

О.М. Царенко

Основи фізики напівпровідників і напівпровідникових приладів

*Рекомендовано Міністерством освіти і науки, молоді та спорту України
як навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів*

2012

ББК 22. 33я73
К95
УДК 537 (07)

Царенко О.М. Основи фізики напівпровідників і напівпровідникових приладів:
навчальний посібник . – Кіровоград: РВВ КДПУ ім. В. Винниченка, 2011. – 243 с.

Рецензенти:

Руденко О.П. – д.ф.-м.н., професор (Полтавський національний педагогічний університет імені В.Г. Короленка);

Москвін П.П. – д.ф.-м.н., професор (Житомирський державний технологічний університет);

Жижарєв І.В. – к.ф.-м.н., доцент, (Луганський національний університет імені Тараса Шевченка).

У посібнику викладено програмний матеріал з навчального курсу «Фізика напівпровідників», що читається студентам напряму підготовки 0701 Фізика на освітньо-кваліфікаційному рівні «магістр». Основну увагу в посібнику приділено розкриттю змісту фізичних основ, понять та загальних принципів фізики напівпровідників і квантової електроніки.

Посібник буде корисним студентам освітньо-кваліфікаційного рівня «спеціаліст» цього ж напряму підготовки, аспірантам та викладачам фізичних факультетів.

*Гриф надано Міністерством освіти і науки, молоді та спорту України
(лист №1/11-430 від 13.01.12)*

ISBN 978-966-7406-69-1

© О.М. Царенко, 2012

Зміст

ПЕРЕДМОВА	6
1. Короткий історичний огляд розвитку науки про напівпровідники.....	8
2. Основи зонної теорії	24
2.1. Рівняння Шредінгера для кристала	25
2.1.1. Адіабатне й одноелектронне наближення	26
2.1.2. Наближення сильно зв'язаних електронів	28
2.2. Заповнення енергетичних зон електронами	38
2.3. Класифікація твердих тіл за зонною теорією	40
2.4. Ефективна маса електрона.....	42
2.5. Домішкові рівні у напівпровідниках	46
2.7. Власна і домішкова електропровідність напівпровідників.....	51
Питання для самоперевірки.....	56
Задачі до розділу 2.....	56
Завдання для самостійного опрацювання	58
3. Властивості напівпровідників та їх пояснення з точки зору зонної теорії	59
3.1. Статистика електронів і дірок у напівпровідниках.....	59
3.1.1. Власний напівпровідник.....	59
3.1.2. Домішковий напівпровідник.....	63
3.2. Теорія розсіяння носіїв заряду	69
3.2.1. Розсіяння носіїв на теплових коливаннях атомних решіток	71
3.2.2. Розсіяння носіїв на іонізованих домішках	72
3.2.3. Розсіяння носіїв на нейтральних домішках	72
3.3. Кінетичні явища у напівпровідниках	74
3.3.1. Температурна залежність електропровідності напівпровідників	74
3.3.2. Гальваномагнітні явища у напівпровідниках.....	76
3.4. Оптичні явища у напівпровідниках	80
3.4.1. Захоплення та рекомбінація носіїв заряду.....	83
3.4.2. Час життя носіїв заряду та квантовий вихід.....	85
3.4.3. Залежність фотопровідності від інтенсивності освітлення	88
3.4.4. Спектральна залежність фоточутливості.....	91
Питання для самоперевірки.....	93

Задачі до розділу 3	94
Завдання для самостійного опрацювання	95
4. Основи фізики напівпровідникових приладів	96
4.1. Явища при термоелектронній емісії	96
4.1.1. Струм термоелектронної емісії	96
4.1.2. Термодинамічна робота виходу в напівпровідниках <i>p</i> - і <i>n</i> -типів	100
4.1.3. Ефект поля та зонна діаграма при ефекті поля	102
4.2. Бар'єр Шотткі	105
4.2.1. Контакт метал – напівпровідник	105
4.2.2. Зонна діаграма бар'єру Шотткі при зовнішній напрузі	108
4.2.3. Розподіл електричного поля і потенціалу в бар'єрі Шотткі	109
4.2.4. Вольтамперна характеристика бар'єру Шотткі	111
4.3. <i>p-n</i> -перехід	113
4.3.1. Утворення та зонна діаграма <i>p-n</i> -переходу	113
4.3.2. Розподіл вільних носіїв в <i>p-n</i> -переході	114
4.3.3. Поле і потенціал в <i>p-n</i> -переході	116
4.3.4. Компоненти струму в <i>p-n</i> -переході	120
4.3.5. Вольтамперна характеристика <i>p-n</i> -переходу	123
4.3.6. Ємність <i>p-n</i> -переходу	126
4.4. Гетеропереходи	128
4.5. Практичне застосування електронно-діркових переходів	135
4.5.1. Випрямні діоди на основі <i>p-n</i> -переходу	135
4.5.2. Вплив генерації, рекомбінації й об'ємного опору бази на характеристики реальних діодів	137
4.5.2.1. Вплив генерації нерівноважних носіїв в ОПЗ <i>p-n</i> -переходу на зворотний струм діода	138
4.5.2.2. Вплив рекомбінації нерівноважних носіїв в ОПЗ <i>p-n</i> -переходу на прямий струм діода	140
4.5.2.3. Вплив об'ємного опору бази діода на прямі характеристики	142
4.5.2.4. Вплив температури на характеристики діодів	143
4.5.3. Варикапи	144
4.5.4. Стабілітрони	145
4.5.4.1. Тунельний пробій	146
4.5.4.2. Лавинний пробій в напівпровідниках	150
4.5.5. Тунельний і обернений діоди	151

4.5.6. Транзистори.....	155
4.5.6.1. Основні фізичні процеси в біполярних транзисторах.....	157
4.5.6.2. Польові транзистори.....	166
Питання для самоперевірки.....	173
Задачі до розділу 4.....	174
Завдання для самостійного опрацювання	175
5. Вибрані питання технології напівпровідників	176
5.1. Отримання кристалів з рідкої фази.....	176
5.1.1. Вирощування кристалів з розплаву.....	179
5.1.1.1. Методи нормальної спрямованої кристалізації	180
5.1.1.2. Методи витягування кристалів з розплаву.....	184
5.1.1.3. Вирощування кристалів методами зонної плавки.....	191
5.1.2. Вирощування монокристалів з розчину	195
5.2. Вирощування кристалів з газової фази	201
5.3. Поняття про нанотехнології	210
5.3.1. Молекулярно-променева епітаксія.....	212
5.3.2. Осадження плівок з металоорганічних сполук	218
5.3.3. Деякі особливості фізики наноструктур	221
5.3.4. Практичне застосування наддроток і квантових точок	224
Питання для самоперевірки.....	230
Завдання для самостійного опрацювання	230
Рекомендована література	232
Предметний показчик.....	235
ДОДАТКИ	237

ПЕРЕДМОВА

Фізика напівпровідників і напівпровідникових приладів є обов'язковим навчальним курсом, що викладається студентам освітньо-кваліфікаційного рівня магістр напряму підготовки 0701 Фізика та базується на знаннях, одержаних у курсах „Загальна фізика”, „Теоретична фізика” та „Фізика твердого тіла”.

У даному курсі розглядаються основи зонної теорії напівпровідників і теорії коливань ґрат, статистика електронів і дірок, механізми розсіяння носіїв заряду, генерація та рекомбінація носіїв заряду, дифузія й дрейф нерівноважних носіїв заряду, контактні та поверхневі явища у напівпровідниках, їх оптичні й фотоелектричні властивості, оглядово розглядаються методи одержання напівпровідникових матеріалів.

Необхідність запровадження такого курсу для студентів випускних курсів напряму підготовки 0701 Фізика обумовлена необхідністю належної теоретичної підготовки до виконання ними традиційного для старших курсів фізико-математичних факультетів спецфізпрактикуму. Навчальна дисципліна «Фізика напівпровідників та напівпровідникових приладів», згідно навчального плану зазначеного напряму підготовки, розрахована на 108 академічних годин, із яких: 20 годин – лекцій, 16 годин – практичних занять та 72 години – самостійна робота студентів.

При написанні посібника автор вважав, що разом з достатнім теоретичним рівнем викладення матеріалу слід приділити значну увагу фізичній інтерпретації явищ і результатів експериментальних досліджень конкретних напівпровідникових матеріалів. При цьому окрім розгляду фундаментальних проблем фізики та технології напівпровідників проведено обговорення ряду явищ прикладного характеру, що мають велике значення для розуміння процесів, що відбуваються в напівпровідникових приладах. Цими положеннями і визначався відбір матеріалу для даного посібника, написаного на основі курсу лекцій з фізики напівпровідників,

що читається автором для студентів спеціальності 8.010103 ПМСО. Фізика.

Автор даної книги зробив спробу систематизувати значний обсяг матеріалу, що міститься в наукових роботах з фізики твердого тіла та фізики й технології напівпровідників і викласти його у доступній для студентів формі. Багаторічний педагогічний досвід автора показує, що переваженість матеріалу складними математичними викладками негативно позначається на міцному засвоєнні студентами фізичної сторони явищ. Зовсім не ратуючи за зайву спрощеність при вивченні навчального матеріалу, автор все-таки прагнув уникнути складних математичних викладок.

У пропонованому посібнику до кожного розділу внесено задачі та вправи, які дозволять студентам практично закріпити знання, одержані ними при вивченні теоретичного матеріалу. В кінці кожного розділу подано контрольні запитання, які дозволять самостійно перевірити свої знання, а при потребі – звернутись до додаткової літератури, список якої приведено в кінці посібника.

Щиру вдячність автор висловлює рецензентам – професорам, д.ф.-м.н. Руденку Олександрю Пантелеймоновичу, Москвіну Павлу Петровичу та доценту, к.ф.-м.н. Жихареву Ігорю Висильовичу, завдяки яким вдалося значно покращити структуру та зміст даного посібника, ліквідувати деякі прогалини.

Усі зауваження та побажання читачів, які можуть покращити дане видання будуть прийняті з вдячністю автором за адресою:

25006, м. Кіровоград, вул. Шевченка, 1, педуніверситет, кафедра фізики та методики її викладання,

або на e-mail: olegtsarenko@yandex.ua

Автор.

1. Короткий історичний огляд розвитку науки про напівпровідники

Фізика напівпровідників є основою твердотільної та мікроелектроніки. Вона вивчає процеси, явища та ефекти, що протікають в напівпровідниках і основні принципи роботи напівпровідникових приладів.

Історія вивчення властивостей речовин, які нині відносять до класу напівпровідників, налічує більше ста років. Тільки на сучасному етапі розвитку науки про напівпровідники можна повною мірою оцінити величезні труднощі, що стояли на шляху багатьох ранніх досліджень. Перш за все – чистота матеріалів, доступних у той час, була надзвичайно низькою. Зараз добре відомо, що для отримання надійних результатів при вивченні властивостей напівпровідників необхідно використовувати зразки надзвичайно чистої речовини. Однак, не дивлячись ні на що, напівпровідники все ж були чітко виділені в самостійний клас речовин і вдалося визначити їх головні відмітні особливості задовго до того, як виникла теорія, що пояснює ці властивості. Недивно, що в таких умовах допускалися і помилки. Деякі речовини, зараховані у той час до розряду напівпровідників, виявилися металами, інші елементи, що вважалися раніше металами, в чистому вигляді виявилися типовими напівпровідниками.

Відкриття напівпровідників. 1821 року англійський хімік Хемрі Деві встановив, що електропровідність металів зменшується при збільшенні температури. Досліджуючи електропровідність різноманітних матеріалів, його учень Майкл Фарадей у 1833 році виявив, що у сірнистого срібла електропровідність зі збільшенням те-

мператури зростає. Отже, першою характерною ознакою напівпровідників є негативний температурний коефіцієнт опору – на відміну від металів опір напівпровідників, як правило, падає з ростом температури. Нині добре відома обмеженість цього критерію: в певному температурному інтервалі опір напівпровідника може збільшуватися зі зростанням температури, особливо за наявності в ньому достатньої кількості домішок. Проте, при подальшому підвищенні температури завжди можна досягти такої точки, вище за яку опір із ростом температури швидко падає. З іншого боку, деякі металеві плівки, а іноді навіть полікристалічні зразки металів виявляють негативний температурний коефіцієнт електроопору. Тепер відомо, що ці ефекти пов'язані з наявністю оксидних плівок або існуванням тріщин між окремими кристалами, але свого часу вони привели до того, що метали титан і цирконій були віднесені до напівпровідників.

Строгий критерій для розпізнавання напівпровідників вдалося встановити лише після того, як квантова теорія твердого тіла дала пояснення фізичним причинам різних властивостей, спостережуваних дослідно. За винятком ділянки температур поблизу точки плавлення, опір напівпровідників – значно більший опору металевих провідників струму і одночасно значно менше опору діелектриків. Межі зміни опору в твердих тілах дуже величезні. Так, високопровідний металевий провідник має при кімнатній температурі питомий опір близько 10^{-6} Ом·см, тоді як опір напівпровідників при кімнатній температурі знаходиться, як правило, в межах від 10^{-3} до 10^6 Ом·см. Крім того, є велика кількість речовин, що мають приблизно такі ж значення опору, але не є напівпровідниками, в сучасному розумінні цього слова. З іншого боку, якісні діелектрики мають опір близько

10^{12} Ом·см.

За наступні сорок років після появи робіт Фарадея, було лише з'ясовано, що деякі речовини, наприклад телур, мають виключно великі значення термо-е.р.с. Два важливі відкриття були зроблені також у 1873 і 1874 роках: Браун [22], досліджуючи сірчистий свинець і пірит, виявив явище випрямлення змінного струму, а Сміт спостерігав фотопровідність в селені. Незабаром і в інших речовинах були виявлені деякі з цих властивостей. У більшості випадків цими речовинами були сульфіді і оксиди металів, а також кремній.

Роботи, що послідували за цим, дозволили виділити цілий клас речовин, що мають вказані властивості, – клас напівпровідників. На той час вдалося встановити наступні основні властивості напівпровідникових речовин :

- а) негативний температурний коефіцієнт опору;
- б) значення питомого опору в межах від 10^{-3} до 10^6 Ом·см;
- в) як правило, великі значення термо-е.р.с. (як позитивні, так і негативні) відносно даного металу;
- г) ефект випрямлення змінного струму або, принаймні, неомічна поведінка в контактах;
- д) чутливість до світла (поява фото-е.р.с., або зміна опору при освітленні).

Важливою подією стало відкриття 1879 року ефекту Холла [15], тобто виникнення поперечної е.р.с. при проходженні електричного струму через провідник, поміщений в магнітне поле. Хоча на той час електрон ще не був відкритий і тому не могла виникнути думка про концентрацію носіїв заряду, цей ефект виявився згодом тим ключем, який дозволив розкрити суть процесу провідності в

напівпровідниках і провести межу між напівпровідниками й іншими типами речовин. Це обумовлено тим, що вимірювання е.р.с. Холла дає можливість безпосередньо визначити концентрацію та знак носіїв заряду. Ці вимірювання дозволяють також легко відокремити випадок іонної провідності від випадку електронної провідності, – що є дуже важливим розмежуванням, оскільки електропровідність у разі іонної провідності також швидко зростає зі збільшенням температури. До використання ефекту Холла наявність або відсутність іонної складової електричного струму встановлювалася залежно від того, чи є при цьому електролітичне перенесення речовини, чи воно відсутнє.

Два чинники обумовлюють величину електропровідності речовини: концентрація наявних носіїв заряду і легкість, з якою вони рухаються кристалом під дією прикладеного електричного поля (рухливість носіїв заряду). Величина рухливості, як правило, убуває з ростом температури, особливо при високих температурах. Цим пояснюється падіння електропровідності металів із ростом температури. Дійсно, як показують вимірювання ефекту Холла на зразках металеві фольги, кількість носіїв заряду в цьому випадку не залежить від температури. У разі ж напівпровідника кількість носіїв швидко збільшується зі зростанням температури, особливо в діапазоні високих температур, призводячи до швидкого падіння опору. У цьому й полягає основна відмінність металу від чистого напівпровідника. Отже, метал – це провідник з практично постійною кількістю носіїв заряду, чистий напівпровідник – провідник, в якому кількість носіїв заряду швидко збільшується з ростом температури.

Першим, хто для вивчення напівпровідників систематично ви-

користовував ефект Холла, був, мабуть, Бедкер, що дослідив сполуку *CuI*. Детальні дослідження великої кількості речовин виконані Кенігсбергером, який скористався для цієї мети як ефектом Холла, так й іншими явищами, згаданими вище. Було виявлено, що концентрація носіїв заряду в напівпровідниках набагато менше, ніж в металах, але рухливість їх в напівпровідниках зазвичай дещо більше. Одним з важливих результатів цих робіт було встановлення напівпровідникового характеру кремнію, селену і телура. Значно пізніше до цього класу речовин був доданий германій [3].

Дуже цікаве спостереження було зроблене відносно знаку носіїв заряду. В деяких випадках результати дослідів вказували на негативний знак носіїв, як і слід було чекати для випадку електронів, але нерідко він виявлявся і позитивним. Більше того, при зростанні температури знак носіїв заряду в одній і тій же речовині іноді змінювався з позитивного на негативний. Позитивні значення коефіцієнта Холла (тобто позитивний знак носіїв заряду) були виявлені також у деяких металів. Усе це привело свого часу до значних утруднень в області теорії, які були ліквідовані лише з появою квантової механіки.

Дослідження напівпровідників у ХХ ст. Велика робота з дослідження безлічі речовин, віднесених до розряду напівпровідників, була виконана у період 1910–1930 років. Проте, при цьому не було досягнуто скільки-небудь значних, фундаментальних результатів. До 1930 року інтерес до цих речовин сильно зріс, в основному завдяки застосуванню напівпровідників у техніці. Для їх вивчення, як правило, використовувалися ефект Холла, електропровідність і термо-е.р.с. та було показано, що знак ефекту Холла при низьких темпера-

турах майже завжди співпадає зі знаком термо-е.р.с. Досліджуючи хімічні властивості ряду напівпровідникових сполук, Вагнер [36] виявив, що існують два відмінних один від одного типу напівпровідників – "надлишкові" і "дефектні". Йшлося в основному про оксиди та сульфідні металів, причому "дефектними" були зразки, що містять меншу кількість металу в порівнянні зі стехіометричним складом (наприклад, окислені зразки у разі оксидних сполук). У таких зразках знак термо-е.р.с. і ефекту Холла при низьких температурах був позитивним. "Надлишковими" напівпровідниками називали такі зразки, що мають деякий надлишок металу. Як правило, знак ефекту Холла в цьому випадку був негативним на усій ділянці температур. Іноді в "дефектних" зразках знак ефекту Холла при високих температурах ставав негативним. Нині "надлишкові" і "дефектні" напівпровідники називають зазвичай напівпровідниками *n*-типу (від *negative*) і *p*-типу (від *positive*) відповідно. В результаті цих робіт було з'ясовано вирішальний вплив незначних відхилень від стехіометричного складу напівпровідникових сполук на їх електричні властивості.

Ненадійність багатьох результатів, отриманих в ранніх роботах з дослідження напівпровідників, пов'язана з тим, що у той час ще не вміли виділяти ефекти, що відбуваються в об'ємі досліджуваного зразка, від явищ, пов'язаних з властивостями його поверхні або межі розділу речовин різної природи. Широке використання зразків зі спресованих порошків збільшив вплив поверхневих ефектів. Раніше вважалося, що негативний температурний коефіцієнт електроопору завжди є об'ємною характеристикою; зараз добре відомо, що це зовсім не так. Явище випрямлення змінного струму із самого почат-

ку було абсолютно правильно віднесене до поверхневих явищ, проте багато непорозумінь викликали фотогальванічний ефект і фотопровідність.

Невелику кількість напівпровідників вдалося досліджувати на зразках, виготовлених із природних кристалів, наприклад сірчистий свинець (галеніт), проте міра чистоти таких зразків була відома недостатньо точно. Нову фазу в дослідженні цього класу речовин відкрила можливість вирощувати штучні монокристали деяких напівпровідників. Дослідження монокристалів дозволило не лише виокремити об'ємні властивості від поверхневих, але і значно детальніше вивчити поверхню напівпровідників, а також перехідну область між двома різними напівпровідниками або між напівпровідником і металом. Ці дослідження переконливо показали, скільки помилкових результатів можна отримати, якщо не брати до уваги властивості поверхні напівпровідників, наприклад, при вивченні полікристалічних зразків.

Пізніше дослідження аморфних напівпровідників привело до повнішого розуміння таких властивостей, як висока рухливість носіїв, яка вирішальним чином залежать від якості кристалів й інших, фундаментальніших властивостей, які не залежать від далекого порядку.

Початок нанотехнологій. «Революцією ХХ століття» назвав відомий Нобелівський лауреат Жорес Алфьоров зародження та розвиток нанотехнологій. Для поняття нанотехнологія, мабуть, не існує вичерпного визначення, але аналогічно існуючим нині мікротехнологіями можна сказати, що нанотехнології – це технології, що оперують величинами близько нанометра. Тому перехід від "мікро"

до "нано" – це якісний перехід від маніпуляції речовиною до маніпуляції окремими атомами і молекулами для побудови структур із наперед заданими властивостями [40].

Коли йдеться про розвиток нанотехнологій, маються на увазі три напрями:

- виготовлення електронних схем (у тому числі й об'ємних) з активними елементами, розмірами порівнянними з розмірами молекул і атомів;
- розробка та виготовлення наномашин;
- маніпуляція окремими атомами та молекулами і збірка з них макрооб'єктів. [38].

Особливі надії на нанотехнології покладають фахівці у галузі електроніки та інформаційних технологій. У 1965 році можна було вмістити на одному чипі лише 30 транзисторів, а у 1971 році – 2 000. Нині один чіп містить близько 40 млн. транзисторів величиною 130–180 нанометрів, і з'явилися повідомлення, що вдалося створити транзистор розміром 90 нанометрів. Цей процес зробив складну електронну і комп'ютерну техніку доступною для більшості споживачів: у 1968 році один транзистор коштував у США \$1, нині за ці гроші можна придбати 50 млн. транзисторів [41].

У 1965 році Гордон Мур, фахівець у сфері фізичної хімії, зробив знамените передбачення, яке було названо "закон Мура". Закон Мура проголошує, що число транзисторів на чипі буде подвоюватися кожні 18 місяців. Протягом декількох десятиріч цей прогноз доводив свою точність. Нині виробники комп'ютерних чипів зіштовхнулись із складностями мініатюризації: щоб підтверджувати закон Мура, потрібно, щоб транзистор був не більшим 9 нанометрів.

За прогнозом Міжнародного Консорціуму Напівпровідникових Компаній, цей рівень розвитку технології буде досягнуте до 2016 року [39].

Застосування напівпровідників. Першим важливим технічним застосуванням напівпровідників було виготовлення випрямлячів змінного струму низької частоти. Такі випрямлячі на основі селену були виготовлені Фріттсом [20] ще 1886 року, хоча широке застосування в електротехніці та електроніці вони отримали значно пізніше. Так, 1904 року роботами О. Попова доведено [25], що напівпровідники можуть бути прекрасними детекторами високочастотних струмів. Протягом декількох наступних років з цією метою були випробувані ряд різноманітних речовин. Відкриття того факту, що контакт тонкого металевого вістря з кристалом напівпровідникової речовини утворює чудовий випрямляч високочастотних струмів, дозволило значно збільшити чутливість радіоприймачів. Такого роду пристрої (детекторні радіоприймачі) набули значного поширення на зорі сучасної радіотехніки. Для цієї мети переважно використовувалися кремній і сірчистий свинець – останній у вигляді природних кристалів галеніту. Цікава суперечка виникла з приводу природи (електричної або теплової) механізму, що лежить в основі ефекту випрямлення. Ця суперечка була вирішена в ґрунтовній роботі Пірсу [31], який переконливо довів, що явище випрямлення змінного струму має електричну природу.

Наступний період у розвитку напівпровідникової техніки почався приблизно з 1920 р. і був пов'язаний з розвитком промислових типів "сухих" випрямлячів і фотоелементів. Основним внеском у напівпровідникову техніку цього періоду стало створення Гронда-

лем у 1926 році технічного міднозакисного випрямляча змінного струму, а також міднозакисного і селенового фотоелементів [31].

У цей же період велику роботу в області дослідження властивостей точкових кристалічних детекторів проводив співробітник Нижегородської радіотехнічної лабораторії О. Лосєв. Ним були виявлені спадаючі ділянки вольтамперної характеристики деяких типів детекторів (1922 р.). Прилади, що мали від'ємний опір, використовувалися для внесення негативного згасання до коливальних контурів. Таким чином вдавалося здійснювати підсилення і генерування коливань. Генеруючі кристали використовувалися як малопотужні передавачі та гетеродини [34].

Лосєвим був також відкритий ефект свічення запірних шарів при проходженні через них струму. Групою учених під керівництвом академіка А. Йоффе в 30-х роках було розпочате широке і систематичне дослідження властивостей напівпровідників. У зв'язку з розвитком техніки твердих випрямлячів і особливо у зв'язку з розвитком радіолокації, де кристалічні детектори мали ряд переваг порівнянно з вакуумною лампою, в ці роки знову зростає інтерес до напівпровідників. Активним дослідженням піддавалися також процеси, пов'язані з виникненням термо-е.р.с..

Було виявлено, що випрямлячі, виготовлені, з напівпровідників з додатнім коефіцієнтом Холла (селен, закис міді), мають напрям пропускання струму від напівпровідника до металу, тоді як випрямлячі на напівпровідниках з від'ємним коефіцієнтом Холла мають протилежний напрям пропускання (від металу до напівпровідника).

Я. Френкель у своїх роботах виклав теорію збудження в напівпровіднику парних зарядів, тобто електронів і дірок, та дав пояс-

нення фотомагнітоелектричного ефекту, відкритому уперше І. Кікоїним і М. Носковим у 1934 році [11]. Роботи, присвячені дослідженню природи провідності i , зокрема, різного роду домішок в напівпровідниках, були проведені вітчизняними вченими Б. Курчатовим, В. Жузе, В. Гохбергом і М. Соминським, які показали, що величина i і тип провідності визначаються концентрацією i природою домішок.

Б. Давидовим і Д. Блохінцевим була розроблена теорія випрямлення на межі контакту двох шарів напівпровідника одностипної (за знаком) провідності, але з різними величинами питомої електропровідності.

1937 року на підставі теоретичних обґрунтувань, зроблених А. Йоффе і Б. Давидовим була розроблена теорія випрямлення на межі двох напівпровідників різного типу провідності: електронної та діркової. Вони припустили, що тонкий шар закису міді в безпосередній близькості від мідного контакту має електронну провідність, тоді як в іншому об'ємі закис міді є дірковим напівпровідником. У цій моделі випрямлення має місце в об'ємі напівпровідника, а метал забезпечує тільки омичні не випрямляючі контакти з електронною та дірковою областями напівпровідника.

При розробці теорії випрямлення Б. Давидов встановив важливу роль неосновних носіїв (дірок в електронному напівпровіднику і електронів в дірковому напівпровіднику). Він так само підкреслював важливу роль неосновних носіїв в утворенні фото-е.р.с. в напівпровідниках. Проте, ці роботи не привернули тоді великої уваги дослідників, і роллю неосновних носіїв продовжували нехтувати. Тільки пізніші роботи показали справедливість припущень, вислов-

лених Б. Давидовим.

В. Лашкар'ювим і його співробітниками (1940 р.) дослідним шляхом було підтверджено наявність шарів різного типу провідності з обох сторін від запірного шару. В той же час В. Лашкар'ювим була запропонована інтерпретація запірного шару як деякого проміжного шару між об'ємами електронного та діркового напівпровідників, в якому концентрації донорів і акцепторів приблизно рівні.

Велика робота у вивченні процесів випрямлення виконана Шоткі, Моттом і Шоклі. Однак, не дивлячись на те, що усі розроблені теорії випрямлення й інших явищ, що відбуваються в запірних шарах, давали в більшості випадків швидше якісне пояснення процесів, а розрахунки, проведені на базі цих теорій, заснованих на контактній різниці потенціалів, для металевих контактів великої площі (на закисі міді, селені) давали розбіжність на декілька порядків.

Для точкових контактів з кремнієм і германієм величина роботи виходу електронів з металу взагалі майже не мала значення. Передбачалося також, що контакти між однаковими дірковими або електронними напівпровідниками мають бути омічними.

Досліди Бенцера, проведені 1946 року, спростували цю точку зору: контакт двох об'ємних зразків, виготовлених з однакового напівпровідника, давав характеристики, відповідні подвійному запірному шару. Очікуваної контактної різниці потенціалів між електронним і дірковим кремнієм не було виявлено. Американський учений Д. Бардін показав (1947 р.), що усі ці незрозумілі на перший погляд результати можуть бути пояснені, якщо припустити, що на поверхні напівпровідника є спеціальні поверхневі стани. Можливість існування таких станів, які призводять до появи запірного

шару на поверхні напівпровідника навіть за відсутності контакту з металом, передбачалася І. Таммом ще 1932 року. Проте, у той час важлива роль поверхневих станів не враховувалася.

Схожість вольтамперних характеристик запірних шарів з відповідними характеристиками вакуумних діодів неодноразово наводила учених на думку, що можливе створення трьохелектродного підсилювального напівпровідникового приладу. Однак, введення додаткового управляючого електроду в область об'ємного заряду завтовшки порядку 10^{-4} см (за уявленнями того часу) здавалися нереальним.

Перший досвід управління струмом, що протікає через кристал, мали німецькі вчені Р. Хільш і Р. Полемо (1938 р.) на лужно-галоїдних кристалах, область об'ємного заряду в яких може мати товщину близько сантиметра. Однак, ці перші дослідження не привернули серйозної уваги з двох причин. По-перше, підсилювальний прилад Хільша і Поля не мав практичного значення. Щоб створити помітну електронну провідність, необхідну для нормальної роботи приладу, кристал нагрівали до досить високої температури (близько 600°C). Крім того, мала швидкість руху носіїв заряду в іонному кристалі та великі відстані між електродами приводили до обмеження області можливих робочих частот до одиниць герц. Крутість характеристик такого приладу була порядку долей міліампера на вольт. По-друге, вакуумна лампа в той період задовольняла усім основним вимогам, що пред'являються до неї, і питання про заміну радіолампи не піднімалося.

Бурхливий розвиток радіоелектроніки і техніки, особливо радіолокації в період другої світової війни, дав новий поштовх до-

слідженням в області напівпровідникових матеріалів і напівпровідникових приладів. Основні результати описаних вище досліджень створили передумови для винаходу напівпровідникового підсилювального приладу.

Поява в той же період складних багатолампових схем електронних лічильних машин і розвиток авіаційної радіотехніки також привели до необхідності розробки малогабаритного надійного електронного устаткування. Стало зрозумілим, що вирішення цілого ряду серйозних завдань за допомогою радіоламп виявляється або надто складним, або взагалі практично неможливим. Розвиток техніки поставив учених перед необхідністю створення надійного малогабаритного і малоенергоємкого приладу, здатного замінити лампу.



Рис. 1.1. Перший транзистор, створений групою спеціалістів Bell Labs, 1947 г. (фото з сайту www.wikipedia.org).

Дослідження проводилися в різних напрямках і завершилися в 1948 році створенням Бардіним і Браттейном точкового германієвого тріода [34]. Навіть перші зразки цих далеко не досконалих напівпровідникових підсилювальних приладів мали ряд істотних переваг у порівнянні з радіолампами. До подальших

розробок і досліджень в цьому напрямі була залучена велика кількість фахівців з галузі радіофізики та радіотехніки. Напівпровідни-

кова техніка почала швидко розвиватися. Вже до кінця 1952 року були розроблені основні типи відомих нині підсилювальних напівпровідникових приладів – транзисторів: точковий і площинний тріоди, площинний високочастотний тетрод, каналний тріод. У основі принципу роботи усіх цих приладів лежало використання електронно-діркового *p-n*-переходу.

Одним з перших методів отримання *p-n*-переходу в монокристалічному напівпровіднику був метод вирощування. Були також запропоновані та набули поширення такі методи, як сплавлення (1950-1952 р.р.), і дифузійні методи (1951-1954 р.р.). 1952 року Пфанн запропонував метод зонного очищення германію і кремнію, а уже 1954 року були отримані кристали германію і кремнію зі вмістом домішок близько 10^{12} см^{-3} , тобто приблизно 1 атом домішки на 10^{10} атомів основної речовини. Оскільки встановили, що властивості приладів значною мірою визначаються властивостями матеріалу, почали проводити широкі дослідження властивостей напівпровідників, внаслідок чого були визначені їх основні параметри: концентрація і тип домішок, рухливість вільних носіїв заряду (електронів і дірок) та час життя неосновних носіїв заряду. Оскільки концентрації домішок в напівпровідниках, зазвичай, складають незначні частки відсотка, то звичайні методи аналізу ступеня очищення не можуть дати ніяких результатів. Тому було витрачено багато часу на розробку методів дослідження напівпровідникових матеріалів.

Оскільки електронно-дірковий перехід є основним елементом майже в кожному напівпровідниковому приладі, важливого значення набула і теорія *p-n*-переходу, яка уперше була розроблена Шоклі в 1949 році та надалі розвивалася і поглиблювалася різними ученими

в різних країнах.

Наступним ступенем розвитку транзистора стало створення інтегральної схеми, в якій безліч транзисторів і пов'язаних з ними елементів, таких, як резистори, конденсатори тощо, виготовляються методом контрольованої дифузії домішок в єдиній кремнієвій матриці невеликого розміру. Ці прилади вже через два десятиліття зробили новий переворот в електронній техніці та уможливили появу таких надзвичайно складних систем, як сучасні електронні цифрові обчислювальні машини.

Слід особливо згадати одне застосування напівпровідників, засноване на їх оптичних властивостях. Це твердотілі лазери – джерела випромінювання з малою шириною спектру, що привело до нових досягнень в області спектроскопії. Сьогодні напівпровідниковий лазер відіграє важливу роль в лініях оптичного зв'язку, оскільки він легко піддається модуляції і його можна зістиковувати з оптичним світловодом. Менш складний, але споріднений йому прилад, світловий діод, знаходить широке застосування при розробці дисплеїв для калькуляторів, комп'ютерів й сигнальних систем; він також може зіграти ключову роль в техніці оптичного зв'язку.

2. Основи зонної теорії

Найбільш стійка структура матерії при температурі абсолютного нуля реалізується у вигляді періодичного розташування атомів в кристалічній структурі. Кристалічна структура характеризується періодичним повторенням елементів структури (атомів, молекул чи йонів) – при цьому виникаюча конфігурація називається *кристалічною решіткою (гратами)*, базисом якої є *елементарна комірка*. Термін «моноатомні ґрати» використовуються для опису ґрат, що виникають у тому випадку, коли для їх заповнення потрібний базис, що містить єдиний тип атомів. Найбільш типовим типом структури ґрат для кристалів елементарних напівпровідників (*Si, Ge, C*) є структура алмазу (рис.1.1,*a*). У разі бінарних напівпровідників, таких як *GaAs*, найбільш типовою є *структура цинкової обманки*

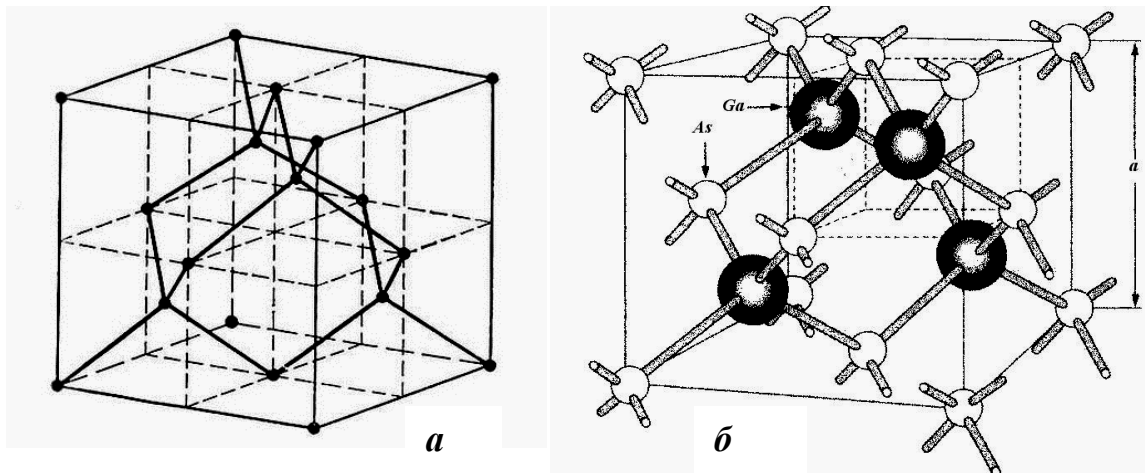


Рис. 2.1. Елементарні комірки алмазу (*a*) та цинкової обманки (*б*).

(рис.1.1,*б*).

Для встановлення властивостей будь-якого кристала необхідно знати характер взаємодії всіх його структурних елементів: атомів, іонів, молекул, атомних ядер, електронів. Зрозуміло, що точно описати таку взаємодію надзвичайно складно. Пам'ятаючи, що для вивчення фізичних властивостей кристалів насамперед треба мати ві-

домості про стан валентних електронів у кристалі, слід розуміти, що це значно спрощує дану задачу, хоча й не дає можливості розв'язати її точно. Це так звана багатоелектронна задача, яку зводять до задачі про рух одного електрона у періодичному полі – усередненому і узгодженому полі всіх ядер та електронів.

2.1. Рівняння Шредінгера для кристала

Будь-яке тверде тіло є сукупністю великої кількості атомних ядер й електронів. Для визначення стаціонарних станів і енергетичного спектра такої системи частинок потрібно розв'язати *рівняння Шредінгера* для кристала:

$$\hat{I} \psi = E \psi, \quad (2.1)$$

де \hat{I} – гамільтоніан кристалу, ψ – його власна хвильова функція, E – його власне значення, або енергія кристалу. Хвильова функція кристалу залежить від координат усіх частинок ($\psi(r_1, r_2, \dots, R_1, R_2, \dots)$), де r_i – координати електронів, R_i – координати ядер.

Оператор Гамільтона (гамільтоліан) об'єднує в собі усі види енергій, а саме:

1) кінетичну енергію електронів – $T_k = \frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \Delta_i^2$, де

$$\Delta_i^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \text{ – оператор Лапласа для } i\text{-го електрона);}$$

2) кінетичну енергію ядер – $T_k = \frac{\hbar^2}{2M} \sum_j \Delta_j^2$, де Δ_j^2 – оператор

Лапласа для j -го ядра;

3) потенціальну енергію попарної взаємодії електронів між со-

бою –
$$U = \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{ij}};$$

4) потенціальну енергію попарної взаємодії ядер між собою $U_{я}(R_1, R_2, \dots, R_N)$;

5) потенціальну енергію взаємодії електронів з ядрами – $U_{ея}(r_1, r_2, \dots, r_i, R_1, R_2, \dots, R_N)$;

Отже, гамільтоліан у рівнянні (2.1) визначається сумою значень усіх зазначених видів енергії:

$$\hat{H} = T_e + T_y + U_e + U_y + U_{ey} \quad (2.2)$$

Розв'язуючи рівняння (2.1), можна було б отримати всі необхідні відомості про кристал: можливі значення енергії, конфігурацію ядер, просторовий розподіл електронів та інші. Але, оскільки дане рівняння містить кількість змінних не меншу, ніж кількість атомів у кристалі, то таку задачу для багатьох тіл поки математично розв'язати не вдається. Шляхом наближень вона може бути зведена до більш простішого вигляду.

2.1.1. Адіабатне й одноелектронне наближення

Перше спрощення рівняння (2.1) полягає в тому, що маса ядер значно більша маси електронів, унаслідок чого швидкість їх руху значно менша швидкості електронів. Оскільки за час, необхідний для зміни стану електронів, стан ядер залишається практично незмінним, то кристал можна розглядати як систему, що складається з двох незалежних підсистем — швидких електронів і ядер, що практично нерухомі. Таким чином, задачу про систему ядер та електронів можна звести до більш простої – про стан лише електронів в заданій решітці, утвореній ядрами. Таке наближення називають *адіабатним* або *наближенням Борна-Оппенгеймера*.

Припустимо, що ядра нерухомі. Для цього випадку кінетична енергія ядер набуває нульового значення, а енергія їх взаємодії приймає постійне значення. Вибором початку відліку значення цієї енергії можна обернути в нуль, а рівняння (2.1) спростити і записати у вигляді

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \sum_i \Delta_i^2 + \frac{1}{2} \sum_i \sum_j \frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{ij}} + U_{es}(r_1, r_2, \dots, r_i, R_1, R_2, \dots, R_j) \right] \psi = E\psi. \quad (2.3)$$

Оскільки стан внутрішніх атомних електронів мало змінюється в кристалічній решітці, то можна обмежитися розглядом тільки валентних електронів, а під R_1, R_2, \dots мати на увазі координати не ядер, а атомних залишків. При цьому рівняння (2.3) записують тільки для валентних електронів, рухомих в потенціальному полі фіксованих атомних залишків.

Не дивлячись на проведені спрощення, рівняння (2.3) не може бути розв'язане в загальному вигляді, оскільки як і раніше маємо справу з багатоелектронною задачею. Щоб звести багатоелектронну задачу до одноелектронного наближення, роблять наступне спрощення: енергію попарної взаємодії електронів замінюють енергією взаємодії кожного електрона з усередненим полем всієї решітки електронів. Це поле отримало назву самоузгодженого, оскільки воно не тільки визначає рух даного електрона, але й саме залежить від його руху. Введення самоузгодженого поля дозволяє розглядати електрони кристала як систему не взаємодіючих частинок і в правій частині рівняння (2.3) другий доданок можна замінити на $\sum_i U_{ie}(r_i)$ – потенціальну енергію i -го електрона у полі решітки електронів, а третій доданок – на $U_{ia}(r_i)$ – потенціальну енергію i -го електрона в полі усіх

ядер.

Після такої заміни рівняння (2.3) розпадається на суму n однакових для всіх електронів індивідуальних одноелектронних рівнянь вигляду

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2 + U_e(r) + U_y(r) \right] \psi(r) = E\psi(r), \quad (2.4)$$

де $\psi(r)$ – хвильова функція електрона в кристалі.

Позначивши потенціальну енергію електрона в кристалі функцією $U(r) = U_e(r) + U_y(r)$, останнє рівняння можна ще спростити:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2 + U(r) \right] \psi(r) = E\psi(r) \quad (2.5.)$$

Не дивлячись на значне спрощення, яке досягається введенням самоузгодженого поля, точний розв'язок рівняння (2.5) має математичні труднощі. Для визначення характеру енергетичного спектра електронів в кристалі розроблені наближені методи розв'язування рівняння (2.5): наближення майже вільних електронів, наближення сильно зв'язаних електронів та інші.

2.1.2. Наближення сильно зв'язаних електронів

В основі цього наближення лежить припущення, що енергія зв'язку електрона з атомами твердого тіла значно більша їх кінетичної енергії переміщення в кристалічній решітці. Для якісного уявлення про походження енергетичних рівнів електронів в твердих тілах розглянемо уявний процес утворення кристала шляхом зближення атомів, енергетичні рівні яких відомі.

Нехай спочатку є N ізольованих однакових атомів якої-небудь речовини. Кожен електрон будь-якого атома володіє одним з дозво-

лених значень енергії, тобто займає один з дозволених енергетичних рівнів. Електрони підкоряються принципу заборони Паулі так, що на кожному енергетичному рівні може перебувати не більше двох електронів з протилежними спінами. Уявлятимемо утворення кристала шляхом послідовного приєднання атомів до довільно вибраного атома.

Розглянемо, що відбувається з кожним із двох довільно вибраних енергетичних рівнів, наприклад p і s 1-го атома (рис. 2.1) при наближенні до нього 2-го атома. Коли атоми зближуватимуться настільки, що 1-й атом опиниться під дією помітних електричних і магнітних полів 2-го атома, то кожен енергетичний рівень (p і s) 1-го атома розділиться на два нові рівні (*ефект Штарка*). На енергетичній діаграмі один з нових енергетичних рівнів розташується вище, інший – нижче за початковий рівень енергії. З якісного боку розділення початкового атомного рівня на два рівні можна пояснити тим, що в системі з двох атомів змінився характер силових взаємодій між

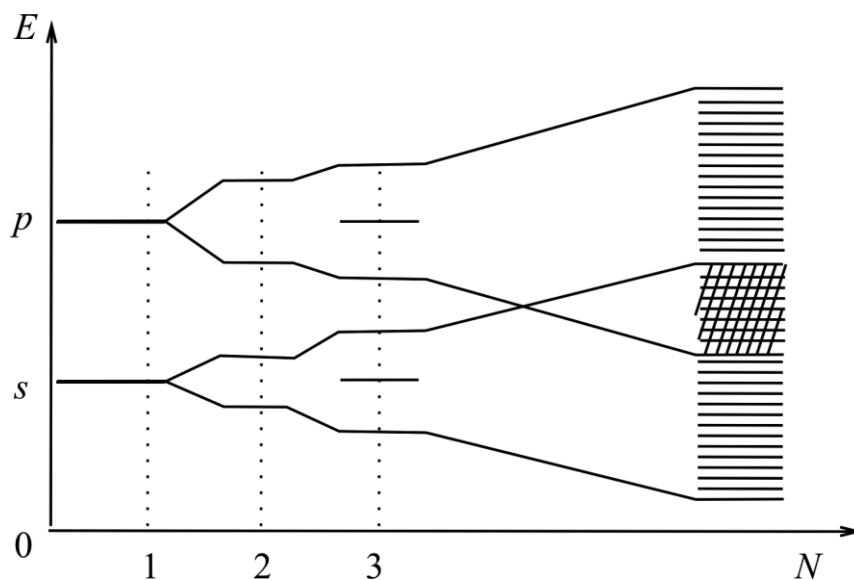


Рис 2.1. Розщеплення атомного енергетичного рівня в системі зв'язаних атомів.

електронами і ядрами: разом з притяганням електронів до ядер атомів 1 і 2 з'явилося відштовхування між електронними оболонками атомів. Енергії взаємодії, що вра-

ховує притягання, відповідає нижче розташований рівень, оскільки зв'язок електрона зі своїм ядром ослаблюється, а енергії взаємодії, що враховує відштовхування, — вище розташований рівень.

Аналогічно у системі з трьох атомів початковий рівень атома 1 розщеплюється на три рівні, тому у системі з N атомів початковий рівень розщепиться на N рівнів, близьких за величиною, а кількість їх буде дорівнювати числу взаємодіючих атомів. Рівні енергії електрона в кристалі утворюють енергетичну зону, тобто повна енергія електрона в кристалі характеризується мінімальним і максимальним значеннями енергії. Величина розщеплювання для різних рівнів неоднакова. Рівні, заповнені в атомі ближчими до ядра (внутрішніми) електронами, розщеплюються менше, ніж рівні, заповнені валентними (зовнішніми) електронами.

Окрім розщеплювання рівнів при зближенні атомів, відбувається їх зміщення і розширення, так, що утворюються зони. Рівень опускається тим сильніше, чим вище він розташований в ізольованому атомі, оскільки із ростом енергії розміри електронної хмарини збільшуються (рис.2.1). Починаючи з деяких відстаней при зближенні атомів між електронними оболонками атомів виникають сили відштовхування, потенціальна енергія взаємодії електронів стає позитивною та швидко зростає, що призводить до підйому рівня енергії. При малих відстанях між атомами може відбутися перекривання зон (рис.2.1), що відповідають двом сусіднім рівням атома. Кількість рівнів у такій зоні, що злилася, дорівнює сумі рівнів, на які розщеплюються обидва рівні атома.

Енергетична зона або сукупність декількох енергетичних зон, що перекриваються, котрі утворилися в результаті розщеплювання з

якого-небудь одного або декількох енергетичних рівнів ізольованих атомів при об'єднанні їх в кристали, називається *дозволеною зоною*. Інтервали значень енергії, якими не може володіти електрон в ідеальному кристалі, називається *забороненою зоною*. *Ширина забороненої зони* – це різниця енергій між нижнім рівнем однієї дозволеної зони і верхнім рівнем сусідньої дозволеної зони.

Ширина енергетичних зон залежить від відстані між атомами (постійної кристалічної решітки) і не залежить від розміру кристала. Із ростом енергії ширина дозволених зон збільшується, відповідно до цього ширина заборонених зон – зменшується. Зміна міжатомних відстаней може приводити інколи як до звуження забороненої зони, так і до її розширення залежно від конкретного ходу кривих на схемі енергетичних зон та унаслідок змін області перекриття хвильових функцій електронів. Тому вплив зовнішнього тиску, що позначається на міжатомних відстанях, іноді приводить до розширення забороненої зони, а іноді – до її звуження. У разі зон, що не перекриваються, ширина забороненої зони із збільшенням тиску зменшується, а у разі зон, що перекриваються, збільшується. Необхідно відмітити, що енергетична зона не має ніяких просторових розмірів, вона є лише фізичним поняттям, згідно якому електрони твердого тіла можуть володіти набором енергій в певних межах.

Електрони в твердому тілі знаходяться або на орбітах своїх атомів, або в просторі між атомами. У кристалі атоми зближують настільки, що електронні хмари валентних електронів перекриваються, тому електрони набувають здатності переходити від одного атома до іншого шляхом тунельного просочування крізь потенціальний бар'єр, що розділяє атоми.

На рис.2.2. приведений енергетичний спектр електронних станів у кристалі разом з потенціальними кривими, що виражають залежність потенціальної енергії електрона від відстані його від ядра. Атоми відокремлені один від одного потенціальними бар'єрами шириною d_0 . Висота бар'єрів для електронів, що перебувають на різних рівнях, різна й дорівнює $E-U$ (E – повна енергія електрона на різних рівнях, U —максимальна потенціальна енергія електрона, яка дещо нижча за максимальне значення E_B дозволеної зони для валентних електронів).

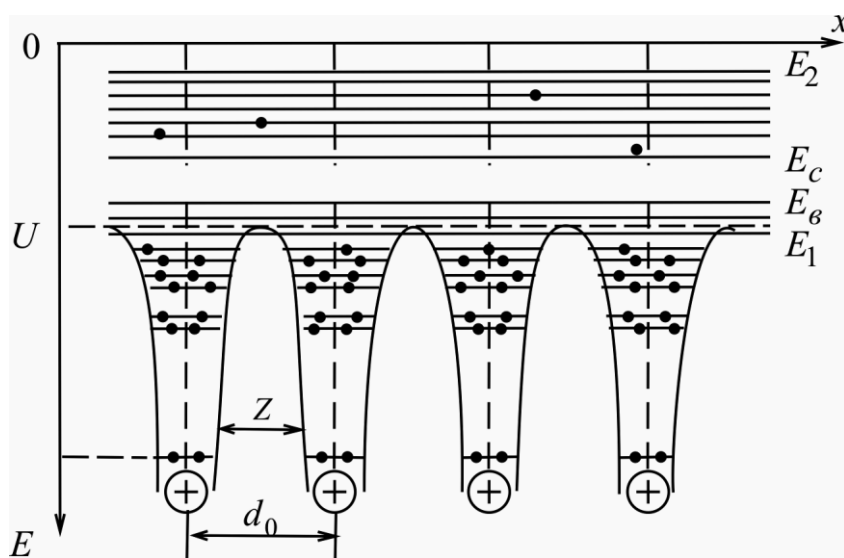


Рис.2.2. Одномірний вигляд енергетичного спектра електронних станів у валентному кристалі [3].

Потенціальний бар'єр перешкоджає вільному переходу електронів від одного атома до іншого, якщо їх енергетичні рівні лежать нижче рівня U .

Валентні електрони, рівні яких лежать вище рівня U , здатні практично безперешкодно переходити від одного атома до іншого та вільно рухатись кристалом. Те ж саме можна сказати і про електрони, що потрапляють в дозволону зону, рівні якої не зайняті електронами і лежать вище рівня U .

Якщо енергія електрона менша потенціального бар'єру U , то в класичній теорії перехід через такий бар'єр неможливий, оскільки кінетична енергія електрона повинна бути позитивною. Квантова ж

теорія розглядає можливість проходження електрона від атома до атома крізь потенціальний бар'єр без зміни повної енергії E унаслідок *тунельного ефекту*. Суть його полягає в тому, що за наявності двох і більше близько розташованих потенціальних ям є визначена, не рівна нулеві ймовірність знаходження електрона в будь-якій з них. Ймовірність *тунельного ефекту* для валентних електронів значно більша, ніж для електронів внутрішніх електронних шарів. З цього слідує, що валентні електрони в кристалі не локалізовані у межах певного атома, а переходять від одного атома до іншого. Час його перебування у вузлі кристалічної решітки має порядок 10^{-15} с. Зауважимо, що перехід валентного електрона від одного атома до іншого відбувається без зміни його енергії.

При утворенні кристала має місце не тільки зменшення висоти потенціального бар'єру між атомами, але й відбувається зміна енергетичних рівнів електронів у атомах. Оскільки електрон в ізольованому атомі у стаціонарному стані може перебувати як завгодно довго, то на основі співвідношення невизначеностей $\Delta E \cdot \Delta t \geq h$ дійдемо висновку, що ширина енергетичного рівня для стаціонарного стану як завгодно мала. Відомо, що для збудженого стану електрона ($\Delta t \approx 10^{-8}$ с) ізольованого атома $\Delta E \approx 10^{-7}$ еВ. Ширина ж енергетичного рівня в кристалі $\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t} \approx 1$ еВ. Звідки слідує, що енергетичний рівень електрона при утворенні кристала з окремих атомів розщеплюється в енергетичну смугу або *енергетичну зону*. Розщеплення в зону зазнають не лише стаціонарні, але й збуджені енергетичні рівні. Таким чином замість системи дискретних рівнів енергії, якими характеризуються окремі атоми, у кристалі з'являється система енерге-

тичних зон, ширина яких не залежить від зовнішніх розмірів кристала, а визначається природою кристалу.

Однак, густина розташування енергетичних рівнів в кожній зоні залежить від розмірів твердого тіла. Чим більше атомів містить кристал, тим густіше розташовуються рівні в зоні. Якщо врахувати, що 1 см^3 твердого тіла містить близько 10^{22} атомів, то при ширині забороненої зони в 1 еВ рівні у ній розташовуються на відстані 10^{-22} еВ. В твердому тілі значних розмірів енергетичні рівні в зонах розташовані практично неперервно. Однак той факт, що число рівнів в зоні є все ж таки кінцевим, відіграє вижливу роль у визначенні характеру розташування електронів за станами.

Точніше викладене можна одержати із розв'язків рівняння Шредінгера. Розглянемо розв'язок рівняння (2.5). Потенціальна енергія електрона $U(\vec{r})$ повинна бути періодичною функцією координат, зважаючи на те, що кристал є періодичною структурою, тобто $U(\vec{r}) = U(\vec{r} + \vec{n})$, де n – вектор трансляції: $\vec{n} = n_1 \vec{a} + n_2 \vec{b} + n_3 \vec{c}$ (n_1, n_2, n_3 – цілі числа; a, b, c – періоди кристалічної решітки у трьох напрямках).

Враховуючи періодичність функції $U(r)$, Блох показав, що розв'язок рівняння (2.5) можна представити у вигляді функції:

$$\psi_k(\vec{r}) = \varphi_k(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad (2.6)$$

де $\varphi_k(\vec{r})$ – періодична функція, $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ – плоска хвиля, що розповсюджується у напрямку вектора \vec{k} . Розв'язок (2.6) називається *функціями Блоха*. Функція $\varphi_k(\vec{r})$ володіє тривимірною періодичністю кристалічної решітки, а вектор \vec{k} є хвильовим вектором електрона, модуль якого

$$|k| = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}. \quad (2.7)$$

Із умови періодичності функції $\varphi_k(\vec{r})$ слідує, що в кристалічній решітці вектор \vec{k} може приймати дискретні значення, залежні від величини постійної кристалічної решітки a (нехай у найпростішому випадку решітка кубічна – $a=b=c$) і від кількості атомів у кристалі $N=N_x N_y N_z$:

$$k_x = \frac{2\pi}{aN_x} n; \quad k_y = \frac{2\pi}{aN_y} n; \quad k_z = \frac{2\pi}{aN_z} n; \quad (2.8)$$

де n може набувати цілих значень: $0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Якщо перекриття хвильових функцій електронів відбувається тільки для сусідніх атомів кристала, розташованих на відстані постійної решітки a , то енергія електрона $E(\vec{k})$, відповідна рівнянню (2.6) утворює квазінеперервну послідовність. У межах одного періоду значенням $E(\vec{k})$ відповідають значення хвильового вектора \vec{k} , які він може приймати, змінюючись в інтервалі значень

$$-\frac{\pi}{a} \leq k_x \leq \frac{\pi}{a}; \quad -\frac{\pi}{a} \leq k_y \leq \frac{\pi}{a}; \quad -\frac{\pi}{a} \leq k_z \leq \frac{\pi}{a}; \quad (2.9)$$

оскільки зміни косинуса кута не виходять за межі області ± 1 , тобто

$$-1 \leq \cos k_x a \leq 1; \quad -1 \leq \cos k_y a \leq 1; \quad -1 \leq \cos k_z a \leq 1; \quad (2.10)$$

Отже, графік залежності $E(\vec{k})$ у найпростішому випадку для одномірного кристалу (рис.2.3) утворюється сукупністю суцільних ліній, які показують квазіперервну змінну енергію дозволених зон та ліній пунктирних, що представляють заборонені зони. Кожна із дозволених зон утворюється близько розташованими дискретними рівняннями, кількість яких дорівнює числу атомів у зразку кристала.

Область k -простору, всередині якого енергія електрона в кри-

сталі змінюється квазінеперервно, називається зоною Бріллюена. На межі цих зон енергія зазнає розриву.

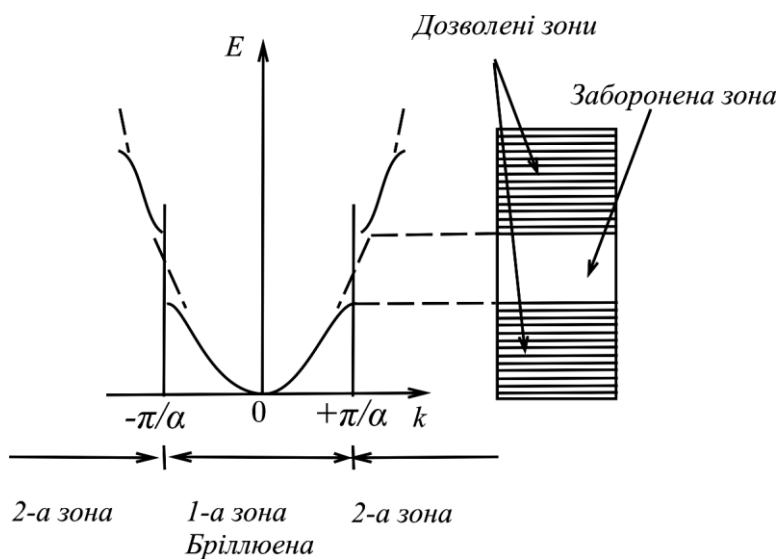


Рис. 2.3. Зони Бріллюена для випадку одномірного кристалу.

У реальному тривимірному кристалі картина енергетичних зон буде значно складнішою. У загальному випадку періодичність кристалічної решітки у різних напрямках різна, а значення хвильового вектора \vec{k} , при яких виникають розриви в енергетичному спектрі електрона, для різних напрямків решітки повинні бути різними. Тому, хоча певні області енергій заборонені для електронів, рухомих в одному напрямку, вони можуть бути дозволеними для електронів, рухомих в іншому напрямку, і енергетичний спектр в цілому виявляється квазінеперервним. Можливе також і перекриття смуг заборонених енергій для напрямів a , b , c . У цьому випадку існують області енергій, як заборонені для електронів, рухомих у будь-яких напрямках, так і дозволени. Зобразити межі між дозволеними і забороненими зонами в просторі, природно, значно важче, ніж на площині.

Можна прийняти проекції хвильового вектора за прямокутні

координати і в цих координатах побудувати поверхню рівної енергії. При малих значеннях \vec{k} ($\vec{k} \ll \frac{\pi}{a}$) анізотропія кристалічної решітки позначається на тому, що поверхня рівної енергії має форму еліпсоїда. Коли величина хвильового вектора близька до $\frac{\pi}{a}$, форма ізоенергетичних поверхонь спотворюється.

