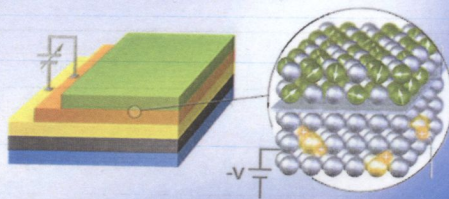
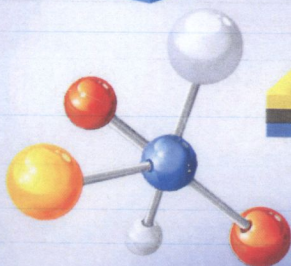
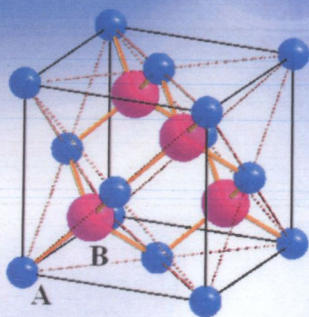
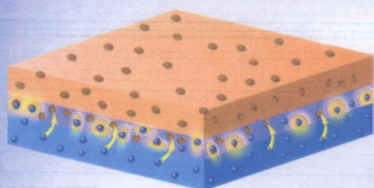
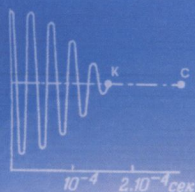


621.38(075)
E50

ЕЛЕМЕНТНА БАЗА ЕЛЕКТРОННИХ АПАРАТІВ

ЧАСТИНА I

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕХНІКИ



621.38(075)
E50

Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

Елементна база електронних апаратів Частина I

Фізичні основи електронної техніки

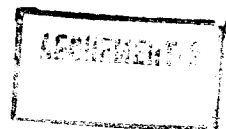
Навчальний посібник



621.38(075) E50 2015

Елементна база електронних апаратів

Вінниця
ВНТУ
2015



УДК 621.382 (075)

ББК 32.85

Е50

Автори:

Філінюк М. А., Лазарєв О. О., Войцеховська О. В., Фурса С. Є.,
Пастушенко О. Л., Ткачук Я. С., Чехмєструк Р. Ю.

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 7 від 26.02.2015 р.).

Рецензенти:

С. М. Зленко, доктор технічних наук, професор

Л. Б. Ліщинська, доктор технічних наук, професор

К. В. Огородник, кандидат технічних наук, доцент

Елементна база електронних апаратів. Частина I. Фізичні основи Е50 електронної техніки : навчальний посібник / [Філінюк М. А., Лазарєв О. О., Войцеховська О. В., Фурса С. Є. та ін.] – Вінниця : ВНТУ, 2015. – 100 с.

Навчальний посібник призначений для вивчення фізичних основ елементної бази дисциплін «Елементна база радіоелектронних апаратів та електронні прилади», «Елементна база телекомунікаційних систем», «Технічна електроніка» студентами напряму підготовки «Радіоелектронні апарати», «Телекомунікації». Може бути корисним студентам інших спеціальностей, науковим співробітникам і аспірантам, які цікавляться проблемами фізичних основ елементної бази електронної апаратури.

УДК 621.382 (075)

ББК 32.85

468845



© М. Філінюк, О. Лазарєв, С. Фурса, О. Пастушенко,
Я. Ткачук, Р. Чехмєструк, 2015

ЗМІСТ

ВСТУП	4
1 ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ ЕЛЕКТРОНІКИ	6
1.1 Роль електроніки в розвитку сучасних електронних технологій.....	6
1.2 Основні етапи розвитку електроніки та її елементної бази	7
2 ОСНОВИ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕОРІЇ	15
2.1 Основи зонної теорії твердого тіла	15
2.2 Робота виходу електрона	21
2.3 Рух електронів в електричних і магнітних полях	25
2.4 Електричний струм в провідниках	30
2.5 Електричний струм в газі	31
3 ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ	36
3.1 Внутрішня структура напівпровідників	36
3.2 Власна електропровідність напівпровідників	38
3.3 Домішкова електропровідність напівпровідників	43
3.4 Температурна залежність електропровідності напівпровідників	49
3.5 Дрейфові та дифузійні струми в напівпровіднику	50
3.6 Струми в напівпровідниках в електричному та магнітному полях	52
4 КОНТАКТНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ	57
4.1 Електронно-дірковий перехід	57
4.2 Властивості p - n переходу при зворотному зсуві	62
4.3 Властивості p - n переходу при прямому зсуві	62
4.4 Вольт-амперна характеристика p - n переходу	66
4.5 Пробіи p - n переходу	68
4.6 Ємність і опір p - n переходу	70
4.7 Гетероперехід	72
4.8 Контакт метал-напівпровідник. Перехід Шотки	74
4.9 Поверхневі явища в напівпровідниках	77
5 ФІЗИЧНІ ЕФЕКТИ В НАПІВПРОВІДНИКАХ	80
5.1 Термоелектричні ефекти	80
5.2 Фотоелектричний ефект	81
5.3 Ефект електромагнітного випромінювання	86
5.4 Ефект Холла	89
5.5 Ефект Фарадея	92
5.6 Тунельний ефект	93
5.7 Ефект Джозефсона	95
ЛІТЕРАТУРА	98
Словник термінів	99

ВСТУП

Ефективність електронного устаткування значною мірою залежить від елементної бази, що використовується в ньому. Виходячи з цього, вивчення фізичних основ роботи елементної бази, основних характеристик і параметрів є необхідною умовою підготовки кваліфікованого фахівця в області конструювання та експлуатації електронних апаратів різного функціонального призначення. При цьому виникає необхідність вирішення двох завдань. Перша – вимагає вивчення сучасної і перспективної елементної бази, яка повинна бути закладена в сучасні розробки електронного устаткування та яка постійно розвивається. Друга – вивчення «застарілої» елементної бази на основі якої побудована частина електронного устаткування, що знаходиться в експлуатації, вимагає ремонту та профілактики. Вирішення цих задач визначає великий обсяг інформації, який необхідний для вивчення курсу «Елементна база електронних апаратів», і, як наслідок, великий обсяг підручників і навчальних посібників, які рекомендуються для вивчення цієї (або аналогічних) дисципліни, що перешкоджає його перевиданню, а, отже, і оновленню.

Запропонований навчальний посібник дозволяє частково подолати перераховані труднощі шляхом реалізації його у вигляді «файлового навчального посібника», тобто навчального посібника, що складається з 9-ти книжок-брошур невеликого обсягу, кожна з яких присвячена одному з розділів навчального курсу. Це, по-перше, дозволяє розширити коло одночасних користувачів навчального посібника, а по-друге, спростити його оновлення та розширення з появою нової елементної бази, шляхом видання додаткових частин-брошур за новими напрямками, що значно дешевше та оперативніше, ніж видання навчального посібника або підручника зі всього курсу.

Виходячи з вищевикладеного навчальний посібник складається з 9-ти частин файлів-брошур кожна обсягом 3–5 авт. аркушів:

Частина 1. Фізичні основи електронної техніки.

Частина 2. RLC-компоненти, контури та фільтри.

Частина 3. Напівпровідникові діоди.

Частина 4. Транзистори.

Частина 5. Оптоелектронні компоненти.

Частина 6. Електровакуумні та газорозрядні прилади.

Частина 7. Інтегральні компоненти та схеми.

Частина 8. Функціональні електронні компоненти.

Частина 9. Вимірювання параметрів електронних компонентів.

У структурі більшості частин закладені загальні принципи розгляду елементної бази: фізичні основи роботи, основні параметри і характеристики, маркування та позначення, галузі та особливості застосування, приклади серійних вітчизняних та іноземних приладів.

Перша частина запропонованого файлового навчального посібника присвячена фізичним основам електронної техніки та складається з чотирьох розділів:

- історія розвитку електроніки;
- основи електронної теорії;
- електрофізичні властивості напівпровідників;
- контактні явища в напівпровідниках.

Навчальний посібник розроблений групою викладачів Вінницького національного технічного університету, з урахуванням досвіду підготовки та проведення занять з курсу «Елементарна база електронних апаратів» для студентів напряму підготовки 6.050902 – «Радіоелектронні апарати», спеціальностей 8(7).05090201 – «Радіоелектронні апарати та засоби», 8(7).05090204 – «Біотехнічні та медичні апарати та системи», напряму підготовки 6.050903 – «Телекомунікації».

Колектив авторів дякує рецензентам: завідувачу кафедрою медико-біологічного та електронного приладобудування Вінницького національного технічного університету д.т.н., професору Злепко С. М., завідувачу кафедрою економічної кібернетики та інформаційних систем ВТЕІ КНТЕУ д.т.н., професору Ліщинській Л. Б. за цінні рекомендації, що були дані на різних етапах підготовки даного навчального посібника.

Автори з вдячністю приймуть всі зауваження та побажання для доопрацювання запропонованого навчального посібника.

1 ІСТОРІЯ РОЗВИТКУ ЕЛЕКТРОНІКИ

1.1 Роль електроніки в розвитку сучасних електронних технологій

Електроніка – галузь науки та техніки, яка бурхливо розвивається. Вона вивчає фізичні основи та практичне застосування різних електронних приладів і складається з фізичної електроніки, що вивчає електронні та іонні процеси в газах і провідниках, а також на поверхні розділу між вакуумом і газом, твердими і рідкими тілами та технічної електроніки, що вивчає різні електронні прилади та їх застосування.

Успіхи електроніки значною мірою стимульовані розвитком радіотехніки. Електроніка та радіотехніка настільки тісно пов'язані, що в 50-ті роки їх об'єднують в одну галузь техніки та називають «радіоелектроніка». Радіоелектроніка сьогодні – це комплекс галузей науки і техніки, пов'язаних з проблемою передачі, прийому та перетворення інформації за допомогою електромагнітних коливань і хвиль в радіо та оптичному діапазоні частот. Електронні прилади є основними елементами радіотехнічних пристроїв і визначають найважливіші показники радіоапаратури. З іншого боку, багато проблем в радіотехніці призвели до винаходу нових і вдосконалення діючих електронних приладів. Ці прилади застосовуються в радіозв'язку, телебаченні, при записі та відтворенні звуку, в радіолокації, радіонавігації, радіотелеуправлінні, радіовимірюваннях та інших галузях радіотехніки.

Сучасний етап розвитку техніки характеризується всезростаючим проникненням електроніки у всі сфери життя та діяльності людини. За даними американської статистики до 80% від об'єму всієї промисловості займає електроніка. Досягнення в області електроніки сприяють успішному вирішенню складних науково-технічних проблем. Підвищенню ефективності наукових досліджень, створенню нового вигляду машин і устаткування, розробці ефективних технологій і систем управління: отриманню матеріалу з унікальними властивостями, вдосконаленню процесів збору та обробки інформації. Охоплюючи широке коло науково-технічних і виробничих проблем, електроніка ґрунтується на досягненнях в різних галузях знань. При цьому, з одного боку, електроніка ставить завдання перед іншими науками та виробництвом, стимулюючи їх подальший розвиток, а з іншого – озброює їх якісно новими технічними засобами та методами дослідження.

Виключно мала інерційність дозволяє ефективно використовувати взаємодію як з макрополлями усередині приладу, так і мікрополлями усередині атома, молекули та кристалічної ґратки для генерування, перетворення та прийому електромагнітних коливань з частотою до 1000 ГГц, а також інфрачервоного, видимого, рентгенівського та гамма-випромінювання. Послідовне практичне розширення робочого спектру електромагнітних коливань є характерним для розвитку електроніки.

1.2 Основні етапи розвитку електроніки та її елементної бази

Фундамент електроніки був закладений працями фізиків XVIII–XIX ст. Перші в світі дослідження електричних розрядів в повітрі здійснили академіки Ломоносов і Ріхман в Росії та незалежно від них американський учений Франкель. У 1752 році Франкель і Ломоносов показали на досліді за допомогою «гromової машини», що грім і блискавка є потужними електричними розрядами в повітрі. Ломоносов встановив також, що електричні розряди є в повітрі і за відсутності грози, оскільки і в цьому випадку з «гromової машини» можна було витягувати іскри. Ломоносов створив загальну теорію гromових явищ та досліджував світіння розрядженого повітря під дією машини з тертям.

У 1802 році професор фізики Петербурзької медико-хірургічної академії Василь Володимирович Петров вперше, за декілька років до англійського фізика Деві, виявив і описав явище електричної дуги в повітрі між двома вугільними електродами. Окрім цього фундаментального відкриття, Петрову належить опис різноманітних видів світіння розрядженого повітря при проходженні через нього електричного струму. Роботи Петрова публікувалися лише російською мовою, зарубіжним ученим вони були недоступні. У Росії значущість цих робіт не була усвідомлена та вони були забуті. Тому відкриття дугового розряду було приписане англійському фізику Деві.

Вивчення спектрів поглинання та випромінювання різних тіл привело німецького ученого Плюккера до створення Гейслерових трубок. У 1857 році Плюккер встановив, що спектр Гейслерової трубки, витягнутої в капіляр і розміщеної перед щілиною спектроскопа, однозначно характеризує природу газу в ній та відкрив перші три лінії так званої Бальмеровської спектральної серії водню. Учень Плюккера Гітторф вивчав тліючий розряд і в 1869 році опублікував серію досліджень електропровідності газів. Йому спільно з Плюккером належать перші дослідження катодних променів, які продовжив англієць Крукс.

Істотне зрушення в розумінні явища газового розряду було викликано роботами англійського вченого Томсона, що відкрив існування електронів та іонів. Томсон створив Кавендішську лабораторію звідки вийшли ряд фізиків-дослідників електричних зарядів газів (Таундсен, Астон, Резерфорд, Крукс, Річардсон). Надалі ця школа внесла значний внесок у розвиток електроніки. Над дослідженням дуги та практичним її застосуванням для освітлення працювали: Яблочков (1847 – 1894 рр.), Чикольов (1845 – 1898 рр.), Славянов (зварка, переплавлення металів дугою), Бернардос (застосування дуги для освітлення). Пізніше дослідженням дуги займалися Лачинов і Міткевич. У 1905 році Міткевич встановив природу процесів на катоді дугового розряду. Несамостійним розрядом в повітрі займався Столетов (1881 – 1891 рр.). Під час його класичного дослідження фотоефекту в Московському університеті Столетов для експерименту побудував

«повітряний елемент» з двома електродами в повітрі, що дає електричний струм без включення в ланцюг сторонніх ЕРС, а тільки при зовнішньому освітленні катода. Столетов назвав цей ефект актіоелектричним. Він вивчав цей ефект як при підвищеному атмосферному тиску, так і при зниженому. Спеціально побудована апаратура Столетовим давала можливість створити знижений тиск до 0,002 мм рт. ст. У цих умовах актіоелектричний ефект був не тільки фотострумом, але і фотострумом, що підсилювався самостійним газовим розрядом. У 1905 році Ейнштейн дав тлумачення фотоефекту, пов'язаного зі світловими квантами та встановив закон, названий його ім'ям.

Вперше виявив зовнішній фотоефект німецький фізик Герц (1887 р.). Експериментуючи з відкритим ним електромагнітним полем, Герц зазначив, що в іскровому проміжку приймального контуру іскра, що виявляє наявність електричних коливань в контурі, проскакує за інших рівних умов легше в тому разі, якщо на іскровий проміжок падає світло від іскрового розряду в генераторному контурі.

У 1881 році Едісон вперше виявив явище термоелектронної емісії. Явище випускання електронів розжареними металами та іншими тілами в вакуумі або в газі було названо термоелектронною емісією.

На даний час прийнято розглядати п'ять основних етапів розвитку електроніки.

До першого етапу відноситься винахід у 1809 році російським інженером Ладігіним лампи розжарювання, а також відкриття в 1874 році німецьким вченим Брауном ефекту випрямлення струму в контакті метал-напівпровідник. Використання цього ефекту російським винахідником Поповим для детектування радіосигналу дозволило йому створити перший радіоприймач. Датою винаходу радіо прийнято вважати 7 травня 1895 року, коли Попов виступив з доповіддю та демонстрацією приймача на засіданні фізичного відділення російського фізико-хімічного товариства в Петербурзі. А 24 березня 1896 року Попов передав радіоповідомлення на відстань 350 м. Успіхи електроніки в цей період її розвитку сприяли розвитку радіотелеграфії. Одночасно розроблялись наукові основи радіотехніки з метою спрощення радіоприймача та підвищення його чутливості. У різних країнах велися розробки та дослідження різних типів простих і надійних виявників високочастотних коливань – детекторів і радіоприймачів на їх основі. Значний внесок в ці розробки вніс американський інженер Марконі.

Другий етап розвитку електроніки почався з 1904 року, коли англійський учений Флемінг сконструював електровакуумний діод. Основними частинами діода є два електроди, що знаходяться у вакуумі. Металевий катод нагрівається електричним струмом до температури, при якій виникає термоелектронна емісія. Електровакуумний діод має односторонню провідність, що використовується при випрямлянні змінного струму.

У 1907 році американський інженер Лі де Форест встановив, що, розмістивши між катодом і анодом металеву сітку та подаючи на неї напругу, можна керувати анодним струмом практично без інерційно та з малою витратою енергії. Так з'явилася перша електронна підсилювальна лампа – триод. Якщо щільність газу, що наповнює балон, настільки висока, що довжина вільного пробігу електронів виявляється менше відстані між електродами, то електронний потік, проходячи через міжелектродну відстань, взаємодіє з газовим середовищем, внаслідок чого властивості середовища різко змінюються. Газове середовище іонізується та переходить у стан плазми, що характеризується високою електропровідністю. Ця властивість плазми була використана американським ученим Хеллом в розробленому ним у 1905 році газотроні – потужному випрямляючому діоді, який наповнений газом. Винахід газотрона поклав початок розвитку газорозрядних електровакуумних приладів. Тому 1913 – 1919 роки – період різкого розвитку електронної техніки. У 1913 році німецький інженер Мейснер розробив схему лампового регенеративного приймача та за допомогою тріода отримав незгасаючі гармонійні коливання. Нові електронні генератори дозволили замінити іскрові та дугові радіостанції на лампові, що практично вирішило проблему радіотелефонії. З того часу радіотехніка стає ламповою. У Росії перші радіолампи були виготовлені в 1914 році в Санкт-Петербурзі консультантом російського товариства бездротового телеграфування Миколою Дмитровичем Папалексі. Перші радіолампи Папалексі, через відсутність досконалого відкачування, були не вакуумними, а газонаповненими (ртутними). Перші в Росії електровакуумні приймально-підсилювальні радіолампи були виготовлені Бонч-Бруєвичем. З 1916 по 1918 роки він займався створенням електронних ламп і організував їх виробництво. У 1918 році він очолив Нижегородську радіолабораторію, об'єднавши кращих радіофахівців того часу (Остряков, Пістолькорс, Шорін, Лосєв). У березні 1919 року в Нижегородській лабораторії почалося серійне виробництво електровакуумної лампи РП-1. У 1920 році Бонч-Бруєвич закінчив розробку перших в світі генераторних ламп з мідним анодом і водяним охолодженням потужністю до 1 кВт.

Перехід від довгих хвиль до коротких і середніх, винахід супергетеродина та розвиток радіомовлення вимагали розробки більш досконалих ламп, ніж тріоди. Розроблена в 1924 році та вдосконалена в 1926 році американцем Хеллом екранована лампа з двома сітками (тетрод), та запропонована ним же в 1930 року електровакуумна лампа з трьома сітками (пентод), вирішили задачу підвищення робочих частот радіомовлення. Коли радіотехніка перейшла до освоєння та використання діапазону УКХ (ультракороткі хвилі – метрові, дециметрові, сантиметрові та міліметрові діапазони) були розроблені електровакуумні прилади з новими принципами керування електронними потоками. До них належать багаторезонаторні магнетрони (1938 р.), клістри (1942 р.), лампи зворотної хвилі ЛЗХ (1953 р.). Такі прилади могли генерувати та підсилювати коливання дуже

високих частот, включаючи міліметровий діапазон хвиль. Ці досягнення електровакуумної техніки зумовили розвиток таких галузей як радіонавігація, радіолокація, імпульсний багатоканальний зв'язок.

У 30-ті роки були закладені основи радіотелебачення. Перші спеціальні передавальні трубки розробили, незалежно один від одного, Константінов і Катаєв. Подібні ж трубки, названі іконоскопами, побудував в США Володимир Костянтинович Зворикін. У 1912 році він закінчив Петербурзький економічний інститут. У 1931 році Зворикін створив перший іконоскоп – передавальну трубку, яка зробила можливим розвиток електронних телевізійних систем. У 1933 році Шмаков і Тимофіїв запропонували чутливішу передавальну трубку – суперіконоскоп, що дозволив вести телепередачі без сильного штучного освітлення. У 1939 році радянський учений Брауде запропонував ідею створення ще чутливішої передавальної трубки, названої суперортикон. Ідея створення відікона – дуже простої передавальної трубки, була висунута Чернишевим у 1925 році. Перші практичні зразки відіконів з'явилися в США у 1946 році.

Третій етап розвитку електроніки – це період створення та впровадження дискретних напівпровідникових приладів, що почався з винаходу точкового транзистора. У 1947 році американські вчені Бардін і Браттейн створили германієвий точковий тріод (транзистор), придатний для підсилення та генерування електричних коливань. Пізніше був розроблений кремнієвий точковий тріод. На даний час точкові транзистори практично не застосовуються, а основним типом транзистора є площинний, вперше виготовлений у 1951 році. До кінця 1952 року були запропоновані площинний високоякісний тріод, польовий транзистор і інші типи напівпровідникових приладів. Але необхідно зазначити, що перший польовий транзистор був запатентований у США в 1926 – 30 рр. Автор цих патентів Лілієнфельд. Він народився в 1882 році в Польщі. З 1910 по 1926 роки був професором Лейпцігського університету. У 1926 році іммігрував до США та подав заяву на патент. Запропоновані транзистори Лілієнфельдом не були впроваджені у виробництво. У 1953 році був розроблений дрейфовий транзистор. У ці роки широко розробляються та досліджуються нові технологічні процеси обробки напівпровідникових матеріалів, способи виготовлення *p-n*-переходів і самих напівпровідникових приладів. На даний час, окрім площинних і дрейфових германієвих і кремнієвих транзисторів, знаходять широке застосування та інші прилади, що використовують властивості напівпровідникових матеріалів: тунельні діоди, керовані та некеровані чотиришарові перемикальні прилади, фотодіоди та фототранзистори, варикапи, терморезистори та інші.

Проте «еру» напівпровідникової електроніки відкрив радіофахівець з Нижегородської радіотехнічної лабораторії Олег Валентинович Лосєв, якому в 1922 році вдалося створити напівпровідниковий підсилювальний пристрій під назвою «крістадін», на основі негatrona – напівпровідниково-го діода з негативним диференціальним опором.

Четвертий етап розвитку електроніки пов'язаний з роботами Роберта Нойса з фірми Fairchild, який в 1960 році запропонував і запатентував ідею монолітної інтегральної мікросхеми (ІМС) і, застосувавши планарну технологію, виготовив перші кремнієві монолітні інтегральні схеми. Одночасно Кілбі з фірми Texas Instruments виготовив тригер на одному кристалі германію, який є аналогом монолітної ІМС.

Сімейство монолітних транзисторно-транзисторних логічних елементів з чотирма та більше біполярними транзисторами на одному кристалі кремнію було випущено фірмою Fairchild вже в лютому 1960 року, і отримало назву «мікрологіка». Планарна технологія Хорні та монолітна технологія Нойса заклали в 1960 році фундамент розвитку інтегральних мікросхем, спочатку на біполярних транзисторах, а потім, в 1965 – 85 рр., на польових транзисторах і комбінаціях тих та інших.

Основною тенденцією мікромініатюризації є інтеграція електронних схем, тобто прагнення до одночасного виготовлення великої кількості елементів і вузлів електронних схем, нерозривно зв'язаних між собою. Крім різкого зменшення розмірів електронних схем і підвищення їх надійності, інтегральна мікроелектроніка дає можливість виготовлення окремих функціональних вузлів в автоматизованому безперервному технологічному процесі.

Розвиток серійного виробництва інтегральних мікросхем тривав періодами:

- 1) 1960 – 1969 рр. – інтегральні схеми малого ступеня інтеграції, 10^2 транзисторів на кристалі розміром $0,25 \times 0,5$ мм (МІС).
- 2) 1969 – 1975 рр. – інтегральні схеми середнього ступеня інтеграції, 10^3 транзисторів на кристалі (СІС).
- 3) 1975 – 1980 рр. – інтегральні схеми з великим ступенем інтеграції, 10^4 транзисторів на кристалі (ВІС).
- 4) 1980 – 1985 рр. – інтегральні мікросхеми з надвеликим ступенем інтеграції, 10^5 транзисторів на кристалі (НВІС).
- 5) з 1985 р. – інтегральні мікросхеми з ультравеликим ступенем інтеграції, 10^7 і більше транзисторів на кристалі (УВІС).

Перехід від МІС до УВІС відбувався впродовж чверті століття. Як параметр, що кількісно ілюструє цей процес, використовують щорічну зміну числа елементів n , що розміщені на одному кристалі, яка відповідає ступеню інтеграції. Згідно із законом Мура, число елементів на одній ІС кожні три роки зростає в 4 рази. Найбільш популярними та прибутковими виявилися логічні кристали високої щільності – мікропроцесори фірми Intel і Motorola.

У 1981 – 1982 роках прогрес інтегральних мікросхем НВІС стимулювався наявністю технології літографії (електронно-променева, рентгенівська та на глибокому ультрафіолеті від ексимерного лазера) та наявністю виробничого устаткування.

На даний час фотолітографічна технологія, яка лежить в основі технології виробництва інтегральних схем, досягла своєї фізичної та технологічної межі. На подолання технологічного бар'єру, що виник, направлена американська програма «The National Technology Roadmap for Semiconductors». Відповідно до цієї програми, в 2015 року будуть проектуватися транзистори з шириною затвора в 20 нм. Будуть збільшені площі кристалів інтегральних схем до 10 см^2 . Це дозволить розмістити на кристалі 10^9 вентилів. При цьому робоча частота складе 30 ГГц. Проте ще безліч питань, що стосуються подолання фізичних бар'єрів, залишаються невирішеними. Серед них відома проблема між'єднань: у сучасних інтегральних схемах лише 10% площ зайнято транзисторами, а 90% між'єднаннями, а також проблема тепловідводу.

Останніми роками розвивається п'ятий етап розвитку електроніки – наноелектроніка. Нанотехнології дозволяють маніпулювати атомами (розміщувати в їх в потрібному порядку у визначеному місці), що дає можливість конструювати нові прилади з якісно новими властивостями.

Зменшення розмірів на декілька порядків практично змінює фізичні основи роботи нанoeлементів. В нанoeлементі використовуються вже не електрони, як частинки, що переносять електричний заряд, а їх хвилеві функції. Процеси дрейфу та дифузії, що характерні для мікроелектронних елементів, зовсім відсутні в нанoeлектронних елементах. В основі нанoeлементів лежать польові зв'язки та сформовані потенціальні бар'єри. «Вхід» і «вихід» елементу локалізовані не в просторі, а в часі. У нанoeлектронних структурах визначення «входу» або «виходу» можливо тільки в певні проміжки часу, коли існує певний поріг зовнішніх дій, відповідний «входу» або «виходу». Цей проміжок часу отримав назву рефракторного періоду, і з його допомогою забезпечується розповсюдження сигналу в певному напрямі. Перехід від одного стійкого стану наноструктури в інше відбувається через збуджені нестійкі стани.

Як правило, нанoeлектронний елемент складається з набору квантових ям і потенціальних бар'єрів. Енергетичний спектр таких елементів залежить від розмірів, а додавання лише одного електрона істотно змінює енергетичну діаграму. У мікроелектроніці функціональним логічним елементом є сукупність структурних компонентів – резисторів, конденсаторів, діодів і тріодів. У нанoeлектроніці структуровані компоненти мають властивість багатофункціональності, і здатні виконувати складні динамічні функції.

Як матеріали виробів мікроелектроніки використовуються леговані напівпровідники. У нанoeлектроніці застосовуються гетероструктури, наноструктуровані матеріали, кластери, органічні матеріали. Якщо щільність розміщення активних елементів в інтегральних схемах досягає 10^8 см^2 , то в пристроях нанoeлектроніки вона може досягати 10^9 – 10^{10} елементів на квадратний сантиметр. Нанoeлементи дають можливість отримувати передавачі та приймачі в діапазонах частот 10^9 – 10^{13} Гц.

