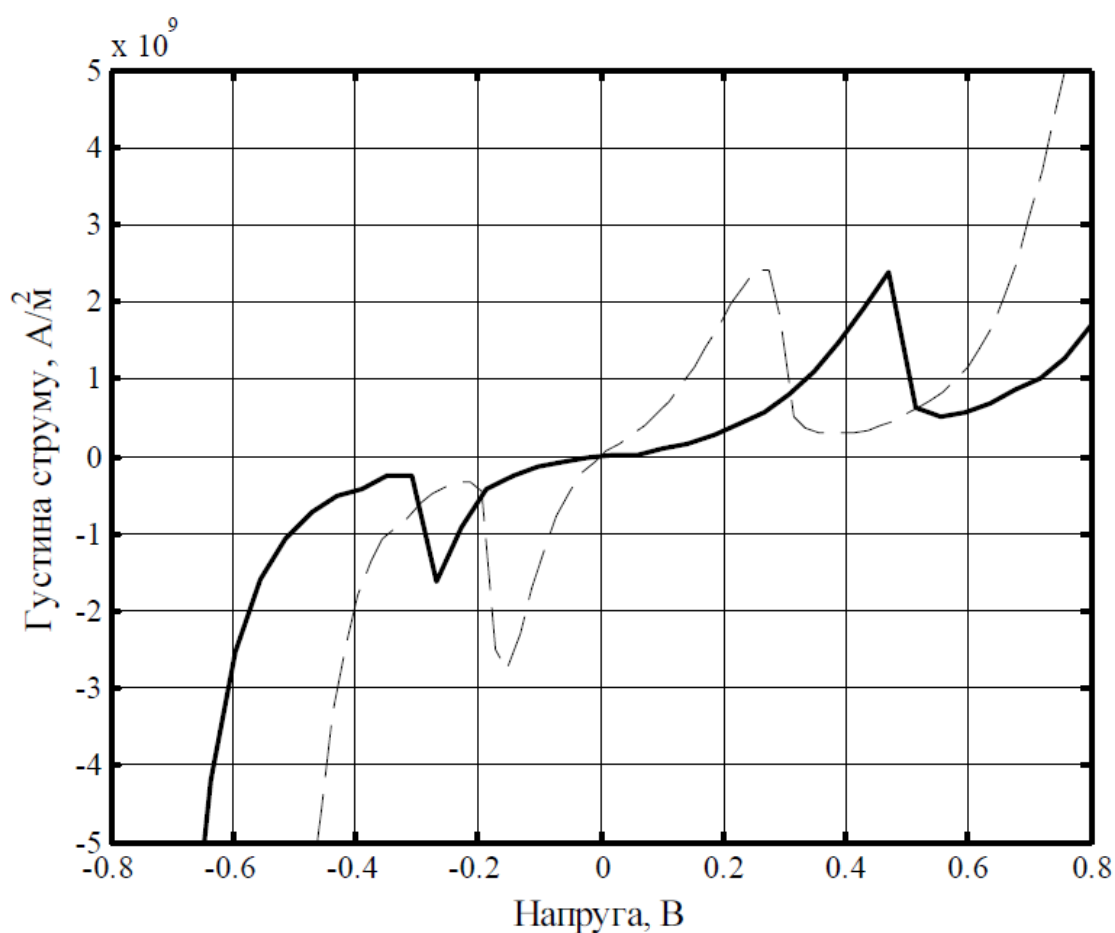


Рис. 2.8 Вольт-амперна характеристика модельної резонансно-тунельної структури: самоузгоджена (суцільна лінія) та не самоузгоджена модель (пунктирна лінія)

Висновок

1. Для раціонального використання обчислювальних ресурсів зроблені фізичні припущення [рис. 2.2, (2.1) і (2.2)] для ієрархічного синтезу адекватної математичної моделі обраної двобар'єрної РТС (рис. 2.1).

2. Покроково для РТС знайдені концентрації електронів та густина їх станів (2.5) і (2.6), потенціальний рельєф (2.26) та щільність струмів в об'ємах резервуарів (2.34) і (2.35).

3. В тестовому режимі на базі програмного забезпечення Matlab отримані результати моделювання РТС (рис. 2.4, 2.5 і 2.6) та співставлені ВАХ самоузгодженої і несамоузгодженої математичних моделей (рис. 2.8).

РОЗДІЛ 3

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ В РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ СТРУКТУРАХ

3.1. Числове моделювання резонансно-тунельних структур

Початковим положенням для знаходження концентрації електронів в РТС є поділ області, що моделюється, на квантову та класичну області, тобто активну область та резервуари (рис. 3.1).

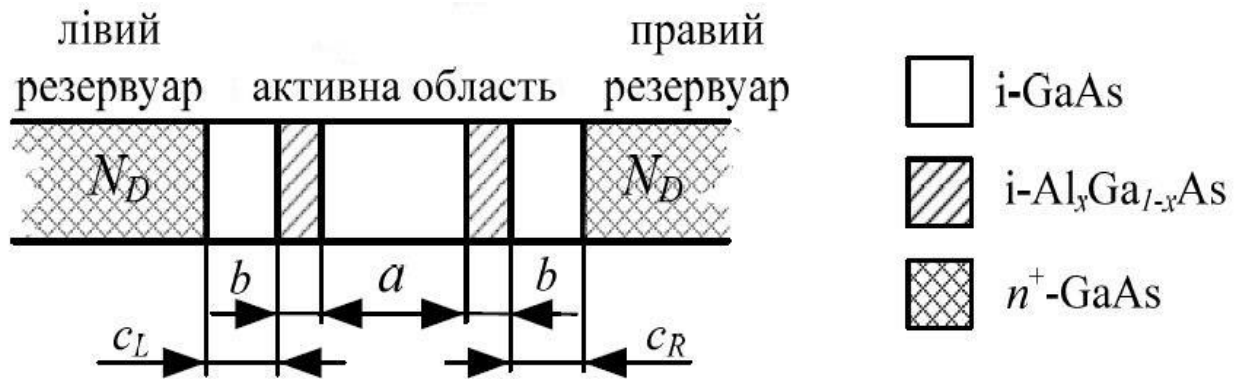


Рис. 3.1 Модель резонансно-тунельної структури

До квантової області належать двобар'єрна квантова структура (ДБКС) та оточуючі шари напівпровідників (спейсери). До класичних областей належить ділянка високолегованої області такої довжини, яка необхідна для того, щоб на її кінцях концентрація та потенціал вирівнювався до своїх рівноважних значень зі заданою похибкою. На практиці обираються такі ділянки орієнтовно довжиною декілька десятків нанометрів.

На рис. 3.1 квантовій області відповідає область $z \in [z_0; z_5]$, де $z_0 = (i_0 - 1) \Delta$, $z_5 = (i_5 - 1) \Delta$. Області $z \in [0; z_0]$ та $z \in [z_5; L]$ відносяться до лівого та правого резервуарів, відповідно.

Електронний газ у всьому лівому резервуарі підпорядковується статистиці Фермі-Дірака з параметром:

$$E_{\phi}^L = U(0) + E_{\phi} = U_1 + E_{\phi}, \quad (3.1)$$

у правому:

$$E_{\phi}^R = U(L) + E_{\phi} = U_N + E_{\phi}. \quad (3.2)$$

Тут $U(z) = E_c + U_s$, тобто сума потенціальної енергії електрона в кристалічній ґратці E_c та самоузгодженого потенціалу U_s . На границях ділянки, що моделюється, очевидно, $E_c = 0$, L – довжина ділянки, що моделюється; $U_i = (i - 1) \Delta$; E_{ϕ} – це приведений до дна зони провідності рівень Фермі електронів у високолегованих областях. Він визначається як корінь рівняння:

$$N_D^+ = 4\pi(2m_c^*/h^2)^{3/2} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{E}}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{\phi}}{kT}\right)} dE,$$

де N_D^+ – концентрація іонізованих домішок, h – стала Планка, k – стала Больцмана, T – температура кристалічної решітки, m_c^* – ефективна маса густини станів електрона.

Профіль дна зони провідності у класичних областях, або інакше – потенціальна енергія електрона в кристалі $U(z)$ знаходиться як розв'язок рівняння Пуассона для всієї ділянки, що моделюється. Він визначає для класичних лівої та правої ділянок густину станів тривимірного електронного газу. В довільній точці i (мається на увазі точку з координатою $z_i = \Delta (i - 1)$ лівої чи правої класичної області:

$$g_i(E) = 4\pi(2m_c^*/h^2)^{3/2}(E - U_i).$$

В той же час, функція Фермі для лівого або правого резервуару:

$$f_{L(R)}(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_{\phi}^{L(R)}}{kT}\right)} = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - (E_{\phi} + U_{1(N)})}{kT}\right)}.$$

Таким чином, в довільній точці i лівого (правого) резервуарів концентрація може бути віднайдена за формулою:

$$n_i = 4\pi(2m_c^*/h^2)^{3/2} \int_{U_i}^{\infty} \frac{\sqrt{E - U_i}}{1 + \exp\left(\frac{E_{\phi} + U_{1(N)}}{kT}\right)} dE.$$

У загальному вигляді концентрацію електронів у неоднорідній області можна визначити, взявши потрійний інтеграл:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(k)|^2 N(k) d^3k, \quad (3.3)$$

який у випадку одновимірного квантового транспорту може бути зведений до двох ординарних інтегралів за поперековою (щодо гетерограниць) складовою енергії E_z :

$$n = n_R + n_L. \quad (3.4)$$

При переході від (3.3) до (3.4) вважалося, що:

1. Ймовірність заповнення електронних станів, тобто функція розподілу електронів по енергіях співпадає з рівноважною у відповідному резервуарі, що помножена на відповідну ймовірність $|\psi(k)|^2$. Для класичних областей припущено, що електрони в резервуарах підпорядковані рівноважній статистиці Фермі. Це припущення використовується і для квантової області. Відповідні рівні Фермі в квантових областях позначено на рис.3.2, б пунктирними лініями, що стають суцільними в класичних областях, де енергія Фермі має безпосередній фізичний зміст.

2. Густина станів вважається рівною густині станів у граничних з квантовою областю точках, тобто точці $z_0 = (i0 - 1) \Delta$ для електронів, що інжектуються з лівого резервуару та $z_5 = (i5 - 1) \Delta$ для електронів, що інжектуються з правого резервуару.

Прийняті для квантових областей початки відліку функції густини станів, тобто енергії, за яких густина станів дорівнює 0, позначені на рис. 3.2, б пунктирними лініями. В класичних областях вони позначені суцільною лінією; поняття «густина станів» там має безпосередній зміст, чого не можна сказати про квантову область.

Доданки формули (3.4) отримано, виходячи з наступних суджень.

Інтегрування проводиться по всім складовим хвильових векторів k_x та k_y , що паралельні до напрямку росту гетероструктури, та по додатнім (від'ємним) складовим k_z , що відповідає електрону, який балістично рухається зліва праворуч (з права ліворуч):

$$n_{L(R)} = \int_{0(-\infty)}^{\infty(0)} |\psi_{L(R)}(E_z(k_z))|^2 dk_z \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} N(k) dk_x dk_y. \quad (3.5)$$

В формулі (1.5) $N(k) = g(k)f(k)$, які в свою чергу:

$g(k) = \frac{2}{(2\pi)^3}$ – густина k -станів для тривимірного кристалу;

$$f(k, k_\phi) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E(k) - E_\phi^{L(R)}(k_\phi)}{kT}\right)} =$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{1 + \exp\left(\left\{\frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + U_{i0} - \left(U_1 + \frac{\hbar^2}{2m^*}k_\phi^2\right)\right\}/kT\right)}, k_z > 0 \\ \frac{1}{1 + \exp\left(\left\{\frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + U_{i5} - \left(U_N + \frac{\hbar^2}{2m^*}k_\phi^2\right)\right\}/kT\right)}, k_z < 0 \end{cases}$$

– модифікована функція Фермі-Дірака.

Остання рівність зумовлена тим, що закон дисперсії для електронів, які інжектуються з лівого (правого) резервуару:

$$E(k) = \begin{cases} \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + U_{i5} = E_x + E_y + E_z, k_z < 0 \text{ (з лівого)}, \\ \frac{\hbar^2}{2m^*}(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) + U_{i0} = E_x + E_y + E_z, k_z > 0 \text{ (з правого)}. \end{cases}$$

В останній рівності вважається, що $E_z = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} + U_{i0(i5)}$, а це в свою чергу вказує на те, що поля, в яких знаходиться електрон, змінюють лише z -складову його енергії.

Рівень Фермі у лівому(правому) резервуарі:

$$E_\phi^{L(R)} = U_{i(N)} + \frac{\hbar^2 k_\phi^2}{2m^*} = U_{i(N)} + E_\phi.$$

Підставляючи ці значення $g(k)$ та $f(k, k_\phi)$ у (3.5) та проводячи інтегрування по двом проекціям k , отримують формули для $n_{L(R)}$:

$$n_{L(R)} = N'_c \int_{U_{i0}(U_{i5})}^{\infty} \frac{|\psi_{L(R)}(E_z(k_z), z)|^2}{\sqrt{E_z - U_{i0}(i5)}} \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{E_z - (E_\phi + U_{i0}(N))}{k_B T} \right) \right) dE_z, \quad (3.6)$$

де $N'_c = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2} k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3}$.

Ознайомившись з програмою моделювання резонансно-тунельних структур (РТС) Quant, з її допомогою промодельовані залежності концентрацій носіїв заряду в різних матеріалах.

Порядок моделювання розподілу концентрацій носіїв заряду в РТС за допомогою підпрограми Quant наступний:

1. Запустити підпрограму Quant.
2. Далі потрібно натиснути «новий проект», і розпочати роботу (рис. 3.2)

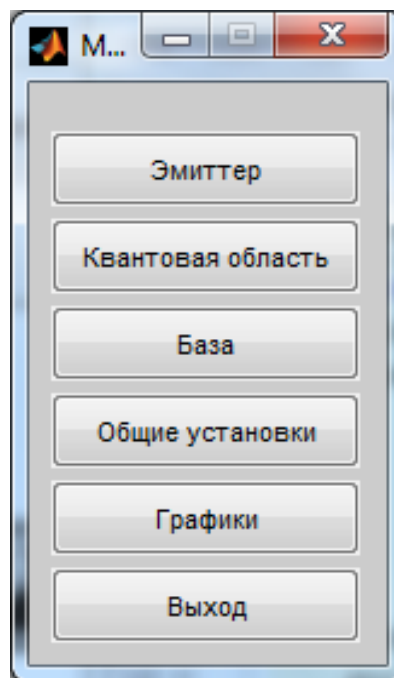


Рис. 3.2. Основне меню

3. Натиснути кнопку «Емітер» та впевнитись, що обрані усі параметри для гетероструктури, яка моделюється (рис. 3.3).