Межі смуг рівнів енергії (зон) у тривимірному просторі визначаються чотирма числами: трьома проекціями хвильового вектора (k_x, k_y, k_z) і спіном електрона. У просторі ці межі зон утворюють багатогранники, названі зонами Бріллюена. *Першою* або *основною зоною* називається мінімальний за об'ємом многогранник, що побудований навколо початку координат в просторі вектора \vec{k} , який містить різні стани, відповідно набору можливих значень \vec{k} ($-\frac{\pi}{a} \leq k \leq \frac{\pi}{a}$). У простих кубічних

решітках перша зона обмежена значеннями проекції хвильового вектора $k_x = k_y = k_z = \frac{\pi}{a}$ і є кубом з ребром $\frac{2\pi}{a}$ (рис.2.4.). Для кристалів, що мають складнішу кристалічну решітку, форма зон Бріллюена буде відповідно ще складнішою.

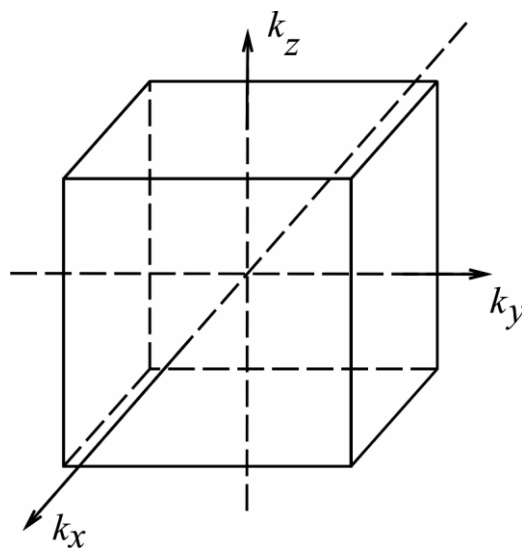


Рис. 2.4. Перша зона Бріллюена для простої кубічної решітки

2.2. Заповнення енергетичних зон електронами

Розглянемо детальніше процес заповнення дозволених зон електронами. При абсолютному нулі енергія кристала повинна бути мінімальною, при цьому вважається, що рівні заповнюються в порядку росту їх енергій. При заповненні електронами енергетичних рівнів у зонах враховується принцип Паулі. При цьому можливі два випадки:

1. якщо рівень енергії електрона, при розщепленні якого одержалась дана зона, заповнений в цьому атомі одним електроном або порожній, то й відповідна зона буде наполовину або цілком незаповненою;
2. якщо ж відповідний рівень в атомі заповнений двома електронами, то зона повністю заповнена.

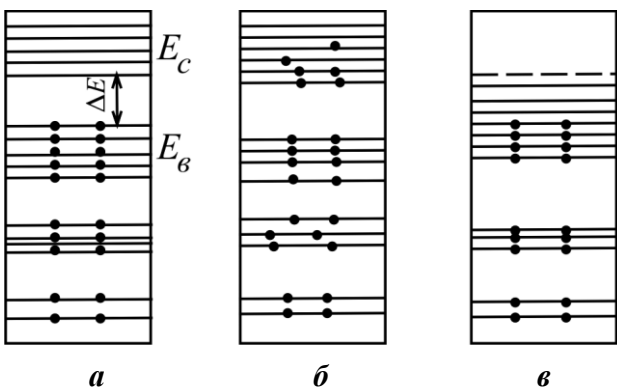


Рис2.5. Можливі варіанти заповнення зон у кристалах.

У разі ж перекриття зон, число рівнів в зоні буде більшим кількості електронів на рівнях і зона виявляється частково заповненою. У разі виродження на кожному енергетичному рівні може перебувати два електрони.

Дозволена зона, в якій при абсолютному нулі температури всі енергетичні рівні зайняті електронами, називається *заповненою зоною*. Верхня, із заповнених зон (зона найбільших енергій), називається *валентною зоною*. Найвищий заповнений енергетичний рівень валентної зони називається *рівнем Фермі*. Іноді й валентна зона може бути лише частково заповнена електронами, якщо на

останньому зайнятому рівні в атомі знаходиться тільки один електрон або має місце перекривання зон. Дозволена зона, в якій відсутні електрони при абсолютному нулі температури, називається *вільною зоною*.

За характером заповнення зон електронами при абсолютному нулі температури всі тверді тіла можна розділити на три класи (рис.2.5):

1) тіла, що мають тільки цілком заповнені та абсолютно вільні енергетичні зони (рис.2.5, а);

2) тіла, у яких над цілком заповненими нижніми зонами є зона з частково заповненими нижніми енергетичними рівнями (рис.2.5, б);

3) тіла з повністю заповненою верхньою зоною, яка перекривається з розташованою над нею вільною зоною (рис.2.5, в).

Розподіл електронів за рівнями, як і розподіл вільних електронів, підкоряється квантовій *статистиці Фермі-Дірака*, що враховує принцип заборони Паулі. Вона стверджує, що ймовірність $f(\frac{dn}{n})$ заповнення електронами даного рівня визначається співвідношенням

$$f = \frac{1}{\exp(\frac{E - F}{kT}) + 1}, \quad (2.11)$$

де f – функція Фермі, k – стала Больцмана, E – енергія електрона, F – рівень Фермі, T – абсолютна температура.

Функція Фермі має зміст тільки для тих значень енергії електрона, де є рівні, дозволені для електронів. Для з'ясування фізичного змісту рівня Фермі розглянемо властивості функції Фермі.

При $T = 0$ К:

$$\left. \begin{array}{l} \text{якщо } E > F, \text{ то } \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right) \rightarrow \infty, \Rightarrow f = 0; \\ \text{якщо } E < F, \text{ то } \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right) \rightarrow 0, \Rightarrow f = 1. \end{array} \right\} \quad (2.12)$$

Таким чином, при абсолютному нулі всі енергетичні рівні, що лежать нижче рівня Фермі, зайняті електронами, оскільки при $E < F$ ймовірність заповнення дорівнює одиниці, а рівні, що лежать вище рівня Фермі ($E > F$), – вільні, оскільки $f=0$.

При $T > 0$ К:

$$\left. \begin{array}{l} \text{якщо } E = F, \text{ то } f = \frac{1}{2}; \\ \text{для } E < F \Rightarrow f > \frac{1}{2}, \\ \text{а при } E > F \Rightarrow f < \frac{1}{2}. \end{array} \right\} \quad (2.13)$$

Таким чином, рівень Фермі – енергетичний рівень, функція Фермі для якого дорівнює половині функції Фермі при температурах, відмінних від абсолютного нуля. Фізично рівнем Фермі є хімічний потенціал електронного газу з розрахунку на один електрон.

2.3. Класифікація твердих тіл за зонною теорією

Залежно від ступеня заповнення валентної зони електронами і ширини забороненої зони всі тверді тіла поділяють на ізолятори, провідники та напівпровідники.

Тверді тіла, що мають при абсолютному нулі температури

цілком заповнену валентну зону (E_v) і ширину забороненої зони $\Delta E > 3$ eV, називаються *ізоляторами* (рис.2.6, а).

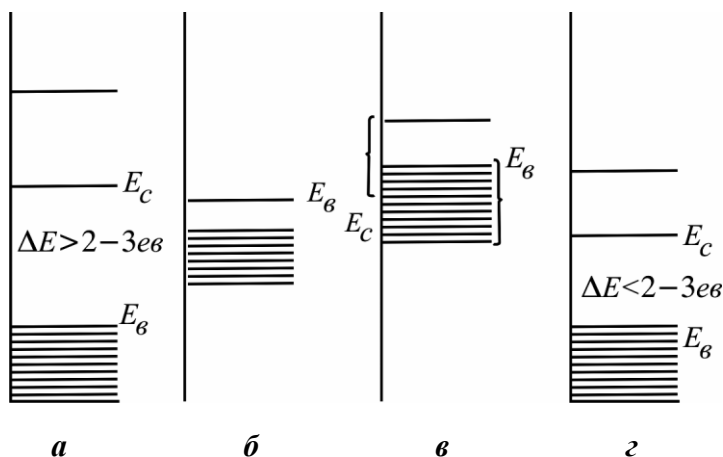


Рис.2.6. Енергетичні зони діелектрика (а), провідника (б,в) та напівпровідника (г).

Тіла, що мають валентну зону з частково заповненими нижніми енергетичними рівнями або перекриття зон та ширину забороненої зони, близьку до нуля, називаються провідниками (рис.2.6,б).

Тіла, що мають при абсолютному нулі температури повністю заповнені валентні зони і ширину забороненої зони не більше 2-3 eV, називаються *напівпровідниками* (рис.2.6, в).

В ізоляторах зовнішнє електричне поле, якщо воно не досить велике, не в змозі спричинити електричний струм, оскільки всі рівні валентної зони зайняті, а поле не здатне підняти електрони у вище розміщену вільну зону. У провідниках же навіть слабе зовнішнє електричне поле здатне перевести електрони на сусідні вільні рівні, при цьому з'являється переважний рух електронів проти поля, що зумовлює виникнення електричного струму. У напівпровідниках при температурі, відмінній від нуля, або при їх освітленні деяке число електронів, розташованих біля верхньої межі заповненої валентної зони, може набути енергію, достатню для подолання забороненої зони, і перейти у вільну зону. При цьому у валентній зоні звільнюються деякі рівні та виникають дірки (*дірка* – це не зайнятий електроном енергетичний стан у валентній зоні), а вільна зона перетворюється

на частково заповнену зону (рис. 2.7). Вільна зона, на рівнях якої при збудженні (наприклад, при термічному, оптичному тощо) можуть знаходитися електрони, називається *зоною провідності*. Зазвичай зоною провідності є нижня вільна зона.

При прикладанні зовнішнього поля до напівпровідника електрони в зоні провідності й електрони валентної зони, в якій є вільні рівні, можуть змінювати свої енергетичні стани і створювати струм.

2.4. Ефективна маса електрона

Електрони в зоні провідності та дірки валентної зони можуть вільно перемішатися об'ємом кристалу навіть за відсутності зовнішнього електричного поля.

Розглянемо рух електрона в кристалі під дією зовнішнього поля, прикладеного до кристала. Для точного розв'язку задачі, крім напруженості зовнішнього поля E , слід врахувати і внутрішнє поле E' – створюване всіма атомами кристалічної решітки. При цьому слід було б врахувати і зміну внутрішнього періодичного поля під дією зовнішнього поля, що призводить до зміщення електронів в атомах, тобто поляризацію атомів, а потім розв'язати рівняння Шредінгера та знайти хвильову функцію електрона. Однак така задача про рух електрона в твердому тілі, як уже зазначалося, ще не розв'язана в загальному вигляді.

Класичним аналогом руху електрона в періодичному полі кри-

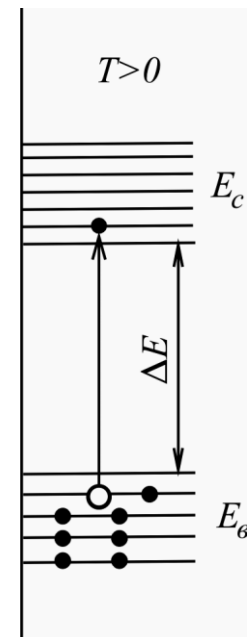


Рис.2.7. Утворення електрона як носія заряду на зонній діаграмі напівпровідника.

сталу є рух кульки гофрованою поверхнею. Швидкості кульки на гребені та в глибині ями будуть різні як за величиною, так і за напрямком, тоді як середня швидкість поступального руху за відсутності тертя залишається постійною.

Для опису руху електрона в кристалі поступимо так. Визначимо роботу A , яку здійснює зовнішня сила F на шляху Δx , що охоплює декілька періодів кристалічної решітки у напрямку осі x :

$$A = F\Delta x = Fv_o t, \quad (2.14)$$

де v_o — середня швидкість електрона, яка дорівнює груповій швидкості поширення фононів; Δt — час дії сили.

Враховуючи, що $Fv_o = \frac{dE}{dt}$, отримаємо

$$A = \frac{dE}{dt} \Delta t. \quad (2.15)$$

Виразимо середню швидкість електрона через енергію електрона і хвильове число, виходячи з того, що енергії вільного електрона, що рухається зі швидкістю v_o відповідає довжина хвилі λ :

$$E = \frac{mv_o^2}{2} = \frac{p^2}{2m}; \quad \lambda = \frac{h}{p}, \Rightarrow p = \frac{h}{\lambda} = \frac{hk}{2\pi m},$$

тоді
$$E = \frac{h^2 k^2}{8\pi^2 m}, \quad \frac{dE}{dk} = \frac{h^2 k}{4\pi^2 m}, \quad (2.16)$$

тому
$$v_o = \frac{2\pi}{h} \cdot \frac{dE}{dk}. \quad (2.17)$$

Можна також оцінити й прискорення електрона

$$a = \frac{dv_o}{dt} = \frac{2\pi}{h} \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{dE}{dk} \right) = \frac{2\pi}{h} \cdot \frac{d}{dk} \left(\frac{dE}{dt} \right).$$

Підставивши значення $\frac{dE}{dt} = Fv_o$, будемо мати:

$$a = \frac{4\pi^2 F}{h^2} \cdot \frac{d^2 E}{dk^2}. \quad (2.18)$$

Порівнюючи вираз (2.18) з рівнянням руху вільного електрона з масою m у вакуумі $a = \frac{F}{m}$, можна величину m^* , названу *ефективною масою* і рівну:

$$m^* = \frac{h^2}{4\pi^2 \frac{d^2 E}{dk^2}} \quad (2.19)$$

вважати аналогом маси m , тобто m^* є величина, що має розмірність маси, характеризує рух електрона в кристалі під дією зовнішнього поля так само, як і маса вільного електрона характеризує його рух.

Аналогія між m^* і звичайною масою m обмежується тільки схожістю в законах руху електрона під дією зовнішнього електричного поля. Величина маси m^* на відміну від маси m не характеризує ні енергію, ні інерційні властивості, а враховує лише взаємодію прискорюваного електрона з кристалічною решіткою. Ефективна маса електрона може бути як більшою, так і меншою від маси вільного електрона і навіть бути від'ємною. Так, для внутрішніх електронів вона така велика, що звичайні поля, які накладаються на кристал, не призводять до відчутного руху цих електронів у решітці. Внаслідок взаємодії електрона з кристалічною решіткою навіть напрям прискорення електрона в загальному випадку не співпадає з напрямком середньої сили, що діє на електрон. Ефективні маси електронів залежать від напрямку руху їх в кристалі та у зв'язку з анізотропією властивостей кристалів є тензорами. Рух електрона в кристалі під дією зовнішнього поля носить складний характер – можливі зміни траєкторії руху з одночасною зміною потенціальної та кінетичної енергій.

Якщо робота сил електричного поля майже вся буде витрачена на збільшення потенціальної енергії електрона, а швидкість майже не зміниться, то це означає, що ефективна маса значно більша від маси вільного електрона. Якщо кінетична енергія електрона більша від роботи, виконаної полем за рахунок поглинання потенціальної енергії, то це означає, що ефективна маса менша маси вільного електрона. Якщо потенціальна енергія електрона буде більшою від роботи сил поля за рахунок переходу частини кінетичної енергії в потенціальну, то це означає, що ефективна маса електрона від'ємна.

Поняття ефективної маси має місце тільки поблизу нижньої межі вільної зони (зони провідності) та біля верхнього краю заповненої зони (валентної зони) і втрачає зміст, якщо енергія електрона не може бути виражена як квадратична функція хвильового числа [відповідно формулі (2.16)].

Енергія електрона в кристалічній решітці в діапазоні значень хвильового числа від $k=0$ квадратично залежить від k . Ці значення k відповідають дну й вершині зон. Для дна зони провідності ефективна маса електрона додатня, оскільки $\frac{d^2 E}{dk^2} > 0$, а для вершини валентної зони – від'ємна, оскільки $\frac{d^2 E}{dk^2} < 0$, тобто електрони, що знаходяться біля стелі зони, прискорюються зовнішнім полем у напрямку, протилежному прикладеній силі.

Для усунення цієї суперечності замість електрона з негативною ефективною масою у валентній зоні вводять поняття дірки як квазічастинки (їх не слід змішувати з дірками — вакантними вузлами в кристалічній решітці).

Всі характеристики дірки визначаються через характеристики електрона у валентній зоні, але беруться з протилежним знаком:

заряд дірки $q_{op} = -q_o$;

ефективна маса дірки $m_p^* = -m^*$;

енергія дірки $E_p(k_p) = -E(-k)$;

рухливість дірки $u_p = -u_n$.

Механічним аналогом дірки можна вважати бульбашку газу у заповненій рідиною трубці, а аналогом електрона – кульку, поміщену в цю рідину. Рух їх відбувається в протилежних напрямках, що можна продемонструвати, перевертаючи трубку.

Теоретичний розрахунок ефективної маси представляє складність для теоретичної фізики, тому її зазвичай не обчислюють, а визначають з різних експериментів: за наслідками вимірювання гіромагнітного ефекту, термоелектрорушійних сил, рухливості, опору, діелектричної проникності тощо.

2.5. Домішкові рівні у напівпровідниках

Енергетичні спектри, зображені на рис.2.5 та 2.6, є характерними для кристалів з ідеальними періодичними решітками. У реальних кристалах існують порушення періодичності кристалічної решітки, спричинені різного роду дефектами: домішками, пустими вузлами в решітках, атомами або іонами, що знаходяться в міжвузлах, тріщинами, дислокаціями й іншими чинниками.

Якщо в кристалі є дефекти, то електричне поле, що створюється ними, може захопити електрон, подібно до того як електрон захоплюється вільними іонами. Такий локалізований поблизу дефекту електрон має енергію, що може відповідати деякому значенню

енергії забороненої зони, а в енергетичному спектрі кристала з'являється дискретний спектр *локальних рівнів* у забороненій зоні. Локальними ці рівні називаються тому, що вони виникають не у всіх кристалічних решітках, а тільки в місцях розташування дефектів.

Локальні рівні спричинюють істотний вплив на характер явищ, що відбуваються в напівпровідниках і діелектриках: електропровідність, фотоефект, люмінесценцію, оптичне поглинання й інше. Для металів же дефекти решіток (локальні рівні) є додатковими центрами розсіяння електронів і впливають лише на рухливість вільних носіїв заряду. Утворені дефектами локальні рівні у нормальному стані можуть бути вільними або зайнятими електронами.

Дефект кристалічної решітки, у якому в незбудженому стані локальний рівень зайнятий і при збудженні здатний віддати електрон в зону провідності, називається *донором*, а домішка, атоми якої є донорами, називається *донорною домішкою*. Дефект решітки, в якому при незбудженому стані існує незайнятий локальний рівень, а при збудженні здатний захопити електрон з валентної зони, називається *акцептором*, а домішка, атоми якої є акцепторами, називається *акцепторною домішкою*.

Як приклади розглянемо кристал германію (*Ge*) з домішкою сурми (*Sb*) та з домішкою галію (*Ga*) (рис.2.8).

Уявимо, що один із вузлів в кристалі *Ge* заміщений атомом *Sb*, що має п'ять валентних електронів. Чотири з них братимуть участь в утворенні ковалентного зв'язку з найближчими сусідніми атомами германію. П'ятий електрон, не приймаючи участі в утворенні парноелектронного зв'язку, взаємодіятиме з атомами германію, і в результаті він виявляється порівняно слабо пов'язаним з іоном сурми сила-

ми кулонівської взаємодії. Щоб відірвати його від атома сурми і перетворити на вільний носій заряду, потрібна значно менша кількість енергії, ніж для вивільнення електрона з валентного зв'язку (зони). А це означає, що рівні, на яких знаходяться електрони, повинні розташовуватися в забороненій зоні поблизу дна зони провідності. При дуже низьких температурах надлишкові електрони перебувають на цих рівнях, але вже при незначному підвищенні температури отримують достатню енергію для переходу в зону провідності.

Мінімальна енергія, яку необхідно надати електрону, що знаходиться на донорному рівні, щоб перевести його в зону провідності, називається *енергією іонізації донора* (ΔE_d).

У випадку акцепторної домішки (рис.2.8, б) один з вузлів решітки *Ge* заміщений атомом *Ga* – елементом третьої групи періодичної системи. В цьому випадку у домішкового атома не вистачає одного електрона для заповнення валентного зв'язку з атомом германію, розташованого поряд з акцепторною домішкою. При невеликому тепловому збудженні електрон одного із сусідніх валент-

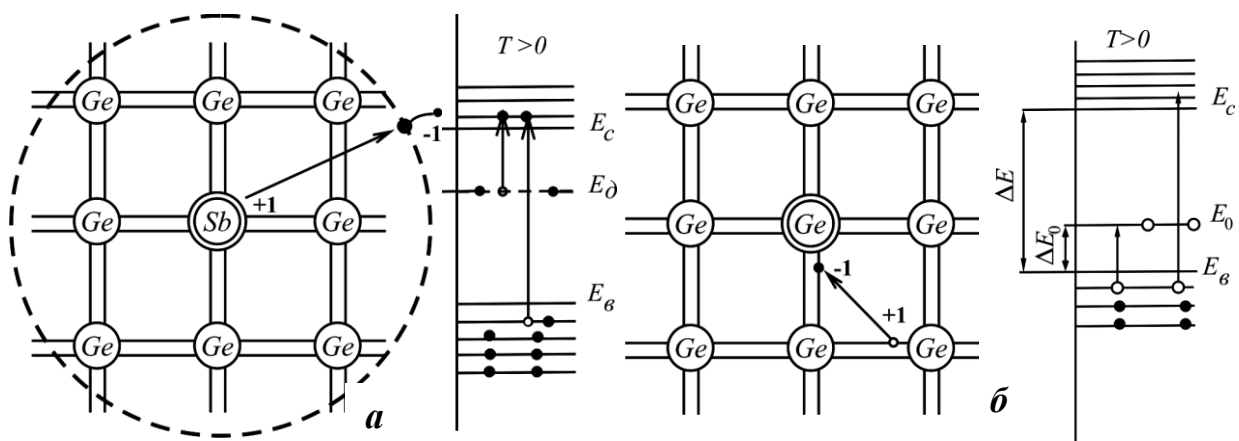


Рис.2.8. Утворення вільних електронів у *Ge* з домішками *Sb* (а) та у *Ge* з домішками *Ga* (б). Праворуч від площинних моделей кристалів приведені відповідні зонні енергетичні діаграми.

них зв'язків германію може перейти в цей вільний зв'язок атома

галію, тому з'являється дірка у валентній зоні.

Оскільки перехід електронів з валентних зв'язків *Ge* до атома *Ga* не вимагає великих енергій у порівнянні з енергією вивільнення електрона в зону провідності, то можна припустити, що введення атома галію в кристалічну решітку германію призводить до появи вільного рівня E_a поблизу стелі валентної зони, яка заповнюється одним з валентних електронів валентної зони при невеликому підвищенні температури, освітленні або при дії інших випромінювань.

Мінімальна енергія, яку необхідно повідомити електрону валентної зони, щоб перевести його на акцепторний рівень, називається *енергією іонізації акцептора* (ΔE_a).

Фізичною причиною, що полегшує відрив електрона від домішкових атомів (донорів) або перехід електронів на домішкові атоми (акцептори), є здатність до поляризації того матеріального середовища, до якого вноситься домішковий атом. Внаслідок цього в домішковому атомі ослабляються зв'язки між електронами і ядром в ϵ разів (ϵ – діелектрична проникність середовища), розміри орбіти навпаки – збільшуються в ϵ разів, а енергія зв'язку електрона з ядром зменшується в ϵ^2 разів, тобто енергія іонізації домішкового атома значно зменшується.

При різкому збільшенні орбіти валентного електрона домішковий атом можна розглядати як воднеподібний атом в діелектричному середовищі, а для визначення радіусу збільшеної орбіти й енергії іонізації можна скористатися теорією атома водню. Згідно цієї теорії:

$$E_n = \frac{13,53 \cdot Z^2}{\varepsilon^2} \cdot \frac{m^*}{m} \text{ (eV)}, \quad (2.20)$$

де m^* – ефективна маса електрона; m – маса вільного електрона; Z — порядковий номер елемента (для германію $\varepsilon = 16$, енергія іонізації домішки $\Delta E_\delta \approx 0,016$ eV).

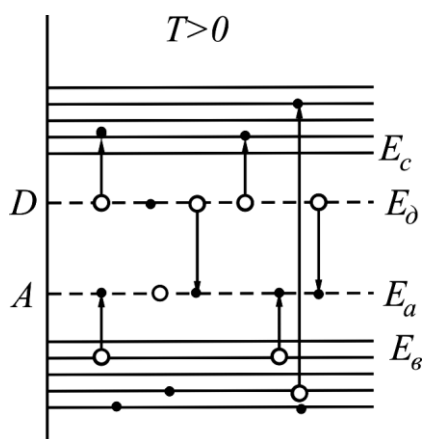


Рис.2.9. Утворення вільних носіїв заряду у напівпровідниках, що мають домішки донорного й акцепторного типу.

донорних рівнів (рис.2.9).

Електрони із зони провідності й дірки з валентної зони можуть переходити на локальні рівні домішкових центрів. Зникнення електрона або дірки внаслідок переходу його на локальний рівень дефекту кристалічної решітки називається *захопленням носія заряду*. Якщо захоплений електрон через деякий час викидається тепловим рухом назад в зону провідності, а захоплена дірка — у валентну зону, то таке захоплення електрона або дірки називається *прилипанням*. Якщо ж в результаті захоплення зникає пара електрон–дірка, то такий процес називається *рекомбінацією*.

Поляризація напівпровідникового середовища безпосередньо позначається і на енергії збудження (генерації) пар електрон провідності - дірка провідності, тобто полегшується відрив електрона від власного атома кристалічної решітки.

У напівпровідниках можуть одночасно знаходитися як домішки донорного типу, здатні давати електрони у вільну зону, так й акцептори, здатні приєднувати електрони, що перейшли з валентної зони або з

Якщо домішкові атоми розташовані достатньо далеко один від одного, так що не взаємодіють між собою, то вони утворюють локальні домішкові рівні електронів, розташовані в забороненій зоні. Ці рівні не розщеплені. Однак при достатньо високих концентраціях атомів домішки урахування їх взаємодії необхідне. При цьому хвильові функції електронів сусідніх домішкових атомів помітно перекриваються, а рівні домішкових атомів розщеплюються і утворюють домішкову зону рівнів. При великих концентраціях домішок домішкова зона, розширюючись, може перекриватися із зоною провідності або з валентною зоною (рис.2.10).

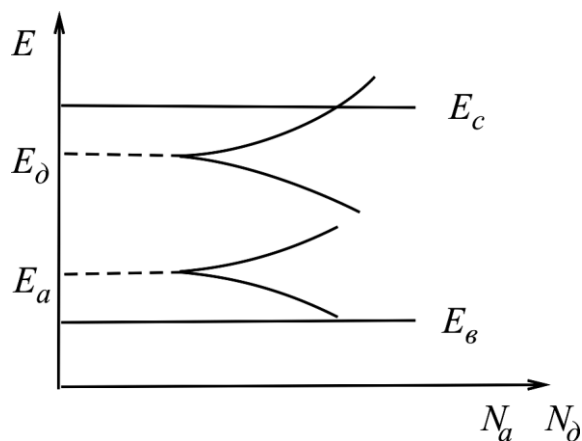


Рис.2.10. Злиття донорної та акцепторної зони з зоною провідності й валентною зоною при збільшенні концентрації домішок.

Крім того, у напівпровідників при збільшенні концентрації домішки має місце зниження енергії іонізації домішкових центрів. При достатньо великих концентраціях атомів домішки енергія іонізації їх наближається до нуля. У найпоширеніших елементарних напівпровідниках германію та кремнію донорними домішками елементів V групи це відбувається при концентраціях 10^{23} м^{-3} і 10^{24} м^{-3} відповідно.

2.7. Власна і домішкова електропровідність напівпровідників

Напівпровідниками називають речовини, які за питомою електричною провідністю займають проміжне місце між провідниками і діелектриками. Особливістю напівпровідників є й те, що вони

відрізняються від провідників сильною залежністю питомої електричної провідності від температури і концентрації домішок.

Питома електрична провідність більшості напівпровідників при кімнатній температурі має значення в інтервалі від 10^{-8} до 10^6 См та залежить також від різних зовнішніх впливів – дії світла, електричного поля, іонізуючого випромінювання тощо.

Напівпровідник, що не містить донорів і акцепторів, називається *власним*. Напівпровідник, що має донорні і (або) акцепторні домішки, називається *домішковим*. Домішковий напівпровідник, в якому концентрація іонізованих донорів і акцепторів рівна за величиною, називається *скомпенсованим*.

Існує два типи напівпровідникових речовин: іонні й електронні. У іонних напівпровідниках струм переноситься іонами речовини, внаслідок чого склад і структура іонного напівпровідника змінюється при проходженні через нього електричного струму. В електронних напівпровідниках електропровідність обумовлена переміщенням електронів, тому перенесення речовини при проходженні струму не відбувається. Надалі ми розглядатимемо тільки властивості електронних напівпровідників.

До електронних напівпровідників відноситься величезна кількість різних речовин: 12 простих речовин (елементарні напівпровідники) – Бор (*B*), Карбон (*C*), Силіцій (*Si*), Фосфор (*P*), Сірка (*S*), Германій (*Ge*), Арсен (*As*), сіре Олово (*Sn*), Стибій (*Sb*), Телур (*Te*), Йод (*I*). Напівпровідниковими властивостями володіють багато бінарних сполук: A^1B^7 – *AgCl*, *CuBr* та інші; A^2B^4 – *CdSe*, *CdTe*, *ZnS* тощо; A^3B^5 – *GaP*, *GaSb*, *InSb*, *GaAs* й інші; A^4B^6 – *PbSe*, *PbTe*, *SnS* та інші; а також багатокомпонентні тверді розчини –

InGaSb, PbSnTeSe, CdMnZnTe тощо.

Окрім неорганічних речовин, до напівпровідників відносяться й деякі органічні речовини: антрацен, коронен та інші.

Різноманітність напівпровідникових речовин з великим набором властивостей зумовила їх широке практичне застосування для виготовлення різних напівпровідникових приладів.

У напівпровідниках при 0 К і за відсутності інших зовнішніх дій електрони і дірки провідності відсутні. При підвищенні температури напівпровідника (або при будь-якому іншому способі збудження) починаються переходи електронів з донорних рівнів в зону провідності, з валентної зони на акцепторні рівні або з валентної зони в зону провідності. При цьому виникають електрони провідності та дірки провідності, а при прикладанні зовнішньої напруги до напівпровідника в колі з'являється струм.

Електропровідність напівпровідника, обумовлена генерацією пар (виникненням пари: електрон провідності – дірка провідності в результаті дії теплоти, світла, електричного поля, іонізуючого випромінювання і т. д.) називається *власною електропровідністю*. Електропровідність напівпровідника, обумовлена іонізацією атомів донорної і (або) акцепторної домішок (при будь-якому способі збудження), називається *домішковою електропровідністю*, а вільні носії заряду, які утворюються завдяки переходу електронів з донорних рівнів в зону провідності або з валентної зони на акцепторні рівні, називаються *домішковими носіями*. Вільні носії заряду, які утворюються завдяки переходу електронів з валентної зони в зону провідності напівпровідника, називаються *власними носіями*.

Питома електропровідність власного напівпровідника (власна

електропровідність) складається з електронної та діркової провідності й обчислюється за формулою

$$\gamma = qn_i(u_n + u_p), \quad (2.21)$$

де n_i – концентрація вільних електронів, яка для власного напівпровідника дорівнює концентрації вільних дірок; u_n, u_p – відповідно рухливості електронів і дірок (тобто середня швидкість їх переміщення вздовж електричного поля при напруженості $E = 1$ В/м).

У напівпровідниках з донорною домішкою в інтервалі низьких температур, коли середня енергія теплових коливань кристалічної решітки $kT \ll \Delta E$, переходами електронів з валентної зони в зону провідності можна нехтувати і вважати, що всі електрони провідності з'являються внаслідок іонізації донорної домішки. У цьому випадку концентрація вільних електронів переважає над концентрацією вільних дірок ($n \gg p$), а електропровідність такого напівпровідника обумовлена в основному переміщенням електронів провідності — електронна провідність (n -типу). При низьких температурах для питомої електропровідності напівпровідника з донорною домішкою можна записати

$$\gamma = qn_i u_n. \quad (2.22)$$

У напівпровідниках з акцепторною домішкою при низькій температурі переважає концентрація вільних дірок над концентрацією вільних електронів ($p \gg n$), а електропровідність їх в основному обумовлена переміщенням дірок провідності – діркова електропровідність (p -типу). При низьких температурах для питомої електропровідності напівпровідника з акцепторною домішкою можна записати

$$\gamma = qn_i u_p. \quad (2.23)$$

При вищих температурах в домішкових напівпровідниках помітно зростає й концентрація власних носіїв заряду і провідність їх обумовлюється власними і домішковими носіями заряду. Для домішкової електропровідності характерна досить помітна залежність від концентрації домішок. Наприклад, при зміні концентрації домішки в *Ge* в 30 разів домішкова електропровідність змінюється в 10^7 разів.

Домішкові носії заряду в напівпровідниках можуть створюватися і різного роду дефектами. Наприклад, атом *Si* в міжвузлах діє як донор, а пустий вузол – як акцептор. Якщо в домішковий напівпровідник, що володіє електронною електропровідністю, ввести акцепторні домішки, то вони захоплюватимуть електрони, зменшуючи тим самим концентрацію домішкових носіїв заряду. Те ж саме відбувається і при введенні донорних домішок в домішковий напівпровідник з дірковою електропровідністю.

Електрони і дірки провідності можуть бути основними або неосновними носіями заряду. Рухомі носії заряду, концентрація яких в даному напівпровіднику переважає: електрони в напівпровіднику *n*-типу і дірки в напівпровіднику *p*-типу, називаються *основними носіями заряду*. Рухомі ж носії заряду, концентрація яких в даному напівпровіднику менша, ніж концентрація основних носіїв заряду: електрони в напівпровіднику *p*-типу і дірки в напівпровіднику *n*-типу, називаються *неосновними носіями заряду*.

У власному або в домішковому напівпровіднику при даній температурі існує певна концентрація рухомих носіїв заряду в умовах термодинамічної рівноваги (рівноважна концентрація), тобто в

результаті дії двох процесів, що конкурують між собою: генерації і рекомбінації рухомих носіїв заряду. Цій концентрації відповідає певне значення питомої електропровідності напівпровідника.

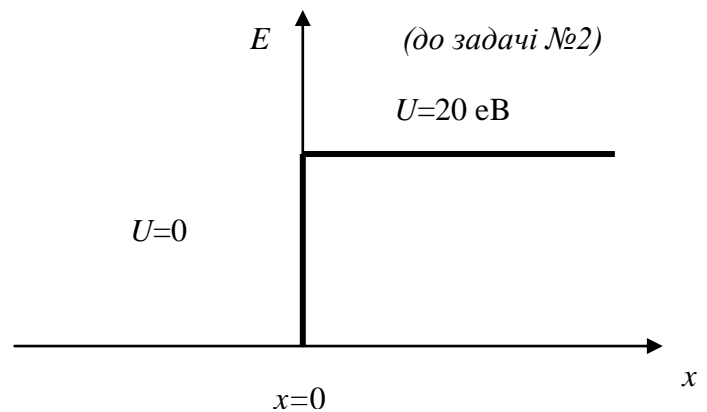
Питання для самоперевірки

1. Поясніть фізичну суть рівняння Шредінгера для кристалу.
2. У чому суть адиабатного і одноелектронного наближення рівняння Шредінгера?
3. Поясніть процес утворення енергетичних зон в твердому тілі (наближення сильно зв'язаних електронів).
4. Що таке енергетична дозволена, валентна, вільна зони і зона провідності?
5. Від чого залежить ширина дозвленої зони і число рівнів у ній?
6. Що таке зона Бріллюена?
7. Який фізичний зміст поняття рівня Фермі?
8. Яка зонна структура ізолятора, провідника та напівпровідника?
9. Чим викликана необхідність введення поняття ефективної маси носіїв заряду в кристалі?
10. Що таке дірка з точки зору зонної теорії?
11. Поясніть виникнення локальних енергетичних рівнів в кристалі та утворення домішкових зон.
12. Поясніть механізм власної та домішкової провідності напівпровідників.
13. Поясніть вплив домішок на електропровідність металів і напівпровідників.
14. Доведіть, що рівень Фермі для ідеалізованого твердого тіла – це енергетичний рівень, функція Фермі для якого дорівнює $\frac{1}{2}$.
15. Який тип домішкової електропровідності буде мати кристал кремнію, легovanого міддю? магнієм?

Задачі до розділу 2

1. Електрон в деякому кристалі з параметром кристалічної решітки a можна уявити як частинку, що перебуває в потенціальній ямі шириною $2a$ з нескінченно високими стінками та описати всередині даної ями хвильовою функцією $\psi = C(\cos \frac{\pi x}{2a} + \sin \frac{3\pi x}{a} + \frac{1}{4} \cos \frac{3\pi x}{2a})$, а за межами ями – $\psi = 0$. Знайдіть коефіцієнт C .

2. Електрон рухається паралельно до осі x зліва направо в потенціальному полі $U=0$ в області $x<0$ та переходить в потенціальне поле $U=20$ еВ при $x>0$ (див. рис.) Кінетична енергія електрона в діапазоні $-\infty < x < 0$ дорівнює 10 еВ. Напишіть рівняння Шредінгера для інтервалів: а) від $-\infty$ до 0; б) від 0 до $+\infty$. Чому дорівнює дебройлівська довжина хвилі електрона при $x<0$?



3. В ізольованому атомі електрон у незбудженому стані може перебувати скільки завгодно довго. Як Ви оціните ширину енергетичного рівня, тобто перебування електрона в енергетичному стані з енергіями від E до $E+\Delta E$? Оцініть ширину енергетичного рівня в деякому кристалі, якщо електрон може перебувати у збудженому стані $\Delta t \approx 10^{-8}$ с.

4. Розподіл електронів за енергетичними рівнями в кристалах підкоряється квантовій статистиці Фермі-Дірака. При температурі 300 К функція розподілу у кристалі Ca набуває значення $f=1/3$. Знайдіть значення енергії рівня Фермі для даного кристалу, якщо відомо, що його енергія у 6 разів менша від енергії електрона.

5. Деяка замкнена система складається із N частинок, що підкоряються статистиці Больцмана і кожна із яких може володіти енергією $E=0$, $E=kT$ та $E=2kT$. Знайдіть кількість цих частинок системи, якщо в рівноважному стані енергія системи дорівнює $1000kT$.

6. У скільки разів змінюється ширина збудженого енергетичного рівня в деякому кристалі, якщо час перебування електрона у збудженому стані змінюється від 10^{-8} до 10^{-12} с?

7. Знайдіть концентрацію вільних електронів у металі при 0 К, якщо енергія Фермі дорівнює 1 еВ.

8. У скільки разів кількість вільних електронів, що припадають на один атом металу при 0 К, більша в алюмінію, ніж у міді, якщо рівні Фермі відповідно дорівнюють: $F_{Al}=11,7$ еВ, $F_{Cu}=7,0$ еВ.

9. Електрони в металі перебувають при 0 К. Знайдіть відносну кількість $\frac{\Delta N}{N}$ вільних електронів, кінетична енергія яких відрізняється від енергії Фермі не більше, ніж на 2%.

10. Оцініть максимальну швидкість електронів у металі при 0 К, якщо рівень Фермі $F=5$ еВ.

Завдання для самостійного опрацювання

Тема: Дефекти в кристалах

1. Дефекти в кристалах та виникнення у них локальних енергетичних рівнів
2. Рух електронів в кристалі при наявності дефектів кристалічної будови.
3. Експериментальне вивчення енергетичної структури кристалів.

Додаткова література

1. Блейкмор Дж. Фізика твердого тела/ перев. с англ. под. ред. Д.Г. Андрианова, В.И. Фистуля. – М.: Мир, 1988. – 608 с.
2. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Фізика твердого тела: Учебн. пособ. – М.: Высшая школа, 1971. – 224 с.
3. Пайерлс Р. Квантовая теория твердых тел.. – М.: Мир, 1966. – 238 с.

3. Властивості напівпровідників та їх пояснення з точки зору зонної теорії

3.1. Статистика електронів і дірок у напівпровідниках

3.1.1. Власний напівпровідник

Носії заряду, що генеруються тепловим рухом, називаються *рівноважними*. Рівноважна концентрація носіїв заряду – це концентрація рухомих носіїв заряду в напівпровідниках в умовах термодинамічної рівноваги. У власному напівпровіднику при деякій сталій температурі рівноважні концентрації електронів n і дірок p рівні та набагато менші кількості рівнів у енергетичних зонах. Тому електрони в зоні провідності займають енергетичні рівні поблизу її нижньої межі, а дірки у валентній зоні – поблизу її верхньої межі

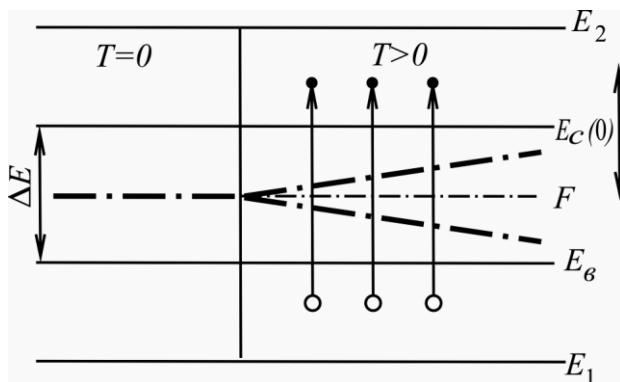


Рис.3.2. Положення рівня Фермі у власних напівпровідниках.

(рис.3.2). Тому концентрації електронів n і дірок p у власному напівпровіднику визначаються концентрацією електронів біля дна зони провідності й концентрацією дірок поблизу верху валентної зони.

Оскільки електрони дна зони провідності і дірки верху

валентної зони підкоряються статистиці Фермі-Дірака, то й розподіл їх за енергіями може бути описано формулами:

$$\left. \begin{aligned} dn &= \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} f_n \sqrt{E} \cdot dE; \\ dp &= \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} f_p \sqrt{(-\Delta E - E)} \cdot dE, \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

де dn, dp – відповідно кількість електронів та дірок в одиниці об'єму, енергія яких знаходиться в межах від E до $E+dE$, або для дірок в межах від $(-\Delta E-E)$ до $[(-\Delta E-E)+dE]$; m_n^*, m_p^* – ефективні маси електрона та дірки; f_n, f_p – функція Фермі-Дірака для електронів та для дірок; E – енергія, відносно рівня E_c , умовно прийнятого за нуль.

Запишемо функцію Фермі-Дірака, відраховуючи енергію електронів, що перебувають у зоні провідності вгору від дна зони провідності, прийнятої за нуль, а енергію дірок, що знаходяться у валентній зоні, – вниз від дна зони провідності.

Для електронів та дірок відповідно одержимо:

$$\left. \begin{aligned} f_n &= \frac{1}{\exp\left(\frac{E-F}{kT}\right)+1}; \\ f_p &= 1-f_n, \quad f_p = \frac{1}{\exp\left(-\frac{E-F}{kT}\right)+1}. \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

Для знаходження концентрації електронів в зоні провідності та дірок у валентній зоні потрібно проінтегрувати вирази (3.1) за усіма значеннями енергій електронів в зоні провідності і дірок у валентній зоні. При цьому врахуємо, що оскільки у власних напівпровідниках кількість електронів, що переходять у зону провідності, звичайно, значно менша кількості енергетичних рівнів в зоні провідності, тому лише мала частина рівнів зони провідності зайнята електронами, тобто $f_n \ll 1$ або з (3.2) маємо:

$$\frac{1}{\exp\left(\frac{E-F}{kT}\right)+1} \ll 1 \Rightarrow \exp\left(\frac{E-F}{kT}\right) \gg 1 \Rightarrow \frac{E-F}{kT} \gg 0, \quad (3.3)$$

тому у виразах (3.2) можна знехтувати одиницею в знаменнику.

Таким чином, електронний газ в зоні провідності та дірковий газ у валентній зоні є зазвичай газами невиродженими ($f_n \ll 1$), а відповідні напівпровідники називаються *невиродженими напівпровідниками*. Носії заряду в таких напівпровідниках підкоряються статистиці Максвелла-Больцмана.

Якщо умова $f_n \ll 1$ у напівпровідниках не виконується, то стан називається *виродженим*. Для виродженого стану середня енергія електронів напівпровідника, як і металу, не залежить від температури. На відміну від виродженого стану в невиродженому напівпровіднику середня енергія електронів залежить від температури і зростає з її збільшенням.

Оскільки із ростом енергії E функція f_n досить швидко убиває, то верхня межа інтегрування у випадку електронів може бути замінена $+\infty$, а нижня межа інтегрування у випадку дірок — $-\infty$.

Обчисливши інтеграли, отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} n &= \int_0^{E_2} \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} f_n \sqrt{E} \cdot dE = \int_0^{\infty} \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} f_n \sqrt{E} \cdot dE = \\ &= 2(2\pi m_n^* kT)^{3/2} h^{-3} \exp\left(\frac{F}{kT}\right); \\ p &= \int_0^{-\Delta E} \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} f_p \sqrt{(-E - \Delta E)} \cdot dE = \int_0^{-\infty} \frac{4\pi}{h^3} (2m_p^*)^{3/2} f_p \sqrt{(-E - \Delta E)} \cdot dE = \\ &= 2(2\pi m_p^* kT)^{3/2} h^{-3} \exp\left(-\frac{\Delta E + F}{kT}\right). \end{aligned} \right\} (3.4)$$

Позначимо через $N_c = 2(2\pi m_n^*)^{3/2} h^{-3}$ та $N_v = 2(2\pi m_p^*)^{3/2} h^{-3}$ ефективну густину станів відповідно в зоні провідності й у валентній зонах. Тоді вирази (3.4) набудуть вигляду:

$$n = N_c \exp\left(\frac{F}{kT}\right); \quad p = N_v \exp\left(-\frac{\Delta E + F}{kT}\right). \quad (3.5)$$

Для власного напівпровідника $n=p$, тому, прирівнюючи вирази (3.5) логарифмуванням та наступним перетворення знайдемо:

$$F = -\frac{\Delta E}{2} - \frac{3}{4}kT \cdot \ln \frac{m_n^*}{m_p^*}. \quad (3.6)$$

При $T = 0 \text{ K} \Rightarrow F = -\frac{\Delta E}{2}$, тобто при абсолютному нулі рівень

Фермі у власному напівпровіднику розташовується посередині забороненої зони. З підвищенням температури рівень Фермі зміщується вгору до зони провідності, якщо $m_p^* > m_n^*$, або вниз до валентної зони, якщо $m_p^* < m_n^*$. Якщо ж $m_p^* = m_n^*$, то рівень Фермі при будь-якій температурі проходить посередині забороненої зони. Зазвичай $m_p^* > m_n^*$, тому рівень Фермі у власному напівпровіднику дещо зміщений відносно середини забороненої зони – він розташований ближче до зони провідності і при підвищенні температури зміщується вгору.

Визначимо власну концентрацію носіїв заряду ($n=p=n_i$):

$$n_i = \sqrt{np} = \sqrt{N_c N_v \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right)} = B \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right), \quad (3.7)$$

де $B = (N_c N_v)^{3/2} /$

Вираз (3.7) визначає температурну залежність концентрації носіїв заряду у власному напівпровіднику. Величина B слабо залежить від температури. Для багатьох напівпровідників з підвищенням температури ширина забороненої зони зменшується за лінійним законом:

$$\Delta E = \Delta E_0 - \alpha T, \quad (3.8)$$

де ΔE_0 – ширина забороненої зони при 0 K ; α – постійний коефіцієнт для даного напівпровідника.

Існують дві фізичні причини, що пояснюють температурну залежність ширини забороненої зони. Перша з них полягає в тому, що зі зміною температури змінюється амплітуда коливань атомів кристалічної решітки, унаслідок чого зі збільшенням температури ширина забороненої зони зменшується. Друга причина тісно пов'язана з першою та полягає в тому, що зміна температури призводить до зміни об'єму напівпровідника, тобто до зміни міжатомних відстаней. Ця обставина викликає у одного типу напівпровідника зі збільшенням температури звуження забороненої зони, в іншого – її розширення. Унаслідок одночасної дії цих фізичних чинників, що конкурують один з одним, остаточний ефект залежить від того, який з них переважає.

Якщо врахувати температурну залежність ширини забороненої зони напівпровідника, то для n_i отримаємо:

$$n_i = B \cdot e^{\alpha/2k} \cdot e^{-\Delta E/2kT}. \quad (3.9)$$

3.1.2. Домішковий напівпровідник

У домішковому напівпровіднику в забороненій зоні є донорні й (або) акцепторні рівні. Тому при визначенні положення рівня Фермі та концентрації носіїв заряду треба враховувати не тільки вільні носії, але й електрони на акцепторних і дірки на донорних рівнях.

Імовірність заповнення домішкових рівнів електронами визначається функцією Фермі-Дірака

$$f_n = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_n - F}{kT}\right) + 1}; \quad (3.10)$$

де E_n — енергія електронів на домішкових рівнях.

Кількість електронів в одиниці об'єму на акцепторних рівнях, для яких енергія $E_n = E_a = -(\Delta E - \Delta E_a)$ може бути виражена $n_a = N_a \cdot f$, де N_a – кількість акцепторних рівнів (атомів) в одиниці об'єму.

Аналогічно концентрація дірок на донорних рівнях для яких $p_d = N_d - n_d$, де N_d – кількість рівнів (атомів) донорної домішки в одиниці об'єму; n_d – кількість електронів в одиниці об'єму на донорних рівнях, для яких енергія $E_n = E_d = -\Delta E_d$, а $n_d = N_d \cdot f$.

Виходячи з вимоги електричної нейтральності всього напівпровідника, сумарний заряд всіх заряджених частинок повинен бути рівним нулю, тому маємо:

$$n + n_a = p + p_d \quad (3.11)$$

Розглянемо концентрацію носіїв струму і положення рівня Фермі в найпоширеніших домішкових напівпровідниках: донорному й акцепторному.

Донорний напівпровідник. При низьких температурах можна нехтувати порівняно незначною кількістю переходів електронів з валентної зони в зону провідності й розглядати тільки перехід електронів з донорних рівнів в зону провідності. При цьому концентрація електронів в зоні провідності буде дорівнювати концентрації дірок на донорних рівнях ($n_n = p_d$).

Якщо концентрація вільних електронів n_n невелика $f \ll 1$, то концентрація електронів в зоні провідності донорного напівпровідника (n -типу) обчислюється аналогічно концентрації для власного напівпровідника за формулою (3.5), але з іншим значенням рівня Фермі:

$$n_n = N_c \exp\left(\frac{F_n}{kT}\right), \quad (3.12)$$

аналогічно для дірок

$$p_{\partial} = N_{\partial} \exp\left(-\frac{\Delta E_{\partial} + F_n}{kT}\right) \quad (3.13)$$

Прирівнявши вирази (3.12) та (3.13), після логарифмування отримаємо:

$$F_n = -\frac{\Delta E_{\partial}}{2} + \frac{1}{2} kT \cdot \ln \frac{N_{\partial}}{N_c}. \quad (3.14)$$

При $T = 0 \text{ К} \Rightarrow F_n = -\frac{F_{\partial}}{2}$, тобто при абсолютному нулі рівень

Фермі в донорному напівпровіднику розташовується посередині між донорними рівнями і дном зони провідності (рис.3.3). З підвищенням температури, поки $N_c < N_{\partial}$, рівень Фермі піднімається до дна вільної зони, а при вищих температурах, коли $N_c > N_{\partial}$, рівень Фермі опускається до середини забороненої зони. Останнє спостерігається тому, що при високих температурах починається помітний перехід

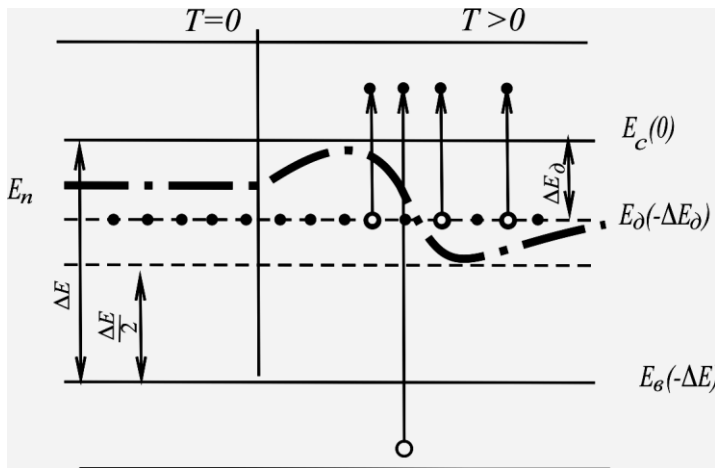


Рис.3.3. Положення рівня Фермі в донорному напівпровідникові.

електронів із валентної зони в зону провідності і зростає концентрація власних носіїв n_i .

Оскільки $n_n = p_{\partial} = n$, то $n^2 = n_n p_{\partial}$, тобто $n = \sqrt{n_n p_{\partial}}$ тому, підставивши значення n_n і p_{∂} з виразів (3.12) і (3.13) у

останню формулу, отримаємо співвідношення для визначення температурної залежності концентрації вільних електронів донорного

напівпровідника при порівняно низьких температурах і частковій іонізації домішкових атомів:

$$n = \sqrt{N_c N_d} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2kT}\right), \quad (3.15)$$

де величина виразу під коренем квадратним слабо залежна від температури порівняно з експоненціальним множником.

При вищих температурах, коли концентрація власних носіїв ще невелика ($n_i \ll N_d$), а всі електрони з донорних рівнів перейшли в зону провідності, то концентрація електронів в зоні провідності n стає рівною концентрації донорної домішки: $n = N_d$ при $kT > E_d$. Ця область температур носить назву *області виснаження домішки*. В області виснаження домішки концентрація основних носіїв заряду (електронів) залишається постійною ($n = N_d$), концентрація ж неосновних носіїв заряду (дірок) різко зростає із ростом температури згідно *закону діючих мас*, (добуток рівноважних концентрацій основних і неосновних носіїв в даному напівпровіднику дорівнює квадрату концентрації власних носіїв в цьому напівпровіднику):

$$np = n_i^2, \quad p = \frac{n_i^2}{N_d} = \frac{n_i^2}{n} = \frac{N_c N_v}{N_d} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (3.16)$$

При подальшому підвищенні температури разом із ростом концентрації дірок буде рости концентрація електронів, поки не порівняється з концентрацією p . У цьому випадку провідність напівпровідника з домішкової перетворюється на власну. Область температур, в якій концентрація носіїв заряду в напівпровіднику визначається термічною генерацією пар носіїв заряду і практично не залежить від дефектів кристалічної решітки, є *областю температур власної електропровідності напівпровідників*. Температура переходу від ви-

снаження домішки до власної провідності залежить від концентрації домішки для даного напівпровідника і від ширини забороненої зони. Перехід до власної провідності відбувається при тим вищій температурі, чим ширша заборонена зона і чим більша концентрація домішки.

Акцепторний напівпровідник. При не досить високих температурах можна нехтувати порівняно слабким переходом електронів з валентної зони в зону провідності та розглядати тільки перехід електронів з валентної зони на акцепторні рівні E_a (рис.3.4).

При цьому концентрація дірок у валентній зоні p_p дорівнює концентрації електронів на акцепторних рівнях n_a ($p_p = n_a$). Оскільки при низьких температурах кількість електронів на акцепторних рівнях мала, то у формулі (3.10) можна нехтувати одиницею в знаменнику і записати для концентрації електронів на акцепторних рівнях:

$$n_a = N_a \cdot f = N_a \exp\left(\frac{\Delta E - \Delta E_a + F_p}{kT}\right), \quad (3.17)$$

де F_p — рівень Фермі в напівпровіднику з дірковою провідністю.

Концентрація дірок у валентній зоні діркового напівпровідника при $f \ll 1$ обчислюється аналогічно концентрації для власного напівпровідника, але з іншим значенням рівня Фермі:

$$p_p = N_v \exp\left(\frac{E_v - F_p}{kT}\right) = N_v \exp\left(-\frac{\Delta E - F_p}{kT}\right). \quad (3.18)$$

Прирівнявши (3.17) і (3.18), прологарифмувавши і перетворивши отримаємо

$$F_p = -\left(\Delta E - \frac{\Delta E_a}{2}\right) - \frac{kT}{2} \ln \frac{N_a}{N_v}. \quad (3.19)$$

При $T = 0 \text{ K} \Rightarrow E_p = -(\Delta E - \Delta E_a/2)$, а це значить, що при температурі абсолютного нуля рівень Фермі проходить посередині між акцепторними рівнями E_a і вершиною валентної зони E_v . З підвищенням температури ($T > 0 \text{ K}$), поки $N_a > N_v$, рівень Фермі наближається ближче до стелі валентної зони, а при вищих температурах, коли $N_a < N_v$ – піднімається вгору і наближається до середини забороненої зони (рис.3.4), оскільки при високих температурах починають відігравати роль переходи електронів з валентної зони в зону провідності.

Оскільки $p_p = n_a = p$, $p^2 = p_p \cdot n_a$, тоді $p = \sqrt{n_a p_p}$, а підставивши значення n_a і p_p з виразів (3.17) і (3.18), отримаємо співвідношення для температурної залежності концентрації вільних дірок акцепторного напівпровідника при порівняно низьких температурах і частковій іонізації акцепторних атомів:

$$p = \sqrt{N_a N_p} \exp\left(\frac{\Delta E_a}{2kT}\right). \quad (3.20)$$

При вищих температурах, але ще таких, що концентрація влас-

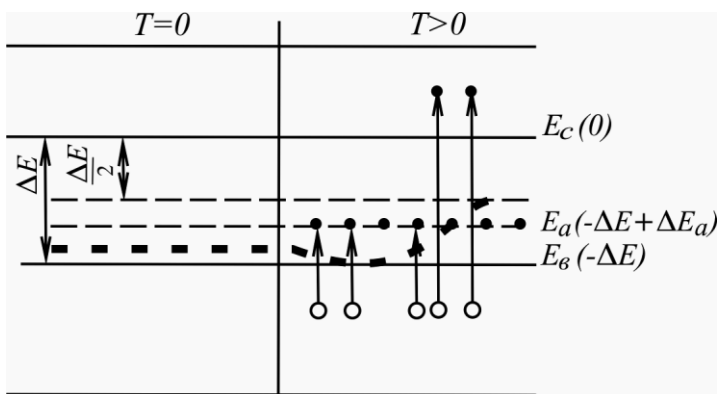


Рис.3.4. Положення рівня Фермі у напівпровідників з дірковою провідністю.

них носіїв мала ($n_i < N_a$), всі акцепторні рівні заповнюються електронами, що перейшли з валентної зони (область виснаження домішки). В області виснаження домішки концентрація дірок p стає

рівною концентрації акцепторної домішки: $p = N_a$ при $kT > \Delta E_a$, а концентрація електронів різко зростає із ростом температури згідно закону діючих мас:

$$n = \frac{n_i^2}{N_a} = \frac{n_i^2}{p} = \frac{N_c N_v}{N_a} \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right). \quad (3.21)$$

Подальше підвищення температури призводить до виникнення все більшої кількості власних носіїв дірок та електронів, а при деякій температурі, коли $n=p$, провідність напівпровідника з домішкової перетворюється на власну.

3.2. Теорія розсіяння носіїв заряду

За відсутності зовнішнього електричного поля вільні електрони і дірки напівпровідника, що виникають при $T > 0$ К, здійснюють хаотичний безладний рух. При прикладанні електричного поля E електрони отримують прискорення у напрямку, протилежному полю

$$a_n = \frac{q_o E}{m_n^*}, \quad (3.22)$$

а дірки – у напрямку поля

$$a_p = \frac{q_o E}{m_p^*}. \quad (3.23)$$

Унаслідок теплового руху атомів і наявності дефектів кристалічної решітки відбувається розсіяння електронів і дірок при зіткненні з дефектом або атомом, що виконують коливальний рух. В результаті цього електрон і дірка не прискорюються необмежено, як у вакуумі, а рухаються з певною середньою швидкістю. Середні додаткові швидкості всієї сукупності електронів і дірок напівпровідника, викликані дією сил поля з урахуванням статистичного розподілу

тимчасових інтервалів вільного пробігу електрона і дірки, дорівнюють:

$$\Delta v_n = \frac{q_o E}{m_n^*} \bar{\tau}_n; \quad \Delta v_p = \frac{q_o E}{m_p^*} \bar{\tau}_p, \quad (3.24)$$

де $\bar{\tau}_n, \bar{\tau}_p$ – відповідно середній час вільного пробігу електронів і дірок, або *час релаксації*, протягом якого відбувається спад струму в напівпровіднику в e разів після зняття зовнішнього поля.