Лауреат Нобелівської премії академік Жорес Алферов зазначив, що в другу половину XX сторіччя розвиток напівпровідникової електроніки, і перш за все мікроелектроніки, привів до якісної зміни практично всієї світової економіки на основі нових інформаційних технологій. І якщо подивитися сьогодні на країни так званого «золотого мільярда», то їх економічний добробут базується перш за все на наукоємних технологіях, на економіці, побудованій на високих технологіях. І перше місце серед них займають інформаційні технології та напівпровідникова електроніка. Електроніка – найдинамічніша галузь економіки в світі. Середньорічні темпи її зростання складають більше 7 відсотків на рік. Галузі промисловості, пов'язані з електронікою, та галузі промисловості, які використовують електронні вироби, виробляють продукції на 15 трильйонів доларів. Що дають інвестиції в електроніку? 1 долар дає 100 доларів у кінцевому продукті. Рівень рентабельності електронної промисловості – 40 відсотків. Середньосвітовий термін окупності вкладень в електроніку – 2–3 роки. Темпи зростання в три рази вище за темпи зростання ВВП. Одне робоче місце в електроніці дає чотири в інших галузях. Один кілограм виробів мікроелектроніки за вартістю еквівалентний вартості 110 тонн нафти. Це кілограм виробів, що мають сучасні електронні компоненти, а якщо взяти перспективні електронні компоненти, такі, наприклад, як лазерні гетероструктури, то там один грам еквівалентний вартості 10 тоннам нафти. Всі ці факти свідчать про перспективи розвитку електроніки та її елементної бази.

Контрольні питання

1. Які основні етапи розвитку електроніки? Як коротко можна охарактеризувати кожен з цих етапів?
2. Які винаходи лежать в основі першого етапу розвитку електроніки? Які вчені внесли найбільш істотний внесок у електроніку цього періоду?
3. До якого етапу розвитку електроніки відноситься створення електронних ламп? Чому перші багатоелектродні лампи були газорозрядними, а не вакуумними?
4. У якому році та ким був створений біполярний транзистор? Ким і коли була запатентована ідея побудови польового транзистора? Як ви вважаєте, чому у момент відкриття польовий транзистор не був впроваджений у виробництво?
5. Хто і коли відкрив «еру» напівпровідникової електроніки? Яку особливість і призначення мав «кристалин»?
6. Назвіть вчених – основоположників інтегральної технології. У чому суть цієї технології та які переваги вона має в порівнянні з технологією реалізації електронних схем на дискретних компонентах?
7. Дайте хронологічний перелік і технічну оцінку основних п'яти ступенів розвитку інтегральної технології.
8. Дайте формулювання поняття «наноелектроніка». У чому її відмінність від класичної інтегральної мікроелектроніки?
9. Наведіть чисельні приклади економічної ефективності розвитку мікроелектроніки.

2 ОСНОВИ ЕЛЕКТРОННОЇ ТЕОРІЇ

Робота електронних приладів та інтегральних мікросхем базується на керуванні концентрацією, швидкістю та напрямом руху заряджених частинок у різних середовищах за допомогою електричних та магнітних полів. Вивчення властивостей цих частинок та їх поведінки в різних умовах є необхідною передумовою для розуміння роботи різноманітних електронних елементів.

2.1 Основи зонної теорії твердого тіла

Відповідно до електронної теорії всі речовини, що нас оточують, складаються з найдрібніших частинок – атомів. Атом, у свою чергу, складається з дрібніших частинок, основними з яких є протони, нейтрони та електрони. Протони мають позитивний електричний заряд, електрони – негативний, що дорівнює за величиною заряду протона, а нейтрони – електрично нейтральні, їх заряд дорівнює нулю.

Протони і нейтрони утворюють ядро, в якому зосереджена практично вся маса атома. Навколо ядра, під впливом його тяжіння, рухаються по певних замкнутих траєкторіях (орбітам) негативно заряджені електрони. У нормальному стані атом має однакову кількість протонів та електронів і тому є електрично нейтральний.

Кількість протонів, нейтронів та електронів у атомі залежить від типу хімічного елемента, складовою частиною якого він є. Наприклад, в атомі водню навколо ядра обертається тільки один електрон (рис. 2.1), в атомі міді – 29, в атомі золота – 79. Число електронів, що обертаються навколо ядра, завжди дорівнює порядковому номеру елемента в періодичній системі елементів Д. І. Менделєєва. Наприклад, атом 92-го елемента таблиці (уран) має 92 електрони, що обертаються навколо ядра по численних орбітах.

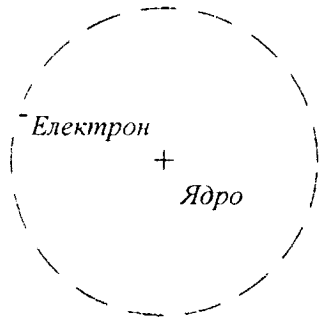


Рисунок 2.1 – Схема побудови атома водню

Електрони, що обертаються в атомі та які розташовані на зовнішніх орбітах, пов'язані з ядром слабше, ніж електрони, що знаходяться на внутрішніх, близьких до ядра орбітах. Тому, під дією сусідніх атомів або внаслідок інших причин, зовнішні електрони можуть покинути свою орбіту, що спричинить зміну електричного стану атома. Електрони, що розташо-

вані на зовнішніх орбітах атомів, називаються валентними електронами. Вони визначають хімічну активність речовини, тобто беруть участь у створенні хімічного зв'язку між атомами. Електрони, що звільнилися від атомних зв'язків, отримали назву вільних електронів. Вони рухаються хаотично всередині речовини між атомами в різних напрямках і з різними швидкостями. За наявності зовнішнього електричного поля хаотичний рух вільних електронів стає впорядкованим, направленим. В результаті виникає електричний струм. Чим більше вільних електронів має речовина, тим вища її електропровідність. Цим пояснюється висока електропровідність металів, а також поділ твердих тіл за здатністю проводити електричний струм на провідники, напівпровідники та діелектрики.

Втрачаючи або приєднуючи електрони, електрично нейтральний атом стає зарядженим. Такий атом називається іоном. Процес відриву електронів від атома або приєднання до атома зайвого електрона, в результаті якого утворюється позитивний або негативний іон, носить назву іонізації атома. Іони, що мають різнойменні заряди, притягуються один до одного та утворюють молекули.

Описана вище так звана класична теорія будови атомів не може дати відповіді на ряд запитань, пов'язаних з поведінкою мікрочастинок. Таке пояснення було дане квантовою теорією будови речовини, відповідно до якої електрони мають властивості не тільки матеріальних частинок (корпускул), але і хвилеві властивості.

В основу квантової теорії покладені наступні теоретичні передумови:

Гіпотеза М. Планка. У 1900 р. М. Планк висунув гіпотезу, відповідно до якої енергія електронів в атомі може приймати лише цілком певні дискретні значення. Зміна енергії електронів може відбуватися тільки стрибкоподібно. Перехід із стану з меншою енергією в стан з більшою енергією може відбутися за умови поглинання ззовні порції енергії, рівної різниці значень енергії в цих станах. При зворотному переході ця порція енергії повинна бути віддана. Така порція енергії отримала назву кванта енергії.

Постулати Н. Бора. У 1913 р. Н. Бор встановив наступне:

1. Електрон в атомі може знаходитися в певних стійких станах, які називаються стаціонарними. В цьому випадку атом не випромінює енергії.

2. Атом випромінює або поглинає енергію тільки при переході з одного стаціонарного стану в інший. Величина кванта енергії пов'язана з частотою випромінювання співвідношенням:

$$W = h\nu,$$

де ν – частота випромінювання;

h – стала Планка ($h=6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·Гц⁻¹).

3. Момент кількості руху електрона на стаціонарній орбіті повинен бути кратним числу $\frac{h}{2\pi}$:

$$m_e V r = n \frac{h}{2\pi},$$

де m_e — маса електрона;

V — швидкість руху електрона по орбіті;

r — радіус орбіти електрона;

n — ціле число.

Принцип невизначеності В. Гейзенберга. Відповідно до цього принципу, в атомній системі неможливо одночасно точно задати деякі пари спряжених величин, наприклад координату та швидкість електрона. Якщо при визначенні координати x неточність буде дорівнювати Δx , а неточність у визначенні швидкості V_x буде ΔV_x , то співвідношення Гейзенберга для цієї компоненти матиме вигляд:

$$\Delta V_x \Delta x \approx h.$$

Таким чином, чим точніше задати координату x ($\Delta x \rightarrow 0$), тим більше невизначеною буде величина V_x ($\Delta V_x \approx \frac{h}{\Delta x} \rightarrow \infty$), і навпаки. Звідси випливає, що поняття траєкторії по відношенню до внутрішньоатомних переміщень електрона, а також уявлення про нього лише як про матеріальну частинку є недостатніми.

Гіпотеза де Бройля. У 1923 р. Луї де Бройль висунув припущення про наявність хвильових властивостей у рухомих частинок речовини взагалі, та у електрона зокрема. Він довів, що електромагнітна енергія зарядженої частинки, що рухається по замкнутій орбіті, не випромінюється тільки в тому випадку, якщо уздовж орбіти укладається ціле число довжини хвиль, тобто утворюється стояча хвиля.

Отже, при русі по орбіті з радіусом r повинно виконуватися співвідношення:

$$2\pi r = n\lambda, \quad (2.1)$$

де λ — довжина хвилі;

n — ціле число (1, 2, 3 і т. д.).

Довжину хвилі електрона, що має масу m_e і швидкість V , можна визначити, порівнюючи його енергії — механічну та обумовлену хвильовими властивостями

$$h\nu = h \frac{V}{\lambda} = \frac{m_e V^2}{2},$$

НТБ ВНТУ
м. Вінниця

звідки:

$$\lambda = \frac{2h}{m_e v}$$

Число n у співвідношенні (2.1) називають головним квантовим числом. Воно визначає орбіту електрона, яку він може займати відповідно до рівня своєї енергії.

Окрім головного квантового числа, стан електрона в атомі характеризується ще трьома квантовими числами: орбітальним, орбітальним магнітним і спіновим магнітним, що визначають відповідно малу вісь еліптичної орбіти електрона, орієнтацію орбіти в просторі та власне обертання електрона навколо осі, перпендикулярної до площини орбіти.

Принцип заборони Паулі. Відповідно до цього принципу в атомі не може бути двох електронів, у яких всі чотири квантові числа однакові. Магнітне квантове число може мати тільки два значення: $\pm \frac{1}{2}$.

Кожній орбіті відповідає певна енергія електрона, або дозволений енергетичний рівень. Рівні енергії, які не можуть мати електронів при переході з однієї орбіти на іншу, називаються забороненими.

Кількість електронів, що знаходяться на кожній орбіті та кількість орбіт для кожної речовини абсолютно визначені. Так, на першій внутрішній орбіті можуть розміщуватися не більше двох електронів, на наступній — шість, далі — десять, на четвертій орбіті — чотирнадцять, на п'ятій — вісімнадцять і так далі. Електрони завжди спочатку займають рівні найменшої енергії. Тому всі внутрішні електронні орбіти виявляються повністю заповненими, частково заповненою може бути тільки зовнішня орбіта. Чим віддаленішу від ядра орбіту займає електрон, тим більшу енергію він має.

При переходах на орбіти, що розташовані ближче до ядра, електрон віддає частину своєї енергії в навколишнє середовище у вигляді випромінювання, внаслідок чого його енергія зменшується. Навпаки, якщо електрон в умовах дії тепла, світла або яких-небудь інших зовнішніх чинників набуває додаткової енергії, то він переходить на нову, віддаленішу від ядра орбіту. Електрон, що отримав додаткову енергію, називається збудженим. Граничним випадком збудження є іонізація, при якій електрон відривається від ядра та покидає атом.

До цих пір розглядалися можливі стани електронів в ізольованому атомі. Очевидно, значно більший практичний інтерес мають властивості електронів речовини, що складається з безлічі атомів. Розглянемо ці питання стосовно твердої речовини, що має кристалічну будову.

У твердому тілі (кристалі) сусідні атоми розташовані настільки близько один до одного, що між ними відбувається взаємодія. При цьому на електрони впливає не тільки ядро власного атома; вони також підпадають

під вплив ядер сусідніх атомів, унаслідок чого характер руху електронів змінюється. Взаємодію багатьох атомів викликає зсув і розщеплювання енергетичних рівнів електронів. При об'єднанні в твердому тілі N однакових атомів, кожен рівень енергії розщеплюється на N близько розташованих один до одного енергетичних рівнів, які утворюють енергетичну зону.

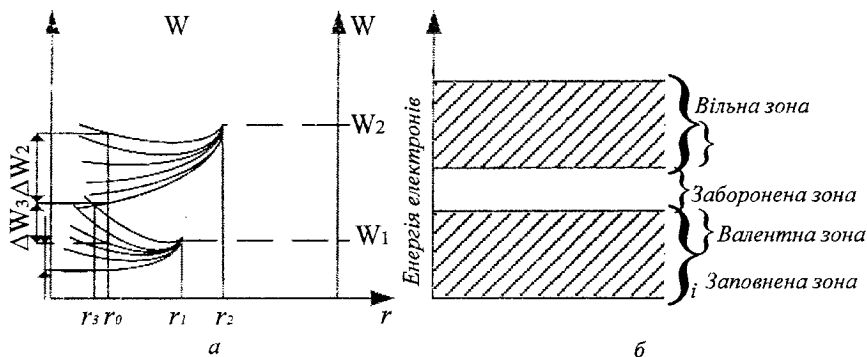


Рисунок 2.2 – Енергетичні зони твердого тіла

На рис. 2.2, *a* схематично показане розщеплення енергетичних рівнів W_1 і W_2 електронів в одиночному атомі при утворенні системи з шести однакових атомів ($N = 6$). При достатньо великій відстані r між атомами вони майже не впливають один на одного. При зближенні атомів до відстані $r = r_2$ відбувається розщеплювання енергетичного рівня W_2 на шість дискретних значень. Подальше зменшення відстані до величини $r = r_1$ супроводжується розщеплюванням енергетичного рівня W_1 . При деякому значенні $r = r_0$ в системі утворюються дві сукупності дискретних енергетичних станів, що лежать в інтервалі між ΔW_1 і ΔW_2 та називаються енергетичними зонами. Енергетичні зони ΔW_1 і ΔW_2 при $r = r_0$ розділені проміжком W_3 , що не містить енергетичних станів. Такий енергетичний проміжок прийнято називати забороненою зоною. Заборонені зони відповідають таким значенням енергії, які електрон не може мати. При подальшому зближенні атомів настає перехрещення енергетичних зон ΔW_1 і ΔW_2 , тобто заповнення забороненої зони ΔW_3 . Рівні енергії, зайняті електронами при температурі абсолютного нуля та у відсутності зовнішніх дій, утворюють в твердому тілі заповнені зони. Сукупність енергетичних рівнів валентних електронів утворює так звану нормальну, або валентну, зону. Дозволені рівні енергії, які залишаються незайнятими при температурі абсолютного нуля, утворюють в твердому тілі вільну зону. Її нижню частину називають зоною провідності, оскільки рівні, що входять до неї, можуть займати вільні електрони, що отримали додаткову енергію при нагріві або іншим шляхом.

На рис. 2.2, б показані графічно енергетичні зони твердого тіла. По вертикальній осі цієї діаграми відкладається рівень енергії, яку мають електрони. Горизонтальна вісь – безрозмірна. Ширина забороненої зони визначає електропровідність матеріалу. Отже, провідність тієї чи іншої речовини визначається тією енергією, яку потрібно надати валентним електронам, щоб вони могли перейти зі свого нормального енергетичного рівня на вищий енергетичний рівень, що відповідає зоні провідності. При цьому електрони втрачають зв'язок з ядром атома та стають вільними.

Така енергетична структура твердих тіл дозволяє пояснити фізичний принцип поділу їх на провідники, діелектрики та напівпровідники. На рис. 2.3 показані типові діаграми енергетичних зон для провідника, діелектрика та напівпровідника. У провідників зона провідності та зона валентних електронів перекривають один одного, тобто заборонена зона відсутня та валентні електрони легко переходять у зону провідності. У діелектриків ширина забороненої зони велика, а, отже, для переходу валентних електронів в зону провідності їм потрібно надати значну енергію (не менше 3 еВ). Для напівпровідників заборонена зона відносно невелика (приблизно 0,5–3 еВ), і під дією зовнішніх чинників (тепло, світло, електричне поле та тому подібне), електрони, за рахунок зміни запасу енергії, можуть перейти з валентної зони в зону провідності. Електропровідність напівпровідників нестабільна та сильно залежить від зовнішніх чинників.

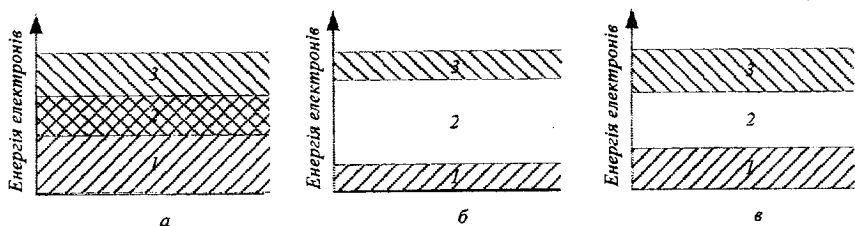


Рисунок 2.3 – Енергетичні діаграми різних речовин:

a – провідника; *б* – діелектрика; *в* – напівпровідника:

1 – валентна зона; *2* – заборонена зона; *3* – зона провідності

Електрони мають такі основні властивості:

- 1) у електричному полі електрони зазнають дію сили поля та самі можуть створювати електричне поле;
- 2) електрони відштовхуються один від одного;
- 3) рухомі електрони утворюють електричний струм. Отже, подібно до електричного струму, що проходить по дроту, потік електронів створює магнітне поле і в поперечному магнітному полі сам зазнає дію його сили;
- 4) знаходячись в русі, електрон має кінетичну енергію, що дорівнює

$\frac{m_e V^2}{2}$. При зіткненні електронів з будь-яким тілом їх кінетична енергія перетворюється на теплову; при зіткненні рухомого електрона з нейтральним атомом кінетична енергія електрона може бути витрачена на іонізацію атома.

Як вже наголошувалося, відповідно до квантової теорії, електрони одночасно мають корпускулярні та хвильові властивості. Встановлено, що електронам властиве явище дифракції, тобто обгинання перешкоди, що поставлена на їх шляху. Особливо помітні хвильові властивості електронів в просторі, лінійні розміри якого порівняні з розмірами електрона.

2.2 Робота виходу електрона

Для роботи електронних приладів необхідні вільні електрони. Тільки в цьому випадку вони зможуть виконувати функції носіїв електричного струму. Завдання полягає в тому, щоб «відірвати» їх від ядра та, за необхідності, «витягувати» їх з речовини. Але, виявляється, це можливо при виконанні певних умов. При температурі абсолютного нуля ($T = 0 \text{ K}$) та відсутності інших джерел збудження електрони в атомах будь-якої речовини займають рівні з найменшою енергією. У провідниках, що мають високу концентрацію електронів в зоні провідності, розподіл електронів за величинами енергії можна представити графіком (див. рис. 2.4), що називається розподілом Фермі (по вісі абсцис відкладено значення енергії, а по вісі ординат – кількість електронів). З графіка (крива 1) видно, що при температурі абсолютного нуля немає електронів, що мають енергією, яка більша за W_F (рівень Фермі). Величина W_F залежить від фізичних властивостей матеріалу та визначається виразом

$$W_F = \frac{h^2}{8m_e} \left(\frac{3N}{\pi} \right)^{\frac{2}{3}},$$

де h – стала Планка;

m_e – маса електрона;

N – число вільних електронів в 1 см^3 провідника.

У металах $N \approx 10^{22} \dots 10^{23}$. Тому максимальна енергія W_F електронів усередині металу досягає десятків електрон-вольт. Проте вихід електронів за поверхню металу при температурі абсолютного нуля та відсутності дії (освітлення поверхні провідника, бомбардування пучком електронів і інше) не спостерігається. Це пояснюється двома причинами.

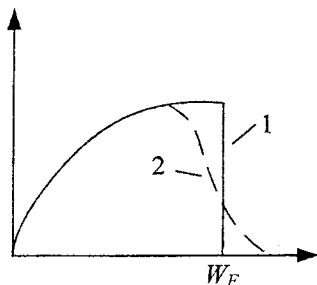


Рисунок 2.4 – Графік розподілу електронів за величинами енергії в зоні провідності (розподіл Фермі)

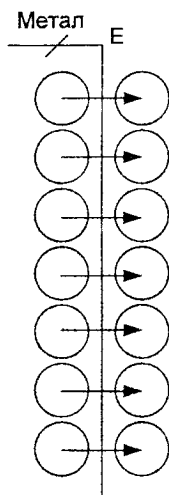


Рисунок 2.5 – Подвійний електричний шар на поверхні металу

По-перше, та невелика кількість електронів, що виходять за межі провідника, втрачають велику частину своєї енергії та накопичуються на поверхні металу. Між цими електронами та позитивними іонами, що знаходяться усередині металу біля його поверхні, утворюється електричне поле, направлене від провідника до шару електронів (див. рис. 2.5). Сукупність позитивних іонів у поверхні металу та електронів, що з'являються над поверхнею, називається подвійним електричним шаром. Дія подвійного електричного шару на електрони, які прагнуть покинути межі металу, є гальмуючою, оскільки цим електронам доводиться рухатися за напрямом електричних силових ліній і віддавати свою енергію полю.

По-друге, якщо деяка кількість електронів все ж таки вийшла за межі металу в навколишнє середовище, то метал буде притягувати їх назад. Пояснюється це тим, що метал, позбавлений частини електронів, заряджається позитивно і, отже, між ним і електронами, що вилетіли, виникає електричне поле, що перешкоджає виходу нових електронів.

Таким чином, для відриву від поверхні провідника електрони повинні витратити роботу проти електричних сил, що повертають їх назад, тобто мати деяку повну енергію:

$$W_a = W_F + W_0.$$

Величина W_0 називається роботою виходу. Робота з переміщення електрона з провідника в навколишній простір дорівнює добутку заряду електрона e на пройдену різницю потенціалів ϕ_0 . Тому:

$$W_0 = W_a - W_F = e\phi_0.$$

Ця робота вимірюється в електрон-вольтах (eВ).

Діаграма зміни енергії під час переходу електрона з металу у вакуум наведена на рис. 2.6. По вісі ординат відкладена величина енергії у відповідних точках простору, а по осі абсцис – відстань від поверхні металу. В цілому, крива зображає потенціальний бар'єр, що утримує електрони в металі. Ділянка ab відповідає максимальній енергії електрона W_F усередині металу; висота потенціального бар'єру визначає повну енергію W_a , яку електрон повинен мати для вильоту з металу; різниця цих енергій відповідає роботі виходу електрона $e\phi_0$.

Величина роботи виходу для твердих тіл залежить від їх структури і є фізичною характеристикою тіла. Чим менша у даного провідника робота виходу, тим меншою повинна бути витрата енергії для отримання вільних електронів поза цим провідником.

Вихід електронів можливий також з напівпровідників і діелектриків. Проте, при цьому робота витрачається не тільки на подолання гальмуючого електричного поля, але і на збудження електронів, на перехідних їх з валентної зони в зону провідності.

Повна робота виходу напівпровідників:

$$e\phi = e\phi_1 + e\phi_0,$$

де $e\phi_1$ – робота, що витрачається на переведення електронів з валентної зони в зону провідності;

$e\phi_0$ – робота, що необхідна для виходу електронів провідності за поверхню напівпровідника.

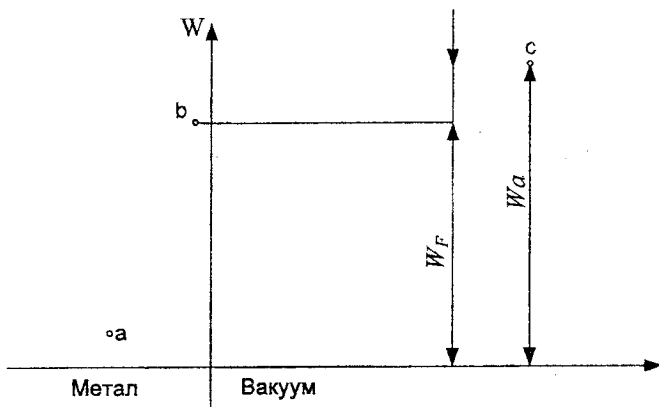


Рисунок 2.6 – Енергетична діаграма для межі метал-вакуум

Енергетична діаграма, що ілюструє процес виходу електронів з напівпровідника, наведена на рис. 2.7. У деяких домішкових напівпровідників робота виходу може бути дуже малою (порядку 1 eВ).

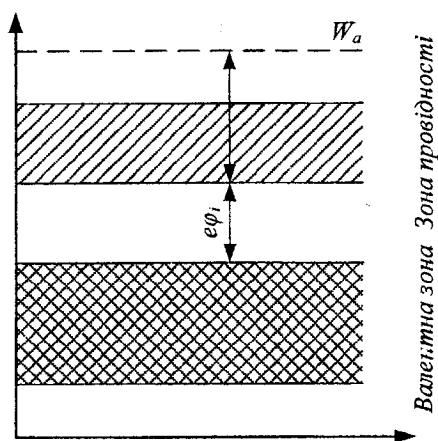


Рисунок 2.7 – Енергетична діаграма виходу електронів з напівпровідників

Таким чином, якщо електронам металів або напівпровідників надається ззовні додаткова енергія, то можливий вихід електронів з тіла – відбувається електронна емісія. Потік вільних електронів в електровакуумних і іонних (газорозрядних) приладах виникає з металевого або напівпровідникового електроду катода.

Щоб електрони могли вийти за межі катода, необхідно надати їм ззовні деяку енергію, достатню для подолання протидіючих сил. Залежно від способу надання електронам додаткової енергії, розрізняють такі *види електронної емісії*:

термоелектронну, при якій додаткова енергія надається електронам в результаті нагріву катода;

фотоелектронну, при якій на поверхню катода впливає оптичне випромінювання;

вторинну електронну, таку, що є результатом бомбардування катода потоком електронів або іонів, що рухаються з великою швидкістю;

електростатичну, при якій сильне електричне поле у поверхні катода створює сили, які сприяють виходу електронів за його межі.

2.3 Рух електронів в електричних і магнітних полях

Керування рухом вільних електронів в більшості електронних приладів здійснюється за допомогою електричних або магнітних полів.

Електрон в електричному полі. Взаємодія рухомих електронів з електричним полем – основний процес, що відбувається в більшості електронних приладів. Найбільш простим випадком є рух електрона в однорідному електричному полі, тобто в полі, напруженість якого однакова в будь-якій точці як за величиною, так і за напрямом.

На рис. 2.8, *а* показано однорідне електричне поле, що створене між двома паралельними пластинами достатньо великої протяжності, щоб знехтувати викривленням поля у країв.

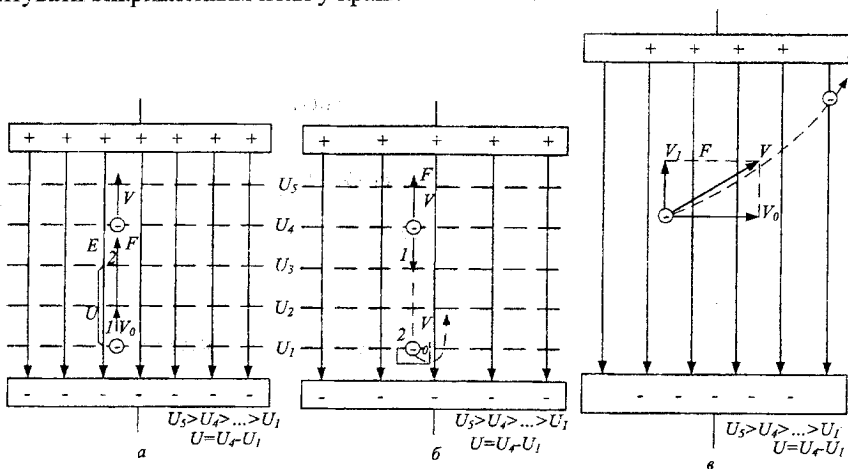


Рисунок 2.8 – Рух електрона в прискорюючому (*а*), гальмуючому (*б*) та поперечному (*в*) електричних полях

На електрон, як і на будь-який заряд, що поміщений в електричному полі з напруженістю E , діє сила, що дорівнює добутку величини заряду на напруженість поля в місці знаходження заряду:

$$F = -eE,$$

Знак мінус показує, що внаслідок негативного заряду електрона сила має напрям, що протилежний напрямку вектора напруженості електричного поля. Під дією сили F електрон рухається назустріч електричному полю, тобто переміщується у бік з вищим потенціалом. Тому поле в даному випадку є прискорюючим. Робота, витрачена електричним полем на переміщення заряду з однієї точки в іншу, дорівнює добутку величини заряду на різницю потенціалів між цими точками, тобто для електрона:

$$A = eU = e(U_2 - U_1), \quad (2.2)$$

де U – різниця потенціалів між точками 1 і 2 (рис. 2.8, а).

Ця робота витрачається на надання електрону кінетичної енергії.

$$W_k = \frac{m_e(V^2 - V_0^2)}{2}, \quad (2.3)$$

де V і V_0 – швидкості руху електрона в точках 2 і 1 (див. рис. 2.8, а).