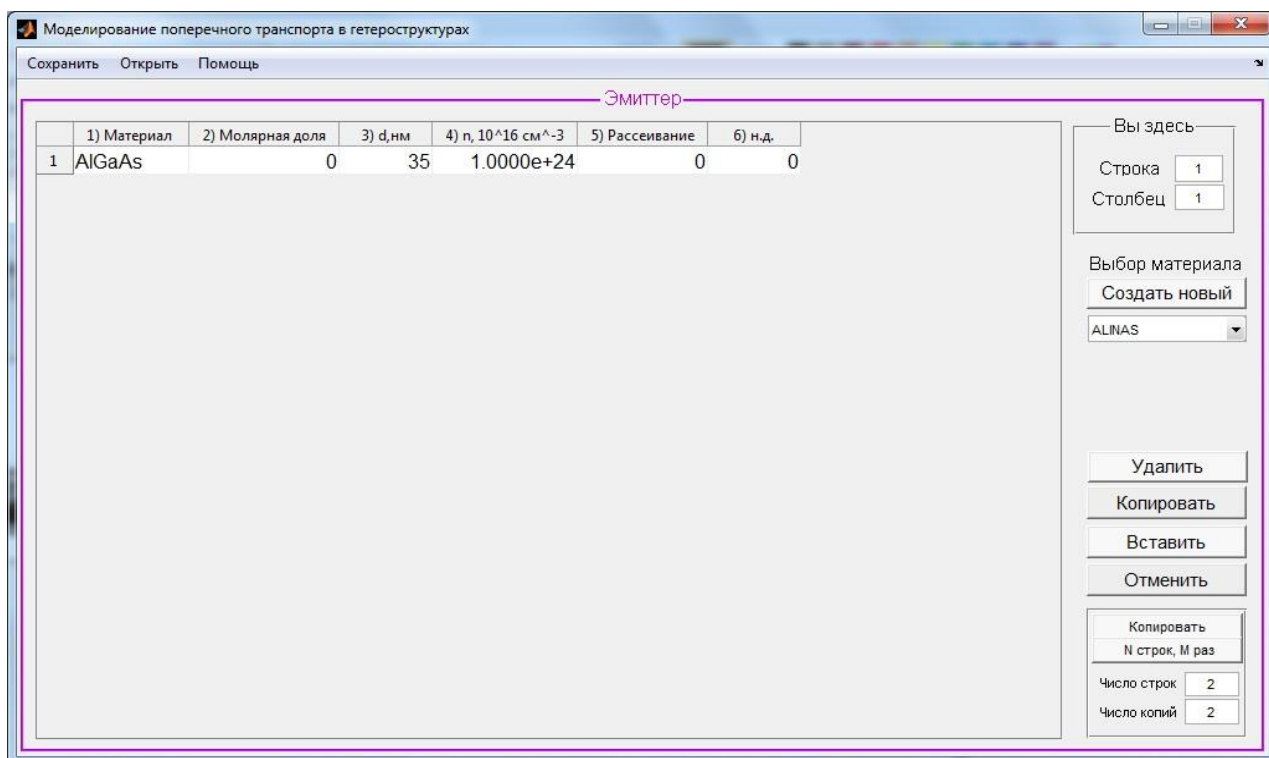


Рис. 3.3. Вікно зміни параметрів області емітера

4. Аналогічно повторити операції з «Квантовою областю» (рис. 3.4) та «Базою» (рис. 3.5).

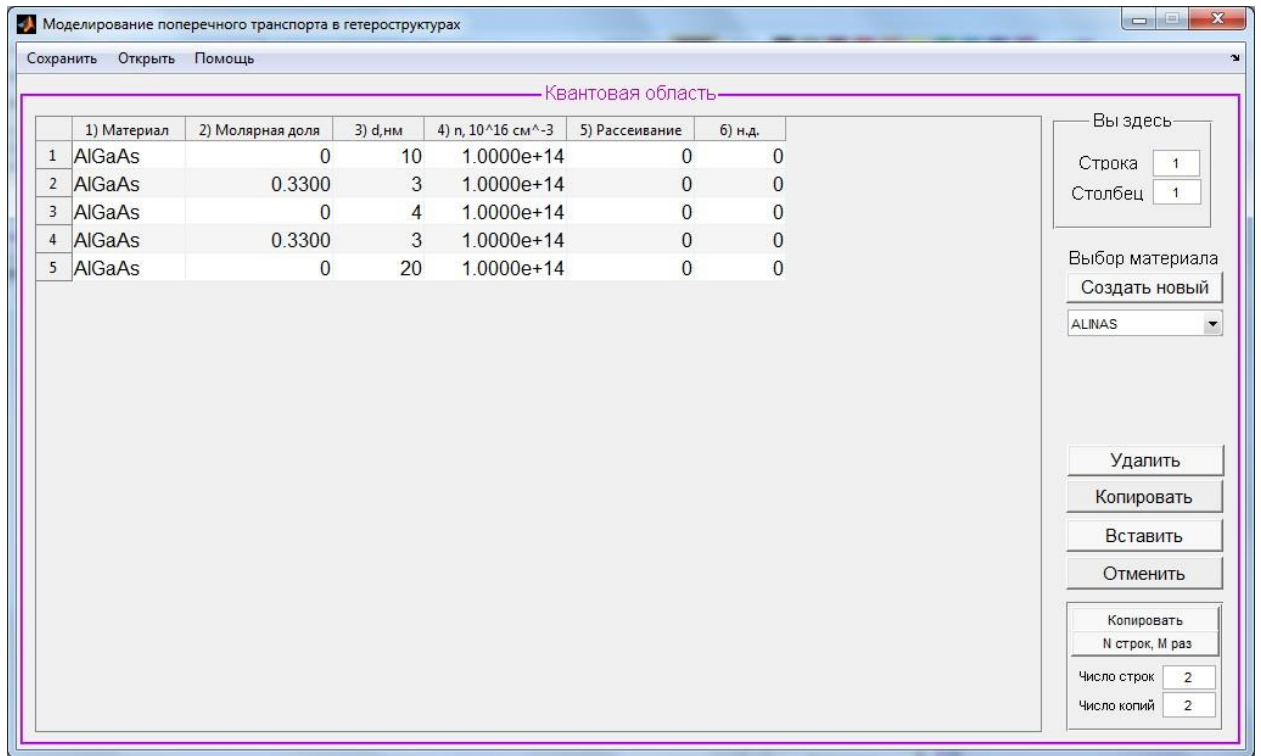


Рис. 3.4. Вікно зміни параметрів квантової області

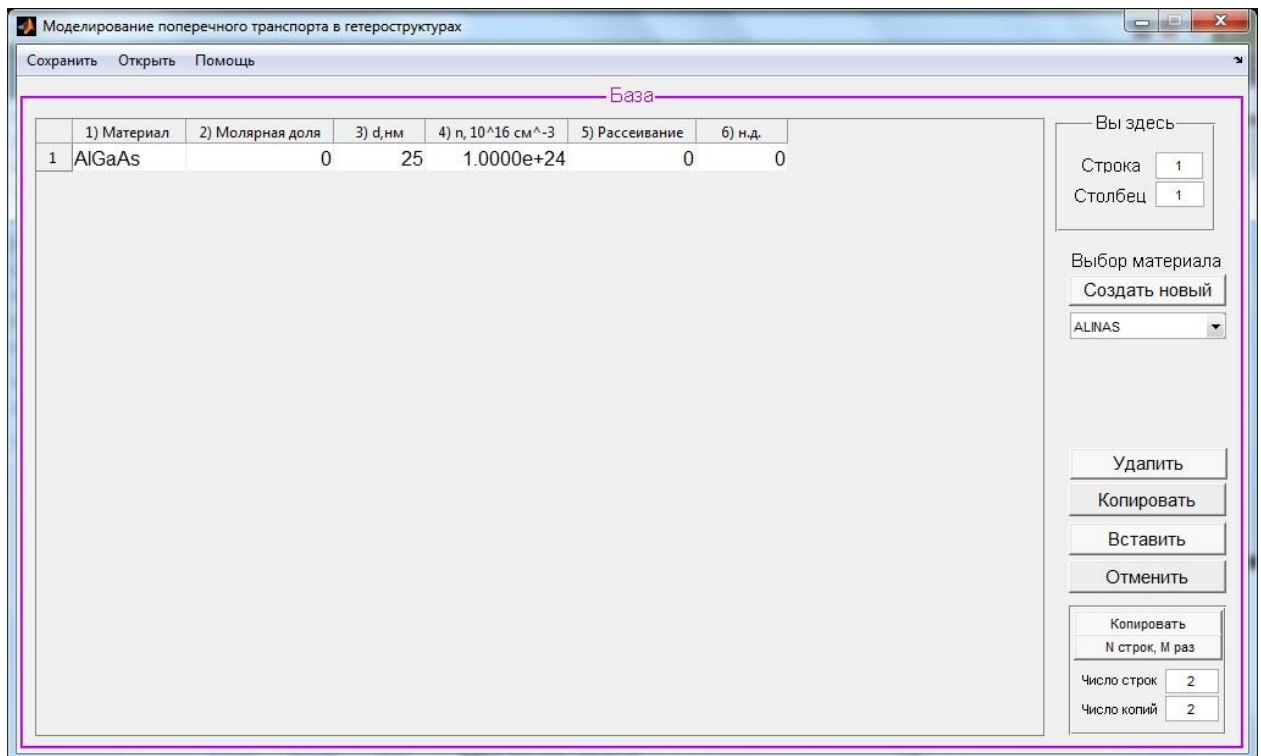


Рис. 3.5. Вікно зміни параметрів бази

5. Впевнившись в достовірності обраних параметрів, натиснути кнопку «Графіки» і натиснути «Пересчитати» (рис. 3.6).

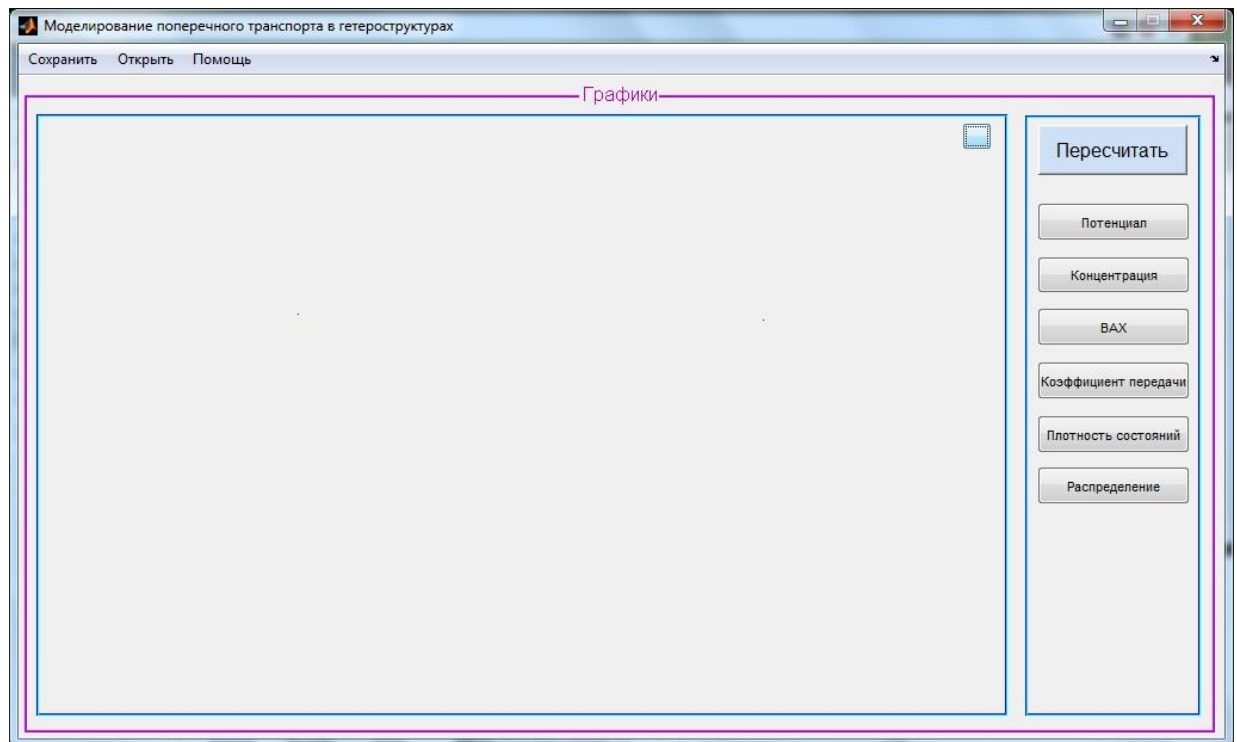


Рис. 3.6. Вікно вибору результатів моделювання

6. Натиснути кнопку «Концентрація», і отримати результат моделювання (рис. 3.7).

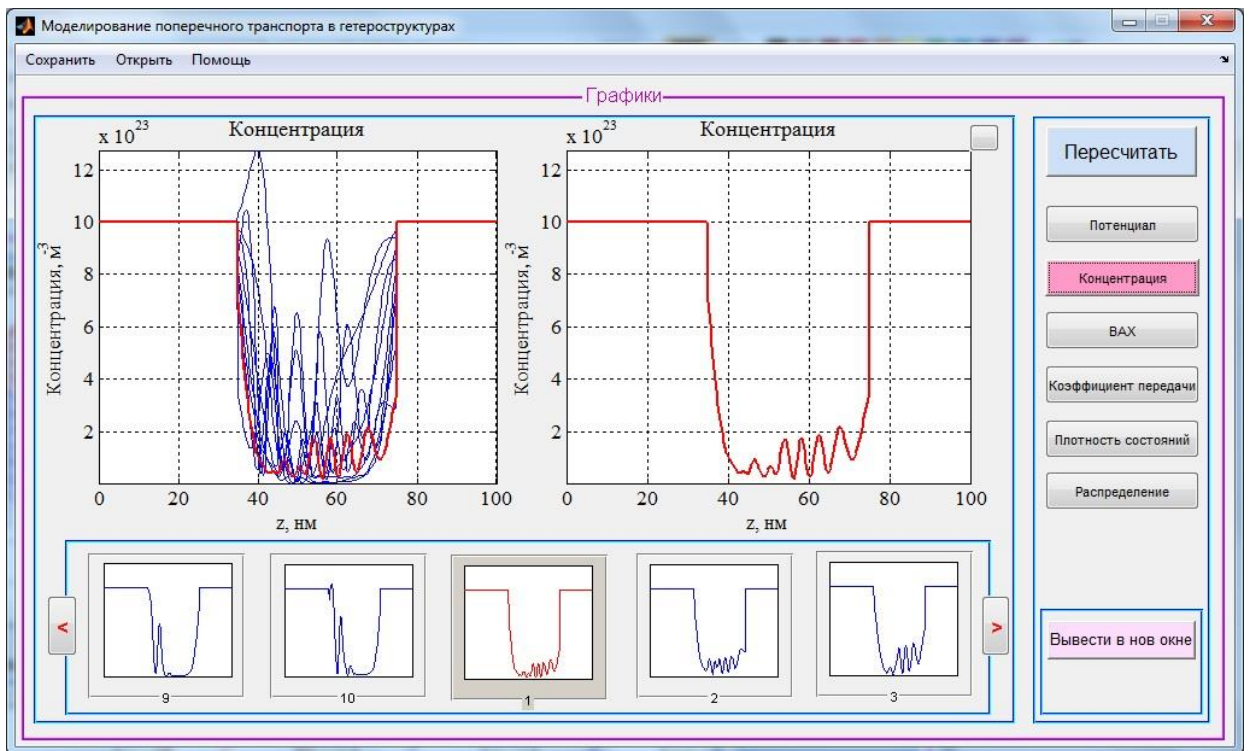


Рис. 3.7. Результати моделювання розподілу концентрації носіїв заряду у РТС.