Середній час вільного пробігу електронів та дірок пов'язаний з їхньою середньою довжиною вільного пробігу ($\bar{\lambda}$) та середньою швидкістю теплового руху (\bar{v}):

$$\bar{\tau}_n = \frac{\bar{\lambda}_n}{v_n}; \quad \bar{\tau}_p = \frac{\bar{\lambda}_p}{v_p}. \quad (3.25)$$

Підставивши значення $\bar{\tau}_n, \bar{\tau}_p$ у вирази (3.25) одержимо рівняння для рухливості носіїв заряду:

$$u_n = \frac{\Delta v_n}{E} = \frac{q_o \bar{\lambda}_n}{m_n^* v_n}; \quad u_p = \frac{\Delta v_p}{E} = \frac{q_o \bar{\lambda}_p}{m_p^* v_p}; \quad (3.26)$$

де u_n і u_p – відповідно рухливості електронів і дірок.

Рухливості u_n і u_p різні за величиною унаслідок відмінності в ефективних масах і часі вільного пробігу електрона і дірки, які залежать від механізму розсіяння електронів і дірок в кристалічній решітці.

Можна виділити декілька основних механізмів розсіяння носіїв заряду:

- 1) на теплових коливаннях структурних елементів кристалічної решітки;
- 2) на іонізованих домішках (іонах домішки);

- 3) на нейтральних домішках (атомах домішки);
- 4) на дефектах кристалічної решітки (вакансіях, точкових дефектах, дислокаціях, межах кристалітів, площинах спайності тощо);
- 5) на носіях заряду.

Зважаючи на звично малу концентрацію дефектів і носіїв заряду четвертим і п'ятим видами розсіяння в теорії напівпровідників зазвичай нехтують.

3.2.1. Розсіяння носіїв на теплових коливаннях атомних решіток

Зрозуміло, що розсіяння носіїв (хвиль цих носіїв) повинне бути прямо пропорційним поперечному перерізу того об'єму, який займає коливний атом. Цей переріз прямо пропорційний квадрату амплітуди коливань атомів, що визначають енергію кристалічної решітки. Енергія решітки зростає з температурою за лінійним законом. Отже, розсіяння, що характеризується коефіцієнтом розсіяння η прямо пропорційне температурі T :

$$\eta \sim T, \quad \lambda = \frac{1}{\eta} \sim \frac{1}{T}. \quad (3.27)$$

Середня швидкість теплового руху носіїв заряду в невідроджених напівпровідниках залежить від температури так само, як швидкість руху молекул ідеального газу: $v \sim \sqrt{T}$, тому із (3.26) одержуємо:

$$u_1 \sim T^{-3/2}, \quad (3.28)$$

тобто із ростом температури рухливість, обумовлена розсіянням на теплових коливаннях кристалічної решітки, зменшується. Розсіяння на теплових коливаннях решітки відіграє переважну роль при високих температурах, а розсіяння на дефектах решітки і домішках в основному виявляється при низьких температурах.

3.2.2. Розсіяння носіїв на іонізованих домішках

Для цього механізму розсіяння характерне зменшення ефективності розсіяння рухомого заряду при збільшенні швидкості руху, оскільки із збільшенням швидкості зменшується час дії центрів розсіяння на рухомі заряди. Внаслідок цього довжина вільного пробігу носія зростає із збільшенням швидкості за законом: $\lambda \sim v^4$, а рухливість $u_2 \sim v^3$, а враховуючи, що $v \sim \sqrt{T}$, отримуємо

$$u_2 \sim T^{3/2}, \quad (3.29)$$

отже, рухливість носіїв заряду при розсіянні на іонізованих домішках зростає пропорційно $T^{3/2}$. Цей механізм розсіяння переважає над першим при низьких температурах. Якщо в розсіянні носіїв беруть участь обидва розглянуті механізми розсіяння і вони незалежні, то температурна залежність рухливості носіїв може бути представлена співвідношенням вигляду:

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{u_1} + \frac{1}{u_2} = aT^{3/2} + bT^{-3/2}, \quad (3.30)$$

де a і b – коефіцієнти пропорційності.

3.2.3. Розсіяння носіїв на нейтральних домішках

Розсіяння такого типу не залежить ні від температури, ні від енергії носіїв і зазвичай відіграє другорядну роль, що робить вплив лише при дуже низьких температурах, коли теплові коливання решітки не мають помітної ролі, а ступінь іонізації домішок ще мала. При зміні температури може змінитися й ефективна маса носіїв заряду. Простою, але не єдиною причиною цієї зміни є теплове розширення кристалічної решітки.

Загалом залежність рухливості носіїв заряду від температури виявляється досить складною, і лише в порівняно вузькому інтервалі температур її можна виразити степеневою залежністю виду $\mu \sim T^n$ (n може набувати цілих або дробових, позитивних або негативних значень). Це пояснюється тим, що в реальних напівпровідниках при даній температурі мають місце й інші механізми розсіяння, такі, як розсіяння на оптичних коливаннях, двохфононне розсіяння, розсіяння на носіях заряду та інше. У деяких напівпровідниках істотний внесок в температурну залежність рухливості дає зміна ефективної маси з температурою, а також виявляються носії заряду з різною рухливістю дірок у валентній і домішковій зонах, а також і електронів в зоні провідності.

Рухливість електронів і дірок залежить також від концентрації домішки. Із ростом концентрації іонів домішки рухливість електронів і дірок зменшується. Зазвичай рухливість електронів в дірковому напівпровіднику менша рухливості електронів в електронному напівпровіднику, оскільки електрони сильно розсіваються в кулонівському полі дірок подібно до того, як вони розсіваються в полі іонів.

Таким чином, рухливість носіїв заряду залежить від складу та досконалості кристалічної структури напівпровідника й температури. При високих температурах основним механізмом розсіяння є розсіяння на теплових коливаннях кристалічної решітки, тому рухливість носіїв заряду із ростом температури зменшується згідно з (3.28). При низьких же температурах в основному впливає розсіяння на іонах домішки, унаслідок чого при малих температурах рухливість носіїв в домішкових напівпровідниках збільшується.

3.3. Кінетичні явища у напівпровідниках

3.3.1. Температурна залежність електропровідності напівпровідників

Як показано вище, електропровідність напівпровідників залежить від концентрації носіїв заряду (n , p) та їх рухливості (u_n , u_p). Враховуючи залежність концентрації та рухливості носіїв заряду від температури, [див. формули (3.7) і (3.29)], питому електропровідність власного напівпровідника можна записати у вигляді:

$$\gamma_i = CT^{-3/2} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right). \quad (3.31)$$

Тут множник $CT^{-3/2}$ слабо залежить від температури, тоді як множник $e^{-\Delta E/2kT}$, навпаки, суттєво залежний від температури, якщо $\Delta E \gg kT$. Отже, для не високих температур можна вважати, що $CT^{-3/2} = \gamma_{oi}$, а вираз для питомої електропровідності власного напівпровідника замінити простішим:

$$\gamma_i = \gamma_{oi} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (3.32)$$

У домішковому напівпровіднику при достатньо високих температурах провідність напівпровідника є власною, а при низьких температурах домішковою. В області низьких температур для питомої електричної домішкової провідності можна записати:

- для домішкового напівпровідника з одним типом домішки

$$\gamma_n = \gamma_{on} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2kT}\right) \quad \text{та} \quad \gamma_p = \gamma_{op} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2kT}\right) \quad (3.33)$$

- для домішкового напівпровідника з акцепторною та донорною домішками

$$\gamma = \gamma_o \exp\left(-\frac{\Delta E_{\text{дом}}}{2kT}\right) \quad (3.34)$$

де $\Delta E_{\text{дом}}$ — енергія активації домішкового напівпровідника.

В області виснаження домішки концентрація основних носіїв залишається постійною, а провідність змінюється унаслідок зміни рухливості з температурою. Якщо основним механізмом розсіяння носіїв в області виснаження домішки є розсіяння на теплових коливаннях кристалічної решітки, то провідність зменшується із ростом температури. Якщо ж основним механізмом розсіяння є розсіяння на іонізованих домішках, то провідність збільшуватиметься із ростом температури.

Практично при дослідженні температурної залежності провідності напівпровідників часто користуються не провідністю, а просто опором напівпровідника. Для тих областей температур, коли формули (3.32–3.34) справедливі, можна записати для опору напівпровідників:

- для власного напівпровідника

$$R_i = R_{oi} \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right); \quad (3.35)$$

- для напівпровідників *n*- та *p*-типу відповідно

$$R_n = R_{on} \exp\left(-\frac{\Delta E_{\text{д}}}{2kT}\right) \text{ та } R_p = R_{op} \exp\left(-\frac{\Delta E_{\text{д}}}{2kT}\right); \quad (3.36)$$

- для домішкового напівпровідника з акцепторними та донорними домішками

$$R = R_o \exp\left(-\frac{\Delta E_{\text{дом}}}{2kT}\right). \quad (3.37)$$

Вимірявши температурну залежність опору напівпровідника в певному інтервалі температур, з виразу (3.35) можна визначити, ши-

рину забороненої зони ΔE , з формул (3.36) — енергію іонізації дононої ΔE_d або акцепторної ΔE_a домішки, а з рівняння (3.37) — енергію активації напівпровідника $\Delta E_{дом}$.

Залежність опору напівпровідників від температури значно різкіша, ніж для металів: температурний коефіцієнт опору у них в десятки разів вищий, ніж у металів і має від'ємний знак.

Теплоелектричні напівпровідникові прилади, що використовують залежність електричного опору напівпровідника від температури називаються *термісторами* або *терморезисторами*. Такі прилади призначені для реєстрації зміни температури навколишнього середовища. Матеріалами для виготовлення терморезисторів служать суміші оксидів різних металів: міді, мангану, цинку, кобальту, титану, нікелю та інші. Малі габарити, невелика маса, висока механічна міцність і надійність, значний термін служби і висока чутливість терморезисторів визначили широке практичне застосування їх в приладах для вимірювання та регулювання температури, вимірювання потужності електромагнітного випромінювання, швидкості потоку рідин і газів, різних реле часу.

3.3.2. Гальваномагнітні явища у напівпровідниках

Фізичні явища у твердих тілах, що знаходяться в магнітному полі, при проходженні через них електричного струму під дією електричного поля називаються *гальваномагнітними явищами* (ефектами).

До гальваномагнітних явищ відноситься й *ефект Холла*. Розглянемо якісно дію магнітного поля на напівпровідник, яким протікає електричний струм, а магнітне поле перпендикулярне напрямку руху

зарядів. Розглянемо напівпровідник у вигляді паралелепіпеда перерізом $dx \times b$. Електричне поле направлене уздовж осі y (E_y), а магнітне поле – уздовж осі z (B_z). Під дією електричного поля носії заряду набувають швидкості направленого руху v_d – дрейфової швидкості – вздовж поля для дірок і проти поля для електронів.

Якщо носії заряду – дірки, то під дією магнітного поля вони відхилятимуться до лівої грані зразка і на цій грані накопичиться позитивний електричний заряд, а на протилежній грані залишиться некомпенсований негативний заряд. Якщо носії заряду електрони, то під дією магнітного поля вони також відхилятимуться на ліву грань і накопичуватимуться там, створюючи негативний заряд, а на протилежній грані залишатиметься некомпенсований позитивний заряд.

Сила Лоренца, що діє на рухомий електрон або дірку, перпендикулярна швидкості руху електрона або дірки й індукції магнітного поля: $\vec{F} = q_o [\vec{v}_a, \vec{B}]$, де q_o – заряд носія струму; v_d – дрейфова швидкість руху; B – індукція магнітного поля. Оскільки $\vec{v}_a = u \vec{E} = \frac{q_o \lambda}{m^* v} [\vec{E}, \vec{B}]$, то останнє рівняння набуває вигляду:

$$\vec{F} = \frac{q_o^2 \lambda}{m^* v} [\vec{E}, \vec{B}], \quad (3.58)$$

тобто сила Лоренца не залежить від знаку носіїв заряду, а визначається лише напрямком полів \vec{E} і \vec{B} або густиною струму \vec{j} і \vec{B} . Для випадків, представлених на рис.3.10, а, б, сила Лоренца направлена уздовж осі x . Носії заряду – електрони і дірки) відхилятимуться в одну й ту ж сторону, якщо їх швидкості визначаються електричним полем \vec{E} .

Якщо у створенні електричного струму беруть участь і дірки, і електрони, то картина значно ускладнюється. Якщо рухливості та концентрація електронів і дірок однакові, то за рахунок взаємної компенсації електронів і дірок біля бічних граней пластинки сумарний заряд буде рівний нулеві. Якщо ж ця рівність не має місця, тобто концентрація або рухливості носіїв одного знаку більші, ніж іншого, то біля бічних граней пластинки відбувається часткова взаємна компенсація зарядів електронів і дірок, а на гранях накопичуються заряди протилежних знаків, відмінні від нуля.

Якщо протилежні грані напівпровідникового зразка заряджаються, то виникає поперечне відносно до E_y і B_z , електричне поле E_x і відповідна різниця потенціалів (ЕРС). Явище виникнення поперечної напруженості електричного поля E_x в напівпровіднику унаслідок відхилення електронів або дірок провідності, що створюють електричний струм густиною \vec{j} у поперечному магнітному полі з індукцією \vec{B} називається *ефектом Холла*, а відповідна ЕРС – *ЕРС Холла* (\mathcal{E}).

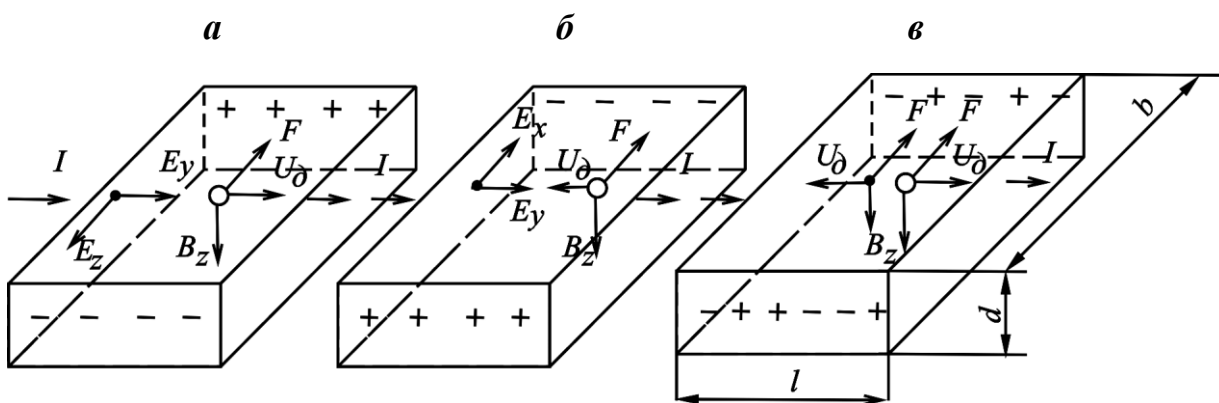


Рис.3.10. Виникнення ЕРС Холла у напівпровідниках з дірковою (а), електронною (б) та змішаною (в) провідністю.

Чисельне значення ЕРС Холла для випадку домішкової провідності можна отримати, виходячи з таких міркувань. Процес накопичення заряду на бічних гранях продовжуватиметься до тих пір, поки сила електричного поля, що виникає при цьому, не зрівноважить силу Лоренца: $q_o \vec{E}_x = q_o [\vec{v}_d, \vec{B}_z]$, звідки $\vec{E}_x = [\vec{v}_d, \vec{B}_z]$. Враховуючи, що $\vec{v}_d = u \vec{E}_y$, а $\mathcal{E} = \vec{E}_x b$, для ЕРС Холла в однорідному магнітному полі B отримаємо:

$$\mathcal{E} = u E_y B b \quad (3.59)$$

Виражаючи рухливість носіїв заряду (електронів або дірок) через густину струму $u = \frac{j}{q_o E_y n} = \frac{I}{b d q_o E_y n}$ отримаємо формулу для ЕРС Холла у вигляді

$$\mathcal{E} = \frac{1}{q_o n} \cdot \frac{I B}{d}, \quad (3.60)$$

де d – товщина зразка у напрямку магнітного поля, n – концентрація носіїв заряду, I – сила струму через зразок.

Перший множник у останній формулі називають *сталю Холла* (коефіцієнтом Холла) і позначають $R = \frac{1}{q_o n}$, тому $\mathcal{E} = R \cdot \frac{I B}{d}$.

Значення коефіцієнта Холла визначається властивістю домішок у зразку напівпровідника: він обернено пропорційний концентрації носіїв заряду і його знак співпадає із знаком носіїв заряду. У електронних напівпровідників він – від'ємний, у діркових — додатний. Знак R визначається знаком ЕРС Холла. Визначивши знак R , можна знайти знак носіїв заряду або тип провідності.

3.4. Оптичні явища у напівпровідниках

Вільні носії заряду в напівпровідниках можуть створюватись не лише тепловою дією на них, а й іншими процесами: зіткненням зі швидкими електронами, α -частинками, іонізацією під дією світла та інших випромінювань. Оскільки вільні носії в цьому випадку виникають за рахунок безпосереднього поглинання енергії, то тепла енергія кристалічної решітки практично залишається незмінною. При цьому порушується тепла рівновага між решіткою та вільними носіями заряду. Електрони або дірки провідності (вільні носії заряду), котрі не перебувають у термодинамічній рівновазі, називаються *нерівноважними носіями заряду*.

Кількість нерівноважних носіїв заряду зазвичай невелика, а запасена ними надлишкова енергія в порівнянні з енергією кристалічної решітки досить мала, тому накладання та зняття зовнішнього збудження не впливає на концентрацію рівноважних носіїв заряду, а повна концентрація носіїв заряду n - або p -типу дорівнює сумі концентрацій рівноважних (n_0, p_0) і нерівноважних ($\Delta n, \Delta p$) носіїв заряду:

$$n = n_0 + \Delta n; \quad p = p_0 + \Delta p. \quad (3.38)$$

При виникненні нерівноважних носіїв заряду змінюється повна концентрація носіїв заряду, а отже, і положення рівня Фермі. Аналогічно співвідношенням (3.17), (3.18) можна записати:

$$n = N_o \exp\left(\frac{F_n^* - E_c}{kT}\right); \quad p = N_e \exp\left(\frac{E_v - F_p^*}{kT}\right), \quad (3.39)$$

де F_n^*, F_p^* – квазірівні Фермі для електронів і дірок відповідно. За відсутності термодинамічної рівноваги квазірівні Фермі віграють ту ж роль, що й рівні Фермі в умовах рівноваги

Виникнення нерівноважних носіїв заряду призводить і до зміни провідності напівпровідника:

$$\gamma = \gamma_T + \Delta\gamma = q_0 (n_0 u_n + p_0 u_p) + q_0 (\Delta n u_n + \Delta p u_p), \quad (3.40)$$

де γ_T – темнова (без дії зовнішніх збуджувачів) провідність; $\Delta\gamma = q_0 (\Delta n u_n + \Delta p u_p)$ — нерівноважна провідність (фотопровідність).

Зміна електричного опору напівпровідника, обумовлена виключно дією електромагнітного випромінювання і не пов'язана з його нагріванням, називається *фоторезистивним ефектом* або *внутрішнім фотофактом*.

При поглинанні квантів енергії можливі три типи переходів, що призводять до появи фотопровідності (рис. 3.5):

1) перехід **1** (із валентної зони E_v в зону провідності E_c) відповідає власному поглинанню світла (основними атомами кристала), що приводить до утворення вільного електрона і вільної дірки на кожен поглинутий фотон (*власна фотопровідність*, $\Delta n = \Delta p$);

2) переходи **2** та **3** (переходи всередині зон) не призводять до зміни концентрації носіїв, але можуть змінювати їхню рухливість, а отже електропровідність;

3) перехід **4** (з домішкового рівня E_d у зону провідності E_c) відповідає поглинанню світла локальною недосконалістю в кристалі (наприклад, донорами), при цьому на кожен поглинений фотон утворюється вільний електрон і дірка, пов'язана з відповідним центром;

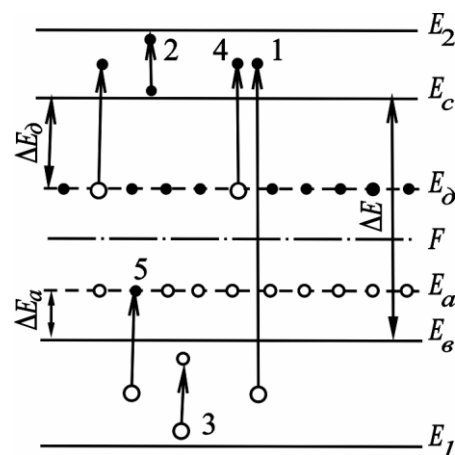


Рис.3.5. Можливі переходи електронів у напівпровідникові при поглинанні квантів енергії.

4) перехід **5** (з валентної зони E_v на акцепторний рівень E_a) відповідає випадку, коли поглинутий фотон переводить електрон на незайнятий локальний рівень (акцепторний), унаслідок чого утворюється вільна дірка, і зв'язаний електрон.

Якщо нерівноважні носії заряду є неосновними, а їхня концентрація перевищує темнову концентрацію основних носіїв заряду, то при його освітленні змінюється тип провідності напівпровідника.

Для збудження власних атомів напівпровідника (перехід **1**) фотон повинен володіти енергією $h\nu_1 \geq \Delta E$, де ΔE – енергія активації власних атомів; для збудження домішкових атомів (переходи **4** і **5**) – $h\nu_4 \geq \Delta E_d$ та $h\nu_5 \geq \Delta E_a$, де ΔE_d і ΔE_a – відповідно енергія активації донорних і акцепторних атомів).

Максимальна довжина хвилі або червона межа фотопровідності, при якій фотони є ще фотоелектрично активними, тобто створюють вільні носії заряду, визначається співвідношеннями:

- для власної фотопровідності $\lambda_{max} = \frac{ch}{\Delta E}, \quad (3.41)$

- для домішкової фотопровідності $\lambda_{max.дом} = \frac{ch}{\Delta E_d}. \quad (3.42)$

Іноді поглинання випромінювання в напівпровідниках викликає зменшення темної провідності. Таке явище називається *негативним фоторезистивним ефектом* або *негативною фотопровідністю*. Негативна фотопровідність спостерігається у ряді напівпровідникових матеріалів (Se , $AgBr$, Cu_2O й інших) за певних умов, обумовлених присутністю дефектів і домішок у напівпровідникових кристалах.

Якісно явище негативної фотопровідності може бути пояснено наявністю двох локальних рівнів (рис.3.6), розташованих поблизу дна зони провідності (1) і стелі валентної зони (2). Вони можуть бути утворені атомами домішок, атомами в міжвузлях, вакансіями негативних іонів й іншими причинами.

Нехай у напівпровідникові n -типу з темною рівноважною концентрацією електронів n_0 кванти світла з енергією $h\nu$ збуджують електрони валентної зони, переводячи їх на локальні рівні 1, розташовані між рівнем Фермі та зоною провідності. Якщо теплове збудження електронів з рівнів 1 відбувається повільніше, ніж рекомбінація електронів і дірок через рівень 2, а дірки не можуть безпосередньо рекомбінувати з електронами, що знаходяться на рівнях 1, і концентрація центрів 1 занадто мала, то рекомбінація електронів із

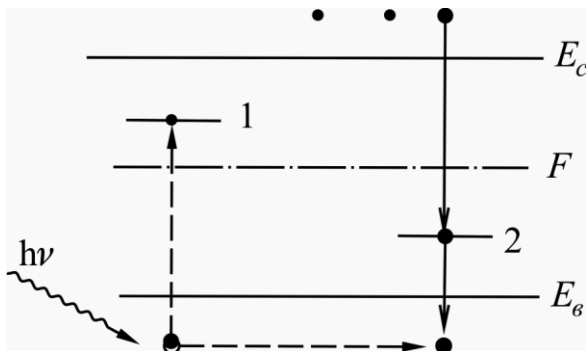


Рис.3.6. До пояснення явища негативної фотопровідності.

зони провідності з дірками через рівні 2 приводить до зменшення темної концентрації n_0 . Концентрація вільних дірок при цьому збільшується повільніше, ніж зменшення концентрації вільних електронів. Тому при такому опроміненні світлом провідність напівпровідника зменшується.

3.4.1. Захоплення та рекомбінація носіїв заряду

Якщо електрони та дірки в результаті поглинання фотона стали вільними, то вони залишатимуться вільними до тих пір, поки не будуть захоплені яким-небудь дефектом кристалічної решітки або не

приймають участь у створенні електричного струму. Центри захоплення носіїв, можна розділити на дві групи:

1) *центри прилипання*, коли захоплений носій має вищу ймовірність перейти знову у вільний стан в результаті теплового збудження, ніж рекомбінувати з носієм протилежного знаку (рис.3.7, *а*; **1** і **1'** –діркові пастки, **2** і **2'** – електронні пастки);

2) *центри рекомбінації*, коли захоплений носій має більшу ймовірність рекомбінувати з носієм протилежного знаку, ніж знову бути поверненим у стаціонарний стан (рис.3.7, *а*: процес захоплення дірки **3** і електрона **4** центрами рекомбінації).

Найпростіші типи процесів рекомбінації показано на рис.3.7, *б*: перехід **5** – вільний електрон рекомбінує безпосередньо з діркою (пряма рекомбінація); перехід **6** – електрон захоплюється збудженим центром, що захопив дірку; перехід **7** – дірка захоплюється збудженим центром, що захопив електрон. Рекомбінація може відбуватися й через центри захоплення: перехід **8** – електрон з домішкового центру попадає у валентну зону (захоплення дірки), а потім на рівень, що звільнився на домішковому центрі, попадає електрон із зо-

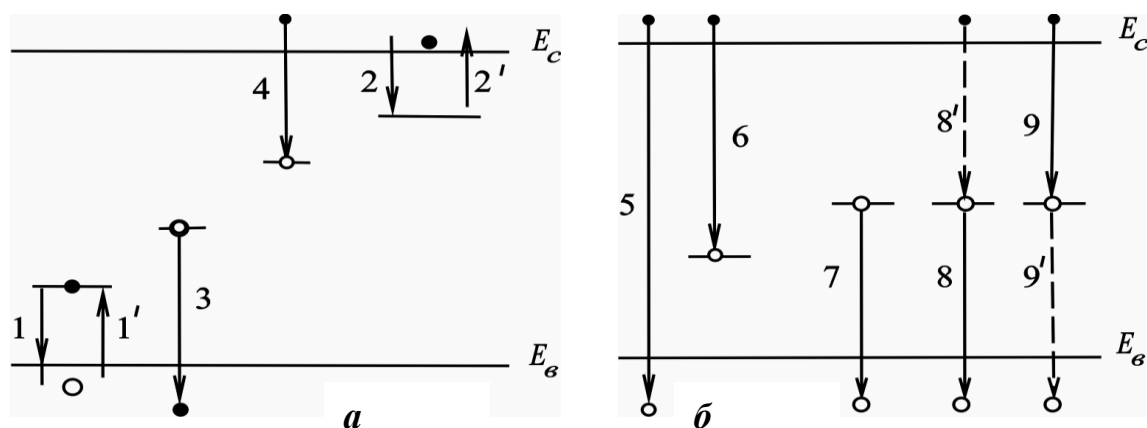


Рис.3.7. Можливі процеси захоплення та рекомбінації носіїв заряду у напівпровідниках.

ни провідності; перехід **9** – домішковим центром спочатку захоплюється електрон, а потім дірка.

При рекомбінації носіїв, так само як і при генерації, виконуються закони збереження енергії й імпульсу, при рекомбінації вивільняється енергія, яка може або випромінюватися у вигляді фотонів (*випромінювальна рекомбінація*), або виділятися у вигляді тепла – фононів (*безвипромінювальна рекомбінація*), або передаватися вільному електрону (*ударна рекомбінація*).

3.4.2. Час життя носіїв заряду та квантовий вихід

Час життя τ вільного носія — це час, протягом якого носій долучається до провідності, тобто час, протягом якого збуджений електрон перебуває в зоні провідності (τ_n), або збуджена дірка, — у валентній зоні (τ_p). Час життя вільного носія обмежується *моментом рекомбінації* цього носія або *моментом екстракції* (видалення) його з кристала електричним полем, якщо при цьому з протилежного електроду не надходить такий же носій.

Рекомбінація нерівноважних носіїв заряду має значний вплив на роботу напівпровідникових приладів. Рекомбінацію в об'ємі характеризує *об'ємний час життя* τ_v , а рекомбінацію на поверхні — *поверхневий час життя* τ_s . τ_v — це відношення надлишкової концентрації Δn нерівноважних носіїв заряду до швидкості зміни цієї концентрації внаслідок рекомбінації в об'ємі, а τ_s — відношення надлишкової кількості нерівноважних носіїв заряду в об'ємі напівпровідника до їхнього загального потоку до поверхні. Час життя надлишкового носія заряду

$$\tau = \frac{1}{NSv}, \quad (3.43)$$

де N — концентрація центрів рекомбінації, S — переріз захоплення, v — середня відносна швидкість теплового руху заряду відносно центру рекомбінації. Концентрація N може змінюватись в досить широких межах від 10^{16} м^{-3} (для чистих кристалів) до 10^{25} м^{-3} (у реальних кристалів). Величина перерізу захоплення S яким-небудь центром рекомбінації визначається розподілом потенціалу поблизу цього центру. Так, для нейтрального центру переріз S відповідає порядку атомних розмірів, тобто $\sim 10^{-19} \text{ м}^2$. Швидкість електронів v при кімнатній температурі приблизно дорівнює 10^5 м/с .

За наявності декількох механізмів рекомбінації, що характеризуються різними значеннями N , S , v вводять поняття *ефективного часу життя* носія заряду

$$\tau_{ef} = \frac{1}{\sum_i N_i S_i v_i}, \quad (3.44)$$

де N_i — концентрація центрів рекомбінації i -го типу; S_i — переріз захоплення; v_i — середня відносна швидкість теплового руху заряду відносно центру рекомбінації i -го типу.

Ефективний час життя можна розглядати як суму окремих часів життя для об'ємної та поверхневої рекомбінації:

$$\frac{1}{\tau_{ef}} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s}. \quad (3.45)$$

Час життя τ_v є одним з найважливіших критеріїв якості напівпровідникового матеріалу і ступеня його придатності для виготовлення напівпровідникових приладів. Цей параметр змінюється в широких межах для різних кристалів, залежить від температури та наяв-

вних хімічних домішок. Різні домішки різною мірою впливають на час життя носіїв. Деякі домішки є виключно активними центрами рекомбінації та різко зменшують час життя носіїв заряду, хоча і не володіють яскраво вираженими донорними або акцепторними властивостями (наприклад, Au в Ge та Si).

Час життя τ_s залежить не лише від властивостей матеріалу, а й від стану поверхні, розмірів зразка, технології його виготовлення. Наприклад, хімічна обробка полірованої поверхні зразка дозволяє збільшувати час життя носіїв біля поверхні настільки, що вимірюваний час можна вважати часом життя носіїв в об'ємі напівпровідника.

Квантовим виходом (ймовірністю) називається відношення кількості пар фотоносіїв або кількості фотоносіїв заряду при домішкової фотопровідності Δn_i , до загального числа поглинених квантів N_i :

$$\eta = \frac{\Delta n_i}{N_i}.$$

Квантовий вихід може приймати одне з двох можливих значень:

- $\eta = 1$ – для фотоактивних поглинань;
- $\eta = 0$ – для нефотоактивних поглинань.

Проте експериментально вимірювана величина квантового виходу може бути, як $0 < \eta < 1$, так і $\eta > 1$. Значення квантового виходу менше одиниці пояснюється нефотоактивними поглинаннями світла (екситонами, вільними електронами й інші). Значення квантового виходу більше одиниці пояснюється тим, що при опромінюванні напівпровідникового матеріалу квантами з великим значенням енергії електрон одержує значну кінетичну енергію, достатню, щоб при

подальших зіткненнях викликати ще один або навіть декілька актів іонізації.

3.4.3. Залежність фотопровідності від інтенсивності освітлення

При освітленні напівпровідника квантами з енергією $h\nu_1 \geq \Delta E$ або $h\nu_2 \geq \Delta E_{\text{дом}}$ поглинання світла супроводжується появою вільних електронів і дірок.

З'ясуємо зв'язок фотопровідності з інтенсивністю світла. Якщо на поверхню напівпровідника падає монохроматичний потік світла Φ_λ , а коефіцієнт відбивання світла від поверхні напівпровідника κ , то величина потоку, що входить в напівпровідник $\Phi'_\lambda = (1 - \kappa)\Phi_\lambda$. Якщо енергія одного кванта $h\nu$, то кількість квантів світла N' що входять у напівпровідник за одиницю часу

$$N' = \frac{\Phi'_\lambda}{h\nu} = \frac{(1 - \kappa)\Phi_\lambda}{h\nu} \quad (3.46)$$

Якщо коефіцієнт поглинання світла K (кількість поглиненої енергії з потоку одиничної інтенсивності шаром одиничної товщини), то кількість поглинених квантів світла в одиниці об'єму за одиницю часу можна представити як

$$N_1 = K \cdot N' = K \frac{\Phi'_\lambda}{h\nu \cdot S}, \quad (3.47)$$

де S – площа поверхні напівпровідника.

Кількість квантів N , що падають на напівпровідник в одиницю часу, називають *інтенсивністю світла* ($J = \frac{\Phi'_\lambda}{h\nu \cdot S}$), що є аналогом світлового потоку, або освітленості, оскільки вони пропорційні кількості квантів.

Нехай кожен поглинений квант світла з ймовірністю η породжує вільний носій заряду або пару частинок, тоді швидкість генерації носіїв заряду (концентрація нерівноважних носіїв заряду, що генеруються в одиницю часу):

$$\text{для електронів: } \Delta n_1 = \eta_{1n} N_1 = K \frac{\eta_{1n} (1 - \kappa) \Phi_\lambda}{h\nu \cdot S} = \eta_n KJ, \quad (3.48)$$

$$\text{для дірок: } \Delta p_1 = \eta_{1p} N_1 = K \frac{\eta_{1p} (1 - \kappa) \Phi_\lambda}{h\nu \cdot S} = \eta_p KJ, \quad (3.49)$$

де η_n, η_p – квантовий вихід електронів та дірок.

Для власної фотопровідності $\eta_n = \eta_p = \eta$, тоді

$$\Delta n_1 = \Delta p_1 = \eta KJ. \quad (3.50)$$

Під зміною концентрації нерівноважних носіїв заряду за одиницю часу будемо розуміти різницю між швидкостями генерації нерівноважних носіїв (Δn_1 , або Δp_1) та їх відповідних рекомбінацій (ξ_n та ξ_p). Наприклад, для випадку коли нерівноважними носіями є електрони, то

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \Delta n_1 - \xi_n. \quad (3.51)$$

Дослідимо процеси наростання нерівноважної концентрації носіїв у напівпровідниках після початку освітлення та процеси спадання її після припинення освітлення.

У напівпровідниках p -типу з великою концентрацією дірок, з якими рекомбінують нерівноважні електрони, причому концентрація дірок практично не залежить від освітлення спостерігається лінійна рекомбінація носіїв. Швидкість рекомбінації електронів в цьому випадку пропорційна концентрації нерівноважних носіїв заряду Δn :

$\xi_m = \Delta n / \tau_n$, де τ_n — середній час життя електрона. Враховуючи формули (3.50) та (3.51) одержимо

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \eta K J - \frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (3.52)$$

З останнього, вважаючи, що $\Delta n \ll p_0$ і $p_0 \gg n_0$ з урахуванням початкових умов $t = 0, \Delta n = 0$, для концентрації нерівноважних електронів одержимо:

$$\Delta n = \tau_n \eta K J (1 - e^{-t/\tau_n}). \quad (3.53)$$

Тоді фотопровідність буде змінюватись за законом

$$\Delta \gamma = q_o \Delta n u_n = q_o u_n \tau_n \eta K J (1 - e^{-t/\tau_n}) \quad (3.54)$$

Як видно з (3.54), величина $\Delta \gamma$ асимптотично наближається до свого стаціонарного значення. Значення τ_n в цьому випадку називають *постійною часу релаксації фотопровідності*.

Якщо припинити освітлення напівпровідникового зразка, то генерація носіїв припиниться і рівняння (3.52) матиме вигляд:

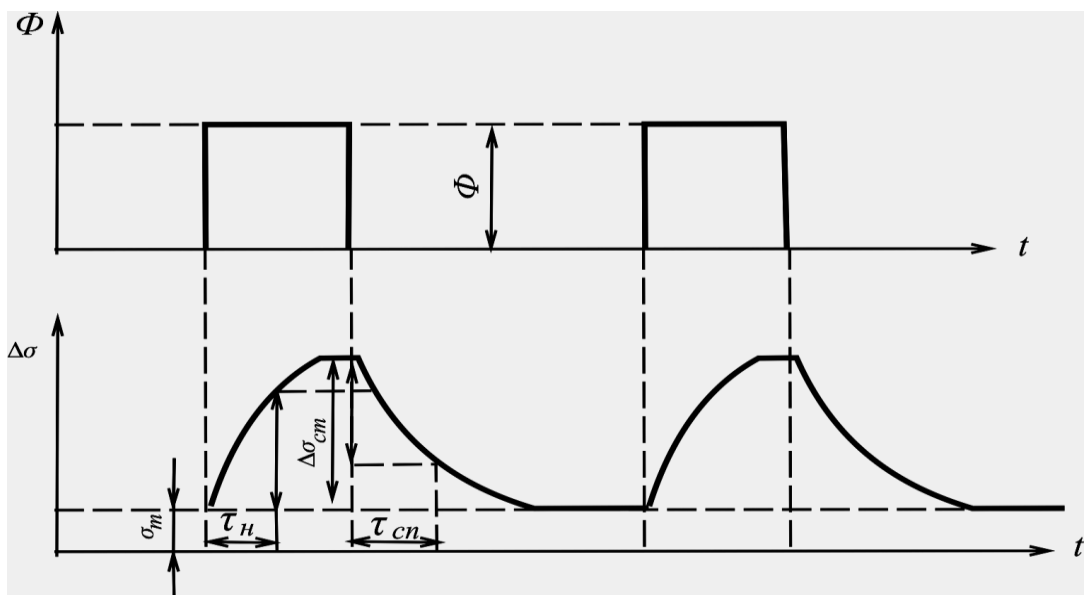


Рис.3.8. Релаксація фотопровідності при освітленні прямокутними світловими імпульсами.

$\frac{d(\Delta n)}{dt} = \frac{\Delta n}{\tau_n}$, розв'язуючи яке з урахуванням початкових умов $t =$

$0, \Delta n = \Delta n_{ст}$, отримаємо:

для концентрації нерівноважних електронів

$$\Delta n = \tau_n \eta K J e^{-t/\tau_n} \quad (3.55)$$

та для фотопровідності

$$\Delta \gamma = q_o u_n \tau_n \eta K J e^{-t/\tau_n} . \quad (3.56)$$

Криві наростання (3.54) та спадання (3.56) нерівноважної провідності називаються *кривими релаксації фотопровідності*.

Таким чином, релаксація нерівноважної концентрації носіїв заряду і фотопровідності у разі лінійної рекомбінації при припиненні промінювання напівпровідника відбувається за експоненціальним законом з постійною часу τ_n , відповідною часові життя пари нерівноважних носіїв заряду.

Відношення фотопровідності $\Delta \gamma$ до інтенсивності світла J називається *фоточутливістю* напівпровідникової речовини:

$$k_\phi = \frac{\Delta \gamma}{J} \dots \dots \dots (3.57)$$

3.4.4. Спектральна залежність фоточутливості

Спектральна залежність фоточутливості визначається спектральною залежністю швидкості генерації домішкових або власних носіїв заряду та найтіснішим чином пов'язана із спектром поглинання напівпровідника (рис.3.9).

В області власного поглинання (рис.3.9, а) коефіцієнт поглинання k досягає досить великих значень $\sim 10^4 - 10^6 \text{ см}^{-1}$. Це означає, що світло практично повністю поглинається на глибині $\sim 10^{-4} - 10^{-6}$

см. У цій області поглинання й відповідно фотопровідності червона межа fotocутливості λ_{max} співпадає з межею власного поглинання (крива 1). Однак у міру збільшення коефіцієнта поглинання із ростом енергії фотонів fotocутливість спочатку досягає максимуму, а потім швидко зменшується (крива 4), не дивлячись на те, що коефіцієнт поглинання світла в цій області великий. Це явище пояснюється тим, що унаслідок сильного поглинання світла швидкість генерації різко зменшується у міру проходження світла вглибину речовини, оскільки майже все світло поглинається в поверхневому шарі напівпровідника. При цьому швидкість рекомбінації носіїв збільшується за рахунок поверхневої рекомбінації та великої концентрації фотоносіїв, а час життя носіїв різко зменшується. Крім того, рухливість носіїв в поверхневому шарі значно нижча, тому що рухові носіїв перешкоджають численні дефекти приповерхневого шару. Все це приводить до зменшення фотопровідності та fotocутливості.

В області домішкового поглинання (рис.3.9, криві 2), в якій по-

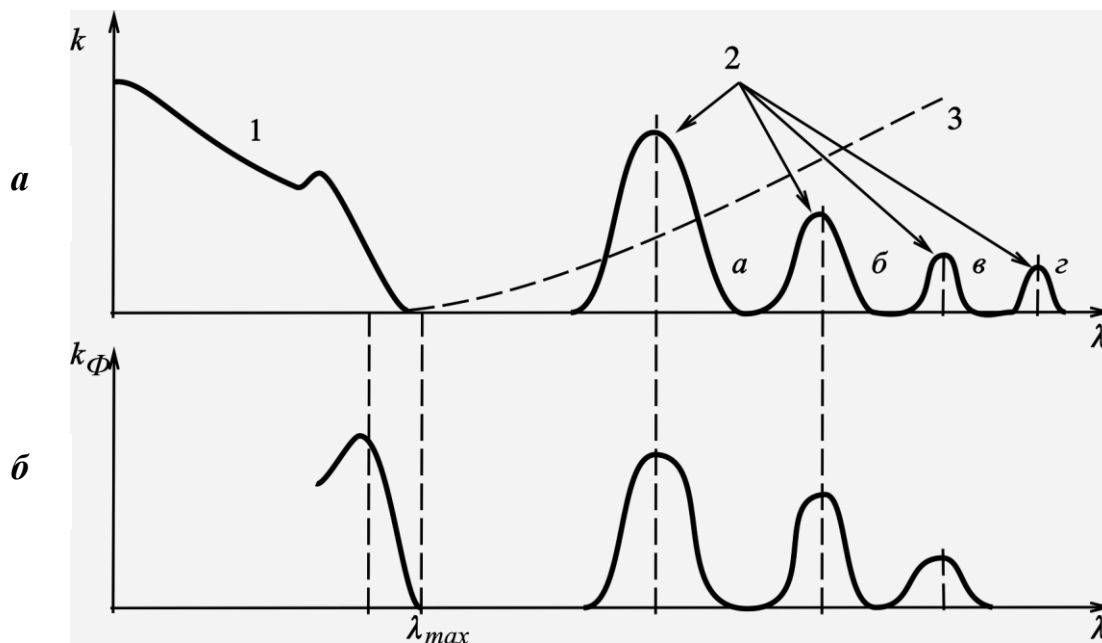


Рис.3.9. Спектр поглинання напівпровідника (а) та спектральний розподіл fotocутливості (б).

глинання порівняно мале і обумовлене наявністю домішок (криві *a*, *б*, *в*, *г*) і вільних носіїв (крива **3**), спектральний розподіл fotocутливості (криві **5**, **6**) зазвичай співпадає зі смугою поглинання, відповідною переходу електронів з домішкових рівнів в зону провідності або з валентної зони на домішкові рівні. Довгохвильова межа домішкового поглинання та fotocутливості зміщена в довгохвильову сторону спектра поглинання відносно власного поглинання і fotocутливості, оскільки енергія іонізації домішки менша, ніж ширина забороненої зони. Крім того, домішкова фотопровідність, зазвичай, значно менша власної, оскільки концентрація домішки на багато порядків менша концентрації основних атомів кристалічної решітки.

Питання для самоперевірки

1. Назвіть причини температурної залежності ширини забороненої зони напівпровідника.
2. Поясніть залежність положення рівня Фермі та концентрації вільних носіїв заряду в напівпровідниках від температури.
3. Що таке невироджений і вироджений напівпровідник і де розташований рівень Фермі в них?
4. Поясніть температурну залежність рухливості носіїв заряду в напівпровідниках.
5. Чим пояснюється різний хід температурної залежності опору у металів і напівпровідників?
6. Поясніть фізичний зміст енергії активації.
7. Які носії заряду називають рівноважними та які нерівноважними?
8. Поясніть можливі переходи електронів при поглинанні квантів світла і рекомбінації. Що таке прямі та непрямі переходи електронів?
9. Який механізм генерації та рекомбінації нерівноважних носіїв є найбільш вірогідним? Чому?
10. Якими виразами визначається червона межа фотопровідності для власних і домішкових напівпровідників?
11. Поясніть явище негативної фотопровідності.
12. Що таке час життя нерівноважних носіїв заряду?

13. Який фізичний зміст поняття "квантовий вихід"?
14. Поясніть процеси релаксації фотопровідності при освітленні прямокутними імпульсами світла.
15. Назвіть основні переваги і недоліки фоторезисторів порівняно з вакуумними фотоелементами, наведіть приклади застосування фоторезисторів.

Задачі до розділу 3

1. Наявність вакантних вузлів у кристалічній решітці призводить до росту питомого опору міді приблизно на 10^{-8} Ом/м при збільшенні кількості вакантних вузлів на 1%. Побудуйте графік температурної залежності питомого опору міді, виходячи з припущення, що росту опору викликане вакансіями та враховуючи, що кількість вакантних вузлів дорівнює рівноважному значенню при даній температурі.
2. Вказати інтервали довжин хвиль електромагнітного випромінювання, для яких має місце внутрішній фотоефект у германії, селені та сірому олові. Які з цих інтервалів належать до видимого світла, інфрачервоного та рентгенівського випромінювання? ($\Delta E_{Ge}=0,67$ еВ, $\Delta E_{Se}=1,87$ еВ, $\Delta E_{Sn}=0,1$ еВ).
3. Знайдіть рівень Фермі у власному напівпровіднику, якщо енергія активації дорівнює 0,1 еВ. За нульовий рівень відліку кінетичної енергії електронів прийміть найнижчий рівень зони провідності.
4. Визначити енергію активації телуру, якщо його електропровідність зростає в 5 разів зі збільшенням температури від 300 до 400 К.
5. На фоторезистор на основі селену ($\Delta E_{Se}=1,87$ еВ) падає електромагнітне випромінювання, частота якого: $3,0 \cdot 10^{15}$ с⁻¹. Чи змінюється при цьому його опір?
6. Температура германієвого зразка підвищується з 300 до 325 К. Як при цьому змінюється стала Холла германію ($\Delta E_{Ge}=0,67$ еВ)?
7. Визначити рухливість електронів у напівпровіднику *n*-типу, для якого за даних умов питомий опір $\rho = 1,6 \cdot 10^{-2}$ Ом·м, а стала Холла $R_x = 7 \cdot 10^{-3}$ м³·Кл⁻¹.
8. Пластину з напівпровідника *p*-типу завширшки 10 мм та завдовжки 50 мм вміщено в однорідне магнітне поле, індукція якого 0,5 Тл. Напрямок поля є перпендикулярним до пластини. До кінців пластини прикладено напругу 10 В, при цьому холлівська різниця потенціалів дорівнює 50 мВ. Питомий опір напівпровідника 2,5 Ом·см. Визначити концентрацію дірок та їх рухливість.
9. Холлівська рухливість носіїв у натрії дорівнює 0,0053 м²/В·с, а постійна Холла $R_x = 2,5 \cdot 10^{-6}$ м³·Кл⁻¹. Знайдіть за цими даними електропровідність натрію. Порівняйте її з табличним значенням. Оцініть температуру при якій проводили вимірювання ефекту Холла.

10. Знайдіть швидкість дрейфу електронів та дірок в германії і кремнії при кімнатній температурі в полі напруженістю 10^3 В/м.

Завдання для самостійного опрацювання

Тема: Поглинання світла напівпровідниками

1. Фізичний зміст закону Бугера-Ламберта.
2. Довжина вільного пробігу фотона у речовині напівпровідника. Взаємозв'язок між коефіцієнтом поглинання та довжиною вільного пробігу фотона.
3. Типи поглинання світла у напівпровідниках. Власне поглинання та його основні закономірності.
4. Домішкове поглинання та його види. Ефект Бурштейна-Мосса. Правило Урбаха.

Додаткова література

1. Пека Г.Н., Стріха В.І. Поверхневі та контактні явища в напівпровідниках: Підручник. – Либідь, 1992. – 240 с.
2. Рывкин Н.С. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. – М.: Физматгиз, 1963. – 494 с.
3. Сердюк В.В., Чемересюк Г.Г. Фотоэлектрические процессы в полупроводниках: Учебное пособие. – К.: Либідь, 1993. – 192 с.
4. Уханов Ю.М. Оптические свойства полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 366 с.

4. Основи фізики напівпровідникових приладів

При приведенні в контакт двох різних напівпровідників між ними виникає обмін носіями заряду, що призводить до зміни властивостей не лише на контактній поверхні, а й в об'ємі обох напівпровідників. Якщо поверхневі стани заповнюються вільними носіями заряду, то між поверхнею та об'ємом виникає електричне поле, локалізоване в приповерхневому шарі, властивості якого змінюються так, як унаслідок прикладання зовнішнього електричного поля.

4.1. Явища при термоелектронній емісії

4.1.1. Струм термоелектронної емісії

Як відомо, для переведення електрона із твердого тіла у вакуум необхідно затратити певну енергію. Прийmemo за початок відліку енергію електрона, який перебуває в стані спокою у вакуумі на значній відстані від даного тіла. У цьому випадку повна енергія електрона в твердому тілі (за умови, що вони нерухомі) – від'ємна. Електрон, який перебуває на дні зони провідності, має нульову кінетичну енергію, отже його повна енергія з точки зору класичних уявлень, буде виключно потенціальною. Нехай положення рівня E_c у розглядуваній системі відліку характеризується деяким значенням енергії – W . Тоді величину W , що рівна роботі, яку необхідно виконати, щоб перевести нерухомий електрон з твердого тіла у вакуум без надання йому кінетичної енергії, називається *істинною роботою виходу*. Дана робота по суті визначає глибину потенціальної ями, яка відповідає електронам провідності металу.

Обчислимо струм емісії електронів з поверхні металу в умовах термодинамічної рівноваги. Усі вільні електрони в металі знаходять-

ся у потенціальній ямі. Функція розподілу цих електронів за ступенями вільності може бути описана больцманівською статистикою:

$$f_0(E, T) = e^{-\frac{E-F}{kT}} \quad (4.1)$$

З цього виразу слідує, що коли енергія електрона E істотно більша, ніж енергія Фермі F , то завжди буде певна кількість електронів з цією енергією. Отже, існує відмінна від нуля вірогідність, що в умовах термодинамічної рівноваги частина електронів у металі матиме енергію $E > 0$, тобто вони можуть покидати поверхню металу. Струм, обумовлений цими електронами, називається *струмом термоелектронної емісії*. Таким чином, струм термоелектронної емісії – це струм, обумовлений гарячими рівноважними електронами внаслідок розподілу енергії за ступенями вільності.

Розрахуємо величину цього струму, виходячи з принципів квантової статистики. Виберемо елемент об'єму dV у фазовому просторі квазіімпульсів p_x, p_y, p_z . Згідно принципу Паулі, мінімальний об'єм, який може займати одна частинка у фазовому просторі координат і квазіімпульсів:

$$(\Delta p_x \Delta x)(\Delta p_y \Delta y)(\Delta p_z \Delta z) \geq h^3. \quad (4.2)$$

У разі одиничного координатного об'єму $\Delta x \Delta y \Delta z = 1$ дана умова трансформується:

$$(\Delta p_x \Delta x)(\Delta p_y \Delta y)(\Delta p_z \Delta z) \geq h^3. \quad (4.3)$$

Тоді кількість станів dZ для електронів в одиниці об'єму і фазовому просторі об'ємом $dV = dp_x dp_y dp_z$ відповідно принципу Паулі дорівнює:

$$dZ = 2 \frac{dp_x dp_y dp_z}{h^3} = \frac{2(m^*)^3}{h^3} dv_x dv_y dv_z \quad (4.4)$$

Щоб розрахувати кількість електронів dn , потрібно кількість станів dZ помножити на ймовірність їх заповнення $f(E, T)$:

$$dn = f(E, T) dZ \quad (4.5)$$

Функція розподілу електронів за станами – в загальному випадку функція Фермі-Дірака. Однак, оскільки розглядаються електрони з великою енергією, здатні покинути поверхню металу ($E - F \gg kT$), то функція розподілу з високою мірою вірогідності буде бoльцманівською:

$$f_0(E, T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) - 1} \approx e^{-\frac{E - F}{kT}} \quad (4.6)$$

Потік електронів, тобто кількість електронів, котрі за одиницю часу покидають поверхню металу в напрямку осі ox у вакуум з фазового об'єму dV , дорівнює їх числу в елементі об'єму

$$dN = v_x dn. \quad (4.7)$$

Тоді, густина струму за рахунок цього буде дорівнювати:

$$j = e \int dN = e \int v_x dn = e \iiint \exp\left(-\frac{E - F}{kT}\right) v_x \frac{2(m^*)^3}{h^3} dv_x dv_y dv_z. \quad (4.8)$$

Проведемо наступні перетворення: виразимо повну енергію електрона E (потенціальну і кінетичну) через його швидкість:

$$E = E_c + \frac{m^* v^2}{2} = E_c + \frac{m^*}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2). \quad (4.9)$$

Тоді для густини струму одержуємо:

$$j = \frac{2e(m^*)^3}{h^3} \exp\left(-\frac{E - F}{kT}\right) \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m^* v_z^2}{2kT}\right) dv_z \cdot \int_{v_x \min}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{m^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x \quad (4.10)$$

В останньому виразі перший та другий інтеграли виражаються через інтеграл Пуассона $\int_{-\infty}^{\infty} \exp \xi^2 d\xi = \sqrt{\pi}$, тому

$\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{m^* v_y^2}{2kT}\right) dv_y = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m^*}}$. Останній же інтеграл нескладно порухувати:

$$\int_{v_{x \min}}^{\infty} v_x \exp\left(-\frac{m^* v_x^2}{2kT}\right) dv_x = \frac{kT}{m^*} \exp\left(-\frac{m^* v_{x \min}^2}{2kT}\right) = \frac{kT}{m^*} \left(\exp \frac{E_c}{kT}\right)$$

Таким чином, підставивши у (4.10) одержимо вираз для струму термоелектронної емісії:

$$j_x = \frac{4\pi e m^* k^2 T^2}{h^3} \exp\left(\frac{F - E_c + E_c}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(\frac{F}{kT}\right), \quad (4.11)$$

де $\frac{4\pi e m^* k^2}{h^3} = A$ називається *сталюю Річардсона*.

Оскільки енергія Фермі – від’ємна ($F < 0$), то відстань до рівня Фермі, відрахована від рівня вакууму ($E = 0$), буде додатною. Позначимо її через Φ та назвемо *термодинамічною роботою виходу*: $\Phi = -F$. Таким чином, термодинамічна робота виходу – це енергія Фермі з оберненим знаком. Тоді (4.11) набуде вигляду так званої *формули Річардсона для термоелектронної емісії із напівпровідника у вакуум*:

$$j_x = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right) = j_T, \quad (4.12)$$

j_T – густина струму термоелектронної емісії.

Таким чином із (4.12) слідує, що струм термоелектронної емісії з поверхні металу визначається тільки термодинамічною роботою виходу Φ і температурою T .

В реальних умовах термоелектронний струм не може досягати величини j_T , якщо не створити для цього спеціальні умови. Дійсно метал, втративши електрони, заряджається позитивно, а утворене при цьому електричне поле утримує термоелектрони, повертаючи їх знову у метал. Тобто встановлюється термодинамічна рівновага між потоками електронів, тому j_x прямує до нуля. Для того, щоб підтримувати j_T сталим, необхідно зовнішнім електричним полем забезпечити відтік електронів від поверхні металу і в той же час компенсувати втрату заряду металом. Обидві ці функції, як і в електронній лампі може виконувати одне й теж електричне поле.

4.1.2. Термодинамічна робота виходу в напівпровідниках *p*- і *n*-типів

Розглянемо зонну діаграму напівпровідників *p*- і *n*-типів (рис.4.1). Як і в п.4.1., за початок відліку приймемо енергію електрона, що перебуває у вакуумі. Енергію Фермі зручно представити як суму двох членів: оскільки $E_c = -\chi$ ($\chi > 0$) і $\phi = E_c - F$

$$\Rightarrow F = E_c - \phi = -(\chi + \phi). \quad (4.13)$$

Таке представлення величини F у вигляді суми двох членів зручне, оскільки величина χ залежить тільки від виду напівпровідника, у той час як ϕ залежить від температури, виду та концентрації легувальної домішки.

Повторивши міркування, проведені в п.4.1. для густини струму термоелектронної емісії із напівпровідника матимемо:

$$j_T = AT^2 \exp\left(\frac{F}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{\chi + \phi}{kT}\right) = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right), \quad (4.14)$$

де Φ – термодинамічна робота виходу електрона із напівпровідника.

Як і в металі, вона визначається положенням рівня Фермі в обраній шкалі енергій:

$$\Phi = -F = \chi + \phi, \quad (4.15)$$

не дивлячись на те, що у невродженого напівпровідника на рівні Фермі електрони відсутні.

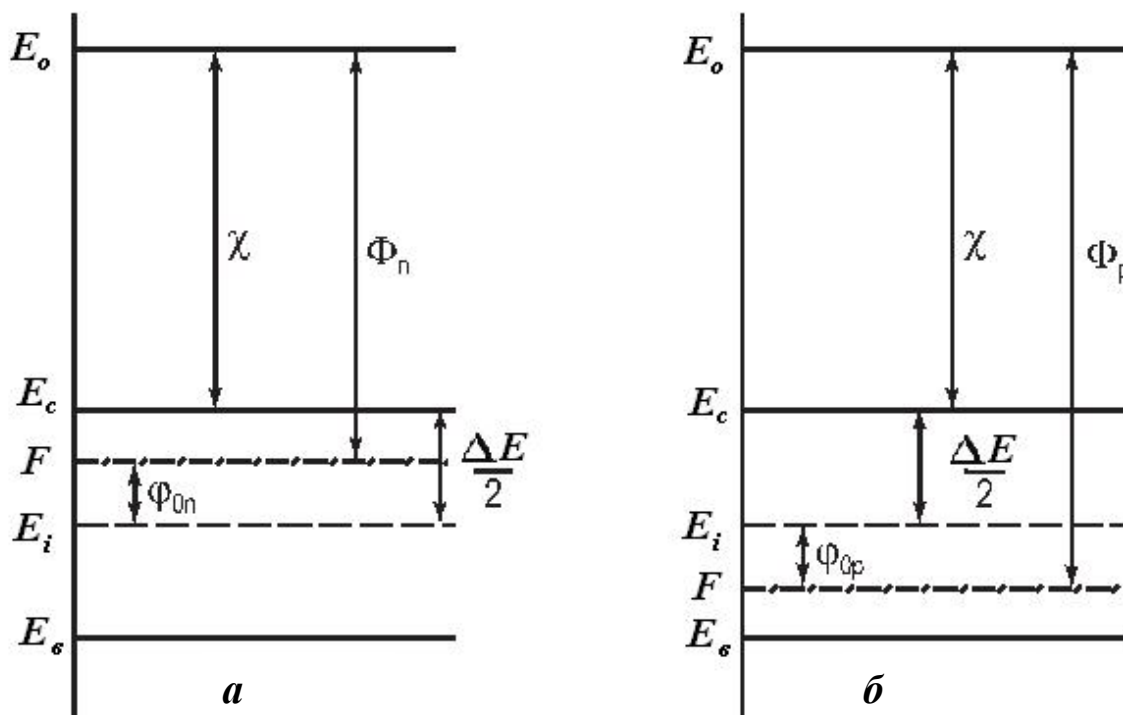


Рис.4.1. Зонна діаграма напівпровідників *n*- (а) та *p*-типів (б): ϕ_{on} – об’ємне положення рівня Фермі в напівпровіднику *n*-типу; ϕ_{op} – об’ємне положення рівня Фермі в напівпровіднику *p*-типу; χ – електронна спорідненість (енергія, необхідна для видалення електрона з дна зони провідності E_c у вакуум).

