

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

## КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА Пояснювальна записка

Рівень вищої освіти другий (магістерський)

РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД І ПРИЛАДИ НА ЙОГО ОСНОВІ  
(тема)

Виконав:

студент 2-го курсу, групи ЕППМ-22-1

Прокіпєць Максим Вікторович  
(прізвище, ініціали)

Спеціальність

171 Електроніка  
(код і повна назва спеціальності)

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

Освітня програма

Електронні прилади та пристрої  
(повна назва освітньої програми)

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

Допускається до захисту

Зав. кафедри

Бондаренко І.М.  
(підпис) (прізвище, ініціали)

2023 р.





## РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка до кваліфікаційної роботи містить: 72 сторінки, 31 рисунок, 64 джерела.

ЕЛЕКТРОН, ДІРКА, КВАНТОВО-РОЗМІРНА СТРУКТУРА, КВАНТОВЕ ОБМЕЖЕННЯ, ДОВЖИНА ХВИЛІ ДЕ-БРОЙЛЯ, РЕЗОНАНСНЕ ТУНЕЛЮВАННЯ.

Об'єктом дослідження є багатошарова квантово-розмірна структура, створена на основі напівпровідникових з'єднань групи  $A^{III} B^V / C_X^{III} A_{1-X}^{III} B^V$ .

Метою роботи є дослідження впливу структурних та електрофізичних параметрів активної області на ВАХ резонансно-тунельного діоду.

Метод дослідження – квантово-механічне моделювання вольт-амперної характеристики резонансно-тунельного діоду з багатошаровою квантово-обмеженою активною областю.

У роботі проведено огляд методів генерації електромагнітного випромінювання терагерцового діапазону за допомогою різних генераторних приладів. Показана можливість успішного застосування у якості генераторного приладу резонансно-тунельного діоду. Проведено математичне моделювання процесу перенесення заряду через багатошарову квантово-розмірну структуру.

## ABSTRACT

Explanatory note to the thesis work contains: 72 - pages, 31 - figures, 64 - references.

ERLECTRON, HOLE, QUAMTUM-WELL STRUCTURE, QUANTUM LIMITATION, DE-BROGLIEWAVE LENGTH, RESONANT TUNNELING

The object of the investigation is a multilayer quantum-well structure created on the basis of semiconducting compounds of the  $A^{III} B^V / C_X^{III} A_{1-X}^{III} B^V$  group.

The aim of this work is to study the impact of structural and electro-physical parameters of the active area on VCC of the resonant tunneling diode.

The method of this investigation is a quantum-mechanical simulation of the voltage-current characteristic of the resonant tunneling diode with a multilayer quantum limited active area.

The paper presents an overview of the methods of generation of electromagnetic radiation of terahertz range using various generating devices. The possibility to use successfully the resonant tunneling diode as a generating device is shown. The mathematical simulation of the process of a charge transfer through a multilayer quantum-well structure was carried out.

## ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ .....	7
ВСТУП .....	8
1 РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД. СТРУКТУРА І ЗАГАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ.....	10
1.1 Будова резонансно-тунельного діоду.....	10
1.2 Принцип дії резонансного тунельного діода.....	16
1.3 Резонансне тунелювання у двобар'єрній структурі.....	20
1.4 Вплив параметрів структури на вольтамперні характеристики.....	22
2 ВИСОКОЧАСТОТНИЙ ВІДГУК І ШВИДКІ ПРОЦЕСИ У НАНОСТРУКТУРАХ З РЕЗОНАНСНИМ ТУНЕЛЮВАННЯМ.....	24
2.1 Високочастотні властивості резонансних тунельних структур .....	24
2.2 Теоретичний опис процесів резонансного тунелювання та високочастотного відгуку в РТД структурах .....	33
3 ІНТЕГРАЛЬНІ СХЕМИ НА ОСНОВІ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИХ ГЕТЕРОСТРУКТУР.....	39
4 ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ АКТИВНОЇ ОБЛАСТІ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУ ХАРАКТЕРИСТИКУ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА .....	53
4.1 Формування енергетичної діаграми напівпровідникової структури.....	53
4.2 Опис математичної моделі резонансного проходження носіїв крізь багатобар'єрну структуру .....	55
ВИСНОВКИ.....	65
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ .....	66
ДОДАТОК А.....	<b>Ошибка! Закладка не определена.</b>
ДОДАТОК Б .....	<b>Ошибка! Закладка не определена.</b>

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І  
ТЕРМІНІВ

- ВАХ – вольт-амперна характеристика;  
ЗП – запом'ятовуючий пристрій;  
ІС – інтегральна схема;  
КРС – квантова розмірна структура;  
КЯ – квантова яма;  
НДП – негативна диференціальна провідність;  
НВТ – нормально відкритий транзистор;  
НВТ – нормально закритий транзистор;  
НГ – напівпровідникові гетероструктури;  
ППЯ – прямокутна потенційна яма;  
ПТШ – польовий транзистор Шотткі;  
ПХ – передавальна характеристика;  
РТД – резонансно-тунельний діод;  
РТС – резонансно-тунельна структура.

## ВСТУП

В останні два десятиліття великий науковий і практичний інтерес становлять генератори та приймачі терагерцевого випромінювання (300 ГГц -10 ТГц), у світі ведуться інтенсивні розробки пристроїв для прийому та обробки сигналів даного частотного діапазону [1-12]. Зростання інтересу до цієї теми обумовлено широтою та актуальністю потенційних областей застосування ТГц технологій. Такі пристрої особливо потрібні в радіоастрономії та астрофізиці [1-6]. Причина цього полягає в тому, що переважна частина електромагнітного випромінювання у космічному просторі лежить в області 300 ГГц – 30 ТГц (0,01 – 1 мм). Міжзоряна речовина, космічний пил, молекулярний газ у галактиках, включаючи наш Чумацький Шлях, а також реліктове випромінювання – все це має виражений пік випромінювання у дальній ІЧ та суб-мм області. Слід зазначити, що з дослідження космічного випромінювання потрібна висока чутливість приймальних пристроїв. Так, наприклад, міжзоряний пил випромінює чорне тіло з температурою від 5 до 50 К, а хмари з молекулярного газу мають температуру від 10 до 200 К, їх найбільш яскраві лінії випромінювання лежать у діапазоні терагерц.

Діапазон ТГц частот активно освоюється і вже дав найважливішу інформацію для космології та позагалактичної астрономії, фізики Галактики, галактичних об'єктів та Сонячної системи. Надвисока роздільна здатність та висока чутливість у зазначених діапазонах дозволить детально дослідити безліч зірок із планетними системами. У цих діапазонах дуже малий ефект розсіювання випромінювання через флюктуації міжзоряної плазми, що сприяє отриманню зображень надкомпактних об'єктів, високоточному виміру їх координат та параметрів руху. Можуть проводитися дослідження сигналів як із безперервним спектром, так і окремих молекулярних та атомних ліній, дослідження можуть також включати поляризаційні вимірювання та спостереження змінності об'єктів.

Одним з найбільш перспективних генераторів ТГц діапазону, що інтегруються разом з детектором на одну мікросхему, є генератор на основі розподіленого джозефсонівського переходу (РДП) [13-14]. Такий генератор є дуже широкосмуговим (від 300 до 700 ГГц), а його інтеграція на одній мікросхемі з елементом, що детектирує, дозволяє уникнути використання класичних генераторів з великим розміром, вагою і вартістю. Ідея суміщення на одній мікросхемі генератора та СІС-змішувача була реалізована вченими ІРЕ ім. В.А. Котельникова РАН в надпровідниковому інтегральному приймачі [15-17].

Іншим перспективним типом генераторів, запропонованим порівняно недавно, є мезоструктури з ВТСП, що являють собою великий масив (близько 1000) послідовно з'єднаних джозефсонівських переходів [18-19]. Роботи у цьому напрямі є піонерськими, такі генератори активно досліджуються зараз [20-22], але ще не встигли знайти практичного застосування. Це зумовлено, зокрема, тим, що досі експериментально не виміряно спектр випромінювання такого генератора. Тому, найважливішим, насамперед, є дослідження лінії генерації такої структури, що стане фундаментом для побудови теорії та створення практичних пристроїв надалі.

Метою роботи є дослідження впливу структурних та електрофізичних параметрів активної галузі на ВАХ резонансно-тунельного діода.

# 1 РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД. СТРУКТУРА І ЗАГАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ

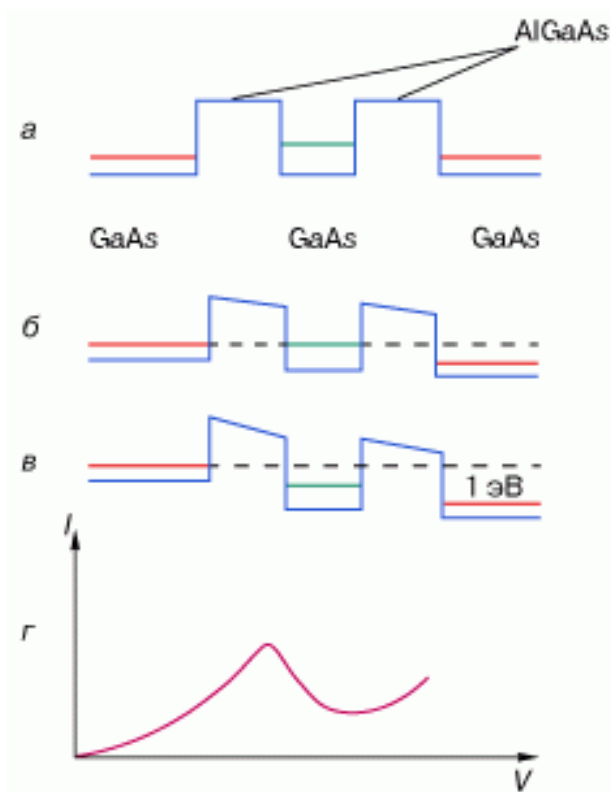
## 1.1 Будова резонансно-тунельного діоду

У резонансному тунельному діоді (РТД) використовується гетероструктура, в якій потенційна яма для носіїв заряду, наприклад, для електронів, відокремлена від легованих контактних областей потенційними бар'єрами. Наприклад, область потенційної ями може складатися з GaAs, області потенційних бар'єрів – з  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , зовнішні області – з легованого донорами GaAs

Квантова механіка передбачає цілком несподівану поведінку частинок, що налітають на потенційні бар'єри. Яка справа в класичній фізиці? Якщо повна енергія частинки менша за потенційну енергію в області бар'єру, то ця частка відображається і потім рухається у зворотному напрямку. У разі, коли повна енергія перевищує потенційну, бар'єр буде подолано. Квантова частка поводить інакше: вона долає бар'єр подібно до хвилі. Навіть якщо повна енергія менша за потенційну, є ймовірність подолати бар'єр. Це квантове явище отримало назву «тунельний ефект». Воно використовується у резонансному тунельному діоді.

Енергетична схема цього приладу показана на рис. 1.1. Він складається із двох бар'єрів, розділених областю з малою потенційною енергією. Область між бар'єрами - це потенційна яма, в якій є один або кілька дискретних рівнів. Характерна ширина бар'єрів та відстань між ними становлять кілька нанометрів. Области зліва та праворуч від подвійного бар'єру грають роль резервуарів електронів провідності, яких примикають контакти. Електрони займають тут досить тонкий енергетичний інтервал. У приладі використовується наступна особливість подвійного бар'єру: тунельна прозорість має яскраво виражений резонансний характер. Пояснимо природу цього ефекту. Для цього припустимо,

що прозорість кожного бар'єру мала. Це, однак, не означає, що одночасно буде мала і можливість тунелювання через подвійний бар'єр. Виявляється, що в тому випадку, коли енергія електронів, що налітають на бар'єри, дорівнює енергії дискретного рівня, тунельна прозорість різко зростає.



а - різниця потенціалів дорівнює нулю (стаціонарний стан); б - до приладу подано резонансну напругу, при якій спостерігається максимальний струм; в - до приладу подано напругу більшу від резонансної; г – вольт-амперна характеристика.

Рисунок 1.1 – Загальна схема роботи та вольт-амперна характеристика резонансного тунельного діода

Зеленим кольором показаний енергетичний рівень області між двома бар'єрами, червоним - рівні електронів області контактів.

Механізм резонансного тунелювання такий: електрон, що проник до області між бар'єрами, надовго затримується там, внаслідок багаторазового відбиття від лівого та правого бар'єрів істотно зростає ймовірність тунелювання.

Одночасно можна сказати, що при резонансі через інтерференції хвиль у внутрішній області гаситься хвиля, що відбивається від подвійного бар'єру. Отже, хвиля, що впала зліва, повністю проходить праворуч.

Струм, що протікає через подвійний бар'єр, залежить від величини прикладеної напруги. При цьому потенціал у приладі падає головним чином в області подвійного бар'єру, оскільки області ліворуч і праворуч від нього мають високу провідність. Якщо прикладена напруга мала і енергія частинок, що налітають на бар'єр зліва, менша від енергії дискретного рівня, то прозорість бар'єру і, отже, струм, що протікає, будуть також малі. Струм досягає максимального значення при таких напругах, коли енергія електронів дорівнює енергії дискретного рівня (рис. 1.1 б).

При більш високих напругах енергія частинок, що налітають, стане більше енергії дискретного рівня і тунельна прозорість бар'єру зменшиться (рис. 1.1, в). При цьому струм також зменшиться. Вольт-амперна характеристика резонансного тунельного діоду показано на рис. 1.1, г. На вольт-амперній характеристиці є максимум (якщо в області між бар'єрами не один, а кілька дискретних рівнів, то і максимумів буде декілька). Праворуч від максимуму крива  $I(V)$  має падаючу ділянку, де струм зменшується зі зростанням напруги. Можна ще сказати, що на вольт-амперній характеристиці є ділянка негативного диференційного опору (НДО). Завдяки цьому в електронних схемах резонансний діод може використовуватися не тільки як випрямлювач, а й виконувати різні найрізноманітніші функції. Якщо до центральної області резонансного тунельного діода підвести контакт, через який можна керувати положенням дискретного рівня, вийде новий прилад – резонансний тунельний транзистор. З таких транзисторів, можливо, і будуватимуть інтегральні схеми нових поколінь.

Робота РТД базується на ефекті резонансного тунелювання носіїв заряду через послідовно розташовані напівпрозорі потенційні бар'єри, розділені квантовими ямами. РТД спочатку були випробувані як детектори випромінювань терагерцового діапазону, а потім високочастотні генератори. У декількох роботах [5 – 7, 13, 25] повідомляється про досягнення частоти генерації 712 ГГц.

Було розроблено та створено РТД, максимальна частота генерації якого оцінюється в 2.2 ТГц. Експериментально (електрооптичним методом) спостерігалось перемикання РТД з пікового стану в долинний за 1,5 пс. В даний час ведуться активні роботи зі створення схем, що містять РТД, для таких функціональних пристроїв дециметрового, сантиметрового та міліметрового діапазонів, як генератори фіксованої частоти, частотні модулятори та змішувачі. Необхідно відзначити, що не тільки висока гранична частота, а й інші характеристики РТД, такі як симетрія його N-подібної ВАХ щодо початку координат і знижений рівень шумів можуть бути практично важливими для його застосування у вже освоєних діапазонах частот.

Крім того, останнім часом з'явилася велика кількість теоретичних та експериментальних робіт, в яких пропонується використовувати резонансно-тунельні структури (РТС) як логічні елементи. Монолітний синтез РТС із транзисторними структурами відкриває великі можливості у створенні приладів зі складними логічними функціями. Подібна інтеграція у різних варіантах була здійснена з польовим транзистором та біполярним транзистором. Монолітна (планарна або вертикальна) інтеграція кількох РТС дозволяє формувати компактні комірки багатозначної логіки та багатозначної пам'яті, здатні вже зараз конкурувати із звичайними транзисторними комірками. Повідомляється що були інтегровані шість РТД та транзистор з високою рухливістю електронів на основі InGaAs (high electron mobility transistor – HEMT). У результаті було створено аналого-цифровий перетворювач і 4-х значний інвертор.

Великі переваги обіцяє використання РТД у цифрових інтегральних схемах як нелінійне навантаження для польових транзисторів. РТД перемикаються швидше, ніж HEMT (Тобто не обмежують швидкодії активного приладу), і вертикально інтегруються в стік активного транзистора, не займаючи при цьому додаткового місця.

В 1999 корпорація Raytheon оголосила про завершення розробки повного технологічного процесу для створення схем високого ступеня інтеграції гігагерцового діапазону робочих частот на основі монолітно-інтегрованих РТД і

польових транзисторів – НЕМТ/РТД. РТД дозволяють поліпшити властивості будь-яких транзисторних електронних схем, оскільки схема, що поєднує в собі РТД і транзистори, зазвичай має менше елементів, менше енергоспоживання і більш високу швидкодію, ніж суто транзисторна схема. Притаманна РТД (з навантаженням) бістабільність дозволяє створювати тригерні схеми без використання зворотний зв'язок. Наприклад, описана в НЕМТ/РТД схема має площу в 6 разів, а енергоспоживання в 3 рази менше, ніж аналогічні НЕМТ – схеми на частоті 25 ГГц. Завдяки меншому числу елементів скорочуються затримки на міжз'єднаннях.

За НЕМТ/РТД технології створені комірки статичної оперативної пам'яті з поновленим споживанням, десятирозрядний регістр зсуву, що працює на частоті 2,5 ГГц, тактовий генератор на 6,5 ГГц, чотирибітний АЦП на 2 ГГц та інші пристрої. Ці приклади підтверджують високу перспективність використання РТД в електроніці.

Структури з РТС (зі спеціальним легуванням контактних шарів) мають властивість зберігання інформації при кімнатній температурі і нульовій прикладеній напрузі. Дане явище полягає в наявності двох стійких станів системи, що відрізняються профілем зони провідності через відмінність у розподілі заряду і, відповідно, тунельній прозорості. Кожному стану відповідає своя гілка ВАХ, перехід між якими відбувається у разі підвищення напруги. Такі структури можуть бути використані для виготовлення швидкодіючих енергонезалежних пристроїв пам'яті.

Довгий час серйозною перешкодою для застосування РТД залишалася низька відтворюваність характеристик РТД, яку відносили на рахунок недосконалості молекулярно-прменевої епітксії (МПЕ). Останніми роками необхідна висока відтворюваність була досягнута. Зараз основною причиною, через яку, не відбувається масове впровадження РТД в електроніку, є складність та дорожнеча технології, а також відсутність досвіду розробки схем з РТД у схемотехніків. Для спрощення технології виробництва, перш за все, бажано створити планарні РТС і нещодавно стався суттєвий прорив у цьому напрямі.

Інша проблема полягає у недостатньо високих статичних характеристиках одержуваних РТД, внаслідок чого вони не у всіх застосуваннях можуть конкурувати з традиційною елементною базою інтегральних схем (ІС). Найважливішими характеристиками статичної (низькочастотної) ВАХ РТД, що має N-подібний вигляд, є густина пікового струму  $J_p$  і відношення струму в піку –  $I_p$ , до струму в долині –  $I_v$ , (відношення пік/долина) -  $u$ . Для використання РТД як компонента НВЧ пристроїв визначальним параметром є  $J_p$ , яка визначає частоту та потужність генерації. В даному випадку необхідно збільшення густини пікового струму. З наявних літературних даних інтерес представляють РТД з  $J_p > 10$  А/см. При використанні РТД в цифрових інтегральних схемах густина пікового струму визначається конкретним пристроєм, що проектується, і залежить від розмірів елементів, що виготовляються, і необхідних потужнісних режимів. Принциповим у разі є зменшення долинного струму, оскільки він визначає споживану потужність елемента у стані логічного нуля. Мінімізація струму долини автоматично збільшує відношення пік/долина. Тим самим вирішується проблема надійності реєстрації логічних рівнів у елементах ІС. Зростання відношення пік/долина також сприяє поліпшенню інших статичних і динамічних характеристик проєктованих пристроїв. Тому основне завдання в галузі створення приладів з резонансним тунелюванням полягає в отриманні відтворюваним чином великих пікових густин струму ( $10^3$ - $10^5$  А/см<sup>2</sup>) та відношення пік/долина більше 10 при 300 К.