3.2. Моделювання розподілу потенціалів у резонансно-тунельних структурах

Для того, щоб можна було користуватися одноелектронною картиною, було зроблено припущення про те, що кожний електрон рухається під дією поля, яке він утворює. Потенціал цього поля – так званий самоузгоджений потенціал V_s – може бути знайдений з рівняння Пуассона:

$$\frac{d}{dz} \varepsilon(z) \frac{dV_s}{dz} = \frac{e}{\varepsilon_0} [n(z) - N^+(x)], \quad (3.7)$$

де ε_0 – діелектрична стала; ε – відносна діелектрична проникність; e – елементарний заряд.

Ані потенціал V_s , ані розподіл концентрації $n(z)$ невідомі априорі. Однак, відомо, що $n(z)$ визначається сумою формул, які є функціями V_s : $-eV_s = U_s$, а $U(z) = E_c(z) + U_s(z)$ – потенціальна енергія електрона у полі кристалічної ґратки та просторового заряду, величину, якої дотепер вважали даною.

Таким чином, (3.7) становлять систему інтегро-диференціальних рівнянь, які необхідно розв'язати, щоб отримати числові результати роботи. Оскільки (3.7) залежить від V_s переважно в частині $\psi_{L(R)}$, які, в свою чергу, є розв'язками рівняння Шредінгера, то часто говорять про самоузгоджену систему рівнянь Шредінгера-Пуассона, але це некоректно, оскільки рівняння Шредінгера одночастинкове, а Пуассона – застосовне для неперервного розподілу заряду, що само собою має на увазі наявність великої кількості електронів.

Створимо кінцево-різницеву схему, що відповідає рівнянню Пуассона на вибраній дискретній ґратці. Ліву частину (3.7) можна

перетворити, використовуючи правило диференціювання добутку функцій $\varepsilon(z)$ та $V_s' \equiv \frac{dV_s}{dz}$:

$$\frac{d}{dz} \varepsilon(z) \frac{dV_s}{dz} = \varepsilon'(z) V_s'(z) + \varepsilon(z) V_s''(z).$$

Дискретизація лівої частини рівняння Пуассона (3.7) в точках $z_i = \Delta(i - 1)$ проводиться по таким формулам:

$$\varepsilon'(z_i) = \frac{1}{2} \left[\frac{\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i}{\Delta} + \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{i-1}}{\Delta} \right] = \frac{\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_{i-1}}{2\Delta},$$

тобто середнє між «правою» на «лівою» похідною в точці i .

Цілком аналогічно:

$$V'(z_i) = \frac{V_{i+1} - V_{i-1}}{2\Delta}.$$

Друга похідна потенціалу знаходиться звичайним чином:

$$V''(z_i) = \frac{V_{i+1} + V_{i-1} - 2V_i}{\Delta^2}.$$

Результатом дискретизації рівняння Пуассона для всіх точок $i = 2 \dots N - 1$ є кінцево-різницева схема:

$$a_i V_{i-1} + c_i V_{i+1} + b_i V_i = d_i, \quad (3.8)$$

де:

$$a_i = \frac{-\varepsilon_{i+1} + \varepsilon_{i-1} + 4\varepsilon_i}{4\Delta^2},$$

$$c_i = \frac{+\varepsilon_{i+1} - \varepsilon_{i-1} + 4\varepsilon_i}{4\Delta^2},$$

$$b_i = -\frac{2\varepsilon_i}{\Delta^2},$$

$$d_i = \frac{q_e}{\varepsilon_0} (n_i - N_i).$$

Виконання граничних умов першого типу призведе до таких рівнянь для крайніх точок:

$V_1 = 0$, що рівносильне рівностям $a = 0, c = 0, b = 1, d = 0$ у схемі (3.8).

$V_N = V_{act}$, що рівносильне рівностям $a = 0, c = 0, b = 1, d = V_{sum}$ у схемі (2.2).

Безпосередньо з рівняння Пуассона можна зі старого V^{old} знайти нове наближення для потенціалу V^{new} по формулі:

$$V^{new} = V^{old} + \alpha(V^{new} - V^{old}),$$

де $\alpha \leq 1$. При $\alpha = 1$ це будуть так звані прості ітерації між рівняннями для концентрації та Пуассона; процес сходження ітераційного процесу буде нестабільним; а для $\alpha < 0$ цей метод буде більш стабільним та більш

повільним. Такий алгоритм називається релаксаційним. Скасовуючи попередні наближення, таке рівняння приймає вигляд:

$$\frac{d}{dx} \varepsilon(x) \frac{dV^{new}}{dx} - \frac{q_e n_{old}}{\varepsilon_0 V_{ref}} V^{new} = \frac{q_e}{\varepsilon_0} \left[n^{old} \left(1 - \frac{V^{old}}{V_{ref}} \right) - N_D \right]. \quad (3.9)$$

Тут V_{ref} - так званий початковий потенціал (*reference potential*), який приймався рівним тепловому: $V_{ref} = kT/e$.

Права частина кінцево-різницевої схеми:

$$\tilde{a}_i V_{i-1} + \tilde{c}_{i+1} V_{i+1} + \tilde{b}_i V_i = \tilde{d}_i.$$

буде відрізнятися від (3.8) лише членом \tilde{b}_i , який набуде вигляду:

$$\tilde{b}_i = b_i - \frac{q_e n_i^{old}}{\varepsilon_0 V_{ref}} = -\frac{2\varepsilon_i}{\Delta^2} - \frac{q_e n_i^{old}}{\varepsilon_0 V_{ref}}.$$

При цьому:

$$\tilde{a}_i = a_i, \tilde{c}_i = c_i.$$

Права частина кінцево-різницевої схеми, що відповідає (3.9), має вигляд:

$$\tilde{d}_i = \frac{q_e}{\epsilon_0} \left[n_i^{old} \left(1 - \frac{V_i^{old}}{V_{ref}} \right) - N_i \right].$$

Нове наближення, що є розв'язком рівняння (3.9) використовується для знаходження нового значення концентрації. Метод збігається досить швидко та є стабільним.

Ітерації продовжуються доти, доки максимальне значення $|(V_i^{new} - V_i^{old})/V_i^{new}|$ не стане меншою за деяку величину tol , типові значення якої вибираються з-поміж $10^{-4} \dots 10^{-2}$.

Ознайомившись з програмою Quant, з її допомогою промодельований розподіл потенціалу у резонансно-тунельних структурах.

Порядок моделювання розподілу потенціалу у резонансно-тунельних структурах за допомогою підпрограми Quant:

1. Запустити підпрограму Quant.
2. Далі потрібно натиснути «новий проект», і розпочати роботу (рис.3.8).

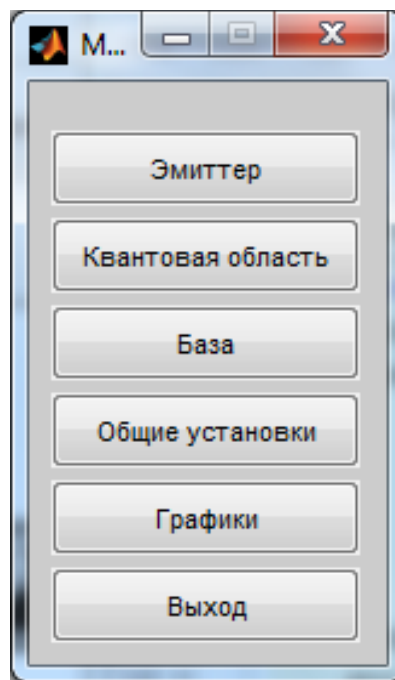


Рис. 3.8. Основне меню

3. Натиснути кнопку «Емітер» та впевнитись, що обрані усі параметри для гетероструктури, яка моделюється (рис. 3.9).

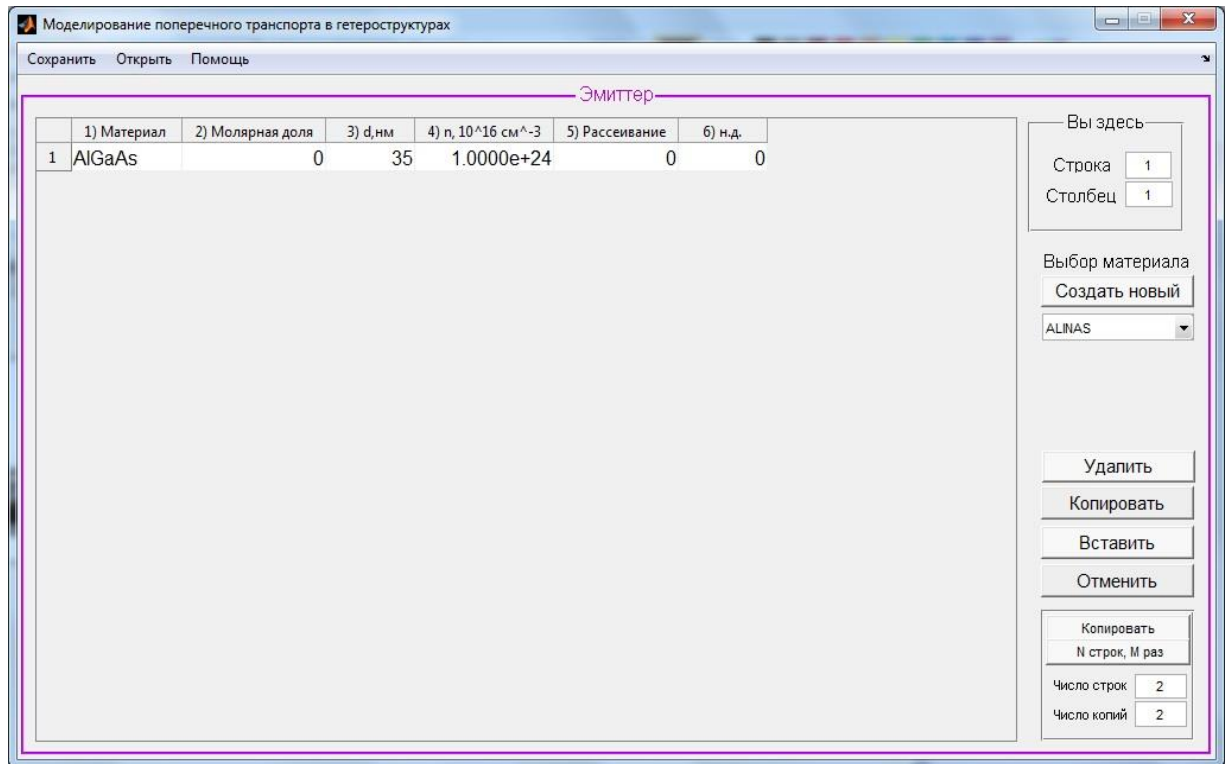


Рис. 3.9. Вікно зміни параметрів області емітера

4. Аналогічно повторити операції з «Квантовою областю» (рис. 3.10) та «Базою» (рис. 3.11).

