Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

До друку і використання
у навчальному процесі дозволяю.

Перший проректор
_____

“____”_____ 2023 р.

ГЛУХОВ О. В., КРАВЧУК О. О., ЛЕВЧЕНКО Є. В.,
ГРИЦУНОВ О. В., АНУФРІЄВ В. В.

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ. Частина 1.
ОСНОВИ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Всі цитати, цифровий, фактичний матеріал та бібліографічні відомості перевірені, написання одиниць відповідає стандартам

РЕКОМЕНДОВАНО
Вченою радою
університету.

Протокол № 31
від 17 квітня 2023 р.

Автори:

_____ Олег ГЛУХОВ
_____ Ольга КРАВЧУК
_____ Євгеній ЛЕВЧЕНКО
_____ Олександр ГРИЦУНОВ
_____ Валентин АНУФРІЄВ

Відповідальний випусковий: Ігор БОНДАРЕНКО

Начальник навчально-
методичного відділу Іван МИЛЮТЧЕНКО

Начальник КВС РВВ Богдана КОСІКОВСЬКА

Поз.
Харків 2023

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ РАДІОЕЛЕКТРОНІКИ

Глухов О.В., Кравчук О.О., Левченко Є.В.,
Грицунов О.В., Ануфрієв В.В.

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ

Частина 1

ОСНОВИ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Навчальний посібник
для студентів спеціальностей
«Електроніка», «Мікро- та наносистемна техніка»

РЕКОМЕНДОВАНО
Вченою радою університету.
Протокол № 31 від 17 квітня 2023 р.

Харків 2023

УДК 621.315.592 (07)
Г 00

Г 00 Глухов О.В., Кравчук О.О., Левченко Є.В., Грицунов О.В., Ануфрієв В.В. Фізика напівпровідників. Частина 1. Основи фізики напівпровідників: Навчальний посібник для студентів ЗВО. / О.В. Глухов та ін. Харків: ХНУРЕ, 2023. – 110 с.

ISBN 000-000-000-0

У першій частині навчального посібника розглянуто основи фізики напівпровідників, необхідні майбутнім бакалаврам з електроніки й мікро- та наносистемної техніки для початкового опанування дисциплін, що вивчають твердотільні електронні прилади та пристрої. Описано, зокрема, базові поняття кристалографії та кристалофізики, елементи зонної теорії твердого тіла, статистику рухомих носіїв заряду, струми та контактні явища у напівпровідниках, перехідні процеси, явища електричного пробою та ін.

Навчальний посібник розроблено відповідно до програми дисципліни «Фізика напівпровідників» і призначено здобувачам вищої освіти усіх форм навчання спеціальності 171 Електроніка за освітньою програмою «Електронні пристрої та системи» та спеціальності 176 Мікро- та наносистемна техніка за освітньою програмою «Мікро- та наноелектроніка» для самостійної роботи та дистанційного навчання.

Рецензенти:
Одаренко Євген Миколайович, професор кафедри фізичних основ електронної техніки ХНУРЕ, доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник.

Коваленко Олена Миколаївна, завідувачка кафедри фізики ХНУРЕ, кандидатка фізико-математичних наук, доцентка.

Іл. 57. Табл. 5. Бібліогр. 16 назв.

ISBN 000-000-000-0

© О.В.Глухов, О.О.Кравчук, Є.В.Левченко, О.В.Грицунов, В.В.Ануфрієв, 2023.