## 1.2 Принцип дії резонансного тунельного діода

Через гетероструктуру з високою ймовірністю проходять лише частинки, енергія яких збігається з енергією квантованих рівнів у потенційній ямі. Частинки з більшою чи меншою енергією через структуру не можуть пройти. При підвищенні прикладеної до гетероструктури напруги енергія електронів у контактному шарі зростає. Коли вона стає співрозмірною до енергії квантованого рівня всередині ями, через структуру починає проходити електричний струм. Однак при подальшому підвищенні напруги на діоді частинки набирають досить великою енергію і знову не можуть проходити через гетеропереходи — сила струму падає. Як наслідок, виникає ділянка негативної диференційної провідності.

Дія РТД заснована на проходженні вільних носіїв заряду (як правило – електронів) через вузький потенційний бар'єр завдяки процесу тунелювання. Оскільки ймовірність тунельного проходження частинок через бар'єр значною мірою визначається шириною областей просторових зарядів в р-п – переході, РТД виготовляють на основі вироджених напівпровідників (з концентрацією домішок до  $10^{25}$ - $10^{27}$  м<sup>-3</sup>). При цьому виходить різкий р-п – перехід з товщиною замикаючого шару 5 – 15 нм. При виготовленні РТД зазвичай застосовують Ge та GaAs; рідше використовували Si, InSb, InAs, PbTe, GaSb, SiC та ін. напівпровідникові матеріали. Для германієвих діодів як донорні домішки, як правило, використовують P або As, як акцепторні – Ga і Al; для арсенід-галієвих – Sn, Pb, S, Se, Ti (донори), Zn, Cd (акцептори). Вузький р-п – перехід отримують найчастіше методом вплавлення.

Винахід РТД експериментально підтвердив існування процесів тунелювання в твердих тілах. Тунельний механізм переносу заряду обумовлює N-подібний вигляд вольт-амперної характеристики РТД (рис. 1.2). На рис. 1.3 наведені спрощені енергетич. діаграми р-п – переходу РТД при різних напругах зміщення – U. За відсутності зовнішнього зміщення (рис. 1.3, а) фермі-рівні  $E_{Fp}$

та  $E_{Fn}$  у виродженому (по обидва боки від переходу) напівпровіднику знаходяться на одній висоті відповідно у валентній зоні та зоні провідності (тобто рівень Фермі постійний по всьому напівпровіднику). Допускається, що всі дозволені енергетичні рівні, розташовані нижче рівня Фермі, зайняті, а розташовані вище за нього вільні. Тоді при  $U = 0$  тунельний перехід неможливий і струм  $I$  дорівнює нулю (точка А на рис. 1.2).

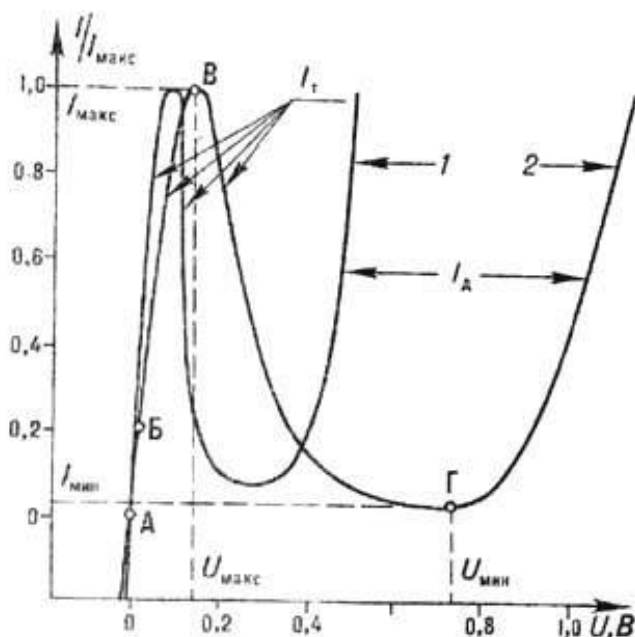


Рисунок 1.2 – Порівняння ВАХ РТД на основі германію – Ge (1) та арсеніду галію – GaAs (2)

Якщо на РТД подати невелику пряму напругу, то відбувається зменшення висоти потенційного бар'єру або усунення енергетичних рівнів р- області щодо енергетичних рівнів n- області (рис. 1.3, б). У цьому випадку електрони провідності з n- області тунелюють крізь потенційний бар'єр (не змінюючи своєї енергії) на дозволені вільні енергетичні рівні валентної зони р- області – в РТД з'являється тунельний струм  $I_t$ , напрямок до-суворо протилежного напрямку руху електронів (точка Б на кривій 2, рис. 1.2). Зі збільшенням  $U$  струм  $I$  спочатку зростає до значення  $I_{\max}$  (точка В на кривій 2, рис. 1.2), а потім (у міру того як зменшується ступінь перекриття зони провідності і-області і валентної зони р-

області) зменшується. Починаючи з деякого значення  $U_{хв}$  ці зони не перекриваються (рис. 1.3, в) і тунельний струм припиняється (точка Г на кривій 2, рис. 1.2); через p-n – перехід тече тільки дифузійний струм  $I_d$ . При  $U > U_{хв}$  РТД подібний до звичайного напівпровідникового діода, включеному в пряму напрямку.

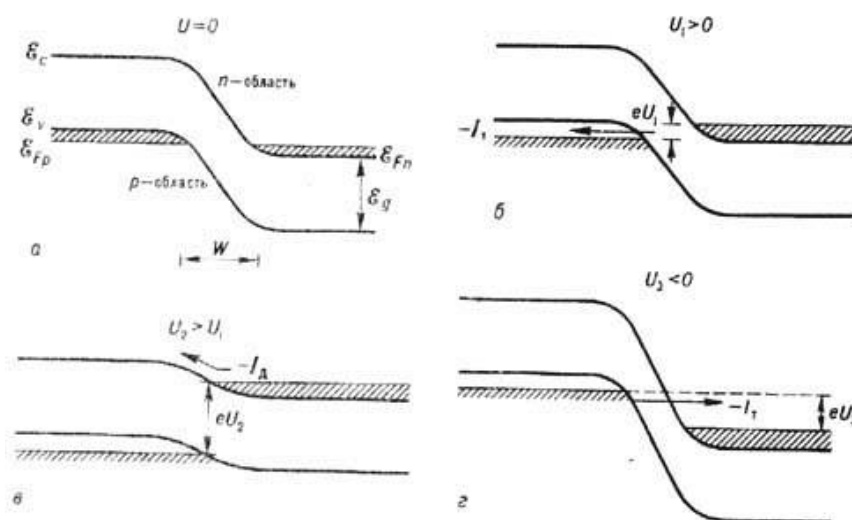


Рисунок 1.3 – Енергетичні діаграми рn -переходу тунельного діода при різних напругах усунення

При подачі напруг у зворотному напрямку (рис. 1.3, г) в РТД існує струм за рахунок електронів, що тунелюють з валентної зони р- області на вільні дозволені енергетичні рівні зони провідності і- області; цей струм швидко зростає зі збільшенням зворотної напруги.

Напруга зміщення на тунельному діоді –  $U$ ;  $I/I_{\text{макс}}$  – відношення струму через діод до струму в максимумі ВАХ;  $I_{хв}$  – струм у мінімумі ВАХ (віднесений до  $I_{\text{макс}}$ );  $U_{\text{макс}}$  і  $U_{хв}$  – напруги зсуву, відповідні струмам  $I_{\text{макс}}$  та  $I_{хв}$ ;  $I_t$  – тунельний струм;  $I_d$  – дифузійний (тепловий) струм.

Напруги  $U_1$  і  $U_2$  – напруги прямого зміщення,  $U_3$  – зворотне зміщення;  $E_v$  - верхня межа валентної зони;  $E_c$  - нижня межа зони провідності;  $E_{Fp}$  та  $E_{Fn}$  – рівні Фермі дірок та електронів;  $E_g$  – ширина забороненої зони;  $W$  – ширина p-n –

переходу;  $I$ ,  $nI$   $I_d$  - тунельний та дифузійний струми;  $e$  – заряд електрона.

Основні параметри РТД: максимальний прямий струм  $I_{\max}$  і мінімальний прямий струм  $I_{\min}$ , відповідні їм напруги  $U_{\max}$  і  $U_{\min}$ . Значення цих параметрів для РТД на GaAs і Ge наведені на рис. 1.2. Негативний диференційований опір, що визначається нахилом падаючої ділянки ВАХ (ділянка ВГ на кривій 2, рис. 1.2), має значення (за абс. величиною) для різних типів РТД від одиниць до десятків Ом. РТД можуть функціонувати в більш ширшому інтервалі температур, ніж звичайні діоди, виготовлені на основі того ж матеріалу (до 200 °С германієві; до 600 °С арсенідгалієві). Оскільки робочий діапазон зміщень РТД розташований в області значно нижчої напруги в порівнянні з іншими напівпровідниковими приладами, то вони відносно малопотужні (вихідна потужність порядку мВт).

Мала інерційність процесу тунелювання електронів дозволяє застосовувати РТД на частотах НВЧ-діапазону аж до десятків ГГц. Гранична робоча частота РТД (при використанні його як прилад з запереч. опором) виражається через параметри еквівалентної схеми (рис. 1.4)

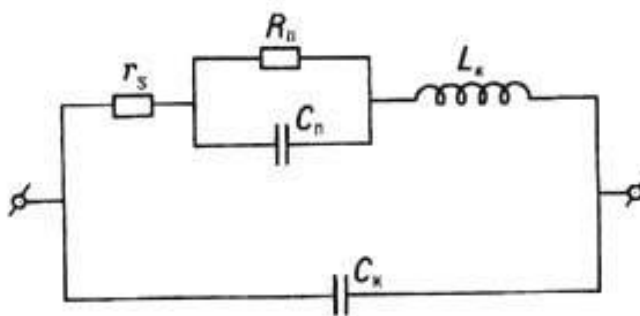
$$f_{\text{кр}} = (2\pi |R_{\text{п}}| C_{\text{п}})^{-1} \times \sqrt{R_{\text{п}}/r_s - 1}, \quad (1.1)$$

а резонансна частота паразитних коливань визначається формулою

$$f_{\text{рез}} = (2 \cdot \pi)^{-1} \times \sqrt{1/(L_{\text{к}} \cdot C_{\text{п}}) - 1/(R_{\text{п}} \cdot C_{\text{п}}^2)}. \quad (1.2)$$

Для підсилення у РТД необхідно, щоб виконувались умови  $f_{\text{рез}} > f_{\text{кр}}$  та  $f_{\text{кр}} > f_0$ , де  $f_0$  – робоча частота приладу. Величинами  $R_{\text{п}}$ ,  $C_{\text{п}}$ ,  $r_s$ , а відповідно і частотними характеристиками діода можна керувати, якщо змінювати ступінь легування областей напівпровідника по обидва боки від р-п – переходу (зі збільшенням ступеня легування частотна межа РТД зростає). Частотні співвідношення РТД накладають також обмеження на технологію виготовлення та конструктивне оформлення діодів. В РТД для досягнення малих  $L_{\text{к}}$ ,

електричний контакт з вплавленою металевою краплею на кристалі напівпровідника виконують за допомогою металевої мембрани, стрічкової пелюстки або пластини; при цьому  $L_k$  становить  $10^{-10}$  Гн. Зазвичай РТД оформляються в металокерамічному корпусі.



$R_p$  і  $C_p$  – диференціальний опір ємність p-n – переходу;

$r_s$  – омичний опір втрат;

$L_k$  і  $C_k$  – індуктивність та ємність корпусу.

Рисунок 1.4 – Еквівалентна схема резонансного тунельного діода.

РТД знаходять застосування в схемах підсилювачів і генераторів НВЧ – діапазону, в швидкодіючих пристроях, пристроях пам'яті з двійковим кодом і РТД.

### 1.3 Резонансне тунелювання у двобар'єрній структурі

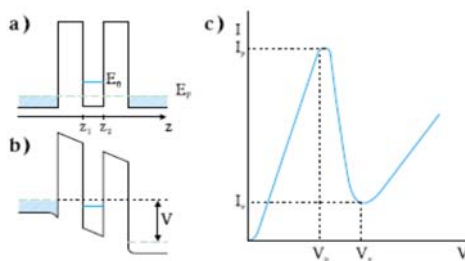
За відсутності напруги струм через структуру дорівнює нулю. При вмиканні електричної напруги  $i$ , відповідно, появи зовнішнього електричного поля, потенційний бар'єр для частинок знижується, і вони можуть тунелювати з шару зліва (емітер) до правого шару (колектор).

Таким чином, заповнюватиметься нижній рівень у ямі, котрий лежить нижче  $E_F$  – рівня Фермі, струм при цьому повільно зростатиме. При подальшому збільшенні напруги рівні в ямі рухаються вниз за шкалою енергії щодо рівня

Фермі. При певній напрузі рівень Фермі потрапляє в резонанс (порівнюється за енергією) з підзоною розмірного квантування. Тоді електрони можуть резонансним способом тунелювати в яму, потім вийти з неї, протунелювавши через другий бар'єр.

Такий процес призводить до різкого зростання тунельного струму. Це явище і називається резонансним тунелюванням.

При подальшому підвищенні напруги тунельний струм різко падає, створюючи таким чином область з негативним диференціальним опором (рис. 1.5). Далі, підвищуючи напругу при збігу рівня Фермі з наступним рівнем розмірного квантування в ямі, ефект повторюється. Таким чином, можна спостерігати осциляцію тунельного струму. Відстань між максимумами буде пропорційною відстані між рівнями енергії в ямі. Надалі ідея створення ОДС у напівпровідникових структурах отримала своє продовження для надграток.



а- стаціонарний стан; б- збуджений стан; с- вольтамперна характеристика.

Рисунок 1.5 – Зонна діаграма резонансно-тунельного діода

Крайні шари резонансно-тунельного діода є високолегованими і до них приєднуються омичні контакти. Через війну розвитку технології молекулярної епітаксії такі структури стало можливим створювати з урахуванням гетеропереходів GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As [3, 4]. Висота бар'єрів у таких структурах змінюється зі збільшенням вмісту Al від 0,25 еВ при X = 0,3 до 1,35 еВ при X = 1. Типові значення ширини бар'єрів та ями знаходяться в межах приблизно 5÷10 нм.

Оскільки бар'єри мають кінцеву висоту, то електрони не повністю локалізовані всередині ями, і квазірівні в ямі мають кінцеву ширину  $\Delta E \approx \hbar/\tau_n$  [5], де час релаксації

$$\tau_n = \frac{1}{v_n} \cdot \frac{4}{|D_1|^2 + |D_2|^2}, \quad (1.3)$$

де  $v_n = \hbar k_n / mL$  – частота класичного руху в ямі;

$D_1, D_2$  – амплітуди проходження через 1 та 2 бар'єри;

$|D_1|^2, |D_2|^2$  – коефіцієнти проходження через 1 і 2 бар'єри;

$k_n$  – хвильовий вектор, що відповідає квазірівню  $E_n = \frac{\hbar k_n^2}{2m}$  в ямі.

Для прямокутних бар'єрів коефіцієнт проходження через усю структуру поблизу енергії квазірівня  $E_n$  приблизно можна представити

$$|D|^2 = \frac{4 \cdot |D_1 \cdot D_2|^2}{|D_1|^2 + |D_2|^2} \cdot \frac{\hbar^2 / \tau_n^2}{|E - E_n|^2 + \hbar^2 / \tau_n^2}. \quad (1.4)$$

Максимальне значення  $|D|^2=1$  буде за  $E=E_n$  і  $|D_1| = |D_2|$  згідно з формулою (1.3).

#### 1.4 Вплив параметрів структури на вольтамперні характеристики

Вмикання зовнішнього електричного поля призводить до зміни форми та висоти бар'єрів, при цьому амплітуди проходження  $D_1, D_2$  стають різними, тому загальний коефіцієнт проходження  $|D|^2$  зменшуватиметься, згідно з формулою (1.4).

Змінюючи висоту чи ширину одного чи двох бар'єрів можна домогтися, що при заданому значенні напруги коефіцієнт проходження знову стане максимальним. Таким чином, збільшення висоти другого бар'єру фактично повертає рівність коефіцієнтів проходження  $D_1$  і  $D_2$ , що призводить до результуючого збільшення коефіцієнта проходження всієї структури (1.4).

Величина та ширина піку залежності коефіцієнта проходження від енергії визначають вигляд вольт-амперної характеристики. При низьких температурах, коли  $kT \ll E_F$ , де  $E_F$  – Рівень Фермі, струм через діод можна записати [8]:

$$I = \frac{eSm}{2\pi^2\hbar^3} \cdot \int_0^{E_F} (E_F - E) |D(E)|^2 dE. \quad (1.5)$$

Приблизно, при  $|D_1| = |D_2|$  (строго кажучи,  $|D_1| \neq |D_2|$  через різну висоту і форми бар'єрів при подачі напруги) з (1.4) і (1.5) можна отримати [5]:

$$I = \frac{eSm}{2\pi^2\hbar^3} \cdot \int_0^{E_F} (E_F - E) \frac{\hbar^2/\tau_n^2}{(E - E_n - \frac{eV}{2})^2 + \hbar^2/\tau_n^2} dE. \quad (1.6)$$

Основними параметрами вольтамперної характеристики, які визначають робочі характеристики резонансно-тунельного діода є відношення максимального та мінімального (після спадаючої ділянки) струму та максимальне значення негативної диференціальної провідності  $g_{\max}$ .

Інтеграл (1.6) береться аналітично, звідки можна отримати такі оцінки:

$$I_{\max} = e m S \mu / 2 \pi \hbar^2 \tau_n, \quad (1.7)$$

$$g_{\max} = e^2 m S \mu / 4 \pi^2 \hbar^3. \quad (1.8)$$

Максимальний струм, як видно з виразу (1.7), пропорційний ширині квазірівня ( $\sim 1/\tau_n$ ), а  $g_{\max}$  не залежить від  $\tau_n$ . Ці висновки отримані у наближенні  $|D_1| = |D_2|$ , тому реальні значення  $I_{\max}$  і  $g_{\max}$  можуть складніше залежати від параметрів структури.

## 2 ВИСОКОЧАСТОТНИЙ ВІДГУК І ШВИДКІ ПРОЦЕСИ У НАНОСТРУКТУРАХ З РЕЗОНАНСНИМ ТУННЕЛЮВАННЯМ

### 2.1 Високочастотні властивості резонансних тунельних структур

Дослідження фізичних принципів підсилення, генерації та перетворення електромагнітних хвиль субтерагерцового та терагерцового (ТГц) діапазону є однією з проблем, що визначає можливості просування сучасної твердотільної електроніки у бік високих і надвисоких частот, а також надвисокої швидкодії. Широко використовувані нині твердотільні високочастотні елементи НВЧ схем на основі діодів Ганна, лавинно-прольотних діодів, діодів Шоттки обмежені частотним порогом кілька сотень гігагерц [1, 2]. Резонансно-тунельні діодні та наногетероструктури вільні від цього обмеження. Найпростішим прикладом таких структур є напівпровідникова система, що складається із квантової ями з двома потенційними бар'єрами [3]. Резонанс у такій системі реалізується при співпадінні енергії частинки, що налітає на таку структуру, з енергією рівня розмірного квантування в квантовій ямі. РТД має виключно високу швидкодію, порівнянну зі швидкістю надпровідникових приладів на основі ефекту Джозефсона [4], і суттєво нелінійною N-подібною вольт-амперною характеристикою, що забезпечує можливість різноманітних функціональних застосувань РТД у цифрових, аналогових, оптоелектронних та інших пристроях [5-8]. Тим не менш, просування у бік терагерцових частот стикається зі значними труднощами, зумовленими зростанням енергетичних втрат, падінням добротності резонаторних систем та рядом інших факторів [23]. У цій ситуації особливого значення набуває проблема адекватного теоретичного описання високочастотних властивостей РТД з метою знаходження оптимальних конфігурацій, структурних та електрофізичних параметрів РТД елементів, що забезпечують найбільшу ефективність мікроелектронних пристроїв, а також розробка технологічних методів вирощування гетероструктур з високою

пошаровою однорідністю і різкістю металургійних меж.