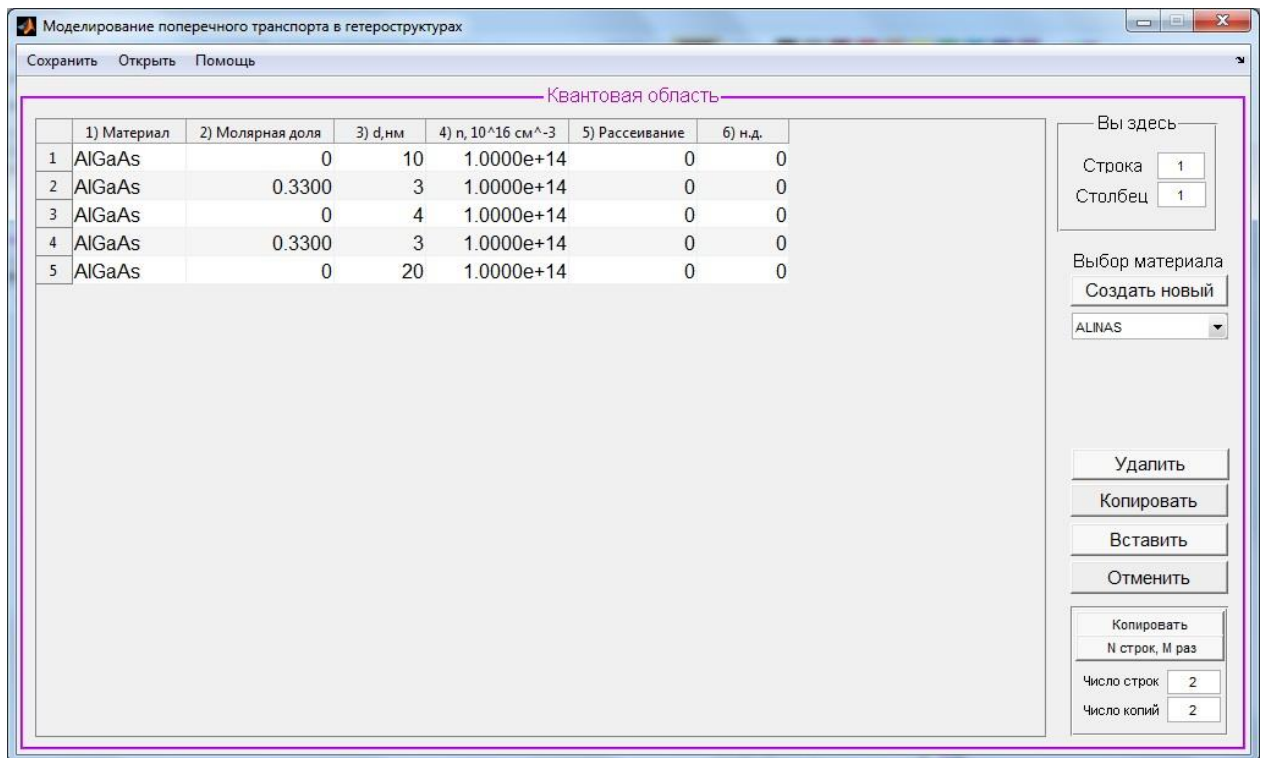


Рис. 3.10. Вікно зміни параметрів квантової області

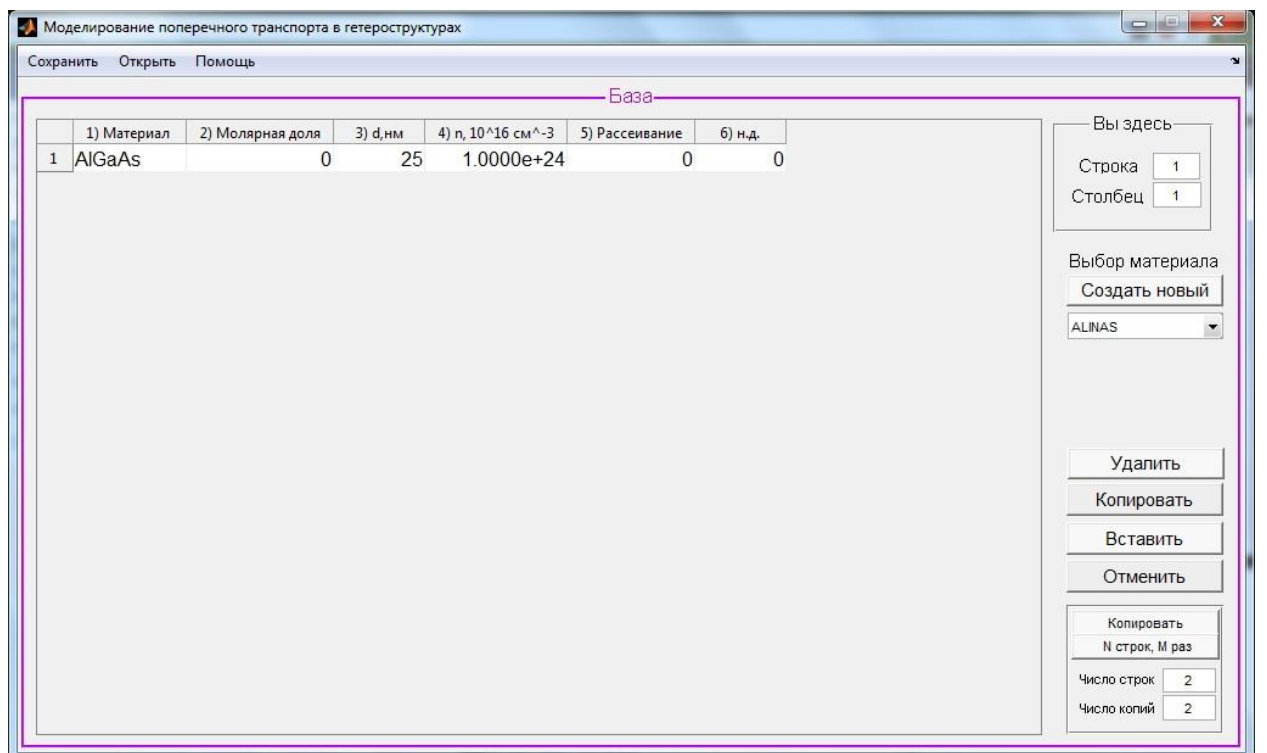


Рис. 3.11. Вікно зміни параметрів бази

5. Впевнившись в достовірності обраних параметрів, натиснути кнопку «Графіки» і натиснути «Пересчитати» (рис. 3.12).

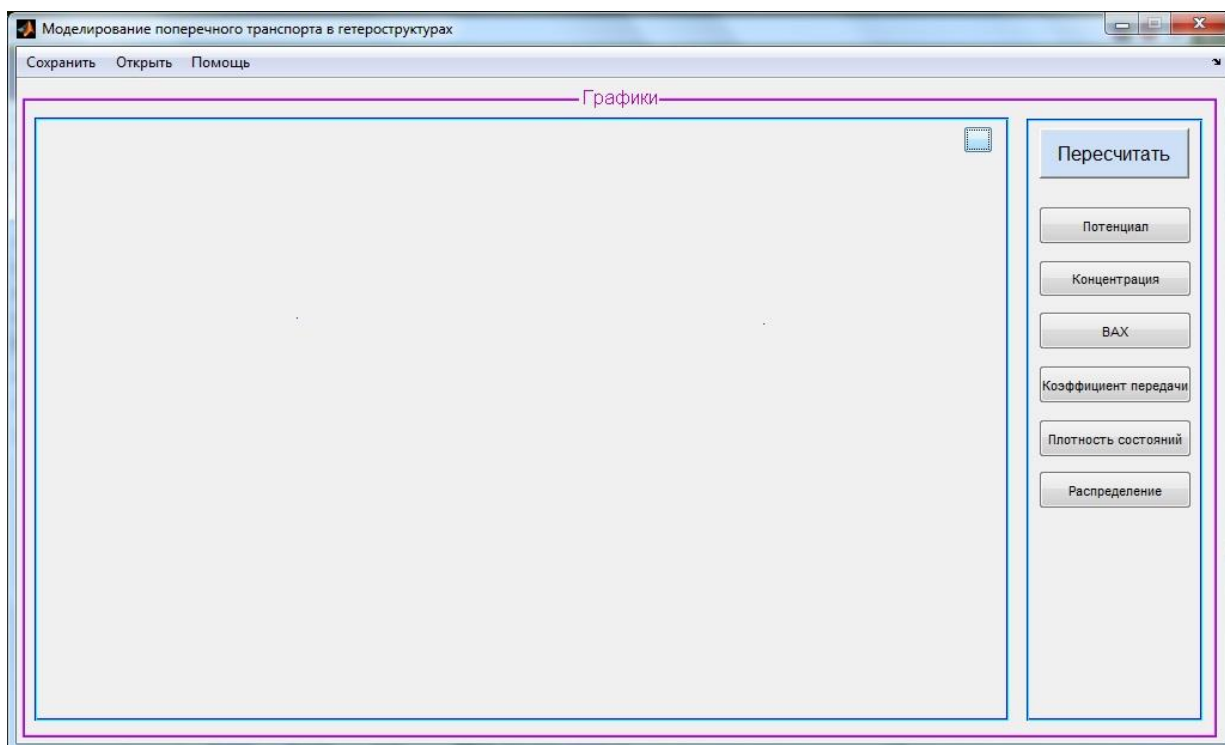


Рис. 3.12. Вікно вибору результатів моделювання

6. Натиснути кнопку «Потенціал» і отримати результат моделювання (рис.3.13).

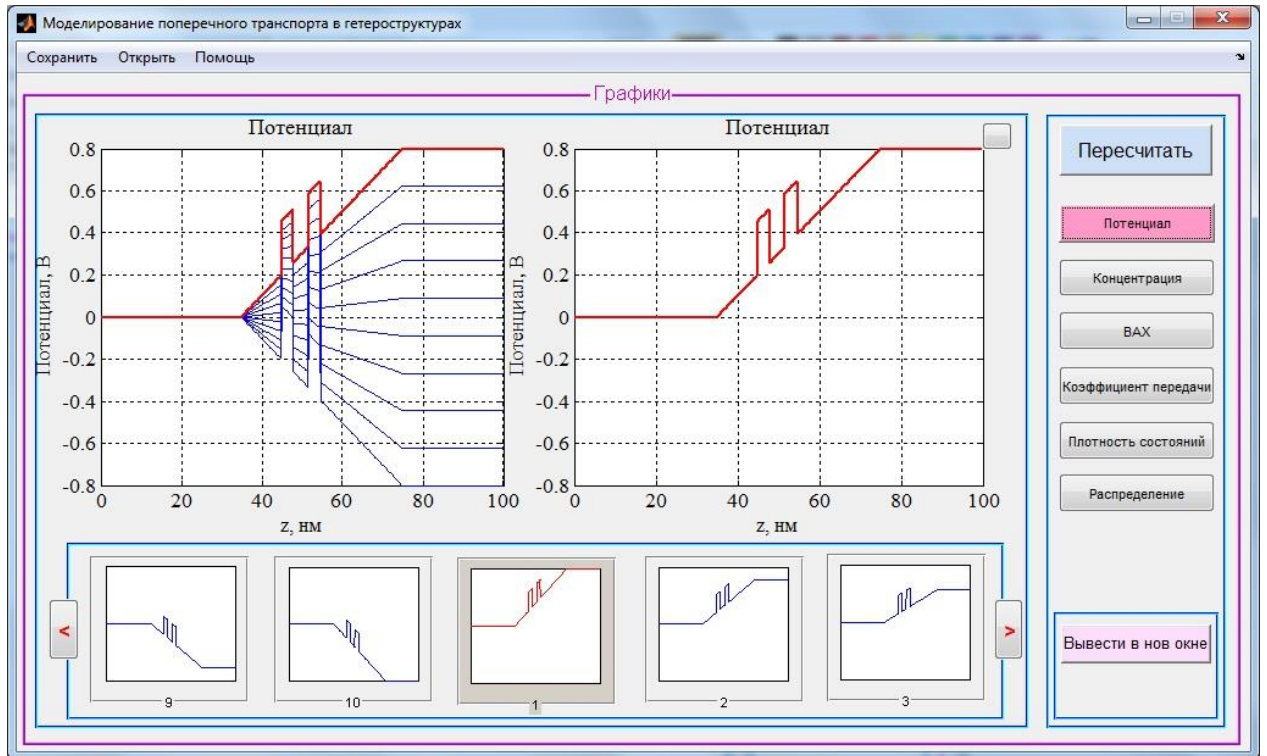


Рис. 3.13. Результати моделювання розподілу потенціалу у квантово-розмірній структурі

3.3. Моделювання вольт-амперних характеристик резонансно-тунельних структур

Густина струму через РТС може бути розрахована відповідно до загальної концепції знаходження середніх значень фізичних величин в статистичній фізиці:

$$J = e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} v(k_z, z) N(k) dk_x dk_y dk_z, \quad (3.10)$$

де $N(k)$ – функція розподілу електронів в квантовій області:

$$N(k, z) = \begin{cases} N_L(k) \cdot |\psi_L(k_z, z)|^2 \equiv N_{LR}(k, z), \text{ якщо } k_z > 0, \\ N_R(k) \cdot |\psi_R(k_z, z)|^2 \equiv N_{RL}(k, z), \text{ якщо } k_z < 0, \end{cases} \quad (3.11)$$

$v(k_z, z)$ – середня швидкість електрона в точці z , що визначається як густина потоку ймовірності, яка поділена на саму густину ймовірності:

$$v(k_z, z) = \frac{j(k, z)}{|\psi(k, z)|^2} = \frac{i\hbar}{2m^*} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) / |\psi(k, z)|^2. \quad (3.12)$$

При різних знаках хвильового числа k_z рівняння для проекцій хвильового вектору $j(k, z)$ запишуться таким чином:

$$j(k) \equiv j_{LR} = \frac{i\hbar}{2m^*} (\psi_L \nabla \psi_L^* - \psi_L^* \nabla \psi_L), \text{ якщо } k_z > 0,$$

$$j(k) \equiv j_{RL} = \frac{i\hbar}{2m^*} (\psi_R \nabla \psi_R^* - \psi_R^* \nabla \psi_R), \text{ якщо } k_z < 0.$$

Враховуючи (3.2) та (3.3), рівняння (3.1) набуде вигляду:

$$\begin{aligned}
 J(z) = & e \underbrace{\int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} j_{LR}(k_z, z) N_L(k) dk_z dk_x dk_y}_{=j_{LR}} + \\
 & + e \underbrace{\int_{-\infty}^0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} j_{RL}(k_z, z) N_R(k) dk_z dk_x dk_y}_{=j_{RL}}. \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

Провівши інтегрування по проєкціям хвильових чисел k_x та k_y , а також замінивши інтегрування по k_z на інтегрування по E_z , отримують:

$$J_{LR} = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2} e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{U_{i0}}^{\infty} \frac{j_{LR}(E_z(k_z), z)}{\sqrt{E_z - U_{i0}}} \ln \left(1 + \exp \left(- \frac{E_z - (E_\phi + U_1)}{k_B T} \right) \right) dE_z, \quad (3.14)$$

$$J_{RL} = \frac{\sqrt{2}(m^*)^{3/2} e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{U_{i5}}^{\infty} \frac{j_{RL}(E_z(k_z), z)}{\sqrt{E_z - U_{i5}}} \ln \left(1 + \exp \left(- \frac{E_z - (E_\phi + U_N)}{k_B T} \right) \right) dE_z, \quad (3.15)$$

Вочевидь, виконується закон збереження заряду в квантовій електроніці:

$$\frac{\partial |\psi|^2}{\partial t} + \text{div}(j_{LR(RL)}(k_z, z)) = 0.$$

Для стаціонарних процесів $e \partial |\psi|^2 / \partial t = 0$, тому є справедливими закони збереження заряду в класичній електродинаміці як усереднення першого по всьому ансамблю:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \text{div} J_{LR(RL)} = 0.$$

Для стаціонарних процесів знову ж таки $\partial q/\partial t = 0$.

З них, зокрема, слідує, що $J(z) = \text{const}$ в квантовій області. Це означає, що для обчислення струму можна вибрати будь-яку точку на осі Oz , і обчислити струм саме в ній. Покажемо, як, користуючись цим, можна отримати, зокрема, формулу для вольт-амперної характеристики. Для цього знаходять j_{LR} в точці $z = z_5$ та j_{RL} в точці $z = z_0$:

$$j_{LR}(z) = j_{LR}(z_5) = \frac{\hbar k_L}{m^*} T e_z, \quad (3.16)$$

$$j_{RL}(z) = j_{RL}(z_0) = \frac{\hbar k_R}{m^*} T. \quad (3.17)$$

Відмітимо, що в системі рівнянь (3.14) та (3.15):

$$\frac{1}{\sqrt{E_z - U_{i0(5)}}} = \frac{\sqrt{2m^*}}{\hbar k_{L(R)}},$$

а тому:

$$\frac{j_{LR(RL)}}{\sqrt{E_z - U_{i0(i5)}}} = \pm \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{m^*}} T e_z.$$

Підставляючи це значення до (3.5) та (3.6), отримують:

$$J_{LR} = e_z \frac{2m^* e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{U_{i0}}^{\infty} T(E_z) \cdot \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{E_z - (E_\phi + U_1)}{k_B T} \right) \right) dE_z, \quad (3.18)$$

$$J_{RL} = e_z \frac{2m^* e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{U_{i5}}^{\infty} T(E_z) \cdot \ln \left(1 + \exp \left(-\frac{E_z - (E_\phi + U_N)}{k_B T} \right) \right) dE_z. \quad (3.19)$$

Можливо показати, що рівняння (3.13) з урахуванням (3.18) та (3.19), можна переписати як один інтеграл:

$$\begin{aligned} J &= e_z \frac{2m^* e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{\max(U_{i5}, U_{i0})}^{\infty} T(E_z) D(E_z) dE_z = \\ &= e_z \frac{2m^* e k_B T}{(2\pi)^2 \hbar^3} \int_{\max(U_{i5}, U_{i0})}^{\infty} \frac{k_R}{k_L} |t_L(E_z)|^2 D(E_z) dE_z, \end{aligned}$$

$$\text{де } D(E) \equiv \ln \left(\frac{1 + \exp \left(-\frac{E_z - (E_\phi + U_1)}{k_B T} \right)}{1 + \exp \left(-\frac{E_z - (E_\phi + U_N)}{k_B T} \right)} \right).$$

Для чисельного обчислення краще за все скористатися тим, що $|t_L(E_z)|^2 \equiv |\psi_N|^2$.

Ознайомившись з програмою Quant, з її допомогою моделюють ВАХ резонансно-тунельних структур.

Порядок моделювання ВАХ резонансно-тунельних структур за допомогою підпрограми Quant:

1. Запустити підпрограму Quant (рис.3.14).

2. Далі потрібно натиснути «новий проект», і розпочати роботу.