Будемо вважати, що рівень Фермі у власного напівпровідника знаходиться посередині забороненої зони, тоді:

а) для власного напівпровідника робота виходу Φ дорівнює:

$$\Phi(T) = \chi + \frac{\Delta E}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_v}; \quad \Phi(0) = \chi + \frac{\Delta E}{2}; \quad (4.16)$$

б) для напівпровідника *n*-типу:

$$\Phi_n = \chi + \left(\frac{\Delta E}{2} - \varphi_n \right); \quad (4.17)$$

в) для напівпровідника p -типу:

$$\Phi_p = \chi + \left(\frac{\Delta E}{2} + \varphi_p \right) \quad (4.48)$$

Із співвідношень (4.17) і (4.18) слідує, що термодинамічна робота виходу з напівпровідника p -типу завжди буде більшою, ніж з напівпровідника n -типу, а отже, струм термоелектронної емісії з напівпровідника n -типу буде більшим, ніж з напівпровідника p -типу.

4.1.3. Ефект поля та зонна діаграма при ефекті поля

Розглянемо зонну діаграму приповерхневої області напівпровідників в рівноважних умовах. Розглянемо, як буде змінюватися концентрація вільних носіїв в приповерхневій області напівпровідника, коли поблизу цієї поверхні створюється електричне поле. Для прикладу вважатимемо, що електричне поле створюється зарядженою металевією площиною з поверхневою густиною зарядів σ . Оскільки силові лінії електричного поля мають бути замкнуті, то на поверхні напівпровідника виникає рівний за величиною, але протилежний за знаком електричний заряд. Залежно від знаку заряду на металевій площині (позитивній або негативній), що екранує це поле, заряд в приповерхневій області напівпровідника також буде різних знаків. На рис. 4.2 приведені ситуації позитивно і негативно зарядженої площини.

Випадок, коли в приповерхневій області зростає концентрація вільних носіїв, носить назву *збагачення*, а коли в приповерхневій області зменшується концентрація вільних носіїв – *збіднення*.

Нехай концентрація донорів в об'ємі напівпровідника $N_d = 10^{15}$ см^{-3} , то середня відстань між вільними електронами (та іонізованими донорами) в квазінейтральному об'ємі напівпровідника буде дорів-

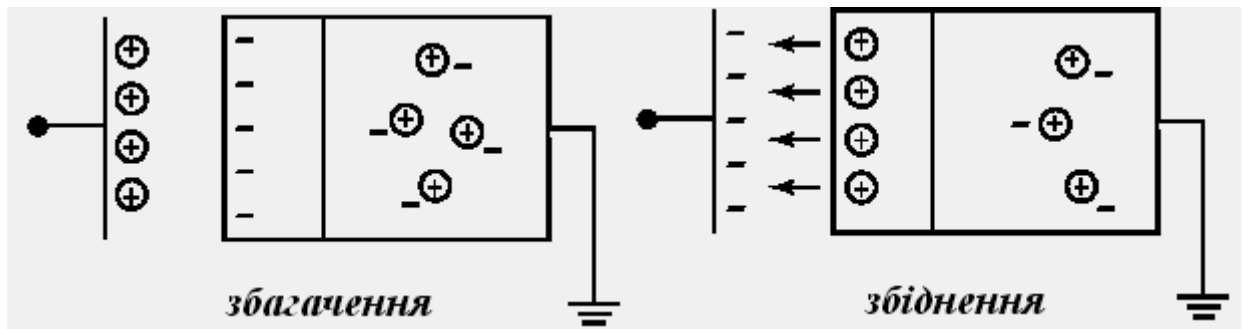


Рис.4.2. Зміна концентрації вільних носіїв заряду в приповерхневій області напівпровідника за наявності поблизу поверхні зарядженої металевої поверхні.

нювати $a = 10^{-5}$ $\text{см} = 1000$ Å . При поверхневій густині заряду $\sigma = 10^{12}$ см^{-2} товщина шару просторового заряду іонізованих донорів дорівнюватиме $\frac{10^{11}}{10^{15}} = 10^{-4}$ $\text{см} = 1$ $\mu\text{м}$. Звідси слідує, що електричне поле в напівпровідник може проникати на значні відстані.

Зміна концентрації вільних носіїв в приповерхневій області напівпровідника під дією зовнішнього електричного поля отримала назву *ефекту поля*.

За наявності зовнішнього поля приповерхнева область в напівпровіднику не буде електронейтральною. Заряд, що виник в цій області, зазвичай називається *просторовим зарядом*, а сама область – *областю просторового заряду* (ОПЗ). Наявність електричного поля $E(z)$ в ОПЗ змінює величину потенціальної енергії електрона. Якщо поле спрямоване від поверхні углиб напівпровідника, то електрони в цьому випадку матимуть мінімальну енергію біля поверхні, що відповідає наявності там же потенціальної ями для електронів.

Зміна потенціальної енергії електронів:

$$\Delta U = U(z) - U(\infty) = \int_{\infty}^z E(z) dz, \quad (4.49)$$

де $U(\infty)$ – потенціальна енергія електронів в квазінейтральному об'ємі напівпровідника. Оскільки на дні зони провідності кінетична енергія електронів дорівнює нулю ($E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$), то зміна потенціальної енергії за координатою повинна так само змінити енергетичне положення дна зони провідності E_c (а відповідно й вершини валентної зони E_v). На зонних діаграмах це виражається у вигині енергетичних зон.

Величина різниці потенціалів між квазінейтральним об'ємом і довільною точкою ОПЗ дістала назву *електростатичного потенціалу*:

$$\psi = \frac{1}{q_{\infty}} \int_{\infty}^z E(z) dz. \quad (4.50)$$

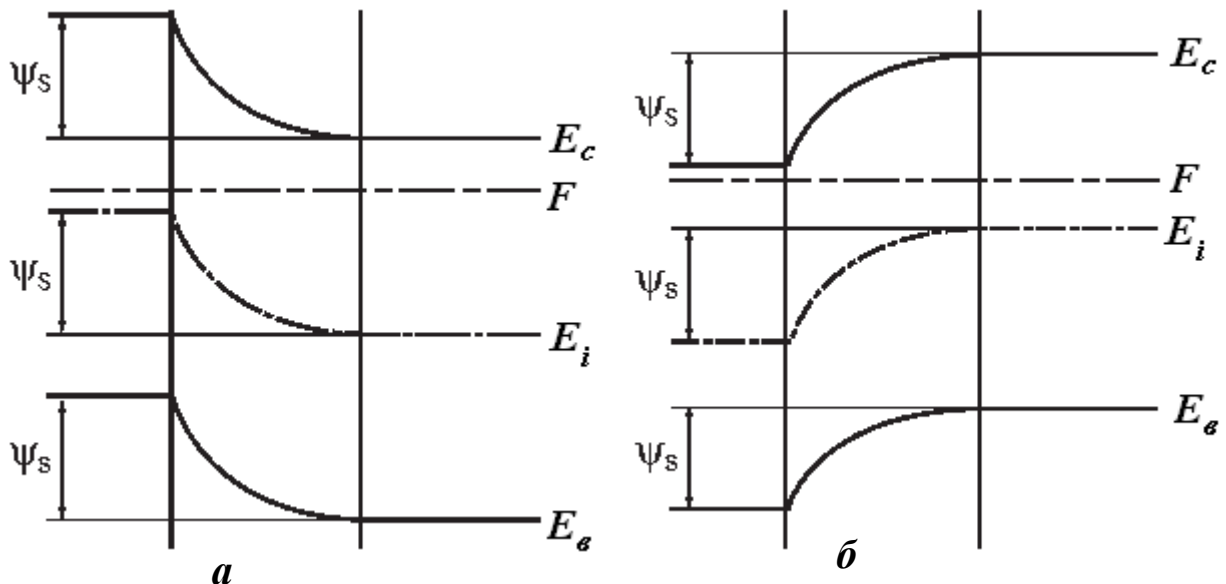


Рис. 4.3. Енергетичні зони на поверхні напівпровідника n -типу : **a**) у разі збіднення; **б**) у разі збагачення.

Значення електростатичного потенціалу на поверхні напівпровідника називається *поверхневим потенціалом* і позначається символом ψ_s . Знак поверхневого потенціалу ψ_s відповідає знаку заряду на металевому електроді, що викликає вигин енергетичних зон. При $\psi_s > 0$ зони викривлені вниз, при $\psi_s < 0$ зони вигнуті вгору (рис. 4.3).

4.2. Бар'єр Шотткі

4.2.1. Контакт метал – напівпровідник

Розглянемо *контакт метал-напівпровідник*. У разі контакту можливі різні комбінації та співвідношення термодинамічних робіт виходу з металу і напівпровідника (оскільки напівпровідник може бути як *n*-, так і *p*-типу). Залежно від цих співвідношень в області контакту можуть реалізовуватися три стани:

- перший стан відповідає умові плоских зон в напівпровіднику, – в цьому випадку реалізується нейтральний контакт;
- другий стан відповідає умові збагачення приповерхневої області напівпровідника (дірками в *p*-типі та електронам в *n*-типі) – в цьому випадку реалізується омичний контакт;
- в третьому стані приповерхнева область напівпровідника збіднена основними носіями – в цьому випадку в області контакту з боку напівпровідника формується область просторового заряду іонізованих донорів або акцепторів і реалізується блокувальний контакт, або бар'єр Шотткі.

У напівпровідникових приладах найбільше застосування отримали блокувальні контакти метал-напівпровідник, або бар'єри Шот-

ткі. Розглянемо умову виникнення бар'єру Шотткі. Раніше було показано, що струм термоелектронної емісії з поверхні будь-якого твердого тіла визначається рівнянням Річардсона (формула 4.12).

Для контакту метал-напівпровідник *n*-типу виберемо умову, щоб термодинамічна робота виходу з напівпровідника $\Phi_{n/p}$ була меншою, ніж термодинамічна робота виходу з металу Φ_{Me} . В цьому випадку згідно (4.12) струм термоелектронної емісії з поверхні напівпровідника $j_{n/p}$ буде більшим, ніж струм термоелектронної емісії з поверхні металу j_{Me} :

$$\Phi_{Me} > \Phi_{n/p}; \quad j_{Me} < j_{n/p}. \quad (4.51)$$

При контакті таких матеріалів в початковий момент часу струм з напівпровідника в метал перевищуватиме зворотний струм з металу в напівпровідник, тому в приповерхневих областях напівпровідника та металу накопичуватимуться об'ємні заряди – негативні в металі й позитивні в напівпровіднику. У області контакту виникне електричне поле, яке стане причиною вигину енергетичних зон. Внаслідок ефекту поля термодинамічна робота виходу на поверхні напівпровідника зросте. Цей процес проходить до тих пір, поки в області контакту не зрівняються струми термоелектронної емісії та відповідно значення термодинамічних робіт виходу на поверхні.

На рис. 4.4 показані зонні діаграми різних етапів формування контакту метал-напівпровідник. В умовах рівноваги в області контакту струми термоелектронної емісії зрівнялись, внаслідок ефекту поля виник потенціальний бар'єр, висота якого дорівнює різниці термодинамічних робіт виходу : $\phi_k = \Phi_{Me} - \Phi_{n/p}$.

Для контакту метал-напівпровідник *p*-типу виберемо умову,

щоб термодинамічна робота виходу з напівпровідника $\Phi_{\text{н/п}}$ була більшою, ніж термодинамічна робота виходу з металу $\Phi_{\text{Ме}}$. В цьому випадку струм термоелектронної емісії з поверхні напівпровідника $j_{\text{н/п}}$ буде меншим, ніж струм термоелектронної емісії з поверхні металу. При контакті таких матеріалів в початковий момент часу струм з металу в напівпровідник p -типу перевищуватиме зворотний струм з напівпровідника в метал і в приповерхневих областях напівпровідника та металу накопичуватимуться об'ємні заряди – позитивні в металі та негативні в напівпровіднику.

Надалі картина переходу до рівноважного стану і формування потенціального бар'єру для контакту метал-напівпровідник p -типу аналогічна розглянутій вище для контакту метал-напівпровідник n -типу.

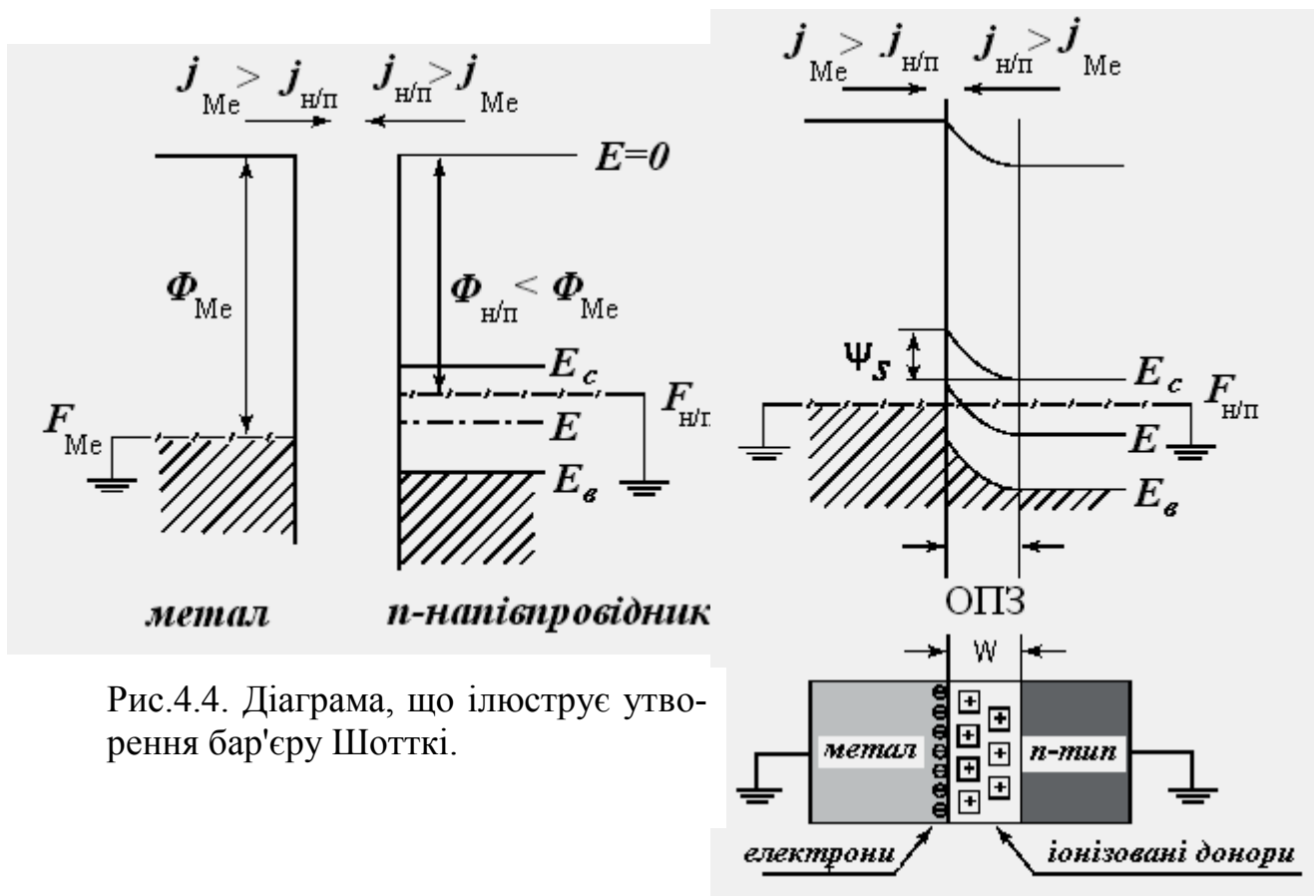


Рис.4.4. Діаграма, що ілюструє утворення бар'єру Шотткі.

4.2.2. Зонна діаграма бар'єру Шотткі при зовнішній напрузі

Розглянемо, як зміниться зонна діаграма контакту метал-напівпровідник при прикладанні зовнішньої напруги U_q , знак якої відповідає знаку напруги на металевому електроді. Величина зовнішньої напруги при позитивному знаку $U_q > 0$ не має бути більше контактної різниці потенціалу $\Delta\phi$, при негативній напрузі $U_q < 0$

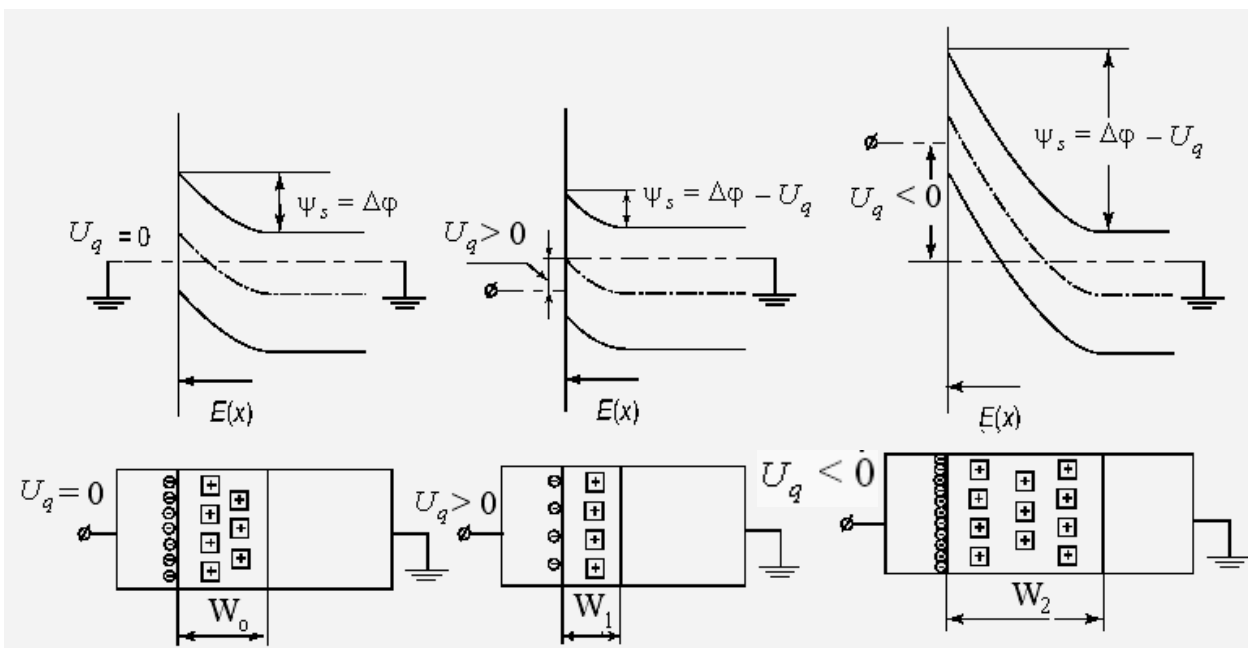


Рис.4.5. Зонна діаграма бар'єру Шотткі при різних напругах на металевому електроді (затворі).

вона обмежується тільки електричним пробоем структури. На рис. 4.5 приведені відповідні зонні діаграми при позитивній та негативній напрузі на металевому електроді бар'єрів Шотткі. З приведенного рис. видно, що роль зовнішньої напруги в бар'єрі Шотткі зводиться тільки до регулювання висоти потенціального бар'єру і величини електричного поля в ОПЗ напівпровідника.

4.2.3. Розподіл електричного поля і потенціалу в бар'єрі Шотткі

Розглянемо детальніше, як змінюються електричне поле і потенціал в області просторового заряду контакту метал-напівпровідник у вигляді бар'єру Шотткі. Для визначеності розглядатимемо напівпровідник n -типу. За знак прикладеної напруги приймемо знак напруги, прикладеної до металевого електроду, напівпровідниковий електрод вважаємо заземленим.

Незалежно від полярності напруги для бар'єрних структур уся зовнішня напруга буде прикладена до області просторового заряду, оскільки в цій області концентрація вільних носіїв істотно менша, ніж в інших областях бар'єру Шотткі.

Зв'язок електричного поля і потенціалу для будь-яких матеріалів з просторово розподіленим об'ємним зарядом описується рівнянням Пуассона. У одновимірному наближенні це рівняння має вигляд:

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (4.52)$$

де $\psi(x)$ – залежність потенціалу від координати, $\rho(x)$ – густина об'ємного заряду, ϵ – діелектрична проникність напівпровідника, ϵ_0 – діелектрична стала.

Заряд в області просторового заряду бар'єру Шотткі для напівпровідника n -типу обумовлений зарядом іонізованих донорів з густиною n_d , тому $\rho(x) = qn_d$. При інтегруванні рівняння Пуассона врахуємо, що величина електричного поля $E(x) = -\Delta\phi$:

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0}, \text{ або } \frac{dE}{dx} = -\frac{qn_d}{\epsilon \epsilon_0} \quad (4.53)$$

Виберемо константу інтегрування з розрахунку, що при $x = W$ елек-

тричне поле $E = 0$. Тому

$$E(x) = -\frac{qn_d}{\epsilon\epsilon_0}(W - x). \quad (4.54)$$

Звідки слідує, що електричне поле E буде максимальним на межі метал-напівпровідник ($x = 0$), потім лінійно спадає в області просторового заряду і дорівнює нулю на межі ОПЗ – квазінейтральний об'єм напівпровідника ($x = W$).

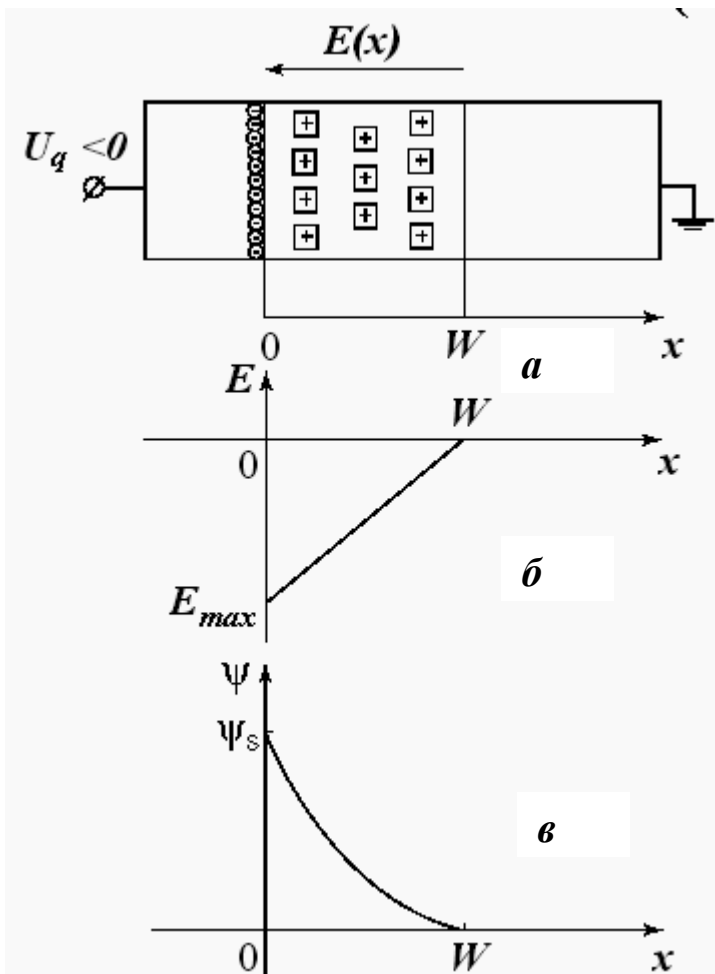


Рис. 4.6. Діаграма, що ілюструє розподіл електричного поля і потенціалу в бар'єрі Шотткі : **а**) структура бар'єру Шотткі при зворотному зміщенні; **б**) розподіл електричного поля в ОПЗ; **в**) розподіл потенціалу в ОПЗ.

Для знаходження розподілу потенціалу (а отже, і залежності потенціальної енергії від координати) проінтегруємо ще раз рівняння (4.54) за наступних граничних умов: $x = W$, $\psi(W) = 0$. Отримаємо (рис. 4.6):

$$\psi(x) = \frac{qn_d}{2\epsilon\epsilon_0}(W - x)^2. \quad (4.55)$$

Максимальне значення потенціалу реалізується при $x = 0$ і дорівнює:

$$\psi_{max} = \psi_s - U_q = \Delta\phi - U_q,$$

$$\text{при } \Delta\phi = \Phi_{Me} - \Phi_{н/п}. \quad (4.56)$$

У цьому випадку можна розрахувати зна-

чення ширини збідненої області W , підставляючи співвідношення (4.56) в (4.55):

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\Delta\varphi - U_q)}{qn_\delta}}. \quad (4.57)$$

Співвідношення (4.57) є дуже важливим для бар'єрних структур. Це рівняння є універсальним і описує для більшості бар'єрних структур залежність ширини збідненої області W від прикладеної напруги U_q і концентрації легувальної домішки n_δ . На рис.4.6 приведена діаграма, що ілюструє розподіл електричного поля і потенціалу в бар'єрі Шоттки при зворотному зміщенні, розраховані згідно співвідношень (4.54) і (4.55).

4.2.4. Вольтамперна характеристика бар'єру Шоттки

Розглядаючи дане питання скористаємося діодним наближенням. Замість критерію $E_c = \frac{m\upsilon_{x\min}^2}{2}$ для бар'єра Шоттки скористаємось для переходу електронів із напівпровідника в метал виразом:

$$\frac{m\upsilon_{x\min}^2}{2} = q(\Delta\varphi - U_q). \quad (4.58)$$

Підставляючи цей вираз у (4.10), одержимо:

$$j_{\text{н/п} \rightarrow \text{Ме}} = \frac{4\pi e m^* k^2 T^2}{h^3} e^{\frac{E_c - F}{kT}} e^{-\frac{q(\Delta\varphi - U_q)}{kT}} = \frac{1}{4} q n_s \upsilon_o e^{\beta U_q}, \quad (4.59)$$

де υ_o – теплова швидкість електронів, $\upsilon_o = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}}$; n_s – поверхнева

концентрація в напівпровіднику на межі з металом, $n_s = n_o e^{\beta\Delta\varphi}$

$$(n_o = \sqrt{\left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^3 e^{\frac{E_c - F}{kT}}}; \quad \beta = \frac{q}{kT}).$$

В умовах рівноваги $U_q=0$ струм із напівпровідника в метал

$j_{\text{н/п} \rightarrow \text{Ме}}$ компенсується струмом із металу в напівпровідник $j_{\text{Ме} \rightarrow \text{н/п}} = \frac{1}{4} q n_s v_o$. При прикладанні напруги цей баланс порушиться і загальний струм буде дорівнювати сумі даних струмів. Тому вольт-амперна характеристика бар'єру Шотткі буде описуватись виразом:

$$j = j_{\text{н/п} \rightarrow \text{Ме}} - j_{\text{Ме} \rightarrow \text{н/п}} = \frac{1}{4} q n_s v_o (e^{\beta U_q} - 1) = j_o (e^{\beta U_q} - 1). \quad (4.60)$$

Вольтамперна характеристика бар'єру Шотткі має яскраво виражений несиметричний вигляд. У області прямих зміщень струм експоненціально сильно зростає зі збільшенням прикладеної напруги. У області зворотних зміщень струм від напруги не залежить. У

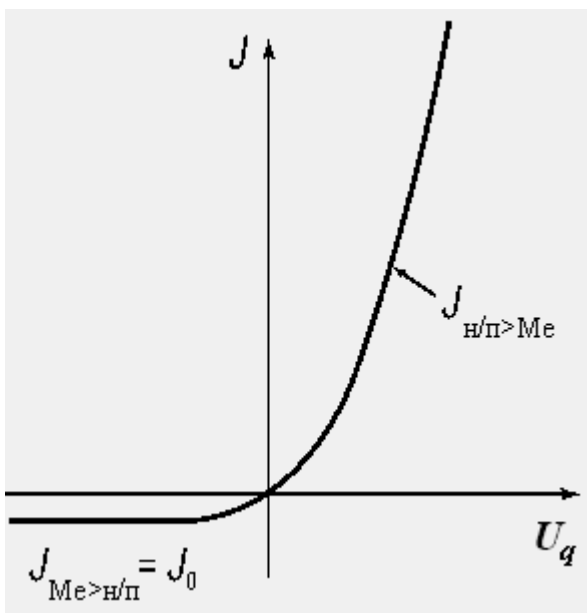


Рис. 4.7. Вольтамперна характеристика бар'єру Шотткі.

обох випадках, при прямому і зворотному зміщенні, струм в бар'єрі Шотткі обумовлений основними носіями – електронами. З цієї причини діоди на основі бар'єру Шотткі є швидкодіючими приладами, оскільки в них відсутні рекомбінаційні та дифузійні процеси. Несиметрична вольтамперна характеристика бар'єрних структур. Залеж-

ність струму від напруги в таких структурах обумовлена зміною кількості носіїв, що приймають участь в процесах зарядопереносу. Роль зовнішньої напруги полягає в зміні кількості електронів, що переходять з однієї частини бар'єрної структури в іншу.

4.3. *p-p-перехід*

4.3.1. Утворення та зонна діаграма *p-n-переходу*

Електронно-дірковим, або *p-n-переходом*, називають контакт двох напівпровідників одного виду з різними типами провідності (електронним і дірковим). Класичним прикладом *p-n-переходу* є: *n-Si/p-Si*, *n-Ge/p-Ge*.

Розглянемо контакт двох напівпровідників *n-* і *p-*типу. Як розглянуто вище, величина роботи виходу Φ визначається відстанню від рівня Фермі до рівня вакууму. Термодинамічна робота виходу в напівпровіднику *p*-типу Φ_p завжди більша, ніж термодинамічна робота виходу Φ_n в напівпровіднику *n*-типу: $\Delta\Phi = \Phi_p - \Phi_n > 0$. При контакті напівпровідників *n-* і *p*-типів внаслідок різного значення

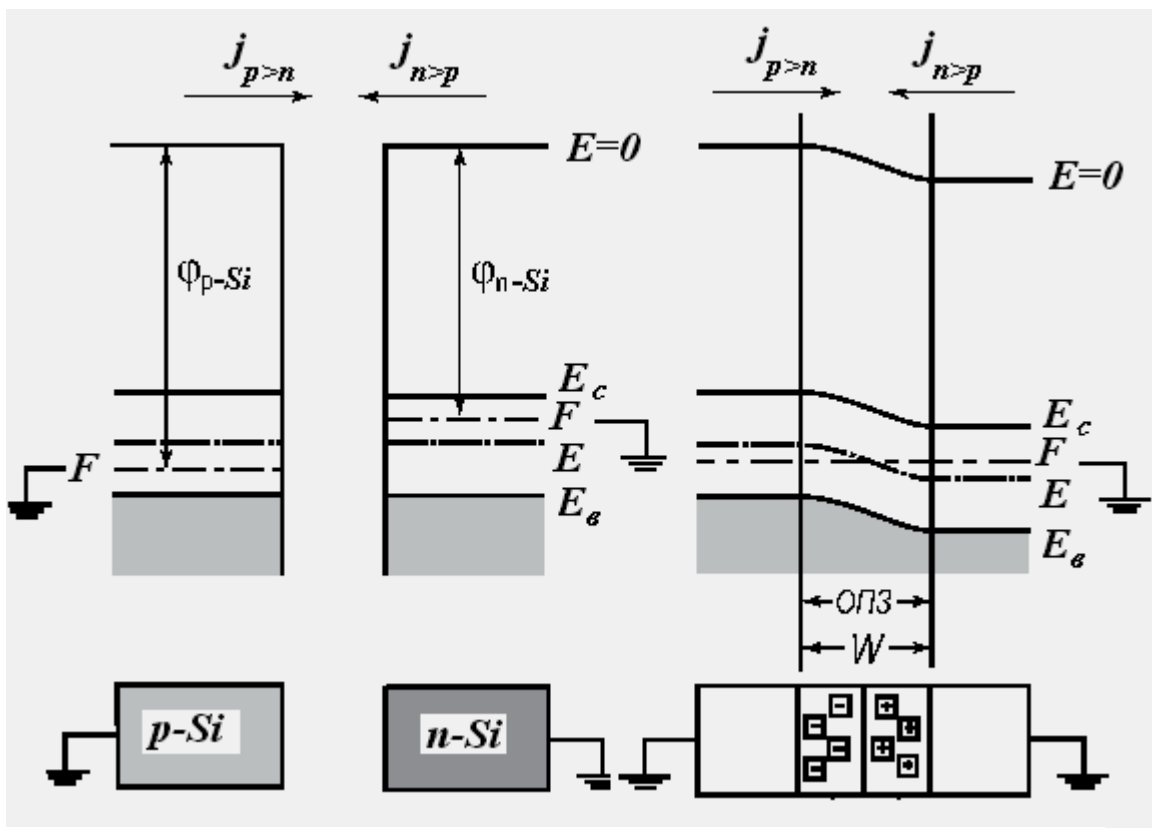


Рис. 4.8. Схема, що ілюструє утворення *p-n-переходу*.

струмів термоелектронної емісії (із-за різних значень роботи виходу) потік електронів з напівпровідника n -типу в напівпровідник p -типу буде більшим. Електрони з напівпровідника n -типу при переході в напівпровідник p -типу будуть рекомбінувати з дірками. Внаслідок незбалансованості струмів в напівпровіднику n -типу виникне надлишковий позитивний заряд, а в напівпровіднику p -типу – негативний. Позитивний заряд обумовлений іонізованими донорами, негативний заряд – іонізованими акцепторами. Внаслідок ефекту поля станеться вигин енергетичних зон в напівпровідниках n - і p -типів, причому в напівпровіднику p -типу на поверхні термодинамічна робота виходу зменшуватиметься, а в напівпровіднику n -типу на поверхні термодинамічна робота виходу буде збільшуватись. Умові термодинамічної рівноваги відповідають рівні значення струмів термоелектронної емісії з поверхні напівпровідників p - і n -типів, а отже, і рівні значення термодинамічної роботи виходу.

На рис.4.8 приведені зонні діаграми, що ілюструють етапи формування електронно-діркового переходу.

Межа областей донорної та акцепторної домішки в напівпровіднику одержала назву *металургійного p - n -переходу*. Межу, де рівень Фермі перетинає середину забороненої зони, називають *фізичним p - n -переходом*.

4.3.2. Розподіл вільних носіїв в p - n -переході

Розглянемо несиметричний p - n -перехід, вважатимемо, що концентрація акцепторів більша, ніж концентрація донорів $n_a > n_d$. У цьому випадку для об'ємного положення рівня Фермі отримаємо $\varphi_n < \varphi_p$, а за умови рівноваги ($U_q = 0$) висота потенціального бар'єру p -

n -переходу буде:

$$\Delta\Phi = \varphi_n + \varphi_p = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_a n_\partial}{n_i^2}. \quad (4.61)$$

Розглянемо розподіл вільних носіїв заряду – електронів та дірок в області просторового заряду p - n -переходу:

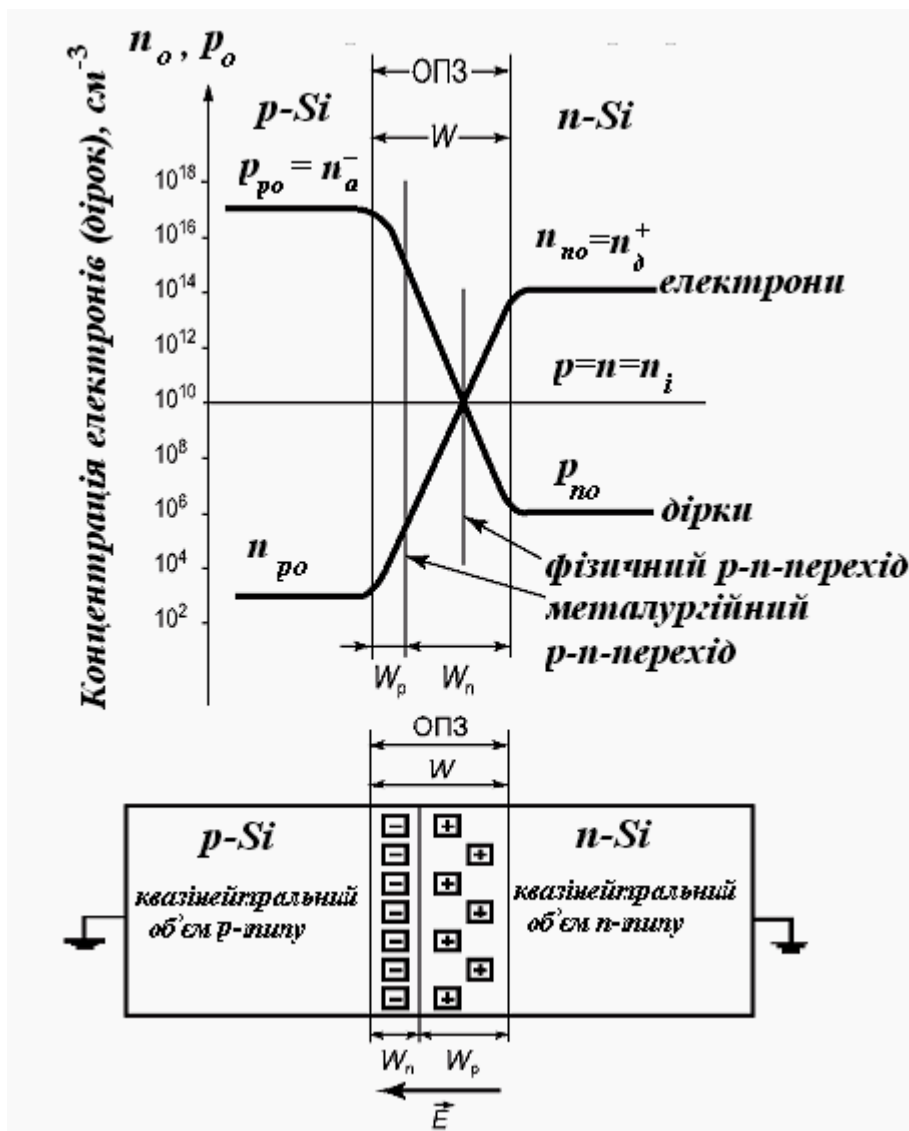
$$\begin{aligned} p_{po} = n_i e^{\beta\varphi_{op}} = n_a; \quad n_{po} = n_i e^{-\beta\varphi_{op}} = \frac{n_i^2}{n_a}; \\ n_{no} = n_i e^{\beta\varphi_{on}} = n_\partial; \quad p_{no} = n_i e^{-\beta\varphi_{on}} = \frac{n_i^2}{n_\partial} \end{aligned} \quad (4.62)$$

Для області просторового заряду ці співвідношення трансформуються таким чином, що φ_{op} і φ_{on} стають залежними від координати x , тобто $\varphi_{op}(x)$ і $\varphi_{on}(x)$. Отже, концентрації електронів і дірок в області просторового заряду теж залежатимуть від координати x : $p_p(x)$, $n_p(x)$, $n_n(x)$, $p_n(x)$:

$$\begin{aligned} p_p(x) = n_i e^{\beta\varphi_{op}(x)}; \quad n_p(x) = n_i e^{-\beta\varphi_{op}(x)}; \\ n_n(x) = n_i e^{\beta\varphi_{on}(x)}; \quad p_n(x) = n_i e^{-\beta\varphi_{on}(x)} \end{aligned} \quad (4.63)$$

Розглянемо, як змінюється концентрація основних і неосновних носіїв в ОПЗ напівпровідника p -типу. В p - n -переході величина φ_p квазілінійно зменшується, тому концентрація дірок p_p буде експоненціально зменшуватись. Рівень Фермі співпадає з серединою забороненої зони у фізичного p - n -переходу ($\varphi_p = 0$), в цій точці концентрація дірок стає рівною власній концентрації, тобто $p_p = n_i$. Для електронів аналогічно отримуюмо, що величина концентрації електронів $n_p(x)$ зростає експоненціально і також дорівнює власній концентрації в області фізичного p - n -переходу. Аналогічно змінюється концентрація основних $n_n(x)$ і неосновних $p_n(x)$ носіїв в ОПЗ напівпровідника n -типу.

Таким чином, з рис.4.9. видно, що в несиметричних p - n -переходах фізичні та металургійні p - n -переходи просторово не співпадають (діаграма виконана в логарифмічному масштабі). Розподіл концентрації основних і неосновних носіїв симетричний відносно



лінії, що відповідає власній концентрації n_i .

4.3.3. Поле і потенціал в p - n -переході

Зв'язок електричного поля і потенціалу в p - n -переході описується рівнянням Пуассона. У одновимірному наближенні це рівняння має вигляд:

Рис.4.9 Рівноважний розподіл концентрації носіїв в несиметричному p - n -переході та схема p - n -переходу.

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (4.64)$$

де $\psi(x)$ – залежність потенціалу від координати, $\rho(x)$ – густина об'ємного заряду, ϵ – діелектрична проникність напівпровідника, ϵ_0 –

діелектрична стала. Для аналізу цього рівняння виберемо початок координат в області металургійного p - n -переходу. При цьому донорний напівпровідник буде знаходитись в області $x > 0$ (надалі позначимо цифрою I), а акцепторний – в області $x < 0$ (надалі позначимо цифрою II). Заряд в області просторового заряду p - n -переходу для напівпровідника n -типу обумовлений зарядом іонізованих донорів з концентрацією n_d^+ , для напівпровідника p -типу – зарядом іонізованих акцепторів з концентрацією n_a^+ . Тому, для області I: $\rho(x) = qn_d^+$, а для області II: $\rho(x) = qn_a^+$. Розв'язуватимемо рівняння Пуассона окремо для областей I і II. Після інтегрування рівняння Пуассона отримуємо для області I :

$$E(x) = -\frac{qn_d^+}{\epsilon\epsilon_0}(W_n - x), \quad (4.65)$$

та для області II:

$$E(x) = -\frac{qn_a^+}{\epsilon\epsilon_0}(W_p - x) \quad (4.66)$$

Знак мінус у виразах (4.65, 4.66) вказує, що напрям електричного поля протилежний до напрямку вісі x .

Із співвідношення (4.54) слідує, що електричне поле E набуває максимального значення на металургійній межі p - n -переходу ($x = 0$), лінійно спадає в області просторового заряду і дорівнює нулю на межах ОПЗ – квазінейтральний об'єм напівпровідника ($x = W_n$; $x = W_p$).

Максимальна величина електричного поля E_{max} буде дорівнювати:

$$E_{max} = \frac{qn_a W_p}{\epsilon\epsilon_0} = \frac{qn_d W_n}{\epsilon\epsilon_0} \quad (4.67)$$

Для знаходження розподілу потенціалу (а отже, і залежності потенціальної енергії від координати) проінтегруємо ще раз рівняння (4.54) за наступних граничних умов: $x = -W_p$, $\psi(W) = 0$). Отримуємо:

$$\psi(x) = \frac{qn_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} + W_p x \right) + const, \quad x < 0. \quad (4.68)$$

Використовуючи граничні умови $x = -W_p$ та $\psi = \Delta\phi$, знаходимо константу інтегрування: $const = -\frac{qn_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{W^2}{2} - W^2 \right) = \frac{qn_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \frac{W^2}{2} + \Delta\phi$.

Підставивши одержане значення $const$ у вираз (4.68), одержимо для розподілу потенціалу $\psi(x)$ в області $x < 0$:

$$\psi(x) = \frac{qn_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(x^2 + 2W_p x + \frac{W^2}{2} \right) = \frac{qn_a}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + W_p)^2 + \Delta\phi. \quad (4.69)$$

Виконуючи аналогічні розрахунки для області $x > 0$, одержуємо:

$$\psi(x) = \frac{qn_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} + W_n x \right) + const, \quad x > 0. \quad (4.70)$$

Аналогічно, знайдемо $const$, виходячи з граничних умов, що $x = -W_n$ та $\psi = 0$, одержимо:

$$const = \frac{qn_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(\frac{W^2}{2} - W^2 \right) = -\frac{qn_d}{\varepsilon\varepsilon_0} \frac{W^2}{2}$$

і підставляючи у (4.70), для розподілу потенціалу $\psi(x)$ в області $x > 0$, маємо:

$$\psi(x) = \frac{qn_a}{\varepsilon\varepsilon_0} \left(x^2 + 2W_n x + \frac{W^2}{2} \right) = -\frac{qn_a}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + W_n)^2. \quad (4.71)$$

За співвідношеннями (4.66, 4.67, 4.70, 4.71) на рис. 4.10 побудована діаграма відповідних залежностей.

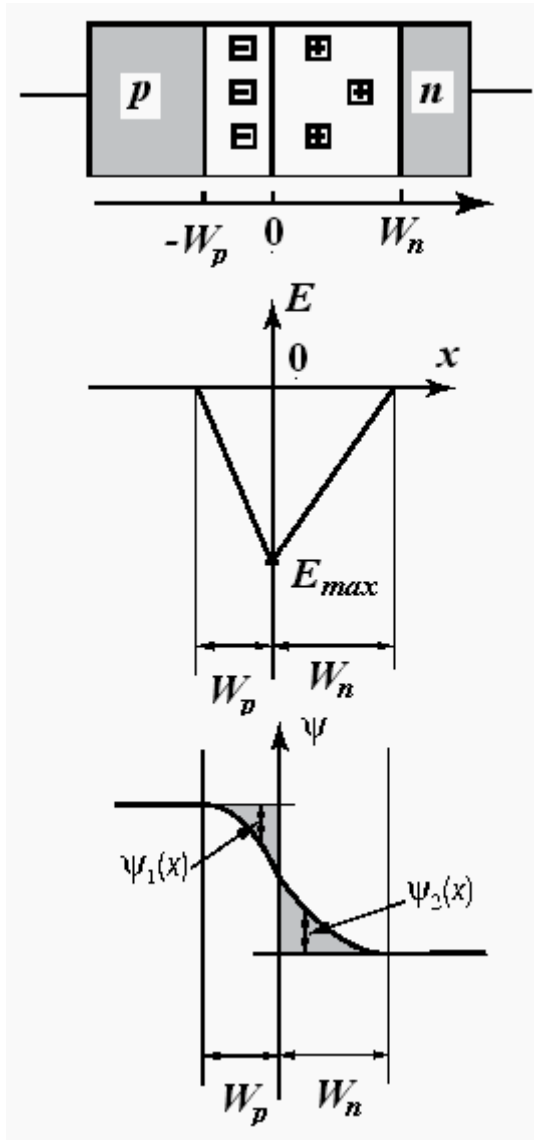


Рис.4.10. Діаграма розподілу електричного поля та потенціалу в p - n -переході.

На металургійній межі p - n -переходу при $x=0$ значення потенціалу $\psi_1 + \psi_2 = \Delta\varphi = \varphi_n + \varphi_p$, або

$$\Delta\varphi = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0}(n_a W_p^2 + n_d W_n^2). \quad (4.72)$$

Згідно рівнянню електронейтральності у замкнутих системах величини позитивного та негативного зарядів на одиницю площі повинні бути рівними:

$$Q_a = Q_d; qn_a W_p = qn_d W_n \Rightarrow W_n = \frac{n_a}{n_d} W_p$$

.Тоді підставивши у (4.72) одержимо:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0}(n_a W_p + n_a W_p \frac{n_a}{n_d} W_p) = \\ &= \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0} W_p^2 n_a^2 (\frac{1}{n_a} + \frac{1}{n_d}) \end{aligned} \quad (4.73)$$

Останній вираз дає можливість знайти ширину з'єднених p - та n -областей, відповідно:

$$W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta\varphi}{qn_d^2(\frac{1}{n_a} + \frac{1}{n_d})}}; \quad W_a = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta\varphi}{qn_a^2(\frac{1}{n_a} + \frac{1}{n_d})}} \quad (4.74)$$

Одержані залежності дають можливість зробити висновок, що зі збільшенням концентрації легувальної домішки в p -області ширина p - n -переходу в акцепторній частині напівпровідника зменшується. Повна ж ширина p - n -переходу дорівнюватиме

$$W = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta\varphi}{q} \left(\frac{1}{n_a} + \frac{1}{n_d} \right)}.$$

Для несиметричних p - n -переходів (коли концентрація акцепторів суттєво більша концентрації донорів) із співвідношень (4.67, 4.68) слідує, що ширина збідненої області в напівпровідникові p -типу буде суттєво меншою, ніж ширина збідненої області у напівпровідникові n -типу: $n_a \gg n_d \Rightarrow W_p \ll W_n$.

Таким чином, уся збіднена область p - n -переходу зосереджена в області з низьким значенням концентрації легувальної домішки

$$W = W_n.$$

4.3.4. Компоненти струму в p - n -переході

Розглянемо струми в електронно-дірковому переході в рівноважному (рис.4.11, *a*) і нерівноважному (за наявності зовнішньої напруги, рис.4.11, *б, в*) станах.

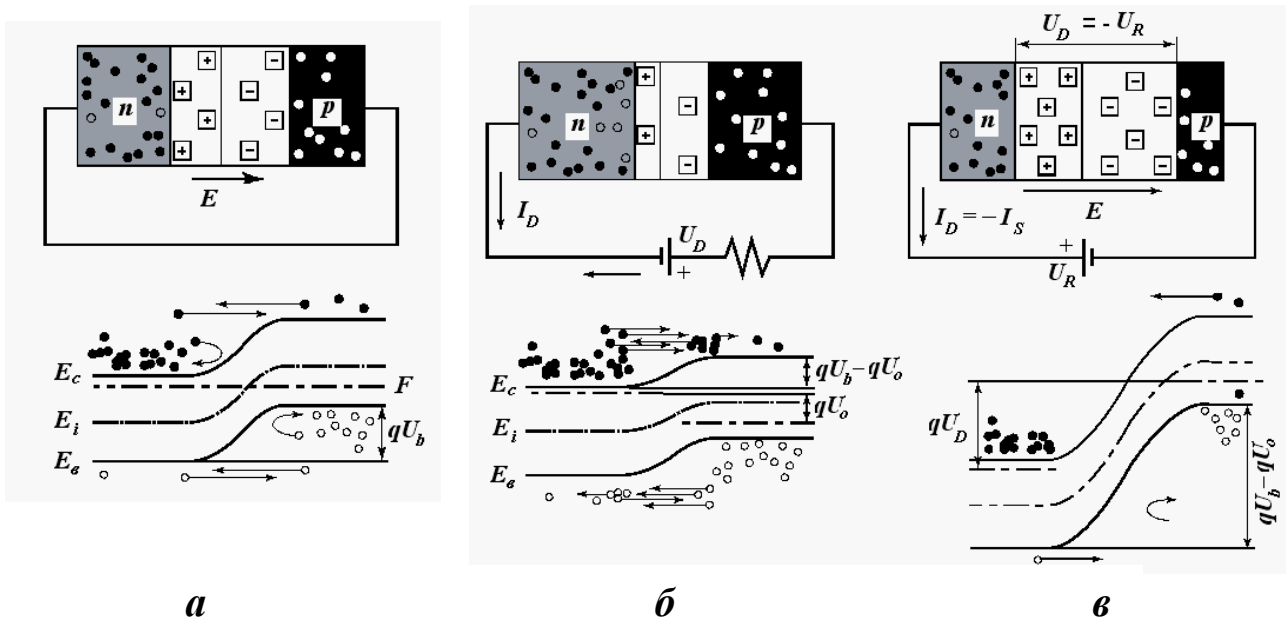


Рис.4.11. Зонні діаграми p - n -переходу для рівноважного стану (*a*) та у випадку дисбалансу струмів: *б* – пряме зміщення, *в* – зворотне зміщення.

За *рівноважного стану* в *p-n*-переході існують чотири компоненти струму – дві дифузійні та дві дрейфові. Дифузійні компоненти струму обумовлені основними носіями, дрейфові – неосновними. В умовах термодинамічної рівноваги ($U = 0$) сумарний струм в *p-n*-переході дорівнює нулю, при цьому дифузійні та дрейфові компоненти попарно урівноважуються:

$$j_E + j_D = j_{pE} + j_{pD} + j_{nE} + j_{nD} = 0.$$

При *нерівноважному стані*, якщо прикладена пряма зовнішня напруга, то домінують дифузійні компоненти, якщо ж прикладена зворотна напруга, то домінують дрейфові компоненти.

У *нерівноважних* умовах область просторового заряду *p-n*-переходу описується двома квазірівнями Фермі – окремо квазірівнем Фермі для електронів F_n та окремо для дірок F_p . При прикладанні зовнішньої напруги розщеплення обох квазірівнів Фермі дорівнюватиме прикладеній напрузі U . Просторова область розщеплення квазірівнів знаходиться на відстані порядку дифузійної довжини від металургійного *p-n*-переходу (рис. 4.12).

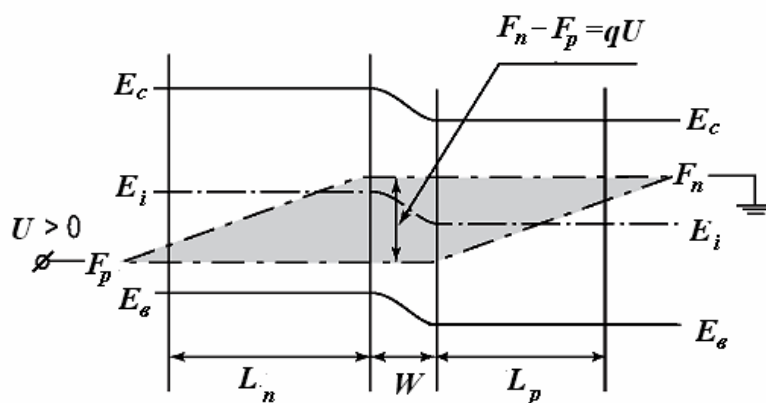


Рис.4.12. Зонна діаграма розщеплення квазірівнів Фермі при прикладанні зовнішньої напруги.

Розподіл концентрації *нерівноважних* носіїв в ОПЗ *p-n*-переходу та в квазінейтральному об'ємі відрізнятиметься від *рівноважного*. На межі області просторового заряду, де

$F_p - F_n = qU$, вираз для концентрації n_n, p_n набуде вигляду:

$$n_n = p_n = n_i \exp\left(\frac{F_n - F_p}{kT}\right) = n_i e^{\beta U}. \quad (4.75)$$

В умовах низького рівня інжекції концентрація основних носіїв не змінюється, тому

$$n_n = n_{no}; \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_{no}} e^{\beta U} = p_{no} e^{\beta U} \quad (4.76)$$

На рис.4.13 показаний розподіл основних і неосновних носіїв в p - n -переході в нерівноважних умовах при прямому і зворотному зміщенні. Звертаємо увагу на те, що на межі з квазінейтральним

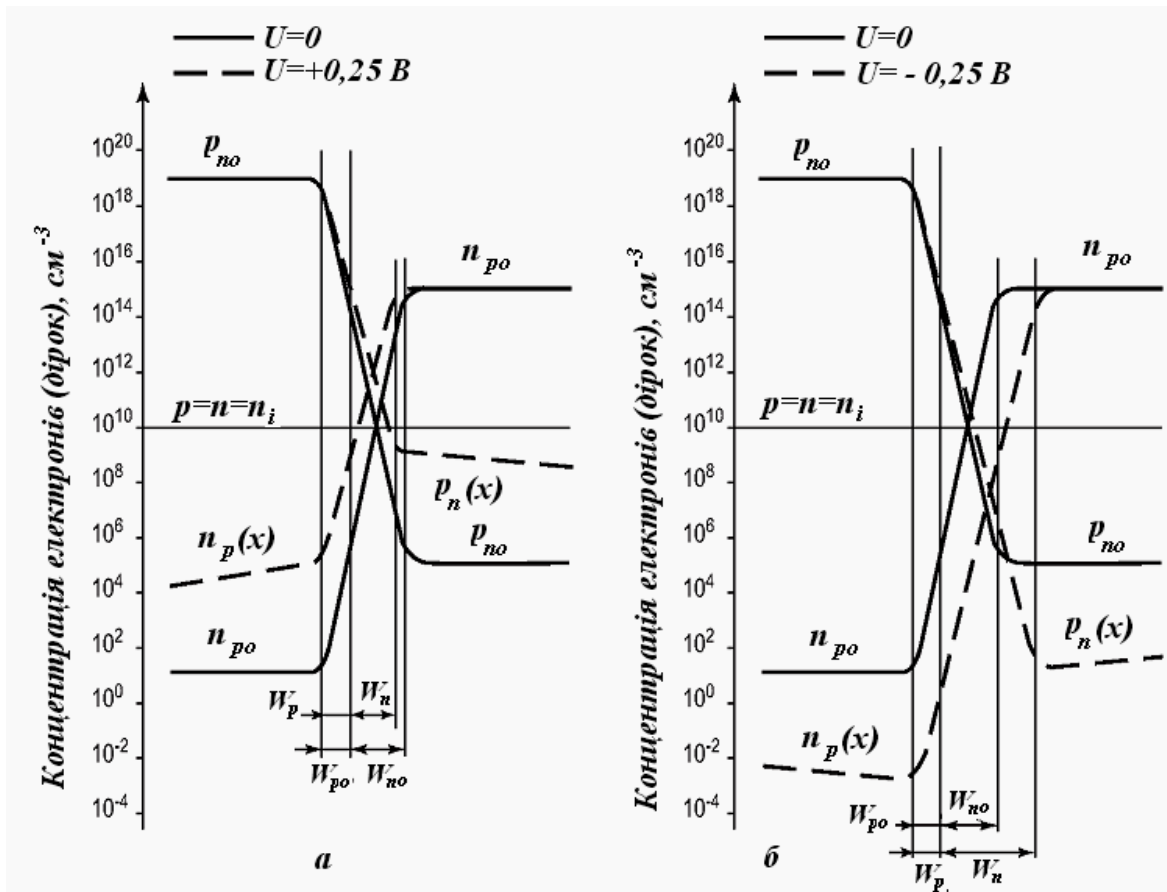


Рис.4.13. Розподіл основних та неосновних носіїв струму в p - n -переході в рівноважному (суцільні лінії) та нерівноважному (пунктирні лінії) станах: a – при прямому зміщенні $+0,25$ В; b – при зворотному зміщенні $-0,25$ В.

об'ємом напівпровідника концентрація неосновних носіїв змінюється відповідно рівнянню (4.76), тобто збільшується при прямому зміщенні та зменшується при зворотному зміщенні.

4.3.5. Вольтамперна характеристика р-п-переходу

Для отримання вольтамперної характеристики *p-n*-переходу запишемо рівняння неперервності в загальному вигляді:

$$\frac{dp}{dt} = G - R - \frac{1}{q} \operatorname{div}(j), \quad (4.77)$$

де G – темп генерації носіїв струму, R – темп їх рекомбінації. Будемо розглядати стаціонарний випадок $\frac{dp}{dt} = 0$.

Розглянемо струм в квазінейтральному об'ємі напівпровідника *n*-типу праворуч від збідненої області *p-n*-переходу ($x > 0$). Темп генерації G в квазінейтральному об'ємі дорівнює нулю: $G = 0$, електричне поле та дрейфова компонента струму також дорівнюють нулю: $E = 0$; $I_E = 0$. Отже, струм – дифузійний $j = -qD \frac{dp}{dx}$. Темп рекомбінації R при малому рівні інжекції описується співвідношенням:

$$R = -\frac{P_n - P_{no}}{\tau}, \quad (4.78)$$

де τ – час життя неосновних носіїв струму. Скористаємося наступним співвідношенням, що пов'язує коефіцієнт дифузії, довжину дифузії та час життя неосновних носіїв $D\tau = L_p^2$. Тоді рівняння неперервності набуває вигляду:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{P_n - P_{no}}{L_p^2} = 0. \quad (4.79)$$

Граничні умови для дифузійного рівняння в p - n -переході мають вигляд:

$$\text{при } x = 0, \quad p_n = p_{no} e^{\beta U}; \quad \text{при } x \rightarrow \infty, \quad p_n = p_{no}.$$

Розв'язок диференціального рівняння (4.79) з урахуванням граничних умов має вигляд:

$$p_n - p_{no} = p_{no} (e^{\beta U} - 1) e^{-\frac{x}{L_D}}. \quad (4.80)$$

Останнє співвідношення описує закон розподілу інжектованих дірок в квазінейтральному об'ємі напівпровідника n -типу для електронно-діркового переходу (рис. 4.14). У струмі p - n -переходу беруть участь усі носії, що перетнули межу ОПЗ з квазінейтральним об'ємом p - n -переходу. Поскільки увесь струм – дифузійний, та підставляючи (4.79) у вираз для струму, одержуємо (рис.4.15):

$$j_{pD} = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = q \frac{D_p p_{no}}{L_p} e^{\beta U}. \quad (4.81)$$

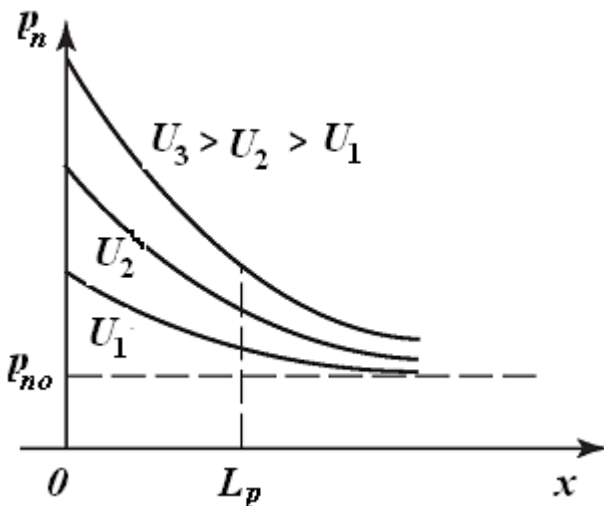


Рис.4.14. Розподіл нерівноважних інжектованих носіїв квазінейтральним об'ємом p - n -переходу.