Дослідженням квантових явищ резонансного тунелювання, електрофізичних і високочастотних властивостей і особливостей напівпровідникових резонансно-тунельних структур присвячено багато робіт. Початок експериментальних досліджень напівпровідникових резонансно-тунельних структур було покладено у роботі [24]. У цій роботі автори описали вперше спостережене ними явище негативної диференціальної провідності (НДП) в однамній GaAs/AlGaAs резонансній тунельній структурі при температурі рідкого азоту ( $T = 77 \text{ K}$ ). Однак через ще недостатньо розвинену на той час епітаксіальну технологію вирощування гетероструктур регулярні публікації на цю тему стали з'являтися лише через 9 років. У 1983 році Соллнер з колегами [9] також при криогенних температурах провели дослідження щодо визначення граничних часів внутрішніх електронних процесів (часу тунелювання) у GaAs/AlGaAs РТД за допомогою вимірювання стаціонарного (на нульовій частоті) струмового відгуку РТД на зовнішнє високочастотне електромагнітне поле. Ідея полягала у порівнянні величин розрахованого та виміряного струмового відгуків РТД при різних частотах зовнішнього випромінювання: у тому випадку, якщо період зовнішнього сигналу виявився б значно меншим за характерний час тунелювання, це призвело б до помітно менших змін стаціонарного струму порівняно з теоретичними значеннями. Для підведення ТГц випромінювання до зразка використовувалися мідний кутовий відбивач і тонкий (діаметром приблизно 12,5 мкм) металевий вус (віскер) з вольфраму, який забезпечував електричний контакт з верхнім електродом РТД і одночасно виконував роль широкосмугової приймальної антени (рис. 2.1).

На низькочастотний (до 20 ГГц) сигнал подавався через OSM роз'єм, при частотах вище 100 ГГц як приймальна антена використовувався віскерний контакт [13].

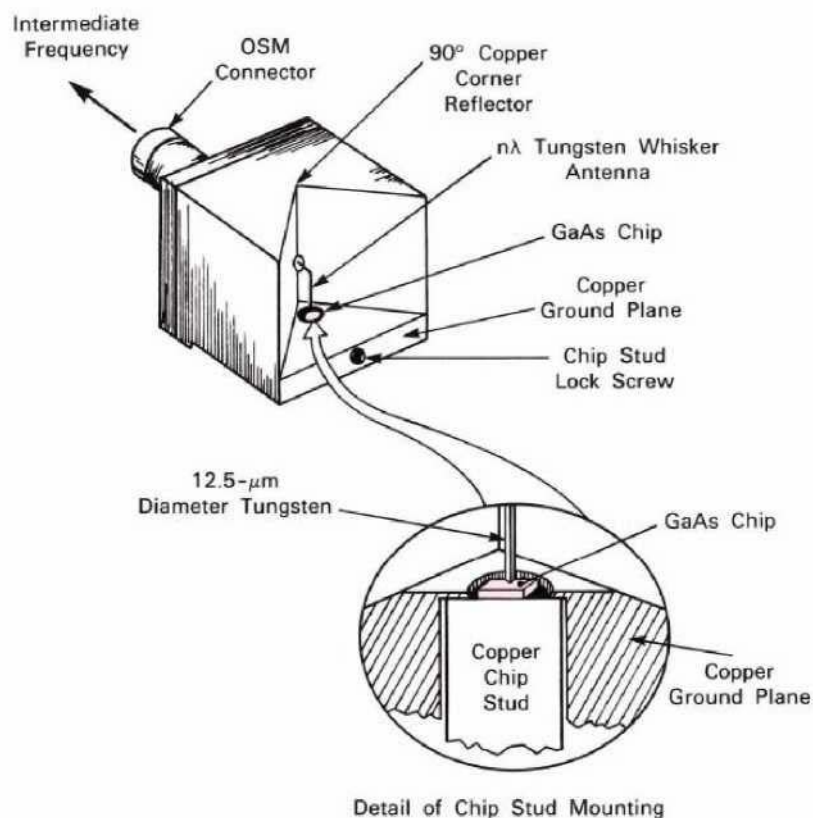


Рисунок 2.1 – Схема підведення високочастотного сигналу до РТД структури

Перемінний сигнал на гігагерцових частотах подавався по коаксіальному кабелю. Вимірювання, проведені на частотах 1 ГГц, 138 ГГц, 761 ГГц і 2,5 ТГц, показали, що при всіх частотах зміни струму досить добре узгоджуються з розрахунковими значеннями з урахуванням незгодженості імпедансів антени і РТД. Це дозволило дійти невтішного висновку у тому, що інерційність внутрішніх процесів у досліджуваному РТД становить трохи більше 0,1 пс. У 1984 році у тій же групі вперше була зареєстрована генерація на частоті 18 ГГц у системі коаксіального резонатора, на одному кінці якого розташовувалась меза-структура з GaAs/AlGaAs РТД [14]. Відносно низька частота генерації обумовлена в першу чергу розмірами резонатора і схемою включення РТД.

За кімнатної температури ефект ОДП вдалося зареєструвати лише в 1985 році на GaAs/AlAs РТД структури з вищими бар'єрами [15]. Після чого протягом кількох років Соллнер з колегами опублікували серію статей з реєстрації суб-ТГц випромінювання в генераторах на основі одноямних структур РТД при кімнатній температурі [16-19]. У цих роботах вирощені на підкладинці з високою

провідністю ( $n^+$  - GaAs) РТД розміщувалася в прямокутних хвилеводних резонаторах з рухомим поршнем (рис. 2.2), що дозволяє здійснювати регулювання частоти і амплітуди високочастотних коливань, що виникають. Поступове зменшення поперечних розмірів хвилеводу та підбір оптимальних структурних параметрів РТД дозволили авторам отримати частоту генерації 712 ГГц (потужність приблизно 0,3 мкВт, розмір резонатора  $0,3 \times 0,15$  мм<sup>2</sup> діаметр мези РТД 1,8 мкм) [19].

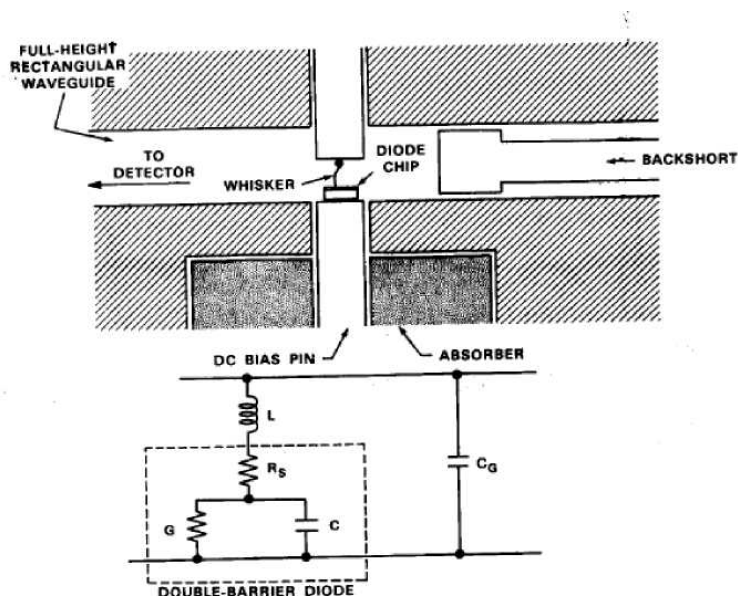


Рисунок 2.2 – Схематичне зображення прямокутного хвилеводного резонатора з розміщеним усередині РТД, нижче представлена еквівалентна схема резонатора [17]

У роботах дослідження змін стаціонарного струму РТД під впливом зовнішнього високочастотного електромагнітного поля, аналогічні роботам Соллнера [9], проводилися з використанням газових лазерів далекої ІЧ області спектру при довжинах хвиль від 90 мкм (3,3 ТГц) та до 500 мкм (600 ГГц) [10, 20] та з використанням лазера на вільних електронах у широкому діапазоні частот від 120 ГГц до 3,9 ТГц [11]. На основі цих вимірювань наводиться оцінка швидкодії одноямних GaAs/Al<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As РТД  $\tau \sim 0,1$  пс (з бар'єрами шириною 5,6 нм, розмірами мез від  $200 \times 200$  до  $500 \times 500$  мкм<sup>2</sup>, температурою вимірювань  $T =$

4,2 K) і  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$  РТД  $\tau \sim 0,24$  пс (ширина бар'єрів 2,3 нм, межа 5  $\mu\text{m}^2$ , температура вимірів  $T = 300$  K).

Наступний важливий крок у розвитку досліджень високочастотних властивостей РТС пов'язаний з переходом до нових напівпровідникових матеріалів на основі  $\text{InGaAs}/\text{AlAs}$  та з використанням контактних ліній та резонаторів мікросмужкового типу. РТД на основі  $\text{InGaAs}/\text{AlAs}$  мають кращі резонансні та швидкісні характеристики порівняно з  $\text{GaAs}/\text{AlAs}$  [12, 21, 22, 25]. У роботах японських авторів під керівництвом Асади досліджено генераційні елементи на основі  $\text{InGaAs}/\text{AlAs}$  РТД і з інтегрованими планарними антенами. У роботі [8] 2008 року детально проаналізовано високочастотні властивості генераторів суб-ТГц та ТГц діапазонів на базі одноямних РТД з інтегрованою щілинною (slot) антеною, що працюють при кімнатній температурі. Була зареєстрована генерація на основній частоті 0,65 ТГц (потужність 23 мкВт, межа 4  $\mu\text{m}^2$ ) та на кількох гармоніках, зокрема, на частоті 1,02 ТГц (потужність 0,6 мкВт, межа 2  $\mu\text{m}^2$ ). На рис. 2.3 наведено схему генератора і мікрофотографія ділянки антени з РТД.

Частота генерації визначалася довжиною щілини, яка варіювалася в межах 10-50 мкм. Зі зменшенням розміру щілини збільшується частота, одночасно падає потужність, оскільки збільшується імпеданс антени та зростає неузгодженість між антеною та РТД. У роботі було показано, що одним із способів підвищення потужності є створення на краях щілини відбивачів, що пригнічують крайове випромінювання. Оскільки основна частина випромінювання йде у напрямку підкладки через її високу діелектричну проникність, генератор прикріплювався до напівсферичної лінзи з високоомного кремнію. У подальших роботах цієї групи було продемонстровано збільшення вихідної потужності та частоти генерації за рахунок оптимізації параметрів вихідної РТД гетероструктури та конструкції антени.

Зокрема, були досліджені структури з оптимальною товщиною спейсерного шару з боку колектора [26, 27], з ступінчастим (graded) емітером [28, 29], з глибокими квантовими ямами  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}$  з високим вмістом індію ( $x = 0,8 -$

0,9) та з гранично вузькими бар'єрами (аж до 10 Å) [30, 31].

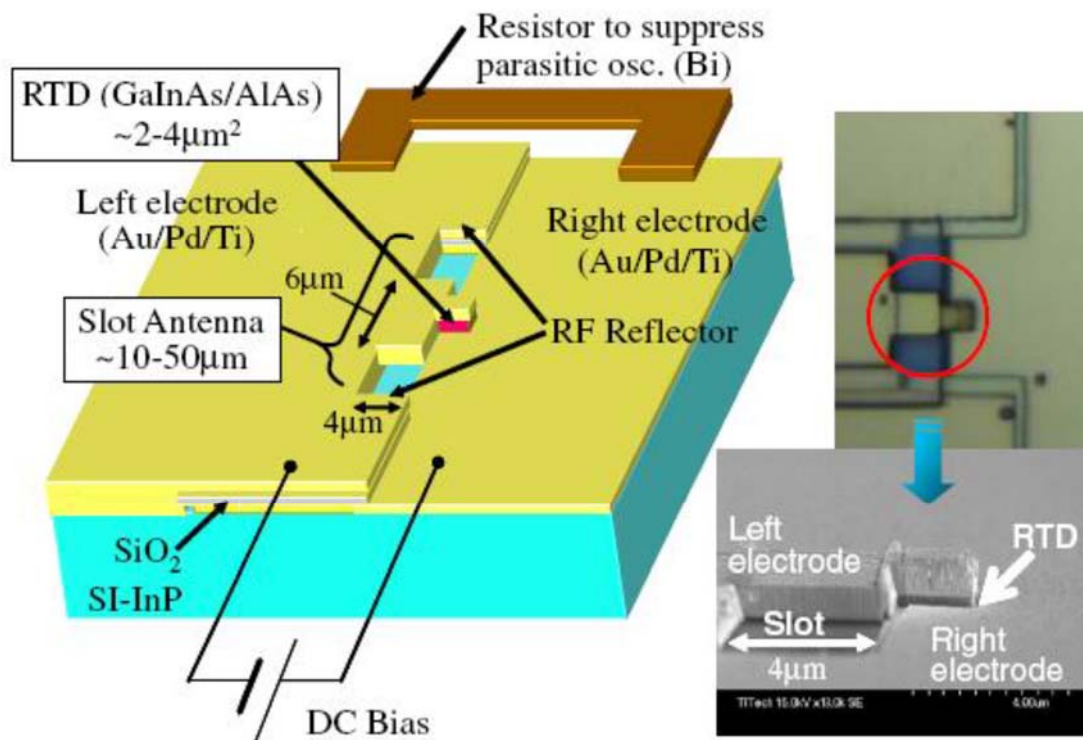


Рисунок 2.3 – Схема НВЧ генератора на основі РТД з інтегрованою планарною щілинною (slot) антеною, зліва представлені мікрофотографії резонаторної області [8]

Для зменшення ємності РТД поперечні розміри меза-структури становили частки мікрон, при цьому сама меза була зміщена щодо центру щілинної антени [32, 33], що покращувало хвильове узгодження між РТД та антеною. Останнім часом у групі Асади зареєстрована генерація в одному РТД на рекордній частоті 1,42 ТГц (потужність приблизно 1 мкВт, меза 0,2 мкм<sup>2</sup>).

У роботах німецької групи під керівництвом Фейгінова [34-36] було теоретично та експериментально досліджено високочастотні властивості одноямних РТС, що відрізняються близько розташованими до активної області РТД сильнолегованими ( $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) емітерними та колекторними шарами при товщині спейсерних шарів порядку 1 нм. Теоретичний аналіз, проведений у рамках моделі послідовного тунелювання [37], показав, що, з одного боку,

кулонівська взаємодія електронів у квантовій ямі призводить до суттєвого збільшення величини часу релаксації  $\tau_{rel}$  РТД, порівняно з часом життя частинки на резонансному рівні  $\tau_{dwell}$  (часом тунелювання) при напругах на структурі, відповідних НДП області ВАХ, і, з іншого боку, диференціальна провідність в НДП області залишається негативною і при частотах  $\omega\tau_{rel} \gg 1$ . Отримані результати означали, що гранична частота генерації в таких РТС не повинна обмежуватися характерними часами  $\tau_{rel}$  і  $\tau_{dwell}$ , і може досягати кількох терагерців [27]. З урахуванням цих даних, у 2011 році Фейгін з колегами зареєстрував генерацію в таких РТС на основі InGaAs/AlAs в області терагерцових частот з максимальною частотою 1,11 ТГц (вихідна потужність приблизно 0,1 мкВт, межа 0,35 мкм<sup>2</sup> [41]. Варто зазначити, що в [41] було використано планарну антену Вівальді, розташовану на діелектричній мембрані (рис. 2.4), що дозволило сформувати відносно вузький пучок вихідного ТГц випромінювання.

Розглянуті роботи, виконані з метою просування твердотільної електроніки у бік терагерцових частот з використанням елементів на основі РТС дають уявлення про ті складнощі, які доводиться долати зі збільшенням частоти, зумовлених зростанням енергетичних втрат, падінням добротності резонаторних систем та рядом інших факторів [23]. Застосування широко використовуваних в НВЧ електроніці прямокутних металевих резонаторів при переході в область терагерцових частот стає практично неможливим, зокрема, через складності виготовлення високоякісних резонаторів з розмірами меншими за частку міліметра.

Іншою суттєвою проблемою є складність забезпечення оптимального хвильового узгодження на таких частотах. Починаючи з 2005 року, вирішення питань оптимального хвильового узгодження забезпечується використанням мікросмужкових резонаторних ліній.

До того ж, загальною проблемою при переході в область ТГц частот є швидке падіння потужності генерованого ТГц випромінювання через зростання енергетичних втрат в резонаторних елементах, контактних і сполучних мікросмужкових лініях та інших елементах.

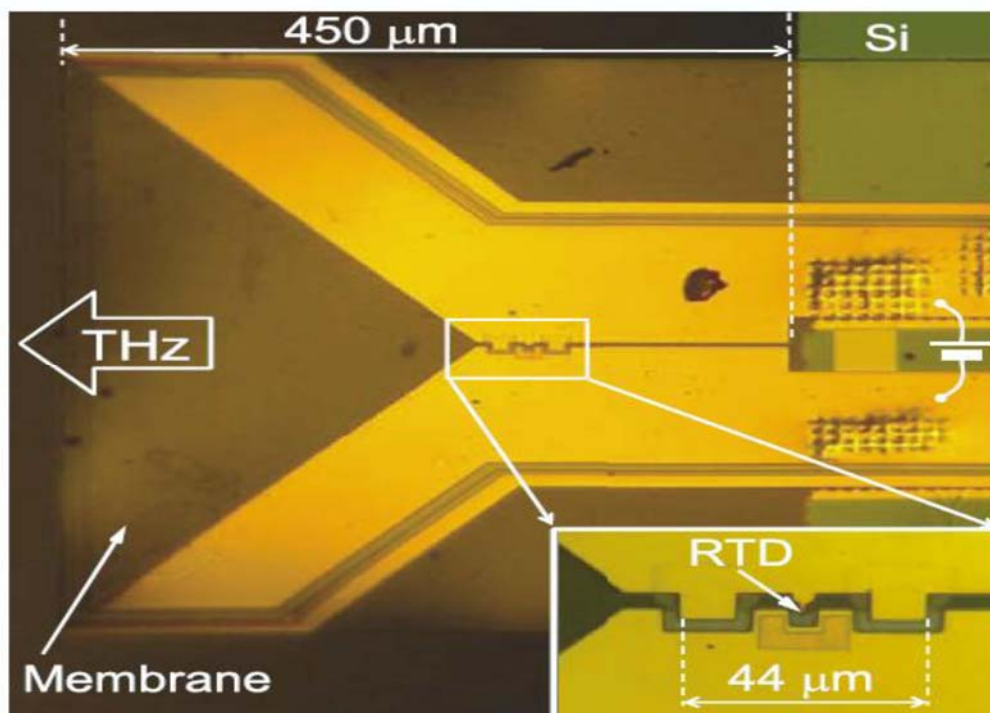


Рисунок 2.4 – Фотографія НВЧ генератора на основі РТД із щілинним резонатором та планарною антеною Вівальді, розташованої на діелектричній мембрані

Останнім часом виконано низку досліджень пов'язаних з теоретичним та експериментальним вивченням високочастотних властивостей у РТС більш складної будови з кількома квантовими ямами [42, 43, 44, 38, 39, 40]. У цих роботах, присвячених вивченню високочастотних явищ, зумовлених класичним механізмом НВЧ підсилення, показаний ряд переваг двоямових РТД у порівнянні з одноямними РТД, зокрема завдяки можливості зменшення питомої ємності меза структур і збільшення крутизни ВАХ в області НДП [45, 46]. Вивчалися як можливості генерації, і ефекти випрямлення НВЧ хвиль у широкому діапазоні частот аж до терагерцових. У японській групі під керівництвом Т. Ouchi у розвиток виконаних раніше робіт [38] зареєстровано ТГц випромінювання, що генерується двоямною InGaAs/AlAs РТД структурою з інтегрованою патч-антеною (потужність приблизно 1 мкВт, меза 0,2 мкм<sup>2</sup>) [42]. Антени даного типу характеризуються високою спрямованістю вихідного

випромінювання у бік відкритого простору, що дозволяє обходитися без лінзи, яка збирає випромінювання.