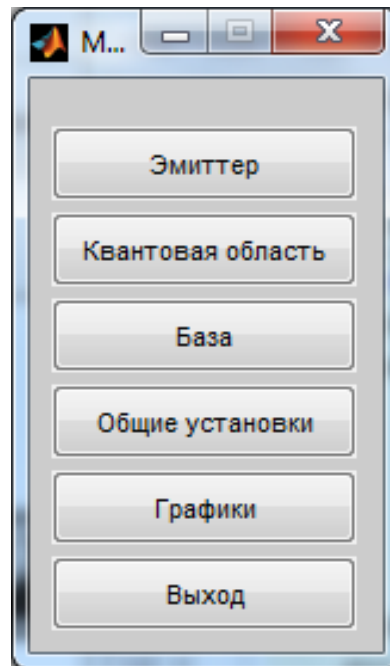


Рис. 3.14. Основне меню

3. Натиснути кнопку «Емітер» та впевнитись, що обрані усі параметри для гетероструктури, яка моделюється (рис. 3.15).

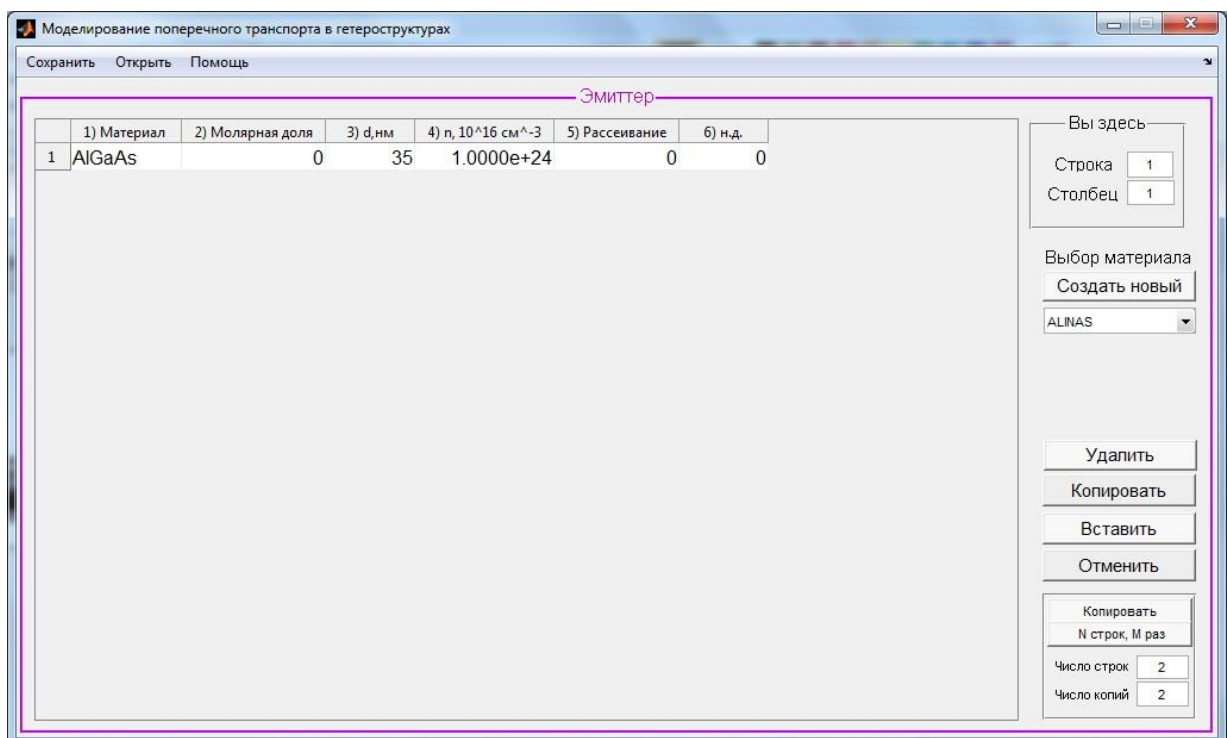


Рис. 3.15. Вікно зміни параметрів області емітера

4. Аналогічно повторити операції з «Квантовою областю» (рис. 3.16) та «Базою» (рис. 3.17).

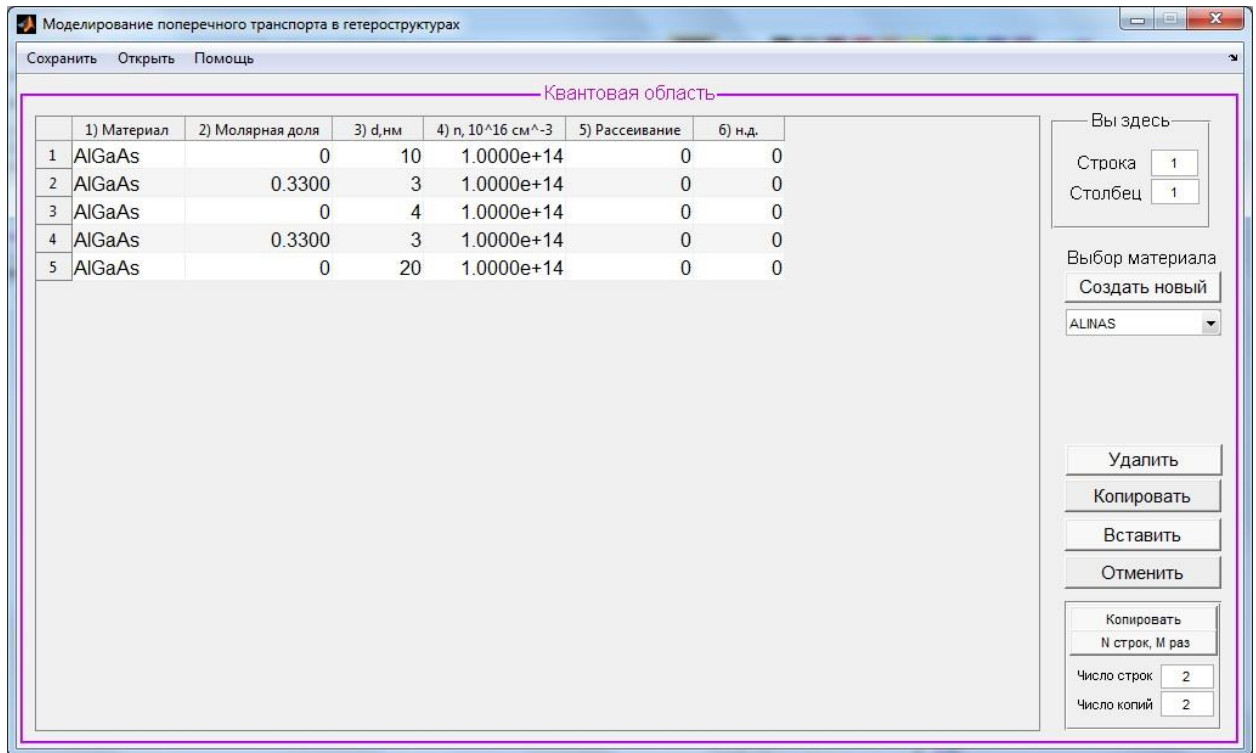


Рис. 3.16. Вікно зміни параметрів квантової області

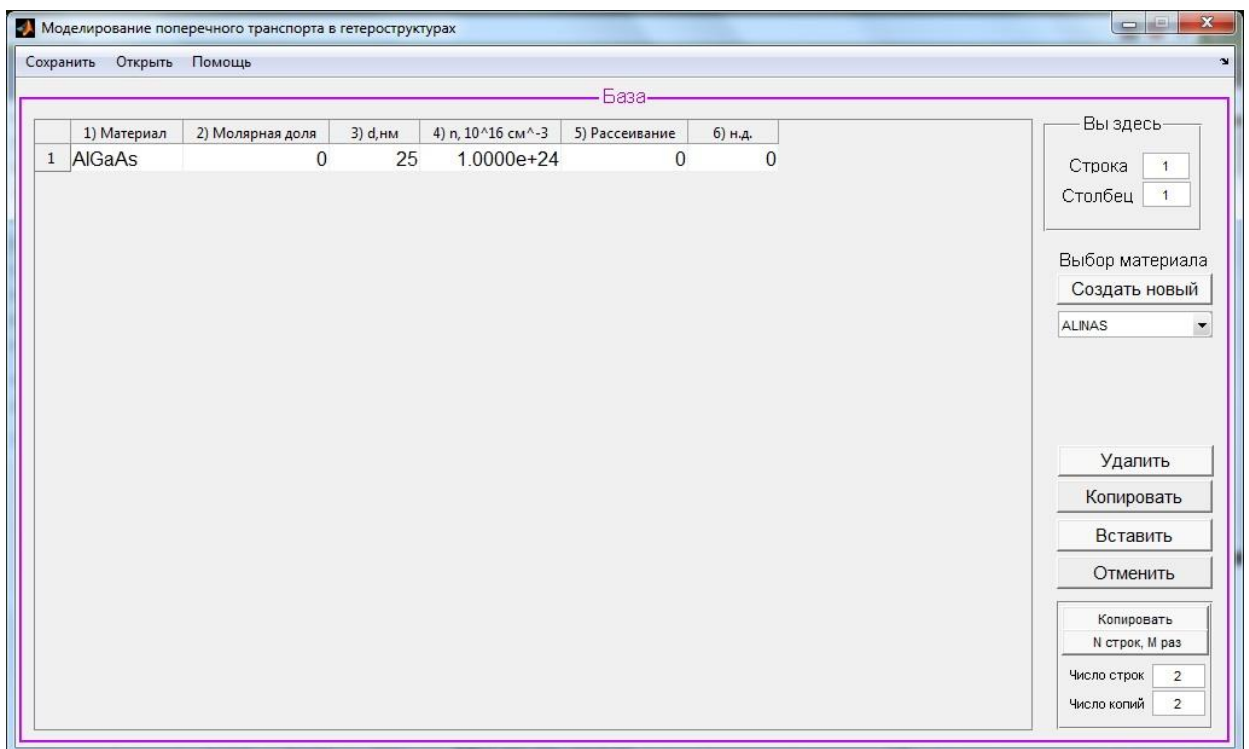


Рис. 3.17. Вікно зміни параметрів бази

5. Впевнившись в достовірності обраних параметрів, натиснути кнопку «Графіки» і натиснути «Пересчитати» (рис. 3.18).

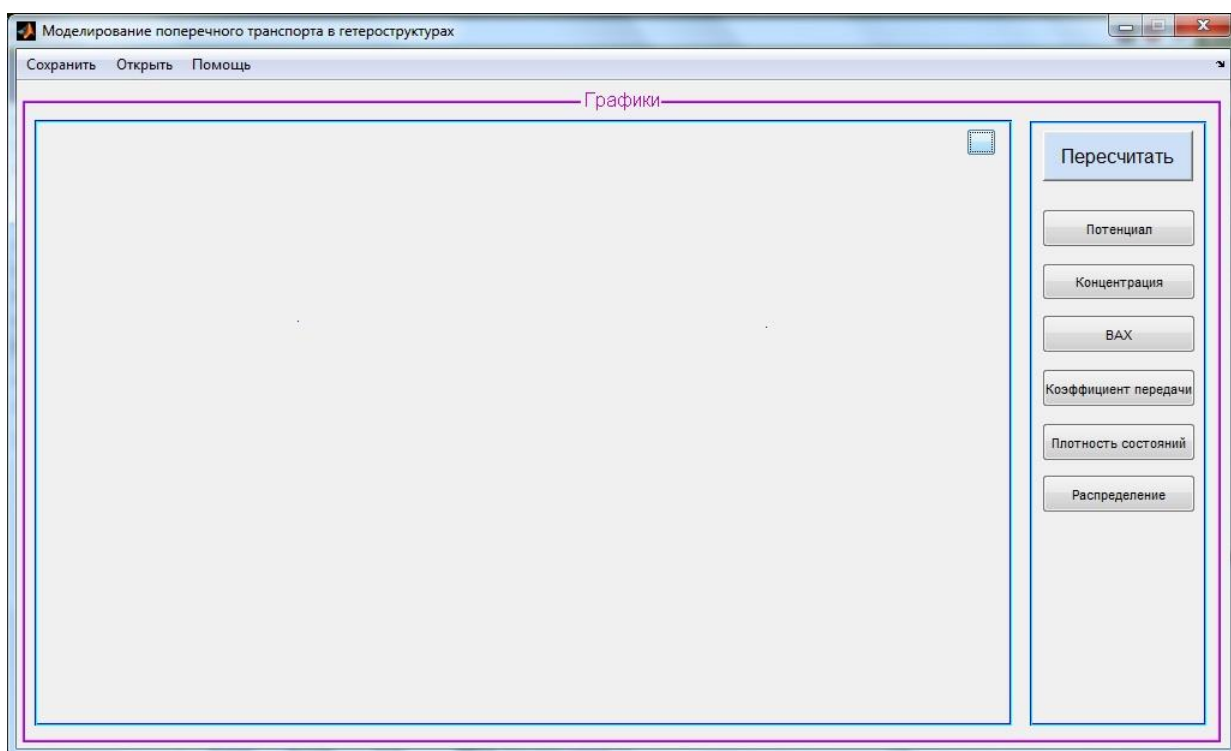


Рис. 3.18. Вікно вибору результатів моделювання

6. Натиснути кнопку «ВАХ» і отримати необхідний результат (рис. 3.19).

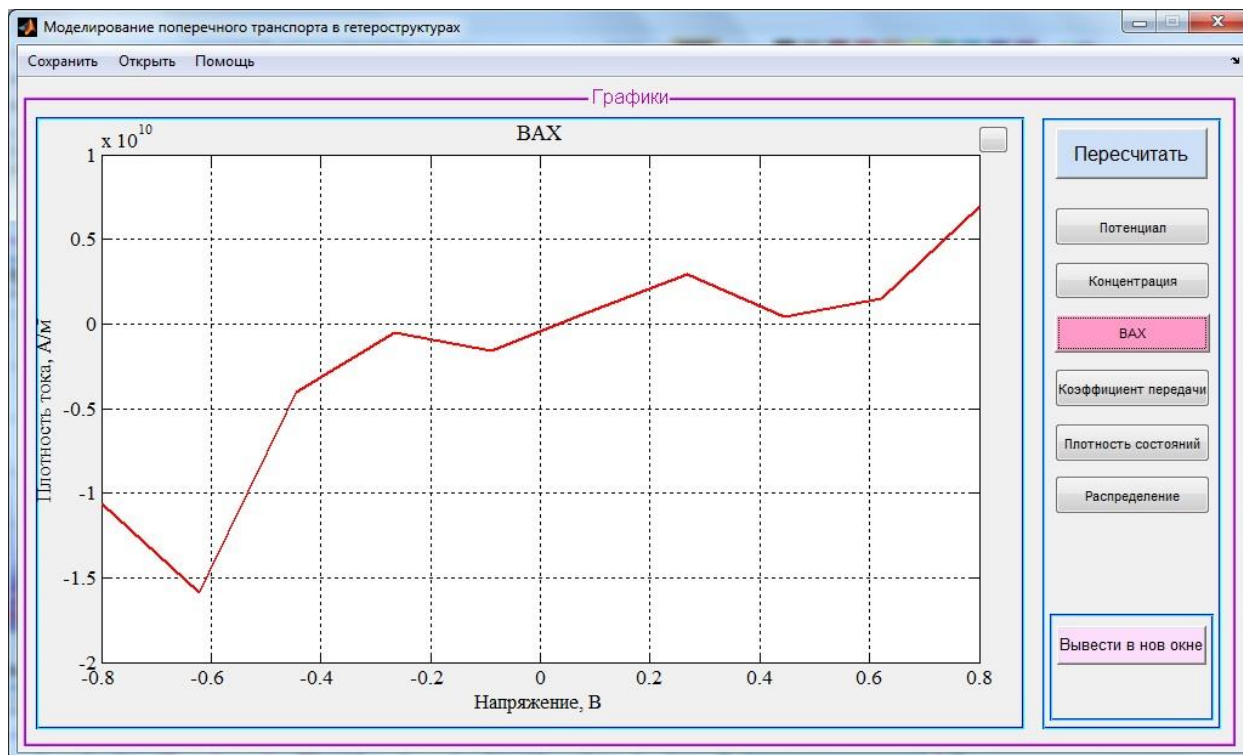


Рис. 3.19. Результаты моделирования ВАХ

РОЗДІЛ 4

ОХОРОНА ПРАЦІ

На території України діють такі нормативні акти по охороні праці, як Конституція України, а також наступні закони: «Про охорону праці», «Про пожежну безпеку», «Про забезпечення санітарного й епідеміологічного благополуччя населення», «Про охорону навколишнього середовища», «Про дорожній рух», «Про цивільну оборону України», «Про охорону здоров'я», «Про надзвичайний стан», «Про використання ядерної енергії й радіаційному захисту», КЗОТ, «Тимчасові санітарні норми й правила для працівників обчислювальних центрів» (ВСН і ПРВЦ), «Інструкція із проектування будинків і приміщень для електронно-обчислювальних машин» (СН - 512 - 78) і інші.