Прирівнюючи рівність (2.2) і (2.3), отримуємо

$$\frac{m_e(V^2 - V_0^2)}{2} = eU.$$

Якщо початкова швидкість електрона $V_0 = 0$, то

$$\frac{m_e V^2}{2} = eU.$$

Звідси можна визначити швидкість електрона в електричному полі при різниці потенціалів U :

$$V = \sqrt{\frac{2e}{m_e} U}. \quad (2.4)$$

Підставляючи в (2.4) значення заряду та маси електрона, можна отри-

мати вираз для швидкості електрона (км/с):

$$V \approx 600\sqrt{U}. \quad (2.5)$$

Таким чином, швидкість, що її набуває електрон при русі в прискорювальному полі, залежить тільки від пройденої різниці потенціалів. З формули (2.5) видно, що швидкості електронів, навіть при порівняно невеликій різниці потенціалів, виходять значними. Наприклад, при напрузі $U = 100$ В отримуємо $V = 6000$ км/с. При такій великій швидкості електронів всі процеси в приладах, пов'язані з рухом електронів, протікають дуже швидко. Наприклад, час, необхідний для прольоту електронів між електродами в електронній лампі, складає частки мікросекунди. Саме тому робота більшості електронних приладів може вважатися практично безінерційною.

Розглянемо тепер рух електрона, у якого початкова швидкість V_0 направлена проти сили F , що діє на електрон з боку поля (див. рис. 2.8, б). В цьому випадку електричне поле для електрона є гальмівним. Швидкість руху електрона та його кінетична енергія в гальмівному полі зменшуються, оскільки в даному випадку робота здійснюється не силами поля, а самим електроном, який за рахунок своєї енергії долає опір сил поля. Енергія, що втрачається електроном, переходить до поля, оскільки рух електрона в гальмуючому полі означає його переміщення у напрямі негативного полюса джерела поля, то при наближенні електрона до останнього, сумарний негативний заряд збільшується та, відповідно, збільшується енергія поля. В той момент, коли електрон повністю витратить свою кінетичну енергію, його швидкість буде дорівнювати нулю, і потім електрон почне рухатиметься у зворотному напрямку. Рух його у зворотному напрямку є ні чим іншим, як розглянутим вище рухом без початкової швидкості в прискорювальному полі. При такому русі електрона поле повертає йому ту енергію, яку він втратив при своєму гальмівному русі. Якщо електрон, що має велику початкову швидкість, не встигає за час перебування в гальмівному полі витратити всю кінетичну енергію, то він втрачає тільки частину своєї енергії, передаючи її полю.

У розглянутих вище випадках напрям швидкості руху електрона був паралельним напрямку електричних силових ліній поля. Таке електричне поле називається повздовжнім. Поле, направлене перпендикулярно вектору початкової швидкості електрона, називається поперечним. Розглянемо варіант, коли електрон влітає в електричне поле з деякою початковою швидкістю V_0 та під прямим кутом до напрямку електричних силових ліній (рис. 2.8, в). Поле діє на електрон з постійною силою та направлене вбік вищого позитивного потенціалу. Під дією цієї сили електрон набуває швидкості V_1 , направленої назустріч полю. В результаті електрон здійснює одночасно два взаємно перпендикулярних рухи: прямолінійне рівномірне за інерцією із швидкістю V_0 та прямолінійне рівномірно прискорене із швид-

кістю V_1 . Під впливом цих двох взаємно перпендикулярних швидкостей електрон рухатиметься за траєкторією, що є параболою. Після виходу з електричного поля електрон рухатиметься за інерцією прямолінійно.

В електронних приладах електричні поля зазвичай неоднорідні. Вони характеризуються непостійністю напруженості за величиною та напрямом. Конфігурація таких полів вельми різноманітна та складна. Вибираючи величини та напрями початкової швидкості електронів, а також величину та напрям напруженості електричного поля, можна змусити електрони рухатися за задалегідь розрахованій траєкторії, подібно до того, як напрям світлового променя змінюють шляхом вибору первинного його напрямку та відповідних оптичних середовищ. Таким чином, існує подібність між законами руху електронів в електричному полі та законами світлової оптики. На базі такої аналогії науку, яка вивчає рух електронів в електричному полі, називають електронною оптикою.

Електрон у магнітному полі. Вплив магнітного поля на рухомий електрон можна розглядати як дію цього поля на провідник із струмом. Це положення доводиться таким чином. Рух електрона із зарядом e і швидкістю V еквівалентно струму i , що проходить через елементарний відрізок провідника завдовжки Δl , оскільки:

$$i\Delta l = eV. \quad (2.6)$$

Дійсно, струм:

$$i = \frac{\Delta q}{\Delta t},$$

де Δt – час проходження заряду Δq через поперечний перетин провідника.

Отже, $i\Delta l = \frac{\Delta q}{\Delta t} \Delta l$, або

$$i\Delta l = \Delta q \frac{\Delta l}{\Delta t}. \quad (2.7)$$

Враховуючи, що $\frac{\Delta l}{\Delta t}$ є швидкістю руху V заряду, а Δq – заряд електрона, що дорівнює e , та підставляючи ці значення у формулу (2.7), отримаємо прийнятий спочатку вираз (2.6).

Згідно з основним законом електромагнетизму, сила, що діє в магнітному полі на провідник завдовжки Δl із струмом i , дорівнює:

$$F = Bi\Delta \sin \alpha,$$

де B – магнітна індукція;

α – кут між напрямом струму та силовою лінією магнітного поля.

Використовуючи співвідношення (2.7), отримаємо новий вираз, що характеризує силу дії магнітного поля на рухомий електрон:

$$F = BeV \sin \alpha.$$

З цього виразу видно, що електрон, який рухається уздовж силових ліній магнітного поля ($\alpha = 0$), не зазнає ніякої дії поля ($F = BeV \sin 0^\circ = 0$) і продовжує рухатися із заданою йому швидкістю.

Якщо вектор початкової швидкості електрона перпендикулярний до вектора магнітної індукції, тобто $\alpha = \frac{\pi}{2}$ (рис. 2.9, а), то сила, що діє на електрон дорівнює:

$$F = BeV \sin \frac{\pi}{2} = BeV.$$

Напрямок цієї сили визначається за правилом лівої руки. Сила F завжди перпендикулярна напрямку миттєвої швидкості V електрона та напрямку магнітних силових ліній поля. Відповідно до другого закону Ньютона, ця сила надає електрону з масою m_e прискорення, що дорівнює $\frac{BeV}{m_e}$. Оскільки

прискорення перпендикулярне швидкості V , то електрон під дією цього нормального (доцентрового) прискорення рухатиметься по колу, що лежить в площині перпендикулярно до силових ліній поля.

У загальному випадку, початкова швидкість електрона може бути не перпендикулярна до магнітної індукції, тобто $\alpha < \frac{\pi}{2}$ (див. рис. 2.9, б). У

даному випадку траєкторію руху електрона визначають дві складові початкової швидкості: нормальна V_1 та дотична V_2 , перша з яких направлена перпендикулярно до силових ліній магнітного поля, а друга – паралельно до них. Під дією нормальної складової електрон рухається по колу, а під дією дотичної – переміщується уздовж силових ліній. В результаті одночасної дії двох складових, траєкторія руху електрона набуває вигляду спіралі.

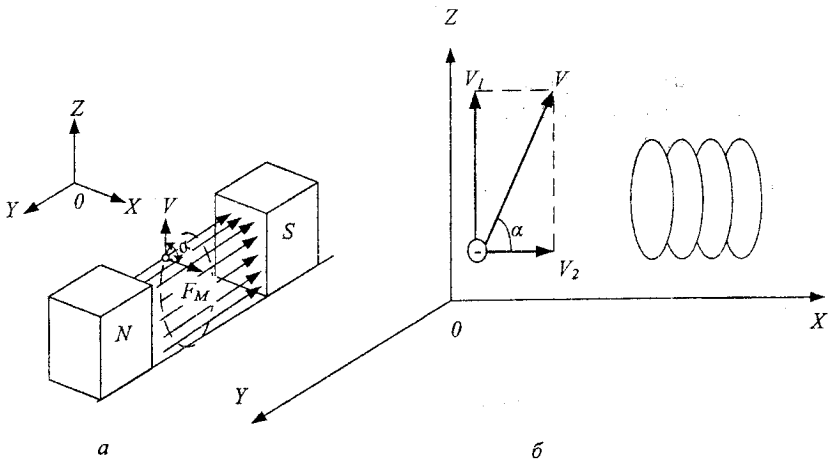


Рисунок 2.9 – Траєкторія руху електрона в магнітному полі

Розглянута можливість зміни траєкторії руху електрона за допомогою магнітного поля використовується для фокусування та керування електронним потоком в електронно-променевих трубках та інших приладах.

2.4 Електричний струм в провідниках

Хаотичний рух електронів за відсутності зовнішнього електричного поля не створює електричний струм. Електричний струм, який виникає в провідниках під дією зовнішнього електричного поля є направленим рухом частинок – носіїв заряду. Носії заряду (поки що носієм заряду розглядатимемо електрон) на середній довжині вільного пробігу l_{cp} набувають додаткову складову швидкості в напрямі, що протилежний напрямку поля, та починають рухатися (дрейфувати) в цьому напрямі з деякою середньою додатковою швидкістю v_{cp} , яка називається дрейфовою швидкістю. Дрейфова швидкість електронів надзвичайно мала в порівнянні до середньої швидкості їх теплового руху за звичайних умов.

Щільність дрейфового струму j_E визначається величиною заряду, який переносять електрони через одиничний поперечний переріз провідника за одиницю часу:

$$j_E = qnv_{cp},$$

де n – концентрація носіїв заряду (кількість електронів в 1 см^3 речовини);

q – заряд електрона.

Дрейфова швидкість, яку набуває електрон в полі одиничної напруже-

ності (наприклад, 1 В/см), називається рухливістю електрона μ_n :

$$\mu_n = \frac{v_{cp}}{E}. \quad (2.8)$$

Рівняння для щільності дрейфового струму з урахуванням рівності (2.8) переписується в такому вигляді:

$$j_E = qn\mu_n E.$$

Питома електрична провідність σ дорівнює відношенню величини щільності дрейфового струму до величини напруженості електричного поля:

$$\sigma = qn\mu_n. \quad (2.9)$$

Вираз (2.9) показує, що питома електрична провідність на стільки більша, на скільки більше число вільних електронів і більша їх рухливість. Надалі ми побачимо, що електропровідність провідників в основному залежить від рухливості носіїв заряду, а електропровідність напівпровідників і діелектриків – від концентрації носіїв заряду та дефектів кристалічної ґратки.

2.5 Електричний струм в газі

У деяких електронних приладах балон заповнюється будь-яким інертним газом. При тиску газу в балоні від 0,1 Па і вище електрони взаємодіють при своєму русі з атомами або молекулами газу, що за певних умов призводить до іонізації газу, що змінює властивості приладу. Такі прилади називаються іонними. У сучасній електронній техніці іонні прилади застосовуються рідко (головним чином як індикатори). Розглянемо фізичні явища, що зумовлені проходженням електричного струму через газ. Сукупність цих явищ отримала назву електричного розряду в газі.

Іонізація газу. Іонізацією газу називають процес утворення в нейтральному газі іонів – позитивно або негативно заряджених атомів. У атомах будь-якої речовини, у тому числі й тих, що знаходяться в газоподібному стані, є валентні електрони, що обертаються на найбільш віддалених від ядра орбітах і мають найбільший запас енергії. Якщо цим валентним електронам надати ззовні деяку додаткову енергію, то електрон може покинути атом, перетворивши його на позитивно заряджений іон.

Розрізняють поверхневу та об'ємну іонізацію газу. Причиною поверхневої іонізації є емісія електронів з поверхні твердих тіл (катодів іонних приладів) за рахунок додаткової енергії, що надається атомам цих тіл при нагріванні (термоелектронна емісія), освітленні (поверхневий фотоефект),

ударах швидких частинок (вторинна емісія) та ін. Атоми газу, взаємодіючи з позитивно зарядженою поверхнею катода, який випромінює електрони, перетворюються на іони.

Проте, основним видом іонізації газу є об'ємна іонізація, що відбувається в об'ємі газу. Найчастіше вона відбувається внаслідок зіткнення атомів газу з швидкими частинками (електронами або іонами). Такий процес вибивання нових електронів і утворення позитивних іонів називається іонізацією при зіткненні або ударною іонізацією. Якщо отримані після іонізації вільні електрони мають достатню енергію, наприклад, отримавши її в прискорювальному електричному полі, то кожен з них може іонізувати новий атом і так далі. Таким чином, можливе лавиноподібне наростання кількості електронів та іонів.

Іноді, в газах можливе утворення негативних іонів. Вони виникають при з'єднанні нейтральних атомів з одним або декількома електронами.

Збудження атомів газу. Якщо на шляху вільного пробігу l (від зіткнення до зіткнення) електрон не набуває енергії, достатньої для ударної іонізації, то при зіткненні з атомом відбувається збудження нейтрального атома – переведення електрона на вищий енергетичний рівень. Такий стан атома називається збудженим, а енергія, необхідна для його збудження, енергією збудження. У збудженому стані атом зазвичай знаходиться недовго (порядку $10^{-7} \dots 10^{-9}$ с), після чого переходить в нормальний стан (або інший збуджений стан з меншою енергією). При такому переході атом видає отриману ним раніше додаткову енергію у вигляді кванта електромагнітного випромінювання (фотона):

$$h\nu = W_2 - W_1,$$

де h – стала Планка;

ν – частота електромагнітного випромінювання;

W_1 і W_2 – енергія електрона на початковому та кінцевому рівнях.

Це випромінювання супроводжується світінням газу, якщо промені, що випускаються, відносяться до видимої частини електромагнітного спектру.

Рекомбінація. Окрім іонізації та збудження атомів, в газі відбувається і зворотний процес утворення нейтральних атомів: рекомбінація позитивних і негативних іонів між собою або позитивних іонів і електронів, тобто повернення збуджених атомів в нормальний стан і розпад негативних іонів на нейтральні атоми та електрони. Рекомбінація призводить до зменшення кількості заряджених частинок, тобто до деіонізації газу. Зазвичай рекомбінація супроводжується виділенням променистої енергії. В більшості випадків при цьому спостерігається світіння газу.

Деіонізація газу, залежно від роду газу та його тиску, здійснюється за час порядку $10^{-5} \dots 10^{-3}$ с, тобто з порівняно малою швидкістю. Тому, в порівнянні до електровакуумними приладами, іонні прилади значно інерційні-

ші та погано працюють на високих частотах.

На рис. 2.10, а показана вольт-амперна характеристика електричного розряду в газі, на якій виділяють три основні ділянки: темний, тліючий і дуговий розряди. Вид розряду визначається конструкцією приладу, матеріалом електродів, виглядом і тиском газу та величиною електричного струму. При малій напрузі відбувається так званий несамостійний темний розряд (ділянка 0–3), що використовується в газорозрядних (іонних) фотоелементах.

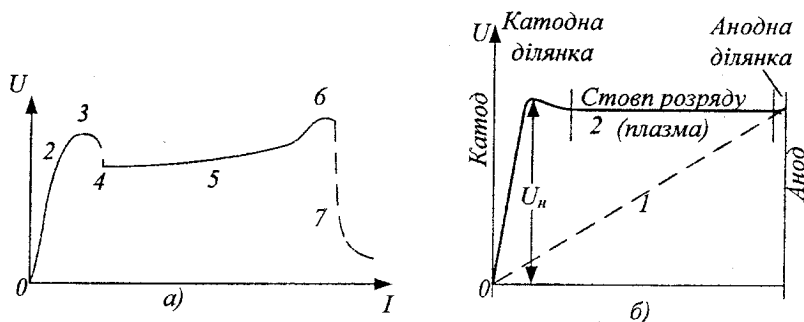


Рисунок 2.10 – Вольт-амперна характеристика газового розряду (а) і просторовий розподіл падіння напруги в газорозрядному стовпі (б)

При збільшенні напруги виникає самостійний розряд, при якому в результаті іонізації молекул газу електронами (об'ємна ударна іонізація) різко зростає число носіїв заряду – вторинних електронів і іонів. У газорозрядному проміжку утворюється лавина електронів і позитивних іонів. Розряд в газі підтримується електронами, що випускаються катодом під ударами позитивних іонів. Перехід до самостійного розряду супроводжується запаленням газового розряду; стан горіння зберігається і при подальшому збільшенні струму. Напруга, при якій виникає самостійний розряд, називається напругою виникнення (запалення) самостійного розряду.

Якщо обмежити щільність струму в газорозрядному проміжку величинами 10^{-5} – 10^{-1} А/см, то виникає тліючий розряд (ділянка 4–6). Після виникнення тліючого розряду напруга на розрядному проміжку зменшується в порівнянні з напругою запалення (зростання інтенсивності процесів іонізації підтримує самостійний розряд при менших напругах), падіння напруги на обмежуючому опорі в ланцюзі живлення зростає. Властивості тліючого розряду в основному визначаються позитивним просторовим зарядом у катода, який утворюється іонами. Маючи велику масу, ці іони пересуваються до катода з меншими швидкостями, ніж електрони до анода. У просторі між електродами відбувається перерозподіл потенціалу. Анод ніби перемищається до катода, і поблизу катода виникає так зване катодне падіння

потенціалу U_k (див. рис. 2.10, б). Основними ділянками тліючого розряду є катодна частина, стовп розряду і анодна частина. Катодна частина є джерелом електронів. Стовп розряду є плазмою, в якій концентрації електронів і іонів однакові, а падіння напруги мале. В анодній області спостерігається незначне падіння напруги. Розглянута картина тліючого розряду спостерігається при тиску порядку 10^{-2} мм рт. ст.

Із збільшенням тиску до декількох десятків міліметрів ртутного стовпа довжина катодної частини зменшується, і вона набуває вигляду плями газу, що світиться, поблизу катода. При нормальному тліючому розряді (ділянка 4–5) площа поверхні катода, охопленої світінням, в деяких межах пропорційна величині струму. До тих пір, поки щільність струму залишається сталою, залишається постійним і падіння напруги на газорозрядному проміжку. Ця властивість нормального тліючого розряду покладена в основу роботи газорозрядного стабілітрона. Після того, як вся поверхня катода охоплюється катодним світінням, розряд переходить в аномальний тліючий (ділянка 5–6), при якому зростання щільності струму може бути досягнуте лише за рахунок більшої іонізації при підвищеній напрузі.

При середній щільності струму може існувати ще один різновид тліючого розряду – коронний розряд, який є самостійним і не вимагає для свого виникнення початкової іонізації. Коронний розряд виникає при порівняно великих напругах поля та порівняно великому тиску газонаповнювача.

Якщо не обмежувати величину струму, то аномальний тліючий розряд переходить в дуговий. При дуговому розряді (ділянка 7–8) швидкості позитивних іонів, що рухаються до катода та електронів, що рухаються до анода великі. Під дією бомбардування катод нагрівається і на його поверхні виникає термоелектронна емісія. Падіння напруги на розрядному проміжку мале (катодне падіння потенціалу одного порядку з потенціалом іонізації газу), а струм, що протікає через нього – великий.

Розрізняють дві основні форми дугового розряду: самостійний і несамостійний. Самостійний дуговий розряд підтримується за рахунок явищ, що відбуваються в самому розряді. Ця форма дугового розряду використовується у вентилях із ртутним катодом. Несамостійний дуговий розряд підтримується стороннім джерелом електронної емісії (термокатод) і не може існувати лише за рахунок енергії розряду. Ця форма дугового розряду застосовується в газотроні, тиратроні.

Контрольні питання

1. Поясніть, чому заряд незбудженого атома нейтральний. У якому випадку атом стає іоном?
2. Сформулюйте принцип невизначеності Гейзенберга та принцип заборони Паулі.

3. Чим відрізняються ширина забороненої зони у напівпровідниках і діелектриках?
4. Дайте пояснення відомих Вам видів електронної емісії. Які з цих видів емісії використовуються у вакуумних приладах, а які в напівпровідникових?
5. Як змінюється кінетична енергія електрона при його русі в електричному полі. За рахунок яких процесів відбуваються ці зміни?
6. По якій траєкторії і під дією яких сил відбувається рух електрона в однорідному магнітному полі?
7. Перерахуйте умови появи дифузійного та дрейфового струму.
8. Який вид газового розряду називається темновим, а який дуговим? Який з цих видів розряду є самостійним?
9. Поясніть, чому провідність металів вища, ніж провідність діелектриків.

3 ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Незалежно від функціонального призначення, конструктивного оформлення та специфічних особливостей роботи, всі напівпровідникові прилади мають щось загальне, пов'язане з електрофізичними властивостями матеріалів, з яких вони сформовані, – напівпровідників. Основними процесами в напівпровідникових приладах є отримання носіїв зарядів, керування їх концентрацією та рухом. Ці процеси в напівпровідниках багато в чому відрізняються від аналогічних процесів у вакуумі або газі.

3.1 Внутрішня структура напівпровідників

До напівпровідників відноситься велика кількість речовин і елементів, які за своїми електричними властивостями займають проміжне положення між провідниками та діелектриками.

Формальною ознакою належності речовини до класу напівпровідників є величина питомої електропровідності, яка для них може приймати значення в межах $\sigma = 10^2 \dots 10^8$ См/м (до провідників відносяться речовини з питомою електропровідністю $\sigma = 10^4 \dots 10^3$ См/м, до діелектриків – речовини, які мають $\sigma < 10^{-12}$ См/м).

З огляду зонної теорії, до напівпровідників відносяться речовини, ширина забороненої зони яких не перевищує 3 еВ. Найважливішою властивістю та ознакою напівпровідників є залежність їх електричних властивостей від зовнішніх умов: температури, освітленості, тиску, зовнішніх полів і тому подібного. Характерна особливість напівпровідників полягає в зменшенні їх питомого опору із збільшенням температури.

Найбільше застосування у напівпровідниковій електроніці отримали елементи IV групи періодичної системи елементів Менделєєва – германій Ge і кремній Si, а також комбінований напівпровідник – арсенід галію (GaAs). Їх основні параметри наведені в табл. 3.1.

Таблиця 3.1 – Основні параметри напівпровідників

Параметри	Германій	Кремній	Сплав GaAs
Атомний номер	32	14	
Атомна вага	72,59	28,086	
Постійна кристалічної ґратки при 25 °С, см	$5,658 \cdot 10^{-8}$	$5,431 \cdot 10^{-8}$	$5,653 \cdot 10^{-8}$
Число атомів в 1 см ³	$4,42 \cdot 10^{22}$	$4,99 \cdot 10^{22}$	$4,4 \cdot 10^{22}$
Питома вага при 25 °С, г/см ³	5,327	2,329	5,3
Температура плавлення, °С	937	1423	1237
Діелектрична проникність	16	12	11,1

Продовження таблиці 3.1

Ширина забороненої зони, еВ	0,67 при 300 ° К	1,11 при 300 ° К	1,424 при 300 ° К
При 300 °К			
Рухливість електронів, см ² /В·с	3800	1300	8500
Рухливість дірок, см ² /В·с	1820	500	420
Власний питомий опір, Ом·см	47	~2·10 ³	~5·10 ⁵
Власна концентрація, см ⁻³ (при 20 °С)	2,5·10 ¹³	6,8·10 ¹⁰	~10 ⁹
Коефіцієнт дифузії електронів, см ² /с	94	35,36	120
Коефіцієнт дифузії дірок, см ² /с	44	13	12

Елементи IV групи, що мають напівпровідникові властивостями, мають кристалічну ґратку алмазного типу. У такій ґратці кожен атом оточений чотирма найближчими атомами тієї ж хімічної природи, які розташовані у вершинах тетраедра на однакових відстанях від даного атома (див. рис. 3.1, а), і пов'язаний з ними силами ковалентних зв'язків. (Ковалентний зв'язок часто називають гомеополярним). При ковалентному зв'язку кожна пара валентних електронів належить в однаковій мірі двом сусіднім атомам і утворює силу, що зв'язує атоми. З чотирма сусідніми атомами даний атом зв'язують вісім електронів – чотири власні електрони та по одному електрону від кожного сусіднього атома. Оскільки у елементів IV групи є чотири валентні електрони, то в ідеальному кристалі германію або кремнію всі ковалентні зв'язки заповнені, всі електрони пов'язані з атомами та кожен атом має ніби повністю добудовану оболонку, що містить вісім електронів.

На рис. 3.1, б в двомірному просторі показана ідеальна ґратка алмазного типу зі схемою електронних зв'язків. Сили зв'язку зображені у вигляді двох ліній, що відповідають двом електронам. Позитивні заряди ядер компенсуються негативними зарядами електронів, і кристал в цілому є електрично нейтральним.

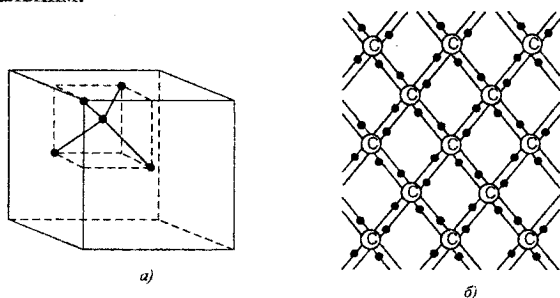


Рисунок 3.1 – Кристалічна ґратка алмазного типу (а) і умовна двомірна ідеальна ґратка зі схемою електронних зв'язків (б)

3.2 Власна електропровідність напівпровідників

Розглянемо процес електропровідності в ідеальному кристалі германію. Ідеальним називається кристал із строго впорядкованим розташуванням атомів у відповідних вузлах кристалічної ґратки, який не містить порожніх вузлів, а також атомів інших елементів. При температурі абсолютного нуля всі енергетичні стани внутрішніх зон і валентна зона зайняті електронами повністю, а зони провідності абсолютно порожні. Кожен електрон в кристалі зв'язаний з відповідним атомом і не може брати участь в перенесенні заряду. Тому при температурі, близькій до абсолютного нуля, ідеальний кристал германію є практично діелектриком. При температурі $T > 0$ °К частина електронів під дією теплового механізму збудження розриває ковалентні зв'язки і переходить з валентної зони в зону провідності. Середній час, протягом якого електрон знаходиться у збудженому стані, тобто час його перебування в зоні провідності, називається часом життя електрона.

Одночасно з появою електронів в зоні провідності, у валентній зоні виникають незаповнені зв'язки поблизу тих атомів, від яких ці електрони відокремилися. Незайнятий електрон енергетичний стан валентної зони (електронна «дірка») називають діркою провідності. Процес створення або генерації пари «електрон провідності – дірка провідності» під дією тепла або світла показаний на рис. 3.2, а і б. Дірка в електричному і магнітному полях поводить як частинка з позитивним зарядом, що за абсолютною величиною дорівнює заряду електрона та масою, що приблизно дорівнює масі електрона. Після своєї появи дірка здійснює хаотичний рух протягом деякого часу – часу життя, а потім рекомбінує з електроном. У зоні провідності електрони прагнуть зайняти найбільш низькі рівні енергії (осідають на «дно» зони провідності ϵ_c); дірки, навпаки, спливають на найвищі рівні (до «стелі» ϵ_v) валентної зони.

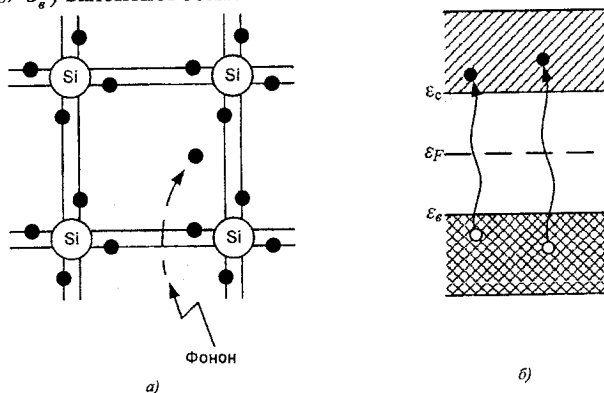


Рисунок 3.2 – Процес генерації електронно-діркової пари

За наявності вільних електронів в зоні провідності та дірок у валентній зоні, кристал набуває здатності проводити електричний струм. Його провідність при цьому визначається числом вільних електронів в зоні провідності та вільних енергетичних рівнів (дірок) у валентній зоні. Незайнятий зв'язок (дірка) у валентній зоні може бути зайнята електроном, що перейшов під дією теплових коливань від будь-якого нейтрального атома кристала. На тому місці, де був електрон, з'являється новий незаповнений зв'язок і так далі. Процес послідовного заповнення вільного зв'язку еквівалентний руху дірки в кристалі напівпровідника.

У зовнішньому електричному полі електрони дрейфують убік, що є протилежним напрямку електричного поля, а дірки – у зворотному напрямі (у напрямі зовнішнього електричного поля).