У роботах М. Suhara обговорюються результати вивчення резонансного тунелювання та процесів випрямлення НВЧ хвиль у трибар'єрних резонансно-тунельних діодах, що базуються на поданні РТД у вигляді розширеної еквівалентної схеми, яка містить «квантові» індуктивність і ємність [39].

Обговорюються експериментальні результати детектування випромінювання залежно від прикладеної напруги в області частот близько 0,1 ГГц [43]. Проведено аналіз частотних характеристик коефіцієнта перетворення самоодаткової планарної антени типу «bow – tie» інтегрованої з РТД меза-структурою (рис. 2.5) [40].

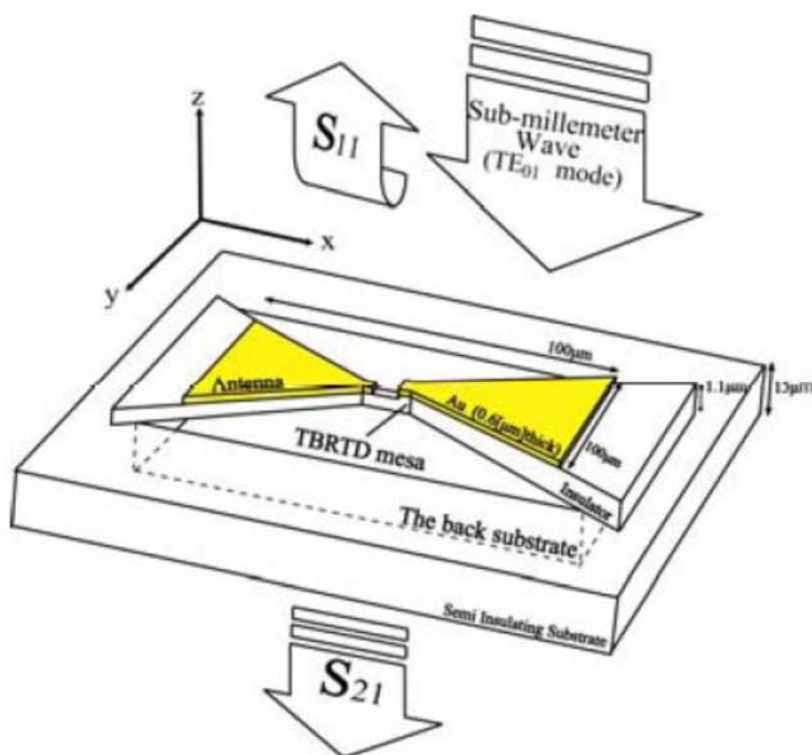


Рисунок 2.5 – Схема самоодаткової планарної антени типу «bow – tie», інтегрованої з РТД меза-структурою [40]

На основі низькочастотних вимірювань та чисельного моделювання детекторних РТД елементів зроблено оцінки нелінійних параметрів, що свідчать

про можливість ефективного випрямлення НВЧ хвиль у діапазоні частот аж до терагерцових [44].

У роботах наукової групи М. Asada досліджувався вплив ТГц випромінювання на вольт-амперні характеристики двоямових InGaAs/InAlAs РТД з широкими бар'єрами 4 та 6 нм при частотах 1,4 – 3,1 ТГц [47]. Простежено деформацію ВАХ РТД із зростанням частоти, обговорюється перехід від класичного квадратичного детектування до режиму тунелювання за участю фотонів високочастотного поля.

Цей режим був теоретично досліджений методом формалізму матриці густини у роботі [48]. Отримано добре узгодження між розрахованими та вимірними вольт-амперними характеристиками за присутності ТГц випромінювання. Також була експериментально продемонстрована можливість застосування двоямового РТД як НВЧ змішувача з використанням синхронізованих по фазі генераторів на діоді Ганна з основною частотою 100 ГГц [49].

Проаналізувавши цю частину можна констатувати, що виконані роботи демонструють можливість досягнення високої швидкодії внутрішніх перехідних електронних процесів у наноструктурах резонансно-тунельного типу з квантовими ямами, підтверджуючи перспективність вивчення таких систем, як з погляду можливостей спостереження нових наукових явищ, так і щодо практичного використання РТС нового типу у пристроях твердотільної мікроелектроніки та мікроелектроніки НВЧ.

## 2.2 Теоретичний опис процесів резонансного тунелювання та високочастотного відгуку в РТД структурах

Відповідно до загальних співвідношень електротехніки елемент електричного кола з негативним диференціальним опором при малих змінах струму та/або напруги віддає електричну енергію у зовнішнє коло. Реактивні компоненти зовнішнього кола накопичують цю енергію та повертають її в

електричне коло, при цьому в колі виникають електричні коливання (генерація). У наслідок цих коливань в РТД відбувається послідовне заповнення і спустошення резонансного рівня. Інерційність цього процесу, визначає граничну швидкодію РТД, яку прийнято пов'язувати з часом життя частинки на резонансному рівні, тобто. величиною, оберненою до енергетичної ширини  $\Gamma$  резонансного рівня:  $\tau \sim \hbar/\Gamma$  [18, 50, 51]. Вищеописана картина посилення або генерації електричних коливань відповідає класичному опису, а граничні частоти власних коливань вбираються у кількох ТГц. При цьому необхідно зазначити, що реальна швидкодія приладів на основі РТД визначається не тільки інерційністю резонансного тунелювання, а й тривалістю перехідних процесів у зовнішній схемі, до якої підключено прилад.

Принципово нові можливості в цій галузі відкриває побудована останніми роками квантова теорія резонансного тунелювання у зовнішньому електромагнітному полі, що передбачає «квантовий» режим підсилення, який обіцяє різке підвищення підсилення та ефективності РТД, причому саме в області суб-ТГц та ТГц частот. У роботах В.Ф.Єлесіна вперше звернено увагу на те, що РТД займають проміжне положення між класичними генераторами та лазерами [63]. Випромінювальні переходи йдуть між електронними станами поблизу рівня квазістаціонарного стану. Якщо частота коливання  $\hbar \omega < \Gamma$ , то можна застосувати класичне описання. Однак, як було показано в рамках аналітичного розгляду когерентної моделі тунелювання, існує й інший режим, який називається «квантовим», при якому можлива генерація на надвисоких частотах, більших за  $\omega \Gamma$ , тобто, гранична частота коливань не обмежена енергетичною шириною квазістаціонарного рівня. Важливим результатом цієї теорії є висновок про те, що саме квантовий режим виявляється тим механізмом, який насправді визначає високочастотні властивості РТД в області суб-ТГц та ТГц частот. У роботі [63] був використаний квантово-механічний підхід на основі рішення нестационарного рівняння Шредінгера з прозорими граничними умовами та розглядалася проста модель РТД із симетричними дельта-подібними бар'єрами та моноенергетичним пучком частинок. Було показано, що коли

енергія частинок, яка підводяться,  $\varepsilon_0$  лежить в межах ширини резонансного рівня  $\varepsilon_R$  ( $\varepsilon_0 - \varepsilon_R < \Gamma$ ), лінійний струмовий відгук має мінімум (а підсилення, відповідно, максимум) при частоті  $\omega \approx 0$ . Зі зростанням частоти підсилення досить швидко ( $\sim 1/\omega^4$ ) падає практично до нуля на інтервалі  $0 < \hbar \omega < P$ . Квантовий режим підсилення або генерації реалізується у разі, коли енергія частинок, які інжектують до КЯ перевищує енергію резонансного рівня квантової ями РТС на величину  $P$  або більше, тобто.  $\varepsilon_0 - \varepsilon_R > P$ . У цьому випадку підсилення максимальне на частоті, що відповідає переходам між станами з енергіями  $\varepsilon_0$  і  $\varepsilon_R$ , а потужність генерації повинна залежати від частоти як  $1/\omega$ , що, в принципі, відкриває можливість підвищення потужності вихідного випромінювання. Характерно, що такий механізм підсилення повинен проявлятися осторонь області НДП ВАХ і тільки на частотах більших за  $\omega\Gamma$ , відповідних діапазону суб-ТГц і ТГц частот.

У наступних роботах [52-55] у рамках моделі когерентного тунелювання з використанням того ж квантово-механічного підходу було теоретично досліджено вплив на високочастотний відгук одноямних РТС міжелектронної взаємодії, несиметричності бар'єрів та електрон-фононної взаємодії. Показано [53], що "квантовий" режим підсилення або генерації зберігається і при врахуванні міжелектронної взаємодії. При цьому в класичному режимі через зростання негативної диференційної провідності слід очікувати зменшення порога генерації. Показано [54], що високочастотний відгук винятково чутливий до асиметрії бар'єрів. Якщо «потужність» бар'єра колектора  $\alpha_1$  менше «потужності» емітера  $\alpha_2$  то струмовий відгук змінює знак при певній частоті, яка залежить від параметрів структури. У зворотній ситуації високочастотний відгук зберігає знак у всьому інтервалі частот. У той же час квантовий режим, передбачений раніше для симетричної РТС, реалізується за будь-яких співвідношеннях параметрів  $\alpha_1$  і  $\alpha_2$ . Знайдено [55] аналітичні вирази для статичного та перемінного струмів резонансно-тунельного діода з урахуванням електрон-фононної взаємодії. В адіабатичній межі ( $\omega_q \ll \Gamma$ ) і при сильній електрон-фононній взаємодії ( $\eta = \tau_{ph} \ll 1$ ,  $\tau_{ph}$  – час збою фази частинок) статичний

струм зменшується пропорційно  $\eta$ , а змінний низькочастотний струм пропорційно  $\eta^2$ . Принциповий результат у тому, що у межі  $\eta \ll 1$  зберігаються властивості, притаманні когерентному тунелюванню. Знайдено також вирази для високочастотного та нелінійного відгуків. Показано, що квантовий режим виявляється менш чутливим до впливу фононів, ніж класичний.

Крім одноямних РТД у роботах [64, 56, 57] теоретично розглянуті закономірності високочастотного відгуку в РТД із двома квантовими ямами. В рамках наближеної теорії без урахування впливу стаціонарного електричного поля для структур з двома квантовими ямами однакової ширини в наближенні дельта-подібних бар'єрів при моноенергетичному накачуванні частинок, які інжектуються в структуру, розглянуті високочастотні властивості РТД. Докладно проаналізовано окремий випадок, коли енергія частинок в емітерній частині РТД збігається з рівнем розмірного квантування першої з ям, а енергія квантів змінного поля дорівнює відстані між резонансними рівнями. В рамках цього наближення отримано прості вирази для коефіцієнта проходження та лінійного струму поляризації, що дозволяють з'ясувати фізику процесів та знайти підсилення залежно від параметрів структури. Показано, що, на відміну від одноямних РТД, визначальну роль відіграють інтерференція частинок між ямами та випромінювальні переходи «лазерного типу». Згодом у межах тієї ж моделі за допомогою чисельного розв'язання рівнянь у роботі [57] були розраховані лінійний та нелінійний високочастотний відгуки двоямної РТС у широкому інтервалі частот та полів. Було отримано достатньо добре узгодження результатів чисельного розрахунку з аналітичними для випадку слабких полів, а також передбачено низку нових ефектів в області сильного поля.

Особливості резонансної взаємодії частинок із високочастотним електромагнітним полем у двобар'єрних структурах також теоретично досліджувалися у роботах Голанта, Пашковського та інших [50-54]. У лінійному наближенні для інтенсивних бар'єрів знайдено аналітичне рішення рівняння Шредінгера з прозорими граничними умовами по всіх каналах розсіювання, що описує резонансні переходи між основним і кількома збудженими квантовими

рівнями за наявності сильного високочастотного електричного поля [58]. Особливу увагу приділено випадку тунелювання частинок через верхні мінізони. Показано, що динамічна провідність зростає як четверта міра ширини бар'єрів, квантові переходи з парною зміною номера рівня заборонені, динамічна провідність обернено пропорційна третьому ступеню частоти в умовах резонансу. Залежно від номерів робочих рівнів розраховано максимально можливу інтенсивність випромінювальних переходів двобар'єрних гетероструктур в умовах постійної густини струму живлення та характерного часу порушення когерентності, що викликається фононним розсіюванням. Показано, що інтенсивність помітно зростає, якщо як робочий використовувати не основний, а, наприклад, четвертий рівень структури [29]. Досліджувалися як симетричні так і несиметричні двобар'єрні структури з тонкими бар'єрами, в умовах когерентного тунелювання частинок, як по центрах енергетичних рівнів, так і при відхиленні їх енергії від резонансу. Показано, що відповідним вибором розташування мінізон структури щодо дна зони провідності напівпровідникових матеріалів ліворуч і праворуч від неї, можна досягти коефіцієнта проходження частинок рівного 1, а також істотного збільшення інтегральної високочастотної провідності структури [59]. Обговорюється модель двобар'єрних структур з електронним накачуванням у дворівневому наближенні для структур із довільною формою бар'єрів та збурення [60]. Досліджено частотні залежності негативної динамічної провідності (інтенсивності квантових переходів) трибар'єрних наноструктур з когерентним тунелюванням електронів з розщепленими енергетичними рівнями [61]. Показано, що на основі таких структур можуть бути створені квантові когерентні лазери далекого інфрачервоного діапазону, з довжиною хвилі аж до 60 мкм (5 ТГц). У цьому час життя частинок на нижньому резонансному рівні виявляється у 5 разів менше характерного часу розсіювання, вплив просторового заряду несуттєвий, а корисна потужність у кілька разів перевищує потужність втрат всередині оптичного хвилеводу [32]. Досліджено вплив нелінійних ефектів. Виявлено, що в сильному високочастотному полі більшість частинок, що падають на верхній

резонансний рівень, можуть віддавати два фотони і йти зі структури по нижньому рівню без проміжної взаємодії з фононами. В умовах такого багатофотонного процесу розсіювання квантова ефективність може вдвічі перевищувати максимальну квантову ефективність переходів між сусідніми рівнями [62].

Результати розглянутих вище теоретичних досліджень свідчать про можливість досягнення ТГц області частот коливань РТД. Однак, висновки цих робіт не можуть розглядатися як достатньо обґрунтовані, оскільки отримані в рамках наближеної теорії з дельта-подібними бар'єрами, що не враховує впливу постійного електричного поля, що визначає вибір робочої точки та високочастотні властивості реальних РТД. Крім того, необхідний облік розподілу частинок за енергіями в передбар'єрних частинах структури (емітер і колектор). Для аналізу та розуміння закономірностей високочастотного відгуку реальних РТД з розподіленими по енергії частинками необхідна побудова квантової теорії, що враховує взаємодії електронної підсистеми РТД з високочастотним полем у присутності постійного електричного поля.

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

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

В результаті ефективна ємність РТД виявляється меншою, а швидкодія – вищою, ніж у діодів з міжзонним тунелюванням. Додатково знизити ефективну ємність РТД можна шляхом створення широкого нелегованого шару колектора (анода).

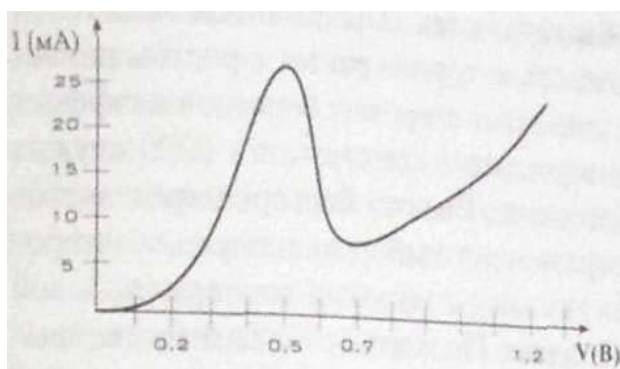


Рисунок 3.1 – Розрахункова ВАХ РТД для схемотехнічних застосувань

Основними фізичними характеристиками ВАХ РТД, які визначають його функціональні можливості як елемента ІС, є значення струмів і напруг у локальних максимумі (у «піку» відповідно –  $I_p$ ,  $V_p$ ) та мінімумі (у «долині» відповідно –  $I_v$ ,  $V_v$ ). Важливим параметром, від якого безпосередньо залежать статичні та динамічні характеристики, а також завадостійкість і приладів і схем, що містять РТД, є відношення струмів (густин струмів) «пік – долина»  $\nu = I_p/I_v$ .

Для аналізу механізму протікання струму у РТД зазвичай використовується або модель когерентного тунелювання, або модель послідовного тунелювання.

У моделі когерентного тунелювання передбачається, що носії заряду зберігають когерентність під час проходження всієї резонансно-тунельної структури. Максимум (пік) ВАХ відповідає максимуму коефіцієнта проходження (прозорості) усієї структури. Для забезпечення максимальної прозорості в резонансі двобар'єрної структури РТД, товщини та прозорості бар'єрів повинні бути приблизно однаковими. Величина струму в піку  $I_p$  визначається шириною рівня квазістаціонарного стану –  $\gamma$  (відповідає півширині резонансного максимуму залежно від прозорості від енергії).

Параметр  $\gamma$  пропорційний прозорості бар'єру, і для збільшення пікового струму бар'єри слід робити якомога тоншими. З іншого боку, без урахування розсіювання, долинний струм за низьких температур визначається повною прозорістю структури поза резонансом, яка, у свою чергу, пропорційна добутку прозоростей бар'єрів.

Отже, відношення «пік – долина» тим більше, чим менше прозорість одного бар'єру, що експоненційно залежить як від його ширини, так і від висоти. У реальних системах величина долинного струму визначається термопольовою емісією, ймовірність якої експоненційно зростає із зменшенням висоти бар'єру, а також розсіюванням носіїв заряду на дефектах та фононах. Ймовірність такого процесу зростає із зростанням розмірів структури. Тому застосування дуже широких бар'єрів неефективне.

Таким чином, оптимальним варіантом конструкції РТД є структура з високими та тонкими бар'єрами. Висота бар'єра визначається величиною стрибків зон  $\Delta E_c$  і  $\Delta E_v$  та обмежена вибором матеріалу гетеропари.

Зі зростанням температури зростає внесок у долинний струм термопольової емісії та відношення «пік – долина» падає. Оскільки значення має висота бар'єру, відрахована від рівня квазістаціонарного стану, характеристики

РТД можна поліпшити, «втопивши» квазістаціонарний стан шляхом створення між бар'єрами додаткової квантової ями.

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

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

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

Додаткові можливості управління характеристиками РТД відкриває використання багатобар'єрних, зокрема трибар'єрних, структур. Ширина квазістаціонарного рівня у такій структурі визначається прозоростями крайніх бар'єрів. Товщина крайніх бар'єрів у трибар'єрній резонансно-тунельній структурі при фіксованій загальній товщині, що забезпечує мінімальний долинний струм, може бути зроблена менше ніж у двобар'єрній структурі з такою самою сумарною товщиною бар'єрів. Тому відношення «пік – долина» у трибар'єрній структурі може бути одержано більше, ніж у стандартній двобар'єрній. Разом з тим слід зазначити, що у трибар'єрних структурах РТД

вимоги до однорідності шарів вище, ніж у двобар'єрних. У системах з шорсткими гетерокордонами зростання долинного струму внаслідок інтерфейсного розсіювання може звести на нівець переваги конструкції трибар'єрних структур.

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

З точки зору схемних застосувань основною особливістю РТД є наявність N-подібна ВАХ. Послідовне з'єднання двох елементів з N-подібною ВАХ (пара Гото) утворює бістабільний елемент із тригерними характеристиками. Послідовне з'єднання M елементів з N-подібною ВАХ (ланцюжок Шпігеля) має M стійких станів. Такі з'єднання є двополюсними схемотехнічними елементами, в яких відсутня розв'язка входу і виходу. Переважно більше з'єднань в одній схемі двополюсних (РТД) і триполюсних (транзистори) елементів, так як триполюсні прилади мають більшу завадостійкість, ніж двополюсні (спроби створення ІС тільки на базі тунельних діодів (негатронів), що також мають N-подібні ВАХ виявилися невдалими саме з цієї причини).