Співвідношення (4.81) описує дифузійну компоненту діркового струму p - n -переходу, що виникає при інжекції неосновних носіїв за прямого зміщення. Для електронної компоненти струму p - n -переходу аналогічно одержуємо:

$$j_{nD} = q \frac{D_n n_{po}}{L} e^{\beta U}. \quad (4.82)$$

При $U = 0$ дрейфові та дифузійні компоненти урівноважують-

ся, тому

$$j_{pE} = q \frac{D_p p_{no}}{L_p}; \quad j_{nE} = q \frac{D_n p_{po}}{L_n} \quad (4.83)$$

Повний струм p - n -переходу є сумою усіх чотирьох компонентів струму, тобто:

$$j = \left(q \frac{D_p p_{no}}{L_p} + q \frac{D_n p_{po}}{L_n} \right) (e^{\beta U} - 1) \quad (4.84)$$

Вираз в дужках має фізичний зміст *зворотного струму* p - n -переходу. Дійсно, при зворотній напрузі $U < 0$ струм дрейфовий і обумовлений неосновними носіями. Усі ці носії йдуть з циліндра довжиною L_n зі швидкістю L_n/τ_p . Тоді для дрейфової компоненти струму отримуємо:

$$j_n = \frac{qL_n n_{po}}{\tau_n} = \frac{qL_n n_{po}}{L_n^2/D_n} = \frac{qD_n n_{po}}{L_n} \quad (4.85)$$

Якщо вимагається реалізувати умову односторонньої інжекції (наприклад, тільки інжекції дірок), то із співвідношення (4.84) виходить, що потрібно вибрати мале значення концентрації неосновних

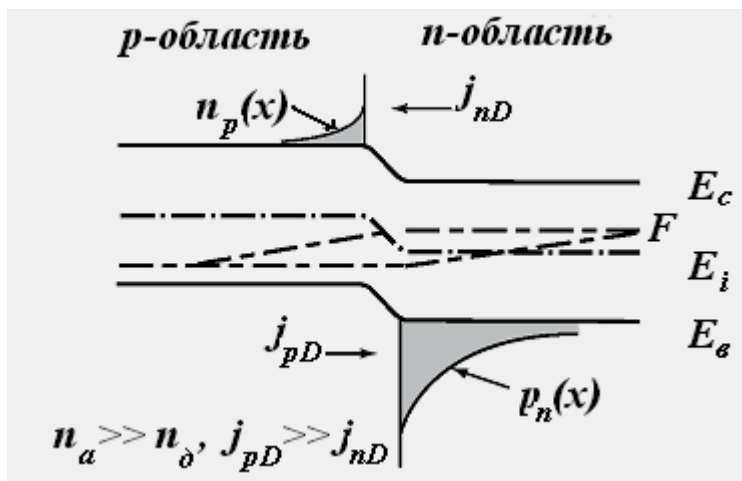


Рис.4.15. Струми в несиметричному p - n -переході при прямому зміщенні.

носіїв n_{po} в p -області. Звідси слідує, що напівпровідник p -типу має бути сильно легованим порівнянно з напівпровідником n -типу: $n_a \gg n_d$. В цьому випадку в струмі p - n -переходу домінуватиме діркова

компонента (рис. 4.15).

Таким чином, ВАХ p - n -переходу має вигляд:

$$j = j_s (e^{\beta U} - 1), \quad (4.86)$$

де густина струму насичення дорівнює:

$$j_s = q \frac{D_p p_{no}}{L_p} + q \frac{D_n p_{po}}{L_n} = \frac{q L_p p_{no}}{\tau_p} + \frac{q L_n n_{po}}{\tau_n}. \quad (4.87)$$

Як видно з рис. 4.16, вольтамперна характеристика ідеального p - n -переходу має яскраво виражений несиметричний вигляд. У області прямої напруги струм p - n -переходу дифузійний та експоненційно зростає зі збільшенням прикладеної напруги. У області від'ємних напруг струм p - n -переходу – дрейфовий і не залежить від прикладеної напруги.

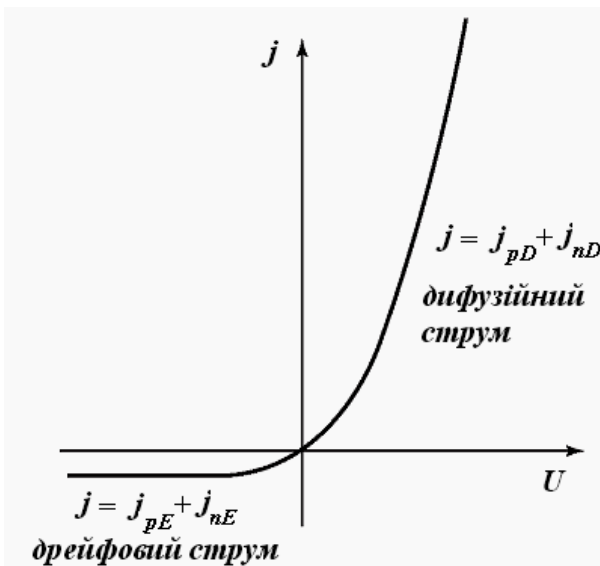


Рис.4.16. ВАХ ідеального p - n -переходу.

4.3.6. Ємність p - n -переходу

Будь-яка система, в якій при зміні потенціалу ϕ змінюється електричний заряд Q , володіє ємністю. Величина ємності C визначається

співвідношенням
$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial \phi} \right|.$$

Для p - n -переходу можна виділити два типи зарядів: заряд в

області просторового заряду йонізованих донорів і акцепторів Q_B і заряд інжекттованих носіїв в базу з емітера Q_p . При різних зміщеннях на p - n -переході при розрахунку ємності домінуватиме той або інший заряд. У зв'язку з цим для ємності p - n -переходу виділяють *бар'єрну*

ємність C_B і дифузійну ємність C_D .

Бар'єрна ємність C_B – це ємність p - n -переходу при зворотному зміщенні $U < 0$, обумовлена зміною заряду йонізованих донорів в області просторового заряду:

$$C_B = \frac{\partial Q_B}{\partial U}. \quad (4.88)$$

Величина заряду йонізованих донорів і акцепторів Q_B на одиницю площі для несиметричного p - n -переходу дорівнює:

$$Q_B = qn_\delta W = qn_\delta \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_o(\Delta\phi - U)}{qn_\delta}} = \sqrt{qn_\delta\varepsilon\varepsilon_o(\Delta\phi - U)}. \quad (4.89)$$

Диференціюючи останній вираз, отримуємо:

$$C_B = \frac{\sqrt{2qn_\delta\varepsilon\varepsilon_o}}{2\sqrt{\Delta\phi - U}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_o}{W}. \quad (4.90)$$

З рівняння (4.90) слідує, що бар'єрна ємність C_B є ємністю плоского конденсатора, відстань між обкладинками якого дорівнює ширині області просторового заряду W . Оскільки ширина ОПЗ залежить від прикладеної напруги U , то й бар'єрна ємність також залежить від прикладеної напруги. Чисельні оцінки величини бар'єрної ємності показують, що її значення складає десятки або сотні пікофарад.

Дифузійна ємність C_D – це ємність p - n -переходу при прямому зміщенні $U > 0$, обумовлена зміною заряду Q_p інжектованих носіїв у базу з емітера:

$$C_D = \frac{\partial Q_p}{\partial U}, \quad (4.91)$$

$$\text{де } Q_p = q \int_0^\infty p_n(x) dx = q \int_0^\infty p_{no} e^{\beta U} e^{-\frac{x}{L_p}} dx = \frac{qp_{no} e^{\beta U} L_p^2}{L_p} = \frac{qp_{no} D_p \tau_p e^{\beta U}}{L_p}. \quad (4.92)$$

Отже, із врахуванням (4.92) одержуємо:

$$C_D = \frac{q p_{no} D_p \tau_p e^{\beta U}}{L_p} = \frac{\tau_p j}{kT/q}. \quad (4.93)$$

Залежність бар'єрної ємності C_B від прикладеної зворотної напруги використовується у напівпровідникових діодах – *варикапах*. Максимальне значення ємності варикапа має при нульовій напрузі, а при збільшенні зворотного зміщення ємність варикапа зменшується. Функціональна залежність ємності варикапа від напруги визначається профілем легування його бази. У разі однорідного легування ємність обернено пропорційна кореневі з прикладеної напруги. Задаючи профіль легування в базі варикапа $n_d(x)$, можна отримати різні залежності ємності варикапа від напруги $C(U)$ – лінійні, або експоненційні.

4.4. Гетеропереходи

Гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності, наприклад, $p\text{-Ge}/n\text{-GaAs}$, $p\text{-ZnTe}/n\text{-CdZnSe}$ тощо. Відмінність гетероперехідів від звичайного $p\text{-}n$ -переходу полягає в тому, що в звичайних $p\text{-}n$ -переходах використовується один і той же вид напівпровідника, наприклад, $p\text{-Si}/n\text{-Si}$. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю співпадали два параметри: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і постійна кристалічної решітки. З урахуванням сказаного кількість матеріалів для гетеропереходів обмежена. Найбільш поширеними з них є германій Ge , арсенід галію $GaAs$, фосфід індію InP , халькогеніди свинцю $PbTe$, а також різноманітні багатокомпонентні тверді розчини:

InGaAsP, *CdHgTeSe*, *PbSnTeSe* тощо. Залежно від ширини забороненої зони ΔE , електронної спорідненості χ і типу легування вузькозонної й широкозонної областей гетеропереходу можливі різні комбінації ΔE і χ .

Для побудови зонних діаграм, детального аналізу розподілу електричного поля і потенціалу в області просторового заряду гетеропереходу, а також величини і компонентів електричного струму для гетеропереходів необхідно враховувати, що у різних напівпровідників відрізнятимуться значення електронної спорідненості, ширина забороненої зони та діелектричні проникності.

З урахуванням цих чинників побудуємо зонну діаграму гетеропереходу *p-Ge/n-GaAs*. Значення параметрів напівпровідникових матеріалів, вибраних для розрахунку зонної діаграми, приведені в таблиці.

Таблиця. Характеристики деяких напівпровідникових матеріалів

Параметри матеріалу	Позначення	Германій (<i>p-Ge</i>)	Арсенід галію <i>n-GaAs</i>
Постійна решітки, a	a	5,654	5,658
Коефіцієнт лінійного температурного розширення, 10^{-6} K^{-1}	ТКР	5,9	6,0
Концентрація легувального елемента, см^{-3}	$n_{a,d}$	$3 \cdot 10^{16}$	10^{16}
Відстань від рівня Фермі до зони дозволених енергій, еВ	W	0,14	0,17
Відстань від рівня Фермі до середини забороненої зони, еВ	φ_0	0,21	0,55
Електронна спорідненість, В	χ	4,05	4,07

При побудові зонної діаграми гетеропереходу врахуємо наступні фактори:

- рівень вакууму $E = 0$ безперервний;

- електронна спорідненість в межах одного сорту напівпровідника χ_{Ge} і χ_{GaAs} – постійна;
- ширина забороненої зони ΔE в межах одного сорту напівпровідника залишається постійною.

З урахуванням цього в процесі побудови зонної діаграми гетеропереходу при зрощенні дна зони провідності E_c цих напівпровідників на металургійній межі переходу на зонній діаграмі утворюється «сплеск». Величина «сплеска» ΔE_c дорівнює:

$$\Delta E_c = \chi_{Ge} - \chi_{GaAs} \quad (4.94)$$

При зшиванні вершини валентної зони E_v в області металургійного переходу виникає «розрив» ΔE_v . Величина «розриву» рівна:

$$\Delta E_v = -\chi_{Ge} - \Delta E_{Ge} + \chi_{GaAs} + \Delta E_{GaAs} = -\Delta E_c + (\Delta E_{Ge} - \Delta E_{GaAs}). \quad (4.95)$$

З приведених співвідношень слідує, що сумарна величина «сплеску» ΔE_c і «розриву» ΔE_v складає

$$\Delta E_c + \Delta E_v = \Delta E_{Ge} - \Delta E_{GaAs}. \quad (4.96)$$

На рис. 4.17, а приведена побудована таким чином зонна діаграма гетеропереходу $p\text{-Ge}/n\text{-GaAs}$.

Розглянемо зонну діаграму гетеропереходу з цих же матеріалів, але з іншим типом провідності $n\text{-Ge}/p\text{-GaAs}$ (рис. 4.17, б). Використаємо ті ж самі принципи при побудові цієї зонної діаграми. Отримуємо, що в цьому випадку «розрив» спостерігається в енергетичному положенні дна зони провідності і величина цього «розриву» рівна:

$$\Delta E_c = \Delta E_{Ge} - \Delta E_{GaAs}. \quad (4.97)$$

«Сплеск» спостерігається в області металургійного переходу для енергії вершини валентної зони E_v . Величина даного «сплеску»

дорівнює:

$$\Delta E_g = -\chi_{Ge} - \Delta E_{Ge} + \chi_{GaAs} + \Delta E_{GaAs} = -\Delta E_c + (\Delta E_{GaAs} - \Delta E_{Ge}) \quad (4.98)$$

Аналогічним чином можна побудувати зонні діаграми для гетеропереходів при будь-яких комбінаціях рівнів легування, ширини забороненої зони і електронної спорідненості. Звертає на себе увагу той факт, що «сплеск» і «розрив» для енергетичних рівнів E_g , E_c в області металургійного переходу можуть спостерігатися в різних комбінаціях

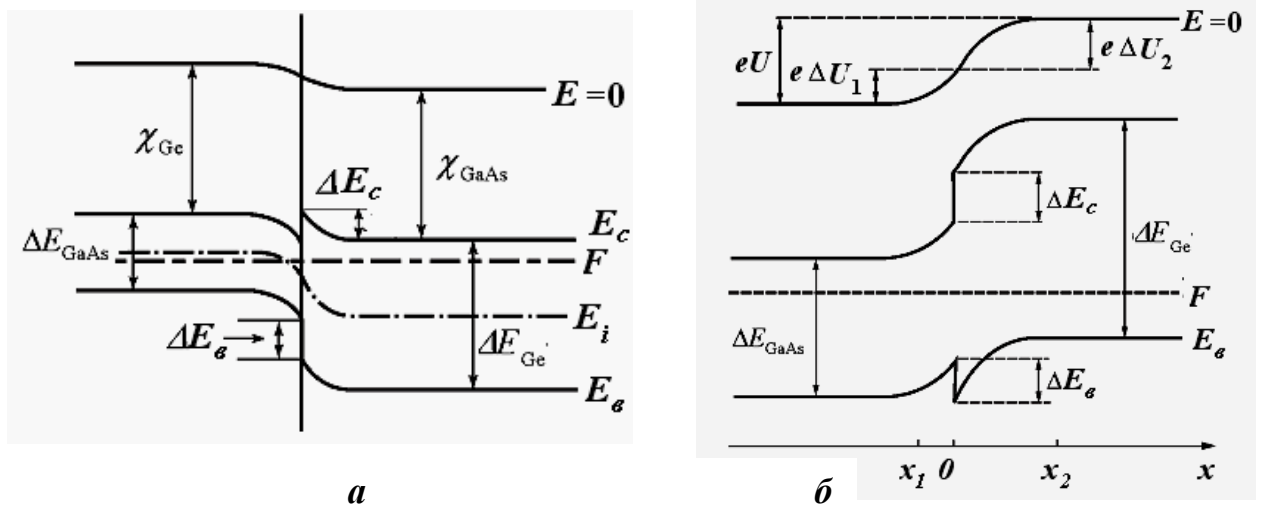


Рис.4.17. Зонні діаграми гетеропереходів в рівноважних умовах: *a* – *p-Ge/n-GaAs*; *б* – *n-Ge/p-GaAs*.

Розподіл електричного поля і потенціалу в області просторового заряду для гетеропереходу буде як і у разі *p-n*-переходу, але з різними значеннями діелектричних сталей для лівої і правої частин (рис.4.18). Розв'язок рівняння Пуассона в цьому випадку дає наступні вирази для електричного поля E , потенціалу ψ та ширини збідненої області W_{1n} і W_{2p} за наявності зовнішньої напруги:

$$E_{1max} = \frac{qn_{\delta}W_n}{\epsilon_1\epsilon_0}; \quad E_{2max} = \frac{qn_aW_p}{\epsilon_2\epsilon_0}; \quad U_n = \frac{qn_{\delta}W_n^2}{2\epsilon_1\epsilon_0}; \quad U_p = \frac{qn_aW_p^2}{2\epsilon_2\epsilon_0};$$

$$W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_1\epsilon_2\epsilon_0(\Delta\phi - U)}{qn_{\delta}^2(\frac{\epsilon_1}{n_a} + \frac{\epsilon_2}{n_{\delta}})}}; \quad W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_1\epsilon_2\epsilon_0(\Delta\phi - U)}{qn_a^2(\frac{\epsilon_1}{n_a} + \frac{\epsilon_2}{n_{\delta}})}} \quad (4.98)$$

Можна обчислити й повну ширину області просторового заряду гетеропереходу:

$$W = W_n + W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_1\epsilon_2\epsilon_0(\Delta\phi - U)}{q}(\frac{1}{\epsilon_1n_a} + \frac{1}{\epsilon_2n_{\delta}})}. \quad (4.99)$$

Висота потенціального бар'єру в гетеропереході буде визначатись сумою потенціалів для кожної з областей гетеропереходу :

$$\Delta\phi = U_n + U_p = \frac{q(\epsilon_2n_{\delta}W_n^2 + \epsilon_1n_aW_p^2)}{2\epsilon_1\epsilon_2\epsilon_0}. \quad (4.100)$$

Функціональна залежність електричного поля та потенціалу в області просторового заряду гетеропереходу від координати буде відповідно лінійною і квадратичною, як й у разі *p-n*-переходу. Стрибок електричного поля в гетеропереході на металургійній межі обумовлений різними значеннями діелектричних сталей ϵ_1 та ϵ_2 . В цьому випадку, згідно теореми Гаусса:

$$\epsilon_1E_{1max} = \epsilon_2E_{2max}. \quad (4.101)$$

Розглянемо зонну діаграму гетеропереходу при прикладанні зовнішньої напруги. Як і у випадку *p-n*-переходу, знак напруги визна-

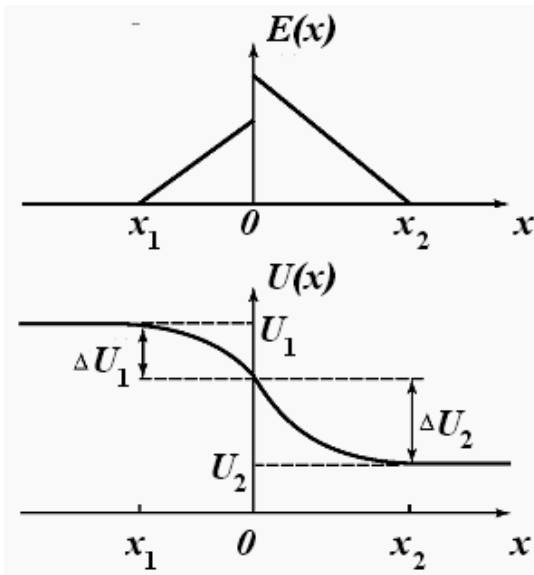


Рис.4.18. Розподіл електричного поля і потенціалу в ОПЗ гетеропереходу *n-Ge/p-GaAs*.

чатиметься знаком прикладеної напруги на p -область гетеропереходу. На рис.4.19 приведені зонні діаграми при прямій та зворотній напрузі на гетеропереході $n\text{-Ge} / p\text{-GaAs}$.

Розрахунок вольтамперних характеристик гетеропереходу проводиться виходячи з балансу струмів термоелектронної емісії. Цей розгляд був детально проведений в п. 4.2.4.. Використовуючи той же самий підхід, для вольтамперної характеристики гетеропереходу отримуємо наступну залежність:

$$j = j_s (e^{\beta U} - 1). \quad (4.102)$$

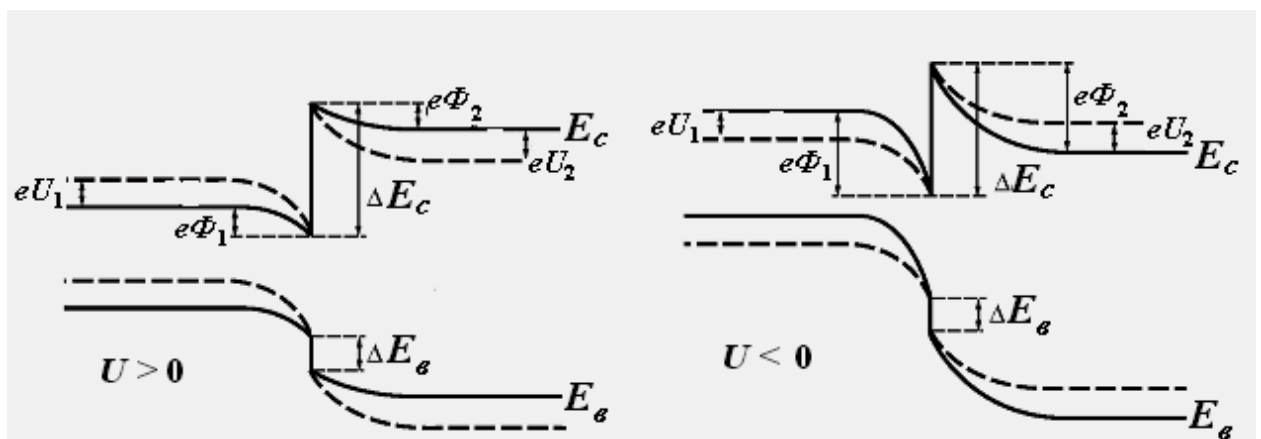


Рис.4.19. Зонні діаграми гетеропереходу $n\text{-Ge} / p\text{-GaAs}$ при прямій та зворотній напругах (пунктирні лінії – енергетичні рівні при $U=0$).

Для різних типів гетеропереходів експоненціальна залежність струму від напруги в останньому виразі зберігається, в вираз для струму j_s – модифікується. Так, для гетеропереходів типу $p\text{-Ge} / n\text{-GaAs}$ легко реалізувати односторонню інжекцію, навіть у разі однакового рівня легування в емітері $p\text{-Ge}$ та базі $n\text{-GaAs}$ гетеропереходу. Дійсно, при прямому зміщенні відношення діркової j_p і електронної j_n компонентів інжекційного струму буде визначатись відношенням концентрації неосновних носіїв :

$$\frac{j_p}{j_n} \approx \frac{p_n}{n_p} = \frac{\frac{n_{i2}^2}{n_a}}{\frac{n_{i1}^2}{n_a}} = \frac{n_{i2}^2}{n_{i1}^2}. \quad (4.103)$$

Оскільки арсенід галію – більш широкозонний напівпровідник, ніж германій, то власна концентрація носіїв в арсеніді галію (n_{i2}) буде значно менше, ніж в германії (n_{i1}), отже, діркова компонента j_p інжекційного струму буде набагато менше, ніж електронна компонента j_n . Увесь інжекційний струм в гетеропереході $p\text{-Ge} / n\text{-GaAs}$ визначатиметься електронною компонентою.

На зонній діаграмі гетеропереходів видно, що в області «сплеску» для електронів або дірок реалізується потенціальна яма. Розрахунки електричного поля в цій області показують, що його значення досягає величини $E \sim 10^6$ В/см. У цьому випадку електронний газ локалізований у вузькій просторовій області поблизу металургійної межі гетеропереходу. Для опису такого стану найчастіше використовують спрощення про двовимірний електронний газ. Фізичні властивості двовимірного електронного газу істотно відрізняються від властивостей тривимірного електронного газу. Так, для двовимірного електронного газу змінюється густина квантових станів в дозволених зонах, спектр акустичних і оптичних фонових, а отже кінетичні явища в двовимірних системах (рухливість носіїв, магнітоопір та ефект Холла). Експериментальні дослідження двовимірного квантування поблизу металургійної межі гетеропереходу дозволили вивчити і пояснити ці явища.

4.5. Практичне застосування електронно-діркових переходів

Напівпровідникові діоди – це напівпровідникові прилади з одним випрямним електричним переходом, у якості якого використовують електронно-дірковий перехід. Залежно від внутрішньої структури, типу, кількості та рівня легування внутрішніх елементів діода і вольтамперної характеристики напівпровідникові діоди бувають різні: випрямні, стабілітрони, варикапи, тунельні тощо.

4.5.1. Випрямні діоди на основі *p-n*-переходу

Основу випрямного діода складає звичайний електронно-дірковий перехід. Як було показано в п.4.3, вольтамперна характеристика такого діода має яскраво виражену нелінійність та описується рівнянням (4.86). При прямій напрузі струм діода – інжекційний, значний за величиною і є дифузійною компонентою струму основних носіїв. При зворотному зміщенні струм діода достатньо малий за величиною та є дрейфовою компонентою струму неосновних носіїв. У стані рівноваги сумарний струм, обумовлений дифузійним і дрейфовим струмами електронів і дірок та дорівнює нулю.

Для аналізу приладових характеристик випрямного діода важ-

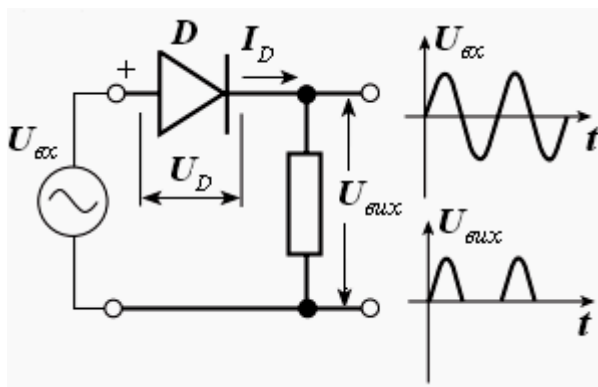


Рис. 4.20. Схема випрямлення змінного струму за допомогою діода.

ливими являються такі диференціальні параметри, як коефіцієнт випрямлення, характеристичні опори і ємність діода залежно від вибору робочої точки.

Однією з головних властивостей напівпровідникового діода на основі *p-n*-переходу являється різка асиметрія вольтам-

перної характеристики: висока провідність при прямому зміщенні та низька при зворотному. Ця властивість діода використовується у випрямних діодах.

Розрізняють два види характеристичного опору діодів: диференціальний опір r_D і опір постійному струму R_D .

Диференціальний опір визначається як:

$$r_D = \frac{dU}{dI} = \frac{kT/q}{I + I_s}. \quad (4.104)$$

На прямій ділянці вольтамперної характеристики діода диференціальний опір r_D невеликий і складає величину в декілька Ом. Наприклад, для діодів 1Д402 при значенні прямого струму діода $I = 25$ мА і значенні теплового потенціалу $kT/q = 25$ мВ величина диференціального опору дорівнює $r_D \approx 1$ Ом (рис.4.21) [22]. На зворотній ділянці вольтамперної характеристики діода диференціальний опір прагне до нескінченності, оскільки в ідеальних діодах при зворотному зміщенні струм не залежить від напруги.

Опір постійному струму R_D визначається як відношення прикладеної напруги U_G до протікаючого струму I_D через діод:

$$R_D = \frac{U}{I} = \frac{U}{I_0(e^{\beta U} - 1)}. \quad (4.105)$$

На прямій ділянці вольтамперної характеристики опір постійному струму більший, ніж диференціальний опір $R_D > r_D$, а на зворотній, навпаки менший $R_D < r_D$.

У точці поблизу нульового

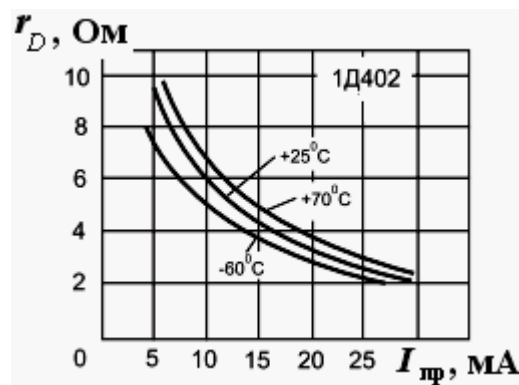


Рис. 4.21. Залежність диференціального опору діода 1Д402 від величини струму при прямому зміщенні [22].

значення напруги $U \ll kT/q$ значення опору постійному струмові та диференціального опору співпадають. Дійсно, розклавши експоненту в ряд у співвідношенні (4.105), отримуємо:

$$R_D = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{I_0} = r_D \quad (4.106)$$

4.5.2. Вплив генерації, рекомбінації й об'ємного опору бази на характеристики реальних діодів

У реальних випрямних діодах на основі p - n -переходу при аналізі вольтамперних характеристик необхідно враховувати вплив генераційно-рекомбінаційних процесів в збідненій області p - n -переходу і падіння напруги на омичному опорі бази p - n -переходу при протіканні струму через діод. При розгляді впливу генераційно-рекомбінаційних процесів в ОПЗ p - n -переходу вважатимемо, що домінуючим механізмом генераційно-рекомбінаційного процесу є механізм Шоклі–Ріда. У цьому випадку для моноенергетичного рекомбінаційного рівня, розташованого поблизу середини забороненої зони напівпровідника, темп генерації (рекомбінації) має вигляд:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N (pn - p_1 n_1)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)}, \quad (4.107)$$

де γ_n , γ_p – ймовірність захоплення електронів і дірок на рекомбінаційний рівень; N – концентрація рекомбінаційних рівнів; n , p – концентрації нерівноважних носіїв; n_1 , p_1 – концентрації рівноважних носіїв в дозволених зонах при умові, що рекомбінаційний рівень співпадає з рівнем Фермі.

З останнього рівняння слідує, що при прямому зміщенні добуток концентрації нерівноважних носіїв буде більшим, ніж добуток

концентрації рівноважних носіїв ($p \cdot n > p_1 \cdot n_1$). Отже, права частина рівняння 4.107 буде додатньою, а швидкість зміни концентрації нерівноважних носіїв dn/dt буде від'ємною. Таким чином, концентрація нерівноважних носіїв убуватиме і рекомбінація переважатиме над генерацією. При зворотному зміщенні співвідношення будуть оберненими, концентрація нерівноважних носіїв зростатиме і генерація переважатиме над рекомбінацією. Розглянемо детальніше ці процеси.

4.5.2.1. Вплив генерації нерівноважних носіїв в ОПЗ p - n -переходу на зворотний струм діода

При зворотному зміщенні, прикладеному до p - n -переходу маємо:

$$p \cdot n = n_1 \exp\left(\frac{\Phi_n - \Phi_p}{kT}\right) = n_i^2 e^{\beta U} \ll n_i^2. \quad (4.108)$$

А величина добутку концентрації рівноважних носіїв буде дорівнювати квадрату власної концентрації: $p_1 \cdot n_1 = n_i^2$. У цьому випадку з рівняння (4.107) одержимо:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_1 n_i^2}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)}. \quad (4.109)$$

Врахуємо, що значення концентрації нерівноважних носіїв p та n будуть меншими концентрації рівноважних носіїв p_1 і n_1 : $p < p_1$, $n < n_1$, а величини n_1 та p_1 визначаються через об'ємне положення рівня Фермі наступним чином: $n_1 = n_i e^{\beta \phi_0}$; $p_1 = p_i e^{-\beta \phi_0}$. Тоді матимемо:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_1 n_i}{\gamma_n e^{\beta \phi_0} + \gamma_p e^{-\beta \phi_0}} = \frac{n_i}{\tau_k}, \quad (4.110)$$

де τ_k – ефективний час життя нерівноважних носіїв, який може бути

визначений як:

$$\tau_k^{-1} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_1}{\gamma_n e^{\beta \varphi_0} + \gamma_p e^{-\beta \varphi_0}}. \quad (4.111)$$

Співвідношення (4.110)

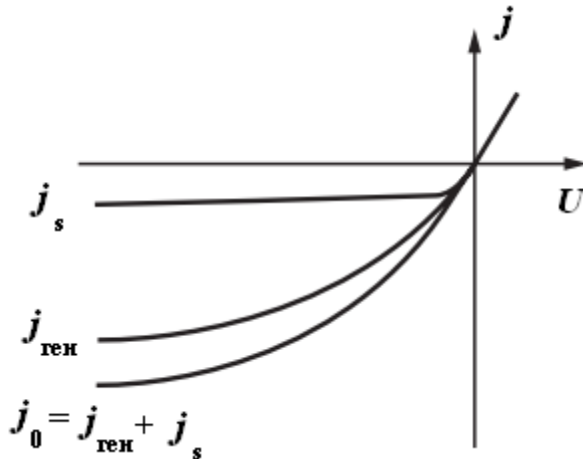


Рис. 4.22. Внесок генераційного струму в зворотний струм p - n -переходу.

дозволяє зробити висновок, що швидкість зміни концентрації нерівноважних носіїв dn/dt буде додатною, отже, генерація буде переважати над рекомбінацією. Для того, щоб розрахувати генераційний струм $j_{\text{ген}}$, необхідно проінтегрувати по ширині

області просторового заряду W :

$$j_{\text{ген}} = \int_0^W q \frac{dn}{dt} dx \approx q \frac{dn}{dt} W = \frac{qn_i W}{\tau_k}. \quad (4.112)$$

Розглянемо залежність генераційного струму $j_{\text{ген}}$ від зворотної напруги, прикладеної до діода, а також від температури T (рис.4.22). Залежність генераційного струму від напруги визначається залежністю ширини області просторового заряду W від напруги U . Оскільки ширина області просторового заряду W визначається як $W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(U_{зб} + \varphi_0)}{qn_d}}$, то генераційний струм буде пропорційний кореню з напруги:

$j_{\text{ген}} \sim \sqrt{U_{зб}}$. Величина дрейфової компоненти зворотного струму j_0 несиметричного, наприклад, p^+ - n -переходу дорівнює:

$$j_0 = \frac{q}{\tau_p} L_p n_p = \frac{q L_p n_i^2}{\tau_p n_a}. \quad (4.113)$$

Оцінимо відношення теплового j_0 і генераційного $j_{\text{ген}}$ струмів для діодів, виготовлених з різних напівпровідників:

$$\frac{j_{\text{ген}}}{j_0} = \frac{W n_d}{L_n n_i}. \quad (4.114)$$

Так, для германію характерні наступні параметри: $W \sim 1$ мкм; $L_n \sim 150$ мкм, $n_i \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_d \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Підставляючи ці величини в співвідношення 4.114, отримуємо, що генераційний струм і тепловий струм однакові, $I_{\text{ген}} \sim I_s$.

Для кремнію характерні наступні параметри: $W \sim 1$ мкм; $L_n \sim 500$ мкм, $n_i \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_d \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Підставляючи дані величини в співвідношення 4.114, одержимо, що генераційний струм набагато більший від теплового струму, $I_{\text{ген}}/I_s \sim 200$.

Таким чином, для кремнієвих діодів на основі p - n -переходу в зворотному напрямі переважає генераційний струм, а для германієвих діодів – теплової струм.

Як впливає з рівняння 4.114, співвідношення генераційного і теплового струмів залежать від власної концентрації n_i . Якщо власна концентрація мала (наприклад, як у широкозонному напівпровіднику), – переважає генераційний струм, якщо значення n_i велике (як, наприклад, у вузькозонному напівпровіднику), – переважає тепловий струм.

4.5.2.2. Вплив рекомбінації нерівноважних носіїв в ОПЗ p - n -переходу на прямий струм діода

При прямому зміщенні, прикладеному до p - n -переходу

$$p \cdot n = n_1 \exp\left(\frac{\Phi_n - \Phi_p}{kT}\right) = n_i^2 e^{\beta U} \gg n_i^2. \quad (4.115)$$

Тоді, з (4.107) матимемо, що при прямому зміщенні добуток концентрації нерівноважних носіїв $p \cdot n$ буде більшим, ніж добуток концентрації рівноважних носіїв $p_1 \cdot n_1$ ($p \cdot n > p_1 \cdot n_1$). Припустимо, що рекомбінаційний рівень E_t знаходиться посередині забороненої зони напівпровідника $E_t = E_i$. Тоді $p_1 = n_1 = n_i$, а коефіцієнти захоплення однакові: $\gamma_n = \gamma_p$. У цьому випадку рівняння 4.107 набере вигляду:

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\gamma_n N_1 n_i^2 e^{\beta U}}{n + p + 2n_i}. \quad (4.116)$$

Звідки видно, що темп рекомбінації dn/dt буде максимальний у тому випадку, якщо знаменник має мінімальне значення. Цей стан реалізується в тій точці ОПЗ, коли квазірівні Фермі знаходяться на рівній відстані від середини забороненої зони, тобто відстань $\phi_{0n,p}$ від середини зони E_i до квазірівнів F_n і F_p однакова і дорівнює $\phi_{0n,p} = U/2$. За цих умов знаменник останнього рівняння матиме значення $2n_i e^{\beta U/2}$. Отже, для швидкості генерації матимемо:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{1}{2} \gamma N_1 n_i^2 e^{\beta U/2} \quad (4.117)$$

Величина рекомбінаційного струму $J_{рек}$ після інтегрування за шириною області просторового заряду W має вигляд:

$$j_{рек} = \int_0^W q \frac{dn}{dt} dx = \frac{1}{2} q W \gamma N_1 n_i^2 e^{\beta U/2}. \quad (4.118)$$

Повний струм діода при прямому зміщенні складатиметься з дифузійного та рекомбінаційного компонентів:

$$j = j_{диф} + j_{рек} = \frac{q L_p n_i^2 e^{\beta U}}{\tau_k n_0} - \frac{1}{2} q W \gamma N_1 n_i^2 e^{\beta U/2}. \quad (4.119)$$

Звідки слідує, що прямий струм діода можна апроксимувати експоненціальною залежністю типу $j \sim e^{\beta U/n}$, де значення коефіцієнта n буде визначати переважний тип струму. Наприклад, якщо $n=1$ – струм буде дифузійним, а при $n=2$ – рекомбінаційним.

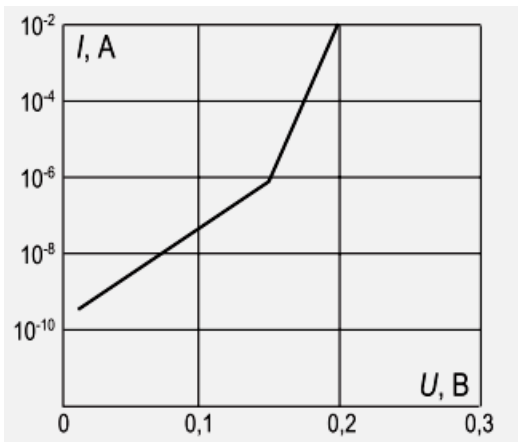


Рис. 4.23. Залежність струму діода КД202 від напруги при прямому зміщенні [21]

На рис. 4.23 приведена залежність струму діода КД202 від напруги при прямому зміщенні в логарифмічних координатах. З приведених експериментальних даних можна розрахувати тангенс кута нахилу $\frac{dU_{np}}{d(\ln j)} = 0,028$ В, що з високою мірою точності відповідає значенню $kT/q = 0,026$ В при кімнатній температурі.

4.5.2.3. Вплив об'ємного опору бази діода на прямі характеристики

База діода на основі $p-n$ -переходу зазвичай легована істотно менше, ніж емітер. У цьому випадку омичний опір квазінейтральних областей діода визначатиметься опором бази r_b , його величину розраховують за класичною формулою: $r_b = \rho \frac{l}{S}$, де ρ – питомий опір, l – довжина бази, S – площа поперечного перерізу діода. У типових випадках при $\rho \sim 1$ Ом·см, $l \sim 0,1$ см, $S \sim 10^{-2}$ см², $r_b \sim 10$ Ом.

При цьому падіння напруги U_b на квазінейтральному об'ємі бази при проходженні струму буде дорівнювати: $U_b = I \cdot r_b$. Напруга, прикладена до ОПЗ $p-n$ -переходу, в цьому випадку зменшиться на величину U_b , а вольтамперна характеристика діода буде мати вигляд:

$$I = I_0(e^{\beta(U - Ir_0)} - 1), \quad (4.120)$$

звідки слідує, що у міру росту прямого струму вольтамперна характеристика p - n -переходу вироджуватиметься, тобто струм зростатиме не експоненціально, а повільніше, і в граничному випадку на ВАХ з'явиться омична ділянка.

Визначимо критерій виродження, як стан діода, при якому диференціальний опір діода стане рівним або меншим омичного опору бази діода:

$$r_{\text{диф}} = \left(\frac{dI}{dU} \right)^{-1} = (I\beta)^{-1} = \frac{\varphi_T}{I} = r_0. \quad (4.121)$$

Як бачимо, величина прямого струму, при якому настає виродження вольтамперної характеристики, буде дорівнювати:

$$I_{\text{вир}} = \frac{\varphi_T}{r_0}. \text{ Отже, для параметрів діода}$$

$r_0 \sim 10 \text{ Ом}$; $\varphi_T \sim 0,025 \text{ В}$ струм виродження

оцінюється значенням $I_{\text{вир}} \sim 2,5 \text{ мА}$. На рис. 4.24 приведена ідеальна (штрихова лінія) та реальна (суцільна лінія) ВАХ діода 2Д925, які дійсно зміщені вздовж осі U на величину $I \cdot r_0$.

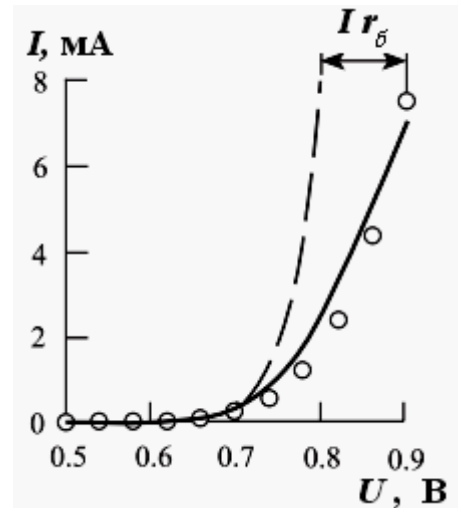


Рис. 4.24. Порівняння ідеальної ВАХ p - n -переходу та реальної ВАХ діода 2Д925 [22].

4.5.2.4. Вплив температури на характеристики діодів

Як вже відзначалося, при прямому зміщенні струм діода інжекційний, значний за величиною і є дифузійною компонентою струму основних носіїв. При зворотному зміщенні струм діода малий за величиною і є дрейфовою компонентою струму неосновних носіїв. Залежність струму від напруги описується співвід-

ношенням: $j = j_s(e^{\beta U} - 1)$. Для несиметричного, наприклад, p - n^+ -переходу $n_a \ll n_d$, тобто концентрація неосновних носіїв в p -області істотно вища, ніж в n -області $n_{p0} \gg p_{n0}$. Зворотний струм в цьому випадку обумовлений дрейфовою електронною компонентою $n_{p0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \sim e^{-\Delta E/kT}$, оскільки $n_i = \sqrt{n_c n_e} e^{-\Delta E/kT}$. Зворотний струм діода в цьому випадку буде $I_0 = \text{const} \cdot e^{-\Delta E/kT}$. Поблизу кімнатної температури T_k та при її незначних відхиленнях можна записати:

$\frac{1}{T_k} - \frac{1}{T} \sim \frac{\Delta T}{T_k}$, тоді температурна залежність струму набуде вигляду:

$$I_0(T) \approx I_R(T_k) e^{\alpha \Delta T}. \quad (4.122)$$

Величина коефіцієнта α для різних напівпровідників має власні значення: наприклад, для германію $\alpha_{Ge} = 0,09 \text{ K}^{-1}$ (у межах $20^\circ\text{C} < T < 70^\circ\text{C}$), для кремнію $\alpha_{Si} = 0,13 \text{ K}^{-1}$ (у межах $20^\circ\text{C} < T < 110^\circ\text{C}$) [18].

Для практичних досліджень частіше використовують поняття температури подвоєння зворотного струму діода. При цьому співвідношення (4.122) записують у вигляді: $I_0(T) = I_0(T_0) 2^{\frac{\Delta T}{T^*}}$, де $T^* = \ln 2 / \alpha$ – температура подвоєння струму. Розрахунок за останньою формулою дає результат $T^* \approx 10$, тобто зворотний струм діода подвоюється при збільшенні температури на кожні 10°C .

4.5.3. Варикапи

Залежність бар'єрної ємності C_B від прикладеної зворотної напруги $U_{зв}$ використовується у приладах, котрі називаються *варикапи*. Максимальне значення ємності варикапа має при нульовій напру-

зі. При збільшенні зворотного зміщення ємність варикапа зменшується. Функціональна залежність ємності варикапа від напруги визначається профілем легування бази варикапа. У разі однорідного легування ємність обернено пропорційна кореню квадратному з прикладеної напруги.

Задаючи профіль легування в базі варикапа $n_0(x)$, можна отримати різні залежності ємності варикапа від напруги $C(U)$ – або такі, що лінійно убувають, або з експоненціальним зменшенням (рис.4.25).

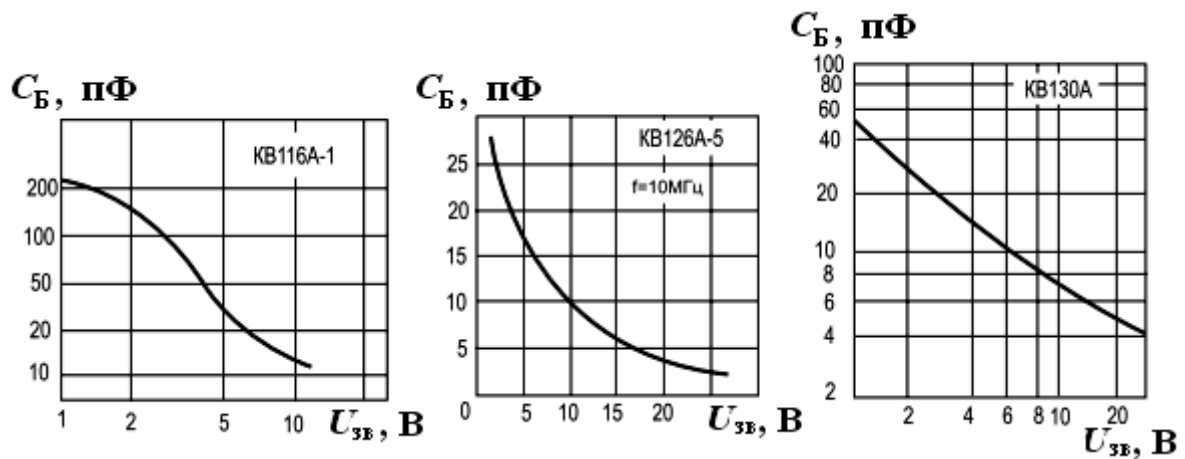


Рис. 4.25. Залежність ємності варикапів різних типів від зворотної напруги [22.24].

4.5.4. Стабілітрони

Стабілітроном називається напівпровідниковий діод, вольт-амперна характеристика якого має область різкої залежності струму від напруги на зворотній ділянці вольтамперної характеристики.

ВАХ стабілітрона має вигляд, представлений на рис. 4.26, а. Так, досягнувши напруги на стабілітроні, так званої напруги стабілізації $U_{стаб}$, струм через стабілітрон різко зростає. Диференціальний опір $R_{диф}$ ідеального стабілітрона на цій ділянці ВАХ прагне до 0,

хоча в реальних приладах величина $R_{\text{диф}}$ складає значення: $\sim 2 \div 50$ Ом.

Основне призначення стабілітрона – стабілізація напруги на навантаженні, при нарузі, що змінюється, в зовнішньому колі. У зв'язку з цим послідовно зі стабілітроном вмикають опір навантаження, тому стабілітрон називають також опорним діодом.

Напруга стабілізації $U_{\text{стаб}}$ залежить від фізичного механізму, що обумовлює різку залежність струму від напруги. Розрізняють два фізичних механізми, відповідальних за таку залежність струму від напруги, – лавинний і тунельний пробій p - n -переходу.

Для стабілітронів з тунельним механізмом пробією напруга стабілізації невелика і складає величину менше 5 В. Для стабілітронів з лавинним механізмом пробією напруга стабілізації має значно більші значення і складає, зазвичай, величину $U_{\text{стаб}} > 8$ В.

Проаналізуємо детальніше механізми тунельного і лавинного пробією.

4.5.4.1. Тунельний пробій

Розглянемо зонну діаграму діода з p - n -переходом при зворотному зміщенні за умови, що області емітера і бази діода леговані досить сильно (рис. 4.26, б).

Квантово-механічний розгляд тунельних переходів для електронів показує, що у тому випадку, коли геометрична ширина потенціального бар'єру порівнянна з дебройлівською довжиною хвилі електрона, можливі тунельні переходи електронів між заповненими і вільними станами, відокремлені потенціальним бар'єром.

Форма потенціального бар'єру обумовлена полем p - n -переходу. На рис.4.26, *в* схематично зображено хвильовий пакет при тунелюванні через потенціальний бар'єр трикутної форми.

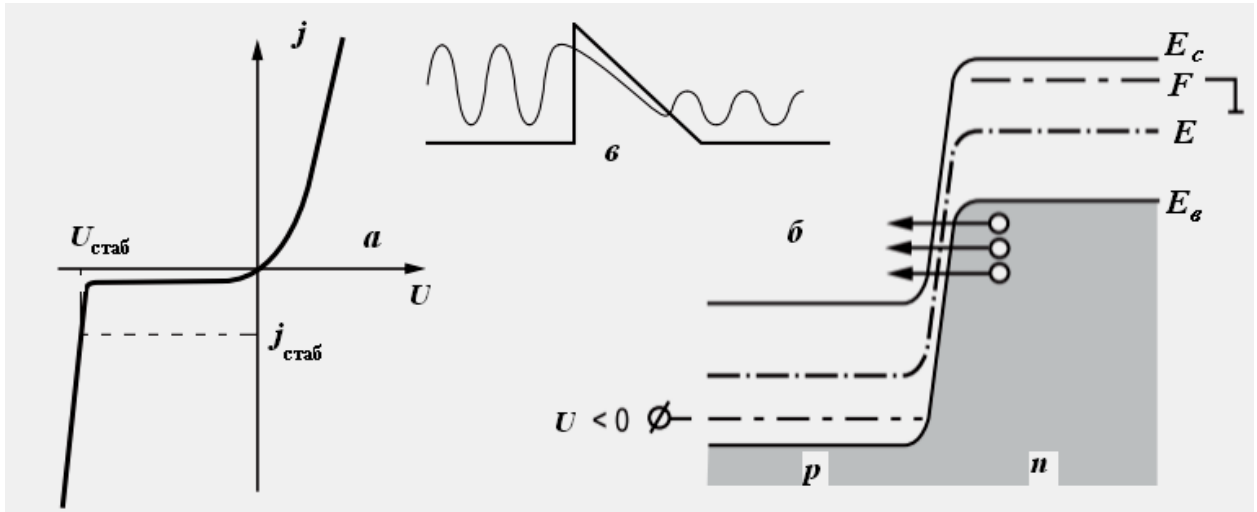


Рис. 4.26. Схематична ВАХ стабілітрона (*а*), зонна діаграма на базі сильно легovanого p - n -переходу при зворотному зміщенні (*б*) та схематичне зображення тунелювання хвильового пакету через потенціальний бар'єр (*в*).

Запишемо рівняння Шредінгера для вільного електрона $H\psi =$

$E\psi$. Оскільки $H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x)$, то можна ввести заміну

$\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E$ та $\beta = \frac{2m}{\hbar^2} (\Delta E - E)$, де E – енергія електрона. Тоді зовні

від потенціального бар'єру рівняння Шредінгера матиме вигляд:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \alpha^2\psi = 0. \quad \text{Усередині потенціального бар'єру: } \frac{d^2\psi}{dx^2} - \beta^2\psi = 0.$$

Розв'язок для хвильових функцій електрона шукатимемо в наступ-

ному вигляді: $\psi = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx}$ – падаюча та відбита хвилі; $\psi = A_2 e^{ikx}$

– хвиля, що пройшла; $\psi = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x}$ – хвиля в бар'єрі.

Використаємо умову неперервності для хвильової функції, її похідних на межах потенціального бар'єру, а також припущення про вузький і глибокий потенціальної бар'єр ($\beta W \gg 1$). У цьому випад-

ку для ймовірності тунельного переходу T отримаємо:

$$T = \frac{|\psi_{III}|^2}{|\psi_I|^2} = 4 \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}\Delta E^{\frac{3}{2}}}{3qE\hbar}\right). \quad (4.123)$$

Тунельний струм електронів із зони провідності на вільні місця у валентній зоні, зазвичай, описують наступним співвідношенням:

$$I_{c \rightarrow \epsilon} = AT \int_{E_c}^{E_\epsilon} f_c(E) n_c(E) (1 - f_\epsilon(E)) n_\epsilon(E) dE, \quad (4.124)$$

де використані стандартні позначення для функції розподілу і густини квантових станів.

За рівноважних умов на $p^+ - n^+$ -переході струми ліворуч і праворуч один одного урівноважують: $I_{c \rightarrow \epsilon} = I_{\epsilon \rightarrow c}$. При прикладанні напруги тунельні струми зліва і справа один одного вже не урівноважують:

$$I = I_{c \rightarrow \epsilon} - I_{\epsilon \rightarrow c} = AT \int_{E_c}^{E_\epsilon} (f_c(E) - f_\epsilon(E)) n_c(E) n_\epsilon(E) dE. \quad (4.125)$$

В останньому виразі f_c , f_ϵ – нерівноважні функції розподілу для електронів в зоні провідності та валентній зоні.

Аналітичний вираз для залежності тунельного струму $J_{\text{тун}}$ від напруженості електричного поля E для бар'єру трикутної форми набуває вигляду:

$$I_{\text{тун}} = AU^2 \exp\left(-\frac{10^8 \Delta E^{\frac{3}{2}}}{E}\right). \quad (4.126)$$

За напруженість електричного поля пробою $E_{\text{пр}}$ умовно приймають таке значення поля E , коли відбувається десятиразове зростання зворотного струму стабілітрона: $I_{\text{тун}} = 10 \cdot I_0$. При цьому

для p - n -переходів з різних напівпровідників величина електричного поля пробую $E_{\text{пр}}$ складає таких значень: для Si – $E_{\text{пр}} \approx 4 \cdot 10^5$ В/см; для Ge – $E_{\text{пр}} \approx 2 \cdot 10^5$ В/см [20]. Тунельний пробій в напівпровідниках називають також *зінерівським пробієм*.

Оцінимо напругу U_z , при якій відбувається тунельний пробій. Будемо вважати, що величина поля пробую $E_{\text{пр}}$ визначається середнім значенням електричного поля в p - n -переході: $E_{\text{пр}} = \frac{U_{z\phi}}{W}$,

отже $W = \frac{U_{z\phi}}{E_{\text{пр}}}$. Оскільки ширина області просторового заряду W за-

лежить від напруги згідно закону $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_{z\phi}}{qn_\delta}}$, то прирівнюючи

значення W з двох останніх виразів, одержуємо:

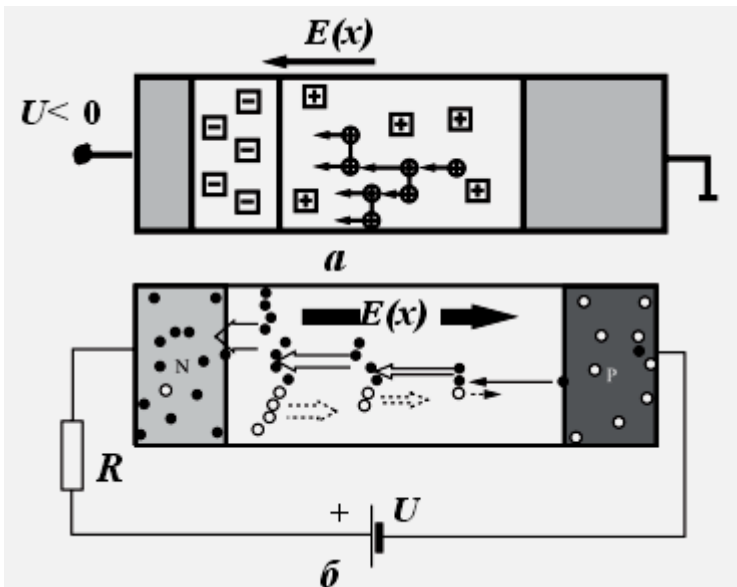
$$\frac{U_{z\phi}}{E_{\text{пр}}^2} = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qn_\delta} \Rightarrow U_{z\phi} = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 E_{\text{пр}}^2}{qn_\delta}. \quad (4.127)$$

Розглянемо, як залежить напруга тунельного пробую від питомого опору бази стабілітрона. Оскільки легувальна концентрація в базі n_δ пов'язана з питомим опором ρ бази співвідношенням $n_\delta = (\rho_{\text{бази}} \mu_e)^{-1}$, то $U_z = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 \mu_e E_{\text{пр}}^2 \rho_{\text{бази}}$. З останнього рівняння видно, що напруга тунельного пробую U_z зростає зі збільшенням опору бази $\rho_{\text{бази}}$.

Слід відзначити, що емпіричні залежності напруги тунельного пробую для різних напівпровідників мають певний вигляд. Так, наприклад, для Ge : $U_z = 100\rho_n + 50\rho_p$; для Si : $U_z = 40\rho_n + 8\rho_p$, де ρ_n , ρ_p – питомі опори відповідно n - і p -шарів, виражені в (Ом·см) [21].

4.5.4.2. Лавинний пробій в напівпровідниках

Розглянемо випадок однорідного електричного поля в напівпровіднику. Якщо рухаючись уздовж силових ліній електричного поля електрон на відстані, рівній довжині вільного пробігу λ , набуде енергію рівну (або більшу) ширини забороненої зони, то, непружно розсіюючись, цей електрон може викликати генерацію ще однієї електронно-діркової пари. Додатково вільні носії, що генеруються,



також братимуть участь в аналогічному процесі. Це явище лавинного розмноження вільних носіїв в умовах сильного електричного поля дістало назву лавинного пробію. На рис. 4.27 показана схема, що ілюструє лавинний пробій. Розміри геометричної області напівпровідника W , в якій відбувається лавинне розмноження, має бути істотно більшою довжини вільного пробігу електрона λ .

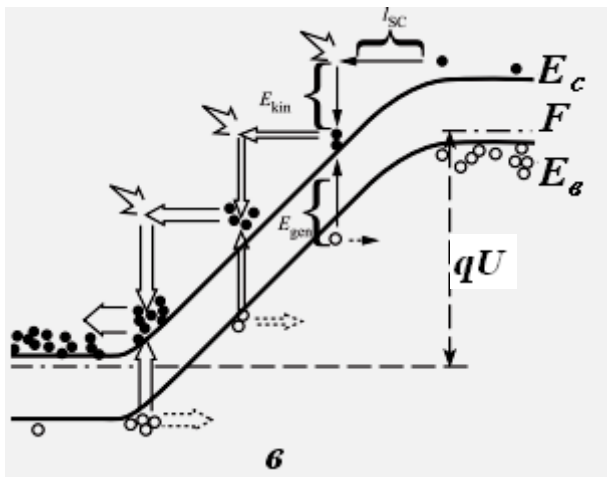


Рис. 4.27. Схема, що ілюструє лавинний пробій в однорідному напівпровіднику: а) розподіл електричного поля, донорів, акцепторів і вільних носіїв; б) розподіл струмів; в) зонна діаграма, що ілюструє лавинне розмноження в ОПЗ [21].

ступні: $q\lambda E_{np} \geq \Delta E$; $W \gg \lambda$.

Одним з параметрів лавинного пробою є коефіцієнт лавинного множення M , означуваний як кількість актів лавинного множення в області сильного електричного поля. Якщо позначити початковий струм I_0 , то після лавинного множення величина струму матиме вигляд: $I = M \cdot I_0$, звідки $M = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 - (U/U_\mu)^n}$, де U_μ – напруга лавинного пробою, U – напруга, n – коефіцієнт, рівний 3 або 5 для *Ge* або *Si* відповідно.

Для несиметричного p^+n -переходу розрахунок дає наступне значення напруги лавинного пробою за умови, що максимальне значення поля в ОПЗ цього переходу можна приблизно оцінити як

середнє: $U_\mu = \frac{\epsilon\epsilon_0 E_m^2}{2qn_{\delta,a}}$. Величина електричного поля E_m залежить від

величини і типу концентрації легувальної домішки n_a та n_d , температури і лежить в діапазоні $E_m = (4 \div 5) \cdot 10^5$ В/см для *Si* і $E_m = (2 \div 3) \cdot 10^5$ В/см для *Ge*.