Таким чином, в напівпровіднику є два типи носіїв заряду – електрон провідності та дірка провідності. Відповідно до цього, розглядають два типи електропровідності – електронну, обумовлену переміщенням електронів провідності та діркову, обумовлену переміщенням дірок провідності. Загальна провідність обумовлена рухом обох видів носіїв заряду і дорівнює:

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p, \quad (3.1)$$

де n і p – концентрації електронів і дірок;

μ_n і μ_p – рухливості електронів і дірок відповідно, яка визначається як середня швидкість поступального руху електричного заряду під дією електричного поля з напруженістю, що дорівнює одиниці.

При нагріванні ідеального кристалу напівпровідника електрони в зоні провідності та дірки у валентній зоні завжди утворюються парами. У стаціонарному режимі число пар визначається рівновагою між процесами термогенерації носіїв зарядів і їх рекомбінацією – зникненням пари електрон-дірка. Число зникаючих електронів і дірок залежить від умов рекомбінації та пропорційно концентрації носіїв заряду. Електропровідність напівпровідника, що обумовлена генерацією пар електрон-дірка при будь-якому способі збудження, називається власною електропровідністю, а сам напівпровідник – власним напівпровідником.

В умовах теплової рівноваги розподіл електронів за різними квантовими станами визначається квантовою статистикою Фермі-Дирака, яка враховує принцип Паулі. Користуючись нею, можна розрахувати концентрацію електронів в зоні провідності, дірок у валентній зоні та визначити залежність питомої провідності напівпровідника від температури, домішок і інших чинників.

Функція розподілу Фермі $f_n(\varepsilon)$, що визначає ймовірність того, що при температурі T квантовий стан з енергією ε зайнятий електроном (з будь-якою орієнтацією спину), дорівнює:

$$f_n(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{kT}} + 1},$$

де T – абсолютна температура;

k – постійна Больцмана;

ε_F – рівень Фермі – енергетичний рівень, функція Фермі для якого дорівнює $1/2$ при температурах, що більші за абсолютний нуль.

Величина $1 - f_n(\varepsilon)$ визначає ймовірність того, що квантовий стан з енергією ε вільний від електрона, тобто зайнятий діркою:

$$f_p(\varepsilon) = 1 - f_n(\varepsilon) = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon_F - \varepsilon}{kT}} + 1}.$$

При абсолютному нулі температури ($T = 0$ °К) функція $f_n(\varepsilon)$ має наступні значення: $f_n(\varepsilon) = 1$ при $\varepsilon < \varepsilon_F$; $f_n(\varepsilon) = 1/2$ при $\varepsilon = \varepsilon_F$ та $f_n(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon > \varepsilon_F$. Вона показує, що при абсолютному нулі всі енергетичні рівні, що знаходяться вище за рівень Фермі, вільні. При цьому є значна межа між зайнятими та вільними квантовими станами, а сама функція розподілу Фермі має ступінчастий характер (див. рис. 3.3).

При підвищенні температури межа стає розпливчатою. Теплова енергія збільшує ймовірність заповнення електроном енергетичного рівня, що розташований вище за рівень Фермі, і збільшує ймовірність наявності незайнятого електроном енергетичного рівня, що розташований нижче за рівень Фермі. Підвищення температури змінює функцію розподілу тільки біля рівня ε_F і притому таким чином, що стрибкоподібний спад кривої до нуля при $\varepsilon = \varepsilon_F$ змінюється більш плавним.

В ідеальному бездомішковому кристалі власного напівпровідника при температурі абсолютного нуля всі рівні зони провідності вільні, а всі рівні валентної зони зайняті електронами. Тоді для всіх рівнів зони провідності функція розподілу Фермі дорівнює нулю, а для всіх рівнів валентної зони функція розподілу Фермі дорівнює одиниці. Отже, рівень Фермі знаходиться в забороненій зоні між дном зони провідності та стелею валентної зони.

туватися розподілом Фермі. Напівпровідник, в якому рівень Фермі розташований в зоні провідності або у валентній зоні, називається виродженням.

Концентрація електронів у деякому елементарному діапазоні значень енергії $d\varepsilon$ з щільністю енергетичних рівнів $N(\varepsilon)$ пропорційна добутку загального числа дозволених енергетичних рівнів в цьому діапазоні $N(\varepsilon)d\varepsilon$ на ймовірність їх заповнення $f_n(\varepsilon)$. Для невиродженого випадку концентрація електронів і дірок напівпровідника визначаються виразами:

$$n = A_n T^{3/2} e^{\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_F}{kT}}; \quad (3.2)$$

$$p = A_p T^{3/2} e^{\frac{\varepsilon_F - \varepsilon_B}{kT}}, \quad (3.3)$$

де коефіцієнт A містить чисельні множники та універсальні константи. Якщо ефективні маси носіїв заряду однакові, то $A_n = A_p = A$.

З рівності (3.2 та 3.3) виходить, що із зростанням температури концентрація носіїв заряду в напівпровіднику збільшується за експоненціальним законом. Це збільшення в основному обумовлене зміною величини kT в показнику степеня експоненти. Перемноживши вирази (3.2) і (3.3) маємо:

$$np = A^2 T^3 e^{\frac{\varepsilon_C - \varepsilon_B}{kT}} = A^2 T^3 e^{\frac{\varepsilon_3}{kT}}, \quad (3.4)$$

звідки випливає, що добуток концентрації електронів на концентрацію дірок визначається тільки температурою та шириною забороненої зони.

Оскільки у власному напівпровіднику кількість електронів провідності дорівнює числу дірок провідності ($n_i = p_i$), то із (3.2) і (3.3) знаходимо:

$$\varepsilon_{F_i} = \frac{\varepsilon_C + \varepsilon_B}{2} = \varepsilon_B + \frac{\varepsilon_3}{2} = \varepsilon_C - \frac{\varepsilon_3}{2}.$$

Отже, при будь-якій температурі рівень Фермі власного напівпровідника ε_{F_i} лежить в середині забороненої зони. З рівняння (3.3) виходить, що рівноважні концентрації рухомих носіїв заряду у власному напівпровіднику в умовах термодинамічної рівноваги та їх добуток визначаються формулами:

$$n_i = p_i = AT^{3/2} e^{\frac{\varepsilon_3}{2kT}}; \quad (3.5)$$

$$n_i p_i = n_i^2. \quad (3.6)$$

Рівноважна концентрація носіїв заряду напівпровідника значно залежить від ширини забороненої зони ε_g . При $T = 300$ °К ширина забороненої зони германію дорівнює 0,67 еВ, кремнію 1,11 еВ. При цій температурі число рівноважних носіїв заряду в германії дорівнює $n_i = p_i \approx 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в кремнії $n_i = p_i \approx 6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Робота більшості типів напівпровідникових приладів заснована на використанні домішкових механізмів електропровідності напівпровідників.

3.3 Домішкова електропровідність напівпровідників

Принцип роботи більшості напівпровідникових приладів полягає у використанні домішкових напівпровідників.

На відміну від власної електропровідності, характерної для абсолютно чистих, однорідних напівпровідників, електропровідність, що обумовлена внесеними до кристалічної ґратки домішками, називається домішковою. Якщо в одному з вузлів ґратки атом або іон основної речовини заміщений атомом іншого елемента, то така домішка називається домішкою заміщення, якщо ж введений елемент знаходиться між вузлами ґратки, – домішкою проникнення.

Домішки заміщення в кристалі можуть поводити себе двоюко: вони або віддають свій електрон, або захоплюють електрон з ґратки основного кристала, створюючи відповідно електронну або діркову провідність кристала.

Якщо атом германію заміщений атомом V групи періодичної системи Менделєєва (наприклад, атомом сурми), то чотири з п'яти валентних електронів сурми утворюють ковалентні зв'язки з чотирма сусідніми атомами германію подібно до існуючих зв'язків в основних атомах кристалічної ґратки. П'ятий електрон «А» не може знаходитися в ковалентному зв'язку, оскільки в атомах германію не існує відповідних вільних зв'язків (рівнів). Атом сурми слабо утримує цей електрон силами електростатичного тяжіння (див. рис. 3.4), оскільки енергія зв'язку електрона зменшується в ε^2 раз, де ε – діелектрична проникність середовища, в якому знаходиться атом домішки (для германію $\varepsilon = 16$). При температурі близько 100 °К коливання ґратки порушують зв'язок п'ятого електрона з атомом сурми і електрон переходить в зону провідності. Позитивний іон сурми залишається нерухомим, заміщаючи в кристалічній ґратці атом германію. Нейтральність кристала при цьому не порушується.

Таким чином, германій з домішкою елементів V групи має електронну електропровідність. Напівпровідник, електропровідність якого обумовлена переміщенням електронів, називається електронним (або напівпровідником *n*-типу). Домішки, що обумовлюють електронну електропровідність напівпровідника, називають донорними (тобто тими, що віддають електрони).

Якщо атом германію замінений атомом III групи періодичної системи Менделєєва (наприклад, атомом індія), тоді три електрони атома індію утворюють ковалентні зв'язки з трьома з чотирьох сусідніх атомів германію.

Один із зв'язків залишається незаповненим електроном, тобто утворюється дірка. Вільний зв'язок може бути заповнений електроном «В», який перейшов від сусідніх атомів при порушенні будь-якого зв'язку, і, таким чином, може переміщатися по кристалу германію. Атом індію, що заміщає германій в кристалічній ґратці, стає при цьому негативним іоном.

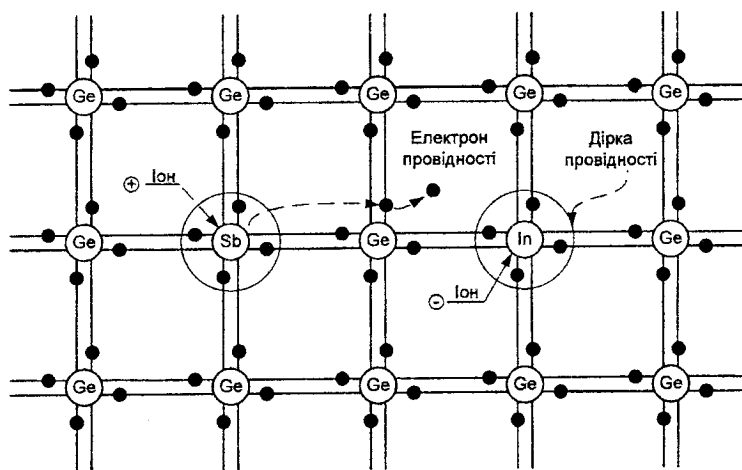


Рисунок 3.4 – Структура домішкового напівпровідника

При кімнатній температурі всі тривалентні домішкові атоми іонізуються. Надмірні дірки можуть брати участь в електропровідності, яка є дірковою. В цьому випадку, напівпровідник називається дірковим напівпровідником (або напівпровідником *p*-типу), а домішки, що зумовлюють виникнення діркової електропровідності, – акцепторними.

Електропровідність напівпровідника, що зумовлена іонізацією атомів донорної або акцепторної домішки, називається домішковою. Домішки вводяться в напівпровідник в малих (10^{-4} % і менше), але точно контрольованих кількостях, оскільки провідність значно залежить від числа донорних або акцепторних атомів. Рухомі носії заряду, концентрація яких в даному напівпровіднику переважає (електрони в напівпровіднику *n*-типу або дірки в напівпровіднику *p*-типу), називаються основними носіями, а рухомі носії, які складають меншість, – неосновними (електрони в напівпровіднику *p*-типу та дірки в напівпровіднику *n*-типу).

В умовах термодинамічної рівноваги швидкість генерації g пар електрон-дірка дорівнює швидкості рекомбінації цих пар. Швидкість рекомбінації пропорційна концентраціям рухомих носіїв заряду обох знаків (rnp , де r – постійна величина). При невисокій концентрації домішок величини g і r власного і домішкового напівпровідника рівні, тобто $g = r n_i p_i = rnp$. З урахуванням рівності (3.6) отримане співвідношення, що визначає добуток рівноважних концентрацій основних і неосновних носіїв домішкового напівпровідника n_0 і p_0 :

$$n_0 p_0 = n_i p_i = n_i^2.$$

У будь-якому напівпровіднику при фіксованій температурі добуток рівноважних концентрацій носіїв заряду є величина стала, що дорівнює квадрату власної концентрації. Збільшення концентрації носіїв одного знаку приводить до зменшення концентрації носіїв іншого знаку за рахунок зростання ймовірності рекомбінації (наприклад, якщо при кімнатній температурі рівноважна концентрація основних носіїв в Ge складає $n_0 \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$, то рівноважна концентрація неосновних носіїв при цьому дорівнює $p_0 \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$). У загальному випадку рівноважні часи життя електронів і дірок різні, оскільки швидкості рекомбінації носіїв однакові, а їх рівноважні концентрації n_0 і p_0 можуть відрізнятись ($\tau_n = 1/rp_0$ і $\tau_p = 1/rn_0$).

Домішкові атоми, введені в основну кристалічну ґратку напівпровідника, утворюють в забороненій зоні додаткові локальні енергетичні рівні. Оскільки концентрація домішкових атомів, як правило, мала, то останні знаходяться на значних відстанях один від одного, практично не взаємодіють між собою та їх енергетичні рівні не розщеплюються.

У германію з домішкою сурми п'ятий електрон атома сурми слабше пов'язаний з атомом і тому знаходиться на вищому, ніж решта валентних електронів, енергетичному рівні, тобто цей додатковий рівень розташовується вище за стелю валентної зони. Внаслідок наявності залишкового зв'язку електрона з атомом сурми (електрон при абсолютному нулі температури не вільний) додатковий рівень розташовується нижче за дно зони провідності.

Енергетичний рівень домішки ε_d , що розташований поблизу дна зони провідності (див. рис. 3.5, а), при абсолютному нулі температур зайнятий електронами і здатний при підвищенні температури або іншому збудженні віддати електрон в зону провідності, називається донорним. Мінімальна енергія, яку необхідно надати електрону для переходу з донорного рівня в зону провідності, називається енергією іонізації донорної домішки. Ця енергія визначає відстань за шкалою енергій від дна зони провідності до локального донорного рівня. Енергія іонізації донора $\Delta\varepsilon_d = \varepsilon_c - \varepsilon_d$ значно менше ширини забороненої зони. Тому кількість електронів, що переходять під дією тепла або світла з домішкового донорного рівня в зону про-

відності, за певних умов буде значно більше кількості електронів, що переходять в зону провідності з валентної зони, і напівпровідник матиме електронну електропровідність ($n_{n0} > p_{n0}$; $n_{n0} > n_i$; $p_{n0} < n_i$) та називається електронним напівпровідником (чи напівпровідником *n*-типу).

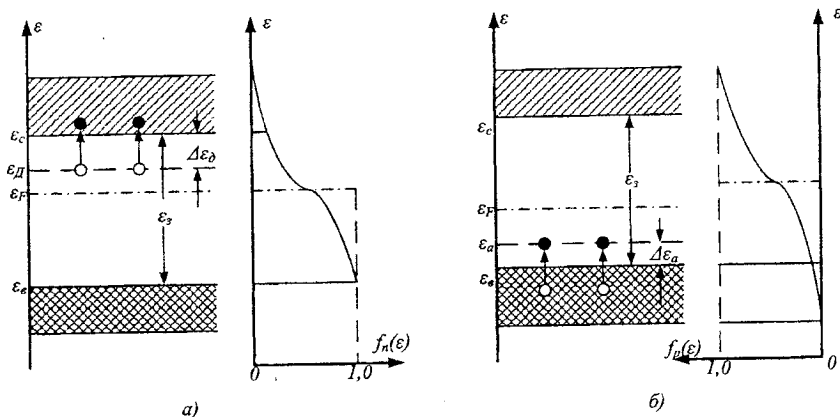


Рисунок 3.5 – Енергетичні діаграми домішкових напівпровідників: електронного (а), діркового (б) типу

При введенні в германій або кремній елементів III групи локальний енергетичний незаповнений рівень акцепторів розташовується поблизу стелі валентної зони і при абсолютному нулі температур вільний (див. рис. 3.5, б). На відміну від попереднього випадку під впливом теплового або іншого збудження електрони переходять з верхніх рівнів заповненої валентної зони на незаповнений акцепторний рівень, що має енергію ϵ_a . (Енергія іонізації акцептора $\Delta\epsilon_a = \epsilon_a - \epsilon_B$ у багато разів менше за ширину забороненої зони). В результаті цього, у валентній зоні з'являються рухомі дірки та валентна зона стає зоною діркової провідності. Якщо при цьому вихід електронів з валентної зони в зону провідності не відіграє ніякої ролі, то основними носіями заряду в такому напівпровіднику є дірки і його електропровідність буде дірковою ($n_{p0} < p_{p0}$; $p_{p0} > n_i$; $n_{p0} < n_i$).

Для напівпровідника будь-якого типу концентрацію носіїв заряду можна визначити з рівностей (3.2, 3.3), підставивши в них вираз для $AT^{3/2}$, що отриманий із співвідношення (3.5)

$$n = n_i e^{\frac{\epsilon_F - \epsilon_{Fi}}{kT}} ;$$

$$p = n_i e^{\frac{\varepsilon_{Fi} - \varepsilon_F}{kT}}$$

Звідси можна визначити положення рівня Фермі в домішковому напівпровіднику будь-якого типу провідності:

$$\varepsilon_{Fn} = \varepsilon_{Fi} + kT \ln \frac{n_n}{n_i};$$

$$\varepsilon_{Fp} = \varepsilon_{Fi} - kT \ln \frac{p_p}{n_i}.$$

Отже, в електронному напівпровіднику рівень Фермі зміщується у бік зони провідності, а в дірковому – у бік валентної зони. Величина зсуву рівня Фермі від середини забороненої зони тим більша, чим більша концентрація основних для даного напівпровідника носіїв заряду. Рівень Фермі у виродженому дірковому напівпровіднику лежить у валентній зоні, у виродженому електронному напівпровіднику – в зоні провідності.

У загальному випадку концентрація рухомих електронів в зоні провідності електронного напівпровідника дорівнює сумі концентрацій іонізованих донорів N_D^* і рухомих дірок у валентній зоні:

$$n_n = n_d + n_B = N_D^* + n_B,$$

де $n_d = N_D^*$ – концентрація електронів, що зумовлена іонізацією донорів;

n_B – концентрація електронів, що перейшли з валентної зони ($n_B = p_n$).

Концентрація донорних атомів в типовому напівпровіднику n -типу при $T = 300$ °К значно перевищує власну рівноважну концентрацію електронів n_i ($N_D \gg n_i$). При кімнатній температурі, яка перевищує температуру іонізації донорів T_1 , практично всі донори іонізуються $N_D^* = N_D$, тобто справедливо наближені вирази:

$$n_n \approx N_D; \quad (3.7)$$

$$p_n \approx \frac{n_i^2}{N_D}; \quad (3.8)$$

$$\sigma_n \approx q\mu_n n_n. \quad (3.9)$$

Ці рівності перестають виконуватися при температурах, що перевищують деяке критичне значення T_2 (при T_2 електронний напівпровідник пере-

творюється на власний). Наприклад, у германієвого домішкового напівпровідника n -типу, в якому $\varepsilon_C - \varepsilon_D \approx 0,01$ еВ і $N_D = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, температура повної іонізації ($N_D^* = 0,9 N_D$) дорівнює $T_1 = 25$ °К, а критична температура $T_2 = 335$ °К, тобто близько 60 °С. Для кремнію при $\varepsilon_C - \varepsilon_D \approx 0,05$ еВ і $N_D = 2 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$ отримуємо $T_1 = 80$ °К, а T_2 близько 120 °С. Вища критична температура кремнію є важливою перевагою його як матеріалу напівпровідникових приладів.

Враховуючи рівності (3.7–3.9), можна визначити положення рівня Фермі в напівпровіднику n -типу щодо межі зони провідності залежно від температури та концентрації домішок. Підставляючи рівність (3.7) у формулу (3.2), отримуємо:

$$\varepsilon_{Fn} = \varepsilon_C - kT \ln \frac{AT^{3/2}}{N_D}.$$

При абсолютному нулі і температурах, близьких до нього, рівень Фермі розташовується приблизно посередині між донорним рівнем і дном зони провідності. З підвищенням температури рівень Фермі переміщується вниз, перетинаючи рівень енергії донорів. Зсув рівня Фермі нижче за донорний рівень на величину $4kT$ відповідає майже повній (~98%) іонізації донорних атомів, і подальше зростання температури лише трохи впливає на концентрацію n_D . При подальшому підвищенні температури рівень Фермі зміщується вглиб забороненої зони, прагнучи до її середини, і концентрація електронів починає рости за рахунок їх переходу з валентної зони в зону провідності. У граничному випадку напівпровідник стає власним.

Для напівпровідника p -типу логічними є наступні співвідношення:

$$\begin{aligned} p_p &\approx N_a; \\ n_p &\approx \frac{n_i^2}{N_a}; \\ \sigma_p &\approx q\mu_p p_p; \\ \varepsilon_{Fp} &= \varepsilon_B + kT \ln \frac{AT^{3/2}}{N_a}. \end{aligned}$$

Якщо обидва типи домішок введено в напівпровідник в однакових кількостях ($N_D = N_a$) і іонізовано, то ефективна концентрація рухомих носіїв, що обумовлює електропровідність, дорівнює нулю. Такий напівпровідник називають таким, що компенсується. На відміну від власного напів-

ровідника, напівпровідник, що компенсується, характеризується меншими величинами часу життя та рухливості носіїв заряду.

3.4 Температурна залежність електропровідності напівпровідників

Питома електрична провідність напівпровідника залежить від властивостей напівпровідника, складу та концентрації домішки і температури. Формулу (3.1) можна переписати відповідно до електронного і діркового напівпровідників у вигляді:

$$\sigma_n = qn_i \left(\mu_n \frac{n_n}{n_i} + \mu_p \frac{n_i}{n_n} \right); \quad (3.10)$$

$$\sigma_p = qn_i \left(\mu_p \frac{p_p}{n_i} + \mu_n \frac{n_i}{p_p} \right). \quad (3.11)$$

З виразів (3.10, 3.11) виходить, що з введенням домішок провідність напівпровідників зростає. Наприклад, домішкова провідність германію може змінюватися в мільйони разів, провідність кремнію – в мільярди разів. Мінімальну провідність має власний напівпровідник. Кількість атомів в 1 см^3 германію дорівнює приблизно $4,4 \cdot 10^{22}$. При кімнатній температурі власна провідність германію складає $\sigma \approx 0,02 \text{ Ом}^{-1} \times \text{см}^{-1}$ (питомий опір $\rho = 47 \text{ Ом} \times \text{см}$). Додавання одного атома домішки на 10^8 атомів германію знижує питомий опір до $4 \text{ Ом} \times \text{см}$.

Залежність концентрації рухомих носіїв заряду в напівпровіднику n -типу від температури показана на рис. 3.6, а. В області низьких температур на ділянці $a-b$ напівпровідник має тільки домішкову провідність. Концентрація власних носіїв заряду дуже мала. Нахил цієї ділянки кривої залежить від величини $\Delta \varepsilon_d$ і концентрації домішок. Зростання концентрації рухомих носіїв відбувається до повної іонізації донорів. На ділянці $b-c$ всі донори іонізовані, але ймовірність переходу електронів в зону провідності з валентної зони під дією тепла ще дуже мала. На ділянці $c-d$ починається швидке збільшення власної електропровідності. Нахил цієї ділянки залежить від ширини забороненої зони напівпровідника ε_g . Явище власної електропровідності в матеріалі, який сильніше легований домішками, настає при вищих температурах.

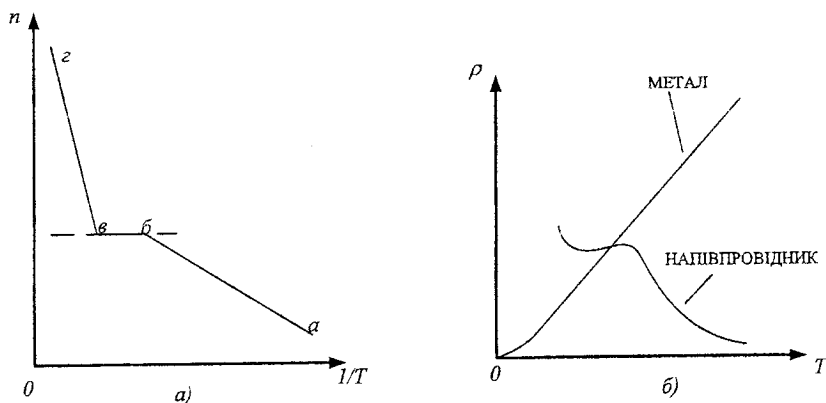


Рисунок 3.6 – Температурні залежності концентрації вільних електронів (а) і питомого опору (б) електронного напівпровідника і металу від температури

Зростання електропровідності зі зростанням температури є одним з найбільш характерних властивостей напівпровідників. На рис. 3.6, б показана залежність питомих опорів напівпровідника і металу від температури. На ділянці, що розділяє області власної і домішкової провідності напівпровідника, концентрація основних носіїв заряду практично постійна; питомий опір тут міняється трохи лише за рахунок зростання рухливості носіїв. Саме цю ділянку (б-е) прагнуть використовувати при побудові більшості напівпровідникових приладів.

3.5 Дрейфові та дифузійні струми в напівпровіднику

У напівпровіднику носії заряду можуть рухатися як під дією зовнішнього електричного поля (дрейфовий струм), так і під дією градієнта концентрації (дифузійний струм).

Щільність дрейфових струмів дірок і електронів в одновимірному випадку визначається співвідношеннями:

$$(j_p)_E = q p \mu_p \left(-\frac{d\phi}{dx} \right) = q p \mu_p E; \quad (3.12)$$

$$(j_n)_E = (-q) n \mu_n \frac{d\phi}{dx} = q n \mu_n E, \quad (3.13)$$

де ϕ – електричний потенціал.

Якщо концентрація, наприклад, дірок в зразку змінюється, то виникає рух дірок у напрямі зменшення концентрації. Чим більше градієнт концентрації рухомих носіїв заряду, тим більше величина дифузійного струму. При одновимірній дифузії діркова та електронна складові дифузійного струму визначаються формулами:

$$(j_p)_D = qD_p \left(-\frac{dp}{dx} \right) = -qD_p \frac{dp}{dx}; \quad (3.14)$$

$$(j_n)_D = (-q)D_n \left(-\frac{dn}{dx} \right) = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (3.15)$$

де D_p і D_n – коефіцієнти дифузії відповідно дірок і електронів.

Коефіцієнт дифузії дорівнює числу носіїв заряду, що дифундують за 1с через одиничну площу при одиничному градієнті концентрації. Знак мінус у формулах (3.14, 3.15) показує, що потік дифундуючих носіїв направлений у бік зменшення їх концентрації. Величина D залежить від структури кристала і має розмірність $\text{см}^2/\text{с}$.

Коефіцієнт дифузії пов'язаний з рухливістю носіїв заряду співвідношенням Ейнштейна:

$$\frac{D}{kT} = \frac{\mu}{q} \quad \text{чи} \quad \frac{kT}{q} = \frac{D}{\mu}.$$

Відстань, на якій у відсутність електричного та магнітного полів надмірна концентрація неосновних носіїв заряду зменшується внаслідок рекомбінації в e разів, називається дифузійною довжиною L . Дифузійна довжина виражається співвідношенням:

$$L = \sqrt{D\tau}.$$

де τ – час життя носіїв заряду, за який концентрація невірноважених носіїв унаслідок рекомбінації зменшується в e разів.

У загальному випадку щільність повного струму в напівпровіднику складається з чотирьох складових:

$$j = (j_p)_E + (j_n)_E + (j_p)_D + (j_n)_D.$$

Концентрація носіїв заряду залежить від координати x і часу t . Цю залежність можна знайти, розв'язавши рівняння безперервності, яке, наприклад, для потоку дірок в напівпровіднику n -типу має вигляд:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau} - \frac{1}{q} \operatorname{div} j_p.$$

Дивергенція вектора щільності потоку характеризує швидкість накопичення (або розсмоктування) носіїв заряду в деякому елементарному об'ємі, що обумовлена нерівністю впадаючих і витікаючих потоків носіїв. У одновимірному випадку:

$$\frac{1}{q} \operatorname{div} j_p = \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} [(j_p)_D + (j_p)_E]. \quad (3.16)$$

Підставивши в вираз (3.16) вирази (3.14) і (3.12), отримаємо:

$$\frac{1}{q} \operatorname{div} j_p = -D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x}. \quad (3.17)$$

Рівняння безперервності з урахуванням співвідношення (3.17) матиме вигляд:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x}.$$

За відсутності електричного поля ($E = 0$) маємо:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}.$$

Аналогічно можна отримати рівняння безперервності для потоку електронів в напівпровіднику p -типу.