© Харківський національний університет радіоелектроніки, 2023

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА 5
ВСТУП 9
1 НАПІВПРОВІДНИКИ ТА ЇХ МІСЦЕ В СУЧАСНІЙ ЕЛЕКТРОНІЦІ 11
1.1 Різновиди напівпровідників 11
1.2 Властивості напівпровідників 14
1.3 Структура напівпровідників 15
1.4 Носії заряду в напівпровідниках. Види носіїв 16
1.5 Напівпровідникові прилади: види, огляд і використання 20
2 ОСНОВИ КРИСТАЛОГРАФІЇ ТА КРИСТАЛОФІЗИКИ 27
2.1 Аналіз просторових решіток 27
2.2 Кристалографічні індекси 31
2.3 Поняття про класи симетрії 35
3 ЕЛЕМЕНТИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДОГО ТІЛА 36
4 ДОМІШКОВІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ. СТАТИСТИКА НОСІЇВ ЗАРЯДУ 45
4.1 Домішкові напівпровідники 45
4.2 Статистика електронів і дірок в напівпровідниках 50
4.2.1 Концентрація носіїв заряду і положення рівня Фермі 50
4.2.2 Концентрація електронів і дірок у власному напівпровіднику 53
4.2.3 Концентрація електронів і дірок в домішковому напівпровіднику 54
4.3 Провідність напівпровідників 56
4.4 Струми в напівпровідниках 57
4.5 Нерівноважні носії 58
4.6 Рівняння безперервності 61
5 НЕСТАЦІОНАРНІ ПРОЦЕСИ В ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВОМУ ПЕРЕХОДІ 63
6 КОНТАКТНІ ЯВИЩА НА МЕЖІ ТВЕРДИХ ТІЛ 74
6.1 Контактна різниця потенціалів 74
6.2 Контакт метал-напівпровідник 78
6.3 Електронно-дірковий перехід в напівпровідниках 86
6.4 Вольт-амперна характеристика *p*-*n*-переходу 90
7 ЕКСПЛУАТАЦІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВИХ ПЕРЕХОДІВ 95
7.1 Лавинний та тепловий пробої в напівпровідниках 95
7.2 Тунельний пробій 100
7.3 Ємності електронно-діркового переходу. Бар’єрна ємність 101

7.4 Дифузійна ємність 103
7.5 Невипрямляючий контакт метал-напівпровідник 104
ПІСЛЯМОВА 107
ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ 108
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ (РЕКОМЕНДОВАНОЇ) ЛІТЕРАТУРИ 109

ПЕРЕДМОВА

Що таке електроніка? Чому, незважаючи на свою понад 100-річну історію, вона залишається серед кількох найпріоритетніших напрямів розвитку людської цивілізації (поряд з такими відносно зовсім «молодими» галузями, як комп'ютерні науки та створення штучного інтелекту, робототехніка, біо- й нанотехнології, міжпланетні космічні польоти тощо), залучаючи цим самим до своїх досліджень та розробок найкращі уми людства? Більш того – вона є базисом, технологічною основою усіх без винятку перерахованих напрямів. Яке фундаментальне відкриття було зроблено на початку XX століття, що повністю змінило життя наступних поколінь? Цікаві питання, чи не так?

Для молоді слово «електроніка» асоціюється з мініатюрними ґаджетами, якими неодмінно має бути обвішана з голови до ніг кожна людина, щоб виглядати модно та сучасно. І це справді так: тепер електроніка є синонімом тендітних мікросхем, більшість яких навіть роздивитися неозброєним оком важко, а торкнутися пальцем – значить, гарантовано вивести з ладу! Але так було не завжди. Один з авторів ще пам'ятає безсонні ночі (оскільки вдень вирішувалися лише дрібні математичні задачі) посеред велетенських залів, заповнених безліччю залізних шаф, з яких безперервно лунали виючі звуки сотень вентиляторів; кулеметний тріск друкуючих пристроїв; шелест численних важких котушок магнітних стрічок та завивання магнітних дисків (попередників «вінчестерів») розміром з чималу каструлю. Це наглядно описано типовий комп'ютер 1970-х років з характеристиками (об'ємом пам'яті та швидкодією процесора) як у старого кнопкового телефону. Але то були комп'ютери вже третього покоління (на інтегральних мікросхемах). Попередні два (на вакуумних лампах та окремих транзисторах) вражали ще більшими розмірами та колосальним виділенням тепла у зали, від якого влітку не рятували навіть спеціальні потужні холодильні машини (гігантські попередники сучасних кондиціонерів).

Отже, чому ж стався такий стрибок у електронних технологіях протягом життя одного покоління (людського, а не комп'ютерного)? Відповідь на це питання одночасно буде відповіддю на те, чому електроніка залишається однією з найактуальніших галузей XXI століття. Тому, що приблизно у ті самі часи, які промовисто описано вище, передовими країнами Заходу було правильно обрано перспективний напрям її подальшого розвитку: всередину напівпровідникового кристала, вглиб, аж до самого атома! Замість удосконалення технологій радіоелектронної апаратури на дискретних елементах та гібридних мікросхемах (як у Совєцькому Союзі), було вирішено перетворити на електронний апарат сам напівпровідниковий кристал. Саме завдяки цьому практично вся електроніка стала цифровою, а результати кожен тепер може спостерігати в буквальному сенсі на собі – і це лише початок! Зовсім скоро будемо ці результати носити в собі – у вигляді штучного розуму, імплантованого всередину нашого рідного, біологічного, та інших корисних електронних «помічників» організму. Нанотехнології та наноелектроніка стрімко об'єднуються з біотехнологіями та біоінженерією; що з цього вийде – знають лише наукові фантасти та наші випускники! Найсміливіша фантастика стане реальністю за життя та зусиллями теперішнього молодого покоління, а ще ймовірніше – здасться йому обмеженою та наївною.