4.5.5. Тунельний і обернений діоди

Тунельним діодом називають напівпровідниковий діод на основі p^+n^+ -переходу, тобто з сильнолегованими областями, на прямій ділянці вольтамперної характеристики якого спостерігається N-подібна залежність струму від напруги (рис.4.28). Проаналізуємо особливості вольтамперної характеристики тунельного діода. Для цього розглянемо p^+n^+ -перехід, утворений двома виродженими напівпровідниками. Якщо концентрація донорів і акцепторів в

емітері та базі діода має порядок $n_a (n_d) \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, то концентрація основних носіїв буде набагато більше ефективної густини станів в дозволених зонах $p_{p0}, n_{n0} \gg n_c, n_v$. У цьому випадку рівень Фермі знаходиться в дозволених зонах p^+ і n^+ напівпровідників. У

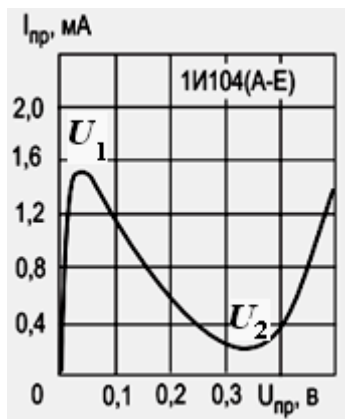


Рис.4.28. ВАХ тунельного діода 1И104 при прямому зміщенні [24].

напівпровіднику n^+ -типу всі стани в зоні провідності аж до рівня Фермі зайняті електронами, а в напівпровіднику p^+ -типу – дірками.

Розглянемо зонну діаграму $p^+ - n^+$ -переходу, утвореного двома виродженими напівпровідниками, що перебуває в рівновазі. З позиції аналізу струмів для дифузійного струму (прямого) має місце велика висота потенціального бар'єру. Щоб прямий струм набув типових значень, треба прикласти значну пряму напругу (більше або приблизно рівну половині ширини забороненої зони $\Delta E/2$). У виразі для дрейфового струму (зворотного) концентрація неосновних носіїв мала і тому зворотний струм теж буде незначний.

Розрахуємо, чому дорівнює геометрична ширина виродженого $p-n$ -переходу. Вважатимемо, що при цьому зберігається несиметричність $p-n$ -переходу (p^+ – більш сильнолегована область). Тоді ширина $p^+ - n^+$ -переходу мала:

ширина $p^+ - n^+$ -переходу мала:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 2\phi_0}{qn_d}} = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 \Delta E}{qn_d}} \approx \sqrt{\frac{2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{20}}} \approx 1,05 \cdot 10^{-6} \text{ м. Деброй-}$$

левську довжину хвилі електрона оцінимо із співвідношень:

$$E = kT = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}; \quad E = \frac{\hbar^2 (2\pi)^2}{2m\lambda^2}; \quad \Rightarrow \lambda = \frac{1}{h} \sqrt{2mkT},$$

$$\lambda = \frac{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}}{6,3 \cdot 10^{-34}} \approx 1,38 \cdot 10^{-6} \text{ м.}$$

Таким чином, геометрична ширина $p^+ - n^+$ -переходу виявляється порівняною з дебройлевською довжиною хвилі електрона. В цьому випадку у виродженому $p^+ - n^+$ -переході можна чекати прояву квантово-механічних ефектів, одним з яких являється тунелювання через потенціальний бар'єр. При вузькому бар'єрі вірогідність тунельного просочування через бар'єр відмінна від нуля.

Розглянемо детальніше тунельні переходи у вироджених $p^+ - n^+$ -переходах при різній напрузі. Так, при зворотній напрузі (рис.4.29,

б) струм в діоді обумовлений тунельним переходом електронів з валентної зони на вільні місця в зоні провідності. Поскільки концентрація електронів і кількість місць великі, то тунельний струм різко зростає із ростом зворотної на-

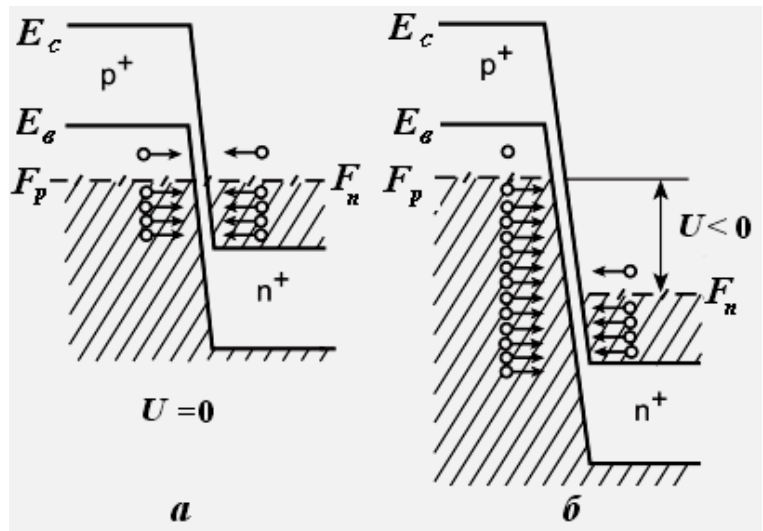


Рис. 4.29. Зонні діаграми $p^+ - n^+$ -переходу: в рівновазі (а) та при зворотному зміщенні (б).

Така поведінка вольтамперних характеристик різко відрізняє тунельний діод від звичайного випрямного діода.

При прямій напрузі струм в діоді обумовлений тунельним переходом електронів із зони провідності на вільні місця у валентній зоні. Поскільки тунельні переходи відбуваються без розсіяння, тобто із збереженням енергії частинки, що тунелює, то на зонній

діаграмі ці процеси показують прямими горизонтальними лініями. На рис.4.30 розглянуто зонні діаграми тунельного діода при прямому зміщенні, що відповідають трьом точкам на прямій ділянці вольтамперної характеристики. На ділянці $U < U_1$ при невеликій прямій напрузі навпроти електронів зони провідності починають з'являтися вільні місця у валентній зоні при тій же самій енергії. У міру росту напруги число вільних місць зростає і струм збільшується із ростом напруги. Тунельний струм досягає максимуму, коли усі вільні місця у валентній зоні виявляються за енергією навпроти енергетичних рівнів, зайнятих електронами в зоні провідності (ділянка $U_1 < U < U_2$). Потім, у міру росту прямої напруги, число цих вільних місць починає зменшуватися, оскільки навпроти рівнів, зайнятих електронами в зоні провідності опиняються стани в забороненій зоні (енергетичні рівні в ідеальних напівпровідниках в забороненій зоні відсутні). На ділянці $U > U_2$ тунельний струм зменшується із ростом напруги і перетворюється на нуль, коли заборонена зона p^+ -напівпровідника буде знаходитись за енергією на-

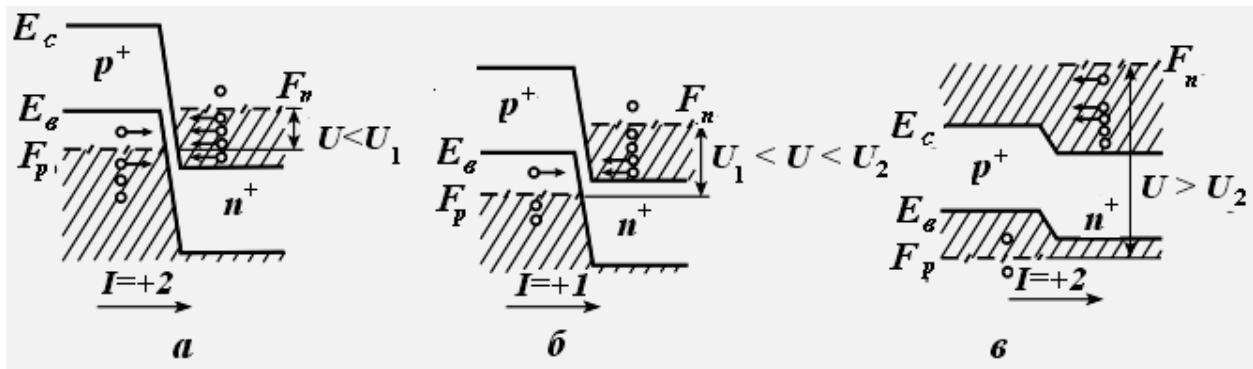


Рис. 4.30. Зонні діаграми тунельного діода при прямому зміщенні на ділянках: $U < U_1$ (а); $U_1 < U < U_2$ (б); $U > U_2$ (в). (U_1 та U_2 відповідає рис. 4.28).

впроти рівнів, зайнятих електронами в зоні провідності. При подальшому зростанні прямої напруги з'являється компонента звичайного дифузійного струму p - n -переходу. Ділянка $U > U_2$ на рис.4.30 – це

ділянка з негативним диференціальним опором.

Розглянемо детальніше вольтамперну характеристику тунельного діода. Розв'язок рівняння (4.125) для випадку прямого зміщення має наступний вигляд:

$$I = A' \frac{qU}{4kT} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - qU)^2 \quad (4.128)$$

де ε_1 і ε_2 – відстань від енергії Фермі до дна зони провідності або вершини валентної зони. Розрахунок вольтамперних характеристик тунельного діода за рівнянням (4.128) добре узоджується з експериментальними даними. На рис. 4.31 приведені температурні залежності

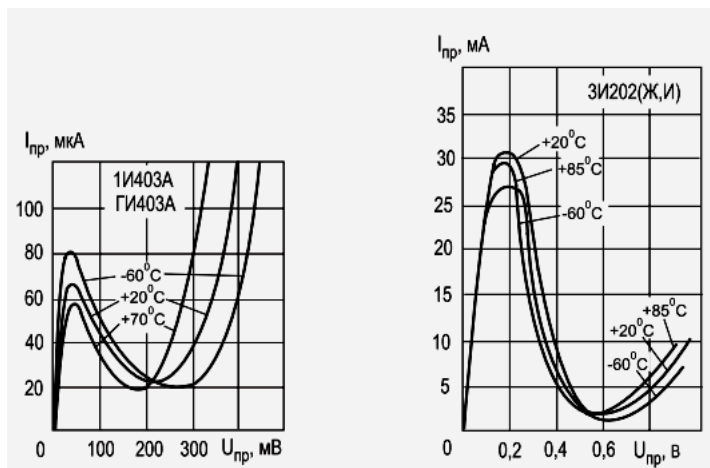


Рис.4.31. Температурні залежності прямого струму в тунельних діодах на основі германію типу 1И403 та на основі арсеніду галію ЗИ202 [22,24].

прямого струму від напруги в тунельних діодах з германію та арсеніду галію. Видно, що у діода з більш широкозонного матеріалу $GaAs$, ніж Ge , мінімум струму спостерігається при великих значеннях прямої напруги.

Відмітимо, що тунельний діод має високі значення максимальної граничної частоти $f_{max} \sim 10^9$ Гц, оскільки час процесу тунелювання складає наносекунди, тобто $\tau_{min} \sim 10^{-9}$ с. З цієї причини тунельні діоди використовуються у надвисокочастотній техніці.

4.5.6. Транзистори

Транзистор – це напівпровідниковий прилад з двома елек-

тронно-дірковими переходами, призначений для підсилення та генерування електричних сигналів. У транзисторі використовуються обидва типи носіїв – основні та неосновні, тому його називають *біполярним*.

Біполярний транзистор складається з трьох областей монокристалічного напівпровідника з різним типом провідності: емітера,

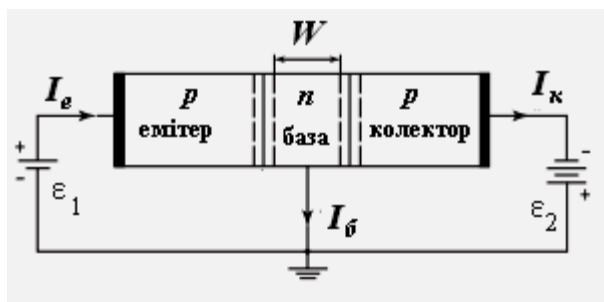


Рис.4.32.Схематичне зображення транзистора *p-n-p*-типу.

бази і колектора (рис.4.32). Перехід, який утворюється на межі емітер–база, називається емітерним, а на межі база–колектор – колекторним. Залежно від типу провідності крайніх шарів розрізняють

транзистори *p-n-p* або *n-p-n*.

Кожен з переходів транзистора можна під'єднати або в прямому, або у зворотному напрямі. Залежно від цього розрізняють три режими роботи транзистора:

1. *режим відсічення* – обидва *p-n*-переходи закриті, при цьому через транзистор, зазвичай, йде порівняно невеликий струм;
2. *режим насичення* – обидва *p-n*-переходи відкриті;
3. *активний режим* – один з *p-n*-переходів відкритий, а інший закритий.

У режимі відсічення та режимі насичення управління транзистором неможливе. У активному режимі таке управління здійснюється найбільш ефективно, причому транзистор може виконувати функції активного елемента електричного кола.

Область транзистора, розташована між переходами, називається-

ся базою. Области, що примикають до бази, найчастіше роблять не-однаковими. Одну з них виготовляють так, щоб з неї найефективніше проходила інжекція в базу, а іншу – так, щоб відповідний перехід якнайкраще здійснював екстракцію інжекттованих носіїв з бази.

Область транзистора, основним призначенням якої є інжекція носіїв в базу, називають *емітером*, а відповідний перехід – *емітерним*. Область, основним призначенням якої є екстракція носіїв з бази, називають *колектором*, а перехід – *колекторним*.

Якщо на емітерному переході напруга пряма, а на колекторному переході – зворотна, то увімкнення транзистора вважають *нормальним*, при протилежній полярності – *інверсним*. За характером руху носіїв струму в базі розрізняють *дифузійні* і *дрейфові біполярні транзистори*.

Основні характеристики транзистора визначаються в першу чергу процесами, що відбуваються в базі. Залежно від розподілу домішок в базі може бути присутнім або бути відсутнім електричне поле. Якщо при відсутності струмів в базі існує електричне поле, яке сприяє руху неосновних носіїв заряду від емітера до колектора, то транзистор називають *дрейфовим*, якщо ж поле в базі відсутнє – *бездрейфовим* (дифузійним).

4.5.6.1. Основні фізичні процеси в біполярних транзисторах

У робочому режимі біполярного транзистора протікають наступні фізичні процеси: інжекція, дифузія, рекомбінація та екстракція. Розглянемо *p-n*-перехід емітер-база за умови, що довжина бази велика. У цьому випадку при прямому зміщенні *p-n*-переходу з

емітера в базу інжектуються неосновні носії. Закон розподілу інжектованих дірок $p_n(x)$ вздовж бази описується рівнянням:

$$p_n(x) = p_{n0} e^{\beta U} \cdot e^{-x/L_p}. \quad (4.129)$$

Процес перенесення інжектованих носіїв через базу – *дифузійний*. Характерна відстань, на яку нерівноважні носії розповсюджуються від області збурення, – дифузійна довжина L_p . Тому якщо необхідно, щоб інжектовані носії досягли колекторного переходу, довжина бази W має бути меншою дифузійної довжини L_p . А умова $W < L_p$ є необхідною для реалізації транзисторного ефекту – управління струмом у вторинному колі через зміну струму в первинному колі.

В процесі дифузії через базу інжектовані неосновні носії рекомбінують з основними носіями в базі. Для заповнення основних носіїв, що прорекомбінували, в базі через зовнішній контакт повинна підійти така ж кількість носіїв. Таким чином, струм бази – це *рекомбінаційний струм*.

Носії, що продифундували через базу без рекомбінації, потрапляють в електричне поле протилежно зміщеного колекторного *p-n*-переходу і екстрагуються з бази в колектор. Таким чином, в біполярному транзисторі реалізуються чотири фізичні процеси: інжекція з емітера в базу; дифузія через базу; рекомбінація в базі; екстракція з бази в колектор. Ці процеси для одного типу носіїв схематично показані на рис.4.33.

На рис.4.33, *a* показана зонна діаграма біполярного транзистора в схемі з загальною базою в умовах рівноваги. Значками (+) і (–) на цій діаграмі вказані основні та неосновні носії. Для біполярного

транзистора в схемі з загальною базою активний режим (на емітерному переході – пряма напруга, на колекторному – зворотна) є основним. Тому надалі розглядатиметься транзистор в активному режимі, для $p-n-p$ біполярного транзистора $U_e > 0, U_k < 0$.

Для біполярного транзистора $p-n-p$ -типу в активному режимі емітерний перехід зміщений в прямому напрямі, і через нього відбувається інжекція дірок, як неосновних носіїв, в базу. База повинна мати досить малу товщину W ($W \ll L_p$, де L_p – дифузійна довжина неосновних носіїв), щоб інжектвані в базу неосновні носії не встигали прорекомбінувати за час перенесення через базу. Колекторний перехід, нормально зміщений у зворотному напрямі, «на-

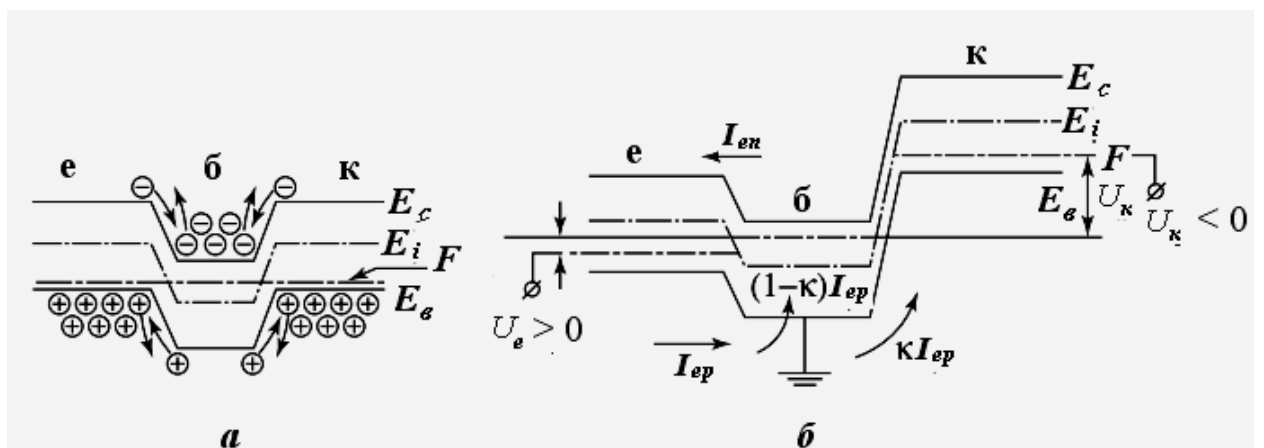


Рис.4.33. Зонна діаграма біполярного транзистора: в рівноважному стані (а); в активному режимі (б).

копичує» інжектвані носії, що пройшли через шар бази.

Розглянемо компоненти струмів в емітерному і колекторному переходах (рис.4.34). Для будь-якого $p-n$ -переходу струм j визначається сумою електронного j_n і діркового j_p компонентів, а вони у свою чергу мають дрейфову і дифузійну складові:

$$j = j_p + j_n = \left(\frac{qD_p p_n}{L_p} + \frac{qD_n n_p}{L_n} \right) (e^{\beta U} - 1). \quad (4.130)$$

При прикладанні до емітерного переходу прямої напруги $U_e > 0$ в $p-n-p$ біполярному транзисторі відбувається інжекція дірок з емітера в базу і електронів з бази в емітер. З огляду на те, що емітер легований набагато сильніше за базу, струм інжектованих дірок значно перевищуватиме струм електронів. Інжектовані в базу дірки у результаті дифузії будуть переміщуватися в колекторному переході, і якщо ширина бази набагато менша дифузійної довжини L_p , то майже усі дірки дійдуть до колектора і електричним полем колекторного $p-n-p$ -переходу будуть перекинуті в p -область колектора.

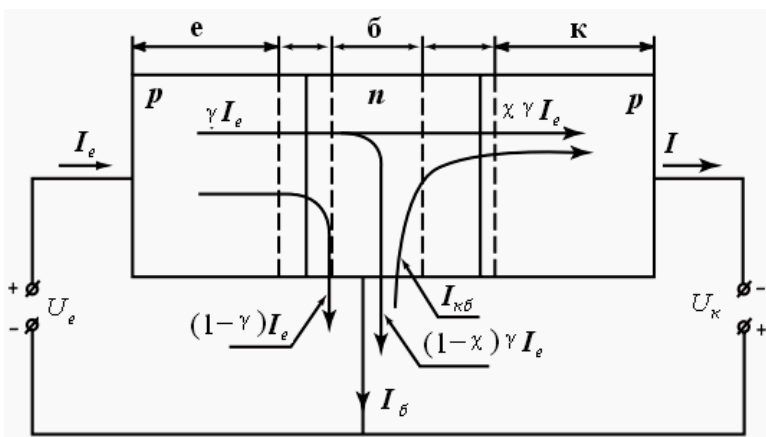


Рис.4.34. Схема компонентів струму в біполярному транзисторі у схемі з загальною базою.

Колекторний струм, що виникає внаслідок цього, лише трохи менший струму дірок, інжектованих емітером.

Вольтамперні характеристики біполярного транзистора

в активному режимі ($U_k < 0, |U_k| \gg 0$): $I_e = I_k + I_b$, де I_e – струм в колі емітера, I_k – струм в колі колектора, I_b – струм на базовому виводі. У активному режимі до емітера прикладена пряма напруга і через перехід тече емітерний струм I_e , що має дві компоненти (рис.4.33): $I_e = I_{ep} + I_{en}$, де I_{ep} – струм інжекції дірок з емітера в базу, I_{en} – струм інжектованих електронів з бази в емітер. Величина діркової компоненти дорівнює $I_{ep} = \gamma \cdot I_e$, де γ – ефективність емітера. Величина діркового емітерного струму, без рекомбінації що дійшла до колектора, дорівнює $\gamma k I_e$. Струм бази I_b транзистора

складатиметься з трьох компонентів, включаючих електронний струм в емітерному переході $I_{en} = (1 - \gamma) \cdot I_e$, рекомбінаційний струм в базі $(1 - \kappa)\gamma I_e$ і тепловий струм колектора $I_{\kappa 0}$. У свою чергу тепловий струм колектора $I_{\kappa 0}$ має дві складові: $I_{\kappa 0} = I_0 + I_g$, де I_0 – тепловий струм, I_g – струм генерації.

Універсальними співвідношеннями, які описують характеристики біполярних транзисторів в усіх режимах роботи є *формули Молла–Еберса*. Для цього представимо біполярний транзистор у вигляді еквівалентної схеми (рис.4.35).

При нормальному увімкненні через емітерний *p-n*-перехід тече струм I_1 , через колекторний перехід тече струм $\alpha_N I_1$ – менший, ніж

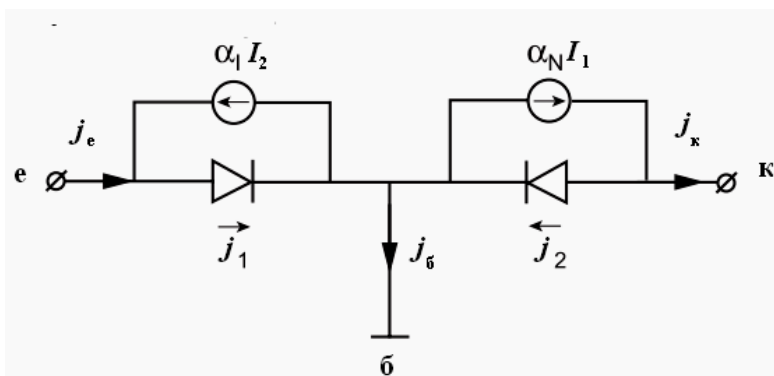


Рис.4.35. Еквівалентна схема біполярних транзисторів в усіх режимах роботи.

I_1 , внаслідок рекомбінації частини інжектованих носіїв в базі. На рис.4.35 цей процес зображений як генератор струму $\alpha_N I_1$, де α_N – коефіцієнт передачі

емітерного струму. При інверсному включенні транзистора прямому колекторному струму I_2 відповідатиме емітерний струм $\alpha_I I_2$, де α_I – коефіцієнт інверсії. Таким чином, струми емітера j_e і колектора j_k в загальному випадку складаються з інжекційного (I_1 або I_2) і екстрагувального ($\alpha_N \cdot I_1$ або $\alpha_I \cdot I_2$) струмів:

$$j_e = I_1 - \alpha_I I_2; \quad j_k = \alpha_N I_1 - I_2. \quad (4.131)$$

Величини струмів I_1 і I_2 виражаються для *p-n*-переходів стандартним способом:

$$I_1 = I_{e0}' (e^{\beta U_e} - 1); \quad I_2 = I_{k0}' (e^{\beta U_k} - 1), \quad (4.132)$$

де I_{e0}' і I_{k0}' – теплові (зворотні) струми p - n -переходів.

Відмітимо, що дані струми відрізняються від зворотних струмів емітера I_{e0} і колектора I_{k0} біполярного транзистора. Від'єднаємо коло емітера ($J_e = 0$) і подамо на колекторний перехід велику запірну напругу U_k . Струм, що протікає в колі колектора при цих умовах, називатимемо тепловим струмом колектора I_{k0} . Оскільки $I_e = 0$, з (4.131) слідує, що $I_1 = \alpha_I I_2$, а з (4.132), що $I_2 = -I_k'$, оскільки $U \gg kT/q$.

Вважаючи $I_k = I_{k0}$, отримуємо в цьому випадку:

$$\begin{aligned} I_k &= \alpha_N \alpha_I I_1 I_2 = (\alpha_N \alpha_I - 1) I_2 = (1 - \alpha_N \alpha_I) I_{k0}' = I_{k0} \Rightarrow \\ I_{k0}' &= \frac{I_{k0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}. \end{aligned} \quad (4.133)$$

Позначимо струм емітера при значному негативному зміщенні і розмікнутому колі колектора через I_{e0}' – це тепловий струм емітера, який аналогічно тепловому струмові колектора дорівнює:

$$I_{e0}' = \frac{I_{e0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}. \quad (4.134)$$

Величини теплових емітерного і колекторного струмів значно менші, ніж відповідні теплові струми діодів.

Підставляючи (4.132) в (4.131), отримаємо:

$$\begin{aligned} j_e &= I_{e0}' (e^{\beta U_e} - 1) - \alpha_I I_{k0}' (e^{\beta U_k} - 1); \\ j_k &= \alpha_N I_{e0}' (e^{\beta U_e} - 1) - I_{k0}' (e^{\beta U_k} - 1); \\ j_b &= (1 - \alpha_N) I_{e0}' (e^{\beta U_e} - 1) + (1 - \alpha_I) I_{k0}' (e^{\beta U_k} - 1), \end{aligned} \quad (4.135)$$

де j_b – струм бази, рівний різниці струмів емітера I_e і колектора I_k .

Формули (4.135) дістали назву *формул Молла–Еберса* і корисні

для аналізу статичних характеристик біполярного транзистора при будь-яких поєднаннях знаків струмів і напруги.

При вимірюванні теплового струму колектора $I_{к0}$ дірки, як неосновні носії, йдуть з бази в колектор: $j_{к} = j_{б}$ ($j_{е} = 0$). При цьому потік дірок з бази в емітер не урівноважений і їх переходить з емітера в базу більше, ніж за рівноважних умов. Це викличе накопичення надлишкового позитивного заряду в базі та збільшення потенціального бар'єру на переході емітер-база, що, врешті-решт, компенсуватиме діркові струми. Таким чином, необхідно відмітити, що при зміні теплового струму колектора емітер заряджатиметься негативно відносно бази.

Розглянемо випадок, коли на емітерний перехід біполярного транзистора подане пряме, а на колекторний – зворотне зміщення. Для *p-n-p* біполярного транзистора це $U_{е} > 0$, $U_{к} < 0$.

Для знаходження вольтамперних характеристик з міркувань зручності вимірювання як вхідні параметри вибирають $j_{е}$, $U_{к}$, а вихідні – $j_{к}$, $U_{е}$. Із (4.135) нескладно одержати:

$$j_{к} = \alpha_{N} I_{е0}' \frac{I_{е} + \alpha_{I} I_{к0}' (e^{\beta U_{к}} - 1)}{I_{е0}'} (e^{\beta U_{е}} - 1) - I_{к0}' (e^{\beta U_{к}} - 1) = \quad (4.136)$$

$$= \alpha_{N} I_{е} - (1 - \alpha_{N} \alpha_{I}) I_{к0}' = \alpha_{N} I_{е} - I_{к0}' (e^{\beta U_{к}} - 1).$$

Останнє співвідношення описує сімейство колекторних характеристик $I_{к} = f(U_{к})$ з параметром $I_{е}$.

Сімейство емітерних характеристик $U_{е} = f(I_{е})$ з параметром $U_{к}$

отримаємо з (4.135), враховуючи, що $\alpha_{N} = \alpha_{I} \frac{I_{к0}'}{I_{е0}'}$:

$$e^{\beta U_{е}} - 1 = \frac{I_{е} + \alpha_{I} I_{к0}' (e^{\beta U_{к}} - 1)}{I_{е0}' + 1},$$

звідки й одержуємо:

$$U_e = \frac{1}{\beta} \cdot \ln\left(\frac{I_e}{I_{e0}} + 1 + \alpha_I \frac{I_{k0}}{I_{e0}}\right) + (e^{\beta U_k} - 1), \text{ або}$$

$$U_e = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{I_e}{I_{e0}} + 1 + \alpha_I (e^{\beta U_k} - 1)\right). \quad (4.137)$$

Формули (4.136) і (4.137) описують характеристики транзистора, представлені на рис.4.36.

Для активного режиму, коли $U_e > 0$, $U_k < 0$, $|U_k| \ll 0$, вирази (4.136) і (4.137) набувають вигляду:

$$j_k = \alpha_N I_e - I_{k0}; \quad U_e = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{I_e}{I_{e0}}\right). \quad (4.138)$$

Основними величинами, що характеризують параметри біпо-

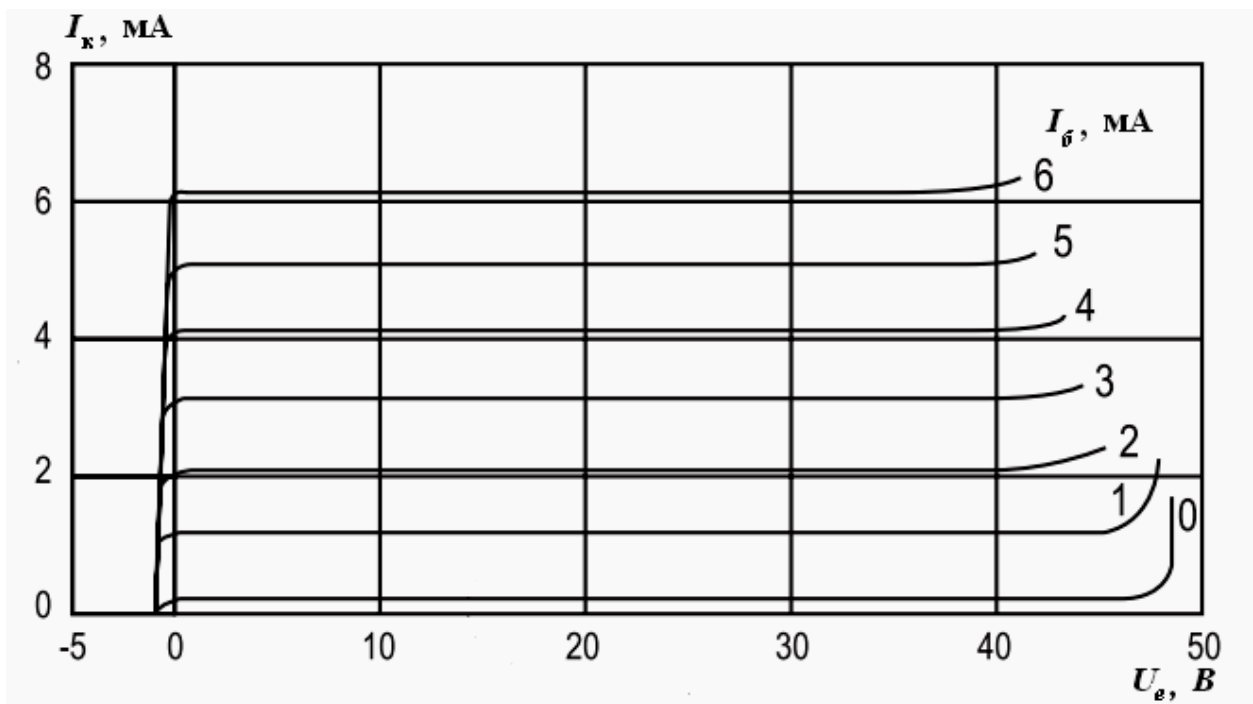


Рис.4.36. Вольтамперні характеристики біполярного транзистора КТ315 в активному режимі: сімейство колекторних кривих [23].

лярного транзистора, є:

- диференціальний коефіцієнт передачі струму емітера –

це відношення приросту струму колектора до приросту струму емітера, що викликав його, при постійній напрузі на

колекторі: $\alpha = \left. \frac{dI_{\kappa}}{dI_e} \right|_{U_{\kappa} = \text{const}} ;$

▪ *опір емітерного переходу* визначається як:

$$r_e = \left. \frac{dU_e}{dI_e} \right|_{I_{\kappa} = \text{const}} ;$$

▪ *опір колекторного переходу,* визначається:

$$r_{\kappa} = \left. \frac{dU_{\kappa}}{dI_{\kappa}} \right|_{I_e = \text{const}} ;$$

▪ *коефіцієнт зворотного зв'язку* – це відношення приросту напруги на емітері до приросту напруги на колекторі при

постійному струмі через емітер: $\mu_{ек} = \left. \frac{dU_{\kappa}}{dU_e} \right|_{I_e = \text{const}} .$

Тоді, для коефіцієнта передачі можна записати:

$$\alpha = \frac{dj_{\kappa}}{dj_e} = \frac{dj_{ep}}{dj_e} \cdot \frac{dj_{\kappa}}{dj_{ep}} = \gamma \cdot \eta, \text{ де } \frac{dj_{ep}}{dj_e} = \gamma - \text{коефіцієнт інжекції, або ефе-}$$

ктивність емітера; $\frac{dj_{\kappa}}{dj_{ep}} = \eta - \text{коефіцієнт переносу.}$

Таким чином, γ – частка корисного діркового струму в повному струмі емітера j_e , а коефіцієнт η показує частку емітерного діркового струму, без рекомбінації, що дійшла до колекторного переходу.

На завершення відзначимо, що біполярні транзистори можуть працювати також у схемах з загальним емітером та загальним колектором. Характеристики транзисторів у таких режимах звичайно бу-

дуть відрізнятись від випадку роботи у схемі зі спільною базою. Так, наприклад, робота транзистора у режимі з загальним емітером дозволяє підсилювати не тільки напругу, а й струм.

4.5.6.2. Польові транзистори

Фізичною основою роботи польового транзистора зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН) являється ефект поля, який полягає в тому, що під дією зовнішнього електричного поля змінюється концентрація вільних носіїв заряду в приповерхневій області напівпровідника. У польових приладах зі структурою МДН зовнішнє поле обумовлене напругою, прикладеною на металевий електрод – затвор. У залежності від знаку та величини прикладеної напруги можливі чотири стани області просторового заряду (ОПЗ) напівпровідника – збагачення, збіднення, слабка і сильна інверсія. Польові транзистори в активному режимі можуть працювати тільки в області слабкої або сильної інверсії, тобто у тому випадку, коли інверсійний канал між витокom і стоком відокремлений від об'єму підкладки шаром збіднення.

У області інверсії концентрація неосновних носіїв заряду в каналі вища, ніж концентрація основних носіїв в об'ємі напівпровідника. Змінюючи величину напруги на затворі, можна міняти концентрацію вільних носіїв в інверсійному каналі та тим самим модулювати опір каналу. Джерело напруги в колі стоку викличе той змінний відповідно до зміни опору каналу струм стоку і тим самим буде реалізований ефект підсилення. Таким чином, МДН-транзистор є опором, регульованим зовнішньою напругою. Тому до нього навіть більшою мірою, ніж до біполярних приладів, підходить історична назва «транзистор», оскільки слово «*transistor*» утворене

від двох англійських слів – «transfer» і «resistor», що переводиться як «перетворювач опору».

Розглянемо польовий транзистор зі структурою МДП (рис.4.37). Координата Z спрямована углиб напівпровідника, y – уподовж каналу і x – в ширину каналу.

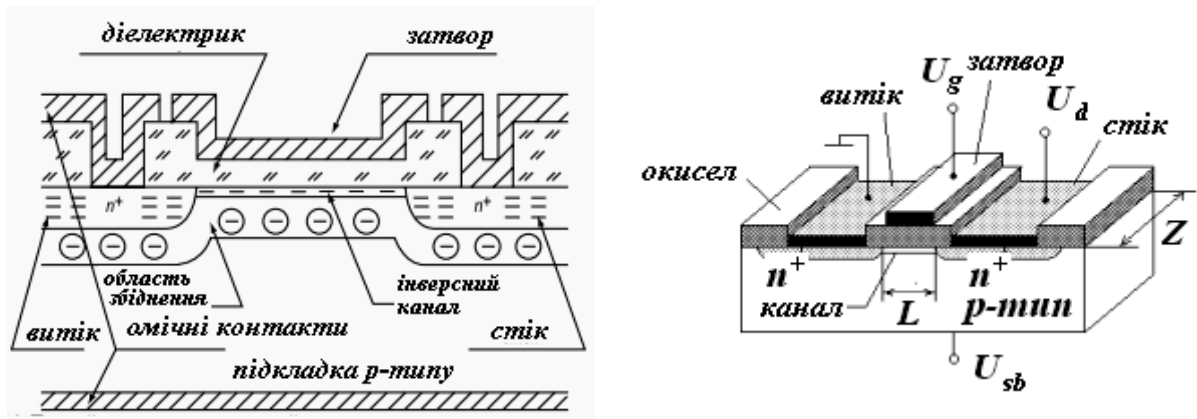


Рис.4.37. Схема МДН-транзистора.

Вольт-амперну характеристику такого транзистора будемо отримувати при наступних припущеннях:

- струми через p - n -переходи витоку, стоку і діелектрик підзатвора рівні нулю;
- рухливість електронів μ_n постійна за глибиною та довжиною інверсійного каналу L і не залежить від напруги на затворі U_g і на витоці U_d ;
- канал плавний, тобто в області каналу нормальна складова електричного поля E_z істотно більша тангенціальної E_y .

Струм в каналі МДН-транзистора, виготовленого на підкладці p -типу, обумовлений вільними електронами, концентрація яких $n(z)$. Електричне поле E_y створюється напругою між витоком і стоком

U_{sb} . Згідно закону Ома, густина струму $j(x, y, z) = q\mu_n n(z) \frac{dU}{dy}$, де q – заряд електрона, μ_n – рухливість електронів в каналі, U – падіння напруги від витoku до точки каналу з координатами (x, y, z) . Проінтегруємо дане рівняння за шириною (x) та глибиною (z) каналу. Тоді інтеграл в лівій частині дає повний струм каналу I_{sb} , а для правої частини отримаємо:

$$I_{sb} = W\mu_n \frac{dU}{dy} q \int_0^{\infty} n(z) dz. \quad (4.139)$$

Величина $q \int_0^{\infty} n(z) dz$ є повним зарядом електронів в каналі на одиницю площі Q_n . Тоді

$$I_{sb} = W\mu_n \frac{dU}{dy} Q_n. \quad (4.140)$$

Знайдемо величину заряду електронів Q_n . Для цього запи-

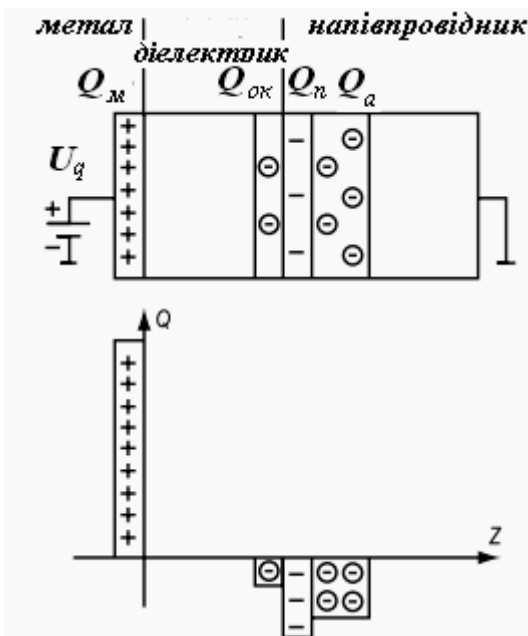


Рис. 4.38. Розташування зарядів в МДН-транзисторі.

шемо рівняння електронейтральності для зарядів в МДН-транзисторі на одиницю площі у вигляді: $Q_m = Q_n + Q_{ок} + Q_a$, тобто заряд на металевому електроді Q_m урівноважується сумою зарядів вільних електронів Q_n та іонізованих акцепторів Q_a в напівпровіднику і вбудованого заряду в окислі $Q_{ок}$. На рис. 4.38 приведена схема розташування цих зарядів.

З визначення геометричної ємності окислу $C_{ок}$ слідує, що повний заряд на металевій обкладинці

МДН-конденсатора рівний:

$$Q_m = C_{ок} \cdot U_{ок}, \quad (4.141)$$

де $U_{ок}$ – спад напруги на окисному шарі, $C_{ок}$ – питома ємність підзатворного діелектрика.

Оскільки падіння напруги в оксиді дорівнює $U_{ок}$, в напівпровіднику – буде дорівнювати поверхневому потенціалу ψ_s , а повна прикладена до затвора напруга U_q , тоді

$$U_q - \Delta\phi_m = U_{ок} + \psi_s = U_{ок} + \psi_{s0} + U(y), \quad (4.142)$$

де $\Delta\phi_m$ – різниця робіт виходу метал-напівпровідник, ψ_{s0} – величина поверхневого потенціалу в рівноважних умовах, тобто при напрузі витоку $U_d = 0$.

Із (4.141) та (4.142) одержуємо:

$$Q_n = Q_m - Q_{ок} - Q_a = C_{ок}(U_q - \Delta\phi_m - \psi_{s0} + U(y)) - Q_{ок} + Q_a. \quad (4.143)$$

Оскільки в області сильної інверсії при значній зміні напруги U_q величина поверхневого потенціалу змінюється слабо, надалі вважатимемо його постійним та рівним потенціалу початку області сильної інверсії $\psi_{s0} = 2\phi_0$. Тому також вважатимемо, що заряд акцепторів Q_a не залежить від поверхневого потенціалу. Введемо порогову напругу U_T , як напругу на затворі U_q , відповідну відкриттю каналу в рівноважних умовах: $U_T = U_q$ ($\psi_s = 2\phi_0$, $U_d = 0$). При цьому $Q_n(U_d = 0) = 0$. Із (4.143) слідує, що

$$U_T = \Delta\phi_m + 2\phi_0 + \frac{Q_{ок}}{C_{ок}} - \frac{Q_a}{C_{ок}}. \quad (4.144)$$

Тоді з урахуванням (4.144), (4.143) набуде вигляду:

$$Q_n = C_{ок}(U_q - U_T - U(x)). \quad (4.145)$$

Підставивши (4.145) у (4.140), розділивши змінні та проінтегрував-

ши уподовж каналу при зміні y від 0 до L , а $U(y)$ від 0 до U_d , отримуємо:

$$I_d = \frac{W}{L} \mu_n C_{ок} ((U_q - U_T) U_d - \frac{U_d^2}{2}). \quad (4.146)$$

Дане рівняння описує вольтамперну характеристику польового транзистора в області плавного каналу. Як впливає з цього рівняння, у міру росту напруги витік-стік U_d в каналі може наступити такий момент, коли станеться «звуження» каналу, тобто заряд електронів в каналі в деякій точці стане рівним нулю. Це відповідає умові:

$$U(x) = U_q - U_T = U_{ds}. \quad (4.147)$$

Оскільки максимальна величина напруги $U(y)$ реалізується на стоці, то й «звуження» каналу, станеться у стоці. Напруга стоку, необхідна для «звуження» каналу, називається *напругою відсічки*. Величина напруги відсічки визначається співвідношенням (4.147). На рис.4.39 показані обидва стани – стан плавного каналу та відсіченого каналу. З ростом напруги стоку точка каналу, відповідна умові відсічки, зсувається від стоку до витіку. У першому наближенні при цьому на ділянці плавного каналу

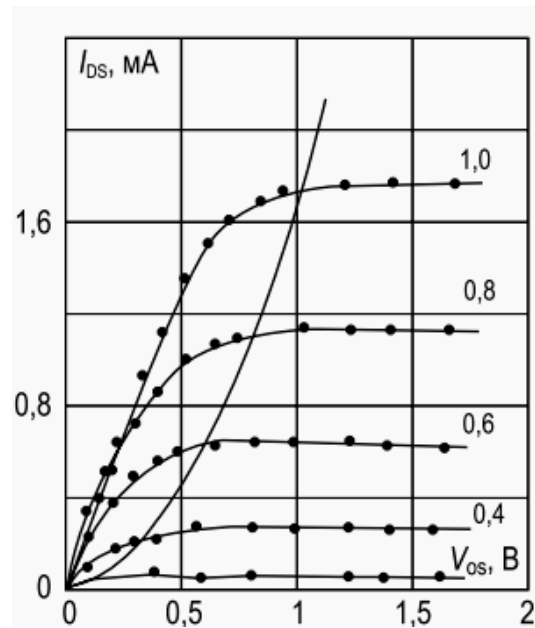


Рис.4.39. Порівняння залежності струму стоку від напруги на стоці при різних напругах на затворі за формулою (4.146) (суцільні криві) та для МДН польового транзистора КП103Е (точки) [23].

від витіку до точки відсічки спадає однакова напруга, не залежна

від напруги витік-стік. Ефективна довжина плавного каналу L' від витоку до точки відсічки слабо відрізняється від істинної довжини каналу L і зазвичай $\Delta L = L - L'$. Це обумовлює в області відсічки в першому наближенні струм стоку I_d , не залежний від напруги стоку U_d . Підставивши значення напруги відсічки з (4.147) в (4.146) замість значення напруги стоку отримуємо для області відсічки вираз для струму стоку:

$$I_d = \frac{W}{2L} \mu_n C_{ок} (U_q - U_T)^2. \quad (4.148)$$

Даний вираз описує вольтамперну характеристику МДН-транзистора в області відсічки. Залежності струму стоку I_d від напруги на затворі U_q називаються, зазвичай, *перехідними характеристиками*, а залежності струму стоку I_d від напруги на витоці U_d – *прохідними характеристиками* транзистора.

Для МДН-транзистора характерні наступні малосигнальні параметри:

- *крутість перехідної характеристики* S визначається зміною струму стоку при одиничному збільшенні напруги на затворі при

постійній напрузі на стоці:
$$S = \left. \frac{dI_d}{dU_q} \right|_{U_d = const};$$

- *внутрішній (диференціальний) опір* R_i визначається як зміна напруги у вихідному колі, необхідна для одиничного збільшення

струму стоку при незмінній напрузі на затворі:
$$R_i = \left. \frac{dU_d}{dI_d} \right|_{U_q = const};$$

- *коефіцієнт підсилення* μ визначається зміною напруги у вихідному колі при одиничній зміні напруги у вхідному і незмінно-

му струмі стоку: $\mu = \left. \frac{dU_d}{dU_q} \right|_{I_d = \text{const}}$.

Очевидно, що в області плавного каналу крутість S і диференціальний опір R_i матимуть значення:

$$S = \frac{W\mu_n C_{ок} U_d}{L}; \quad R_i = \left(\frac{W\mu_n C_{ок}}{L} (U_q - U_T - U_d) \right)^{-1}. \quad (4.149)$$

При цьому коефіцієнт підсилення μ , рівний їх добутку, завжди менше одиниці: $\mu = S_i R_i = \frac{U_d}{U_q - U_T - U_d} < 1$. Таким чином, необхідно

відмітити, що польовий МДН-транзистор як підсилювач не може бути використаний в області плавного каналу.

Порівняємо диференціальний R_i та омічний опір R_0 . Останній дорівнює $R_0 = \left(\frac{W\mu_n C_{ок}}{L} (U_q - U_T - \frac{1}{2} U_d) \right)^{-1}$. Відмітимо, що диференціальний опір транзистора в області R_i співпадає з опором R_0 каналу МДН-транзистора на постійному струмові. Тому МДН-транзистор в області плавного каналу можна використовувати як лінійний резистор з опором R_0 . При цьому величина опору невелика, складає сотні Ом і легко регулюється напругою.

Розглянемо напругу для малосигнальних параметрів в області відсічки. З (4.148) слідує, що крутість МДН-транзистора

$$S = \frac{W}{L} \mu_n C_{ок} (U_q - U_T) = b \cdot (U_q - U_T). \quad \text{Отже, крутість характеристики}$$

визначається вибором робочої точки і конструктивно-технологічними параметрами транзистора. Величина b дістала назву *питомої крутості*, яка не залежить від вибору робочої точки. Для збільшення крутості характеристики необхідно зменшувати довжину каналу L і збільшувати його ширину W ; зменшувати товщину підза-

творного діелектрика $d_{ок}$ або використовувати діелектрики з високим значенням діелектричної проникності $\epsilon_{ок}$; використовувати для підкладки напівпровідники з високою рухливістю вільних носіїв заряду μ_n ; збільшувати напругу на затворі U_d транзистора.

Питання для самоперевірки

1. Що розуміють під струмом термоелектронної емісії? Як розрахувати величину даного струму?
2. Який зв'язок між термодинамічною робота виходу електронів із металу та енергією Фермі?
3. Який зв'язок між термодинамічною роботою виходу електрона із напівпровідника та положенням рівня Фермі у ньому?
4. Дайте означення просторового заряду, області просторового заряду, ефекту поля.
5. Що таке бар'єри Шоттки? У чому їх особливості порівнянно із p - n -напівпровідниковими контактами?
6. Поясніть розподіл електричного поля і потенціалу в бар'єрі Шоттки.
7. Чому вольтамперна характеристика бар'єру Шоттки має яскраво виражений несиметричний вигляд?
8. Поясніть фізичні явища у несиметричному p - n -переході при рівноважному розподілі концентрації носіїв.
9. Поясніть чому зі збільшенням концентрації легувальної домішки в p -області ширина p - n -переходу в акцепторній частині напівпровідника зменшується?
10. Опишіть особливості ВАХ ідеального p - n -переходу.
11. Дайте означення бар'єрної та дифузійної ємності p - n -переходу. Як їх знайти?
12. Розгляньте зонні діаграми гетеропереходу n - Ge / p - $GaAs$ при прямій та зворотній напругах (рис.4.19). Поясніть принцип їх побудови.
13. Які особливості диференціального опору діода на прямій та зворотній ділянках вольтамперної характеристики?
14. Поясніть чому для кремнієвих діодів на основі p - n -переходу в зворотному напрямі переважає генераційний струм, а для германієвих діодів – теплової струм?
15. Поясніть механізми тунельного і лавинного пробію у діодах. Що таке зінерівський пробій?
16. Які особливості ВАХ тунельних діодів?
17. Що таке біполярний транзистор? Яка його будова та основні режими роботи?

18. Користуючись вольтамперними характеристиками біполярного транзистора КТ315 в активному режимі (рис.4.36.), знайдіть диференціальний коефіцієнт передачі струму емітера, опір колекторного переходу та коефіцієнт зворотного зв'язку.
19. Чим польові транзистори принципово відрізняються від біполярних?
20. Дайте означення основних малосигнальних параметрів МДН-транзистора.

Задачі до розділу 4

1. Мідний провідник знаходиться в контакті з цинковим. Знайдіть зовнішню та внутрішню контактну різницю потенціалів, яку створюють дані провідники при 0 К та при 500 К. Вважайте, що на кожен атом міді припадає один вільний електрон та один вільний електрон на кожен два атоми цинку. ($A_{Cu}=4,47$ еВ, $A_{Zn}=4,0$ еВ).
2. Які з термопар, що складаються з пар напівпровідників, чи ті, що складаються з пар провідників мають значно більші термо-е.р.с.? Чому?
3. Поясніть чому контакти провідник/провідник, провідник/*n*-напівпровідник, провідник/*p*-напівпровідник та *n*-напівпровідник/*p*-напівпровідник набувають вентильних властивостей? У якої з пар коефіцієнт випрямлення буде найбільшим?
4. Яка напруга прикладена до *p-n*-переходу, якщо при температурі 27 °С коефіцієнт випрямлення дорівнює 10^3 ?
5. При деякій напрузі сила струму через *p-n*-перехід у прямому напрямку дорівнює 2 мА, а у зворотному – 10 мкА. Знайдіть значення струму насичення для даного *p-n*-переходу.
6. Для деякого *p-n*-переходу при напрузі 2 В бар'єрна ємність складає 200 пФ. За цими даними обчисліть ширину області просторового заряду для даного *p-n*-переходу.
7. Відомо, що для кремнієвих діодів на основі *p-n*-переходів у зворотному напрямку переважає генераційний струм, а для германієвих – тепловий. Дайте характеристику зворотного струму діодів на основі *p-n*-переходів із арсеніду галію, якщо для них характерні такі параметри: ОПЗ $\approx 0,8$ мкм; довжина дифузії електронів ~ 300 мкм; концентрація власних носіїв струму $\sim 10^{12}$ см⁻³ та концентрація донорів $\sim 10^{15}$ см⁻³.
8. За даними параметрами діода: питомий опір $\rho=0,9$ Ом·см; площа поперечного перерізу $S=0,012$ см²; довжина бази $l=0,15$ см – знайдіть спад напруги на квазінейтральному об'ємі бази при проходженні струму величиною 10 мА.
9. Доведіть, що напруга тунельного пробоя діодів зростає зі збільшенням опору бази.
10. Чому частина електронів, що інжектуються в *n-p-n*-транзисторі з

емітера у базу потрапляють до $p-n$ -переходу база-колектор, не встигнувши рекомбінувати із дірками? Яке фізичне явище зумовлює рух електронів у базі?

Завдання для самостійного опрацювання

Тема: Активні діоди НВЧ-діапазону

1. Ефект від'ємного динамічного навантаження.
2. Лавинно-пролітний діод: структура, принцип дії режими роботи, основні параметри.
3. Діод Ганна: обґрунтування активної властивості, ВАХ. Режими роботи: пролітний та обмеженого накопичення об'ємного заряду, умови реалізації режимів.

Додаткова література

1. Батушев В.А. Электронные приборы. –М.: Высшая школа, 1980. – 128 с.
2. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов/Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Под.ред. Лабунцова В.А. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 286 с.

5. Вибрані питання технології напівпровідників

5.1. Отримання кристалів з рідкої фази

Усі технологічні методи вирощування монокристалів з рідкої фази можна розділити на дві групи: вирощування з власних розплавів і вирощування з розчинів. *Розплав* – це рідка фаза, склад якої відповідає складу нелегованої речовини або сполуки, що кристалізується, *Розчин* – це рідка фаза, склад якої відрізняється від складу вирощуваної нелегованої речовини або сполуки.

Процес кристалізації з рідкої фази складається з наступних етапів: 1) підведення компонента, що кристалізується, до поверхні росту (фронту кристалізації); 2) поверхневої дифузії (міграції поверхнею росту і вбудовування атомів в кристал); 3) дифузії в об'ємі кристалу (міграції в кристалі); 4) відведення прихованої теплоти кристалізації від поверхні росту.

Одним з основних параметрів, що характеризують процес кристалізації, є швидкість росту кристалів. Вона залежить від способу та швидкості підведення живлячого компонента до поверхні росту, механізму росту кристалічної грані й інтенсивності відведення тепла від фронту кристалізації.

При рості кристалу з газоподібної фази вважають, що живлення послідовних ступенів (зламів) в основному здійснюється за допомогою поверхневої дифузії атомів з адсорбованого шару на ростовій кристалічній грані. При цьому потоком речовини з газоподібної фази безпосередньо до ступенів росту повністю нехтують.

Істотною особливістю росту з рідкої фази, порівнянно з ростом із газоподібної фази являється те, що підведення живлячого матеріалу до ростової грані кристалу забезпечується в основному об'ємною

дифузією з рідкої фази, оскільки навіть в умовах інтенсивного перемішування розплаву (розчину) біля поверхні ростової грані кристала завжди є тонкий шар нерухомої рідини – *дифузійний шар*. Швидкість росту кристала в таких умовах буде тим меншою, чим більша товщина дифузійного шару. Проте не слід повністю нехтувати і посиленням ступенів росту за допомогою поверхневої дифузії адсорбованих часток на ростовій грані.

Механізм росту кристалічної грані визначається різними чинниками. Атомно-шорсткі (несингулярні) поверхні ростуть у випадку коли густина центрів росту порівнянна з густиною поверхневих атомів. Для випадку росту кристалів з розплаву, швидкість росту поверхні пропорційна переохолодженню на фронті кристалізації ($v \sim \Delta T$). Атомно-гладкі (сингулярні та вицінальні) поверхні ростуть за шаровим механізмом при двомірному зародженні ступенів росту ($v \sim \Delta T \cdot \exp(-1/\Delta T)$) і за шарувато-спіральною механізмом з участю гвинтових дислокацій ($v \sim (\Delta T)^2$). Аналіз процесів росту кристалів з розчину показує, що в цьому випадку, так само як і у разі росту кристалів з газоподібної фази (див. нижче), при малих пересиченнях залежність швидкості росту поверхні за шарувато-спіральною механізмом від пересичення близька до параболічної, а при великих пересиченнях стає лінійною.

Величина переохолодження розплаву або пересичення розчину визначає макроформу кристалу, що утворюється. При мінімальному переохолодженні (пересиченні) утворюються неограновані монокристали (найбільш рівноважна форма росту), при великих переохолодженнях (пересиченнях) – ограновані монокристали, при ще більших переохолодженнях (пересиченнях) – дендрити (найменш

рівноважна форма росту) (рис.5.1). Зовнішня форма неограничених монокристалів визначається симетрією теплового поля, в якому відбувається ріст кристала.



Рис.5.1. Залежність якості поверхні епітаксійних шарів $PbSnTe$ на підкладках $PbTeSe$ від величини переохолодження ростового розчину ΔT : a – 1 К; b – 6 К; v – 12 К. [фото автора].

Центри кристалізації, що утворюються, розростаються завдяки підведенню речовини, що кристалізується, з рідкої фази до фронту кристалізації (*процес масопереносу*). При цьому теплота, що виділяється при кристалізації, повинна відводитися від поверхні розділу фаз, щоб дотримувалися температурні умови кристалізації. Якщо зовнішній тепловідвід відсутній, то теплота кристалізації підвищує температуру системи і ріст твердої фази при досягненні температури плавлення $T_{пл}$ припиняється. Таким чином, для безперервного росту твердої фази потрібна наявність і постійність температурного градієнта, а швидкість росту при цьому визначатиметься інтенсивністю відведення тепла.

Процеси тепло- і масопереносу разом з кінетичними явищами на поверхні росту відіграють визначальну роль в кінетиці кристалізації. Вони можуть бути описані сукупністю диференціальних рівнянь тепло- і масопереносу. Строге аналітичне рішення такої системи рівнянь у більшості випадків у край ускладнене. Тому розв'язок конкретної задачі часто проводять приблизно, використо-

вучи поняття *лімітуючої стадії процесу*, тобто розглядають найбільш повільний її етап, який і визначатиме швидкість росту монокристала.

Процеси перенесення відіграють важливу, а часто і визначальну роль у формуванні кристала, в утворенні дефектів у кристалі, в процесах легування і так далі. Детальніше процеси перенесення будуть розглянуті нижче при аналізі процесів вирощування з рідкої і газоподібної фаз.

5.1.1. Вирощування кристалів з розплаву

Вирощування кристалів з розплаву нині є найбільш поширеним промисловим процесом, оскільки в порівнянні з іншими методами вирощування з розплаву має найвищу продуктивність. Це обумовлено тим, що в розплавах дифузійні процеси в рідкій фазі не є лімітуючою стадією процесу. За допомогою цих методів можна отримувати досить чисті кристали *Ge* та *Si* з високими швидкостями росту (до 10 мм/год), що більше ніж в сто разів перевищує швидкості росту кристалів при вирощуванні іншими методами. Стосовно багатокomпонентних напівпровідників ріст з розплаву є порівняно простим процесом, якщо дані матеріали плавляться конгруентно, або якщо вони мають невисокі тиски пари компонентів при температурі плавлення. Інакше методика вирощування і апаратура процесу значно ускладнюються.