3.6 Струми в напівпровідниках в електричному та магнітному полях

Із зростанням напруженості електричного поля провідність напівпровідника змінюється. У слабких електричних полях концентрація носіїв заряду не залежить від напруженості поля E і залежність струму через напівпровідник від напруженості електричного поля визначається законом Ома. На рис. 3.7 цьому випадку відповідає ділянка OA залежності $i = f(E)$. Починаючи з деякого значення напруженості E_1 , зростання струму i із зростанням E спочатку сповільнюється, а при $E = E_{\text{кр}}$ повністю припиняється (див. ділянку AB на рис. 3.7). При подальшому збільшенні E (ділянка BC) енергії поля ще недостатньо для збільшення концентрації носіїв заряду;

при цьому рухливість електронів μ зменшується (внаслідок збільшення числа зіткнень з атомами кристалічної решітки) і визначається виразом:

$$\mu = \mu_0(1 - \alpha E^2), \quad (3.18)$$

де μ_0 – рухливість в слабких полях;

α – коефіцієнт, що не залежить від напруженості поля.

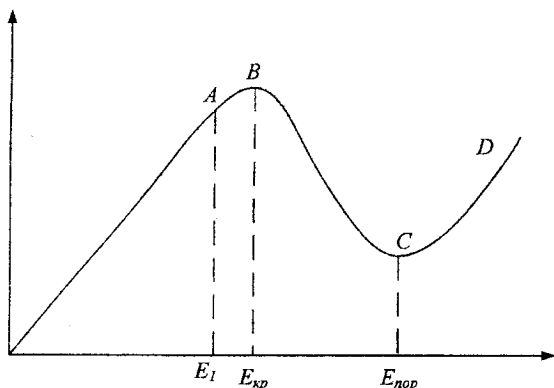


Рисунок 3.7 – Залежність струму через напівпровідник від напруги електричного поля

Відповідно до цього, диференціальна провідність напівпровідника на цій ділянці виявляється величиною негативною. Падіння i із зростанням E триває до порогового значення напруженості $E_{пор}$, після чого провідність напівпровідника різко зростає внаслідок збільшення концентрації носіїв заряду (див. ділянку CD на рис. 3.7).

Існує декілька механізмів підвищення концентрації носіїв заряду під дією сильного електричного поля.

У сильних полях відбувається виривання полем носіїв заряду із зв'язків і ударна іонізація атомів електронами, що отримали достатню енергію на довжині вільного пробігу (ефект Пуля).

Одним з механізмів збільшення числа носіїв заряду в сильних електричних полях є ефект Зінера. У сильних полях енергетичні зони напівпровідника нахилені (див. рис. 3.8). В цьому випадку електрон набуває здатність проходити через заборонену зону двома шляхами (див. рис. 3.8, 1, 2). Вертикальний перехід пов'язаний з витратою енергії та обумовлений механізмом ударної іонізації. При горизонтальному переході 2 енергія майже не витрачається, тобто відбувається ніби «просочування» електронів крізь потенціальний бар'єр. Це явище отримало назву електростатичної іонізації,

або ефекту Зінера. Експериментальні дані показують, що ефект Зінера в германії починає проявлятися при напруженості близько $E \approx 2 \cdot 10^7$ В/м.

При $E \approx 10^8 \dots 10^9$ В/м у напівпровіднику виникає ефект Штарка – розщеплювання енергетичних рівнів, що приводить до зменшення ширини забороненої зони. У зв'язку з цим зменшується енергія, що необхідна електрону для переходу з валентної зони в зону провідності. Зростає роль температурної дії на напівпровідник: із збільшенням температури збільшується кількість вільних електронів, зростає електропровідність.

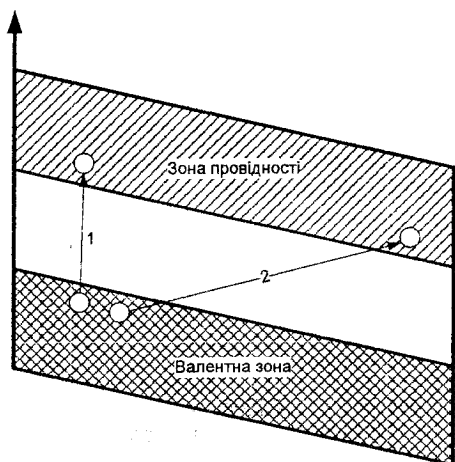


Рисунок 3.8 – Енергетичні зони напівпровідника в сильному електричному полі: 1 – схема іонізації при зіткненні; 2 – схема електростатичної іонізації

Це явище називається термоелектронною іонізацією Френкеля.

Розглянуті ефекти сильного поля мають великий вплив на процеси, що протікають в напівпровідникових приладах.

Широке практичне застосування отримав ефект Ганна, відкритий в 1963 р. Суть цього ефекту полягає в наступному. Хай через напівпровідниковий кристал тече струм від джерела живлення, що створює в напівпровіднику електричне поле з напруженістю E_0 , причому $E_{кр} < E_0 < E_{пор}$ (див. рис. 3.9). Припустимо далі, що на невеликому відрізку кристала між x_1 і x_2 , напруженість поля внаслідок флуктуації, що обумовленої деякою неоднорідністю питомого опору напівпровідника, зростає на невелику величину ΔE . Як видно з рис. 3.9, а, в області $x_1 < x < x_2$ щільність струму опиниться менше, ніж в області $x < x_1$ і $x > x_2$. Тому електрони, що рухаються проти сил поля, почнуть накопичуватися поблизу x_1 , створюючи тут негативний заряд, і відриватися від x_2 , залишаючи позитивний заряд, який не компен-

сується (див. рис. 3.9, б). Між точками x_1 і x_2 утворюється дипольний шар, збіднений вільними електронами. Цей шар називають електростатичним доменом.

Зазвичай домен формується поблизу електродів, оскільки в результаті вплавлення контактів ці області напівпровідника виявляються найбільш неоднорідними.

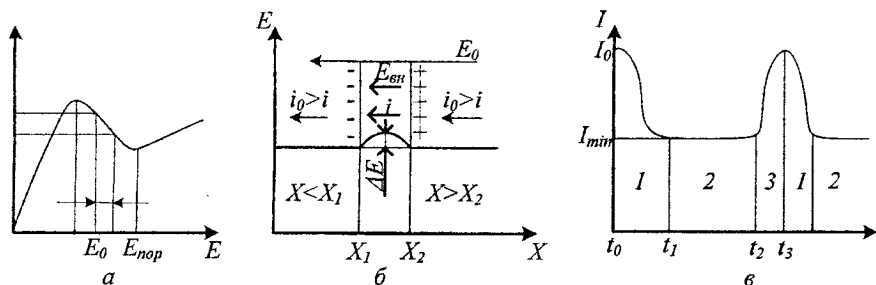


Рисунок 3.9 – До пояснення ефекту Ганна:

а – залежність струму напівпровідникового кристала;

б – утворення електростатичного домену;

в – характер зміни сили струму в ланцюзі

Під впливом зовнішнього електричного поля домен може переміщатися через кристал в напрямі від катоду (негативного електроду) до аноду (позитивного електроду) із швидкістю близько 10^5 м/с. Враховуючи, що домен може рухатися тільки проти сил поля (оскільки під впливом зовнішнього поля електрони, що накопилися в області x_1 , долають сили кулонівського тяжіння до позитивно заряджених донорів і рухаються до аноду), місцем його зародження завжди є область катоду. При підході до аноду електрони рекомбінують і домен розпадається. При цьому поблизу катоду зароджується новий домен і процес повторюється, набуваючи періодичного характеру.

Оскільки в області домену концентрація вільних електронів знижена, то виникнення домену в кристалі супроводжується підвищенням опору зразка та зменшенням сили струму в колі приблизно в два рази. На рис. 3.9, в показаний характер зміни струму з часом. Ділянка I відповідає зародженню домену. В області II домен переміщується від катоду до аноду і сила струму в колі зберігається незмінною та мінімальною. Область III відповідає розпаду домену, при якому струм зростає від I_{min} до початкового значення I_0 . Вказаний процес повторюється з надзисокою частотою, оскільки швидкість переміщення домену в кристалі надзвичайно велика.

Таким чином, ефект Ганна дозволяє перетворити потужність постійного струму джерела живлення в потужність змінного струму надзисокої ча-

стоти. Специфіка ефекту Ганна полягає в тому, що перетворення потужності відбувається у всьому об'ємі зразка, а не у вузькій області $p-n$ переходу, як в звичайних напівпровідникових структурах.

Контрольні питання

1. До якої групи елементів періодичної системи Менделєєва відноситься германій і кремній. Елементи якої групи використовуються як акцепторна (донорна) домішка?
2. Від яких параметрів напівпровідника залежить його власна провідність?
3. Чому дорівнює рівень Фермі напівпровідника?
4. У якій енергетичній зоні знаходяться валентні електрони напівпровідника при температурі близькій до абсолютного нуля?
5. На яких рівнях знаходяться валентні електрони акцепторної та донорної домішок при температурі близькій до абсолютного нуля? У якій енергетичній зоні знаходяться ці рівні?
6. У чому відмінність температурної залежності провідності напівпровідників і металів? За яких умов провідність напівпровідника не залежить від температури?
7. Від яких параметрів напівпровідника залежать дрейфовий і дифузійний струми в ньому?
8. Як аналітично пов'язані між собою коефіцієнт дифузії та рухливість напівпровідника?
9. У сильних електричних полях проявляється ефект Ганна. Пояснити значення цього ефекту.

4 КОНТАКТНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

У попередньому розділі були розглянуті електрофізичні властивості напівпровідників з власною та домішковою провідностями, причому в обох випадках мова йшла про кристал, що має в початковому стані (до дії на нього зовнішніх чинників) однакові властивості в будь-якій точці його поверхні або об'єму. Проте, однорідні напівпровідники знаходять обмежене застосування: вони безпосередньо використовуються як напівпровідникові резистори. Більшість дискретних напівпровідникових приладів і елементів мікросхем є неоднорідними структурами. Основні різновиди таких структур – контакт двох напівпровідників з різним типом провідності n - і p -типу та контакт металу з напівпровідником. Варто врахувати також, що безпосередньо у поверхні напівпровідникового кристала однорідність кристалічної ґратки порушується внаслідок її обриву біля поверхні. Це призводить до виникнення так званих поверхневих енергетичних станів, що змінюють умови перенесення носіїв заряду біля поверхні.

Всі електричні контакти можна поділити на три основні групи: омичні, нелінійні та інжектувальні. Залежно від призначення контакту до нього висувають різні вимоги. Так, омичний контакт повинен мати дуже малий перехідний опір, не спотворювати форму сигналу, не створювати шумів, мати лінійну вольт-амперну характеристику. Подібні контакти необхідні для з'єднання елементів схеми один з одним, з джерелом живлення і т. д.

Нелінійні контакти використовуються для перетворення електричних сигналів (випрямлення, детектування, генерування і т. п.). Вони мають різко нелінійну вольт-амперну характеристику, форма якої визначається призначенням відповідного приладу. Інкєтувальні контакти мають здатність направляти носії зарядів тільки в один бік. Цей тип контактів широко використовується в напівпровідникових приладах, наприклад, в біполярних транзисторах.

Найбільшого поширення в напівпровідниковій техніці та мікроелектроніці набули контакти типу напівпровідник-напівпровідник, а фізичні явища, що відбуваються в зоні цих контактів, лежать в основі роботи більшості напівпровідникових приладів.

4.1 Електронно-дірковий перехід

Електричний перехід між двома ділянками напівпровідника, одна з яких має електропровідність n -типу, а інша – p -типу, називають електронно-дірковим, або p - n переходом (див. рис. 4.1).

Електронно-дірковий перехід не можна створити простим з'єднанням пластин n - і p -типу, оскільки при цьому неминучий проміжний шар повітря, оксидів або поверхневих забруднень. Ці переходи отримують шляхом вплавлення або дифузії відповідних домішок в пластинки монокристала напівпровідника, а також шляхом вирощування p - n переходу з розплаву напів-

ровідника з регульованою кількістю домішок. Залежно від способу виготовлення p - n переходи бувають сплавними, дифузійними та ін.

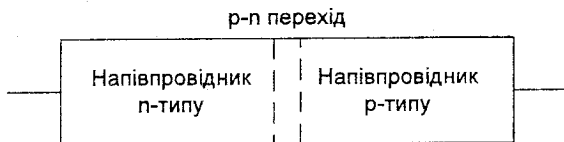


Рисунок 4.1 – Електронно-дірковий перехід

Розглянемо явища, що виникають в електричному контакті між напівпровідниками n - і p -типу, коли два зразки германію з дірковою та електронною електропровідностями (див. рис. 4.2, *а*) знаходяться в контакті. Припустимо, що межа розділу зразків плоска і в місці з'єднання контакт є ідеальним (немає зазорів або інших механічних дефектів, а також прошарку іншого хімічного складу), а зовнішнє електричне поле відсутнє. Прийmemo концентрацію донорів в n -області $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а концентрацію акцепторів в p -області $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (див. рис. 4.2, *б*). При кімнатній температурі атоми донорів і акцепторів можна вважати повністю іонізованими, тобто в напівпровіднику p -типу концентрація рухомих дірок провідності p_p дорівнює концентрації нерухомих негативних іонів (іонізовані акцептори) ($p_p = N_a$), а в напівпровіднику n -типу концентрація електронів провідності n_n дорівнює концентрації нерухомих позитивних іонів (іонізовані донори) ($n_n = N_D$).

Концентрація дірок провідності p_p в напівпровіднику p -типу зазвичай набагато більше, ніж концентрація дірок провідності p_n в напівпровіднику n -типу, де вони є неосновними носіями заряду ($p_p \gg p_n$). Концентрація електронів n_p в напівпровіднику p -типу набагато менша за концентрацію електронів провідності n_n в суміжній n -області, де вони є основними носіями заряду ($n_p \ll n_n$). Отже, в p - n переході є градієнт концентрації рухомих носіїв заряду кожного знака. Під дією градієнта концентрації заряди дифундуватимуть з області з високою концентрацією в область із зниженою концентрацією. Через p - n перехід дифузія дірок протікатиме з p -ділянки в n -ділянку, а дифузія електронів – в протилежному напрямі. Цей зустрічний рух протилежних за знаком зарядів утворює дифузійні струми p - n переходу: j_{Dp}, j_{Dn} . В результаті дифузії основних носіїв відбувається перерозподіл електричних зарядів. У прилеглому до контакту шарі діркової ділянки напівпровідника виникає негативний просторовий заряд іонізованих акцепторів, який не компенсується зарядом дірок, оскільки останні переходять в n -ділянку або рекомбінують з електронами, що перейшли з p -ділянки.

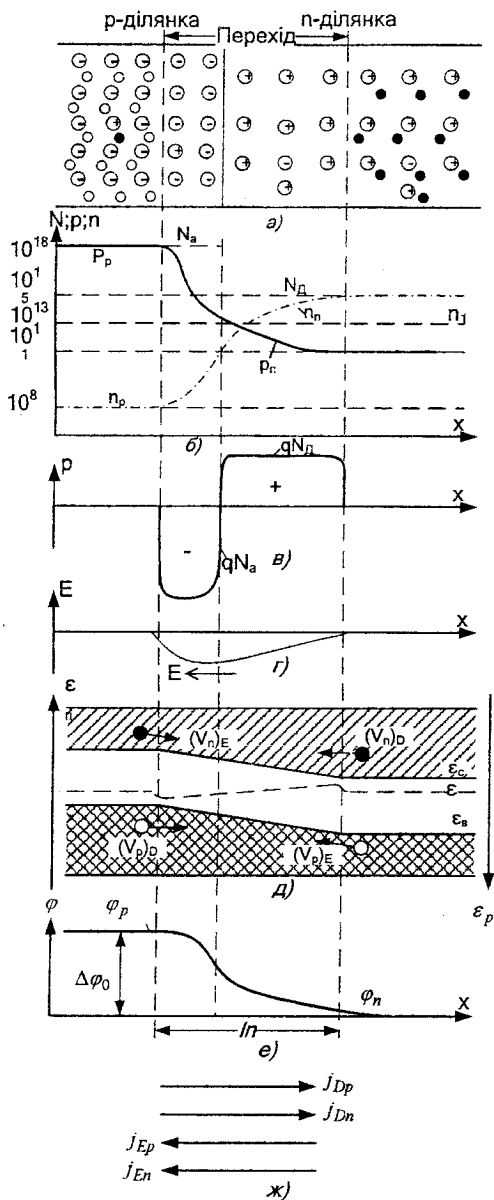


Рисунок 4.2 – Розподіл носіїв заряду (а), їх концентрації (б), просторового заряду (в), напруженості електричного поля (г), енергетичних рівнів (д), зміни потенціалу (е) в р-n переході

Відповідно в приконтактному шарі електронної ділянки напівпровідника залишаються іонізовані донори та виникає позитивний просторовий заряд іонізованих донорів, який не компенсується зарядом електронів, тобто поблизу контакту виникає подвійний шар просторового заряду. У тих ділянках напівпровідника, де концентрація рухомих носіїв заряду дорівнює концентрації домішок, напівпровідник залишається електрично нейтральним і щільність просторового заряду падає до нуля (див. рис. 4.2, в).

Просторовий заряд в приконтактних шарах переходу може бути частково зумовлений рухом найбільш швидких носіїв заряду. Частина електронів, що переходять з *n*-ділянки в *p*-ділянку, втрачає свою енергію під дією електричного поля *p-n* переходу, гальмується в приконтактному *p*-шарі та втягується назад в *n*-область. Ці електрони збільшують в приконтактному шарі *p*-ділянки концентрацію негативних зарядів. Велика частина електронів, що перейшли з *n*-ділянки, проникає в глибину *p*-ділянки та рекомбінує з дірками. Аналогічні явища відбуваються з дірками при переході в *n*-ділянку.

У приконтактному шарі концентрація основних носіїв заряду зменшується в порівнянні з концентрацією основних носіїв в решті напівпровідника. Збіднений носіями шар між двома ділянками напівпровідника з різним типом електропровідності має меншу електропровідність і його називають запираючим шаром.

Просторові заряди створюють електричне поле *p-n* переходу (див. рис. 4.2, г), напруженість якого *E* має максимальну величину на межі переходу, де відбувається зміна щільності та знака просторового заряду. Електричне поле просторового заряду перешкоджає дифузії основних носіїв, тоді як неосновні носії заряду (тобто дірки з *n*-області та електрони з *p*-області) можуть безперешкодно проходити через перехід, утворюючи дрейфовий струм j_{Ep}, j_{En} . Напрямок дрейфового струму протилежний дифузійному. Оскільки в ізольованому напівпровіднику щільність струму повинна дорівнювати нулю, то встановлюється динамічна рівновага, коли дифузійний і дрейфовий струми через електронно-дірковий перехід компенсують один одного. Таким чином, через *p-n* перехід одночасно протікають чотири складові струму (див. рис. 4.2, ж):

j_{Dp} – дифузійна складова діркового струму;

$j_{Ep} = -j_{Dp}$ – діркова складова дрейфового струму, що дорівнює величині та направлена протилежно складовій j_{Dp} ;

j_{Dn} – дифузійна складова електронного струму;

$j_{En} = -j_{Dn}$ – електронна складова дрейфового струму.

Загальна щільність струму при цьому дорівнює:

$$j = -qD_p \frac{dp}{dx} + qp\mu_p E + qD_n \frac{dn}{dx} + qn\mu_n E = 0.$$

Зміну потенціалу ϕ в p - n переході називають потенціальним бар'єром чи контактною різницею потенціалів (див. рис. 4.2, *e*). Утворення потенціального бар'єра можна проілюструвати схемою, що наведена на рис. 4.2, *д*. При термодинамічній рівновазі та при відсутності зовнішнього поля рівень Фермі є загальним для всього об'єму напівпровідника та лежить усередині забороненої зони. Поблизу межі розділу p - і n -ділянок, де $n = p = n_i$, рівень Фермі проходить через середину забороненої зони. Оскільки в напівпровіднику n -типу рівень Фермі зміщується у бік зони провідності, а в напівпровіднику p -типу – у бік валентної зони, то в дірковій області дно зони провідності повинно лежати значно далі від рівня Фермі, ніж дно зони провідності в електронній області. Отже, в області p - n переходу діаграма енергетичних зон скривлюється.

Висота потенціального бар'єра (або контактна різниця потенціалів) в p - n переході дорівнює $\Delta\phi_0 = \phi_p - \phi_n$ і залежить від положення рівня Фермі в p - і n -ділянках. Збільшення концентрації домішок в будь-якій з ділянок зміщує рівень Фермі від середини забороненої зони, а отже, збільшує висоту потенціального бар'єра:

$$\Delta\phi_0 = \varphi_T \ln \frac{n_{n0}}{n_{p0}} = \varphi_T \ln \frac{p_{p0}}{p_{n0}},$$

де n_{n0} і p_{n0} ; p_{p0} і n_{p0} – рівноважні концентрації основних і неосновних носіїв заряду відповідно в n -ділянці та в p -ділянці;

$\Delta\phi_0$ – висота потенціального бар'єру у вольтах;

φ_T – так званий температурний потенціал, що дорівнює:

$$\varphi_T = \frac{kT}{q}.$$

При температурі $T = 300$ °К температурний потенціал дорівнює $\varphi_T \approx 0,026$ В.

Таким чином, при фіксованій температурі висота потенціального бар'єра визначається відношенням концентрацій носіїв заряду одного знака на межах p - n переходу. Для більшості германієвих переходів потенціальний бар'єр $\Delta\phi_0$ дорівнює 0,3 – 0,4 В, для кремнієвих переходів – 0,7 – 0,8 В.

4.2 Властивості p - n переходу при зворотному зсуві

Розглянемо, як змінюються умови перенесення зарядів через p - n перехід, коли до нього прикладена деяка зовнішня напруга (напруга зсуву). Якщо мінус зовнішнього джерела напруги U підключити до p -ділянки, а плюс – до n -ділянки (див. рис. 4.3, a ; надалі таку полярність прикладеної до переходу напруги будемо називати зворотною), то під дією електричного поля джерела основні носії заряду дрейфуватимуть від приконттактних шарів вглиб напівпровідника. В результаті ширина збідненого основними носіями шару збільшується в порівнянні до рівноважного стану та опір p - n переходу зростає (див. на рис. 4.3, b вертикальні пунктирні лінії 1–1' показують межі p - n переходу в рівноважному стані, а лінії 2–2' – межі переходу після підключення до нього зовнішньої зворотної напруги). Переважна частина прикладеної зовнішньої напруги падає на переході, падінням напруги в решті об'єму напівпровідника практично можна знехтувати. Висота потенціального бар'єра в переході збільшується (див. рис. 4.3, c і d) на величину напруги зсуву U_{ze} :

$$\Delta\phi_1 = \Delta\phi_0 + U_{ze}.$$

Із зміною висоти потенціального бар'єра порушується термодинамічна рівновага та змінюється співвідношення між дифузійним і дрейфовим струмами (див. рис. 4.3, d). Дрейфовий струм через перехід, практично, не залежить від прикладеної напруги: зовнішня напруга змінює лише швидкість перенесення неосновних носіїв заряду, не впливаючи на кількість носіїв, що переносяться за одиницю часу. Дифузійна складова струму через перехід залежить від висоти потенціального бар'єра. Згідно розподілу Фермі при збільшенні потенціального бар'єра все менша кількість основних носіїв заряду виявляється здатною подолати цей бар'єр. У граничному випадку дифузійна складова струму із зростанням висоти потенціального бар'єру наближається до нуля ($j_D \rightarrow 0$).

Таким чином, у разі підключення до p - n переходу зворотної напруги величина дифузійного струму через перехід зменшується із збільшенням зворотної напруги. При великій зворотній напрузі ($|U_{ze}| \gg \phi_T$) струм через перехід прагне до величини дрейфового струму. Цей струм називається зворотним струмом насичення p - n переходу і позначається I_0 .

4.3 Властивості p - n переходу при прямому зсуві

Якщо до p -ділянки підключити плюс джерела зовнішнього живлення, а до n -ділянки – мінус (надалі зовнішню напругу з вказаною полярністю будемо називати прямою U_{np} , рис. 4.4, a – d), то під дією зовнішнього поля основні носії заряду переміщуються у напрямку до p - n переходу.

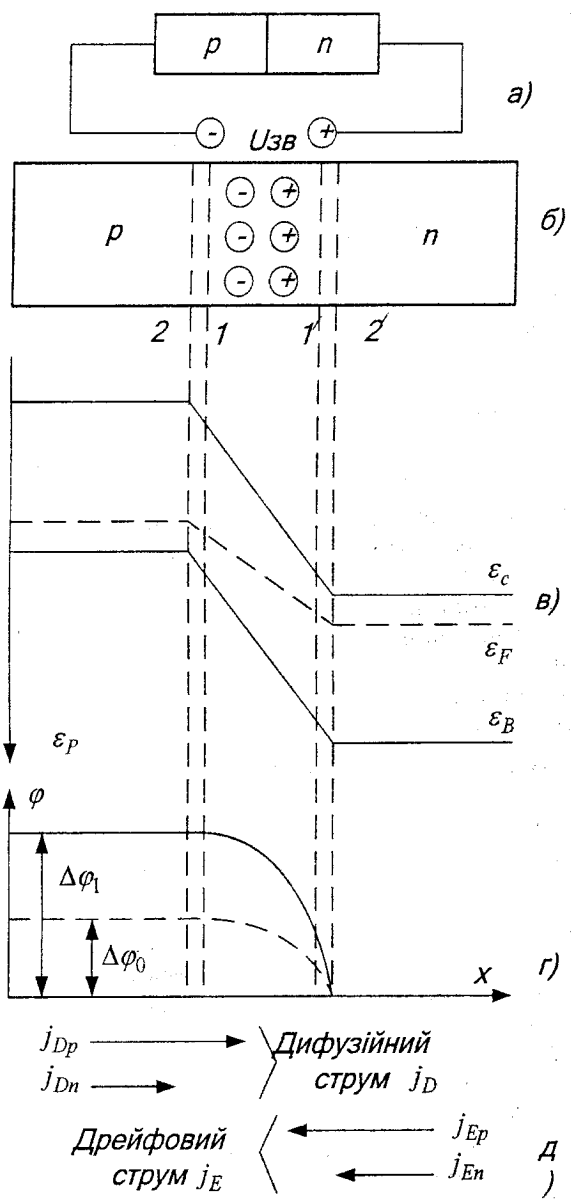


Рисунок 4.3 – Полярність напруги, що підключається до p - n переходу при зворотному зсуві (а), зміна ширини p - n переходу (б), його енергетична діаграма (в), розподіл потенціалу (г), напрям протікання складових струму (д)

Нестача носіїв в приконтактних шарах зменшується, товщина переходу стає менше і опір p - n переходу знижується. В цьому випадку прикладена до переходу результуюча напруга визначається різницею величин $\Delta\phi_0$ і U_{np} :

$$\Delta\phi_2 = \Delta\phi_0 + U_{np}.$$

Отже, висота потенціального бар'єра зменшується та дифузійний струм основних носіїв через перехід зростає. (Надалі цей струм через перехід називатимемо прямим). При $|U_{np}| < \Delta\phi_0$ потенціальний бар'єр сприяє руху через перехід неосновних носіїв заряду (складова дрейфового струму), а при $|U_{np}| > \Delta\phi_0$ – перешкоджає цьому руху. При $|U_{np}| \gg \Delta\phi_0$ p - n перехід зникає. Концентрація неосновних носіїв заряду в ділянках, що приликають до переходу, зростають в порівнянні до відповідних рівноважних значень p_{n0} і n_{p0} . У кожній ділянці з'являється надмірні концентрації неосновних носіїв. Введення носіїв заряду через електронно-дірковий перехід або контакт метал-напівпровідник при зменшенні висоти потенціального бар'єра в ділянку напівпровідника, де ці носії заряду є неосновними, називають інжекцією носіїв заряду. При протіканні прямого струму з діркової ділянки в електронну інжектуються дірки, а з електронної ділянки в діркову – електрони.

Величини надмірних концентрацій неосновних носіїв на межах переходу визначаються різницею між p_n і p_{n0} (або n_p і n_{p0}).

Якщо p -ділянка напівпровідника більш низькоомна, ніж n -ділянки (несиметричний перехід), то потік основних носіїв з p -ділянки перевищуватиме потік основних носіїв з n -ділянки. Коли, наприклад, концентрація дірок в p -ділянці в 100 разів більше концентрації електронів в n -ділянці, то дірковий струм в 100 разів більше електронного. При $p_{p0} \gg n_{n0}$ як прямий, так і зворотний струм є дірковим. Ділянка напівпровідника, призначенням якої є інжекція носіїв заряду, називається емітерною областю (або просто емітером), а ділянка напівпровідника, в яку інжектуються емітером неосновні для неї носії заряду, називається базовою ділянкою (або просто базою). Відношення надмірної концентрації неосновних носіїв заряду в базі біля p - n переходу до рівноважної концентрації основних носіїв заряду називають рівнем інжекції. Рівень інжекції визначається не тільки струмами, що протікають через перехід, але і геометрією переходу та фізичними властивостями. Зміна величини та знака напруги зсуву впливають на ширину p - n переходу. При прямому зсуві товщина переходу зменшується, при зворотному – збільшується. Товщина ділянки просторового заряду зазвичай складає десяти долі мікрона та залежить від електричної провідності p - і n -ділянок. У реальних переходах питомий опір ділянок (а отже, і концентрація домішок в них) відрізняється на 2–3 порядки. У показаному на рис.