Втім, жодне технічне досягнення – а тим більше таке вражаюче – не виникає на порожньому місці, без попередньої всебічної фундаментальної теоретичної підготовки. Для електроніки такою підготовкою було створення в середині минулого століття нового розділу науки: фізики твердого тіла. Напівпровідники – лише один з різновидів твердих тіл, причому досить мало розповсюджений в природі. Але технічні потреби склалися так, що саме фізика напівпровідників стала головною, універсальною, та незамінною фундаментальною наукою для електроніки. Якщо вакуумні електронні прилади ще можна розробляти не знаючи фізичних процесів всередині твердого тіла – то навіть найпростіший напівпровідниковий діод, випадково відкритий на початку розвитку електроніки, залишався вдало знайденою «чорною скринькою» для вчених аж до виникнення фізики напівпровідників. Що вже говорити про сучасні

та перспективні квантові комп'ютери з їх кубітами, квантові телепорти та інші майже фантастичні електронні вироби масштабу мікросвіту?

Автори сподіваються, що цей навчальний посібник допоможе майбутньому фахівцю з електроніки (включаючи мікро- та наноелектроніку) розібратися з типовими фізичними явищами у напівпровідниках, які зумовлюють відомі параметри та характеристики сучасних електронних приладів, та закласти належну теоретичну базу для плідної подальшої праці за обраними (далекоглядно, треба віддати належне!) спеціальностями. При написанні посібника використано як скромний особистий внесок авторів у даній області, так і сучасну наукову літературу, представлену, головним чином, англомовними джерелами.

Посібник складається з двох частин. Перша частина дає базові уявлення про основи кристалографії, фізичні процеси в напівпровідникових матеріалах, структуру переходів метал-напівпровідник і *p-n* переходів та фізичні явища в них тощо. Друга частина містить більш специфічні розділи фізики напівпровідників, що можуть виявитися корисними при поглибленому вивченні цієї дисципліни зокрема, та напівпровідникової електроніки загалом. Частини написано так, що перша є цілком самостійним посібником, що не потребує звернення до другої частини. Друга, навпаки, є розширенням першої, тобто, при роботі з нею треба мати під рукою обидві частини. Зокрема, нумерація розділів наскрізна по всьому посібнику.

Внесок кожного з авторів у спільну працю такий. Доц. О. В. Глухову належить ідея посібника, також ним здійснювалося загальне керівництво, написані розділи 1, 2, 3 та 5. Асистентка О. О. Кравчук виконала розділи 4 та 6. Асистентом Є. В. Левченком написано розділ 7. Проф. О. В. Грицунов написав передмову, післямову та виконав загальне наукове редагування тексту. В. В. Ануфрієв здійснив редакторський набір тексту та його лексичну корекцію, виконав графіку рисунків та підписів до них, підбір літератури, а також надав критичні зауваження щодо сприйняття посібника здобувачами.

Автори вдячні шановним рецензентам та завідувачу кафедри мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв Харківського

національного університету радіоелектроніки професору І. М. Бондаренку за принципові та плідні зауваження й пропозиції стосовно загального змісту і побудови окремих розділів посібника, що дали змогу значно підвищити якість, коректність та навчальну цінність первинного тексту.

ВСТУП

Почнемо, як завжди, з визначень. Електроніка – галузь науки і техніки, у якій досліджуються електронні явища в речовинах (головним чином – твердотільних) або у вакуумі, і на основі результатів цих досліджень розробляються методи створення електронних приладів, електронних схем і систем. Можна також визначити електроніку як науку про взаємодію електронів з електромагнітними полями і про методи створення електронних матеріалів, приладів і пристроїв, у яких ця взаємодія використовується для перетворення електромагнітної енергії, в основному, для передачі, обробки і збереження інформації. Але й силові (високоенергетичні) застосування електронних компонент не менш важливі та актуальні.