Закон України «Про охорону праці» визначає положення про реалізацію конституційного права громадян на охорону їхнього життя й здоров'я в процесі праці, регулює при участі відповідних державних органів відносини між власником підприємства, установи або організації, або вповноваженим їм органом і працівником з питань безпеки, гігієни праці й виробничого середовища й установлює єдиний порядок організації охорони праці в Україні.

Зараз в Україні ведеться розробка національних нормативних документів, спрямованих на охорону праці користувачів ВДТ (відеодисплейних терміналів). Однак, до завершення й затвердження цих документів, що діють уважаються нормативні акти колишнього СРСР.

Основним нормативним документом, що стосується охорони праці користувачів ВДТ, є НПАОП 0.00-1.28-10 «Правила охорони праці під час експлуатації електронно-обчислювальних машин». Даного правила встановлюють вимоги безпеки й санітарно-гігієнічні вимоги до встаткування робочих місць користувачів електронно-обчислювальних машин (ЕОМ) і

персональних комп'ютерів, а також до працівників, які виконують обслуговування, ремонт і налагодження ЕОМ і роботи з використання ЕОМ.

4.1 Аналіз безпеки праці на робочому місці інженера-програміста

Робота з комп'ютером виконується в певному середовищі, де одночасно проявляється дія на організм людини різних факторів, у тому числі шкідливих і небезпечних (згідно ДСанПіН 3.3.2.007-98):

- мікроклімат;
- освітлення робочого місця користувача ВДТ і робочого місця приміщення;
- шум, пов'язаний з роботою ВДТ;
- неіонізуючі електромагнітні випромінювання й поля від відео дисплейних терміналів;

Експериментальне дослідження характеру й інтенсивності випромінювань ВДТ (при якому визначався вплив електромагнітних випромінювань на користувача при тривалій роботі) показало, що рівні опромінення в ультрафіолетовій, інфрачервоній і видимій областях спектра виявилися нижче припустимих значень.

Виходячи із цього видно, що інтенсивність випромінювання екрана ВДТ в окремих діапазонах не досягає гранично-припустимої дози (ГПД) радіації й, отже, умови праці користувачів у цьому аспекті можна віднести до безпечного.

Деякі ВДТ є потенційними джерелами цілого спектра звукових коливань як чутного, так і ультразвукового діапазону. Цей шум впливає на функціональний стан користувачів. Основними мірами боротьби із шумом є: усунення або ослаблення причин шуму в джерелі, раціональне планування виробничих приміщень, використання коштів звукопоглинання й звукоізоляції.

Прояв істотного джерела негативних фізіологічних впливів на користувачів ВДТ пов'язане з дискомфорфтними зоровими умовами через неправильно запроектовану систему висвітлення приміщення в цілому й

окремих робочих місцях: недостатньої або надмірної освітленості, прямій і відбитої від екранів блескості, що вуалюють відбиттів, несприятливого розподілу яскравості в поле зору, невірної орієнтації робочих місць щодо світильників і світлопроекторів.

Згідно «Державні санітарні правила і норми роботи з візуальними дисплейними терміналами електронно-обчислювальних машин» (ДСанПіН 3.3.2.007-98), приміщення для роботи з ВДТ повинні мати природне та штучне освітлення відповідно до СНиП II-4-79. Природне освітлення має здійснюватись через світлові прорізи, орієнтовані переважно на північ чи північний схід і забезпечувати коефіцієнт природної освітленості (КПО) не нижче ніж 1,5 %. Розраховується КПО за методикою, викладеною в СНиП II-4-79.

Приміщення для роботи з ВДТ мають бути обладнані системами опалення, кондиціонування повітря, або припливно-витяжною вентиляцією відповідно до СНиП 2.04.05-91. Нормовані параметри мікроклімату, вмісту шкідливих речовин мають відповідати вимогам СН 4088-86, СН 2152-80, ГОСТ 12.1.005-88, ГОСТ 12.1.007-76 (див. табл. 4.1).

Всі електронні блоки встаткування ВДТ мають вбудовані вентилятори, тому необхідно передбачити відвід повітря, щоб виключити перегрів або протяги.

Аналіз динаміки бактеріальної обтяженості повітря в приміщеннях із ВДТ показав, що кількість мікроорганізмів помітно збільшується при відсутності вентиляції, при тривалій роботі ВДТ, при великій кількості відвідувачів приміщення, де встановлені ВДТ.

4.2 Технічні організаційні заходи щодо зменшення рівня впливу небезпечних і шкідливих виробничих факторів

Мікроклімат. У виробничих приміщеннях на робочих місцях з ВДТ мають забезпечуватись оптимальні значення параметрів мікроклімату: температури, відносної вологості й рухливості повітря (ГОСТ 12.1.005-88, СН 4088-86).

В санітарних нормах встановлені величини параметрів мікроклімату, що створюють комфортні умови. Ці норми встановлюються залежно від пори року, характеру трудового процесу і характеру виробничого приміщення (див. табл. 4.1).

Параметри мікроклімату для приміщень, де встановлені комп'ютери

Пора року	Категорія робіт	Температура повітря, град. С не більше	Відносна вологість повітря, %	Швидкість руху повітря, м/с
Холодний	легка-1а	22 - 24	40 - 60	0,1
	легка-1б	21 - 23	40 - 60	0,1
Теплий	легка-1а	23 - 25	40 - 60	0,1
	легка-1б	22 - 24	40 - 60	0,2

Примітка: до категорії 1а належать роботи, що виконуються сидячи і не потребують фізичного напруження, при яких витрати енергії складають до 139 Вт, до категорії 1б належать роботи, що виконуються сидячи, стоячи або пов'язані з ходінням, та супроводжуються деяким фізичним напруженням, при яких витрати енергії становлять від 140 до 174 Вт.

Площа на одне робоче місце має становити не менше ніж 6,0 кв. м, а об'єм не менше ніж 20,0 куб. м. з урахуванням максимального числа одночасно працюючих в зміну. Норми подачі свіжого повітря в приміщення, де розташовані комп'ютери, приведені в табл. 4.2.

Норми подачі свіжого повітря в приміщення, де розташовані комп'ютери

Характеристика приміщення	Об'ємна витрата свіжого повітря, що подається в приміщення, м ³ /год на одну людину в години роботи
Об'єм до 20м ³ на людину	Не менше 30
	Не менше 20

Освітлення. Недостатність освітлення приводить до напруги зору, ослабляє увагу, приводить до настання передчасної стомленості. Надмірно яскраве освітлення викликає засліплення, роздратування і різь в очах. неправильний напрям світла на робочому місці може створювати різкі тіні, відблиски, дезорієнтувати працюючого. Всі ці причини можуть привести до

нешасного випадку або профзахворювань, тому такий важливий правильний розрахунок освітленості.

Значення освітлення освітленості на поверхні робочого столу в зоні розміщення документів має становити 300 - 500 лк. Якщо ці значення освітленості неможливо забезпечити системою загального освітлення, допускається використовувати місцеве освітлення. При цьому світильники місцевого освітлення слід встановлювати таким чином, щоб не створювати бликів на поверхні екрана, а освітленість екрана має не перевищувати 300 лк.

Необхідно обмежувати нерівномірність розподілу яскравості в полі зору працюючих з ВДТ. При цьому співвідношення яскравостей робочих поверхонь має бути не більшим ніж 3:1, а співвідношення яскравостей робочих поверхонь та поверхонь стін, обладнання тощо - 5:1. Іншими словами, ступінь освітлення приміщення і яскравість екрану комп'ютера повинні бути приблизно однаковими, оскільки яскраве світло в районі периферійного зору значно збільшує напруженість очей і, як наслідок, приводить до їх швидкої стомлюваності. Для забезпечення нормованих значень освітленості у приміщеннях з ВДТ ЕОМ та ПЕОМ слід чистити шибки і світильники принаймні двічі на рік і вчасно замінювати лампи, що перегоріли.

Розрахунок освітленості робочого місця зводиться до вибору системи освітлення, визначенню необхідного числа світильників, їхнього типу й розміщення. Виходячи із цього, розрахуємо параметри штучного освітлення.

Звичайно штучне освітлення виконується за допомогою електричних джерел світла двох видів: ламп накаливання й люмінесцентних ламп. Будемо використати люмінесцентні лампи, які в порівнянні з лампами накаливання мають ряд істотних переваг:

- по спектральному складі світла вони близькі до денного, природного світла;
- мають більше високим ККД (в 1,5-2 рази вище, ніж ККД ламп накаливання);

- мають підвищену світловіддачу (в 3-4 рази вище, ніж у ламп накаливання);
- більш тривалий термін служби.

Розрахунок освітлення виробляється для кімнати площею 54 м², ширина якої 6м, довжина - 9 м, висота - 3 м. Скористаємося методом світлового потоку. Для визначення кількості світильників визначимо світловий потік, що падає на поверхню по формулі:

$$F = \frac{E \cdot K \cdot S \cdot Z}{n}, \quad (4.1)$$

де F - світловий потік, що розраховує, Лм;

E - нормована мінімальна освітленість, Лк (визначається по таблиці). Роботу, відповідно до цієї таблиці, можна віднести до розряду точних робіт, отже, мінімальна освітленість буде E = 300 Лк;

S - площа освітлюваного приміщення (у нашому випадку S = 54 м²);

Z - відношення середньої освітленості до мінімальної (звичайно приймається рівним 1,1...1,2, Z = 1,1);

K - коефіцієнт запасу, що враховує зменшення світлового потоку лампи в результаті забруднення світильників у процесі експлуатації (його значення залежить від типу приміщення й характеру проведених у ньому робіт, в нашому випадку K = 1,5);

n - коефіцієнт використання, (виражається відношенням світлового потоку, що падає на розрахункову поверхню, до сумарного потоку всіх ламп і обчислюється в частках одиниці; залежить від характеристик світильника, розмірів приміщення, фарбування стін, стелі й підлоги, які характеризуються коефіцієнтами відбиття від стін (P_С), стелі (P_{СТ}) і підлоги (P_П)), значення коефіцієнтів P_С, P_{СТ} и P_П при існуючих умовах рівні: P_С=40%, P_{СТ} = 70%,

$R_{\Pi}=20\%$. Значення n визначимо по таблиці коефіцієнтів використання різних світильників. Для цього обчислимо індекс приміщення по формулі:

$$I = \frac{S}{h \cdot (A+B)}, \quad (4.2)$$

де S - площа приміщення, $S = 54 \text{ м}^2$;

h - розрахункова висота підвісу, $h = 2.92 \text{ м}$;

A - ширина приміщення, $A = 6 \text{ м}$;

B - довжина приміщення, $B = 9 \text{ м}$.

Підставивши значення отримаємо:

$$I = \frac{54}{2,92 \cdot (6+9)} = 1,23.$$

Таблиця 4. 3

Індекси приміщень в залежності від показників відбиття поверхонь

Стеля	80	80	80	70	50	50	30	0
Стіни	80	50	30	50	50	30	30	0
Підлога	30	30	10	20	10	10	10	0
Індекс приміщення	0,6	0,53	0,38	0,32	0,37	0,35	0,31	0,27
	0,8	0,6	0,45	0,38	0,44	0,41	0,38	0,34
	1	0,65	0,51	0,43	0,49	0,46	0,43	0,38
	1,25	0,7	0,57	0,49	0,54	0,51	0,48	0,44
	1,5	0,72	0,61	0,52	0,57	0,54	0,51	0,47
	2	0,76	0,66	0,56	0,61	0,57	0,55	0,54
	2,5	0,78	0,7	0,59	0,64	0,6	0,58	0,57
	3	0,8	0,73	0,62	0,67	0,62	0,6	0,59
	4	0,81	0,76	0,64	0,69	0,63	0,62	0,61
	5	0,82	0,78	0,65	0,7	0,65	0,64	0,62

Знаючи індекс приміщення I, «по табл. 4.3» знаходимо $n = 0,54$.

Підставимо всі значення в формулу для визначення світлового потоку F:

$$F = \frac{300 \cdot 1,5 \cdot 54 \cdot 1,1}{0,54} = 49500 \text{ Лм}$$

Для освітлення вибираємо люмінесцентні лампи типу ЛБ40-1, світловий потік яких $F = 4320 \text{ Лк}$.

Розрахуємо необхідну кількість ламп по формулі:

$$N = \frac{F}{F_{\text{л}}}, \quad (4.3)$$

де N - обумовлене число ламп;

F - світловий потік, $F = 33750 \text{ Лм}$;

$F_{\text{л}}$ - світловий потік лампи, $F_{\text{л}} = 4320 \text{ Лм}$.

$$N = \frac{49500}{4320} \approx 11,458 = 12 \text{ шт.}$$

При виборі освітлювальних приладів використаємо світильники типу ОД. Кожний світильник комплектується двома лампами.

Шум. Шум погіршує умови праці здійснюючи шкідливу дію на організм людини. Працюючі в умовах тривалої шумової дії випробовують дратівливість, головні болі, запаморочення, зниження пам'яті, підвищену стомлюваність, пониження апетиту, болі у вухах і т.д. Такі порушення в

роботі ряду органів і систем організму людини можуть викликати негативні зміни в емоційному стані людини аж до стресових ситуацій. Під впливом шуму знижується концентрація уваги, порушуються фізіологічні функції, з'являється стомленість у зв'язку з підвищеними енергетичними витратами і нервово-психічною напругою, погіршується мовна комутація. Все це знижує працездатність людини і її продуктивність, якість і безпеку праці. Тривала дія інтенсивного шуму (вище 80 дБ) на слух людини приводить до його часткової, або повної втрати 5.

В табл. 4.4 вказані граничні рівні звуку залежно від категорії тяжкості і напруженості праці, що є безпечними відносно збереження здоров'я і працездатності.