4.2, б переході питомий опір n -області значно більше питомого опору p -області ($p_n \gg p_p$). Оскільки величини зарядів в p - і n -шарах переходу однакові, а щільність заряду в них розрізняється на 2–3 порядки, то перехід, практично, виявляється зосередженим у високоомній n -області, а межа переходу лежить на межі діркової області. Із зменшенням концентрації домішок (збільшенням питомого опору) товщина переходу зростає.

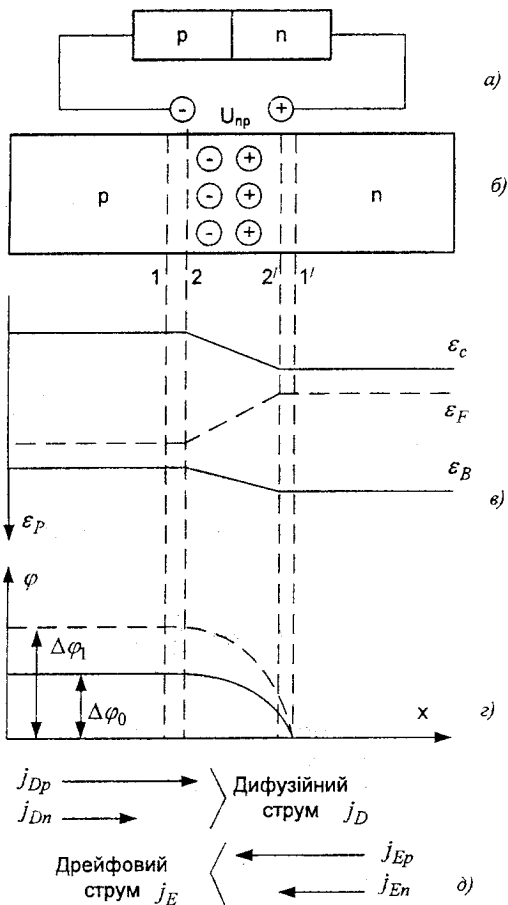


Рисунок 4.4 – Полярність напруги, що підключається до p - n переходу при прямому зсуві (а), зміна ширини p - n переходу його енергетична діаграма (в), розподіл потенціалу (г) і напрям протікання складових струмів (д)

4.4 Вольт-амперна характеристика p - n переходу

Вольт-амперна характеристика (рис. 4.5, *a*) показує залежність струму через p - n перехід від величини та полярності прикладеної до нього напруги.

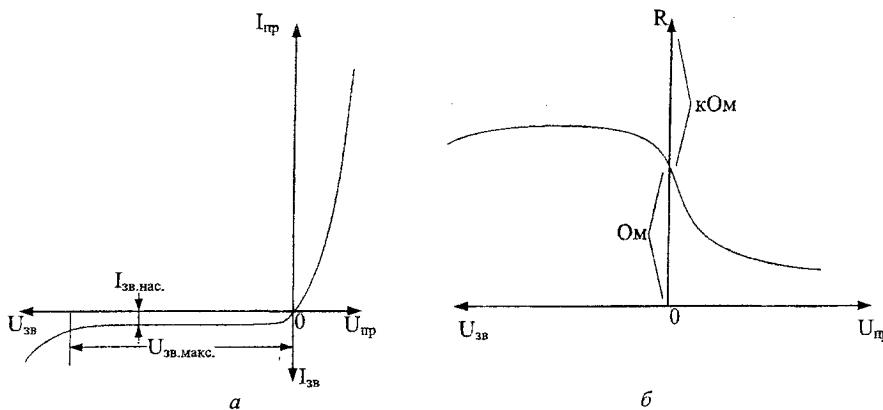


Рисунок 4.5 – Характеристики p - n переходу:
a – вольт-амперна; *б* – залежність опору p - n переходу від величини та знака прикладеної напруги

Аналітичним виразом вольт-амперної характеристики p - n переходу є формула:

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (4.1)$$

де I_0 – зворотний струм насичення p - n переходу, який визначається фізичними властивостями напівпровідникового матеріалу;

U – напруга, що прикладена до p - n переходу;

e – заряд електрона;

k – стала Больцмана;

T – абсолютна температура p - n переходу.

Формула (4.1) використовуються як для прямої, так і для зворотної напруги (пряма напруга додатна, зворотна – від’ємна). З формули 4.6 видно, що при прямому зсуві струм через p - n перехід із збільшенням напруги різко зростає за експонентою. При зворотному зсуві показник ступеня числа e – від’ємний. Тому зі збільшенням зворотної напруги величина $e^{-\frac{eU}{kT}} = 1 / e^{\frac{eU}{kT}}$ стає значно менше одиниці і нею можна знехтувати. При

цьому $I = I_{\text{св}} \approx -I_0$, тобто зворотний струм дорівнює струму насичення і в левих межах залишається величиною практично постійною. Зазвичай струм I_0 має величину порядку мікроампер, наноампер.

Подальше збільшення зворотної напруги призводить до пробою p - n переходу, при якому зворотний струм різко збільшується. Таким чином, величина та напрям струму, що протікає через p - n перехід, залежать від величини та знака прикладеної до переходу напруги. Відповідно, електричний опір переходу в одному напрямі буде значно більшим, ніж в іншому (див. рис. 4.5, б). Отже p - n перехід має випрямляючу дію (односторонню провідність), що дозволяє використовувати його як випрямляч змінної напруги.

Зворотний струм сильно залежить від температури та питомого опору матеріалу з якого виготовлений перехід. Концентрація p_n пропорційна n_i^2 . Оскільки величина n_i в кремнію значно менша, ніж в германію, то струм насичення переходу, що виготовлений з кремнію, теоретично на 5–6 порядків менше, ніж струм насичення германієвого переходу.

Струм насичення пропорційний рівноважній концентрації неосновних носіїв заряду в базі, яка із збільшенням температури зростає за експоненціальним законом. За цим ж законом із зростанням температури збільшується і струм насичення:

$$I_0(T) = I_0(T_0) e^{a\Delta T}, \quad (4.2)$$

де $I_0(T)$ і $I_0(T_0)$ – зворотні струми насичення при заданій і кімнатній температурах;

$\Delta T = T - T_0$ – перепад температур;

$a = 0,05 \div 0,09$ град $^{-1}$ для германію; $a = 0,07 \div 0,13$ град $^{-1}$ для кремнію.

Для розрахунків формулу (4.2) зручно виразити в наступному вигляді:

$$I_0(T) \approx I_0(T_0) 2^{\frac{\Delta T}{\Delta_2 T}},$$

де $\Delta_2 T$ – приріст температури, при якому струм насичення подвоюється (значення $a = 0,07; 0,09; 0,1; 0,13$ відповідають температурам подвоєння $\Delta_2 T = 10; 8; 7$ і 5 °C). Для наближених розрахунків зазвичай приймається, що струм насичення подвоюється при збільшенні температури на 10 °C для германієвих і на 7 °C для кремнієвих переходів.

Температурна залежність прямої гілки вольт-амперної характеристики визначається змінами струму I_0 і показника експоненти. Цю залежність зручно виразити як зміну з температурою прямої напруги при постійному прямому струмі. Для оцінки зміни прямої напруги при зміні температури

вводиться температурний коефіцієнт напруги (ТКН), що характеризує зміну вольт-амперної характеристики по осі напруги. При підвищених температурах для отримання заданого постійного струму через перехід до нього потрібно прикласти меншу пряму напругу. Температурний коефіцієнт напруги емітер-база має негативний знак і дорівнює $-1,2 \div -2$ мВ/град для германієвих і $-1,2 \div -3$ мВ/град для кремнієвих переходів. При розрахунках ТКН зазвичай приймається рівним -2 мВ/град. ТКН залежить від величини струму та із зростанням струму трохи зменшується.

4.5 Пробій $p-n$ переходу

Починаючи з деякого значення зворотної напруги, зворотний струм реального $p-n$ переходу швидко збільшується – відбувається пробій переходу. Якщо цей струм не обмежувати, то відбувається руйнування переходу. Випрямляюча властивість переходу при пробіі порушується. Під пробієм $p-n$ переходу розуміється явище різкого збільшення зворотного струму переходу при досягненні зворотною напругою певного критичного значення $U_{проб}$. При великій зворотній напрузі вольт-амперна характеристика переходу має вид однієї з кривих, що показані на рис. 4.6.

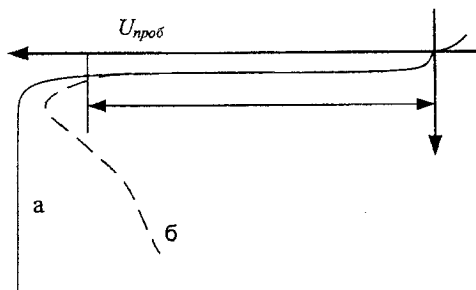


Рисунок 4.6 – Зворотна гілка вольт-амперної характеристики $p-n$ переходу при пробіі

Залежно від питомого опору напівпровідника, типу $p-n$ переходу, форми і величини прикладеної напруги, навколишньої температури та умов тепловідводу, станів поверхні та інших чинників, фізична природа пробію може бути різною. Зазвичай розглядають чотири різновиди пробію: тунельний, лавинний, тепловий і поверхневий. Два перші різновиди пов'язані з наявністю електричного поля і мають загальну назву електричного пробію, третя обумовлена зростанням потужності, що розсіюється переходом, а четверта пов'язана з поверхневим зарядом. Електричний пробій використовується в напівпровідникових стабілітронах.

Під дією електричного поля великої напруженості електричні зони в

напівпровіднику зазнають сильний нахил, заборонена зона ніби звужується, внаслідок чого зростає ймовірність тунельного переходу електронів з валентної зони в зону провідності. Тунельний пробій виникає в надлегованих напівпровідниках і може мати місце в германієвому переході при критичних напругах поля $E_{кр}$ порядку $2 \cdot 10^5$ В/см, в кремнієвих при $E_{кр} \approx 4 \cdot 10^5$ В/см. Початок пробою оцінюється умовно, наприклад, при $I_{зв} = 10I_0$. Напруга тунельного пробою пропорційна питомому опору бази і залежить від типу провідності. У зв'язку з цим, переходи, які повинні витримувати велику зворотну напругу, необхідно виготовляти з більш високоомною базою *n*-типу.

Лавинний пробій *p-n* переходу виникає при менших значеннях напруженості поля в результаті ударної іонізації нейтральних атомів швидкими носіями заряду (див. криву *a* на рис. 4.6). У полі переходу неосновні носії набувають енергії, що достатня для іонізації. Виникають додаткові парні заряди, що збільшують струм через перехід. Цей процес аналогічний ударній іонізації в газі. Струм переходу наростає лавиноподібно, і сам процес можна охарактеризувати коефіцієнтом множення носіїв в переході *M*. Для того, щоб неосновні носії заряду за час руху в полі переходу встигли отримати достатню для іонізації енергію, час дрейфу їх повинен бути досить великим. Тому лавинний пробій виникає лише в порівняно широких переходах (на високоомному матеріалі). У дуже вузьких переходах (на низькоомному матеріалі) носії за час дрейфу не встигають одержати необхідну енергію навіть при дуже високих напруженостях електричного поля. У таких переходах, як правило, виникає тунельний пробій.

Тепловий пробій *p-n* переходу (див. криву *b* на рис. 4.6) може виникнути при дуже низьких напруженостях електричного поля, коли тепло, що відводиться від переходу в одиницю часу менше тепла, що виділяється в ньому при протіканні великого зворотного струму. Під дією теплового збурення валентні електрони переходять в зону провідності та ще більше збільшують струм переходу. Такий взаємозв'язок може призвести до лавиноподібного збільшення струму і пробою переходу. Пробивна напруга при тепловому механізмі пробою зменшується із зростанням температури навколишнього середовища. У переходів з малими зворотними струмами пробивна напруга вища. У кремнієвих переходах струм I_0 дуже малий і тепловий пробій в переходах практично не виникає.

Розподіл напруженості електричного поля в переході може істотно змінити заряди, що є на поверхні напівпровідника. Поверхневий заряд призводить до збільшення або зменшення товщини переходу. В результаті цього, на поверхні переходу може наступити пробій при напруженості поля, що значно менша за ту, яка необхідна для виникнення пробою в об'ємі. Це явище носить назву поверхневого пробою. Велику роль при виникненні поверхневого пробою грають діелектричні властивості середовища, що межують з поверхнею напівпровідника (захисне покриття, забрудненість і

ін.). Для зниження ймовірності поверхневого пробію необхідно застосовувати захисні покриття з високою діелектричною сталою. Сучасна технологія дозволяє отримувати p - n переходи з пробивними напругами в сотні та навіть тисячі вольт.

4.6 Ємність і опір p - n переходу

Властивості p - n переходу залежать від частоти прикладеної напруги. Це пояснюється наявністю власної ємності p - n переходу (див. рис. 4.7, а). Розрізняють дві складові цієї ємності – бар'єрну (у ряді випадків її називають «зарядна») та дифузійну.

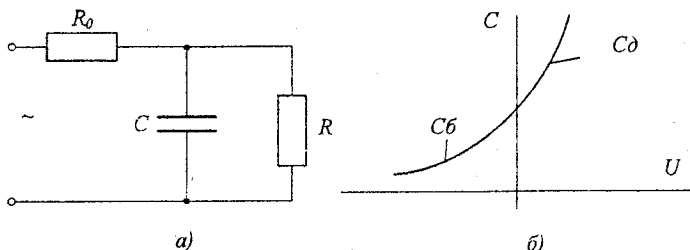


Рисунок 4.7 – Еквівалентна схема p - n переходу (а) і залежність його ємності від прикладеної напруги

При зворотній напрузі, що прикладена до p - n переходу, носії зарядів обох знаків знаходяться по обидві сторони переходу, а в області самого переходу їх дуже мало. Таким чином, в режимі зворотної напруги p - n перехід має ємність, величина якої пропорційна площі p - n переходу, концентрації носіїв заряду та діелектричній проникності матеріалу напівпровідника. Цю ємність називають бар'єрною ($C_б$).

При малій зворотній напрузі, що прикладена до p - n переходу, носії зарядів протилежних знаків знаходяться на невеликій відстані W один від одного. При цьому власна ємність p - n переходу велика. При збільшенні зворотної напруги електрони все далі відходять від дірок по обидві сторони від p - n переходу і ємність p - n переходу зменшується.

Величину зарядної ємності можна розрахувати за формулою плоского конденсатора $C_б = \epsilon\epsilon_0 S / W_0$. Підставляючи в неї значення товщини переходу, отримаємо:

$$C_б = S \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 q N_D}{2(\Delta\phi_0 - U)}}$$

Бар'єрна ємність залежить від питомого опору і рухливості носіїв, від

товщини і площі переходу та прикладеної напруги (див. рис. 4.7, б). Чим більше питомий опір і рухливість носіїв, тим менше ємність переходу. Збільшення зворотної напруги розширює область просторового заряду. Це приводить до зменшення бар'єрної ємності. Бар'єрна ємність p - n переходу використовується у варикапах (або параметричних діодах), що є напівпровідниковими діодами, які використовуються як конденсатори змінної ємності. Бар'єрна ємність має відносно високу добротність, малий температурний коефіцієнт, низький рівень шумів і не залежить від частоти аж до міліметрового діапазону.

Прикладена до переходу пряма напруга приводить до зростання прямого струму та збільшення концентрації неєврівноважених носіїв – дірок в базовій області. Це явище схоже з процесами в конденсаторі, на обкладинках якого зміна зарядів пропорційна зміні прикладеної напруги. Ємність, що визначається відношенням зміни величини інжектованого заряду в базі до зміни прикладеної напруги, носить назву дифузійної ємності:

$$C_d = \frac{\partial Q_{\text{инж}}}{\partial U}.$$

Дифузійна ємність переходу C_d враховує ефект накопичення носіїв в базі. Вона залежить від величини прямого струму.

При прямих зсувах бар'єрна ємність менше дифузійної, і її можна не враховувати. При зворотних зсувах дифузійна ємність практично дорівнює нулю, і варто враховувати лише бар'єрну ємність переходу.

Дифузійна ємність не має істотного впливу на роботу p - n переходу, тому що вона завжди зашунтована малим прямим диференціальним опором переходу R_i , величина якого дорівнює:

$$\frac{1}{R_i} = \frac{\partial I}{\partial U} = \frac{\left[I_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) \right]}{\partial U} = I_0 \frac{1}{\varphi_T} e^{\frac{U}{\varphi_T}} = \frac{I + I_0}{\varphi_T}.$$

За умови $I \gg I_0$ можна записати:

$$R_i \approx \frac{\varphi_T}{I}.$$

Для кімнатної температури отримуємо:

$$R_i \approx \frac{26}{I [\text{mA}]} [\text{Ом}].$$

Із зростанням прямого струму диференціальний опір переходу швидко падає (див. рис. 4.5, б). При струмах 5–10 мА він становить величину декілька Ом. Диференціальний опір переходу у зворотному напрямі значно більший, ніж в прямому (див. рис. 4.5, б).

Найбільше практичне значення має бар'єрна ємність. У зв'язку з цим еквівалентна схема *p-n* переходу (схема заміщення) для змінного струму має вигляд, що показаний на рис. 4.7, а. На цій схемі R_0 – опір товщі напівпровідників *n*- і *p*-типу і виводів від них (близько 1 Ом); R – опір переходу, який залежить від величини та полярності прикладеної напруги (рис. 4.5, б); C – сума бар'єрної та дифузійної ємностей. При зворотній напрузі дифузійна ємність відсутня і $C = C_0$, а $R = R_{zb}$, тобто має дуже велику величину. При роботі на високих частотах ємнісний опір $X_C = \frac{1}{\omega C}$ зменшується та зворотний струм може пройти через цю ємність, не зважаючи на велику величину опору R_{zb} . Це обмежує робочу частоту приладу, оскільки *p-n* перехід втрачає властивість односторонньої провідності. Тому для роботи на високих частотах використовуються напівпровідникові прилади, у яких площа *p-n* переходу мала та власна ємність мала.

4.7 Гетероперехід

На відміну від *p-n* переходу, що утворюється в результаті контакту напівпровідників з однаковою шириною забороненої зони (гомоперехід), гетеропереходом називають перехід, утворений в результаті контакту напівпровідників з різною шириною забороненої зони. Прикладами гетеропереходів можуть служити переходи германій-кремній, германій-арсенід галію та ін.

Напівпровідники, що використовуються для створення гетеропереходу, повинні мати ідентичні кристалічні структури, тобто кристалічна ґратка одного напівпровідника повинна з мінімальними порушеннями переходити в кристалічну ґратку іншого.

Найбільший практичний інтерес мають гетеропереходи, що утворені напівпровідниками з різною шириною забороненої зони, причому цікаві властивості мають не лише гетеропереходи між напівпровідниками *n*- і *p*-типу, але і гетеропереходи з одним типом провідності *n-n* і *p-p*.

На рис. 4.8 наведена енергетична діаграма *p-n* гетеропереходу, в якому ширина забороненої зони діркового напівпровідника менша, ніж у електронного напівпровідника. Особливістю енергетичної діаграми гетеропереходу є розрив енергетичних рівнів у валентній зоні ΔE_B і в зоні провідності ΔE_C . Величина розриву залежить від співвідношення ширини заборонених зон ΔE_1 і ΔE_2 .

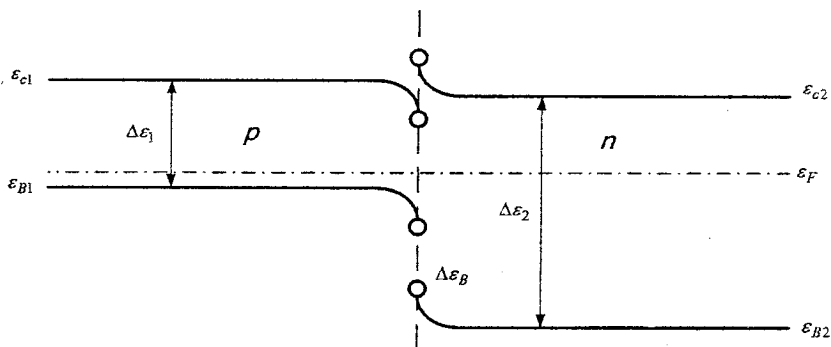


Рисунок 4.8 – Енергетична діаграма p - n гетеропереходу

У зоні провідності величина розриву зумовлена різницею дійсних робіт виходу електронів з p - і n -напівпровідників, а у валентній зоні, окрім цього, ще і нерівністю енергій ε_{B1} і ε_{B2} . Тому потенціальні бар'єри для електронів і дірок будуть різними: потенціальний бар'єр для електронів в зоні провідності менше, ніж для дірок у валентній зоні. При подачі на перехід напруги в прямому напрямі потенціальний бар'єр для електронів зменшиться та електрони з n -напівпровідника будуть інжектуватися в p -напівпровідник. Потенціальний бар'єр для дірок в p -області також зменшиться, але все таки залишиться достатньо великим для того, щоб інжекції дірок з p -області в n -область практично не було. Таким чином може бути досягнута інжекція носіїв струму тільки в одну з областей p - n переходу, що дуже важливо для високоякісної роботи багатьох напівпровідникових приладів (транзисторів, світлодіодів і т. д.).

У гомопереходах цього досягають сильнішим легуванням домішок n -ділянки відносно p -ділянки. Проте, цим шляхом не можна йти безкінечно, оскільки, з одного боку, існує межа «розчинності» домішки в напівпровіднику і, з іншого, – при сильному легуванні напівпровідника в нього одночасно з домішкою вноситься безліч різних дефектів, які погіршують структуру кристалічної ґратки і параметри p - n переходу. У зв'язку з цим, найбільш перспективним способом отримання односторонньої інжекції носіїв струму в напівпровідниках є використання гетеропереходів. Дуже важливо зауважити, що при використанні гетеропереходів типу n - n в прямій провідності беруть участь тільки основні носії струму – електрони. Це означає, що при перемиканні приладу з прямого включення в зворотне, в ньому не відбуватиметься відносно повільного «розсмоктування» неосновних носіїв, як в звичайних p - n переходах. Отже, за допомогою подібних гетеропереходів може бути суттєво зменшено час перемикання напівпровідникових приладів, що особливо важливо для створення швидкодіючих перемикальних елементів і пристроїв.

4.8 Контакт метал-напівпровідник. Перехід Шотки

Історично першими напівпровідниковими приладами були прилади на контакті напівпровідника з металом (точково-контактні діоди). Їх застосування ґрунтувалося на експериментально виявленому явищі – випрямленні слабких змінних сигналів в точці зіткнення металевої голки з напівпровідниковим кристалом.

Структура та властивості контактів метал-напівпровідник залежать від розміщення рівнів Фермі в тому чи іншому шарі та від величини роботи виходу, яка необхідна для переходу електрона з рівня Фермі у вакуум.

На рис. 4.9, *а* зображені енергетичні діаграми для ізольованих один від одного металу та напівпровідника *n*-типу, що знаходяться у вакуумі. Для виходу електрона з металу або напівпровідника у вакуум йому необхідно надати деяку енергію: $e\varphi_M$ – для металу; $e\varphi_{II}$ – для напівпровідника. Нехай робота виходу з металу вища, ніж з напівпровідника. В цьому випадку, при утворенні контакту потік електронів з напівпровідника в метал буде переважаючим. В результаті цього метал почне заряджатися негативно, а напівпровідник – позитивно і між ними на межі контакту встановиться деяка контактна різниця потенціалів U_k . Направлене переміщення електронів відбуватиметься до того часу, доки рівні Фермі не вирівняються (див. рис. 4.9, *б*). Внаслідок відходу електронів з приконтактного шару напівпровідника цей шар збіднюється носіями заряду, і його опір збільшується. Ширина області просторового заряду в напівпровідниках складає одиниці мікрометра, а в металах – менше 10^{-4} мкм. Тому в приконтактній ділянці зони енергії напівпровідника скривлюються догори (див. рис. 4.9, *б*). Щоб подолати утворений потенціальний бар'єр і перейти з однієї речовини в іншу, електрон металу або напівпровідника повинен мати енергію $e(\varphi_M - \varphi_{II})$ понад енергію рівня Фермі. Оскільки приконтактний шар напівпровідника є збіднений носіями заряду, то він перешкоджає проходженню струму через контакт. Очевидно, що електричне поле зовнішньої напруги, що співпадає за напрямом із внутрішнім полем, призводить до збільшення збідненого шару та ширини ділянки просторового заряду, а протилежно направлене поле – зменшує збіднений шар. Таким чином, при утворенні збідненого шару контакт металу з напівпровідником набуває випрямляючих властивостей, а вольт-амперна характеристика такого контакту аналогічна характеристикі звичайного *p-n* переходу.

У випадку, якщо робота виходу з металу менша роботи виходу з напівпровідника, то переважний перехід електронів буде проходити з металу в напівпровідник. Внаслідок цього приконтактний шар напівпровідника збагачується носіями зарядів, концентрація електронів в ньому зростає, а опір знижується.

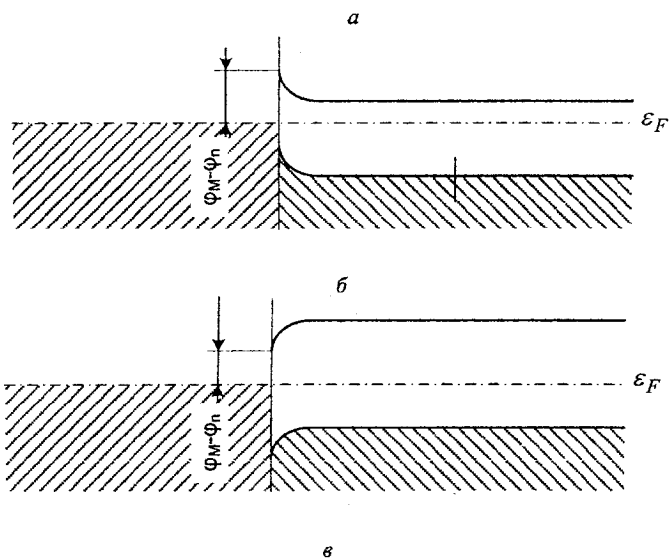
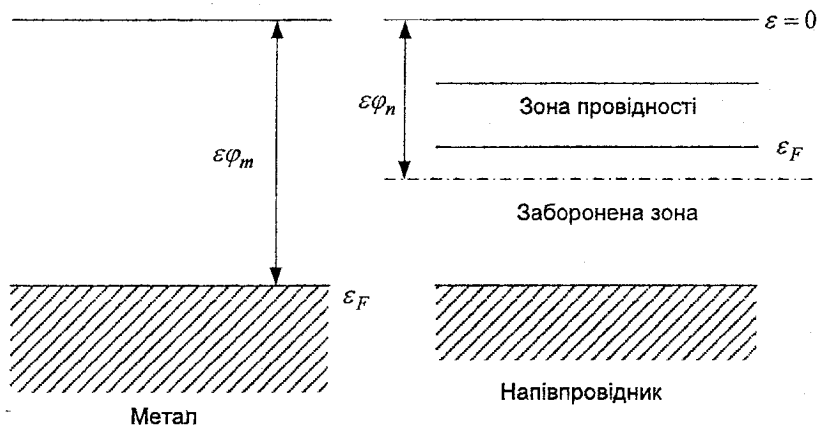


Рисунок 4.9 – Енергетичні діаграми контакту метал-електронний напівпровідник: *а* – зразки не контактують; *б* – контакт метал-електронний напівпровідник *n*-типу при $e\varphi_M > e\varphi_n$; *в* – контакт метал-напівпровідник *n*-типу при $e\varphi_n > e\varphi_M$

На рис. 4.9, *в* показана енергетична діаграма для цього випадку. Викривлення зон енергетичної діаграми напівпровідника відбувається в протилежному напрямі. Збагачений приконтактний шар має низький опір при будь-якій полярності зовнішньої напруги, що прикладена до переходу. Тому подібні контакти не мають випрямляючих властивостей і можуть бути

використані для створення омичних переходів в напівпровідникових приладах і мікросхемах, що необхідні для приєднання тих або інших елементів до зовнішнього кола.

Вперше утворення потенціального бар'єра в приконтактній області металу та напівпровідника було виявлене в 1930 р. німецьким фізиком В. Шотки. Тому випрямляючий контакт метал-напівпровідник *n*-типу називають переходом Шотки. Найважливішою особливістю переходу Шотки, в порівнянні до *p-n* переходу, є відсутність інжекції неосновних носіїв заряду. Ці переходи працюють тільки на основних носіях.