Теоретичні задачі електроніки – дослідження взаємодії електронів як з «макроскопічними» полями в робочому просторі електронного приладу, так і з «мікроскопічними» полями усередині атома, молекули або кристалічної ґратки. Практичні задачі електроніки зводяться до розробки електронних приладів і пристроїв, що виконують різні функції в системах перетворення і передачі інформації, в обчислювальній техніці, у системах керування, в енергетичних пристроях тощо.

Прикладна електроніка у своєму розвитку вже пройшла три основних етапи: лампова електроніка, напівпровідникова електроніка і мікроелектроніка. Сучасний етап розвитку електроніки має назву наноелектроніка. На всіх етапах становлення електроніки, окрім першого, вирішальну роль відігравала й відіграє фізика напівпровідників.

Фізика напівпровідників – це розділ фізики твердого тіла, присвячений вивченню особливостей фізичних властивостей напівпровідників і фізичних явищ, що відбуваються в них. Предметом вивчення є структурні, електрофізичні, оптичні властивості напівпровідників, багато з яких використовуються при створенні напівпровідникових приладів. Саме через це фізика напівпровідників

є найважливішою частиною фізики твердого тіла і прикладної фізики в цілому, та має особливо велике значення для фахівців з електроніки.

Початок дослідженням напівпровідникових структур було покладено німецьким фізиком К. Брауном, який у 1874 р. відкрив ефект однобічної провідності контакту метал-напівпровідник. Але електричні характеристики подібних структур були нестабільними, і тому в той час такі структури не могли використовуватися для створення електронних приладів. Однак тривалі дослідження, як теоретичні, так і експериментальні, виконані багатьма вченими, дозволили до середини XX століття перебороти цей недолік.

Видатним кроком уперед – до сучасної напівпровідникової електроніки – виявився винахід Дж. Бардіним і У. Браттейном напівпровідникового транзистора в 1947 р. (Нобелівська премія з фізики, 1956 р.). Як і вакуумний тріод, транзистор має три електроди і може виконувати підсилювальні функції. Крім того, транзистор може слугувати електронним перемикачем, а каскад таких перемикачів здатний виконувати логічні функції. Сучасну конструкцію і теорію транзистора розробив американський фізик У. Шоклі в 1951 р. У перших транзисторах використовувався кристалічний германій, лише пізніше знайшов застосування і дотепер домінує в технології більш термостабільний кремній. Довговічні, малогабаритні, які не потребують вакуумної скляної колби і живляться низькою електричною напругою, кристалічні діод і транзистор спершу швидко замінили лампові діоди і тріоди. А потім відбувся технологічний прорив в бік мікромініатюризації, що не завершений досі і навіть не має чітко визначених меж.

1 НАПІВПРОВІДНИКИ ТА ЇХ МІСЦЕ В СУЧАСНІЙ ЕЛЕКТРОНІЦІ

1.1 Різновиди напівпровідників

В сучасній електроніці на основі напівпровідників виготовляють активні (нелінійні) елементи, тобто ті, які здатні змінювати свої електричні параметри в залежності від напруги, що на них подається. Скажімо, діод є нелінійним елементом, оскільки значення його внутрішнього опору змінюється в залежності від умов в електричному колі, в яке він увімкнутий. А ось, наприклад, звичайний резистор відноситься до категорії пасивних (лінійних) елементів, оскільки його опір завжди практично однаковий. До пасивних електронних компонентів відносяться також конденсатори і котушки.

Базовими активними елементами є діоди і транзистори. Інші напівпровідникові пристрої, такі як варікапи, тиристори й симістори, є модифікаціями транзисторів і діодів. Електронні пристрої, побудовані з окремих елементів, називають дискретними. Поєднавши безліч напівпровідникових елементів на одному кристалі, отримують інтегральну схему. Наприклад, процесор і пам’ять комп’ютера є інтегральними схемами, що складаються з сотень мільйонів (до кількох мільярдів) транзисторів.