Таблиця 4.4

Граничні рівні звуку, дБ, на робочих місцях.

Вид трудової діяльності, робочі місця	Рівні звукового тиску в дБ										Рівні звуку, еквівалентні рівні звуку, дБА/дБАекв.
	в октавних смугах із середньгеометричними частотами, Гц										
	31,5	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000		
Програмісти ЕОМ	86	71	61	54	49	45	42	40	38	50	
Оператори в залах обробки інформації на ЕОМ та оператори комп'ютерного набору	96	83	74	68	63	60	57	55	54	65	
В приміщеннях для розташування шумних агрегатів ЕОМ	103	91	83	77	73	70	68	66	64	75	

Для зниження рівня шуму стіни і стеля приміщень, де встановлені комп'ютери, можуть бути фанеровані звукопоглинальними матеріалами.

Неіонізуючі електромагнітні випромінювання. На електронно-променевій трубці кінескопа є потенціал близько 20 000 вольт (в 100 разів вище напруги в мережі). Цей потенціал створюється між екраном дисплея і

обличчям оператора, і розганяє порошинки, що осіли на екран, до величезних швидкостей. І ці порошинки, як кулі, вриваються в шкіру того, хто сидить перед екраном.

Значення напруженості електростатичного поля на робочих місцях з ВДТ (як у зоні екрана дисплея, так і на поверхнях обладнання, клавіатури, друкувального пристрою) мають не перевищувати гранично допустимих за ГОСТ 12.1.045-84, СН 1757-77 (див. табл. 4.5).

Значення напруженості електромагнітних полів на робочих місцях з ВДТ мають відповідати нормативним значенням (ГДР № 3206-85, ГДР № 4131-86, СН № 5802-91, ГОСТ 12.1.006-84) (див. табл. 4.5).

Інтенсивність потоків інфрачервоного випромінювання має не перевищувати допустимих значень відповідно до СН 4088-86, ГОСТ 12.1.005-88

Інтенсивність потоків ультрафіолетового випромінювання має не перевищувати допустимих значень відповідно до СН 4557-88.

Іонізуючі електромагнітні випромінювання на відстані 0,05 м від екрана до корпусу відеотерміналу не повинна перевищувати $7,74 \times 10$ в ст. - 12 А/кг, що відповідає еквівалентній дозі 0,1 мбер/год. (100 мкР/год.) НРБУ № 58. Інтенсивність ультрафіолетового і інфрачервоного випромінювань від екрану монітора лежить в межах 10.100 мВт/м^2 .

Для зниження дії цих видів випромінювання рекомендується застосовувати монітори із зниженим рівнем випромінювання (MPR-II, ТСО-92, ТСО-99, ТСО-03), а також дотримувати регламентовані режими праці і відпочинку.

**Допустимі значення параметрів неіонізуючих електромагнітних
випромінювань.**

Види поля	Допустимі параметри поля		Допустима поверхнева щільність потоку енергії (інтенсивність потоку енергії), Вт/кв. м	за магнітною складовою (H), А/м
		за електричною складовою (E), В/м		
Напруженість електромагнітного поля				
60 кГц до 3 мГц	50	5		
3 кГц до 30 мГц	20	-		
30 кГц до 50 мГц	10	0,3		
30 кГц до 300 мГц	5	-		
300 кГц до 300 гГц	-	-	10 Вт/кв. м	
Електромагнітне поле оптичного діапазону в ультрафіолетовій частині спектру:				
УФ-С (220 - 280 нм)			0,001	
УФ-В (280 - 320 нм)	-	-	0,01	
УФ-А (320 - 400 нм)			10,0	
в видимій частині спектру:				
400 - 760 нм			10,0	
в інфрачервоній частині спектру:				
0,76 - 10,0 мкм			35,0 - 70,0	
Напруженість електричного поля ВДТ			20кВ/м	

4.3 Пожежна та вибухова безпека

Приміщення по пожежній безпеці ставиться до категорії Д, тому що в обігу не перебувають горючі речовини й матеріали в холодному стані (ОНТП 24.-94). Ступінь вогнестійкості - II, клас приміщення по пожежній безпеці II-Па. (Сніп 2.01.02-92)

Причинами, які можуть викликати пожежу в розглянутому приміщенні, є: несправність електропроводки й приладів; коротке замикання електричних ланцюгів; перегрів апаратури; удар блискавки.

Пожежна безпека відповідно вимогам ДСТУ 12.1.004-91 забезпечується системами запобігання пожежі, пожежного захисту, організаційно технічними заходами.

Система запобігання пожежі включає: контроль і профілактику ізоляції; наявність плавких вставок і запобіжників в електроустаткуванні; захист від статичної електрики (використається заземлення).

Система пожежного захисту включає: аварійне відключення й перемикач апаратури; систему оповіщення (звукова сигналізація); наявність первинних засобів гасіння пожеж (2 вогнегасники ОУ-5, вуглекислота у них має низьку електропровідність); використання негорючих матеріалів для акустичної обробки стін і стель. Організаційно-технічні заходи включають: навчання персоналу правилам пожежної безпеки; наявність плану евакуації із приміщення й будинку.

Відповідно до вимог ГОСТ 12.1.004-91, ГОСТ 12.4.009-83 приміщення повинне бути оснащене системою автоматичної пожежної сигналізації з димовими пожежо-оповіщувачами в кількості 6 одиниць (з розрахунку 1 шт. на кожні 10м²), переносними вогнегасниками в кількості 3 шт. (з розрахунку 2 шт. на кожні 20 м², але не менше два в приміщенні).

Підходи до засобів пожежогасіння повинні бути вільними. Схему евакуації необхідно розмістити на видному місці біля виходу з приміщення.

Будь-яка тверда, рідка або газоподібна речовина, що здатна горіти, називається горючою речовиною. Тверда речовина в тонко дисперсному

стані (до 850 мкм) виділена в самостійну групу – групу пилу, що має специфічну поведінку під час горіння.

Горіння, що виникає внаслідок дії відкритого вогню на невелику частину горючої речовини (локально) називається спалахуванням. Щоб речовина спалахнула й почала горіти, її необхідно підігріти до температури спалахування.

Температура спалахування – це найменша температура речовини, при якій вона починає займатися від імпульсу запалювання й продовжує горіти після його вилучення.

Спалахування – це початкова стадія процесу горіння. Коли від локального об'єму теплота внаслідок ланцюгової реакції передається на всю іншу частину горючої речовини. При цьому в шарі горючої речовини, який межує з зоною горіння, прискорюється хімічна реакція, що призводить до самоспалахування всього об'єму горючої речовини й характеризується температурою самоспалахування.

Температура самоспалахування – це найменша температура, до якої необхідно нагріти горючу речовину, щоб виникло горіння по всьому об'єму горючої речовини.

Самоспалахування – це процес горіння горючої речовини, що виникає без контакту з джерелом відкритого вогню. Наприклад, стандартна температура самоспалахування для метану $+537^{\circ}\text{C}$, ацетону $+465^{\circ}\text{C}$, дизельного палива $+250^{\circ}\text{C}$.

Показники пожежної і вибухової небезпеки речовин і матеріалів включаються до стандартів і технічних умов, а також вводяться у паспорт підприємства при атестації виробництва. Показники необхідні для отримання вихідних даних з метою розробки та створення системи забезпечення пожежної безпеки.

Необхідно виконати наступні організаційні заходи:

- призначити відповідального по НІЛ за пожежну безпеку;

- включати питання по пожежній профілактиці у всі інструктажі по техніці безпеки;
- заборонити куріння, використання нестандартних електроприладів;
- призначити заходи адміністративної відповідальності;
- контролювати ізоляцію електропроводки і електроустаткування.

4.4 Спеціальні вимоги безпеки.

Вимоги безпеки перед початком роботи:

Увімкнути систему кондиціювання повітря в приміщенні.

Оглянути робоче місце і привести його в порядок; впевнитись, що на ньому відсутні сторонні предмети; все обладнання і блоки ПЕОМ з'єднані з системним блоком за допомогою з'єднувальних шнурів.

Відрегулювати освітленість робочого місця.

Відрегулювати та зафіксувати висоту крісла, зручний для оператора (користувача) нахил його спинки.

Усі кабелі, що з'єднують системний блок (системний блок) з іншими пристроями, слід вмикати та вимикати тільки при вимкненому комп'ютері.

Відрегулювати яскравість свічення екрана ВДТ, мінімальний розмір світної точки, фокусування, контрастність.

Не слід робити зображення занадто яскравим, щоб не втомлювати очей.

Рекомендується:

- яскравість свічення екрана - не менше 100 кд/м;
- відношення яскравості екрана ВДТ до яскравості оточуючих його поверхонь в робочій зоні - не більше 3:1;
- мінімальний розмір точки свічення - не менше 0,4 мм для монохромного ВДТ і не менше 0,6 мм для кольорового;
- контрастність зображення знаку - не менше 0,8.

У разі виявлення будь-яких несправностей роботу не розпочинати, повідомити про це керівника робіт.

Вимоги безпеки під час роботи:

Необхідно стійко розташувати клавіатуру на робочому столі, не допускаючи її хитання. Разом з тим має бути передбачена можливість її поворотів та переміщень. Положення клавіатури та кут її нахилу мають відповідати побажанням оператора (користувача). Якщо в конструкції клавіатури не передбачено простору для опори долонь, то їх слід

розташовувати на відстані не менше 100 мм від краю столу в оптимальній зоні моторного поля. Під час роботи на клавіатурі сидіти прямо, не напружуватися.

Для зменшення несприятливого впливу на оператора (користувача) пристроїв типу «миша» (вимушена поза, необхідність постійного контролю за якістю дій) належить забезпечити вільну велику поверхню столу для переміщення «миші» і зручного упору ліктьового суглоба.

Заборається:

Самостійно ремонтувати апаратуру, тим більше ВДТ, в якому кінескоп знаходиться під високою напругою (близько 25 кВ); ремонт апаратури виконують тільки спеціалісти з технічного обслуговування комп'ютерів, вони ж раз на півроку повинні відкривати системний блок і вилучати пилососом пил і бруд, що там накопились.

Класти будь-які предмети на апаратуру комп'ютера, напої на клавіатуру або поруч з нею - це може вивести їх з ладу.

Для зняття статичної електрики рекомендується час від часу, доторкатися до металевих поверхонь (батарея центрального опалення тощо).

Для зниження напруженості праці на ПЕОМ необхідно рівномірно розподіляти і чергувати характер робіт відповідно до їх складності.

Для зменшення негативного впливу на здоров'я працівників виробничих факторів необхідно, застосовувати регламентовані перерви.

Навантаження за робочу зміну будь-якої тривалості має не перевищувати для групи робіт А - 60000 знаків, для групи робіт Б - 45000 знаків, для групи робіт В - 6 годин.

Тривалість безперервної роботи за ВДТ без регламентованої перерви має не перевищувати 2 години.

Тривалість обідньої перерви визначається чинним законодавством про працю та правилами внутрішнього трудового розпорядку підприємства.

При 8-годинній робочій зміні регламентовані перерви доцільно встановити:

- Для I категорії робіт за ВДТ - через 2 години від початку зміни та через 2 години після обідньої перерви (кожна тривалістю 10 хв.).

- Для II категорії через 2 години від початку зміни (тривалістю 15 хв.), через 1,5 та 2,5 години після обідньої перерви тривалістю 15 та 10 хв. відповідно або тривалістю 5-10 хв. через кожну годину роботи, залежно від характеру технологічного процесу).

- Для III категорії робіт - через 2 години від початку зміни, через 1,5 та 2,5 години після обідньої перерви (тривалістю 20 хв. кожна або тривалістю 5-15 хв. через кожну годину роботи, залежно від характеру технологічного процесу).

Під час роботи за ВДТ у нічну зміну, незалежно від групи та категорії робіт, тривалість регламентованих перерв збільшується на 60 хв.

Під час регламентованих перерв з метою зниження нервово-емоційного напруження та втоми зорового аналізатора, що розвиваються у операторів (користувачів), усунення негативного впливу гіподинамії та гіпокінезії, запобігання розвитку позотонічної втоми рекомендується виконувати комплекс вправ виробничої гімнастики, а також в спеціально обладнаних приміщеннях проводити сеанси психофізіологічного розвантаження.

У випадку виникнення у працюючих за ВДТ зорового дискомфорту та інших несприятливих суб'єктивних відчуттів, що настають, незважаючи на дотримання санітарно-гігієнічних і ергономічних вимог, режимів праці та відпочинку, слід застосовувати індивідуальний підхід у обмеженні часу робіт за ВДТ та корекцію тривалості перерв для відпочинку або проводити заміну іншими видами робіт (не пов'язаних з використанням ВДТ).

Вимоги безпеки після закінчення роботи:

Закінчити та записати у пам'ять комп'ютера файл, що знаходиться в роботі. Вийти з програмної оболонки і повернутися в середовище ОС.

Вимкнути принтер, інші периферійні пристрої, вимкнути ВДТ і системний блок. Вимкнути стабілізатор, якщо комп'ютер підключений до

мережі через нього. Штепсельні вилки витягнути з розеток. Накрити клавіатуру кришкою для запобігання попаданню в неї пилу.

Прибрати робоче місце. Оригінали та інші документи покласти в ящик стола.

Ретельно вимити руки теплою водою з милом.

Вимкнути кондиціонер, освітлення і загальне електроживлення підрозділу.

Рекомендується в спеціально обладнаному приміщенні провести сеанс психофізіологічного розвантаження і зняття втоми з виконанням спеціальних вправ аутотренінгу.

РОЗДІЛ 5

ОХОРОНА НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА

Проблема забруднення навколишнього середовища різного роду виробництвами стає все більш актуальною темою.

Представлена робота спрямована на моделювання можливих резонансно-тунельних структур на платформі персональних комп'ютерів (ПК).

Представлена робота спрямована на дослідження поведінки моделей та вибір оптимальної для різних завдань.

Моделювання резонансно-тунельних структур, а саме програмний продукт, який виконує моделювання, прямого шкідливого впливу на навколишнє середовище не створюють, проте визначаються рядом непрямих факторів дії, які негативно впливають на навколишнє середовище, а саме внаслідок:

- споживання енергії;
- виробництва елементної бази та обладнання в цілому (здіянні підприємства кольорової металургії, хімічної промисловості, добування сировини);
- утилізації відпрацьованих частин та механізмів;

Програми не здатні нанести навколишньому середовищу прямого збитку, тому що не утворюють ніяких речовин канцерогенного, отруйного або іншого шкідливого характеру, що впливають на атмосферне повітря, водні об'єкти, людину, тварин, рослинність або ґрунт.

Однак, система наносить природному середовищу непрямого збитку, що виявляється головним чином у споживанні електроенергії.

5.1 Аналіз екологічно не безпечних факторів при використанні комп'ютерної техніки

Основним джерелом електромагнітного випромінювання є трансформатори, електроприлади виробничого призначення, антенні

пристрої радіотелевізійних та радіолокаційних станцій, що працюють у широкому діапазоні частот, електротранспорт, радіоелектронна апаратура, комп'ютерна техніка, пристрої стільникового та інших видів радіозв'язку та інше електричне устаткування, яке працює у широкому діапазоні радіочастот.