Тому в приладах, в яких використовується перехід Шотки, відсутня дифузійна ємність, що пов'язана з накопиченням і розсмоктуванням неосновних носіїв. Відсутність дифузійної ємності істотно підвищує швидкість приладів, в тому числі і тих, що працюють в режимі перемикавання. Не менш важливою особливістю таких приладів є значно менша пряма напруга в порівнянні до напруги на *p-n* переході. Це пояснюється тим, що при проходженні навіть невеликого початкового струму через контакт з великим опором на ньому виділяється теплова енергія, що сприяє додатковій термоелектронній емісії та зростанню числа носіїв заряду, що беруть участь в утворенні прямого струму. Для порівняння на рис. 4.10 наведені вольт-амперні характеристики переходу Шотки і *p-n* переходу. Вольт-амперна характеристика контакту метал-напівпровідник описується експоненціальною залежністю струму від напруги.

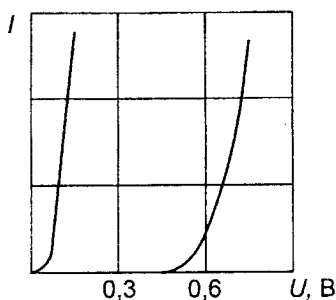


Рисунок 4.10 – Вольт-амперні характеристики переходу Шотки (1) і *p-n* переходу (2)

Контакти, що не виявляють в певних межах струмів і наруг істотних відхилень від закону Ома, називають омичними. Такі контакти необхідні для приєднання зовнішніх виводів до кристалу напівпровідника, коли додаткові переходи з односторонньою провідністю небажані. Контакт металу з напівпровідником не утворює потенціального бар'єра при $\epsilon_{FM} = \epsilon_{FP}$, оскільки електрони в цьому випадку вільно переходять з металу в напівпровідник і назад (контакт забезпечує двосторонню електропровідність).

Для утворення омичного контакту з германієм часто використовується олово. Додаючи до олова сурму, можна отримати хороший омичний контакт з германієм *n*-типу. Для германію *p*-типу зазвичай застосовують сплав олова або свинцю з домішками. Для виготовлення омичного контакту з кремнієм *n*-типу часто застосовують сплав срібла з сурмою, миш'яком і фосфором, а з кремнієм *p*-типу – алюміній або сплав алюмінію з кремнієм.

4.9 Поверхневі явища в напівпровідниках

Фізичні явища, що виникають у поверхні напівпровідникового кристалу, істотно впливають на енергетичний стан носіїв заряду поблизу поверхні. Це пояснюється трьома основними причинами: порушенням розподілу потенціалу кристалічної ґратки напівпровідника внаслідок його обриву на поверхні; наявністю валентних зв'язків у поверхневих атомах, що не компенсуються; спотворенням потенціалу ґрат через будь-які поверхневі дефекти структури кристалу. В результаті потенціальний бар'єр приграничних атомів відрізняється від потенціального бар'єру атомів усередині кристалу.

Наявність на поверхні кристалу поверхневих енергетичних рівнів сприяє переходу електронів з валентної зони на ці рівні або з поверхневих рівнів в зону провідності. Залежно від ймовірності тих або інших переходів, поверхневі рівні можуть бути віднесені до категорії донорних або акцепторних рівнів, а на поверхні кристалу виникають електричні заряди тієї чи іншої полярності. Наприклад, при появі на поверхні напівпровідника *n*-типу зарядів позитивної полярності, на поверхні виникає збагачений електронами шар, оскільки останні притягуються з глибинних шарів напівпровідника до його поверхні. Якщо ж на поверхні виникають електричні заряди негативної полярності, то приповерхневий шар напівпровідника збіднюється носіями заряду, оскільки електрони цього шару виштовхуються вглиб кристалу.

Розглянемо процеси в приповерхневій ділянці напівпровідника, коли перпендикулярно до поверхні прикладено зовнішнє електричне поле за допомогою металевого електроду, який відокремлений від напівпровідника шаром діелектрика (див. рис. 4.11, *a*).

Така структура отримала назву МДН (метал-діелектрик-напівпровідник). Вона є своєрідним конденсатором, у якого одна із обкладок напівпровідникова. На цій обкладці буде наведений однаковий за величиною заряд, як і на металевій, проте на відміну від металу, заряд в напівпровіднику не зосереджується на поверхні, а розповсюджується на деяку відстань вглиб кристалу.

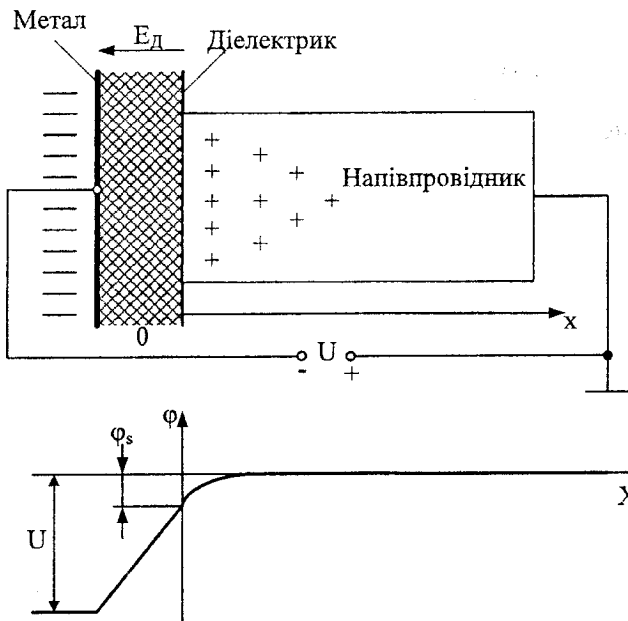


Рисунок 4.11 – Ефект поля в структурі метал-діелектрик-напівпровідник

Знак заряду в напівпровіднику залежить від полярності прикладеної напруги. При негативній полярності напруги на металевій обкладці (див. рис. 4.11, а), наведений в напівпровіднику заряд є позитивним.

У дірковому напівпровіднику позитивний заряд зумовлений дірками, які притягнулися до поверхні, а в електронному – іонами донорів, від яких відштовхнулися електрони, що компенсували їх заряд. Отже, в першому випадку відбувається збагачення, а в другому – збіднення приповерхневого шару напівпровідника. Якщо прийняти, що потенціал в об'ємі напівпровідника дорівнює нулю, то потенціал поверхні буде відмінний від нуля із-за наявності зарядів між об'ємом і поверхнею. Різницю потенціалів між поверхнею та об'ємом називають поверхневим потенціалом і позначають ϕ_s (див. рис. 4.11, б).

Попередньо розглянуте явище зміни концентрації носіїв (а значить, і провідності) в приповерхневому шарі напівпровідника під дією електричного поля називають ефектом поля. Цей ефект знаходить широке практичне застосування в польових транзисторах.

Контрольні запитання

1. На які види можна поділити всі електричні контакти? У чому особливість кожного з видів електричних контактів?
2. Яким чином створюється електронно-дірковий перехід: або механічним з'єднанням напівпровідників p - і n - типу, або сплавом; або дифузією домішок?
3. За рахунок яких процесів в p - n -переході виникає електричне поле? Воно сприяє або перешкоджає руху основних носіїв струму через p - n -перехід?
4. Які струми, дифузійні або дрейфові, визначають зворотний струм p - n -переходу? Чи залежить зворотний струм p - n -переходу від напруги?
5. Які види струмів протікають через відкритий p - n -перехід, які з них є визначальними?
6. Як залежить прямий і зворотний струм p - n -переходу від температури?
7. Які види пробою спостерігаються в зворотнозмщеному p - n -переході? Які з них називаються електричними, а які призводять до руйнування p - n -переходу?
8. Які види ємності розрізняють в p - n -переході при його прямому і зворотному зсуві? Наявність ємності p - n -переходу погіршує або покращує ви-прямляючі властивості p - n -переходу?
9. Як залежить диференціальний опір p - n -переходу від величини і полярності прикладеної до нього напруги?
10. У чому відмінність переходу Шотки від p - n -переходу та які він має переваги?

5 ФІЗИЧНІ ЕФЕКТИ В НАПІВПРОВІДНИКАХ

В сучасній електронній техніці використовуються прилади, робота яких заснована на фізичних ефектах в напівпровідниках під впливом різних факторів: температури, магнітного та електромагнітного полів, напруги та струму. Більшість з цих ефектів названі іменами вчених, які їх відкрили. Вони лягли в основу цілих напрямів електроніки, наприклад: оптоелектроніки, кріоелектроніки, магнітоелектроніки, негатроніки та інших. Вивчення цих ефектів дозволяє не тільки пізнати принципи роботи унікальних напівпровідникових приладів, але і можуть бути основою для створення нових приладів чи галузей їх застосування.

5.1 Термоелектричні ефекти

Термоелектричні ефекти – це ефекти пов’язані з температурним станом електричного кола під впливом струму, що протікає по ньому (ефект Томпсона, ефект Пельтьє), або виникненням у замкнутому електричному колі електрорушійної сили (ЕРС) під впливом температури (ефект Зеебека).

Розглянемо більш детально ці ефекти.

Ефект Зеебека – явище виникнення ЕРС в замкнутому електричному колі, що складається з послідовно з’єднаних різнорідних провідників, контакти між якими знаходяться при різних температурах. Ефект Зеебека також іноді називають просто термоелектричним ефектом. Даний ефект був відкритий у 1821 Т. В. Зеебеком.

Коло, що складається тільки з двох різних провідників, називається термоелементом або термопарою. Величина термо-ЕРС в першому наближенні залежить тільки від матеріалу провідників і температур гарячого (T_1) і холодного (T_2) контактів. У невеликому інтервалі температур термо-ЕРС E можна вважати пропорційною різниці температур:

$$E = a_{12}(T_2 - T_1),$$

де a_{12} – термоелектрична здатність пари (або коефіцієнт термо-ЕРС).

У найпростішому випадку коефіцієнт термо-ЕРС визначається лише матеріалами провідників, проте він залежить і від температури, і в деяких випадках із зміною температури a_{12} змінює знак. Величина термо-ЕРС становить мілівольти при різниці температур в 100 °К і температури холодного спаю 0 °С (наприклад, пара мідь-константан дає 4,25 мВ, платина-платинородій – 0,643 мВ, ніхром-нікель – 4,1 мВ).

Ефект Пельтьє – термоелектричне явище, при якому відбувається виділення, або поглинання тепла при проходженні електричного струму в місці контакту (спаю) двох різнорідних провідників. Величина тепла, що

виділяється та його знак залежать від виду контактуючих речовин, напрямку та сили електричного струму:

$$Q = P_{AB} It = (P_B - P_A) It,$$

де Q – кількість виділеного, або поглиненого тепла;

I – сила струму;

t – час протікання струму;

Π – коефіцієнт Пельтьє, який пов'язаний з коефіцієнтом термо-ЕРС α співвідношенням Томсона $\Pi = \alpha T$, де T абсолютна температура в К.

Ефект був відкритий Ж. Пельтьє в 1834 році. Суть явища досліджував кількома роками пізніше Ленц, який провів експеримент, в якому він помістив краплю води у поглиблення на стику двох стрижнів з вісмуту і сурми. При пропусканні електричного струму в одному напрямку крапля перетворювалася на лід, при зміні напрямку струму – лід танув, що дозволило встановити, що в залежності від напрямку протікання струму, крім джоулева тепла виділяється, або поглинається додаткове тепло, яке отримало назву тепла Пельтьє. Ефект Пельтьє «обернений» ефекту Зеебека. Ефект Пельтьє більш помітний у напівпровідниках і використовується в елементах Пельтьє.

Ефект Томсона – одне з термоелектричних явищ, яке полягає в тому, що в однорідному нерівномірно нагрітому провіднику з постійним струмом, додатково до теплоти, що виділяється відповідно до закону Джоуля-Ленца, в об'ємі провідника буде виділятися, або поглинатися додаткова теплота Томсона в залежності від напрямку струму. Кількість теплоти Томсона пропорційна силі струму, часу і перепаду температур, та залежить від напрямку струму.

Ефект відкритий В. Томсоном в 1856 році. Пояснення ефекту таке. В умовах, коли вздовж провідника, по якому протікає струм, існує градієнт температури, причому напрямок струму відповідає руху електронів від гарячого кінця до холодного, при переході з більш гарячого перерізу в більш холодний, електрони передають надмірну енергію оточуючим атомам (виділяється теплота), а при зворотному напрямку струму, проходячи з більш холодної ділянки в більш гарячу, поповнюють свою енергію за рахунок оточуючих атомів (теплота поглинається).

5.2 Фотоелектричний ефект

Фотоелектричний ефект – це випускання електронів речовиною під дією світла (або будь-якого іншого електромагнітного випромінювання). В твердих і рідких речовинах виділяють зовнішній і внутрішній фотоефект.

Початком вивчення цього ефекту треба вважати час, коли Олександр Беккерель спостерігав явище фотоефекту в електроліті. У 1873 році Віллуобі Сміт виявив, що селен є фотопровідним. Потім ефект вивчався в

1887 році Генріхом Герцем. При роботі з відкритим резонатором він зауважив, що якщо посвітити ультрафіолетом на цинкові розрядники, то проходження іскри помітно полегшується. У 1888 – 1890 роках фотоелектрний ефект систематично вивчав російський фізик Олександр Столетов. Ним були зроблені кілька важливих відкриттів у цій галузі, в тому числі виведений перший закон зовнішнього фотоелектрального ефекту. Дослідження фотоелектрального ефекту показали, що, всупереч класичній електродинаміці, енергія електрона, що відлітає, завжди пов'язана з частотою падаючого випромінювання і практично не залежить від інтенсивності опромінення.

Фотоелектрний ефект був пояснений в 1905 році Альбертом Ейнштейном (за що в 1921 році від отримав Нобелівську премію). В роботі Ейнштейна містилася важлива гіпотеза: якщо Планк у 1900 році припустив, що світло випромінюється тільки квантовими порціями, то Ейнштейн вважав, що світло існує лише у вигляді квантових порцій. Із закону збереження енергії, при поданні світла у вигляді частинок (фотонів), виводиться формула Ейнштейна для фотоелектрального ефекту:

$$h\nu = \varphi + \frac{mv^2}{2},$$

де φ – робота виходу (мінімальна енергія, що необхідна для видалення електрона з речовини),

$\frac{mv^2}{2}$ – максимальна кінетична енергія електрона, що вилітає,

ν – частота падаючого фотона з енергією $h\nu$,

h – стала Планка.

З цієї формули випливає існування червоної межі фотоелектрального ефекту, тобто існування найменшої частоти ($h\nu_{\min} = \varphi$), нижче якої енергії фотона вже недостатньо для того, щоб «вибити» електрон з металу. Значення формули полягає в тому, що енергія фотона витрачається на іонізацію атома речовини і на роботу, що необхідна для «викидання» електрона, а залишок переходить в кінетичну енергію електрона.

Зовнішнім фотоелектрним ефектом (фотоелектронною емісією) називається випускання електронів речовиною під дією електромагнітних випромінювань (див. рис. 5.1). Електрони, що вилітають з речовини при зовнішньому фотоелектральному ефекті, називаються фотоелектронами, а електричний струм, утворений ними при упорядкованому русі в зовнішньому електричному полі, називається фотострумом.

Електрод електронного вакуумного приладу, що безпосередньо зазнає впливу електромагнітних випромінювань і емітує електрони під дією цього випромінювання називається *фотокатодом*.

Залежність спектральної чутливості від частоти, або довжини хвилі електромагнітного випромінювання називають спектральною характеристикою фотокатода.

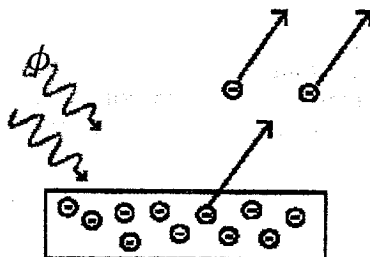


Рисунок 5.1 – Зовнішній фотоелектр

Розглянемо закони зовнішнього фотоелектру.

1. **Закон Столетова.** Фотострум I_Φ , виникає за рахунок фотоелектронної емісії та пропорційний інтенсивності світлового потоку Φ :

$$I_\Phi = S \Phi,$$

де S – чутливість фотокатода, виражається зазвичай в мікроамперах на люмен (люмен – одиниця світлового потоку).

Якщо потік Φ монохроматичний, оскільки містить промені тільки однієї довжини хвилі, то чутливість називають монохроматичною та позначають S_λ . Чутливість до потоку білого (немонохроматичного) світла, що складається з променів різних довжин хвиль, називають інтегральною та позначають S_Σ .

2. **Закон Ейнштейна.** При зовнішньому фотоелектрі енергія фотона $h\nu$ витрачається на роботу виходу W_0 і на кінетичну енергію електрона.

Для зовнішнього фотоелектру існує так звана червона, або довгохвильова границя. Якщо зменшити частоту випромінювання ν , то при деякій частоті ν_0 фотоелектронна емісія припиняється, оскільки на цій частоті $h\nu_0 = W_0$ і енергія фотоелектронів стає рівною нулю. Частоті ν_0 відповідає довжині хвилі $\lambda_0 = c/\nu_0$, де $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. При $\nu < \nu_0$, або $\lambda > \lambda_0$, фотоелектронної емісії не може бути, так як $h\nu < h\nu_0$ і енергія фотона недостатня для здійснення роботи виходу.

Чутливість фотокатода залежить від довжини хвилі випромінювання. Ця залежність $S = f(\lambda)$ називається спектральною характеристикою.

Внутрішнім фотоелектром називається перерозподіл електронів по енергетичних станах в твердих і рідких напівпровідниках і діелектриках, що відбувається під дією випромінювань. Він виявляється в зміні концентрації носіїв заряду в середовищі, що призводить до виникнення фотопровідності, або вентильного фотоелектру.

Вентильний фотоелектр – явище, при якому фотоелектрони покидають межі тіла, переходячи через поверхню розділу в інше тверде тіло (напівп-

ровідник), або рідину (електроліт).

Фотопровідністю називається збільшення електропровідності напівпровідника під дією електромагнітного випромінювання.

При освітленні напівпровідника у ньому відбувається генерація електронно-діркових пар за рахунок перекидання електронів з валентної зони в зону провідності. Внаслідок цього провідність напівпровідника зростає на величину:

$$\Delta\sigma = e(\mu_n\Delta n_i + \mu_p\Delta p_i)$$

де e – заряд електрона;

μ_n – рухливість електронів;

μ_p – рухливість дірок;

Δn_i – концентрація генерованих електронів;

Δp_i – концентрація генерованих дірок.

Оскільки основним наслідком поглинання енергії світла у напівпровіднику є перехід електронів з валентної зони в зону провідності, тобто міжзонний перехід, то енергія кванта світла фотона повинна задовольняти умову:

$$h\nu_{\text{кр}} \geq \Delta W$$

де h – постійна Планка;

ΔW – ширина забороненої енергетичної зони напівпровідника;

$\nu_{\text{кр}}$ – критична частота електромагнітного випромінювання (червона границя фотопровідності).

Випромінювання з частотою $\nu < \nu_{\text{кр}}$ не може викликати фотопровідність, оскільки енергія кванта такого випромінювання $h\nu < \Delta W$ недостатня для переведення електрона з валентної зони в зону провідності. Якщо $h\nu > \Delta W$, то надлишкова відносно ширини забороненої зони частина енергії квантів передається електронам у вигляді кінетичної енергії.

Критичній частоті $\nu_{\text{кр}}$ відповідає гранична довжина хвилі:

$$\lambda_{\text{гр}} = \frac{c}{\nu_{\text{кр}}}$$

При довжинах хвиль, більших за граничну, фотопровідність різко падає. Так, для германію гранична довжина хвилі становить приблизно 1,8 мкм. Однак, спад фотопровідності спостерігається і в області малих довжин хвиль. Це пояснюється швидким збільшенням поглинання енергії з частотою і зменшенням глибини проникнення падаючої на напівпровідник електромагнітної енергії. Поглинання відбувається в тонкому поверхневому шарі, де утворюється основна кількість носіїв заряду. Поява великої кі-

лькості надлишкових носіїв тільки на поверхні мало відбивається на провідності всього об'єму напівпровідника, оскільки швидкість поверхневої рекомбінації більше, ніж об'ємної.

Поглинання світла призводить до появи вільних носіїв заряду в напівпровіднику які називають фотоактивним. При цьому змінюється провідність, а, отже, внутрішній опір напівпровідника, зазначене явище було названо **фоторезистивним ефектом**. Основне застосування фоторезистивний ефект знаходить у світлочувливих напівпровідникових приладах – фоторезисторах, які широко використовуються в сучасній оптоелектроніці та фотоелектронній автоматичі.

Необхідно зазначити, що поряд з фотоактивним, існують і інші механізми поглинання квантів світла, що не призводять до появи надлишкових вільних носіїв заряду в напівпровіднику. До їх числа відноситься так зване екситоне поглинання, а також поглинання вільними носіями заряду і оптичними коливаннями ґратки.

При освітленні електронно-діркового переходу та прилеглих до нього ділянок напівпровідників між ними виникає електрорушійна сила. Цей ефект називають **фотогальванічним**.

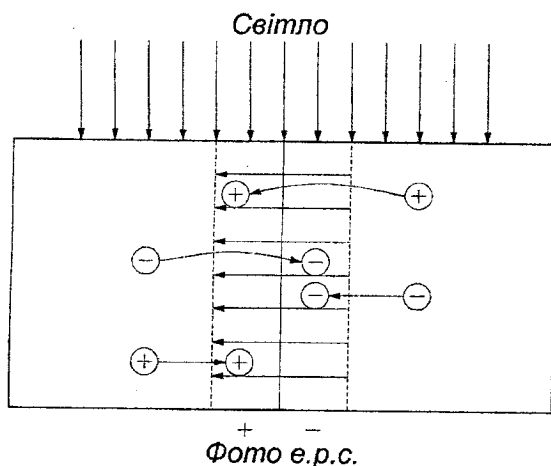


Рисунок 5.2 – Електронно-дірковий перехід під дією світла

Потік падаючих на напівпровідник фотонів створює в ньому деяку кількість рухомих носіїв зарядів – електронів і дірок (див. рис. 5.2). Частина з них дифундує до переходу та досягає його межі, не встигнувши рекомбінувати. На межі переходу електронно-діркові пари поділяються електричним полем переходу. Неосновні носії, для яких поле $p-n$ переходу є прискорюючим, викидаються цим полем за перехід: дірки в p -, а електрони

в n -ділянки. Основні носії зарядів затримуються полем переходу в своїй ділянці. В результаті відбувається накопичення некомпенсованих зарядів і на p - n переході створюється додаткова різниця потенціалів, так звана фотоелектрорухома сила (фото-ЕРС).

Величина фото-ЕРС залежить від інтенсивності світлового потоку і зазвичай становить десятки частки вольта. Якщо коло p - n структури при цьому замкнути, то в ньому під дією фото-ЕРС створюється електричний струм, сила якого залежить від величини світлового потоку та опору навантаження.

Фотогальванічний ефект використовується у вентильних фотореле-ментах, фотодіодах і фототранзисторах, які виготовлені з селену, германію.

5.3 Ефект електромагнітного випромінювання

У 1927 р радянський вчений О. В. Лосев, експериментуючи з детектуючим контактом карборунд-сталевий провідник, виявив на його стику слабке світіння.

Молодий талановитий дослідник не пройшов повз незвичне явище, не відніс його до розряду випадкових, а навпаки, звернув пильну увагу, передбачив, що воно базується на ще невідомому експериментальній фізиці принципі. Він почав проводити систематичні дослідження цього ефекту на різних матеріалах, у різних температурних режимах. Так ним було зроблено перспективне відкриття електроніки – електролюмінісценція напівпровідникового переходу.

9 березня 1927 року результати досліджень були повідомлені на науковому семінарі (на лабораторній бесіді, як називали ці заходи в ті роки), а в 1927 році були опубліковані в п'ятому номері журналу «ТіТбп» у статті «Карборундовый светящийся детектор и детектирование с кристаллами». Експериментуючи з різними сортами кристалів і контактних проводів, О. В. Лосев робить два найважливіших висновки: світіння відбувається без виділення тепла, тобто є «холодним», інерція виникнення і згасання світіння неймовірно мала. Тепер відомо, що ці характеристики світіння є найважливішими для сучасних світлодіодів, індикаторів, оптронів, випромінювачів інфрачервоного світла.

Майже через 20 років це явище було знову відкрите в Америці, але не в карборунді, а в деяких кристалофосфорах, відомим ученим Дестріо, що запропонував для нього назву *електролюмінісценція*. Дестріо із самого початку зазначав у своїй публікації пріоритет О. В. Лосєва й в Америці світіння карборунду одержало назву «Losev-light» – «Світіння Лосєва». І за кордоном, і в СРСР робилися спроби його практичного застосування. Сам Люсєв одержав патент на пристрій «Світлове реле», але недостатня розробка в той період теорії твердого тіла і майже повна відсутність напівпровідникової технології не дозволили за життя вченого знайти практичне за-

стосування роботам з електролюмінесценцією. Власне кажучи, вони відносилися до проблем майбутнього і до них дійшла черга лише через 20 - 30 років.

Як показали подальші дослідження, ефект світіння в напівпровідниках відбувається в результаті переходу збуджених електронів з валентної зони в зону провідності.

Напівпровідникові оптичні випромінювачі можна поділити на дві групи:

- випромінювачі, що базуються на принципі спонтанної інжекційної електролюмінесценції;
- генератори когерентного (індукованого) випромінювання

У загальному сенсі люмінесценція – це випромінювання, потужність якої перевищує інтенсивність теплового випромінювання при даній температурі (холодне світіння) і яке зберігається протягом деякого часу після закінчення вхідного збудження.

У люмінесцентній речовині за рахунок енергії зовнішнього впливу частина електронів з нижніх енергетичних рівнів W_1 , переходить на більш високі рівні, а потім швидко переходить на певний метастабільний рівень збудження W_2 (див. рис. 5.3). Перехід цих електронів з рівня W_2 на рівень W_1 супроводжується електромагнітним випромінюванням, довжина хвилі якого визначається співвідношенням

$$\lambda = \frac{1,23}{W_2 - W_1} \quad (5.1)$$

де λ – довжина хвилі, мкм;

W_2, W_1 – енергії рівнів, еВ.

Процес переходу електронів з рівня W_2 на рівень W_1 може відбуватися по-різному. Якщо перехід атомів із збудженого стану в рівноважний відбувається поза зв'язком з зовнішніми впливами, то момент випромінювання та напрям вектора поляризації кожного фотона випадкові, а результуючий світловий потік характеризується лише середньостатистичними параметрами. В цьому випадку виникає спонтанне некогерентне випромінювання, а утворений в результаті такого випромінювання промінь світла являє собою накладення (суперпозицію) хвиль, що генеруються безліччю елементарних осциляторів (збуджених атомів). Частота та початкова фаза у всіх хвиль при цьому неоднакові.

При дії світлової хвилі на люмінесцентну систему з збудженими атомами з частотою, що відповідає резонансній частоті цих атомів (тобто довжині хвилі, що розраховується за формулою 5.1), може виникнути процес, при якому всі збуджені атоми випромінюють майже одночасно, взаємопов'язано та так, що згенеровані фотони абсолютно не відрізняються від тих, які що генерацію викликали. Таке вимушене когерентне випроміню-

вання називають стимульованим, або індукованим, а випромінювачі таких хвиль отримали назву лазерів (від англійського Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation – підсилення світла за рахунок індукованого випромінювання).

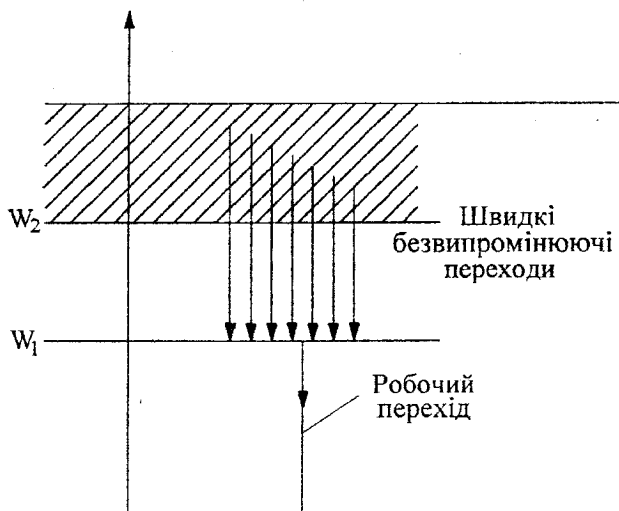


Рисунок 5.3 – Схема тривірневої системи енергетичних переходів в люмінесцентній речовині

Можливість створення квантової системи, що здатна віддавати свою внутрішню енергію у вигляді когерентних електромагнітних хвиль, вперше була обґрунтована радянським ученим В. А. Фабрикантом в 1939 р. Експериментально така можливість була підтверджена тільки в 1950 – 1951 рр. В результаті дослідження радянських вчених Н. Г. Басова і А. М. Прохорова (1951 – 1954 рр.), а також американських вчених Ч. Таунса, Дж. Гордона, Н. Цайгера та інших в 1954 р. були створені перші квантові генератори діапазону НВЧ. В кінці 1960 р. в СРСР були вперше розроблені та виготовлені квантові генератори оптичного діапазону (лазери) на рубіні та на суміші газів гелію та неону.