Створення РТД та поєднання їх з гетеропольовими транзисторами дало сильний імпульс для широкого застосування приладів з тунельним ефектом. На цей час вже створено АЦП аж до частот у кілька ГГц, ЗП та різноманітні цифрові схеми. На основі різних схемотехнічних рішень поєднання ПТШ та РТД розроблені високошвидкісні тригери, регістри, суматори, кільцеві генератори та генератори мостового типу, логічні елементи, що забезпечують повноту логічних функцій. Вищим досягненням цього напрямку, мабуть, слід вважати створення ЗП на РТД з керуючими ПТШ. За всіма характеристиками (особливо за щільністю біт на кількість елементів у осередку пам'яті) ці ЗП перевершують існуючі.

Базою для створення будь-якої з перерахованих схем є інвертор, що поєднує щонайменше один транзистор і один РТД. Для аналізу функціонування

інвертора необхідно вибрати електричну модель РТД. Для розрахунків може бути обрана еквівалентна схема РТД, зображена рис. 3.2.

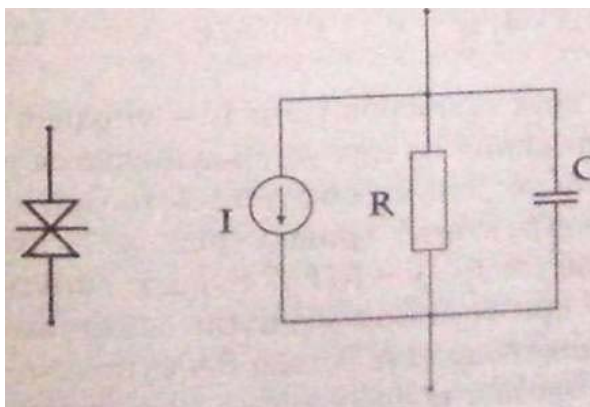


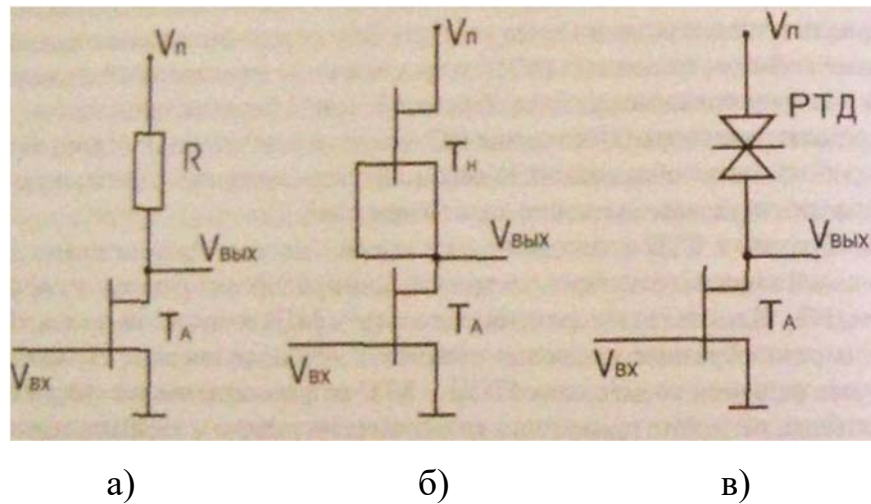
Рисунок 3.2 – Символ РТД та електронна еквівалентна схема РТД

Залежність струму від напруги зовнішнього генератора може бути вивчена підбором різних функцій та коефіцієнтів. Підбір коефіцієнтів за експериментальними ВАХ РТД, вирощених на установці МВЕ «Цна 25», [20, 25] призводить до наступного виразу для залежності струму від напруги  $I(V)$ :

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

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

Три основних типи інверторів показані на рис. 3.3: з лінійним резистором у навантаженні (а), з транзистором, що працює в режимі насиченого резистора навантаження при  $V_{gs} = 0$  (б) і з РТД (в).



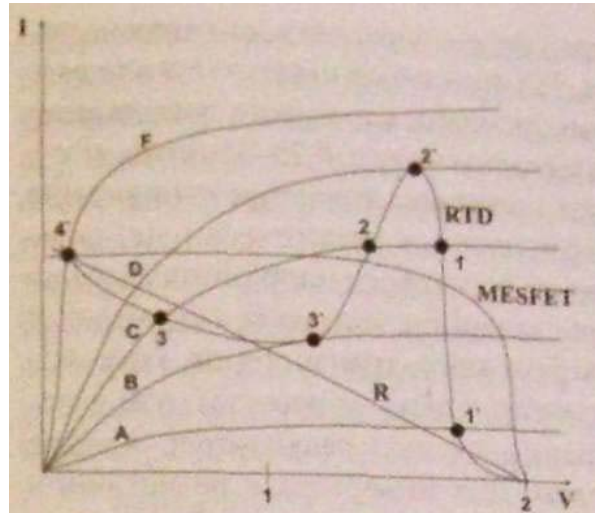
а – з резистивним навантаженням; б - з транзисторним навантаженням; в – з РТД як навантаження;

Рисунок 3.3 – Основні типи інверторів

Для нормально відкритих транзисторів (НВТ) у розрахунках використовувалася стандартна Spice-модель з такими параметрами  $V_{t0} = -0,55$  В;  $\beta = 0,15 \cdot 10^{-3}$  А/В<sup>2</sup>;  $\lambda = 0,12$ ;  $\alpha = 2,5$ ;  $R_D = R_S = 880$  Ом.

При послідовному з'єднанні двох приладів (D і L – прилад керуючий (драйвер) і навантаження) напруги на них встановлюються в пропорції, що забезпечує рівність струмів. Дана обставина автоматично враховується при побудові навантажувальних кривих (рис. 3.4), на яких точки перетину ВАХ приладів  $I = I_D(V) = I_L(V_B - V)$  дають допустимі значення вихідної напруги  $V$  при заданому значенні наскрізного струму  $I$  і напруги зміщення  $V_B$ . Послідовність гілок ВАХ керуючого транзистора А, В... F рис. 3.4 відповідає послідовному збільшенню вхідної напруги від  $-0,5$  В (гілка А) до  $-0,1$  В (гілка F). У загальному випадку (гілка С) ВАХ транзистора перетинається з ВАХ РТД у трьох точках – 1, 2 та 3 з яких стійким станам відповідають лише точки 1 та 3 (робочі точки), що знаходяться на ділянках ВАХ РТД з позитивним диференціальним опором.

Стійким логічним рівням («0» та «1») відповідають точки 1' та 4'. При збільшенні вхідної напруги робоча точка 4' (1') зміщується вгору (вниз) ВАХ РТД. Перехід від логічної «1» до логічного «0» (і назад) здійснюється стрибкоподібно при досягненні робочої точки положення перекидання 2'(3').



1',4' – робочі точки для різних режимів роботи інвертора з РТД навантаженням

Рисунок 3.4 – ВАХ навантажувальних кривих для резистивного інвертора (R), транзисторного навантаження (MESFET) та RTD (РТД) – навантаження, побудованих на фоні ВАХ активного транзистора

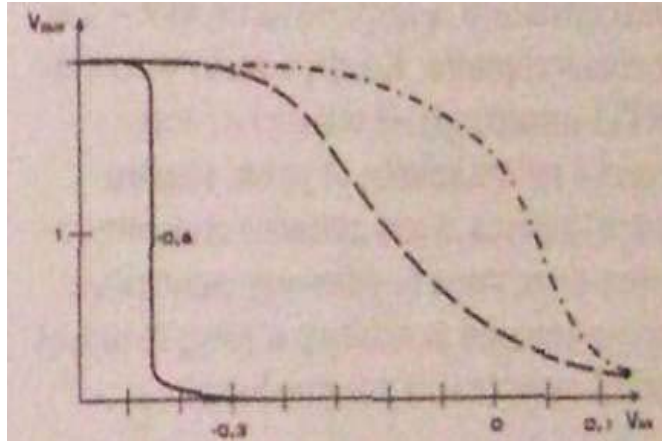
Отримувана передавальна характеристика (ПХ) інвертора – залежність вихідної напруги від вхідної – повністю визначає його статичні характеристики.

Важливі параметри ПХ: рівень високої напруги, рівень низької напруги (досяжні для даного інвертора при заданій напрузі живлення), напруга перемикавання з одного стану в інший, її розмір (ширина мВ) і статичний коефіцієнт підсилення.

Результати розрахунків, наведені для всіх трьох типів інверторів рис. 3.5, показують, що ПХ інверторів на РТД якісно відрізняється від ПХ на інверторах на транзисторах (у них виходить плавна зміна вихідної напруги, а РТД – майже стрибкоподібне).

Величини коефіцієнтів підсилення (статичні) для інверторів з резистивним навантаженням і з транзисторним не перевищують кількох одиниць (6 – для резистивного при опорі навантаження 1 кОм та 14 - для транзисторного при рівних розмірах транзисторів).

На інверторі з РТД можливе досягнення великих значень коефіцієнта підсилення (рис. 3.6) для випадку, показаному на рисунку розрахункове значення досягає 200). Порогова напруга активного транзистора дорівнює – 0,6 В



- ПХ резистивного інвертора (пунктирна крива);
- ПХ транзисторного інвертора (штрих-пунктирна крива);
- ПХ інвертора з РТД-навантаженням (суцільна крива)

Рисунок 3.5 – Передавальні характеристики трьох найбільш поширених типів інверторів

Зона перемикання у інвертора з РТД вбирається у 15 мВ, що у 6 разів менше, ніж у інвертора з транзисторним навантаженням і значно менше, ніж у інвертора з резистивним навантаженням. Це надзвичайно важлива перевага, і забезпечується саме квантовим механізмом перемикання схеми інвертора з РТД. Область перемикання визначається пороговою напругою керуючого транзистора, ПХ трьох типів інверторів для різних значень порогової напруги наведені на рис. 3.6.

У транзисторному інверторі напруга перемикання практично залежить від порогового значення напруги лише за рівності розмірів активного і навантажувального транзисторів (як і прийнято у цьому розрахунку), що у

реальних схемах реалізується вкрай рідко. Для інвертора з резистивним навантаженням вплив порогової напруги також є суттєвим.

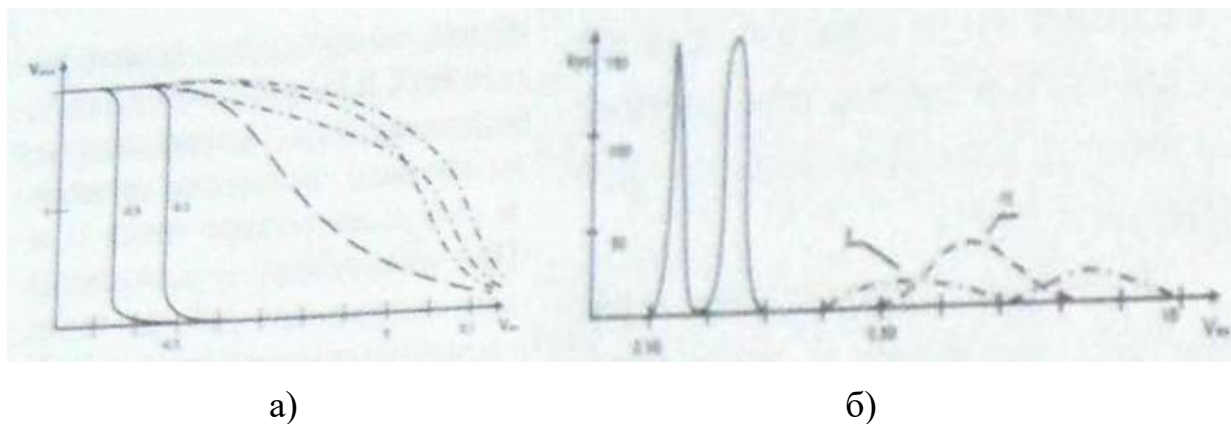


Рисунок 3.6 – Вплив порогової напруги активного транзистора на положення зони перемикання ПХ (а) та величини коефіцієнтів підсилення всіх типів інверторів (б)

Вважається, що гранична напруга приймає два значення: - 0,6 В і - 0,3 В. Суцільні криві відносяться до інвертора з РТД, пунктирні – до резистивного, а штрих-пунктирні – для транзисторного. Коефіцієнт підсилення РТД – інвертора залежить від порогової напруги, від резистивного зменшується, а даного транзисторного інвертора (з рівними розмірами транзисторів активного і навантажувального) постійний (як і має бути).

Інвертор на базі РТД та НВТ має різні входні та вихідні логічні рівні; для їх узгодження необхідні спеціальні узгоджувальні пристрої. Цього недоліку позбавлені інвертори із нормально закритими транзисторами (НЗТ).

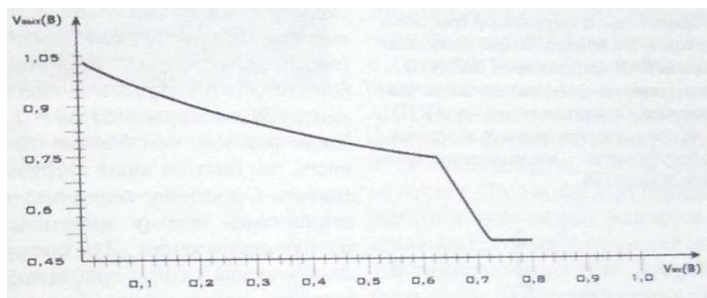
Важливо, що в інверторі на базі РТД і НВТ входна напруга (керуюча напруга НВТ) – негативна, а вихідна – позитивна. Отже, схеми на таких інверторах вимагають застосування додаткових проміжних схем узгодження рівнів напруги, що призводить до ускладнення схем, зниження швидкодії та збільшення споживаної потужності.

Такого недоліку позбавлені схеми інверторів із НЗТ. Застосування НЗТ змінює ситуацію на краще – і вхідні, і вихідні напруги мають однакову полярність, і потреба у погоджувачих схемах відпадає.

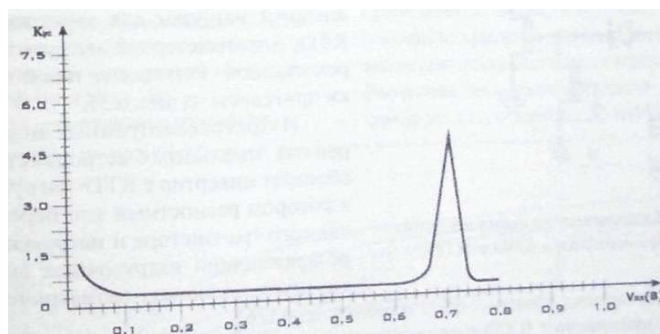
ПХ інвертора на НЗТ ПТШ та РТД наведено на рис. 3.7. Для НЗТ використовується Spice-модель з параметрами  $V_{t0} = 0,15$ ;  $\beta = 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ A/V}^2$ ;  $\lambda = 0,1$ ;  $\alpha = 2$ ;  $R_D = R_S = 700 \text{ Ом}$ . Для інверторів на НЗТ робоча напруга може бути знижена майже до 1 В, і це є великою перевагою, оскільки зменшується споживана потужність. Крім того, НЗТ мають більшу крутість і більшу швидкодію, ніж НВТ.

Зворотнє перемикання інвертора відбувається для РТД з даною величиною струму долини при напрузі +0,25, а пряме перемикання (при подачі на затвор логічної «1») відбувається при напрузі +0,6 В. Таким чином, робочий перепад керуючої напруги на затворі транзистора дорівнює 0,35 В. Саме на малих перепадах логічних рівнів можна досягти функціонування логічних схем у гігагерцовому частотному діапазоні.

З результатів розрахунків випливає, що схеми на таких інверторах не вимагають узгодження вхідних та вихідних рівнів: перемикання з високого стану відбувається при 0,65 В вхідної напруги, забезпечуючи рівень вихідної напруги 0,5 В, а зворотнє перемикання з низького стану у високе – при вхідній напрузі, що дорівнює 0,7 В, забезпечуючи рівень високого стану рівним вихідної напруги - 0,8 В. Таким чином, ПХ каскадів повністю узгоджені за рівнями вхідної та вихідної напруги. У цьому коефіцієнт підсилення інвертора сягає 4,5. Зона перемикання вбирається у 50 мВ (рис. 3.7).



а)



б)

Рисунок 3.7 – Передавальна характеристика інвертора з нормально закритим транзистором (а) та відповідний коефіцієнт посилення (б)

В даний час широко обговорюється модифікація пари Гото, що виходить паралельним включенням в коло керуючого РТД польового транзистора – так званий елемент MOBILE (MOnostable – BInstabletransition Logic Element), що має складну ПХ.

Слід, однак, відзначити, що при використанні MOBILE як інвертор при перемиканні з нижнього логічного рівня у верхній необхідно або змінювати напругу живлення, або ж використовувати в елементі керування РТД з малим піковим струмом, що ставить під питання саму доцільність включення РТД в керуючий елемент.

Динамічні характеристики інвертора визначаються швидкістю зміни вихідної напруги, яка, своєю чергою, визначається швидкістю перезарядки навантажувальної ємності. Навантажувальна ємність перезаряджається струмом, що є різницею струмів керуючого елемента ( $D$ ) і навантаження ( $L$ ):  $\Delta I = I_D - I_L$ . Таким чином, чим більша ця різниця, тим швидше заряд навантажувальної ємності  $C$  досягає величини, що відповідає новому значенню вихідної напруги.

Для порівняння динамічних якостей трьох наведених вище інверторів розраховуються різнісні струми  $\Delta I$  інверторів без зовнішнього навантаження для інверторів з РТД, з транзисторним навантаженням і з резистивним. Результати такої оцінки наведено рис. 3.8.

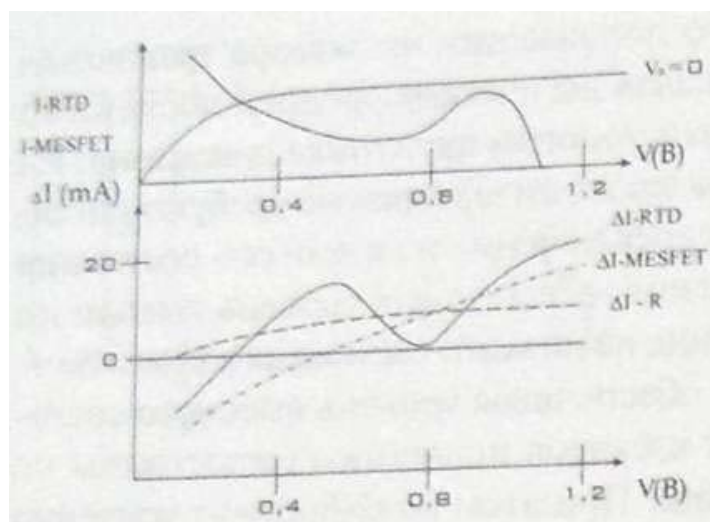


Рисунок 3.8 – Струми ( $I_a$  —  $I_n$ ) активного транзистора та навантаження для трьох типів інверторів

На верхній вставці наведена одна гілка ВАХ – транзистора та ВАХ РТД, різниця струмів яких наводиться в нижній частині рисунка. Суцільна лінія – для РТД, пунктирна – для резистивного інвертора та штрихпунктирна – для інвертора з транзисторним навантаженням.

З трьох розглянутих інверторів максимальну швидкодію має інвертор з РТД - навантаженням, в якому різницевий струм транзистора, що перемикається, і навантаження, що перезаряджає навантажувальні ємності, при однакових геометричних розмірах активних транзисторів максимальний.

При включенні РТД у реальні схеми необхідно забезпечити узгодження рівнів керуючих та вхідних напруг. У схемі, наведеній на рис. 3.9, це досягається включенням в коло затвора керуючого транзистора – діода і насиченого резистора.