Електромагнітна енергія радіочастот усіх діапазонів хвиль знайшла широке використання у різних галузях науки та виробничої діяльності - у термообробці матеріалів на телебаченні і в радіолокації, у пристроях, що забезпечують мобільний та стільниковий зв'язок; радіо метрології та астрономії, радіонавігації та медицині.

Устаткування, що генерує електромагнітну енергію, випромінює в оточуючий простір електромагнітні хвилі зі швидкістю близькою до швидкості світла (3108 м/с).

На певній відстані від джерела випромінювання електромагнітне поле швидко послаблюється і затухає. На характер розподілу ЕМВ чинить вплив екранування приміщення та металеві предмети, що в ньому знаходяться.

Основою функціонування організму людини є дуже слабкі біоелектричні струми й потенціали (мілівольти, мікроампери), що синхронізують природні біологічні ритми.

Штучні ЕМВ, які співпадають з частотами природних біологічних ритмів мозку або біоелектричної активності серця чи інших систем організму, можуть призвести до десинхронізації функціональних процесів в організмі.

Електромагнітне випромінювання — потужний фізичний подразник. Різні організми мають різну чутливість до природних та антропогенних (штучних) ЕМП: характер і вираженість біологічного ефекту залежать від параметрів ЕМП і рівня організації біосистеми. Міліметрові хвилі ЕМП впливають переважно на рецепторний апарат, хвилі більшої довжини — на центральну нервову систему.

Захисно-приспосувальні реакції, що з'являються у людини під впливом електромагнітного випромінювання, мають неспецифічний характер. Найчастіше приспосувальними реакціями є збудження центральної нервової системи і підвищення рівня обміну речовин.

Умовно розрізняють такі механізми біологічної дії ЕМП:

- безпосередня дія на тканини та органи, коли змінюється функція центральної нервової системи і пов'язана з нею нейрогуморальна регуляція;
- рефлекторні зміни нейрогуморальної регуляції;
- поєднання основних механізмів патогенезу, дії ЕМП з переважним порушенням обміну речовин, активності ферментів. Питома вага кожного з цих механізмів визначається фізичними та біологічними змінами в організмі людини.

Вплив електромагнітного випромінювання має системний характер і потребує відповідних системних заходів захисту від нього. Остаточо весь механізм негативного впливу ЕМВ на організм людини ще не зовсім вивчений, але відомо, що його шкідлива дія проявляється від субклітинного рівня до ураження цілого організму.

Сформований нині підхід до створення технічних систем, безпечних для людини, полягає у створенні небезпечного об'єкта з подальшою боротьбою з шкідливим фактором. Це пов'язано з тим усталеною думкою, нібито неможливо створення абсолютно нешкідливих технічних систем і що природним є визнання неминучості існування шкідливого чинника.

При цьому питання про можливість створення абсолютно безпечних систем, які принципі не мають шкідливих факторів, навіть не ставиться.

Якщо спрогнозувати розвиток електронних систем з урахуванням розширення їх використання у житті людини, то стане цілком зрозуміло, що сукупний фактор шкідливого впливу скоро збільшиться настільки, що поставить під сумнів настільки широке їх застосування. Електроніка, розвиваючись без усунення свого шкідливого впливу на людину, в майбутньому призведе саму себе до виродження. Майбутнє за безпечними

електронними системами, вони повністю витіснять нинішні шкідливі для здоров'я комп'ютери, телевізори, мобільні телефони, мікрохвильові печі і т. д.

На те, що не рівень енергії, а структурні особливості так важливі, вказують медичні дослідження. Так, наприклад, феномен лазерної біостимуляції широко використовується в медичній практиці, хоча його сутність і механізми ще далеко не повністю розкриті і зрозумілі. Відсутня переконлива теорія "сильних" дій лазерних випромінювань малих інтенсивностей при взаємодії з біологічними об'єктами в методах лазерної терапії. Єдиним способом оцінки ефектів, що виникають при взаємодії електромагнітних випромінювань з об'єктами опромінення, є методи експертних оцінок.

У 2001 році групою вчених медико-біологічного відділу МКБ "Електрон" вивчався вплив низькоінтенсивних випромінювань різних лазерів на показник швидкості осідання еритроцитів крові людини. У ході цих експериментів з'ясувалося, що під дією низькоінтенсивного лазерного випромінювання в людській крові відбувається переродження еритроцитів. У результаті настає руйнування імунної системи в цілому.

5.2 Методи зменшення негативного впливу електромагнітного випромінювання на довкілля

До засобів захисту від ЕП 50 Гц відносяться:

- стаціонарні пристрої екранування (козирки, перегородки, навіси);
- переносні (пересувні) екрануючі засоби захисту (інвентарні навіси, палатки, перегородки, щити, зонти, екрани).

До індивідуальних засобів захисту відносяться: захисні костюми - куртка, штани, комбінезон; екрануючий головний убір - металева або пластмасова каска для теплої пори року і тепла шапка-вушанка з прокладкою з металізованої тканини для холодного періоду року; спеціальне взуття, що має електропровідну гумову підошву або цілком з електропровідної гуми.

Елементи стаціонарних і переносних повинні мати електричний контакт між собою і мають бути заземленими.

Елементи індивідуального костюма заземлюються за допомогою використання спеціального взуття зі струмопровідною підошвою. Якщо таке не вдається, тоді передбачають додаткове заземлення.

Допустима величина захисного опору заземлення екрануючих пристроїв має бути не більшою ніж 10 Ом.

Заходи захисту від статичної електрики спрямовані на зменшення генерації електричних зарядів або на їх відведення з наелектризованого матеріалу за рахунок підвищення його електропровідності. Ці заходи передбачають заземлення металевих і електропровідних елементів обладнання, встановлення нейтралізаторів статичної електрики, збільшення поверхневої та об'ємної електропровідності діелектриків. Заземленню підлягають елементи обладнання, в яких утворюються електричні заряди, та ізольовані електропровідні ділянки технологічних установок. Пристрої для захисту від статичної електрики майже завжди поєднуються із захисними заземлювальними пристроями.

Найефективнішим із зазначених заходів боротьби зі статичною електрикою є збільшення поверхневої та об'ємної електропровідності діелектриків. Збільшення відносної вологості повітря до 60-75 % значно підвищує поверхневу електропровідність діелектричних гідрофільних матеріалів (адсорбують на своїй поверхні тонку плівку вологи). На цьому принципі базується застосування антистатичних речовин (гігроскопічних і поверхнево-активних — ПАР). Поверхнево-активні речовини наносять на поверхню або вводять у масу матеріалу (останнє раціональніше, оскільки сприяє тривалому зберіганню полімерами антистатичних властивостей).

Нейтралізувати електричні заряди можна також за допомогою іонізації повітря. Для цього використовують нейтралізатори статичної електрики, принцип роботи яких полягає у створенні поблизу наелектризованих матеріалів позитивних і негативних іонів.

Для антистатичного захисту можна використовувати ще і принцип екранування за допомогою металевих листів. При цьому поле, що

утворюється на стінках екрана, нейтралізує зовнішнє поле. Для того щоб електричні заряди з тіла людини швидше відводилися в землю, застосовують підлоги з електропровідним покриттям. До індивідуальних засобів захисту тіла людини від статичної електрики належать антистатичні халати, заземлювальні браслети для рук, антистатичне взуття та ін. Вибираючи такі засоби, слід враховувати особливості технологічного процесу, фізико-хімічні властивості оброблюваного матеріалу, мікроклімат приміщень тощо.

Висновки

В даному розділі розглянуто вплив електромагнітного випромінювання на організми, а також вплив факторів виробництва ПК та іншого пов'язаного з цим обладнання на навколишнє середовище. Проаналізовано додаткові фактори впливу на навколишнє середовище та заходи їх усунення.

Існують ще і такі фактори, як проблеми відходів і утилізації частин системи, що відпрацювали визначений термін експлуатації. Розробка заходів, що забезпечують нейтралізацію негативних наслідків, або по можливості, зменшують збиток, що наноситься навколишньому середовищу, а саме:

- використання «чистої» електричної енергії – отриманої за допомогою альтернативних джерел;
- впровадження нових технологій, що дозволять виготовляти елементи конструкції ПК з меншими витратами енергії і з кращими технічними характеристиками.
- застосування безвідходних технологій, – які, хоча і не виключають забруднення навколишнього середовища цілком, але дозволяють істотно зменшити його.

Впровадження нових технологій у сфері системи управління електронними пристроями збільшить їхню ефективність, зменшить обсяги використання корисних копалин (руди металів) та зменшить рівень електромагнітного випромінювання.

ВИСНОВКИ

Робота містить необхідну інформацію, щодо резонансно-тунельної структури з параболічною потенціальною ямою, а саме: можливі технологічні методи і матеріали для виготовлення такої структури, опис задіяного метода моделювання та сама модель в аналітичному вигляді, комп'ютерну програму моделі для розрахунку її основних характеристик, графіки та їх аналіз, сфери застосування дослідженого нанопристрою.

Результатом комп'ютерного моделювання, написаному в програмному забезпеченні Matlab 6.5, є програма (Додатки А,Б), завдяки якій можна на персональному комп'ютері легко отримувати та досліджувати такі вихідні графічні результати моделі, як: розподіл потенціалу, розподіл концентрації, ВАХ, коефіцієнт передачі, щільність станів та розподіл в залежності від вхідних параметрів структури.

Способом управління ВАХ РТС є концентрація електронів (положення рівня Фермі). При збільшенні їх концентрації загальний струм РТС збільшується, тобто можна отримати більш потужний пристрій, проте контрастність ВАХ зменшиться.

Було помічено, що, починаючи з кімнатної температури, ВАХ змодельованої РТС втрачає свої особливості, і структура працює майже як звичайний резистор. Тому при роботі таких РТС доречно слідкувати, щоб температура не перебільшувала деякої порогової.

Результати моделювання ВАХ РТС з параболічною потенціальною ямою свідчать про наявність більше двох піків на ВАХ, тому такий нанопристрій можна використовувати в багатозначній логіці, що перспективна на даний час, саме в якості елемента пам'яті та в цифрових схемах з багаторівневою струмовою логікою.

Результати магістерського проектування запровадженні в лабораторний практикум по курсу "Фізика електронних компонентів та їх моделювання" для студентів магістратури по спеціальності 153 - Фізична та біомедична електроніка.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ismail K. Electron resonant tunneling in Si/SiGe double barrier diodes // Appl. Phys. Lett. – 1991. – Vol. 59. – P. –973.
2. Електронний архів під ініціативою Федерального Міністерства Освіти та Досліджень Германії. Режим доступу до ресурсу:
http://www.nanotruck.de/fileadmin/nanoTruck/redaktion/download/Nanoelectronics_Roadmap_EU.pdf
3. Гусев А.И. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. / М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 416 с. – ISBN 5-9221-0582-5.
4. Боцула О.В., Прохоров Э.Д., Безмаль И.П. Резонансно-туннельные диоды на основе нитридов AlN/Al_xGa_{1-x}N, GaN/In_xGa_{1-x}N // Радиофизика и электроника – 2008. – Т. 13, № 3. – 518–522 с.
5. Борисенко В.Е., Ворольева А.И. Нанoeлектроника: учеб. пособ. Нанотехнология / Мн: БГУИР, 2003. – 3-10 с. – ISBN 985-444-493-7 (ч. 2).
6. Борисенко В.Е. Нанoeлектроника: учеб. пособ. Перенос носителей в низкоразмерных структурах / Мн: БГУИР, 2003. – 76 с. – ISBN 985-444-721-9 (ч. 3).
7. Федяй А.В., Тісний І.С. Моделювання резонансно-тунельного діода методом функцій Ейрі . // Н.-техн. зб. «Електроніка і зв'язок», тематичний випуск «Електроніка і нанотехнології», ч.1, № 2-3, 2009, с. 19-21.
8. Diamond S.K. et. al. Fabrication of 200-GHz f_{max} Resonant-Tunneling Diodes for Integrated Circuit and Microwave Applications // IEEE Electron device letters. – 1989. – Vol. 10, No. 3. – P. 104–106.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). – М.: Физматгиз, 1963. – 704 с.
10. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики: учебное пособие. – М.: Наука, 1976. – 664 с.
11. Tsu R. and Esaki L. Tunneling in a finite superlattice // Appl. Phys. Letters. – 1973. – Vol. 22, P. 562–564.

12. Coon D.D. and Liu H.C. Tunneling currents and two-body effects in quantum well and superlattice structures // *Appl. Phys. Letters*. – 1985. – Vol. 47. – P. 172–174.
13. Tsu R. *Superlattice to nanoelectronics* // London: Elsevier, 2005. – 325 P.
14. Абрамов И.И., Гончаренко И.А. Численная комбинированная модель резонансно-туннельного диода // *Электромагнитные волны и электронные системы*. - 2002. - №7. - С. 54-60.
15. Фейнман Р. Ф. Внизу полным-полно места: приглашение в новый мир физики / Р. Ф. Фейнман. *Российский химический журнал*, т. XLVI, № 5, 2002. – С.4-6.
16. Борисенко В. Е. *Физические основы наноэлектроники* / Борисенко В. Е., Часть 1. – Мн.: БГУИР, 2001. – 48 с.
- 17.Ткалич В. Л. *Физические основы наноэлектроники* / Ткалич В. Л., Макеева А. В., Оборина Е. Е. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2011. – 83 с.
18. Мартинес-Дуарт Дж. М. *Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники* / Мартинес-Дуарт Дж. М., Мартин-Палма Р. Дж., Атулло-Руеда Ф. – М.: Техносфера, 2007. – 368 с.
19. *Наноелектроніка*. За ред. З. Ю. Готри. – Львів: Ліга-прес, 2009. – 342 с.
20. Щука А. А. *Наноэлектроника* / Щука А. А.– М.: Физматкнига, 2007. – 464 с.
21. Осадчук В.С., Осадчук О.В. *ФІЗИЧНА НАНОЕЛЕКТРОНІКА* / Вінницький національний технічний університет, навчально-методичний відділ ВНТУ. 2009. -145с.
22. *Безпека життєдіяльності* / За ред. Я. І. Бедрія. — Львів, 2000.
23. Білявський Г.О., Падун М.М., Фурдуй Р.С. *Основи загальної екології*. — К Либідь, 1995.
- 24.Будыко М.И. *Глобальная экология*. — М Мысль, 1977.
25. Величковский Б.Т., Кирпичев В.И., Суравегина И.Т. *Здоровье человека и окружающая среда*. — М Новая шк., 1997.

26. Волович В.Г. Человек в экстремальных условиях природной среды. — М Мысль, 1983.
27. Гігієна праці / А.М. Шевченко, О.П. Яворовський, Г.О. Гончарук та ін. — К Інфотекс, 2000.
28. Єлісеєв А.Т. Охорона праці. — К., 1995.
29. Каспаров А.А. Гигиена труда и промышленная санитария. — М Медицина, 1981.
30. Кириллов В.Ф., Книжников В.А. , Коренков И.П. Радиационная гигиена. — М Медицина, 1988.
31. Корсак К.В., Плахоттк О.В. Основы екології. — 2-ге вид. — К МАУП, 2000.
32. Охорона праці / Москальова В.М., Батлук В.А., Кусковець С.Л., Филипчук В.Л. — К., 2011.