Особливе місце серед квантових генераторів оптичного діапазону займають напівпровідникові оптичні квантові генератори, основоположниками теорії яких були радянські вчені Н. Г. Басов, Б. М. Вул і Ю. М. Попов. Починаючи з 1957 р. створено численні зразки напів-провідникових лазерів на таких матеріалах, як арсенід галію, арсенід індію, сурмяністий індію, селеністий і теллуристий свинець і ін.

Розглянемо принцип отримання когерентного електромагнітного випромінювання в напівпровіднику.

У звичайному стані в напівпровіднику має місце рівноважний розподіл носіїв за енергетичними рівнями, що визначається розподілом Фермі-Дірака. У цих умовах кількість електронів на нижніх енергетичних рівнях завжди перевищує кількість електронів, що знаходяться на верхніх (збуджених) рівнях енергій. Між цими рівнями відбувається безперервний обмін електронами, причому перехід з нижнього на верхній рівень супроводжується поглинанням енергії, а перехід з верхнього рівня на нижній – випромінюванням енергії. Оскільки, в звичайному стані нижній рівень енергії заповнений електронами більш густо, в такій системі ймовірність поглинання енергії більше, ніж ймовірність випромінювання енергії при зворотному переході електронів на більш низький рівень. Тому квантова система, що знаходиться в рівноважному стані, не може підсилювати або генерувати електромагнітні коливання.

Для того, щоб змусити напівпровідник підсилювати електромагнітне випромінювання, необхідно порушити рівноважний розподіл електронів по рівнях і штучно створити такий розподіл, коли число електронів на верхніх рівнях більше, ніж на нижніх. Такий стан напівпровідника називають станом з інверсною заселеністю. Процес створення умов, при яких напівпровідник набуває стан з інверсною заселеністю, отримав назву накачування.

Існують різні способи накачування напівпровідникових лазерів (оптична накачка, накачування електронним пучком, ударна іонізація та ін.).

Інверсна заселеність зазвичай досягається не в усьому спектрі енергетичних станів, а лише в зонах, що примикають до забороненої зони напівпровідника. При цьому найбільш щільно заселеними електронами виявляються рівні, що лежать поблизу «дна» зони провідності, а найбільша щільність дірок є поблизу верхнього краю валентної зони (див. рис. 5.4).

В цих умовах падаючий квант електромагнітного випромінювання може індукувати такий же квант, внаслідок індукованого переходу електрона із зони провідності у валентну зону. Ймовірність поглинання кванта мала, оскільки у розглянутій ситуації нижній стан вже вільний, а верхній заповнений, тобто ймовірність індукованих переходів вниз буде більше ймовірності переходів вгору. Отже, створюються умови, коли електромагнітне випромінювання переважає над поглинанням. Це сприяє наростанню фотонної лавини та підсиленню когерентного електромагнітного випромінювання.

5.4 Ефект Холла

Явища, що виникають в напівпровіднику із струмом під дією магнітного поля, називаються гальваномагнітними. До найбільш поширених гальваномагнітних явищ належить ефект Холла, який був відкритий ще в 1879 р. американським фізиком Едвіном Гербертом Холлом.

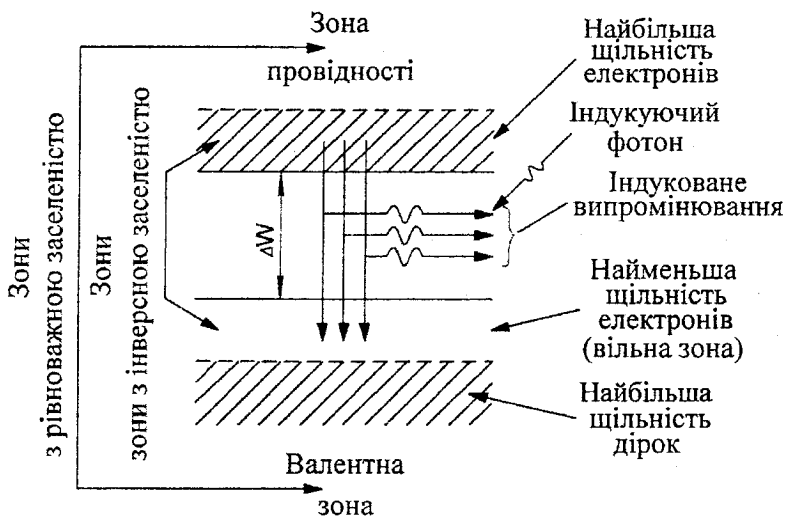


Рисунок 5.4 – Виникнення індукованого випромінювання

Нехай уздовж пластинки з напівпровідника, що має товщину d , довжину a і ширину b (причому $\frac{a}{b} \gg 1$), протікає струм I_1 (струм керування), а перпендикулярно до її поверхні направлено магнітне поле (поле керування), як це показано на рис. 5.5. При одночасній дії цих двох керуючих величин, між точками 3 і 4 виникає ЕРС E_2 (ЕРС Хола), що дорівнює:

$$E_2 = \frac{R_H}{d} I_1 B,$$

де R_H – коефіцієнт пропорційності (стала Хола), що залежить від фізичної природи напівпровідника;

B – індукція магнітного поля.

Розглянемо механізм виникнення ефекту Холла для випадку напівпровідника з електронною провідністю. Електрони, що утворюють струм I_1 , рухаються в напрямі, що протилежний напрямку струму (див. рис. 5.5).

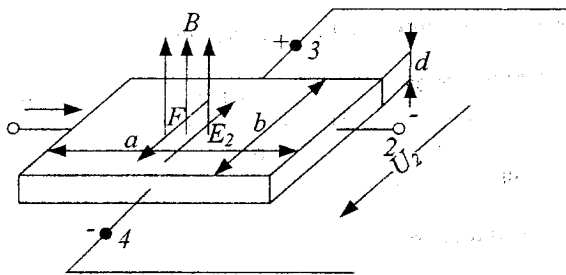


Рисунок 5.5 – До пояснення ефекту Холла

Під впливом магнітного поля, що направлене перпендикулярно до площини пластинки, на рухомі електрони впливає сила Лоренца:

$$\vec{F} = e[\vec{V}\vec{B}],$$

де $-e$ заряд електрона;

\vec{V} – швидкість руху електрона.

Ця сила направлена перпендикулярно до напрямку руху електронів і магнітного поля (правило лівої руки) і відхиляє електрони до переднього краю пластинки. Завдяки накопиченню електронів на передньому краю пластинки він заряджається негативно (див. рис. 5.5, негативний потенціал точки 4), а протилежний край збіднюється електронами та набуває позитивного заряду (див. рис. 5.5, потенціал точки 3). Внаслідок цього в напівпровіднику виникає поперечне Холлівське електричне поле (направлене від заднього краю пластинки до переднього), яке перешкоджає відхиленню електронів під дією сили Лоренца.

Процес накопичення зарядів різних знаків у протилежних граней напівпровідника продовжується до тих пір, поки сила, що викликається електричним полем утворених електричних зарядів, не стане дорівнювати силі, що обумовлена магнітним полем. У цьому стаціонарному стані електрони знову почнуть протікати уздовж пластинки. При однакових напрямках струму та магнітного поля, знаки зарядів відповідних граней електронних і діркових напівпровідників і, отже, напрями Холлівських полів в них будуть протилежними.

У випадку, якщо в матеріалі є носії заряду тільки одного типу, постійна Холла дорівнює:

$$R_H = \frac{3\pi}{8} \cdot \frac{1}{en},$$

тобто визначається лише концентрацією носіїв заряду n (e – заряд електрона).

Для практичного застосування ефекту Холла (у датчиках електричних і магнітних величин, перетворювачах) необхідно мати матеріал з малою концентрацією носіїв при високій рухливості. Таким матеріалом є германій, кремній, арсенід індія, селенід ртуті та ін.

5.5 Ефект Фарадея

В 1845 році Майкл Фарадей виявив, що при розповсюдженні лінійно поляризованого світла через оптично неактивну речовину, яка знаходиться в магнітному полі, спостерігається обертання площини поляризації світла (рис. 5.6).

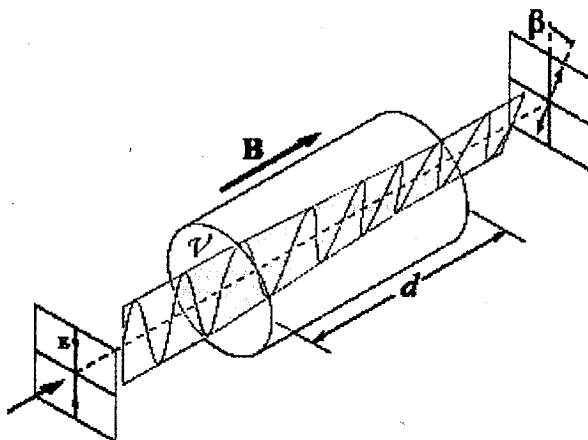


Рисунок 5.6 – Обертання площини поляризації світла за рахунок ефекту Фарадея

Це явище отримало назву повздовжнього електрооптичного ефекту Фарадея (або коротко – ефект Фарадея). Це відкриття стало першим доказом прямого зв'язку оптичних та електромагнітних явищ.

Ефект Фарадея пояснюється тим, що лінійно поляризовані випромінювання, які проходять через ізотропне середовище, завжди можуть бути представлені як суперпозиція двох право- та лівополяризованих хвиль з протилежним напрямком обертання. В зовнішньому магнітному полі показники заломлення для циркулярно право- та лівополяризованого світла стають різним (n_+ та n_-). Внаслідок того, що при проходженні через середовище (вздовж силових ліній магнітного поля) лінійно поляризованого випромінювання, його циркулярно ліво- та правополяризовані складові розповсюджуються з різними фазовими швидкостями, набуваючи різницю

ходу, лінійно залежну від оптичної довжини шляху. В результаті, площина поляризації лінійно поляризованого монохроматичного світла з довжиною хвилі λ , яка пройшла в середовищі шлях l , повертається на кут:

$$\Theta = \frac{\pi l(n_+ - n_-)}{\lambda}$$

Для не дуже сильних магнітних полів, різниця $n_+ - n_-$ лінійно залежить від напруженості магнітного поля та в загальному вигляді кут фарадєвського обертання описується співвідношенням:

$$\Theta = \bar{v} H l,$$

де \bar{v} – стала Верде – коефіцієнт пропорційності, який залежить від властивостей речовини, довжини хвилі випромінювання та температури.

5.6 Тунельний ефект

Тунельний ефект спостерігається в p - n переходах з дуже малим питомим опором p - та n -ділянок (вміст домішок до 10^{21} см⁻³) та малою товщиною p - n переходу. Домішкові атоми створюють домішкові зони, при чому домішкова зона донорних атомів перекривається з дном зони провідності в напівпровіднику n -типу, а домішкова зона акцепторних атомів – зі стелею валентної зони в напівпровіднику p -типу. Рівень Фермі розміщується в гібридній валентній зоні p -ділянки та в гібридній зоні провідності n -ділянки (вироджений напівпровідник) (див. рис. 5.7, а).

Тунельний ефект полягає в тому, що носії заряду, які мають меншу енергією, ніж висота потенціального бар'єра, мають певну ймовірність проникнення через вузький (порядку 0,01 мкм) бар'єр, не маючи власної енергії. Це означає, що, наприклад, електрон з n -ділянки може перейти в суміжну p -ділянку, зайнявши вільний рівень в домішковій акцепторній зоні з такою ж енергією та навпаки. Рух дірок є аналогічним, а відносна складова електронів та дірок в утворенні струму переходу залежить від співвідношення питомих опорів областей. При відсутності зовнішнього зміщення ці потоки однакові та результуючий струм через перехід дорівнює нулю.

Якщо до переходу прикласти невелику пряму напругу (див. рис. 5.7, б), то висота потенціального бар'єру та перекриття зон зменшиться. Оскільки кількість електронів, енергія яких перевищує рівень Фермі, невелика, то потік електронів з валентної зони p -ділянки в зону провідності n -ділянки зменшується, а зворотній струм збільшується. З'являється результуючий струм через перехід (I_1), який збільшується з ростом $U_{пр}$ (ділянка 0–1 на рис. 5.7, з).

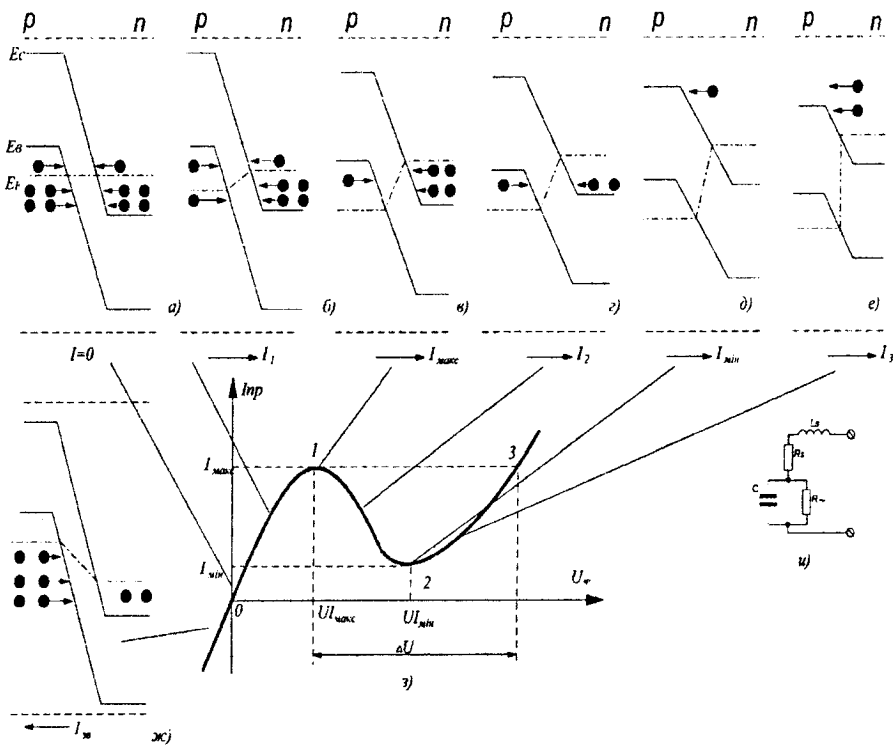


Рисунок 5.7 – До пояснення тунельного ефекту

Максимум результуючого струму $I_{\text{макс}}$ через перехід відповідає випадку, коли рівень Фермі співпадає зі стелею валентної зони (див. рис. 5.7, в). При подальшому збільшенні прямої напруги (див. рис 5.7, з-е) зменшується перекриття та зменшується число електронів, які перейшли з зони провідності n -ділянки у валентну зону p -ділянки. Прямий струм зменшується ($I_2 < I_{\text{макс}}$). На вольт-амперній характеристиці з'являється падаюча ділянка (ділянка від'ємного диференційного опору). При напрузі $U_{\text{мін}}$ перекриття зон зникає, заборонена зона стає «наскрізною» і тунельний струм припиняється. Це відповідає мінімуму струму через p - n перехід. При цьому починає виявлятися дифузія носіїв заряду через p - n перехід (інжекційні процеси), так як висота потенціального бар'єру різко понижується. Подальше збільшення прямої напруги зменшує висоту потенціального бар'єру та в результаті інжекції зростає дифузійний прямий струм, величина якого експоненціально залежить від прикладеної напруги (ділянка 2-3 на рис. 5.7, з).

Якщо до p - n переходу прикласти зворотну напругу, то тунельний потік електронів з валентної зони p -ділянки в зону провідності n -ділянки збільшується. Зворотній тунельний струм різко зростає зі збільшенням зворотної напруги (див. рис. 5.7, ж). Тунельний ефект знайшов найбільш широке застосування в тунельних діодах.

5.7 Ефект Джозефсона

Англійський фізик Б. Джозефсон теоретично передбачив ефект слабкої надпровідності. Цей ефект в 1932 році експериментально підтвердили американські фізики В. Мейснер та Р. Хоам. Під терміном «слабка» надпровідність розуміють надпровідне явище в системах з слабо зв'язаними надпровідниками, тобто коли в надпровідному колі є ділянка в якій тим чи іншим способом надпровідність пригнічена (свого роду «слабка ланка»).

Джозефсон проаналізував ситуацію, коли надпровідний струм здатний текти через контакт між двома надпровідниками, розділеними дуже тонким шаром діелектрика (див. рис. 5.8). Виявлений пізніше на практиці цей ефект був названий ефектом Джозефсона.

Розрізняють стаціонарний та не стаціонарний ефекти Джозефсона. Перший з них полягає в можливості протікання постійного струму через контакт між надпровідниками, що заповнений діелектриком товщиною 1 – 2 нм. Суттєво те, що надпровідний струм в такому випадку протікає через бар'єр, який характеризується нульовою різницею потенціалів.

Надпровідники характеризуються електронною впорядкованістю та фазовою когерентністю. При цьому всі електронні пари в надпровіднику характеризуються хвильовими функціями, які мають однакову фазу та струм відсутній ($\Delta\varphi = 0$). Однак, якщо створити тунельний контакт, який складається з двох різних надпровідників, то через такий контакт, навіть при відсутності різниці потенціалів $V=0$, потече струм, який залежить від різниці фаз $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ (рис. 5.8). Щільність такого струму (струму Джозефсона) описується співвідношенням: $j = j_0 \sin \varphi$.

На рис. 5.9 зображені вольт-амперні залежності надпровідник-діелектрик-надпровідник для декількох температурах. На рис. 5.9 видно, що при температурі 1,3 °К вольт-амперна характеристика відповідає звичайному провіднику. При зниженні температури до 1,2 °К на графіку з'являється характерний перегин, який збільшується при подальшому зниженні температури. При температурі 0,3 °К струм через контакт з'являється стрибкоподібно при напрузі приблизно 3,8 мВ.

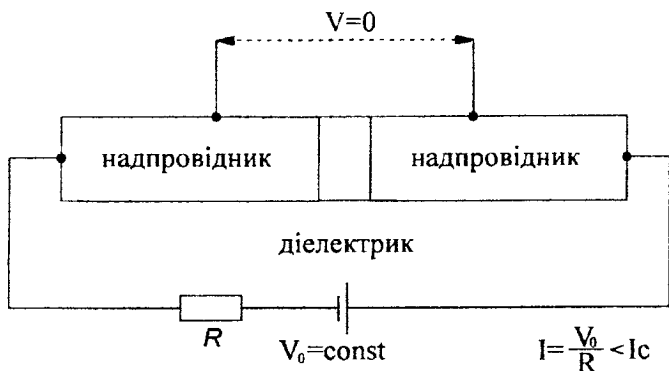


Рисунок 5.8 – Схематична ілюстрація ефекту Джозефсона, коли прямий надпровідний струм тече через шар діелектрика без опору

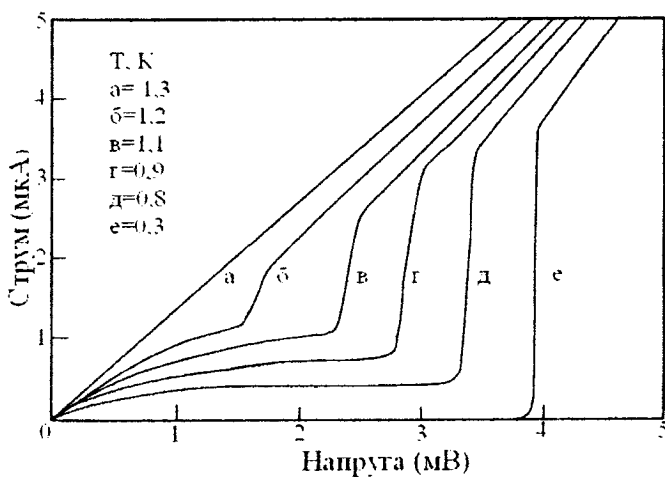


Рисунок 5.9 – Типова воль-амперна характеристика Al-Al₂O₃-Al (надпровідник-діелектрик-надпровідник)

Нестационарний ефект Джозефсона проявляється в тому випадку, коли до тунельного контакту прикладається постійна різниця потенціалів. Виявлено, що в такому випадку через такий контакт потече змінний надпровідний струм. Цей змінний струм також, як, наприклад, струм в коливальному контурі, буде випромінювати електромагнітні хвилі. В 1965 році в Харкові Янсоном, Свистуновим та Дмитренко вперше було виявлено джозефсонсь-

ке електромагнітне випромінювання. Нестаціо-нарний ефект Джозефсона дозволяє створювати змінні струми за допомогою постійної різниці потенціалів. Велику зацікавленість має використання цього ефекту в надпровідних квантових генераторах з широким діапазоном частот.

Ефект Джозефсона використовується в різного роду інтерференційних пристроях (СКВІДах), призначених для точного визначення величини магнітного потоку.

Контрольні питання

1. Назвіть основні термоелектронні ефекти і поясніть фізичну суть кожного з них.
2. Від яких параметрів залежить термо-ЕРС термопари?
3. Від чого залежить величина і знак тепла в елементі Пельтьє?
4. У чому різниця і що спільного в ефектах Томсона і Пельтьє?
5. У чому відмінність внутрішнього та зовнішнього фотоефекту?
6. Поясніть сутність «червоної межі фотоефекту».
7. В яких сучасних приладах використовується фотоелектричний ефект?
8. Що спільного і чим відрізняються ефекти електролюмінесценції та індукованого випромінювання?
9. В яких випадках виникає сила Лоренца і як вона використовується в елементі Холла?
10. В чому сутність ефекту Фарадея, та в яких приладах він використовується?
11. Ефект Ганна з'являється в області в р-п переходу, чи в об'ємі напівпровідника?
12. Тунельний ефект спостерігається в широких, чи вузьких р-п переходах?

ЛІТЕРАТУРА

1. Godse A. P. Electronic Devices / A. P. Godse, U. A. Bakshi. – Technical Publications, 2009. – 532 p.
2. Nikolaev I. Microelectronic devices and fundamentals of their design / I. Nikolaev, N. Filinyuk. – М. : MIR publishers, 1989. – 340 p.
3. Гершунский Б. С. Основы электроники и микроэлектроники / Гершунский Б. С. – К. : Вища школа, 1989. – 423 с.
4. Гусев В. Г., Гусев Ю. М. Электроника: учеб. пособие для приборостроит. спец. вузов. / В. Г. Гусев, Ю. М. Гусев. – [2-е изд., перераб. и доп.] – М. : Высш. шк. 1991. – 622 с.
5. Матвійків М. Д. Елементна база електронних апаратів: підручник / Матвійків М. Д., Когут В. М., Матвійків О. М. – Львів: Видавництво Національного університету «Львівська політехніка», 2007. – 428 с.
6. Индикаторные устройства на жидких кристаллах [под ред. Готры З. Ю.] – М. : Сов. радио, 1980. – 230 с.
7. Коледов Л. А. Технология и конструкции микросхем и микросборок / Коледов Л. А. – М. : Радио и связь, 1989. – 400 с.
8. Москатов Е.А. Справочник по полупроводниковым приборам / Москатов Е. А. – М. : Радио, 2005. – 208 с.
9. Носов Ю. Р. Оптроны и их применение / Ю. Носов, А Сидоров. – М. : Радио и связь, 1981. – 280 с.
10. Приборы с зарядовой связью [под ред. М. Хоувза и Д. М. Моргана]; пер. с англ., М. : Энергоиздат, 1981. – 376 с.
11. Речицкий В. П. Акустоэлектронные радиокомпоненты / Речицкий В. П. – М. : Сов. радио, 1980. – 264 с.
12. Рындин Е. А. Субмикронные интегральные схемы: элементная база и проектирование / Е. А. Рындин, Б. Г. Коноплев. – Таганрог : Изд-во таганрог. гос. радиотехн. ун-та, 2001. – 146 с.
13. Справочник радиолюбителя [под ред. Терещука М. В.]. – М. : Радио и связь, 1989. – 620 с.

Словник термінів

- Анізотропія -- anisotropy
Густина -- density
Дефект -- defect
Діелектрик -- dielectric
Дисперсія -- dispersion
Дрейф електронів -- electrons drift
Домішка -- admixture
Домішкові атоми -- admixture atoms
Дифузія -- diffusion
Електроніка -- electronic
Електрод -- electrode
Електронно-дірковий перехід -- electron-hole junction
Елемент -- element
Енергія -- energy
Інтегральна мікросхема -- integrated circuit
Компонент -- component
Контактна різниця потенціалів -- contact difference of potentials
Концентрація -- concentration
Кристал -- crystal
Кристалічна ґратка -- crystalline grating
Лазер -- laser
Літографія -- lithography
Магнітні матеріали -- magnetic materials
Мезаструктура -- mesostructure
Мікроелектроніка -- microelectronic
Надпровідність -- superconductivity
Напівпровідник -- semiconductor
Напівпровідникова інтегральна схема -- semiconductor integrated circuit
Напруга -- voltage
Підкладка -- substrate
Питома електропровідність -- specific electroconductivity
Питомий опір -- specific resistance
Прилад -- device
Пристрій -- device
Потенціальна енергія -- potential energy
Потенціальна крива -- potential curve
Робота виходу -- electron work function
Рухливість носіїв -- carrier mobility
Сила взаємодії -- strength of the interaction
Спін -- spin
Структура -- structure
Струм -- current
Теплоємність -- heat capacity
Теплопровідність -- heat conductivity
Технологія -- technology
Тонка плівка -- thin film
Транзистор -- transistor
Фотолітографія -- photolithography
Фотон -- photon

Навчальне видання

Філінюк Микола Антонович
Лазарєв Олександр Олександрович
Войцеховська Олена Валеріївна
Фурса Світлана Євгенівна
Пастушенко Олександр Леонідович
Ткачук Яна Сергіївна
Чехмestрук Роман Юрійович

Елементна база електронних апаратів **Частина I**

Фізичні основи електронної техніки

Навчальний посібник

Редактор І. Городенська

Оригінал-макет підготовлено О. Лазарєвим

Підписано до друку 02.11.2015 р.
Формат 29,7×42¼. Папір офсетний.
Гарнітура Times New Roman.
Друк різнографічний. Ум. друк. арк. 6.5.
Наклад 75 пр. Зам. № 2015-117.

Вінницький національний технічний університет,
навчально-методичний відділ ВНТУ,
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, к. 2201.
Тел. (0432) 59-87-36.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.

Віддруковано у Вінницькому національному технічному університеті
в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-87-38.
publish.vntu.edu.ua; email: kivc.vntu@gmail.com.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.



Філінюк Микола Антонович – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри "Проектування комп'ютерної і телекомунікаційної апаратури" Вінницького національного технічного університету, Заслужений діяч науки і техніки України, Академік Академії інженерних наук України. Підготував 4 докторів, 15 кандидатів технічних наук і 15 магістрів. Автор більше 700 наукових та науково-методичних робіт, у тому числі 32 монографій, посібників та навчальних посібників та більше 100 авторських свідоцтв та патентів на винаходи.

Лазарев Олександр Олександрович кандидат технічних наук, доцент кафедри ПКТА. Автор понад 250 наукових та методичних праць. Сфера наукових інтересів: розробка та дослідження електронних пристроїв на базі R-, L-, C- негатронів.



Войцеховська Олена Валеріївна – кандидат технічних наук, доцент кафедри ПКТА Вінницького національного технічного університету. Автор понад 70 наукових і навчально методичних публікацій. Сфера наукових інтересів: розробка та дослідження імітансних інформаційних пристроїв.



Фурса Світлана Євгенівна кандидат технічних наук, доцент кафедри ПКТА. В 2007 році захистила дисертацію кандидата технічних наук на тему "Елементи та пристрої автоматики на основі транзисторних оптонегатронів". На кафедрі працює з 2005р. Автор 30 наукових робіт і 9 патентів України.



Пастушенко Олександр Леонідович – старший викладач кафедри ПКТА. Автор 18 наукових робіт, серед яких два патенти і навчальний посібник, 4 звіти з науководослідних тем. Основні напрями наукової і технічної діяльності: дослідження термооптичних ефектів у рідинно-кристалічних матеріалах під дією лазерного випромінювання.



Ткачук Яна Сергіївна аспірант кафедри ПКТА. Автор понад 40 наукових праць, в тому числі 11 статей у фахових виданнях України, декількох закордонних публікацій, а також понад 10 авторських свідоцтв та патентів на винаходи. Сфера наукових інтересів: радіочастотні давачі на базі динамічних негатронів.



Чехмиструк Роман Юрійович – аспірант кафедри ПКТА, Вінницького національного технічного університету. Автор 7 патентів на корисну модель, 13 статей у фахових виданнях України, апробовано результати наукових досліджень на 15 міжнародних науково-технічних конференціях. Сфера наукових інтересів: Вимірювання параметрів імітансних логічних елементів.