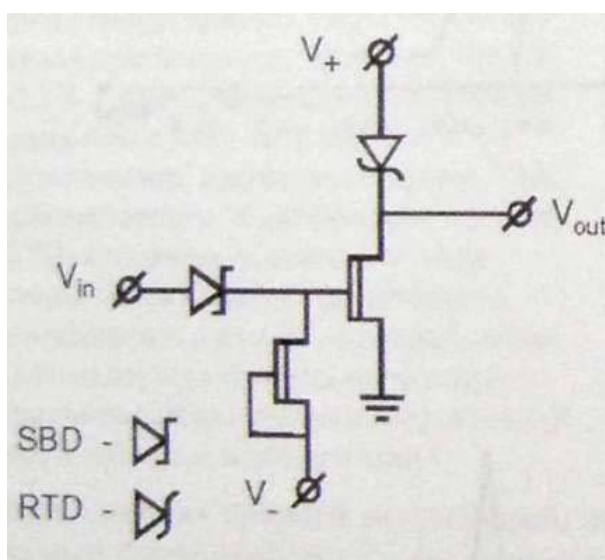


Рисунок 3.9 – Електрична схема експериментального інвертора з урахуванням РТД

Вольт–амперні характеристики елементів даного монолітно-інтегрованого інвертора, реалізованого експериментально, наведено рис. 3.10. Поєднання РТД і ПТШ або НЕМТ істотно розширює схемотехнічні можливості побудови ІС практично будь-якого застосування, від одновхідного логічного вентиля до багаторівневої або мажоритарної логіки, що самозащипається.

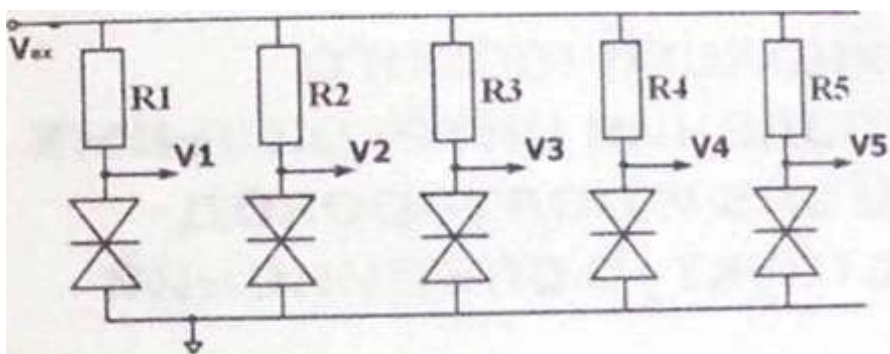


Рисунок 3.10 – Експериментальні ВАХ елементів монолітно-інтегрованого РТД та MESFET

Яскраво виражений пороговий характер ПХ – інвертора на РТД у поєднанні з можливістю керування порогом перемикання вказує на

перспективність використання РТД для створення компараторів, які представляють як самостійне значення, так і як базові елементи багаторозрядних АЦП.

На рис. 3.11 показана електрична схема 5-розрядного компаратора РТД, розрахована на робочі частоти не менше 1 ГГц.



$V_1 - V_5$  – діхідна напруга

Рисунок 3.11 – Електрична схема 5-розрядного компаратора на РТД з різними номіналами навантажень в анодному колі ( $R_1 - R_5$ )

Таким чином, РТД є актуальним, технічно зрілим напрямком розробки надшвидкодійної електронної компонентної бази.

## 4 ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ АКТИВНОЇ ОБЛАСТІ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУ ХАРАКТЕРИСТИКУ РЕЗОНАНСНО-ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА

### 4.1 Формування енергетичної діаграми напівпровідникової структури

Активна область резонансно-тунельного діода є напівпровідниковою багатошаровою структурою n-типу, що містить нанорозмірну РТС - власне активну область. Її конструкція (склад шарів) може бути досить різноманітною, це може бути: діелектричний шар, надгратка, одно- або багатобар'єрна структура.

Для найбільш ефективного використання ефекту тунелювання, як матеріал приладу можуть бути використані напівпровідники і напівпровідникові сполуки груп АІІВV або АІІВVI. Ці групи матеріалів мають ряд істотних переваг у порівнянні зі звичайними, широко використовуваними матеріалами напівпровідникової електроніки – кремнієм і германієм. До найважливіших із них належить висока рухливість основних носіїв.

У даній атестаційній роботі структура резонансно-тунельного діода являє собою циліндр діаметром близько 0,5 мм і довжиною близько 3 мм. міліметрів протилежні торці циліндру є металеві контакти катода і анода. Загальна структура РТД показано на рис. 4.1.

Щоб уникнути впливу паразитних переходів метал-напівпровідник (діодів Шоттки) у прикатодному та прианодному шарах, їх сильно легують. За прикатодним  $n^+$ -шаром розташовано буферний n-шар, який служить емітером або катодом. Далі розміщується активна область РТД - двобар'єрна квантово-розмірна структура, яка має у собі одну квантову обмежену область - КЯ для носіїв обох типів. Активна область РТД відокремлюється від буферних шарів бар'єрами так само нанорозмірної товщини - тунельно-прозорих шарів широкозонного напівпровідника.

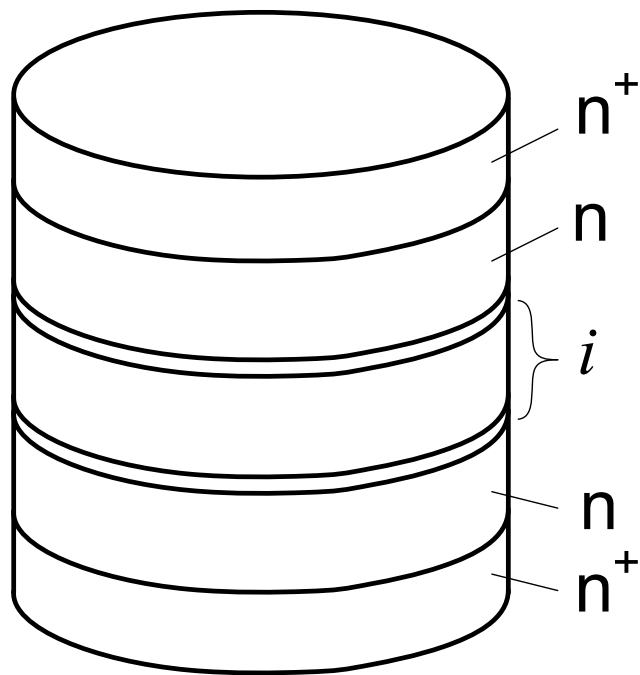


Рисунок 4.1 – Загальний вигляд типової РТС

Енергетичну структуру активної області - двобар'єрну КРС можна представити як показано на рис. 4.2

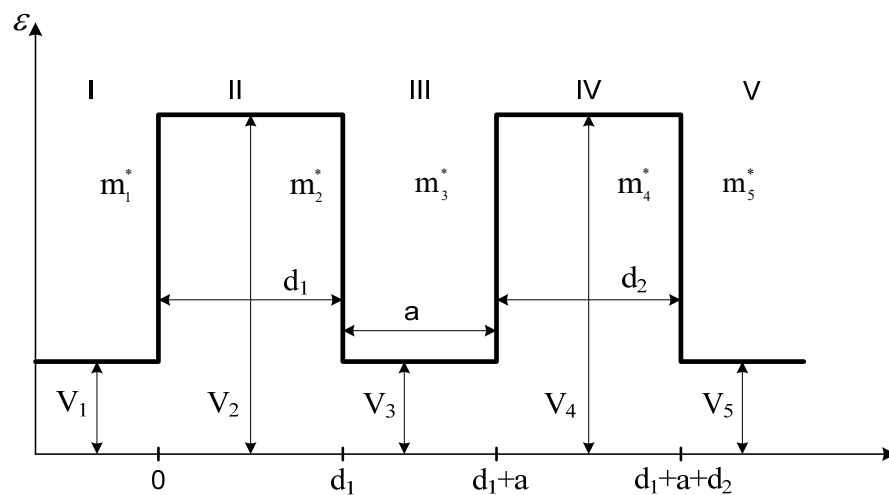


Рисунок 4.2 - Енергетична діаграма двохбар'єрної КРС

Активна область РТС, як квантова яма, так і розділені бар'єри мають власний тип провідності з тим, щоб мінімізувати такі явища як різноманітні шуми.

Після активної області слідує буферний анодний n-шар. При цьому буферний шар з боку катода робиться коротшим, ніж буферний шар з боку анода, це робиться для того, щоб мінімізувати ефект первідбиття носіїв, який може виникнути при великих робочих струмах, що протікають через прилад.

#### 4.2 Опис математичної моделі резонансного проходження носіїв крізь багатобар'єрну структуру

Для визначення ймовірності тунелювання частинок крізь двохбар'єрну структуру енергетична діаграма, якої показана на рис. 4.2, необхідно вирішити стаціонарне рівняння Шредінгера:

$$\hat{H}\Psi = E \cdot \Psi. \quad (4.1)$$

Рішення рівняння (4.1), провадиться відносно хвильової функції частинок -  $\Psi$ . У свою чергу це дає змогу вирахувати коефіцієнти проходження бар'єрів і всієї структури в цілому. Таким чином спираючись на квантов-механічне моделювання можна отримати рівняння для ВАХ РТД виду (1.6), але у дещо спрощеному вигляді:

$$i(E) = \frac{4 \cdot \pi \cdot m_e^* \cdot e \cdot \Delta V}{h^3} \cdot \int_0^{E_F} D(E) \cdot F(E) \cdot dE. \quad (4.2)$$

де  $m_e^*$  - ефективна маса електрона у зоні провідності структури, кг;

$e$  - заряд електрона, Кл;

$\Delta V$  - об'єм активної області  $1/\text{см}^{-3}$ ;

$D(E)$  - коефіцієнт проходження структури;

$F(E)$  - функція розподілу Фермі-Дірака;

$E$  - поточне значення енергії носія, еВ.

З попереднього аналізу співвідношення (4.2) випливає, що залежність струму від енергії носіїв визначатиметься положенням рівня Фермі в прикатодному шарі, і має різко нелінійний характер. У свою чергу, це пояснюється тим, що залежність коефіцієнта проходження від енергії частинок та висот потенційних бар'єрів має зазвичай осцилюючий характер.

#### 4.3 ВАХ РТД у залежності від параметрів РТС

На підставі квантово-механічної моделі резонансного проходження частинок крізь багатобар'єрну структуру було проведено дослідження резонансного проходження носіїв крізь тунельну наноструктуру резонансно-тунельного діода, створену на основі п'яти напівпровідникових слаболегованих шарів  $\text{GaAs}/\text{Al}_{x_1}\text{Ga}_{1-x_1}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{x_2}\text{Ga}_{1-x_2}\text{As}/\text{GaAs}$ . У хімічній формулі структури матеріали зазначені в порядку їхнього розташування від катода до анода. Матеріали сильно легованих контактних майданчиків не враховувалися. Бічні шари GaAs мають провідність n-типу і невироджені, активна область, як показано на рис. 4.1 має власний тип провідності.

Результати моделювання тунелювання частинок через двобар'єрну структуру показано рис. 4.3. На рисунку червоною лінією позначена межа зони провідності в області квантового обмеження безпосередньо РТС. Синьою лінією позначено реальну частину хвильової функції, зеленою - уявну частину хвильової функції. Ймовірність знаходження частинок - квадрат модуля хвильової функції - пунктирною фіолетовою. За попередньою умовою моделювання, потік частинок падає на двобар'єрну РТС зправа наліво - у позитивному напрямку осі z. Товщина першого бар'єру позначена  $a_1$  за умовами розрахунку становила 5 Å, квантово-обмеженого шару - КЯ  $b_1$  - 10 Å, другого бар'єру  $c_1$  - 15 Å. Висоти бар'єрів які обмежують рух частинок -  $V_c$  - 1 eV.

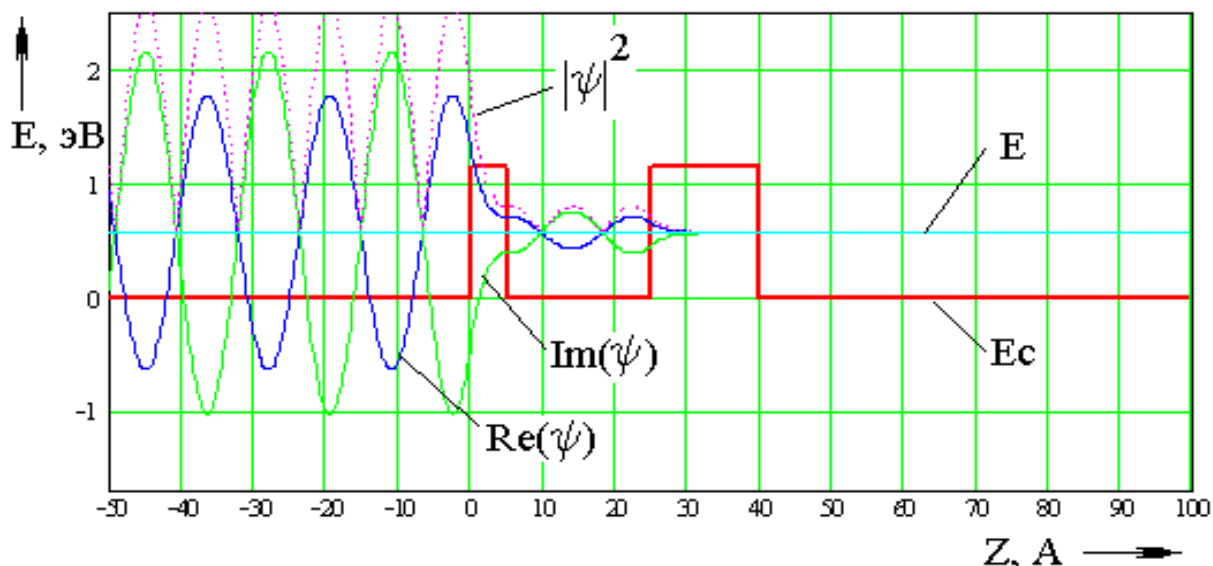
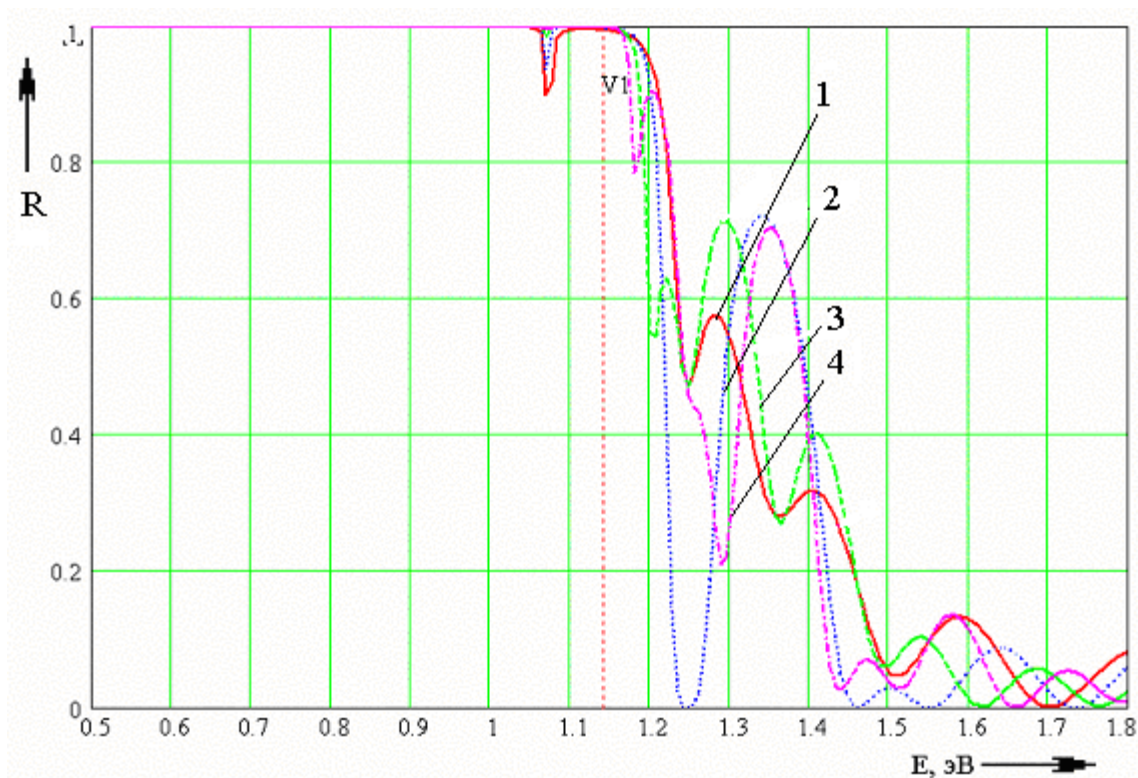


Рисунок 4.3 – Реальна і уявна частина та квадрат модуля хвильової функції, побудована на фоні значення енергії налітаючої частинки та енергетичної діаграми зони провідності двобар'єрної структури

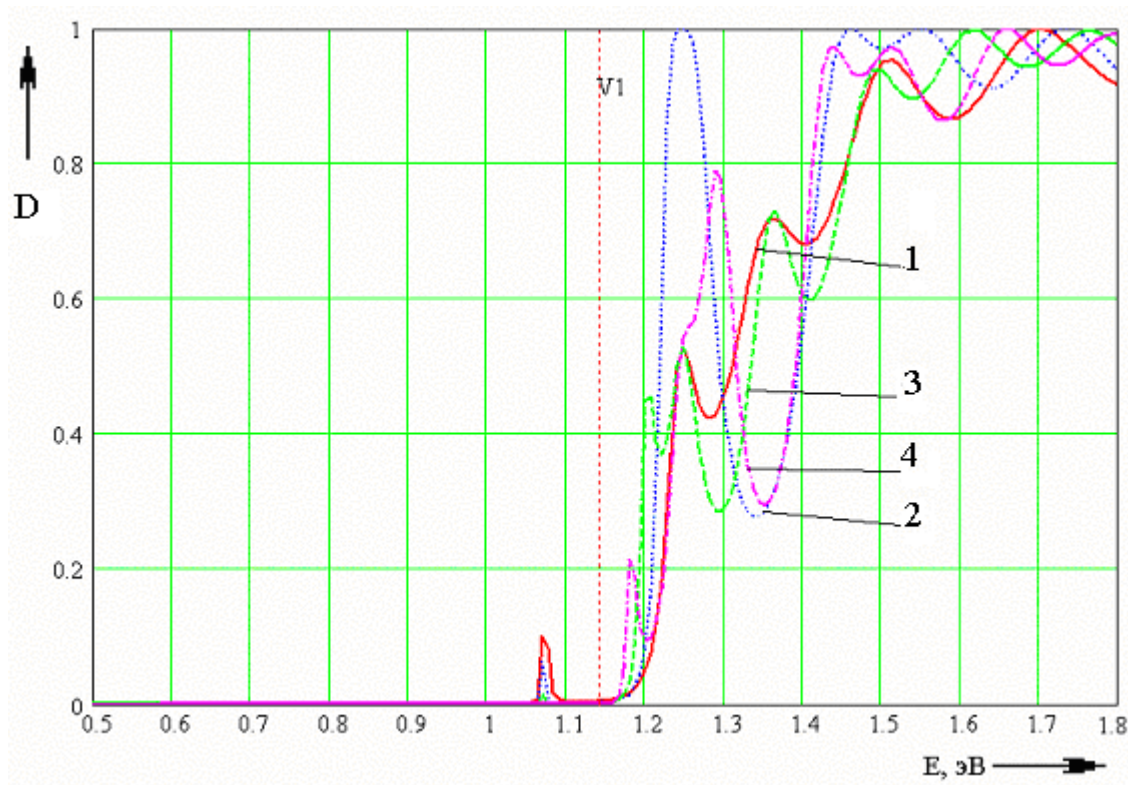
На рис. 4.4 показано залежність коефіцієнта відбиття двобар'єрної РТС від енергії налітаючої частинки в залежності від зміни товщини першого бар'єру. З аналізу результатів моделювання, показаних рис. 4.4 слідує, що коефіцієнт відбиття структури зменшується, зі збільшенням енергії падаючої коли енергія перевищує висоту потенційного бар'єру. Для енергії частки близько 0,8 - 0,9 eV спостерігається часткове зменшення коефіцієнта відбиття, це вказує на те, що структура стає прозорою і в цій смугі енергій можливий ефект тунелювання частинок через структуру. Збільшення ширини першого бар'єру призводить до того, що для енергії частинок вище від висоти потенційного бар'єру коефіцієнт відбиття збільшується, однак є проміжок енергій, в якому він зменшується практично до нуля для товщини першого бар'єру 10 Å. Це свідчить про те, що структура стає резонансно-прозорою і надає струму, що протікає, лише омичний опір. В області значень енергії налітаючих частинок вище 1,4 eV значення коефіцієнта проходження менше 0,4 і структура для таких частинок стає дедалі прозорішою зі зростанням енергії.