Проте методи вирощування кристалів з розплаву мають і певні недоліки. Вирощування кристалів з розплавів вимагає використання високих температур росту, що у ряді випадків може створювати проблеми при контролі температурних градієнтів, необхідних для вирощування кристалів високої структурної досконалості. Високі

температури вимагають також вищих енергетичних витрат при рості та сприяють забрудненню розплаву, якщо він знаходиться в тиглі.

У основі усіх методів вирощування монокристалів з розплаву лежить спрямована кристалізація розплаву, при якій зародження та ріст кристала за наявності переохолодження ΔT в розплаві здійснюються на одній фазовій межі, а теплота від фронту кристалізації відводиться переважно в одному напрямі. Це дозволяє кристалізувати розплав у вигляді одного монокристала. Методи спрямованої кристалізації підрозділяються на три групи:

5.1.1.1. Методи нормальної спрямованої кристалізації

У цих методах заготовка плавиться повністю, а потім розплав кристалізується з одного кінця. Загальним для цих методів є ріст кристала у контакті зі стінками тигля, що містить розплав. Створення переохолодження на фронті кристалізації здійснюють шляхом переміщення тигля з розплавом відносно нагрівача у тепловому полі з градієнтом температури, або шляхом переміщення нагрівача відносно тигля. Кристалізація також можлива і при охолодженні

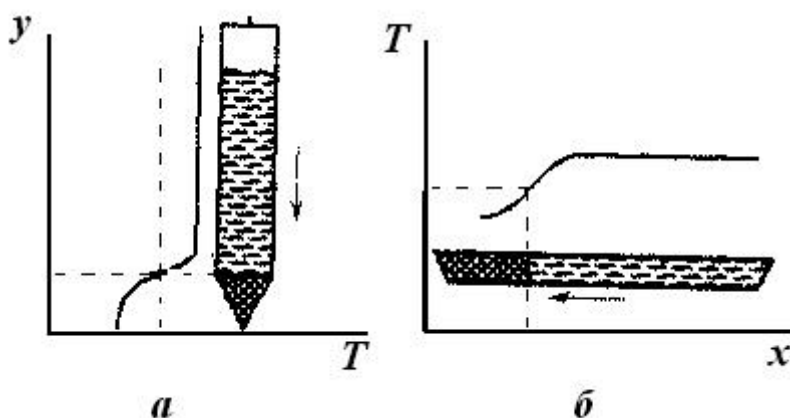


Рис. 5.2. Схема вирощування кристалів методом нормальної спрямованої кристалізації розплавів: вертикальна модифікація (метод Бріджмена) (а); горизонтальна модифікація (б) [3].

нерухомого тигля з розплавом в тепловому полі з температурним градієнтом при програмному зниженні потужності печі. Залежно від розташування тигля з

матеріалом розрізняють горизонтальний і вертикальний методи нормальної спрямованої кристалізації. Вертикальний метод дістав назву методу Бріджмена (рис 5.2, *a*). Устаткування, необхідне для проведення процесу нормальної спрямованої кристалізації, включає: тигель заданої форми, виготовлений з матеріалу, хімічно стійкого відносно розплаву і газоподібного середовища, в якому проводиться процес кристалізації; піч, що забезпечує створення заданого теплового поля; систему регулювання температури печі та механічного переміщення контейнера або нагрівача.

Суть методу нормальної спрямованої кристалізації полягає в наступному. Заздалегідь очищений початковий матеріал завантажують в тигель і розплавляють; процес проводять у вакуумі або в нейтральній атмосфері у герметичній камері. Потім починається охолодження розплаву, причому найбільш інтенсивному охолодженню піддається відтягнута загострена ділянка тигля: тут зароджуються центри кристалізації (рис. 5.2, *a*). Загострений кінець використовується з метою збільшення вірогідності утворення тільки одного центру кристалізації, оскільки об'єм розплаву, що знаходиться в загостреній частині тигля, невеликий. Крім того, у разі утворення декількох центрів кристалізації один з них, що має найбільш сприятливу орієнтацію для росту, пригнічує ріст інших зародків. З часом у міру переміщення тигля з розплавом відносно нагрівача або переміщення нагрівача відносно тигля фронт кристалізації переміщується у бік розплаву і поступово увесь розплав в тиглі закристалізовується. Злиток буде монокристалічним, якщо ростиме тільки один зародок.

Слід зауважити, що коли використовуються методи нормальної спрямованої кристалізації для вирощування кристалів, то процеси зародження і росту не контролюються з достатньою мірою точності. Ці процеси залежать від форми фронту кристалізації, від матеріалу й якості виготовлення тигля та різноманітних змін умов росту.

Для отримання чистих кристалів з мінімальною кількістю власних дефектів потрібне виконання наступних жорстких вимог, що пред'являються до властивостей матеріалу тигля:

- розплав і матеріал тигля не повинні вступати в хімічну реакцію;
- розплав не повинен змочувати стінки тигля, а після кристалізації зчіплюватися з ним;
- теплопровідність і теплове розширення обох матеріалів мають бути близькими;
- тигель повинен мати достатню термічну та механічну міцність.

Як матеріал для виготовлення тиглів найчастіше застосовують скло, плавлений кварц, високочистий графіт, оксид алюмінію (алунд), платину, нітрид алюмінію тощо.

Застосування затравок при вирощуванні кристалів методами нормальної спрямованої кристалізації складно реалізуємо, особливо у разі вертикального розташування тигля. Це пов'язано з недостатньо високою точністю вимірювання теплового поля печі (малі температурні градієнти) та з неможливістю візуального спостереження за фронтом кристалізації та затравкою із-за непрозорості матеріалу тигля і стінок робочої камери. В результаті цього в початковий

період процесу може відбуватися або повне розплавлення затравки, або неповне розплавлення початкового матеріалу.

Процеси кристалізації при горизонтальному розташуванні тигля (рис.5.2, б) відрізняються від кристалізації при вертикальному розташуванні тим, що, по-перше, механічна дія тигля на кристал значно менша, і, по-друге, тим, що фронт кристалізації може бути доступний спостереженню, що дозволяє використовувати затравки. Проте управління формою фронту кристалізації при горизонтальному розташуванні тигля ускладнене, ніж у разі вертикального розташування, зважаючи на асиметрію тепловідводу.

Вирощування кристалів проводять в печах при різних градієнтах температури: при механічному переміщенні тигля відносно нагрівача, або навпаки створення двох ізотермічних областей з перепадом температури між ними. Практично ступінчастий розподіл температури досягається при використанні двозонних печей з роздільним регулюванням температури і хорошою теплоізоляцією між зонами. Такий розподіл температури в печі дозволяє одночасно із ростом проводити відпал вирощуваного кристала.

Метод нормальної спрямованої кристалізації має важливе значення для отримання великих монокристалів з досить високою швидкістю вирощування (1–10 мм/год). У такий спосіб вирощують хімічні сполуки, наприклад *PbTe*, *GaAs* та інші. Однак, у випадку з *GaAs* із-за високої летючості *As* доводиться проводити вирощування в спеціальних умовах: при надлишковому тиску парів миш'яку. Основним недоліком методу є трудність отримання кристалів досить високої структурної досконалості.

5.1.1.2. Методи витягування кристалів з розплаву

Ця група методів нині є найбільш поширеною при промисловому виробництві великих монокристалів напівпровідників з контрольованими і відтворюваними властивостями. Принцип методу витягування кристалів з розплаву уперше був запропонований Чохральським 1916 року. Зараз існує значна кількість різних його модифікацій. Суть методу полягає в наступному. Початковий матеріал (у вигляді порошку або полікристалів), що пройшов стадію очищення, завантажують в тигель і нагрівають до розплавлення. Процес проводять у вакуумі або в атмосфері інертного газу. Кристал затравки розміром в декілька міліметрів, встановлений в охолоджуваний кристалотримач і орієнтований в потрібному кристалографічному напрямі, занурюють в розплав. Після часткового підплавлення затравки і досягнення певного температурного режиму починається витягування так, що кристалізація розплаву починається від кристала затравки. Діаметр зростаючого кристала регулюється підбором швидкості витягування і нагрівом розплаву.

Установка для вирощування кристалів методом Чохральського включає чотири основні вузли (рис.5.3): 1) піч, в яку входять тигель, механізм обертання, нагрівач, джерело живлення і камера; 2) механізм витягування кристала: стержень із затравкою, механізм обертання затравки і пристрій для утримання затравки; 3) пристрій для управління складом атмосфери, що складається з газових джерел, витратомірів, системи продування і вакуумної системи; 4) блок управління, в який входять мікропроцесор, датчики і пристрої виводу.

Розглянемо детальніше основні стадії технологічного процесу вирощування монокристалів методом Чохральського. Безпосередньо перед початком вирощування кристала проводять витримку розплаву при температурі, що помітно перевищує температуру плавлення. Така витримка потрібна для очищення розплаву від летких домішок, які, випаровуючись з розплаву, осідають на холодних частинах камери. На поверхні розплаву не повинно бути плівок або сторонніх часток, оскільки вони можуть призводити до утворення полікристалів замість необхідних монокристалів. Після очищення розплаву його температура знижується до температури, що трохи перевищує температуру плавлення матеріалу. Крім того, система використуваних екранів нагрівача та підставки для тигля повинна забезпечувати такий розподіл температури в розплаві, щоб кристалізація почалася в точці занурення затравки. Цьому випадку відповідає пониження температури розплаву від стінок і дна тигля до центральної частини розплаву. Температура в центральній частині розплаву повинна трохи перевищувати температуру плавлення матеріалу. Температура ж стінок тигля протягом усього процесу має бути вищою $T_{пл}$ (щоб уникнути паразитної кристалізації на стінках тигля).

Потім здійснюють прогрівання затравки шляхом витримки її над розплавом при температурі як можливо ближчій до температури кристалізації. Це необхідно для запобігання термоудару у момент контакту холоднішої затравки з поверхнею розплаву, оскільки термоудар призводить до істотного збільшення густини дислокацій в затравці, які проростають у вирощуваний кристал, погіршуючи його структурну досконалість.

Якості затравки приділяють особливу увагу, оскільки її структурна досконалість багато в чому визначає якість вирощуваного кристала. Затравочні кристали вирізують з монокристалів, кристалографічно орієнтованих відносно напрямку витягування певним чином, з мінімальною густиною дислокацій. Поверхневі порушення видаляють хімічним травленням та поліруванням. Переріз затравки

(що має форму квадрата або трикутника) роблять мінімально можливим для того, щоб кількість дислокацій, успадкованих вирощуванням монокристалом і, що виникають внаслідок термоудару, було мінімальним. Проте переріз затравки не повинен бути занадто малим, інакше станеться розрив між затравкою та вирощуваним монокристалом при витягуванні.

Затравка має бути орієнтована так, щоб полегшити рух і вихід на поверхню кристала дислокацій, пророслих із затравки, і забезпечити

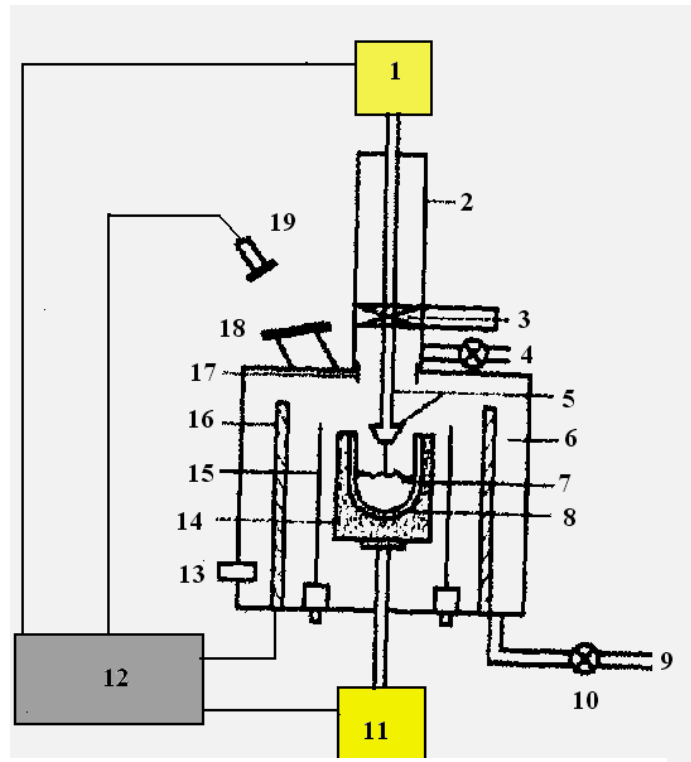


Рис.5.3. Схема установки для вирощування кристалів за методом Чохральського: 1 – шток приманки, пристрій підйому і обертання; 2 – верхній кожух; 3 – ізолюючий клапан; 4 – газовий вхід; 5 – утримувач затравки; 6 – камера високо-температурної зони; 7 – розплав; 8 – тигель; 9 – вихід газів; 10 – вакуумний насос; 11 – пристрій обертання і підйому тигля; 12 – система контролю і джерело енергії; 13 – датчик температури; 14 – п'єдестал; 15 – нагрівач; 16 – ізоляція; 17 – труба для продування; 18 – оглядове вікно, 19 – датчик для контролю діаметру зростаючого злитка [30].

максимальну симетрію форми зростаючого кристала. Наприклад, кристали із структурою типу алмазу на практиці часто вирощують уздовж напрямку $\langle 111 \rangle$, перпендикулярного площині з тими ж індексами, оскільки площини $\{111\}$ є площинами ковзання, в яких легко переміщуються дислокації, утворені різними джерелами. Прагнення до вирощування симетричних монокристалів (циліндри з постійним за довжиною діаметром) має глибоку основу. Однорідність форми означає однорідність і симетрію теплового режиму росту монокристалів, постійність швидкості кристалізації і, кінець кінцем, однорідність електрофізичних параметрів за довжиною і поперечним перерізом кристала. Як правило, для максимальної симетрії теплового режиму системи тигель і зростаючий кристал обертаються в протилежних напрямках, при цьому забезпечуються і найкращі умови перемішування розплаву.

Після прогрівання затравки її кінець занурюють в перегрітій розплав і частково підплавлюють з метою видалення поверхневих дефектів і забруднень. При цьому межа розділу розплав-затравка виявляється розташованою над поверхнею розплаву. Висота розташування межі розділу залежить від міри перегрівання розплаву і умов тепловідводу від затравки.

У першому наближенні фронт кристалізації при витягуванні можна вважати плоским, як показано на рис.5.4. Тоді висоту циліндричного стовпа розплаву можна оцінити, прирівнюючи вагу стовпа рідини, що висить на затравці, силам поверхневого натягу, що діють по колу фронту кристалізації, і записати

$$\pi r^2 h \rho g = 2\pi r \sigma, \quad h = \frac{2\sigma}{r\rho g}, \quad (5.1)$$

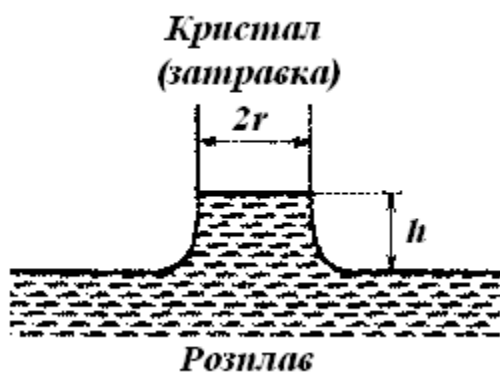


Рис.5.4. Положення межі розділу кристал-розплав при вирощуванні кристалів методом Чохральського.

де σ – коефіцієнт поверхневого натягу розплаву, ρ – густина розплаву, g – прискорення сили тяжіння, r – радіус стовпа розплаву, h – висота стовпа розплаву.

При сильному перегріванні розплаву можливий розрив стовпа при витягуванні; при занадто низькій температурі розплаву навколо

затравки утворюється область переохолодження, внаслідок чого навіть за відсутності переміщення відбувається помітне нарощування кристала на затравку. Тому витягування кристала необхідно починати при проміжній між двома цими випадками температурі, тобто коли затравка зчеплена з розплавом, але росту кристала ще не відбувається. При витягуванні кристалізація відбувається біля межі розділу.

На початковій стадії витягування після оплавлення затравки здійснюють формування так званої шийки монокристала. При цьому, як правило, діаметр шийки не перевищує лінійного розміру поперечного перерізу затравки, а довжина складає декілька її діаметрів. Формування шийки здійснюють знижуючи температуру розплаву з великою швидкістю, що відповідає появі великих осьових градієнтів температури. Це призводить до пересичення вакансіями області монокристала поблизу фронту кристалізації, що при відповідній кристалографічній орієнтації затравки полегшує рух і вихід на поверхню кристала дислокацій, пророслих із затравки.

Після операції формування шийки за допомогою варіювання температурних умов росту кристала здійснюється розрощування монокристала від розмірів шийки до номінального діаметру злитка. Кут розрощування робиться досить малим для запобігання виникненню термічної напруги і, відповідно, збільшення густини дислокацій.

Після досягнення потрібного діаметру температурні умови вирощування кристала стабілізують з метою отримання монокристалічного злитка високої структурної досконалості. Провідна роль на цьому етапі належить тепловим умовам процесу, оскільки вони визначають градієнти температури в кристалі та розплаві, від яких, у свою чергу, залежать форма фронту кристалізації, швидкість росту кристала, діаметр, структурна досконалість та в кінцевому результаті – електрофізичні параметри вирощуваного кристала.

Так, будь-які зміни теплового балансу на межі розділу кристал-розплав порушують сталі умови росту і призводять до змін діаметру вирощуваного злитка, що, як правило, супроводжується виникненням різних структурних дефектів в кристалі. Обов'язковою умовою для вирощування досконалих монокристалів є висока стабільність швидкості витягування, швидкостей обертання зростаючого кристала і тигля з розплавом, постійність потужності, що підводиться до джерела нагріву тигля. Для стабілізації умов росту сучасні установки для вирощування кристалів оснащені автоматизованими системами підтримки температури нагрівача, безперервного контролю діаметру вирощуваного злитка, підйому й обертання тигля та кристала. Найбільш перспективними управляючими системами є цифрові мікропроцесорні системи. Вони дозволяють зменшити безпосе-

редню участь оператора в процесі вирощування і дають можливість організувати програмне управління багатьма етапами технологічного процесу.

Процес вирощування кристала завершується відривом його від розплаву. Перед відривом діаметр кристала плавно зменшують, створюючи зворотний конус, щоб ослабити тепловий удар, який призводить до розмноження дислокацій в кінцевій частині злитка. Потім здійснюють досить повільне охолодження вирощеного кристала для запобігання утворення в матеріалі термічних напруг і дислокацій. Для цього після відриву монокристал піднімають на невелику відстань над розплавом і здійснюють повільне зниження температури нагрівача.

Основними перевагами методів витягування кристалів з розплаву в порівнянні з методами нормальної спрямованої кристалізації являються наступні:

- кристал росте у вільному просторі, не зазнаючи ніяких механічних дій з боку тигля; при цьому розміри зростаючого кристала можна досить довільно змінювати в межах, що допускаються конструкцією установки;
- є можливість візуального спостереження за процесом росту кристала, що витягується (це дозволяє зіставляти властивості отримуваних кристалів з умовами їх вирощування й оптимізувати технологічний процес);
- є можливість використання затравки мінімального розміру.

Масштаби застосування методу витягування кристалів з розплаву можна проілюструвати на прикладі кремнію. Нині прилади на

основі кремнію складають ~98% усіх вироблюваних у світі напівпровідникових приладів, а основну масу монокристалічного кремнію (світовий випуск якого перевищує 2000 тонн в рік) [2] вирощують методом витягування з розплаву. Безперервно удосконалюється технологічна апаратура, використовувана при виробництві *Si*. В результаті вирощені кристали досягають в діаметрі 300 мм і за довжиною 1000 мм. Кристали вказаних розмірів вирощуються практично бездислокаційними. Цей же метод застосовують і для вирощування більшості напівпровідникових сполук, що мають не занадто високі тиски парів своїх компонентів. Наприклад, у такий спосіб вирощують кристали *InSb*.

5.1.1.3. Вирощування кристалів методами зонної плавки

Зонна плавка може здійснюватись в тиглі і без тигля. У варіанті «тигля», так само як і у разі нормальної спрямованої кристалізації, заздалегідь очищений матеріал завантажується в тигель, в одному кінці якого розташовується монокристалічна затравка. Тигель поміщається в кварцову трубку, яка, як правило, заповнюється інертним газом. Вузька рідка зона створюється за допомогою спеціального нагрівача, який, переміщуючись уздовж кварцової трубки, забезпечує пересування зони розплаву уздовж оброблюваного злитка і, отже, росту кристала (рис.5.5, *a*).

З точки зору процесу кристалізації метод зонної плавки "тигля" мало чим відрізняється від методу нормальної спрямованої кристалізації з усіма його недоліками (наявність стінок тигля та вільної поверхні, що не дозволяє забезпечити повну симетрію теплового режиму). Проте є і переваги. Перевагою методу зонної плавки «тигля» в порівнянні з методом нормальної спрямованої кристалізації є

те, що час, протягом якого розплав знаходиться у контакті з матеріалом тигля, в цьому випадку менше, а тому і забруднення матеріалу значно менше. Крім того, використовуючи метод зонної плавки, можна регулювати ширину розплавленої зони, створювати уздовж злітка декілька окремих розплавлених зон, а також застосовувати монокристалічну затравку.

Схема установки безтигельної вертикальної зонної плавки приведена на рис.5.5, б. У затисках (цангах) кріпиться заготовка – циліндричний або плоский стержень матеріалу, що піддається перекристалізації – і монокристалічна затравка. Розплавлення зони, як і при горизонтальній плавці, здійснюється за допомогою нагрівача. Залежно від значення питомого електричного опору початкового матеріалу формування розплавленої зони здійснюється або за допомогою височастотного нагріву (індукційний нагрів), або за допомогою електронно-променевого нагріву, або сфокусованим випромінюванням джерела світла. Такі способи нагріву не вносять забруднень до оброблюваного матеріалу. Індукційний нагрів прийнятніший, оскільки він забезпечує ефективне перемішування розплаву і, отже, вирівнювання його складу. Він найчастіше використовується при зонній плавці Si й деяких інших напівпровідникових матеріалів. Електронно-променевий нагрів використовується для тугоплавких матеріалів, що не розкладаються, а радіаційний – для обробки непровідних і дисоціюючих матеріалів в атмосфері парів і газів. Спеціальні механізми забезпечують обертання верхньої та нижньої частин стержня один відносно одного (з метою перемішування розплаву і симетрії теплового режиму). Рух зони уздовж зрізка здійснюється або його переміщенням відносно джерела нагріву,

або переміщенням нагрівача відносно зразка. Розплав в межах зони утримується силами поверхневого натягу.

До важливих переваг кристалізації методом вертикальної зонної плавки належить можливість вирощування кристалів без використання тиглів. В цьому випадку не відбувається забруднення розплаву за рахунок розчинення в нім матеріалу тигля, а у вирощуваному кристалі не виникають

дефекти внаслідок відмінності коефіцієнтів лінійного розширення кристала і матеріалу тигля. Метод вертикальної зонної плавки широко застосовується при вирощуванні особливо чистих монокристалів

напівпровідників, а також матеріалів з високою температурою плавлення, що володіють в розплавленому стані високою реакційною здатністю, а також

однорідно легованих напівпровідникових матеріалів.

Принципи отримання бездислокаційних монокристалів на затравці при зонній плавці такі ж, як і при витягуванні монокристалів з розплаву, але при цьому площа перерізу кристала зазвичай має розміри, близькі до діаметру затравки.

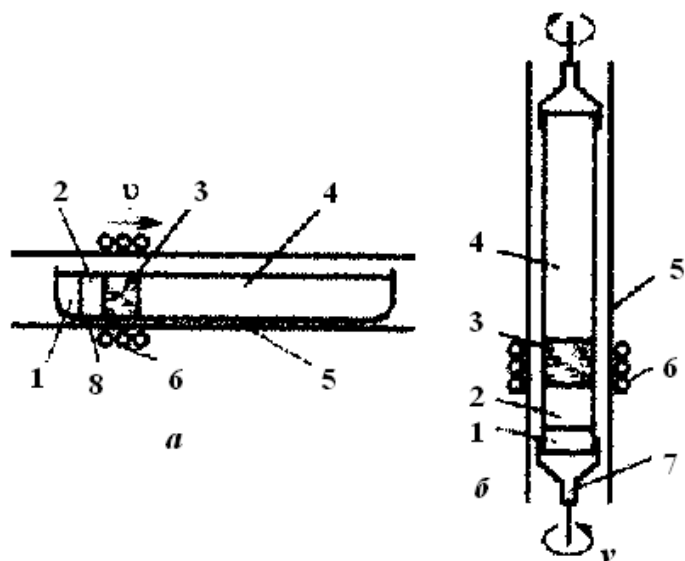


Рис.5.5. Схема вирощування монокристалів методом зонної плавки : *а* – горизонтальна зонна плавка; *б* – вертикальна безтигельна зонна плавка (1 – затравка; 2 – вирощуваний кристал; 3 – розплавлена зона; 4 – початковий матеріал; 5 – стінки герметичної камери; 6 – індуктор; 7 – кристалотримач; 8 – тигель) [32].

Істотно підвищити діаметр кристала, що вирощується безтигельною зонною плавкою, дозволяє модифікація цього методу, а саме: використання індуктора (нагрівача), діаметр якого менше діаметра стержня (рис.5.6). Суть методу полягає в наступному. Заготовку 4, яка піддається переплавці, закріплюють у верхньому утримувачі. Співісно з верхнім утримувачем знизу розташовують монокристалічну затравку 1. На нижньому кінці заготовки за допомогою індуктора 2 створюється крапля розплаву 3, яка утримується на ній за рахунок сил поверхневого натягу. До краплі, що утворилася, підводять затравку до зіткнення з розплавом і повного її змочування. Далі індуктор переміщується відносно заготовки вгору, внаслідок чого

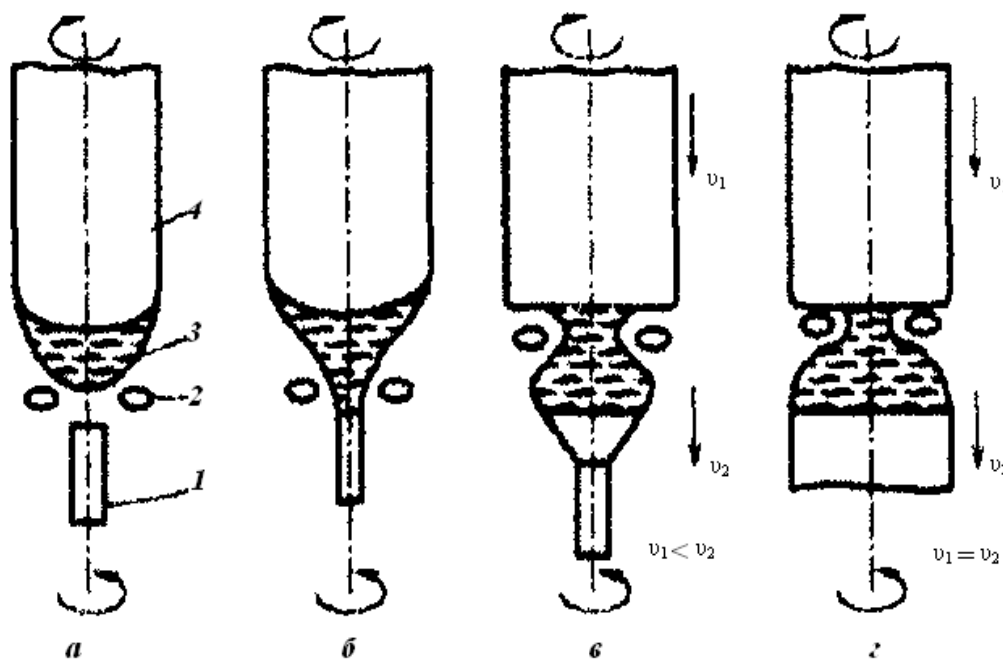


Рис. 5.6. Етапи процесу вирощування кристала безтигельною зонною плавкою, коли діаметр індуктора менше діаметра стержня (v_1 і v_2 – швидкості руху стержня і затравки відповідно): а – створення краплі розплаву; б – змочування затравки; в – вихід на діаметр; г – вирощування кристала постійного діаметру [9].

заготовка над індуктором розплавляється, а під індуктором розплав кристалізується на затравку, утворюючи монокристал. Верхній і нижній утримувачі обертаються в протилежних напрямках, що спри-

194

яє перемішуванню розплаву, симетрії теплового поля і вирощуванню кристала циліндричної форми. Застосування цього методу в технології *Si* дозволило збільшити діаметр вирощуваних монокристалів до 100 мм.

Існують й інші різновиди методу зонної плавки : вирощування монокристалів з п'єдесталу, метод Вернейля та інші.

Основними недоліками безтигельної зонної плавки є складність управління величинами температурних градієнтів поблизу фронту кристалізації та трудність управління розподілом температур уздовж злитка, що веде до досить високої концентрації власних дефектів у вирощуваних кристалах.

5.1.2. Вирощування монокристалів з розчину

У технології напівпровідників разом з кристалізацією речовин із власних розплавів широко використовуються процеси, засновані на кристалізації з розчинів. Основною перевагою цього методу вирощування кристалів є те, що процес проводять при значно нижчих температурах, ніж кристалізація з розплавів. Вирощування з розчинів часто є єдиним методом, що дозволяє отримувати об'ємні напівпровідникові монокристали з дуже високими температурами плавлення ($T_{пл} > 2000$ °C, наприклад, алмази), кристали сполук, що мають при температурі плавлення, високий тиск парів компонентів (*GaP*, *GaAs*, *InP* та інші), а також інконгруентні плавкі напівпровідникові сполуки (*GaTe₃* та інші). Основою такої можливості є особливості фазових діаграм систем речовини, що розчиняється та розчинника: залежність температури початку кристалізації від відсоткового вмісту компонентів у сплаві.

Кристалізація з розчину часто сприяє отриманню більш чистого і досконалого за структурою напівпровідникового монокристала. Це пов'язано з тим, що в цьому випадку процес кристалізації проводиться при низьких температурах, а це веде до меншого забруднення вирощуваного кристала. Крім того, відбувається додаткове очищення кристала від домішок, якщо коефіцієнт розподілу домішки в ньому $K < 1$. Наприклад, сполука GaP в процесі кристалізації з розчину може очищатися від таких домішок, як Ag , Cu , Fe , коефіцієнт розподілу яких в GaP менше 1.

При кристалізації з розчину розчинник повинен задовольняти наступним вимогам:

- істотно знижувати температуру процесу вирощування кристала;
- мати досить малий тиск власної пари;
- не забруднювати вирощуваний кристал, тобто мати малий коефіцієнт розподілу;
- бажано, щоб атоми розчинника в кристалі (речовина, що розчиняється) були нейтральною домішкою.

Підібрати розчинник, що задовольняє усім сформульованим вимогам, дуже важко. Розрізняють наступні випадки:

1) розчинником слугують речовини, що не входять до складу вирощуваного кристала (наприклад, H_2O для $NaCl$);

2) розчинником слугує один з компонентів вирощуваного кристала (Ga для GaP , або для $GaAs$).

У першому випадку вирощувані кристали містять як домішки усі компоненти розчинника, включаючи залишкові домішки в ньому, тому отримані кристали мають невисокий ступінь чистоти. У

другому випадку, оскільки в розчині відсутні сторонні речовини, чистота вирощуваних кристалів визначається тільки чистотою компонентів, що входять до складу розчину. Проте можливість застосування методу вирощування кристалів з розчинів для другого випадку визначається типом діаграми стану вирощуваної сполуки, тому сам метод виявляється менш універсальним, ніж ріст із сторонніх розчинників.

При кристалізації з розчину процес росту кристала складається в загальному випадку з наступних стадій:

- 1) розчинення початкових компонентів;
- 2) підведення живлячих компонентів до поверхні росту за рахунок їх дифузії через рідку фазу до фронту кристалізації;
- 3) осадження на фронті кристалізації та поверхнева дифузія;
- 4) дифузія в кристалі;
- 5) відведення теплоти кристалізації від поверхні росту.

Якщо при вирощуванні монокристалів із розплаву лімітуючою стадією являється відведення теплоти кристалізації, то при вирощуванні з розчину найповільніший етап, як правило, – дифузія розчиненої речовини до фронту кристалізації. Внаслідок цього лінійна швидкість росту кристалів з розчину (10^{-2} – 10^{-1} мм/год) на 2-3 порядки менше швидкості росту з розплавів.

Монокристали напівпровідникових сполук AB , виготовлені методом вирощування з розчину, зазвичай отримують з розчину $A_{1-x}B_x$ з концентрацією x , що відрізня-

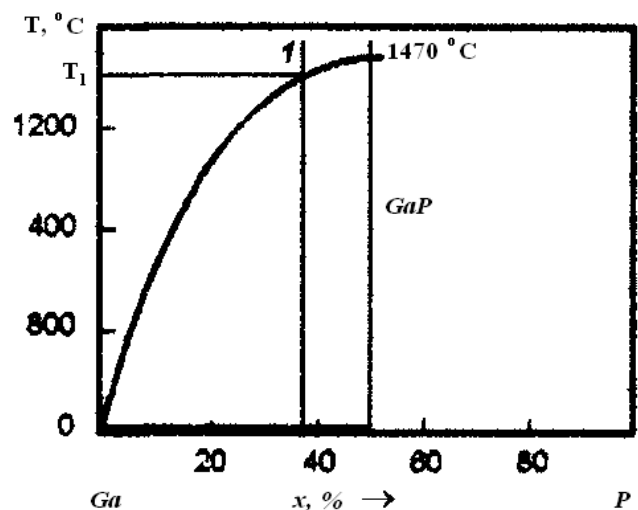


Рис.5.7. Діаграма стану системи $Ga-P$ [3].

ється від стехіометричного значення, характерного для даної сполуки. Як приклад, розглянемо кристалізацію сполуки GaP з розчину $Ga_{1-x}P_x$. Діаграма стану системи $Ga-P$ представлена на рис.5.7. Температура плавлення GaP – $1470\text{ }^\circ\text{C}$; Ga і P при одній і тій же температурі мають тиски парів, що різко відрізняються. Усі склади з $x < 0,5$ плавимуться при температурах нижче, ніж сама сполука. Таким чином, Ga можна використовувати як розчинник, а з розчину $Ga_{1-x}P_x$ при температурах, відпо-відних заданим значенням x , вирощувати сполуку GaP . Дійсно, охолоджуючи розчин вздовж лінії 1 (рис.5.7), ми перетнемо лінію ліквідуса при температурі T_1 , тобто при T_1 розчин виявиться в пересиченому стані, тому із нього почне виділятися тверда фаза. Перші кристали матимуть склад, відповідний перетину коноди з лінією солідусу, а склад рідкої фази визначатиметься перетином коноди з лінією ліквідуса. При подальшому охолодженні (рівноважному) склади рідкої та твердої фаз змінюватимуться вздовж ліній ліквідуса та солідусу відповідно. При цьому рідка фаза збагачуватиметься Ga , а склад твердої фази буде незмінним – GaP , оскільки лінія солідусу вертикальна. Кількість твердої та рідкої фази при кожному значенні температури визначається правилом важеля.

Вирощування кристалів з розчинів можна здійснювати як без спеціальних затравочних кристалів, шляхом спонтанного утворення та росту центрів кристалізації, так і контрольованим ростом на затравці. Практично вирощування великих монокристалів здійснюють на затравках методами, аналогічними кристалізації з власних розплавів: методами нормальної спрямованої кристалізації, методами витягування з розчину і методами зонної плавки. Проте технологіч-

на апаратура при вирощуванні кристалів із розчинів ускладнюється пристроями для забезпечення рівномірної подачі початкових матеріалів в зону кристалізації, тобто пристроями для забезпечення підтримки рідкої фази в стані пересиченого розчину.

Методи вирощування напівпровідників із розчинів прийнято розрізняти за способом створення пересиченого розчину, з якого одержують кристал:

- 1) випарювання розчинника;
- 2) підживлення розчину речовиною (шляхом створення перепаду температур між джерелом речовини, що кристалізується, і затравкою), що кристалізується;
- 3) спрямована кристалізація насиченого розчину;
- 4) зонне плавлення за наявності температурного градієнта, прикладеного до усього зразка.

Перші три групи методів є ізотермічними, тобто фронт кристалізації протягом усього процесу росту кристала знаходиться при постійній температурі. Кристалізація в ізотермічних умовах дозволяє забезпечити кращий контроль параметрів вирощуваного криста-

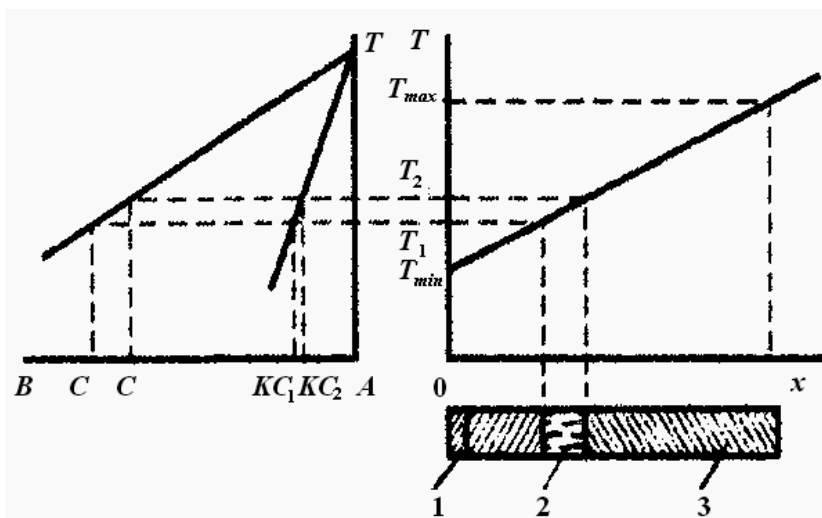


Рис.5.8. Схема вирощування кристала методом рухомого розчинника: *зліва* – діаграма стану системи *A* (матеріал, що кристалізується) – *B* (розчинник); *справа* – розподіл температури за довжиною зразка (1 – затравка, 2 – зона рідкого розчину *A-B*, 3 – вихідний матеріал *A*) [3].

ла, залежних від температури процесу.

Найбільш широко використовуваним методом вирощування кристалів з розчину нині є метод

зонної плавки з градієнтом температури (відоміший під назвою «метод рухомого розчинника»), уперше запропонований 1955 року Пфанном. Суть методу можна зрозуміти розглядаючи діаграму стану системи $A-B$ (рис. 5.8). Тут A – речовина, що розчиняється, B – розчинник, T_{max} – максимальна температура злитка, T_{min} – мінімальна температура злитка, T_1 – мінімальна температура зони, T_2 – максимальна температура зони.

Між затравкою і початковим матеріалом A поміщають тонкий шар розчинника B , а уся система знаходиться в таких умовах, що температура шару B нижча за температуру плавлення речовини A , але вища за температуру плавлення речовини B . Знаходячись в контакті з твердою речовиною A , шар B після розплавлення розчинить в собі деяку кількість речовини A і займе більший об'єм. Розчинення речовини A відбуватиметься до тих пір, поки межі зони не досягнуть температур T_1 і T_2 , відповідних стану рівноваги системи $A-B$. Дійсно, у міру того, як в обох поверхнях розділу фаз відбуватиметься розчинення речовини A , концентрація B у проміжному шарі убаватиме до тих пір, поки у менш гарячій поверхні зони з температурою T_1 не досягне концентрації ліквідуса C_1 . Тоді розчинення речовини A припиниться. У гарячішій поверхні зони розчинення триватиме до тих пір, поки при температурі T_2 не буде досягнута концентрація ліквідуса C_2 . У розплавленій зоні створюється градієнт концентрації речовини A і відбувається його дифузійне перенесення від більш нагрітої до холоднішої межі зони. Таким чином, біля «холодної» межі зони утворюється пересичений розчин і відбувається кристалізація речовини A , що містить домішку B з концентрацією KC_1 , а

у більш «гарячої» межі зони утворюється ненасичений розчин і відбувається подальше розчинення речовини A .

Безперервно протікаючі процеси розчинення, дифузії і кристалізації призводять до того, що розплавлена зона під дією градієнта температури переміщається до більш нагрітого кінця зразка, тобто «повзе» вгору лінією ліквідуса.

Переміщення розплавленої зони в полі градієнта температури призводить до зміни в ній концентрації розчинника відповідно до лінії ліквідуса. Кількість розчинника B зменшується, крім того, і за рахунок його розчинення в твердій частині A , що закристалізувалася. Від цих двох чинників і залежить довжина зони при переміщенні її уздовж злитка. Швидкість переміщення розплавленої зони тим вища, чим більший градієнт температури, коефіцієнт дифузії компонента A в розчиннику B і чим менше нахил лінії ліквідуса.

Зміна концентрації розчинника в розплавленій зоні у міру її переміщення уздовж злитка призводить до зміни складу речовини, що кристалізується. Вирощування однорідніших за складом кристалів можливе при зменшенні градієнта температури і виборі розчинника B , що має малу розчинність у твердій фазі A .

Метод рухомого розчинника успішно застосовується при вирощуванні кристалів $InSb$ і $CdHgTe$. Крім того, методи вирощування кристалів з розчинів широко використовуються в технології напівпровідникових приладів для отримання епітаксійних шарів.

5.2. Вирощування кристалів з газової фази

Швидкість росту монокристалів з газоподібної фази, зазвичай, дорівнює сотим долям мм/год, що на декілька порядків нижче, ніж

при витягуванні кристалів з розплаву. Ріст з газоподібної фази застосовується в основному для вирощування тонких епітаксійних плівок, використовуваних у технології напівпровідникових приладів і для отримання невеликих монокристалів тугоплавких матеріалів, а також напівпровідникових сполук, які плавляться з розкладанням. Крім того, оскільки високопродуктивні методи вирощування монокристалів з розплавів не завжди забезпечують високу однорідність їх властивостей, то для отримання особливо якісних невеликих кристалів напівпровідників використовуються методи вирощування з газоподібної фази. Процес вирощування монокристалів з газоподібної фази наближений до більш рівноважних умов росту. Сам процес росту кристалів із газоподібної фази складається з тих же етапів, що і процес кристалізації з рідкої фази:

- 1) підведення компонента, що кристалізується, до поверхні росту (процеси масопереносу);

- 2) поверхнева дифузія (міграція по поверхні росту і вбудовування атомів в кристал);

- 3) дифузія в об'ємі кристала (міграція в кристалі);

- 4) відведення теплоти кристалізації від поверхні росту (процеси теплопереносу).

Відмінність процесів конденсації з газоподібної фази та кристалізації з рідкої фази полягає в тому, що при рості з газоподібної фази, як правило, не реалізується суцільність контакту цієї фази з фронтом кристалізації.

З технологічної точки зору методи вирощування кристалів з газоподібної фази діляться на три великі групи, що відрізняються способом «доставки» атомів від джерела до зростаючого кристала:

- 1) метод сублімації-конденсації;
- 2) метод хімічних реакцій розкладання-відновлення;
- 3) метод хімічного транспорту.

У сучасній технології напівпровідників поширення набули технологічні процеси отримання монокристалів з парової фази в системах зі зниженим тиском (у вакуумі). До основної переваги вирощування кристалів у вакуумі відноситься чистота умов отримання матеріалів. А вивчення закономірностей масопереносу у вакуумі, дозволяє науково обґрунтувати і автоматизувати технологічні процеси.

Масоперенос у вакуумі включає наступні три основні стадії:

- 1) перехід речовини з твердої фази в газоподібну;
- 2) перенесення речовини в просторі від джерела до підкладки при зниженому тиску газу;
- 3) конденсація пари речовини на підкладці.

Перша стадія – переведення речовини з конденсованої фази в газоподібну переважно здійснюється методами термічного випарювання або іонно-плазмового розпилення.

Суть процесу *термічного випарювання* полягає в нагріві речовини (методами резистивного, електронно-променевого, високочастотного, світлового та іншими) до температури, коли енергія поверхневих атомів речовини стає вищою за їх енергію зв'язку з сусідніми атомами, внаслідок чого вони набувають здатності переходити в парову фазу.

Іонне (катодне) розпилення здійснюють шляхом імпульсної передачі енергії від іонів плазми атомам речовини з наступним радіаційним руйнуванням матеріалу. Йон плазми при зіткненні з

атомами речовини передає їм частину своєї енергії. Якщо передана енергія перевищує порогову енергію зміщення атомів, то останні покидають свої місця. При достатньому запасі енергії ці первинні зміщені атоми зміщують інші атоми і т. д., внаслідок чого уздовж шляху іона утворюються каскади зміщених атомів. Частина з цих атомів досягає поверхні опромінюваного кристалу і покидає її.

Залежно від співвідношення між довжиною вільного пробігу атома або молекули в парі l й відстанню від джерела пари до підкладки L розрізняють два основні режими другої стадії масопереносу речовини у вакуумі.

При $l \ll L$ пара від поверхні випаровуваної речовини рухається у вигляді суцільного потоку, а масоперенос в цьому випадку описується рівняннями газодинаміки. Перенесення речовини відбувається шляхом молекулярної дифузії або конвекції та молекулярної дифузії одночасно. *Молекулярною дифузією* називається перенесення речовини, обумовлене безладним рухом самих молекул в нерухомій речовині. У однофазній системі при постійній температурі та за відсутності зовнішніх сил дифузія вирівнює концентрацію кожного компонента фази в усій системі. Якщо на систему діють зовнішні сили або підтримується градієнт температури, то в результаті дифузії встановлюються градієнти концентрації окремих компонентів (електродифузія, термодифузія).

Сумарне перенесення речовини молекулярною дифузією і рухомим потоком речовини називається *конвективною дифузією* або *конвективним перенесенням*. Очевидно, що швидкість молекулярної дифузії істотно нижча за швидкість конвективного перенесення речовини.

В нерухомому середовищі речовина переміщується, строго кажучи, лише за допомогою однієї молекулярної дифузії. У рухомому середовищі перенесення речовини здійснюється як молекулярною дифузією, так і самим середовищем у напрямі її руху (*ламінальний потік*) або її частинками у різних напрямках (*турбулентний потік*). У турбулентному потоці конвективне перенесення речовини, здійснюване під дією турбулентних пульсацій (нерегулярних пульсацій швидкості), часто називають *турбулентною дифузією*.

При $l > L$ рух пари від поверхні випаровування відбувається у вигляді молекулярних пучків, в межах яких атоми або молекули поширюються прямолінійними траєкторіями. Основні закономірності для цього режиму масопереносу при термічному випаровування були встановлені Герцем, Кнудсеном і Ленгмюром. Густина потоку часток, що випаровуються (швидкість випаровування), в режимі молекулярних пучків описується *рівнянням Герца-Кнудсена*:

$$j_0 = \frac{\alpha_e p \cdot \sqrt{M}}{\sqrt{2\pi RT}}, \quad (5.2)$$

де j_0 – густина потоку часток, що випаровуються; p – рівноважний тиск пари випаровуваної речовини при температурі T його поверхні; M – молекулярна маса речовини, R – універсальна газова постійна; α_e – коефіцієнт випаровування (враховує чинники, що перешкоджають відходу атомів або молекул з поверхні конденсованої фази в парову).

Якщо поверхня випаровування і парова фаза перебувають у стані, близькому до термодинамічної рівноваги, то розподіл за енергіями молекул, що падають на поверхню або покидають її, описується розподілом Максвелла. З нього безпосередньо слідує закон коси-

нуса для просторового розподілу молекул, що випромінюються нагрітою поверхнею:

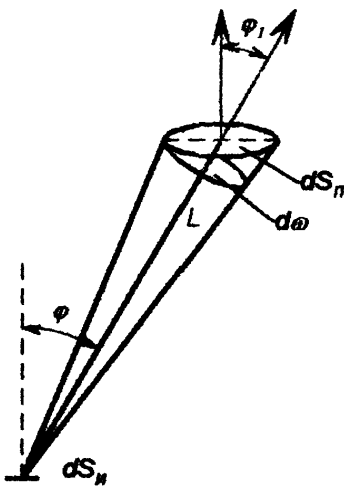
$$j(r, \varphi) = \frac{j_0 ds_g \cos \varphi}{\pi L^2}. \quad (5.3)$$

Тут $j(r, \varphi)$ – густина потоку випаровуваних молекул на відстані L від джерела під кутом φ до нормалі елемента поверхні випаровування ds_g (рис. 5.9).

Кількість речовини, яка осідає на протилежній джерелу пари зростаючій поверхні кристала (підкладці), також залежить від положення цієї поверхні відносно випаровуваної. Як видно з рис.5.9, кількість речовини, випаровуваної в межах просторового кута $d\omega$, осідає на площі, яка зростає зі збільшенням як відстані до випаровуваної поверхні L , так і кута падіння φ_1 . Площу елемента підкладки ds_n для даних $d\omega$, L і φ_1 можна знайти як:

$$ds_n = \frac{L^2 d\omega}{\cos \varphi_1}. \quad (5.4)$$

Таким чином, потік речовини на одиницю площі поверхні зростаючого кристала (швидкість осадження) буде:



$$I = \frac{\alpha_k I_0 \cos \varphi \cos \varphi_1}{\pi L^2}, \quad (5.5)$$

де I_0 – потік випаровуваних молекул, φ_1 – кут падіння речовини на поверхню зростаючого кристала, α_k – коефіцієнт конденсації. Коефіцієнт конденсації змінюється від 1 до 10^{-10} для різних речовин і умов. Відомо, що коефіцієнт

Рис.5.9. Схема просторового розподілу молекул, що випускаються нагрітою поверхнею, залежно від взаємного положення елементів поверхні випаровування ds_g та підкладки ds_n [35].

конденсації залежить в першу чергу від механізму росту та чистоти зростаючої поверхні.

Для кількісної характеристики ефективності іонного випаровування використовується коефіцієнт розпилення R , рівний числу атомів матеріалу, вибитих одним падаючим іоном [37]:

$$R = K_{\alpha} \frac{M_1 M_2 E}{l(E)(M_1 + M_2)}, \quad (5.6)$$

де K_{α} – коефіцієнт, що враховує агрегатний стан мішені; M_1 – маса бомбардуючого йона; M_2 – маса вибитого атома мішені; $l(E)$ – середня довжина вільного пробігу йона в матеріалі мішені; E – енергія йона. Значення R значною мірою залежить від енергії йона, природи розпилюваного матеріалу, маси іонів, що розпилюються, кристалографічної орієнтації поверхні мішені та кута падіння йонів. З практичної точки зору можна вважати, що кутовий розподіл атомів, що вибиваються з полікристалічної мішені, близький до закону косинуса, а вибиваних з монокристалів, характеризується наявністю в кристалі найбільш прийнятних напрямів випускання атомів. Анізотропний характер емісії атомів з монокристалічної мішені при іонному випаровування призводить до отримання неоднорідних за товщиною плівок, а тому на практиці застосовується рідко.

Для вирощування кристалів з парової фази, так само як і для процесу вирощування з рідкої фази, можна ввести поняття про лімітуючу стадію процесу. При вирощуванні з парової фази прийнято виділяти дифузійну та кінетичну області росту. Якщо лімітуючою стадією процесу є підведення матеріалу, що кристалізується, до поверхні росту (здійснюваний за допомогою молекулярної або конвективної дифузії, а у вакуумі – за допомогою молекулярного потоку),

то про такий процес росту говорять, що він йде в «дифузійній області». Якщо ж лімітуючою стадією є процеси міграції та вбудовування в ґрати атомів на зростаючій поверхні, то процес росту йде в «кінетичній області». Якщо швидкості підведення матеріалу, що кристалізується і міграційних процесів співрозмірні, то вважають, що процес протікає в «перехідній області».

У разі вирощування кристалів методами хімічних реакцій і хімічного транспорту хімічні процеси, пов'язані зі зміною складу і властивостей початкової речовини, є найважливішою стадією технології отримання напівпровідникових матеріалів разом з тепло- і масопереносом. Швидкість протікання хімічних процесів визначається законами хімічної кінетики. У більшості випадків при аналізі хіміко-технологічних процесів виділяють окремі, найбільш важливі сторони процесу і розглядають їх взаємний вплив. У першу чергу виділяють основну хімічну реакцію, що визначає вихід цільового продукту, і встановлюють особливості її протікання.

У загальному випадку швидкість росту кристала з газової фази менша або порівнянна зі швидкістю гетерогенної хімічної реакції, оскільки взаємодії реагентів, що знаходяться в різних фазах, передують їх доставка до поверхні розділу фаз і масообмін між фазами. У реальних умовах протікання більшості гетерогенних хіміко-технологічних процесів (процес росту кристала з газової фази) разом з хімічною реакцією необхідно враховувати супутні фізичні процеси, що пов'язані з макростаном системи і накладаються на неї. Гетерогенний хіміко-технологічний процес є сукупністю фізичних (тепло- і масопередача) і хімічних процесів. Для кількісної характеристики такого складного процесу росту допустимий розподіл його на

окремі стадії й аналіз кожної з них. Прийнято виділяти щонайменше три стадії, що одночасно протікають:

1) перенесення реагуючих речовин до поверхні розділу фаз – зони реакції;

2) хімічна взаємодія в зоні реакції;

3) відведення продуктів реакції із зони реакції.

Характер процесу росту може значно ускладнюватися умовами теплопередачі в зоні реакції (особливо при високих швидкостях вирощування кристалів, коли швидкість процесу головним чином залежить від швидкості відведення прихованої теплоти кристалізації).

Загальна швидкість процесу визначатиметься швидкістю найповільнішої (лімітуючої) стадії. Якщо найповільнішою ланкою процесу в методах хімічних реакцій і хімічного транспорту є підведення реагуючих речовин до зони реакції або відведення від неї продуктів реакції, то кінетика сумарного процесу лімітуватиметься дифузійним масопереносом (процес росту йде в дифузійній області). Якщо найповільнішою стадією процесу є хімічна взаємодія, то швидкість усього процесу визначатиметься швидкістю хімічних реакцій, і тоді вважається, що процес протікає в кінетичній області. При сумірних швидкостях окремих стадій вважається, що процес протікає в перехідній області. Лімітуюча стадія гетерогенного хіміко-технологічного процесу визначається дослідним шляхом при вивченні впливу різних чинників технологічного режиму на загальну швидкість процесу. Як правило, швидкість росту кристала, що одержується з газової фази методами хімічних реакцій або хімічного транспорту, визначається швидкістю протікання хімічних реакцій.

5.3. *Поняття про нанотехнології*

Характерні лінійні розміри функціональних елементів сучасної мікроелектроніки зазвичай складають одиниці або десятки мікрометрів. Вже перші спроби дослідження та практичного використання структур з розмірами менше 100 нм показали, що поведінка таких наноструктур якісно відрізняється від поведінки тіл з великими розмірами. Зменшення лінійних розмірів (хоч би в одному вимірі) кардинально змінює характер квантових станів електронів, яскраво проявляючи властивості, властиві системам зниженої розмірності.

Зниження лінійних розмірів елементів схем до декількох одиниць або десятків нанометрів приводить до того, що технологія відповідних напівпровідникових структур значно ускладнюється. Нанометрова шкала призводить до необхідності створення таких неоднорідних структур, в яких межа розділу між двома однорідними складовими має атомний масштаб. Як розглянуто вище, нині є досить розвинена технологія, заснована на епітаксійному рості напівпровідникових сполук на монокристалічних підкладках, що дозволяє отримувати численні напівпровідникові гетерокомпозиції, так звані гетероструктури. Епітаксійний ріст на орієнтованій атомно-гладкій поверхні монокристала припускає пошарове нарощування напівпровідникової сполуки, яка співпадає з матеріалом підкладки, але, що істотно, відрізняється своїми властивостями.

Є надзвичайно багато варіантів (гетеропар), за допомогою яких можна створити ГС. Проте, щоб така ГС знайшла застосування в мікроелектроніці, вона повинна задовольняти декільком дуже жорстким вимогам, з яких, мабуть, головною є вимога високого сту-

пеня досконалості гетеромежі (поверхні розділу між двома однорідними складовими ГС). При виконанні цієї умови плоскі (планарні) ГС, отримані чергуванням шарів нанометрової товщини з напівпровідникових сполук різного хімічного складу, можуть розглядатися як нові, не існуючі в природі напівпровідники з дуже незвичайними властивостями. Планарні ГС є основою для створення ще більш екзотичних об'єктів, що мають нанометрові розміри не в одному, а в двох або навіть трьох вимірах. Такі об'єкти занадто малі, щоб їх можна було розглядати як макроскопічні тверді тіла, і в той же час все ж такі великі, що своїми властивостями та поведінкою істотно відрізняються від атомів і молекул.

Коли характерні розміри системи виявляються порівнянними з масштабом когерентності електронної хвильової функції, проявляється квантовий розмірний ефект: властивості системи стають залежними від її форми і розмірів. Здатність сучасної напівпровідникової технології виробляти структури, в яких реалізується квантовий розмірний ефект, робить реальним дослідження поведінки подібних систем зниженої розмірності (з майже двовимірним, одновимірним і навіть нульмірним характером електронних станів) і відкриває широкі перспективи їх використання в електроніці й оптоелектроніці. При цьому істотній зміні піддається сама ідеологія електронної техніки, висуваючи на перший план властивості окремих квантових станів, а не потоків величезного числа електронів. Тому створення, дослідження та застосування структур з лінійними розмірами менше ніж ~ 100 нм тепер розглядається як особливий напрям у фізиці, технології й електронній техніці – наноелектроніці.

Наразі напівпровідникові наноструктури одержують в основному методом молекулярно-променевої епітаксії та осадженням із металоорганічних сполук.

5.3.1. Молекулярно-променева епітаксія

Метод молекулярно-променевої епітаксії (МПЕ) призначений для вирощування кристалічних структур в надвисокому вакуумі за допомогою пучків атомів або молекул, що є компонентами вирощуваної сполуки. Таким чином, МПЕ є удосконаленням звичайного способу напилення металевих плівок випаровуванням у вакуумі. Принципи технології МПЕ формулювалися поступово. 1964 року R.B. Schoolar та J.N. Zemel [41] за допомогою молекулярних пучків отримали досконалі епітаксійні плівки *PbS* на монокристалічній підкладці *NaCl*, а 1968 року J.E. Davey, T. Pankey й J.R. Arthur в умовах високого вакууму виростили епітаксійні плівки *GaAs* на монокристалічних підкладках арсеніду галію. Ці дослідження стали основою подальшого прогресу з вирощування досконалих плівок *GaAs* та інших напівпровідникових сполук A_3B_5 і A_2B_6 методом МПЕ. Новий етап в розвитку і вдосконаленні МПЕ почався в 70-і роки та пов'язаний зі створенням і промисловим виробництвом відповідного вакуумного устаткування.

Атомні або молекулярні пучки створюються в ефузійних осередках при досить високій температурі та спрямовуються до нагрітої до необхідної температури монокристалічної підкладки. Атоми в пучках рухаються за інерцією в надвисокому вакуумі, не зазнаючи зіткнень один з одним або якими-небудь іншими атомами. Такий балістичний характер транспорту компонентів напівпровідникової сполуки забезпечує створення однорідних метастабільних твердих

розчинів навіть в таких системах, які в умовах, близьких до термодинамічної рівноваги (саме така ситуація має місце при традиційних способах вирощування кристалів), мають область незмішуваності. МПЕ забезпечує епітаксійне нарощування тонких плівок напівпровідникових сполук за рахунок реакцій між компонентами атомних або молекулярних пучків з поверхнею підкладки. Швидкість осадження речовини на підкладку за порядком величини зазвичай складає один моноатомний шар в секунду. Отримання якісних структур можливе при використанні високочистих джерел напилюваних компонентів і за умови точного контролю температур підкладки і джерел, що може бути реалізовано лише при комп'ютерному управлінні параметрами процесу росту.

Зону росту можна умовно розділити на три частини, – перша з яких є кристалічною підкладкою або черговим моноатомним шаром, що виріс, друга – газову суміш компонентів ГС в приповерхневій області, а третя є перехідним шаром, геометрія якого і процеси, що протікають в ній, сильно залежать від вибору умов росту. Отже, якщо необхідно виростити ГС методом МПЕ, треба мати можливість належним чином регулювати структуру і склад перехідного шару. Для вирощування кристалографічно досконалих структур слід так підбирати режим росту, щоб перехідний шар був максимально тонким, тобто моноатомним. Ця умова може бути виконана, якщо потік атомів, що падають на підкладку, близький до потоку атомів, що випаровуються з підкладки. У цьому режимі ріст структури здійснюється шляхом утворення та подальшого зростання двовимірних зародків на атомарно-плоскій поверхні.