1)  $a_1 = 5 \text{ \AA}$ ; 2)  $a_1 = 10 \text{ \AA}$ ; 3)  $a_1 = 15 \text{ \AA}$ ; 4)  $a_1 = 40 \text{ \AA}$

Рисунок 4.4 – Залежність коефіцієнту відбиття двохбар'єрної РТС від зміни товщини першого бар'єру як функція енергії налітаючої частинки

На рис. 4.5 показано залежність коефіцієнта проходження двохбар'єрної РТС в залежності від енергії частинок, що налітають на неї для різної товщини першого бар'єру. Оскільки розрахунки коефіцієнта відбиття та коефіцієнта проходження проводяться при однакових вихідних даних або при синхронній зміні якогось параметра, то криві коефіцієнта проходження на рис. 4.5 та коефіцієнта відбиття РТС на рис. 4.4, компліментарно повторюють один одного.

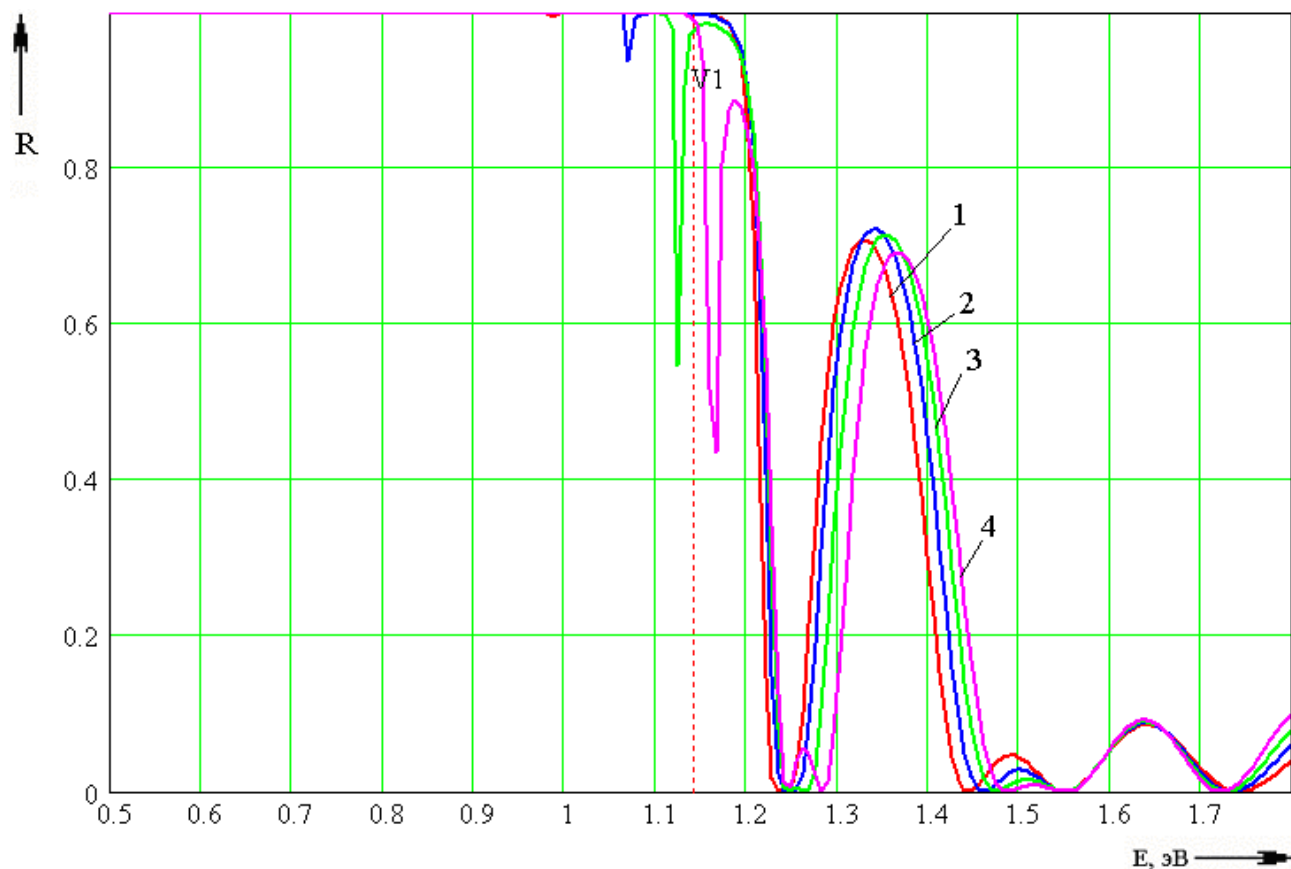


1)  $a_1 = 5 \text{ \AA}$ ; 2)  $a_1 = 10 \text{ \AA}$ ; 3)  $a_1 = 15 \text{ \AA}$ ; 4)  $a_1 = 40 \text{ \AA}$

Рисунок 4.5 – Залежність коефіцієнта проходження двохбар'єрної РТС від зміни товщини першого бар'єру, як функція енергії налітаючої частинки

На рис. 4.6 показано залежність коефіцієнта відбиття РТС від енергії налітаючих частинок при різній товщині квантово-обмеженої області при фіксованих товщинах першого та другого бар'єрів.

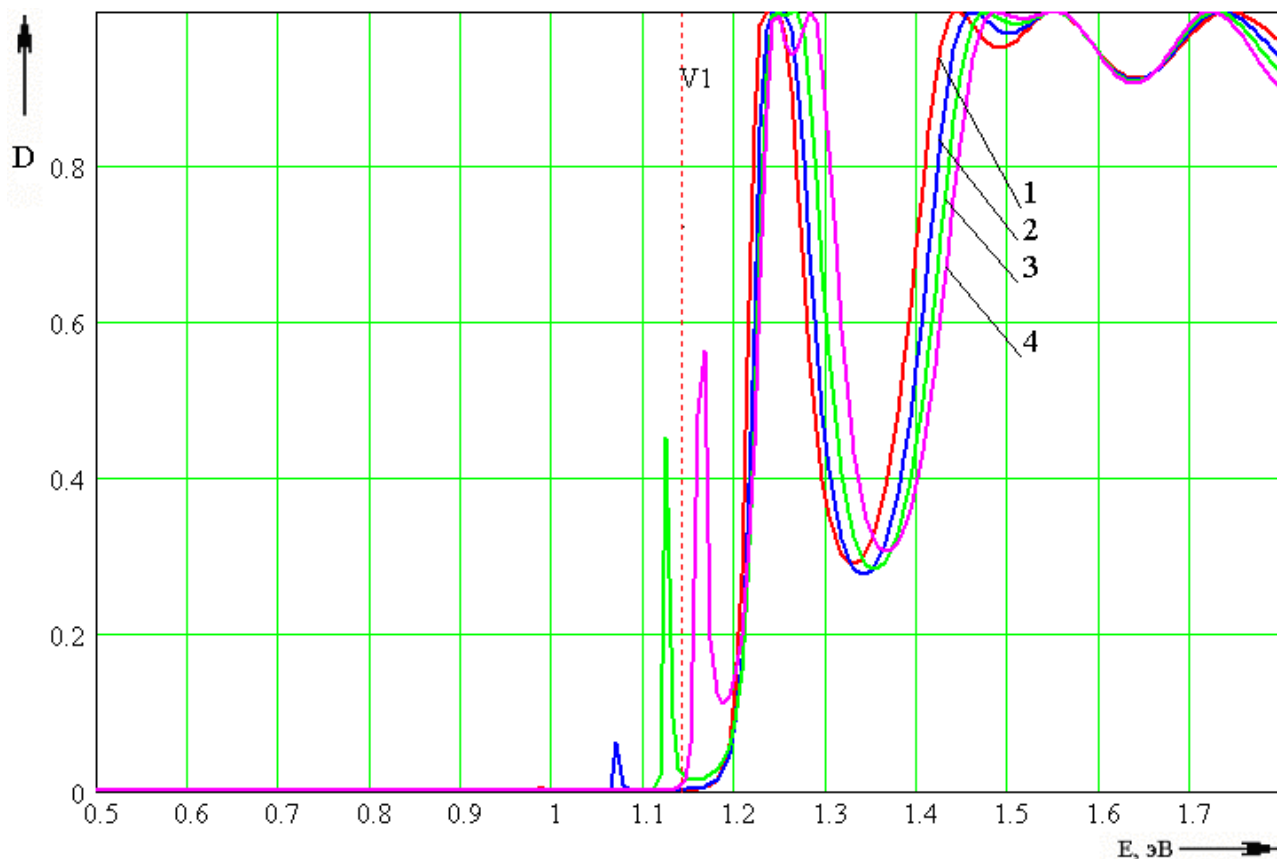
При збільшенні товщин квантово-обмеженого шару відбувається зміщення кривої прозорості структури загалом, у бік вищих енергій. При суттєвому (криві 3 і 4) збільшенні товщини квантово-обмеженого шару на кривій вище енергетичної висоти бар'єрів з'являються додаткові мінімуми. Вони стають дедалі помітніші, крім того, що в цій енергетичній смузі коефіцієнт відбиття зменшується. Таке явище пов'язано з тим, що прозорість структури збільшується не тільки при зростанні енергії частинок як у попередньому випадку, а і внаслідок збільшення тунельної проникності структури. Цей проміжний висновок додатково підтверджується розрахунком залежності коефіцієнта проходження структури зі збільшенням товщини квантово-обмеженого шару.



1)  $b_1 = 10 \text{ \AA}$ ; 2)  $b_1 = 15 \text{ \AA}$ ; 3)  $b_1 = 20 \text{ \AA}$ ; 4)  $b_1 = 25 \text{ \AA}$ ;

Рисунок 4.6 – Залежність коефіцієнта відбиття двохбар'єрної РТС від енергії налітаючих частинок, при різній товщині квантово-обмеженого шару

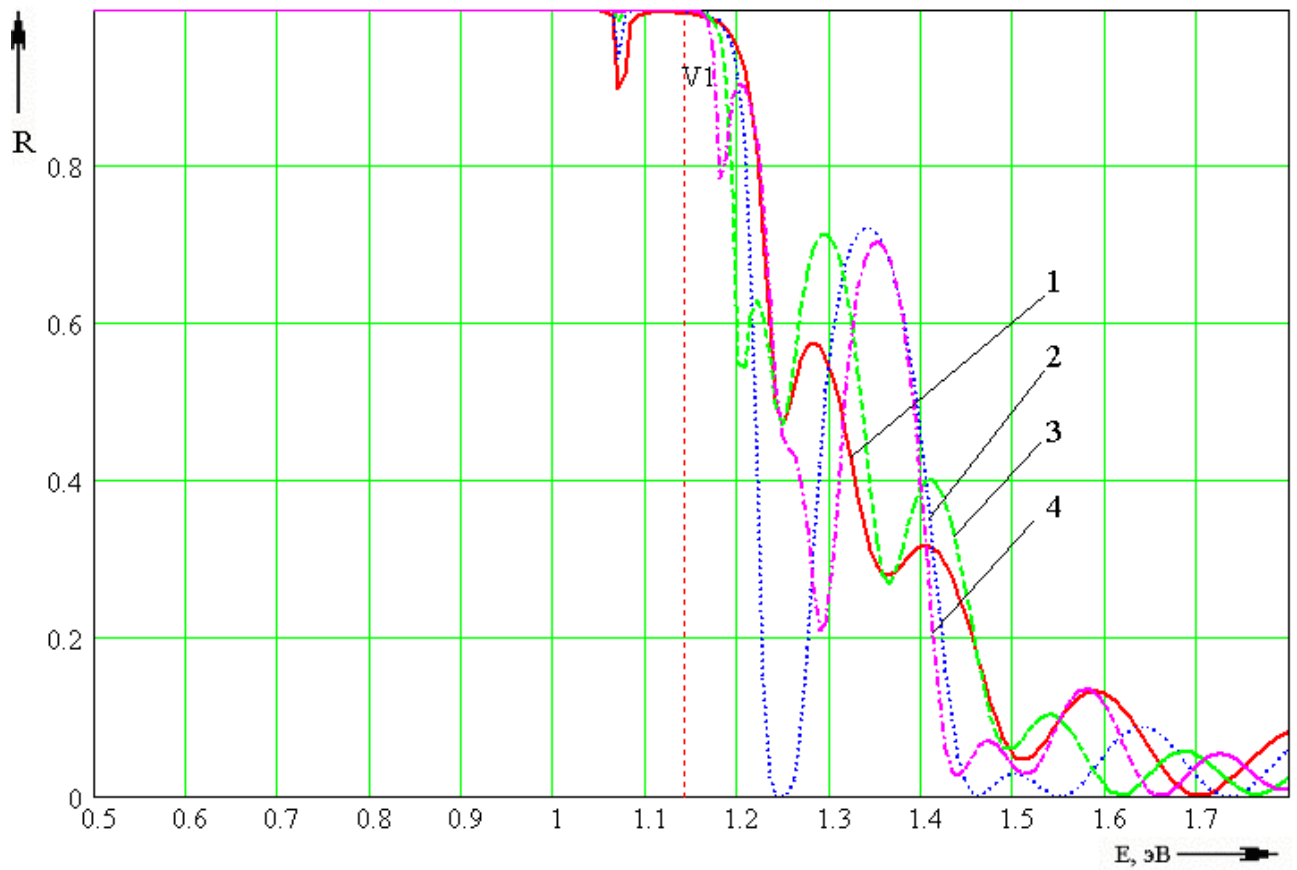
На рис. 4.7 показано залежність коефіцієнта проходження двохбар'єрної РТС від енергії налітаючих частинок для різної ширини квантово-обмеженого шару.



1)  $b_1 = 10 \text{ \AA}$ ; 2)  $b_1 = 15 \text{ \AA}$ ; 3)  $b_1 = 20 \text{ \AA}$ ; 4)  $b_1 = 25 \text{ \AA}$ ;

Рисунок 4.7 – Залежність коефіцієнта проходження двобар'єрної РТС від енергії налітаючих частинок для різної товщини квантово-обмеженого шару

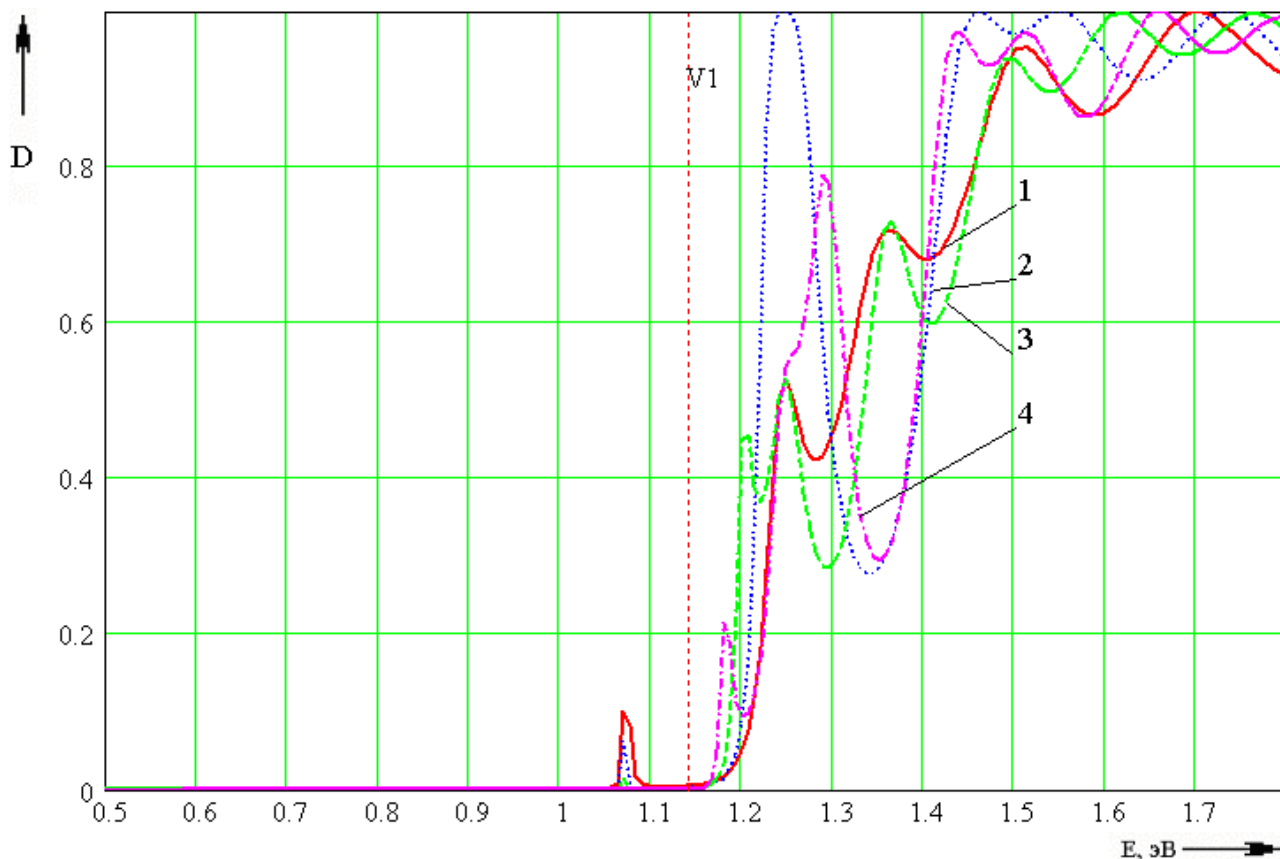
На рис. 4.8 показано залежність коефіцієнта проходження двобар'єрної РТС від енергії налітаючих частинок при різній товщині другого бар'єру. Аналіз залежностей наведених на рис. 4.4 та 4.8. а також 4.5 та 4.6. показує, що залежності коефіцієнта відбиття та коефіцієнта проходження від енергії налітаючих частинок за ідентичних змін одних і тих самих вхідних змінюваних параметрів моделі є однаковими. Таким чином тунельне проходження частинок через двобар'єрну структуру має резонансний характер.