Епітаксійне вирощування за методом МПЕ включає елементарні процеси:

1) адсорбція (прилипання) атомів або молекул, що падають на підкладку та становлять вирощувану сполуку;

2) міграція (поверхнева дифузія) адсорбованих атомів поверхнею підкладки (може передувати дисоціації молекул вирощуваної сполуки);

3) вбудовування атомів, складових ГС, в кристалічну решітку підкладки або зростаючий моноатомний шар;

4) термічна десорбція атомів, що не вбудувалися в кристалічну решітку;

5) утворення і подальше зростання двовимірних зародків кристала на підкладці або на поверхні зростаючого шару;

6) взаємна дифузія атомів, що вбудувалися в кристалічну решітку.

Іонно-ковалентний характер і значна величина енергії хімічних зв'язків в напівпровідникових сполук A_3B_5 і A_2B_6 призводять до того, що в результаті адсорбції та міграції поверхнею атоми катіонів і аніонів заміщають цілком певні положення в кристалічній решітці, тобто за час зростання одного моноатомного шару (зазвичай за цей

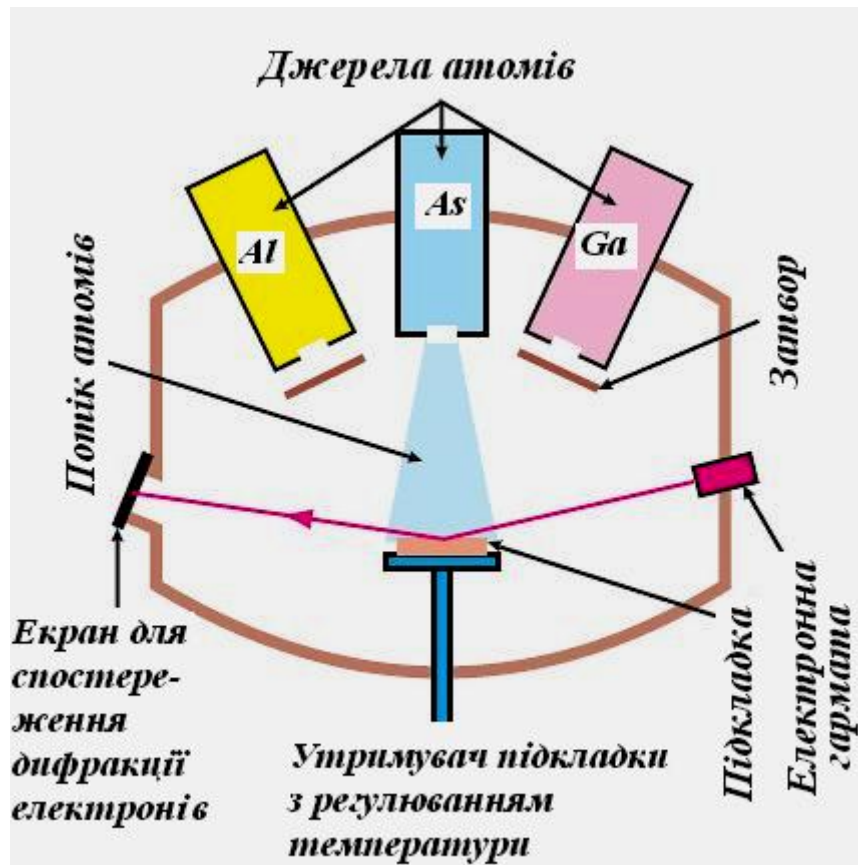


Рис.5.10. Схематичне зображення установки молекулярно-променевої епітаксії для вирощування ГС типу $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$.

час (~ 1 с) атом здійснює декілька тисяч дифузійних стрибків, поки він не займе своє остаточне місце в ґратах) відбувається своєрідна самоорганізація зростаючої структури.

Відомо, що найбільш поширеною кристалічною решіткою для сполук A_3B_5 і A_2B_6 є так звана структура цинкової обманки ZnS . Якщо поверхня підкладки паралельна одній з граней елементарного

куба з *індексами Міллера* (001), то епітаксійний ріст здійснюється послідовним нарощуванням аніонних і катіонних шарів, наприклад $Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As$. Тобто у такій ГС шар арсеніду галію перебуває між двома шарами твердого розчину алюмінію (з атомною концентрацією x) в арсеніді галію. Алюміній, близький за своїми хімічними властивостями галію, заміщає атоми галію в ґратах $GaAs$, не приносячи при цьому до скільки-небудь істотної зміни міжатомних відстаней.

Кожен напівпровідник (наприклад, $GaAs$ або $Al_xGa_{1-x}As$) може бути вирощений пошарово при фіксованій швидкості росту, коли температура підкладки забезпечує оптимальну для цієї сполуки швидкість поверхневої дифузії. Оскільки хімічні зв'язки в різних напівпровідникових сполук різні, то різні й енергії активації поверхневої дифузії катіонів, що входять до складу цих сполук. Тому якість гетерограниці може бути істотно різною залежно від того, яка із сполук при вибраному температурному режимі нарощується першою. Межі прийнято називати *нормальними*, якщо компонент з нижчою температурою плавлення росте першим (наприклад, $Al_xGa_{1-x}As$ на $GaAs$); для оберненої послідовності використовується термін «*інвертована межа*».

Щоб отримати якомога досконаліші гетерограниці, використовується методика переривання росту або методика осадження пульсуючим пучком. Згладжування поверхні протягом часу переривання зростання (саме переривання здійснюється механічним перекриттям на деякий проміжок часу заслінок ефузійних осередків) обумовлене поверхневою міграцією і/або сублімацією атомів, адсорбованих на поверхню вирощеного моношару.

Температура підкладки визначає співвідношення між потоками адсорбції та десорбції атомів, що входять до складу вирощуваної структури. Це співвідношення може бути охарактеризоване коефіцієнтом прилипання атома цього сорту до поверхні, на якій відбувається епітаксійне нарощування. Коефіцієнт прилипання показує, яка частина потоку, що падає, адсорбується на поверхні. При адсорбції аніонного компонента, наприклад миш'яку при зростанні арсеніду галію, важливу роль відіграє те, в якій молекулярній формі (As_2 або As_4) аніонний компонент доставляється на поверхню, де відбуваються дисоціація молекул і наступне вбудовування атомів в кристалічну решітку.

Крім того, температура підкладки визначає швидкість поверхневої дифузії, що передує вбудовуванню атомів в кристалічну решітку. Ця температура має бути досить високою, щоб забезпечити необхідне число ($\sim 10^4$) дифузійних стрибків атома на поверхні, перш ніж він займе своє положення в ґратах. Енергія активації поверхневої дифузії в напівпровідниках зазвичай складає $1 \div 1,5$ еВ, тому за одну секунду атом в середньому зміщується на декілька десятків або сотен міжатомних відстаней при температурі підкладки $600-800$ °С. Таке зміщення якраз і відповідає приблизно 10^4 дифузійним стрибкам.

Істотне збільшення температури підкладки небажане з двох причин: по-перше, воно може привести до зменшення коефіцієнтів прилипання, по-друге, до активізації взаємної дифузії, тобто дифузії атомів між шарами. Оскільки ГС є різко неоднорідними за хімічним складом структурами, то з часом за рахунок процесів взаємної дифузії ці структури повинні або переходити в термодинамічно рівнова-

жний стан з однорідним розподілом концентрацій усіх компонентів, або розшаровуватися на фази цілком певного складу. Проте, оскільки енергія активації взаємної дифузії атомів в напівпровідниках зазвичай складає 4÷5 eV, то в зазначеному інтервалі температур цей ефект досить малий, оскільки середнє зміщення атома в результаті взаємної дифузії навіть за декілька десятків годин виявляється істотно меншим міжатомної відстані. Це твердження тим більше справедливо для кімнатної температури, при якій зазвичай працюють прилади, елементами яких є ГС. Вибір і підтримка оптимальної температури росту є однією з найважливіших умов здійснення МПЕ.

5.3.2. Осадження плівок з металоорганічних сполук

Методика осадження плівок з металоорганічних сполук (МОС), відома також як МОС-гідридна технологія та найсуттєвіше відрізняється від методики МПЕ характером масопереносу: атомні або молекулярні пучки без об'ємної дифузії в МПЕ і газовий потік суміші компонентів реакції з дифузиею у напрямі фронту нарощування ГС в МОС.

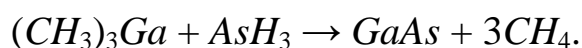
Ще 1968 року Н.М. Manasevit показав, що газофазні суміші металоорганічної сполуки триметилгалію $(CH_3)_3Ga$ і гідриду миш'яку AsH_3 при здійсненні реакції піролізу (розкладання при підвищеній температурі) в атмосфері молекулярного водню H_2 при температурах 600-700 °C в реакторі відкритого типу можуть бути використані для вирощування епітаксійних плівок $GaAs$. Надалі були виконані дослідження, що показали ефективність методики МОС для вирощування різних напівпровідникових сполук у вигляді тонких плівок субмікронних розмірів. Нині більшість сполук A_3B_5 , A_2B_6 і A_4B_6 можуть бути отримані за методикою МОС. Загальна пробле-

ма, що виникає при вирощуванні різних напівпровідникових структур, полягає в оптимальному виборі металоорганічних сполук для реакцій піролізу в процесі росту.

Металоорганічні сполуки утворюють широкий клас речовин, що мають хімічні зв'язки метал-вуглець або метал-кисень-вуглець, а також координаційні сполуки металів й органічних молекул. Сполуки, що представляють інтерес для вирощування напівпровідникових структур, при кімнатній температурі, як правило, є рідинами, хоча деякі із сполук, використовуваних в технології МОС, знаходяться в твердому стані. Ці сполуки можуть бути легко перенесені в зону реакції в потоці газу-носія, наприклад молекулярного водню, що проходить через рідке джерело або над поверхнею твердого джерела. Гідриди, вживані в напівпровідниковій технології, при кімнатній температурі є газами і зазвичай використовуються у вигляді розбавленої суміші з H_2 . Металоорганічні та гідридні компоненти змішуються в газовій фазі та піддаються піролізу в атмосфері H_2 в потоці через реактор відкритого типу, діючий при атмосферному або зниженому тиску. Температура піролізу зазвичай складає від 600 до 800 °С. Енергія для розігрівання газової суміші підводиться від радіочастотного генератора або потужної лампи. Відбувається розігрівання графітового столика, на якому розміщуються монокристалічні підкладки. Газова суміш поблизу підкладок також нагрівається до високої температури, тоді як стінки камери реактора залишаються холодними, наприклад за рахунок водяного охолодження. Такий режим забезпечує осадження продуктів реакції на підкладках і призводить до відносно малих втрат компонентів реакції на стінках камери. Кристалізація в процесі МОС виникає при

проходженні газової суміші компонентів реакції в потоці газу-носія поблизу нагрітої підкладки та йде в умовах, істотно ближчих до термодинамічної рівноваги, ніж при МПЕ.

Найчастіше використовуються метилові або етилові металоорганіки із-за відносної простоти приготування та легкості піролізу в атмосфері молекулярного водню. Ці сполуки поставляють атоми металів з побічними продуктами у вигляді метану або етану. Хімічна реакція в окремому випадку МОС нарощування арсеніду галію з триметилгалію та гідриду миш'яку може бути записана як



Подібні реакції використовуються для вирощування інших подвійних, а також потрійних і четвертих сполук.

Вирощування шаруватих напівпровідникових ГС методом МОС вимагає зміни складу газової суміші в реакторі. Швидкість, з якою може бути забезпечена необхідна зміна, залежить від геометрії реактора і повного потоку газу через реактор. При високих швидкостях потоку така зміна складу може бути здійснена досить швидко,

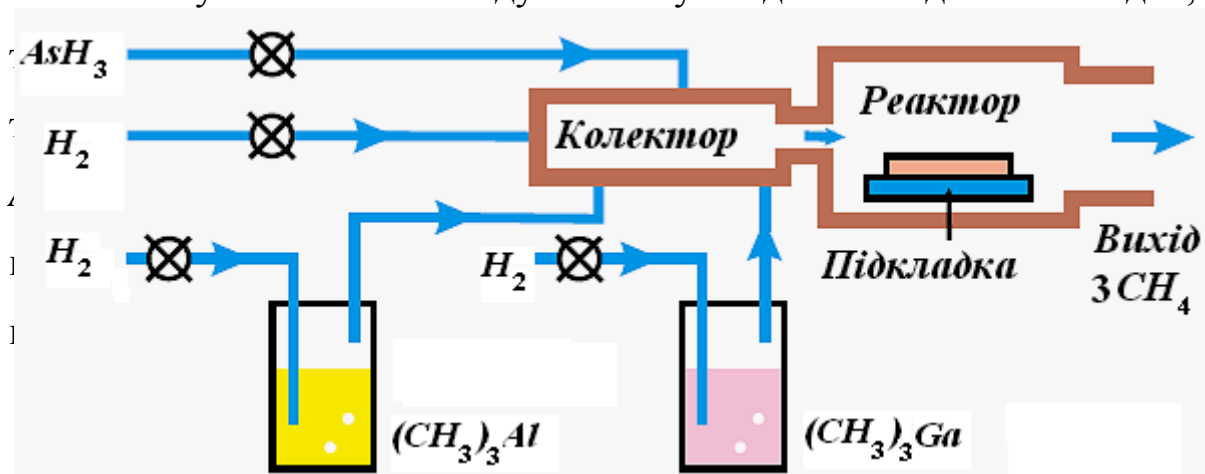


Рис.5.10. Схема установки для вирощування ГС типу $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ з металоорганічних сполук.

Таким чином, МПЕ є складною і досить дорогою сучасною технологією отримання напівпровідникових гетерокомпозицій і може використовуватися для створення високоякісних структур як для фізичних досліджень, так і для приладових застосувань. Технологія МОС являється більш простою, продуктивнішою і дешевшою в порівнянні з МПЕ і останнім часом цілком успішно конкурує з нею при створенні ГС для багатьох приладових застосувань. Перед іншими способами отримання тонкоплівкових структур МПЕ і МОС мають багато переваг, з яких найважливішими є наступні:

1) можливість отримання високоякісних монокристалічних структур при використанні надвисокого вакууму і високочистих джерел напилюваних речовин;

2) можливість вирощування ГС з надтонкими шарами і різкою зміною хімічного складу на гетерограницях за рахунок відносно низької температури росту практично за відсутності взаємної дифузії;

3) можливість селективного легування (аж до моноатомних шарів) і створення структур із складним профілем хімічного складу;

4) можливість контролю товщини шарів ГС і якості гетерограниць безпосередньо в процесі зростання (для цього у вакуумній камері розміщується відповідне устаткування).

5.3.3. Деякі особливості фізики наноструктур

Значна частина досягнень нанотехнології досі торкається тільки напівпровідників. У напівпровідникових матеріалів є декілька найважливіших якостей:

- у них можна відносно легко і в дуже широких межах змінювати кількість частинок, що визначають провідність, і тим самим управляти електричними властивостями;
- напівпровідники поглинають і випромінюють електромагнітні хвилі певних довжин, що дозволяє управляти оптоелектронними властивостями;
- у напівпровідниках електричні та оптичні властивості можуть бути спряжені;
- напівпровідники відносно легко та технологічно складаються в структури, різні частини яких мають різні властивості.

Як відомо, головним джерелом квазічастинок – електронів у зоні провідності та дірок у валентній зоні являються домішки. Про зонне походження квазічастинок свідчать ефективні маси, – вони різні в електрона й у дірки (і, звичайно, різні в різних напівпровідниках). Ефективні маси напівпровідникових квазічастинок, як правило, на порядок менше, ніж ефективні маси електронів металу. Можна також говорити про ефективний заряд напівпровідникових квазічастинок, який менше заряду електрона, що є наслідком екрануючої дії кристалічної решітки. Електрон і дірка в напівпровіднику можуть утворити зв'язаний стан – такий аналог атома водню називається *екситоном Ваньє-Мотта*, при цьому його радіус в сотні разів перевищує характерну міжатомну відстань кристалічної матриці, в якій він утворюється. Спостерігаються навіть аналоги водневих молекул – *біекситони*.

Здатність напівпровідника проводити електричний струм визначається кількістю електронів і дірок, що утворилися. Ця кількість регулюється ззовні та може бути змінена на порядки величин

за допомогою легування – впровадження в напівпровідник домішкових атомів.

У напівпровіднику досить легко створити різкий перехід від напівпровідника *p*-типу до напівпровідника *n*-типу, легуючи дві його частини різними домішками. Структуру *p-n*-переходу, історично першого пристрою, в якому були реалізовані принципи управління електричними властивостями речовини, обговорено у попередніх розділах. Однак, саме на прикладі діода можна показати, які складнощі вносять квантові явища, що неминуче виникають при зменшенні лінійних розмірів *p-n*-переходу.

Якщо зменшувати розмір області власне *p-n*-переходу до величини порядку 10 нм, то його властивості суттєво відрізняються від класичного діода. Зменшення області *p-n*-переходу можна досягти простим збільшенням концентрації легувальної домішки – заряд і поле, що утворюється на *p-n*-переході збільшується, а його товщина пропорційно зменшується, і при цілком досяжних концентраціях легування ($\sim 10^{18} \div 10^{19}$ часток/см³) розмір області переходу якраз досягне ~ 10 нм. Тоді класична поведінка електронів і дірок напівпровідника під дією електричних сил доповнюється їх тунелюванням через перехід.

Такий діод вже називається тунельним, його відповідна вольт-амперна характеристика показана на рис.5.11, де позначено п'ять послідовних ділянок. Ділянкам (а) і (б) відповідає вільне тунелювання через заборонену зону між станами зони провідності *n*-області і станами валентної зони *p*-області. Електричне поле тунелюванню не заважає. Воно створює потенціальний бар'єр для руху носіїв струму – електронів і дірок, але тунелювання є «підбар'єрним» процесом. На

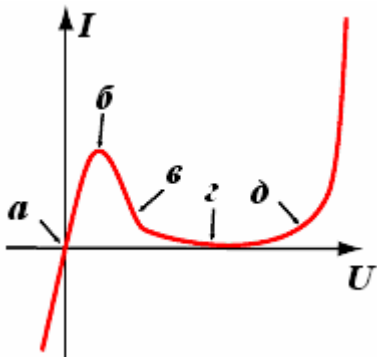


Рис.5.11. ВАХ тунельного квантового діода.

ділянці (в) зовнішня напруга «піднімає» край зони провідності n -області на рівень краю валентної зони p -області – і струм на ділянці (г) практично дорівнює нулю. Тунелювання неможливе, оскільки немає дозволених станів, в які тунелювати. Нарешті, на ділянці (д) зовнішня напруга настільки велика, що бар'єр між n - і p -областями зникає, струм збільшується з напругою.

Тунельний діод служить вентилем лише в певному інтервалі зовнішньої напруги. Зворотна напруга зміщення ніяк не впливає на тунелювання, тому характеристика тунельного діода різко відрізняється від звичайного.

Цілий ряд дослідників займалися вивченням тунельного квантового діода, а американський фізик Лео Есаки, отримав 1973 року Нобелівську премію з фізики за експериментальні відкриття явищ тунелювання в напівпровідниках і надпровідниках [1].

5.3.4. Практичне застосування надґраток і квантових точок

На початку ХХІ століття лінійний розмір елементів інтегральних схем (чіпів) досяг величини $\sim 0,1$ мкм [2]. Подальше зменшення приводить в квантову область нанорозмірів і різко змінює електричні характеристики схем, як це вже було видно на прикладі переходу від діода до тунельного діода. Зате використання наноструктур не лише зменшує розміри приладів – значно зростає кількість і різноманітність можливостей, якими можуть скористатися інженери і конструктори.

Гетероструктури з регулярним чергуванням шарів з різними властивостями називаються *надґратками*. Класичним прикладом надґратки

є напівпровідник з чергуванням шарів $GaAs$ і $AlGaAs$. «Початкові» напівпровідники є, як би матрицею, що формує властивості напівпровідникових квазічастинок – електронів і дірок, які рухаються в періодичному потенціалі (рис. 5.12, *a*). Тут зображений край зони провідності в надгратці $AlGaAs/GaAs$: оскільки ширина забороненої зони $AlGaAs$ більша, ніж ширина забороненої зони $GaAs$, тому шари $AlGaAs$ є бар'єрами, а шари $GaAs$ – квантовими ямами як для електронів, так і для дірок.

Рух в періодичному потенціалі квантується – рівні електронів і дірок в квантових ямах розщеплюються в зони дозволених енергій, розділені проміжками заборонених енергій. Усе відбувається точно так, як і при формуванні енергетичних зон в кристалах, тільки період ґрат приблизно в 100 разів більше, відповідно, масштаби енергій в 10^4 разів менше (обернено пропорційно до квадрата періоду). Нові зони, що з цієї причини утворюються в напівпровідниковій надгратці, називаються *мінізонами* (рис.5.12, *б*). Можна вважати, що зона провідності та валентна зона початкового кристала додатково розщеплюються поблизу своїх країв.

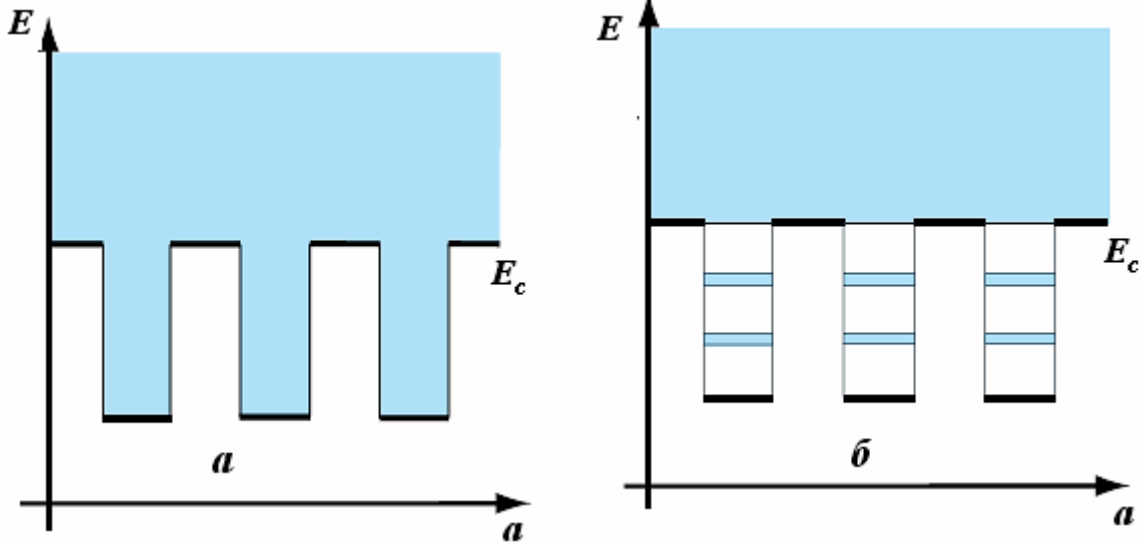


Рис.5.12. Умовне зображення залежності потенціалу від відстані (а) та зображення мінізон (б) в напівпровідниковій надгратці.

Ідея створення надграток в напівпровідниках – ідея модифікації властивостей напівпровідника з періодом порядку радіусу екситона з метою отримання нової якості – була висловлена ще в 60-х роках ХХ століття. Її реалізацію можна вважати першим практичним кроком нанотехнологів із цілеспрямованої зміни електронних властивостей речовини.

Останні досягнення нанотехнології – *квантові точки* – нульмірні області напівпровідника, які можуть мати різні форми (сферичні, циліндричні, пірамідальні й тому подібне). Природно, розмір квантової точки має бути не більше ніж близько десятків нанометрів. Зазвичай, кількість атомів в квантовій точці – $10^3 \div 10^6$ штук. Методами зонної інженерії квантова яма для електронів і/або дірок може бути сформована як усередині, так і зовні квантової точки. Квантову точку можна назвати штучним атомом – за допомогою легування її можна зарядити й далі спостерігати рівні енергії електронів (чи дірок), пов'язаних з «ядром» (рис.5.13). З іншого боку, поведінка квантової точки в деяких випадках аналогічна поведінці макромолекули, яка також може містити величезну кількість атомів.

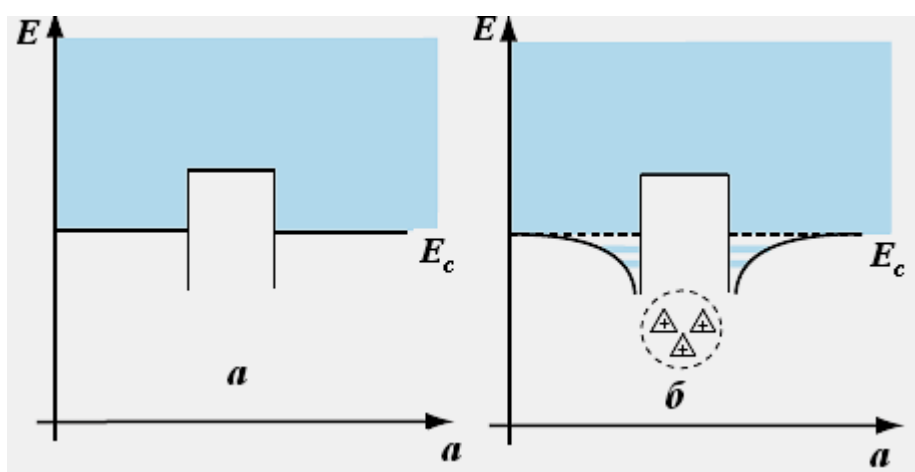


Рис. 5.13. Край зони провідності поблизу квантової точки (*a* – квантова точка без заряду, *б* – із зарядом). Електричне поле зарядженої квантової точки формує навкруги квантову яму, в якій виникають рівні енергії електронів.

Формування квантових точок може регулюватися процесами наплення, хімічного травлення та синтезу,

природними властивостями матеріалів утворювати маленькі острівці в процесі зростання. Такі острівці можуть, наприклад, мимоволі утворитися на поверхні зростаючого кристалічного шару. Зростання острівців можна зупинити при досягненні ними певного розміру – вийде масив квантових точок. Ці масиви можуть бути як регулярно розташованими, так і нерегулярними. У першому випадку, при правильному розташуванні квантових точок також можливе формування мінізони.

Створення квантових точок дозволяє в дуже широких межах регулювати характерні довжини електромагнітних хвиль поглинання і випромінювання (рис.5.14). У квантовій точці виникають нові рівні енергії – E_1 і E_2 . Область поглинання (і випромінювання) зміщується у короткохвильовий діапазон спектру, причому величина спектрального зрушення сильно залежить від розміру квантової точки. Чим менше квантова точка, тим менша довжина хвилі, яка знаходиться в резонансі з квантовою ямою, що утворилася в квантовій точці. А саме резонансні хвилі визначають рівні електронів (дірок).

Чим менша квантова точка, тим рівні, що з’являються «вище»,

відносно дна зони, тим більше енергія фотона, який потрібний для збудження рівня. Тому квантові точки різного розміру з однакових напівпровідників можуть випромінювати різні довжини хвиль. Напівпровідникові гетероструктури взагалі, а квантові точки особливо забезпечують в нанопристроях перетворення енергії електрона в енергію фотона або, навпаки, перетворення енергії фотона в енергію електрона.

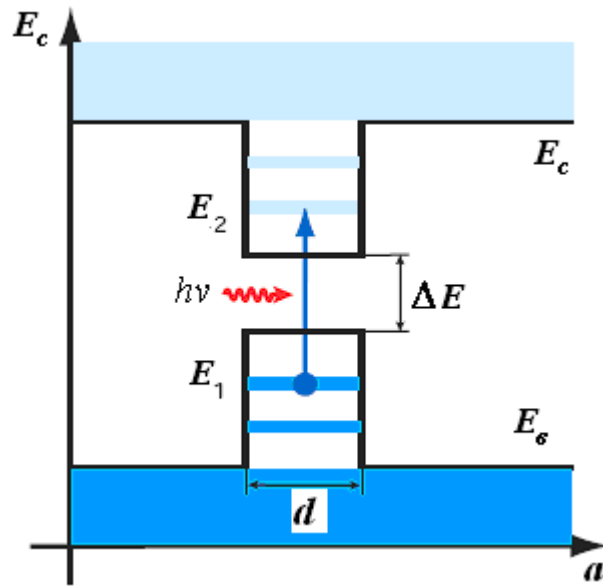


Рис.5.14. Зонна діаграма квантової точки : d – розмір квантової точки; ΔE – ширина забороненої зони «початкового» напівпровідника; E_1 і E_2 – рівні енергії, що виникають в квантовій точці, для електронів і дірок; $h\nu = E_2 - E_1 > \Delta E$ – енергія фотона, що поглинається.

Рівні енергії, що утворюються в напівпровідниковій квантовій точці, вже використані нанотехнологами для створення лазерів. Різка залеж-

ність характерних ліній випромінювання від розмірів квантової точки дозволяє зробити широкополосні лазери. Але квантова точка дає ще й дуже вузьку лінію випромінювання, що робить такі лазери незамінними інструментами для прецизійних вимірів і технологічних операцій. Оптичний резонатор таких напівпровідникових лазерів може містити великі масиви однакових квантових точок, а може обмежитися всього декількома десятками.

Квантові точки є головними кандидатами на роль одиничного наноосередку обчислювального пристрою [8]. Наступним кроком на шляху зменшення розмірів буде використання для цих цілей окре-

их молекул, проте до цього технологія доки не зовсім готова. Навіть у разі квантових точок організувати стік (витік) електронів (дірок) складніше, ніж просто створити напівпровідниковий острівець в матриці. Втім, напівпровідникові структури чудові тим, що передача енергії (чи, якщо хочете, інформації) в них може здійснюватися не лише електронами (дірками), але і фотонами.

Різні напівпровідники мають різні коефіцієнти заломлення: напівпровідник з більшою величиною забороненої зони має і великий показник заломлення, – тому квантові ями для електронів служать і квантовими ямами для фотонів. З них можна складати структури, в яких електромагнітне випромінювання певних довжин хвиль відбиватиметься від меж розділу напівпровідників і поширюватиметься в потрібних напрямках. Таким чином, напівпровідникова гетероструктура одночасно може бути і хвилеводом для фотонів. Хвилевід для світла дуже схожий з квантовою ямою для електронів. Це теж резонатор, який виділяє певні довжини хвиль, сприяє їх поширенню, а усі інші хвилі гасить [16].

Квантові точки поглинають світло в широкому діапазоні довжин хвиль, а ось спектр випомінювання дуже вузький і визначається типом напівпровідника, з якого зроблена квантова точка, та її розміром. Таким чином, квантова точка виявляється дуже ефективним флуоресцентним «маркером», набагато яскравішим і стабільнішим, ніж звичайні флуорофори (флуоресцентні фарби). Ці властивості були використані для створення спеціальних пристроїв на основі напівпровідникових квантових точок, використовуваних як біологічні флуоресцентні індикатори [38]. У першу чергу були використані квантові точки з селеніду кадмію ($CdSe$) – саме їх діапазон

випромінювання найцікавіший для практичних застосувань [2].

Питання для самоперевірки

1. У чому суть спрямованої кристалізації розплаву? Чому спрямована кристалізація дозволяє кристалізувати розплав у вигляді одного монокристала?
2. Які вимоги ставляться до властивостей матеріалу тигля для отримання високочистих напівпровідникових матеріалів з мінімальною кількістю власних дефектів?
3. У чому полягає метод витягування кристалів із розплаву за Чохральським?
4. Які переваги мають методи витягування кристалів з розплаву порівнянно з методами нормальної спрямованої кристалізації?
5. Чому методами безтигельної зонної плавки можливо одержувати майже бездислокаційні монокристали досить великих діаметрів?
6. Чому вирощування кристалів із розчинів – один із найпоширеніших способів одержання багатошарових гетероструктур? Якими способами створюється пересичення розчину, з якого одержують монокристал?
7. Які різновиди вирощування кристалів із газової фази Вам відомі? Дайте їм коротку характеристику.
8. Поясніть принцип одержання епітаксійних та наночарів молекулярно-променевою епітаксією. Які елементарні процеси включає МПЕ?
9. Чому метод осадження плівок з металоорганічних сполук є перспективним для одержання наноструктур?
10. Поясніть, які особливості вносять квантові явища при зменшенні p - n -переходу до нанорозмірів?
11. Що таке надгратка? Які особливості поведінки носіїв струму в таких ГС?
12. Що таке квантова точка? У чому особливість квантової точки у нанопристроях?
13. Що Вам відомо про нанотехнології в Україні? в світі?

Завдання для самостійного опрацювання

Тема: Особливості властивостей наноматеріалів і основні напрямки їх використання

1. Фізичні причини специфіки наноматеріалів
2. Деякі методи отримання наноматеріалів : методи порошкової металургії, технології високоенергетичного синтезу, методи з використанням аморфізації.

3. Основні сфери застосування наноматеріалів і можливі обмеження.

Додаткова література

1. Конструкционные материалы/ Под общ. ред. Б.Н. Арзамасова. – М.: Машиностроение, 1990. 688 с.
2. Кудинов В.В., Бобров Г.В. Нанесение покрытий напылением. Теория, технология и оборудование. М.: Metallurgiya, 1992. – 268 с.
3. Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления развития // Под ред. М.К. Роко, Р.С. Уильямса и П. Аливисатоса: Пер. с англ. М.: Мир, 2002. – 292 с.
4. Новое в технологии получения материалов / Под ред. Ю.А. Осипьяна и А. Хауффа. – М.: Машиностроение, 1990. – 448 с.
5. Порошковая металлургия. Материалы, технология, свойства области применения / Отв. ред. И.М. Федорченко – Киев: Наукова думка, 1985 – 624 с.

Рекомендована література

1. Алферов Ж.И. Полупроводниковая революция XX века// Российские нанотехнологии. – 2010. – т.5, №6. – С. 3–12.
2. Алферов Ж.И. Физика полупроводников и нанотехнология: материалы международной конференции «Современные проблемы науки: сибирский аспект»/ Новосибирск: АН СО РАН. – 2009. – С. 3–8.
3. Арсенид галлия. Получение, свойства и применение /Под ред. Ф.П. Кесаманлы и Д.Н. Наследова, М.: Наука, 1973. – 242 с.
4. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. В 2-х томах. Пер. с англ. Михайлова А.С.: под ред. Каганова. – М.:Мир, 1979.
5. Балыкин В.И. Атомная оптика и нанотехнология// Успехи физических наук. – 2009. – т.179, №3. – С. 297–304.
6. Болховитянов Ю.Б., Пчеляков О.П. Эпитаксия GaAs на кремниевых подложках: современное состояние исследований и разработок// Успехи физических наук. – 2008. – т.178, №5. – С. 459–481.
7. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977. – 672 с.
8. Борисенко В.Е. Нанoeлектроника – основа информационных систем XXI века // Соросовский Образовательный Журнал. – 1997. – № 5. – С. 100–104.
9. Вильке К.-Т. Выращивание кристаллов/ пер. с нем. – Л.: Недра, 1977. – 600 с.
10. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. Наноразмерные структуры с включениями металлических слоев// Успехи физических наук. – 2008. – т.178, №4. – С. 433–436.
11. Досягнення радянських фізиків/ Укл. Бабенко О.К., Розенберг М.Й. – К.: Радянська школа, 1950. 322 с.
12. Драгунов В.П., Неизвестный И.П., Гридчин В.А.. Основы нанoeлектроники: учеб. пособие. / Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. – 332 с.
13. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х томах. – М.: Мир, 1984.
14. Интегральные микросхемы: Справочник /Под ред. Б.В. Тарабрина. М.: Энергоатомиздат, 1985. – 528 с.
15. Киреев А.С. Физика полупроводников. – М.: Высшая школа, 1969. – 590 с.
16. Кульчин Ю.Н. Фотоника самоорганизующихся биоминеральных наноструктур// Успехи физических наук. – 2011. – т.181, №8. – С. 891–897.
17. Курносоев А.И., Юдин В.В. Технология производства приборов и интегральных микросхем: Учебн. Пособие для вузов. – 3-е изд. – М.: Высшая школа, 1986. – 368 с.

18. Лозовик Ю.Е., Попов А.М. Свойства и нанотехнологические применения нанотрубок// Успехи физических наук. – 2007. – т.177, №7. – С. 786–800.
19. Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры: Пер. с англ. / Под ред. Ж.И. Алферова, Ю.В. Шмарцева. М.: Мир, 1989.
20. Орешкин П.Г. Физика полупроводников и диэлектриков. – М.: Высшая школа, 1972. – 448 с.
21. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. 6-е изд. – СПб.: Лань, 2002. – 480 с.
22. Полупроводниковые приборы: Справочник. Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы /Под общ. ред. Н.А. Горюнова. – М.: Энергоиздат, 1987. – 743 с.
23. Полупроводниковые приборы: Справочник. Транзисторы /Под общ. ред. Н.А. Горюнова. – М.: Энергоиздат, 1985. – 1802 с.
24. Полупроводниковые приборы: Справочник. Диоды. Оптоэлектронные приборы. – М.: Советское радио, 1996. – 592 с.
25. Садовый М.І., Кондратьєва Л.І., Гавриленко О.А. Нариси з еволюції основних фізичних ідей ХІХ–ХХ, початку ХХ ст./ За ред. Садового М.І. – Кіровоград: Ексклюзив-Систем, 2008. – 337 с.
26. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. 4-е изд. – М.: Энергия, 1977. – 671 с.
27. Физика твердого тела: Энциклопедический словарь /Гл. ред. В.Г. Барьяхтар. Т. 1, 2. – Киев: Наукова думка, 1998.
28. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергия, 1976. – 416 с.
29. Ю П., Кардона М. Основы физики полупроводников / Пер. с англ. И.И. Решиной: под ред. Б.П. Захарчени. 3-е изд. – М.: Физматлит, 2002. – 560 с.
30. Фалькевич Э.С., Пульнер Э.О., Червоный И.Ф. Технология полупроводникового кремния. – М.: Металлургия, 1992. – 408 с.
31. Федосов Я.Л. Основы физики полупроводниковых приборов. 2-е изд. М.: Советское радио, 1969. – 592 с.
32. Хамский Е.В. Кристаллизация из растворов. – Л.: Наука, 1967. – 148 с.
33. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки. М.: Мир, 1989. – 128 с.
34. Царенко О.М., Рябець С.І. До вивчення питання про зародження елементної бази мікроелектроніки в курсі «Історії техніки»// Наукові записки. Серія: Проблеми фізико-математичної та технологічної освіти, вип. 1. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім.В.Винниченка. – 2011, С. 135–140.
35. Ankrum Paul D. Semiconductor electronics. – Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, 1971. – 548 p.

36. Brennan K.F. Physics of semiconductors with application to optoelectronic devices. – Cambridge University press, 1999. – 762 p.
37. Dimitrijević S. Understanding semiconductor devices. – New York: Oxford University, 1998. – 574 p.
38. Leaver K. Microelectronic devices. – Imperial College Press, UK 1997. – 236 p.
39. Mayer J.W., Lau S.S. Electronic materials science: for integrated circuits in Si and GaAs. – New York: Macmillan Publishing Company, 1990. – 476 p.
40. <http://ecolog.at.ua/index/nanotekhnologiji/0-65>
41. <http://www.nanonewsnet.ru/news/2011/rossiiskie-uchenyje-razrabotali-effektivnye-lazernye-diody-na-dline-volny-1060-nm>
42. [http://www.nanometer.ru/all_list.html?F\[status\]](http://www.nanometer.ru/all_list.html?F[status])
43. <http://www.rus-nano.ru/news.php?extend.2626>

Предметний показчик

адіабатне наближення, 25
акцепторна домішка, 46
акцепторний
напівпровідник, 64

безвипромінювальна рекомбінація, 82
бар'єр Шоттки, 102
бар'єрна ємність, 123
біполярний транзистор, 151

валентна зона, 37
валентні електрони, 31
вільна зона, 37
випромінювальна рекомбінація, 82
випрямні діоди, 131
власна електропровідність, 52
власна фотопровідність, 78
власні носії, 52,
внутрішній фотофет, 78
вольтамперна характеристика, 107, 119, 122

гальваномагнітні явища, 74
генераційний струм, 135
гетероперехід, 125

діаграма стану, 192
дірка, 40
дифузійна ємність, 123
дифузійний біполярний транзистор, 153
дозволена зона, 30
домішкова електропровідність, 52
домішкові носії, 52
донорна домішка, 46
донорний напівпровідник, 62
дрейфова швидкість, 74
дрейфовий біполярний транзистор, 153

екситон Ваньє-Мотта, 217
екстракція, 82
елементарна комірка, 23
енергетична зона, 32
енергія збудження, 48
енергія іонізації, 47
ЕРС Холла, 76
ефект поля, 100
ефект Холла, 74
ефект Штарка, 28
ефективна маса, 42
ефективний час життя, 83

заборонена зона, 30
закон діючих мас, 64
захоплення носія заряду, 49
зворотний струм, 121
зінерівський пробій, 145
зона провідності, 40
зони Бріллюена, 35

ізолятори, 39
інвертована межа, 211
інтенсивність світла, 85
іонне розпилення, 198
істинна робота виходу, 93

квантові точки, 220
квантовий вихід, 84
квантовий діод, 218
коефіцієнт поглинання світла, 85
контакт метал-напівпровідник, 102

лавинний пробій, 145
лімітуюча стадія процесу, 173
локальні рівні, 45

металургійний *p-n*-перехід, 111
метод Бріджмена, 175
метод зонної плавки, 186
метод металоорганічних сполук, 212

метод рухомого розчинника, 194
метод Чохральського, 178
механізм Шоклі–Ріда, 133
молекулярна дифузія, 192
молекулярно-променева епітаксія, 207

наближення Борна-Оппенгеймера, 25
надгратки, 219
нанотехнології, 204
напівпровідники, 40, 50
напруга відсічки, 166
невироджений напівпровідник, 59
негативна фотопровідність, 80
несиметричний *p-n*-перехід, 111
нормальна спрямована кристалізація, 175

область виснаження домішки, 64
область просторового заряду, 100
оператор Гамільтона, 24
основні носії заряду, 54

перехідні характеристики транзистора, 166
питома електрична провідність, 50
p-n-перехід, 109
прилипання носія, 49
поверхневий потенціал, 101
польовий транзистор, 161
просторовий заряд, 100
прохідні характеристики транзистора, 166
процес масопереносу, 173

рекомбінаційний струм, 154
рекомбінація носіїв, 49

рівень Фермі, 37
рівноважна концентрація, 57
рівноважні носії заряду, 57
рівняння Герца-Кнудсена, 200
рівняння електронейтральності, 115
рівняння Шредінгера, 24
розплав, 171
розчин, 171

скомпенсований напівпровідник, 50
стабілітрон, 141
стала Річардсона, 96
статистика Фермі-Дірака, 38
струм термоелектронної емісії, 94

термодинамічна робота виходу, 96
термоелектронна емісія, 93
терморезистор, 73
термістор, 73
термічне випарювання, 198
транзистор, 151
тунельний діод, 147
тунельний ефект, 32
тунельний пробій, 142
тунельний струм, 144
турбулентна дифузія, 200

ударна рекомбінація, 82

фізичний *p-n*-перехід, 111
формули Молла–Еберса, 157
формула Річардсона, 96
фоторезистивний ефект, 78
фоточутливість, 88
функції Блоха, 33

центри прилипання, 81
центри рекомбінації, 81

час життя вільного носія, 82
час релаксації, 67

ширина забороненої зони, 30

ДОДАТКИ

Додаток 1. Фундаментальні фізичні сталі

Назва величини	Позначення	Значення величини
Універсальні сталі		
Швидкість світла у вакуумі	c	$299\,692\,458\text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$
Магнітна стала	μ_0	$4\pi\cdot 10^{-7}\text{ Гн/м} = 12,566\,370\,614\ \dots\cdot 10^{-7}\text{ Гн/м}$
Електрична стала	ε_0	$8,854\,187\,817\ \dots\cdot 10^{-12}\text{ Ф}\cdot\text{м}^{-1}$
Стала Планка	h	$(6,626\,0755 \pm 0,000\,0040)\cdot 10^{-34}\text{ Дж}\cdot\text{с}$
Стала Дірака	\hbar	$(1,054\,572\,66 \pm 0,000\,000\,63)\cdot 10^{-34}\text{ Дж}\cdot\text{с}$
Електромагнітні сталі		
Елементарний заряд	e	$(1,602\,177\,33 \pm 0,000\,000\,49)\cdot 10^{-19}\text{ Кл}$
Магнетон Бора	μ_B	$(9,274\,0154 \pm 0,000\,0031)\cdot 10^{-24}\text{ Дж}\cdot\text{Тл}^{-1}$
Ядерний магнетон	μ_N	$(5,050\,7866 \pm 0,000\,0017)\cdot 10^{-27}\text{ Дж}\cdot\text{Тл}^{-1}$
Атомні сталі		
Стала Рідберга	R_∞	$10\,973\,731,534 \pm 0,013\text{ м}^{-1}$
Борівський радіус	a_0	$(0,529\,177\,249 \pm 0,000\,000\,024)\cdot 10^{-10}\text{ м}$
Електрон		
Маса спокою електрона	m_e	$(9,109\,3897 \pm 0,000\,0054)\cdot 10^{-31}\text{ кг}$
Відношення заряду електрона до його маси	e/m	$(-1,758\,819\,62 \pm 0,000\,000\,53)\cdot 10^{11}\text{ Кл}\cdot\text{кг}^{-1}$
Класичний радіус електрона	r_e	$(2,817\,940\,92 \pm 0,000\,000\,38)\cdot 10^{-15}\text{ м}$
Магнітний момент електрона	μ_e	$(928,477\,01 \pm 0,000\,31)\cdot 10^{-26}\text{ Дж}\cdot\text{Тл}^{-1}$
Протон		
Маса спокою протона	m_p	$(1,672\,6231 \pm 0,000\,0010)\cdot 10^{-27}\text{ кг}$
Нейтрон		
Маса спокою нейтрона	m_n	$(1,674\,9286 \pm 0,000\,0010)\cdot 10^{-27}\text{ кг}$

Додаток 2. Електрофізичні властивості напівпровідників при 300 К

Речовина	Кристалічна структура		Температура плавлення, К	Температура Дебая, К	Ширина забороненої зони, еВ	Температурний градієнт ширини забороненої зони, $\times 10^{-4}$, еВ/К	Рухливість електронів, $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	Рухливість дірок, $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$
	Тип	$a, b, c,$ о А						
<i>C</i>	Кубічна, O_h^5	3,566	4300	2240	5,4	-1,2	1800	1400
<i>Se</i>	Тригональна, D_3^4	4,36;0; 4,96	490	200 [⊥] 500	2,85	-9	-	20÷24 0
<i>Sb</i>	Тригональна, D_{3d}^5	4,49;0; 11,25	903,5	204	0,13	-0,5	-	-
<i>Te</i>	Тригональна, D_3^4	4,46;0; 5,93	723	140 [⊥] 290	0,32	-1,9	1700	1200
<i>I</i>	Орторомбічна, D_{2h}^{18}	4,77; 7,25; 9,77	387	-	1,3	-	1500	-
<i>GaAs</i>	Кубічна, T_d^2	5,69	1510	344	1,52	-5	8500	420
<i>GaP</i>	Кубічна, T_d^2	5,44	1623	446	2,34	-5,5	300	74

<i>InAs</i>	Кубічна, T_d^2	6,06	1216	249	0,425	-2,2	33000	460
<i>InP</i>	Кубічна, T_d^2	5,86	1327	321	1,4	-4,6	4600	150
<i>CdTe</i>	Кубічна, T_d^2	6,48	1371		1,5	-3	1200	80
<i>CdSe</i>	Гексаго- гональна, C_{6v}^3	4,3;0; 7,01	1531		1,7	-4,6	580	50
<i>ZnTe</i>	Кубічна, T_d^2	6,1	1512		2,3		340	110
<i>PbTe</i>	Кубічна, O_h^5	6,5	1190		0,32	4	1730	840
<i>PbSe</i>	Кубічна, O_h^5	6,12	1335		0,29	3,8	1000	1000

Додаток 3. Ширина забороненої зони деяких легованих напівпровідників

Речовина	Чиста E_g , еВ	з домішкою		
		Бору E_g , еВ	Індію E_g , еВ	Арсену E_g , еВ
Германій, <i>Ge</i>	0,67	0,1	0,011	0,013
Силіцій, <i>Si</i>	1,12	0,046	0,16	0,049

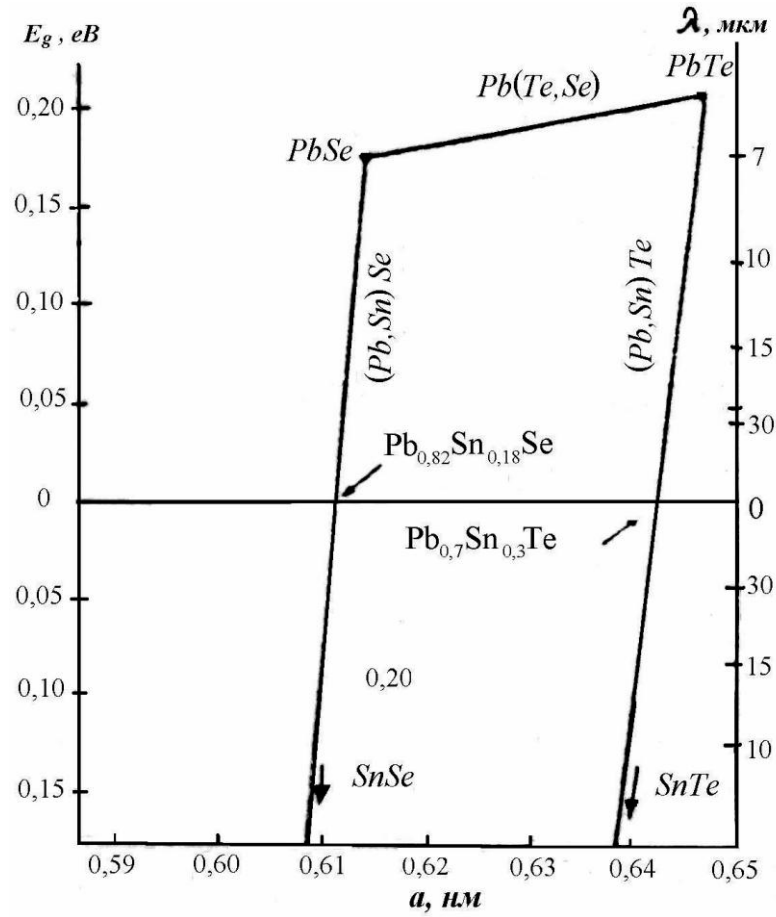
Додаток 3. Робота виходу електронів з металу

Метал	A , еВ	Метал	A , еВ
Вольфрам	4,50	Ртуть	4,52
Залізо	4,47	Срібло	4,47
Магній	3,46	Тантал	4,07
Мідь	4,47	Цезій	1,97
Платина	5,29	Цинк	4,00

Додаток 4. Деякі сталі числа й наближені формули

Сталі числа	Наближені формули (при $x < 1$)
$\pi = 3,1416$	$(1 \pm x)^n \approx 1$, де $1 \pm nx$
$\pi^2 = 9,8696$	$e^x \approx 1 + x$
$\sqrt{\pi} = 1,7725$	$\ln(1 + x) \approx x$
$e = 2,7183$	$\sin x \approx x$
$\lg e = 0,4343$	$\cos x \approx 1 - x^2/2$
$\ln 10 = 2,3026$	$\operatorname{tg} x \approx x$

Додаток 5. Ширина забороненої зони та відповідна довжина хвилі випромінювання залежно від параметра решітки при 77 К для системи Pb – Sn – Te – Se.



Періоди	ГРУПИ				
	I	II	III	IV	V
1	H 1 ГІДРОГЕН 1,0079 Водень 1				
2	Li 3 ЛІТІЙ 6,941 2	Be 4 БЕРИЛІЙ 9,0122 2 2 2	B 5 БОР 10,811 3 2	C 6 КАРБОН, Вуглець 12,011 4 2	N 7 НІТРОГЕН, АЗОТ 14,007 5 2
3	Na 11 НАТРІЙ 22,990 1 8 2	Mg 12 МАГНІЙ 24,305 2 8 2	Al 13 АЛЮМІНІЙ 26,981 3 8 2	Si 14 СИЦІЛІЙ 28,086 4 8 2	P 15 ФОСФОР 30,973 5 8 2
4	K 19 КАЛІЙ 39,098 1 8 8 2	Ca 20 КАЛЬЦІЙ 40,08 2 8 8 2	Sc 21 СКАНДІЙ 44,956 2 9 8 2	Ti 22 ТИТАН 47,88 2 10 8 2	V 23 ВАНАДІЙ 50,942 2 11 8 2
	Cu 29 КУПРУМ, МІДЬ 63,546 1 18 8 2	Zn 30 ЦИНК 65,39 2 18 8 2	Ga 31 ГАЛІЙ 69,72 3 18 8 2	Ge 32 ГЕРМАНІЙ 72,59 4 18 8 2	As 33 АРСЕН 74,922 5 18 8 2
5	Rb 37 РУБІДІЙ 85,468 1 8 18 2	Sr 38 СТРОНЦІЙ 87,62 2 8 18 2	Y 39 ІТРІЙ 88,906 2 9 18 2	Zr 40 ЦИРКОНІЙ 91,22 2 10 18 2	Nb 41 НІОБІЙ 92,906 2 11 18 2
	Ag 47 АРГЕНТУМ, Срібло 107,87 1 18 18 8 2	Cd 48 КАДМІЙ 112,41 2 18 18 8 2	In 49 ІНДІЙ 114,82 3 18 18 8 2	Sn 50 СТАНУМ, Олово 118,71 4 18 18 8 2	Sb 51 СТИБІЙ 121,75 5 18 18 8 2
6	Cs 55 ЦЕЗІЙ 132,91 1 8 18 18 2	Ba 56 БАРІЙ 137,33 2 8 18 18 2	*La 57 ЛАНТАН 138,91 2 9 18 18 2	Hf 72 ГАФНІЙ 178,49 2 10 32 18 2	Ta 73 ТАНТАЛ 180,95 2 11 32 18 2
	Au 79 АУРУМ, Золото 196,97 1 18 32 18 8 2	Hg 80 МЕРКУРІЙ, Ртуть 200,59 2 18 32 18 8 2	Tl 81 ТАЛІЙ 204,38 3 18 32 18 8 2	Pb 82 ПЛЮМБУМ, Свинець 207,2 4 18 32 18 8 2	Bi 83 БІСМУТ 208,98 5 18 32 18 8 2
7	Fr 87 ФРАНЦІЙ [223] 1 8 18 32 18 8 2	Ra 88 РАДІЙ 226,02 2 8 18 32 18 8 2	**Ac 89 АКТИНІЙ [227] 2 9 18 32 18 8 2	Rf 104 РЕЗЕРФОРДІЙ [261] 2 10 32 18 8 2	Db 105 ДУБНІЙ [262] 2 11 32 18 8 2

* ЛАНТАНОЇДИ

58 Ce ЦЕРІЙ 140,12 2 8 18 2	59 Pr ПРАЗЕОДИМ 140,908 2 8 18 2	60 Nd НЕОДИМ 144,24 2 8 18 2	61 Pm ПРОМЕТІЙ [147] 2 8 18 2	62 Sm САМАРІЙ 150,36 2 8 18 2	63 Eu ЄВРОПІЙ 151,96 2 8 18 2	64 Gd ГАДОЛІНІЙ 157,25 2 9 18 2
---------------------------------------	--	--	---	---	---	---

** АКТИНОЇДИ

90 Th ТОРІЙ 232,04 2 9 18 32 8 2	91 Pa ПРОТАКТИНІЙ [231] 2 9 18 32 8 2	92 U УРАН 238,03 2 9 18 32 8 2	93 Np НЕПТУНІЙ [237] 2 9 18 32 8 2	94 Pu ПЛУТОНІЙ [244] 2 9 18 32 8 2	95 Am АМЕРИЦІЙ [243] 2 9 18 32 8 2	96 Cm КЮРІЙ [262] 2 9 18 32 8 2
--	---	--	--	--	--	---

Періоди	ЕЛЕМЕНТІВ									
	V I		V II		V III					
1			(H)				2 He 4,0026 2 ГЕЛІЙ			
2	8 O 15,999 6 2 ОКСИГЕН, Кисень	9 F 18,998 7 2 ФЛУОР, Фтор					10 Ne 20,179 8 2 НЕОН			
3	16 S 32,066 6 8 2 СУЛЬФУР, Сірка	17 Cl 35,453 7 8 2 ХЛОР					18 Ar 39,948 8 8 2 АРГОН			
4	Cr 24 51,996 13 8 2 ХРОМ	Mn 25 54,938 2 13 8 2 МАНГАН	Fe 26 55,847 2 14 8 2 ФЕРУМ, Залізо	Co 27 58,933 2 15 8 2 КОБАЛЬТ	Ni 28 58,70 16 8 2 НИКЕЛЬ					
	34 Se 78,96 6 18 8 2 СЕЛЕН	35 Br 79,904 7 18 8 2 БРОМ					36 Kr 83,80 8 18 8 2 КРИПТОН			
5	Mo 42 95,94 13 8 2 МОЛБЛЕН	Tc 43 [99] 2 13 18 8 2 ТЕХНЕЦІЙ	Ru 44 101,07 15 18 8 2 РУТЕНІЙ	Rh 45 102,91 16 18 8 2 РОДІЙ	Pd 46 106,42 0 18 8 2 ПАЛАДІЙ					
	52 Te 127,60 6 18 8 2 ТЕЛУР	53 I 126,904 7 18 8 2 ЙОД					54 Xe 131,29 8 18 8 2 КСЕНОН			
6	W 74 183,85 2 12 32 18 8 2 ВОЛЬФРАМ	Re 75 186,21 2 13 32 18 8 2 РЕНІЙ	Os 76 190,2 2 14 32 18 8 2 ОСМІЙ	Ir 77 192,22 2 15 32 18 8 2 ІРИДІЙ	Pt 78 195,08 17 32 18 8 2 ПЛАТИНА					
	84 Po [209] 6 18 32 18 8 2 ПОЛОНІЙ	85 At [210] 7 18 32 18 8 2 АСТАТ					86 Rn [222] 8 18 32 18 8 2 РАДОН			
7	Sg 106 [263] 2 32 32 18 8 2 СИБОРГІЙ	Bh 107 [262] 2 32 32 18 8 2 БОРІЙ	Hs 108 [265] 2 32 32 18 8 2 ГАСІЙ	Mt 109 [266] 2 32 32 18 8 2 МАЙТНЕРІЙ	Uun 110 [272] 2 32 32 18 8 2 УНУННІЛІЙ					

2 8 27 18 8 2 65 Tb 158,93 ТЕРБІЙ	2 8 28 18 8 2 66 Dy 162,50 ДИСПРОЗІЙ	2 8 29 18 8 2 67 Ho 164,93 ГОЛЬМІЙ	2 8 30 18 8 2 68 Er 167,26 ЕРБІЙ	2 8 31 18 8 2 69 Tm 168,93 ТУЛІЙ	2 8 32 18 8 2 70 Yb 173,04 ІТЕРБІЙ	2 9 32 18 8 2 71 Lu 174,97 ЛЮТЕЦІЙ
--	---	---	---	---	---	---

2 9 26 32 18 8 2 97 Bk [247] БЕРКЛІЙ	2 8 28 32 18 8 2 98 Cf [251] КАЛІФОРНІЙ	2 8 29 32 18 8 2 99 Es [252] ЕЙНШТЕЙНІЙ	2 8 30 32 18 8 2 100 Fm [257] ФЕРМІЙ	2 8 31 32 18 8 2 101 Md [258] МЕНДЕЛЄВІЙ	2 8 32 32 18 8 2 102 No [259] НОБЕЛІЙ	2 9 32 32 18 8 2 103 Lr [260] ЛОУРЕНСІЙ
--	---	---	--	--	---	---

Навчальне видання

Царенко Олег Миколайович — кандидат технічних наук, професор
кафедри фізики та методики її викладання Кіровоградського державного педагогічно-
го університету імені Володимира Винниченка

Основи фізики напівпровідників і напівпровідникових приладів

**СВІДОЦТВО ПРО ВНЕСЕННЯ СУБ'ЄКТА ВИДАВНИЧОЇ
СПРАВИ ДО ДЕРЖАВНОГО РЕЄСТРУ ВИДАВЦІВ, ВИГОТОВНИКІВ І
РОЗПОВСЮДЖУВАЧІВ ВИДАВНИЧОЇ ПРОДУКЦІЇ**
Серія ДК № 1537 від 22.10.2003 р.

Підп. до друку 06.02.2012 . Формат A5. Папір офсет.

Друк різограф. Ум. друк. арк. 11,09. Тираж 350 Зам. № 6667

РЕДАКЦІЙНО-ВИДАВНИЧИЙ ВІДДІЛ
*Кіровоградського державного педагогічного
університету імені Володимира Винниченка*
25006, Кіровоград, вул. Шевченка, 1.
Тел.(0522) 24-59-84.
Факс (0522) 248544.
Е-mail: mails@kspu.kr.ua