1)  $c_1 = 5 \text{ \AA}$ ; 2)  $c_1 = 10 \text{ \AA}$ ; 3)  $c_1 = 15 \text{ \AA}$ ; 4)  $c_1 = 20 \text{ \AA}$ ;

Рисунок 4.8 -Залежність коефіцієнта відбиття двобар'єрної РТС від енергії налітаючих частинок при зміні товщини другого бар'єру

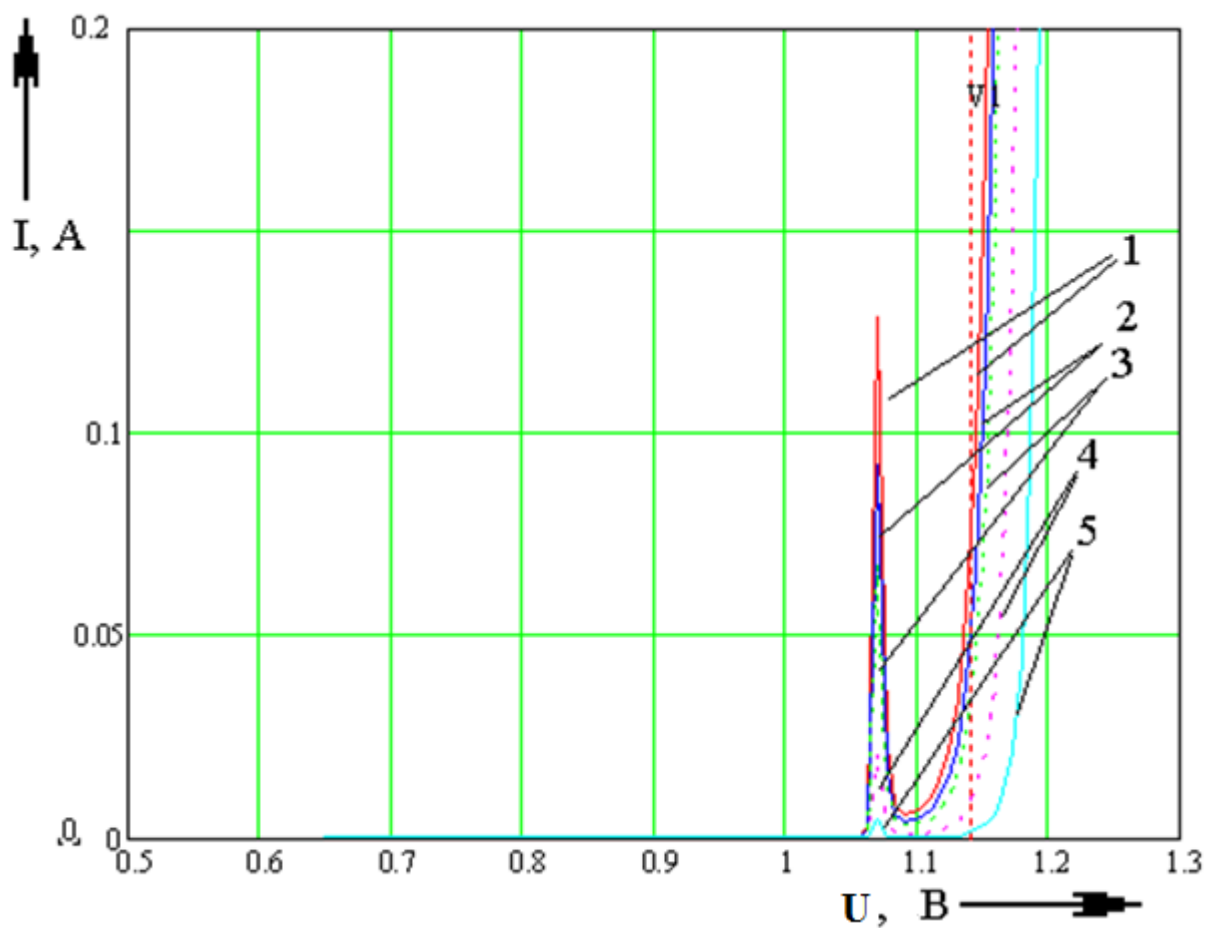
На рис. 4.9 показано залежність коефіцієнта проходження РТС від енергії налітаючих частинок при різній товщині другого обмежуючого бар'єру.



1)  $c_1 = 5$  A; 2)  $c_1 = 10$  A; 3)  $c_1 = 15$  A; 4)  $c_1 = 20$  A;

Рисунок 4.9 - Залежність коефіцієнта проходження двобар'єрної РТС від енергії налітаючих частинок для різної товщини другого обмежуючого бар'єру

На рис. 4.10 показано вольт-амперну характеристику РТД та її залежність від температури. Показано, що ВАХ має яскраво виражену ділянку негативного диференційного опору, пік якого зменшується зі зростанням температури. Виразною особливістю ВАХ РТД є також і те, що зі зростанням напруги і температури пік і долина ділянки ВАХ з негативним диференціальним опором залишаються такими ж різкими і «не розмиваються». Крім того, в РТД ця ділянка є майже вертикальною, що дозволяє конструювати потужні бістабільні прилади на основі РТД з малою сталою часу перемикання.



1)  $T = 290 \text{ K}$ ; 2)  $T = 295 \text{ K}$ ; 3)  $T = 300 \text{ K}$ ; 4)  $T = 320 \text{ K}$ ; 5)  $T = 350 \text{ K}$

Рисунок 4.10 - Вольт-амперна характеристика РТД розрахована для різних температур

Зі зростанням напруги вище напруги долини відбувається різке зростання ВАХ, пов'язане з надбар'єрним прольотом електронів в активній області РТД, розігрівом носіїв та їх лавинним розмноженням.

## ВИСНОВКИ

У магістрській атестаційній роботі проведено огляд найбільш поширених на сьогоднішній день методів генерації електромагнітних коливань субтерагерцового та терагерцового діапазонів.

Розглянуто конструкції генераторів субтерагерцового та терагерцового випромінювання на основі оптичного транзистора, а також генерація лазерними методами. Розглянуто високочастотний відгук та швидкоплинні процеси в резонансно-тунельних наноструктурах. З використанням методів квантово-механічного моделювання досліджено вплив структурних параметрів на вольт-амперну структуру РТД. За результатами математичного моделювання можна стверджувати наступне.

- З аналізу виду залежності коефіцієнта відбиття від енергії налітаючих частинок випливає, що коефіцієнт відбиття РТС зменшується, осцилюючи зі збільшенням енергії налітаючої частинки за умови перевищення нею висоти потенційного бар'єру.

- Залежності коефіцієнта відбиття та коефіцієнта проходження від енергії налітаючих частинок при ідентичних змінах одних і тих самих вхідних змінюваних параметрів є однаковими. Відтак тунельне проходження частинок через двобар'єрну РТС має резонансний характер.

- ВАХ РТД має яскраво виражену ділянку негативного диференційного опору, пік якого зменшується із зростанням температури. Яскравою особливістю ВАХ РТД є також і те, що зі зростанням напруги і температури пік і долина ділянки ВАХ з негативним диференціальним опором залишаються майже без змін форми.

## ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Khanna A.P.S., Microwave Oscillators: The State of the Technology // Microwave Journal, v.49, No 4, 2006 - p. 22-26.
2. R.Tsu and L.Esaki, Tunneling in a finite superlattice // Appl. Phys. Lett. 22, 1973 – p. 562-564.
3. Лебедев А.И., Физика полупроводниковых приборов [Текст] /А.И. Лебедев/- Москва.: Физматлит, 2008 – 488 с.
4. Шмидт В.В., Введение в физику сверхпроводников [Текст] / В.В. Шмидт/ - Москва: МЦНМО, 2000 – 402 с.
5. P. Mazumder, S. Kulkarni et al, Digital circuit applications of resonant tunneling devices // Proceedings of the IEEE, vol. 86, no. 4, 1998 – p. 664 – 686.
6. Figueiredo J. M. L., Optoelectronic Properties of Resonant Tunneling Diodes // PhD Thesis, Universidade do Porto, Porto, 2000. p. 132.
7. Masaru Chibashi, Keisuke Eguchi, Shinpei Nakagawa and Takao Waho, A fully-differential resonant-tunneling circuit // IEICE Electronics Express 2, 2005 – p. 221.
8. M. Asada, S. Suzuki, and N. Kishimoto, Resonant Tunneling Diodes for Sub-Terahertz and Terahertz Oscillator // Jpn. J. Appl. Phys. 47, No.6, 2008 - pp. 4375 - 4384.
9. Sollner T.C.L.G., Goodhue W.D., Tannenwald P.E. et al., Resonant tunneling through quantum wells at frequencies up to 2.5 THz // Appl. Phys. Lett. 43, 6, 1983 – p. 588 - 590.
10. V. Chitta, C. Kutter, R.E.M. de Bekker, J.C. Maan et al., Resonant tunneling at far-infrared frequencies // J. Phys.: Condens. Matter 6, 1994 p. 3945-3954.
11. J. S. Scott, J. P. Kaminski, M. Wanke, S. J. Allen et al., Terahertz frequency response of an In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/AlAs resonant tunneling diode // Appl. Phys. Lett. 64, 1994 – p. 1995 - 1997.

12. E. E. Mendez, W. I. Wang, E. Calleja, and C. E. T. Gonçalves da Silva, Resonant tunneling via X- point states in AlAs-GaAs-AlAs heterostructures // Appl. Phys. Lett. 50, 1987 – p. 1263.
13. T. C. L. G. Sollner, E. R. Brown and H. Q. Le, Microwave and Millimeter-Wave Resonant Tunneling Devices // The Lincoln Laboratory Journal, Vol.1, No.1, 1988 – p. 89 - 106.
14. T. C. L. G. Sollner, P. E. Tannenwald, D. D. Peck, and W. D. Goodhue, Quantum well oscillators // Appl. Phys. Lett. 45, 1984 – p. 1319 - 1321.
15. M. Tsuchiya, H. Sakaki, and J. Yoshino, Room Temperature Observation of Differential Negative Resistance in an AlAs/GaAs/AlAs Resonant Tunneling Diode // Jpn. J. Appl. Phys. 24, 1985 - L466 - L468.
16. E. R. Brown, T. C. L. G. Sollner, W. D. Goodhue, and C. D. Parker, Millimeterband oscillations based on resonant tunneling in a double barrier diode at room temperature // Appl. Phys. Lett. 50, 1987 – p. 83.
17. E. R. Brown, W. D. Goodhue, and T. C. L. G. Sollner, Fundamental oscillations up to 200 GHz in resonant tunneling diodes and new estimates of their maximum oscillation frequency from stationary-state tunneling theory // J. Appl. Phys. 64, 1988 – p. 1519 - 1529.
18. E. R. Brown, T. C. L. G. Sollner, C. D. Parker, W. D. Goodhue, and C. L. Chen, Oscillations up to 420 GHz in GaAs/AlAs resonant tunneling diodes // Appl. Phys. Lett. 55, 1989 – p. 1777 - 1779.
19. E. R. Brown, C. D. Parker, L. J. Mahoney, K. M. Molvar, J. R. Soderstrom, Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes, Appl. Phys. Lett. 58, 1991 – p. 2291 - 2293.
20. V.A. Chitta, R.E.M. de Bekker, J.C. Maan et al., Far infrared response of double barrier resonant tunneling structures // Surface Science 263, 1992 – p. 227 - 230.
21. Tom P. E. Broekaert and Clifton G. Fonstad, In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As/AlAs resonant tunneling diodes with peak current densities in excess of 450 kA/cm<sup>2</sup> // J. Appl. Phys. 68, 1990 – p. 4310.

22. D. H. Chow, J. N. Schulman, E. Ozbay and D. M. Bloom, Investigation of  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{AlAs}$  resonant tunneling diodes for high speed switching // *Appl. Phys. Lett.* 61, 1992 – p. 1685 - 1687.

23. Алмазов-Долженко К.И., Техническая электродинамика и устройства СВЧ [Текст] / К.И. Алмазов-Долженко, А.Н. Королёв, Москва.: Научный мир, 2006 – 323с.

24. L. L. Chang, L. Esaki, and R. Tsu, Resonant Tunneling in Semiconductor Double Barriers // *Appl. Phys. Lett.* 24, 1974 – p. 593 - 595.

25. T. S. Moise, Y.C. Kao, A. J. Katz, T. P. E. Broekaert, and F. G. Celii, Experimental sensitivity analysis of pseudomorphic  $\text{InGaAs}/\text{AlAs}$  resonant tunneling diodes // *J. Appl. Phys.* 78, 1995 – p. 6305.

26. N. Kishimoto, S. Suzuki, A. Teranishi, and M. Asada, Frequency Increase of Resonant Tunneling Diode Oscillators in Sub-THz and THz Range Using Thick Spacer Layers // *Appl. Phys. Express* 1, 042003, 2008.

27. S. Suzuki, A. Teranishi, K. Hinata, M. Asada, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, Fundamental Oscillation of up to 831 GHz in  $\text{GaInAs}/\text{AlAs}$  Resonant Tunneling Diode // *Appl. Phys. Express* 2, 054501, 2009.

28. S. Suzuki, M. Asada, A. Teranishi, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, Fundamental oscillation of resonant tunneling diodes above 1 THz at room temperature // *Appl. Phys. Lett.* 97, 242102, 2010.

29. M. Shiraishi, H. Shibayama, K. Ishigaki, S. Suzuki, M. Asada, H. Sugiyama, and H. Yokoyama, High Output Power ( $\sim 400\text{pW}$ ) Oscillators at around 550GHz Using Resonant Tunneling Diodes with Graded Emitter and Thin Barriers // *Appl. Phys. Express* 4, 064101, 2011.

30. H. Kanaya, H. Shibayama, R. Sogabe, S. Suzuki, and M. Asada, Fundamental Oscillation up to 1.31 THz in Resonant Tunneling Diodes with Thin Well and Barriers // *Appl. Phys. Express* 5, 124101, 2012.

31. H. Kanaya, S. Suzuki, and M. Asada, Terahertz oscillation of resonant tunneling diodes with deep and thin quantum wells // *IEICE Electronics Express* 10, 2013 – p. 1 - 7.

32. S. Suzuki and M. Asada, Proposal of Resonant Tunneling Diode Oscillators with Offset-Fed Slot Antennas in Terahertz and Sub-Terahertz Range // *Jpn. J. Appl. Phys.* 46, 2007 – p. 119 - 121.
33. S. Suzuki, N. Kishimoto, M. Asada, N. Sekine, and I. Hosako, Experimental and Theoretical Investigation of the Dependence of Oscillation Characteristics on Structure of Integrated Slot Antennas in Sub-terahertz and Terahertz Oscillating Resonant Tunneling Diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.* 47, 2008 – p. 64 - 67.
34. M.N. Feiginov, Effect of the Coulomb interaction on the response time and impedance of the resonant-tunneling diodes // *Appl. Phys. Lett.* 76, 2000 – p. 2904 - 2906.
35. M.N. Feiginov, Displacement currents and the real part of high-frequency conductance of the resonant-tunneling diode // *Appl. Phys. Lett.* 78, 2000 – p. 3301 - 3303.
36. A. Pashchenko, O. Gritsunov, O. Babichenko Energy states of particles in a quantum sized structure with a complex shaped band diagram // *Innovative Technologies and Scientific Solutions for Industries № 4 (14)*, 2020 p. 176-185; (DOI: <https://doi.org/10.30837/ITSSI.2020.14.176>).
37. S. Luryi, Frequency limit of double-barrier resonant-tunneling oscillators // *Appl. Phys. Lett.* 47, 1985 – p. 490 - 492.
38. R. Sekiguchi, Y. Koyama, and T. Ouchi, Subterahertz oscillations from triple-barrier resonant tunneling diodes with integrated patch antennas // *Appl. Phys. Lett.* 96, 062115, 2010.
39. K. Asakawa, M. Naoi, Yu. Iki, M. Shinada, and M. Suhara, Equivalent circuit modeling of triplebarrier resonant tunneling diodes taking nonlinear quantum inductance and capacitance into account // *Phys. Status Solidi C* 7, 2555 - 2558, 2010.
40. M. Nakamura, S. Takahagi, M. Saito, and M. Suhara, Analysis of a monolithic integrated rectenna by using an InGaAs/InAlAs triple-barrier resonant tunneling diode for zero bias detection of submillimeter-waves // *Phys. Status Solidi C* 9, 2012 – p. 377 - 380.

41. M. Feiginov, C. Sydlo, O. Cojocari, and P. Meissner, Resonant-tunnelling-diode oscillators operating at frequencies above 1.1THz // *Appl. Phys. Lett.* 99, 233506, 2011.

42. Y. Koyama, R. Sekiguchi, and T. Ouchi, Oscillations up to 1.40 THz from Resonant-Tunneling- Diode-Based Oscillators with Integrated Patch Antennas // *Appl. Phys. Express* 6, 064102, 2013.

43. S. Takahagi, H. Shin-ya, K. Asakawa, M. Saito, and M. Suhara, Equivalent Circuit Model of Triple-Barrier Resonant Tunneling Diodes Monolithically Integrated with Bow-Tie Antennas and Analysis of Rectification Properties towards Ultra Wideband Terahertz Detections // *Jpn. J. Appl. Phys.* 50, 01BG01, 2011.

44. M. Suhara et al., Analysis of terahertz zero bias detectors by using a triple-barrier resonant tunneling diode integrated with a self-complementary bow-tie antenna // *Device Research Conference, 2012 70th Annual, University Park, TX, 2012* - pp. 77 - 78.

45. T. Nakagawa, H. Imamoto, T. Kojima, and K. Ohta, Observation of resonant tunneling in AlGaAs/GaAs triple barrier diodes // *Appl. Phys. Lett.* 49, 1986 – p. 73 - 75.

46. T. Nakagawa, T. Fujita, Y. Matsumoto, T. Kojima, and K. Ohta, Sharp Resonance Characteristics in Triple-Barrier Diodes with a Thin Undoped Spacer Layer // *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* 26, L980- L982, 1987.

47. Y. Oguma, N. Sashinaka, and M. Asada, Terahertz Response with Gradual Change from Square- Law Detection to Photon-Assisted Tunneling in Triple-Barrier Resonant Tunneling Diodes // *Jpn. J. Appl. Phys.* 38, L717 - L719, 1999.

48. M. Asada, Density-Matrix Modeling of Terahertz Photon-Assisted Tunneling and Optical Gain in Resonant Tunneling Structures // *Jpn. J. Appl. Phys.* 40, 2001 – p. 5251 - 5256.

49. T. Hori, T. Ozono, N. Orihashi, and M. Asada, Frequency mixing characteristics of room temperature resonant tunneling diodes at 100 and 200GHz // *J. Appl. Phys.* 99, 064508, 2006.

50. V. Kislov, A Kamenev, High-frequency properties of resonant-tunneling devices // Appl. Phys. Lett. 59, 1991 – p. 1500 - 1502.

51. H.C. Liu and T.C.L.G. Sollner, High-frequency resonant-tunneling devices // Semicond. Semimet. 41, 1994 – p. 359 - 420.

52. Елесин В.Ф. / К теории когерентного резонансного туннелирования взаимодействующих электронов [Текст] / В.Ф. Елесин / ЖЭТФ 119, вып. 4, 2001 – с. 816.

53. Елесин В.Ф. / Высокочастотный отклик и нелинейная когерентная генерация резонансно-туннельного диода в широком интервале частот с учетом межэлектронного взаимодействия [Текст] / В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, А.И. Подливаев / ФТП, том 36, вып. 9, 2002 - с. 1133.

54. Елесин В.Ф. / Высокочастотный отклик двухбарьерных наноструктур [Текст] / В.Ф. Елесин / ЖЭТФ том 121, вып. 4, 2002 – с. 925.

55. Елесин В.Ф. / Резонансное туннелирование электронов, взаимодействующих с фононами [Текст] / В.Ф. Елесин / ЖЭТФ том 123, вып. 5, 2003 – с. 1096.

56. Елесин В.Ф. / Высокочастотные свойства двухъямных наноструктур [Текст] / В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев / ФТП том 42, вып. 5, 2008 – с. 586.

57. Елесин В.Ф. / Высокочастотный нелинейный отклик двухъямных наноструктур [Текст] / В.Ф. Елесин, И.Ю. Катеев, / ФТП том 39, вып. 9, 2005 – с. 1106.

58. Беляева И.В. / Особенности резонансного взаимодействия электронов с высокочастотным электрическим полем в двухбарьерных структурах [Текст] / И.В. Беляева, Е.И. Еолант, А.Б. Пашковский / ФТП том 31, вып. 2, 1997 – с. 137.

59. Еолант Е.И. / Резонансное взаимодействие электронов с высокочастотным электрическим полем в несимметричных двухбарьерных структурах [Текст] / Е.И. Еолант, А.Б. Пашковский / ФТП том 31, вып. 9, 1997 – с. 1077.

60. Еолант Е.И. / Двухуровневые волновые функции электронов в двухбарьерных квантово-размерных структурах в электрическом поле конечной

амплитуды [Текст] / Е.И. Еолант, А.Б. Пашковский / ФТП том 34, вып. 3, 2000 - с. 334.

61. Еолант Е.И. / Резонансные переходы между расщепленными уровнями трехбарьерных наноструктур и перспективы их применения в приборах субмиллиметрового диапазона [Текст] / Е.И. Еолант, А.Б. Пашковский / ФТП том 36, вып. 3, 2002 – с. 330.

62. Пашковский А.Б. / Высокая прозрачность двухфотонного канала рассеяния в трехбарьерных структурах [Текст] /А.Б. Пашковский/ Письма в ЖЭТФ 89, вып. 1, 2009 – с. 32.

63. Елесин В.Ф. / К теории когерентной генерации резонансно-туннельного диода [Текст] /В.Ф. Елесин/ ЖЭТФ том 116, вып. 2(8), 1999 – с. 704.

64. Елесин В.Ф. / Высокочастотный отклик двухъямных наноструктур [Текст]/ В.Ф. Елесин, / ЖЭТФ том 127, вып. 1, 2005 – с. 131.