Найпоширенішими напівпровідниками у виробництві електронних компонентів зараз є германій (Ge) і кремній (Si). На початку напівпровідникової епохи (1950-ті роки) віддавали перевагу використанню германію. У порівнянні з кремнієм, він має більш низьку напругу розблокування *p*-*n*-переходу (0,1 В – 0,3 В проти 0,6 В – 0,7 В). Це робить германій більш економічно ефективним з точки зору витрат на енергоносії.

Кремній краще підтримує стабільність при високих температурах і перевершує германій за частотними характеристиками. Крім того, запаси його на планеті майже безмежні, а технологія отримання й очищення набагато дешевша, ніж германію, досить рідкісного елементу в природі. Все це призвело до швидкої заміни германієвих напівпровідників кремнієм. Перший транзистор на основі цього матеріалу з’явився вже в 1954 році.

У передових областях, таких як розробка і виробництво процесорів, де розміри і швидкість напівпровідникових елементів відіграють вирішальну роль, розвиток кремнієвих технологій майже досяг своїх меж. Підвищення продуктивності інтегрованих схем за рахунок збільшення тактової частоти і збільшення кількості транзисторів при подальшому використанню кремнію стає все більш складним і дорогим завданням.

Зі збільшенням швидкості перемикання транзисторів їхня теплова потужність зростає експоненційно. Це обмежило підвищення максимальної тактової швидкості процесорів значеннями близько 3 – 4 ГГц і змусило розробників натомість перейти на багатоядерну стратегію.

Кількість напівпровідникових елементів в одній мікросхемі (чипові, англ. chip) збільшується за рахунок зменшення їх фізичного розміру – переходу на більш компактний технологічний процес. Кожен такий крок означає зменшення лінійного розміру транзистора приблизно в 1,4 рази і його площі приблизно в 2 рази. Всім відома фірма Intel на 2011 р. володіла технологією в 32 нм, при якій довжина транзисторного каналу становила 20 нм. Перехід на більш сучасний технологічний процес здійснюється цією компанією приблизно кожні 2 роки.

Продуктивність транзисторів, оскільки вони зменшуються, збільшується, але, як зазначено вище, після впровадження приблизно 90-нм технологічного процесу тактова частота ядра процесора вже не збільшується. Це робить подальший розвиток кремнієвих технологій безперспективним.

Однак, крім давно відомих кристалічних кремнію і германію, в наш час все ширше використовуються комбіновані сполуки, аморфні й органічні напівпровідники. Серед них важливе місце займають напівпровідники на базі галію, адже саме завдяки їм вдалося створити світлодіоди. З іншого боку, напівпровідникові матеріали привертають велику увагу тих, хто займається фотовольтаїкою – напрямком оптоелектроніки, суть якої є ефективне перетворення світла в електричну енергію. Зараз фотовольтаїка активно шукає дешеві матеріали з підвищеною ефективністю збору сонячної енергії – це дозволить, наприклад, зробити сонячні панелі більш вигідними економічно і, як наслідок, зменшити вплив людини на навколишнє середовище.

Зростаючою популярністю користуються напівпровідникові нітриди: по-перше, вони нетоксичні, оскільки їх основний компонент – азот, по-друге, в їх склад входять хімічні елементи, що часто зустрічаються в природі, такі як галій і цинк, по-третє, вони відрізняються високою тугоплавкістю, і тому особливо підходять для роботи при високих температурах, наприклад, в сфері енергетичної електроніки для атомної енергетики. У напівпровідникових нітридів є дві важливі характеристики, за якими можна заранні оцінити якість створених на їхній основі сонячних батарей. По-перше, це рухливість носіїв заряду – вона говорить про те, як часто носії зіштовхуються з дефектами кристалічної решітки або один з одним. Мала рухливість виникає через недостатню чистоту матеріалу, і тягне за собою низьку енергетичну ефективність пристрою. Інший важливий показник – ефективна маса носіїв заряду, яка не повинна бути дуже високою. Наприклад, в нітриді галію GaN, який вже широко використовується в напівпровідниковій промисловості, носії заряду важать лише в два рази більше, ніж вільний електрон. Існують напівпровідникові нітриди з ще нижчою ефективною масою носіїв заряду (наприклад, Zn_3N_2), але їх складно вирощувати в хорошій якості.

Нещодавно японські дослідники з Кіотського університету і Токійського технологічного інституту відкрили близько десяти раніше невідомих нітридів-напівпровідників, один з яких, $CaZn_2N_2$, являє інтерес для промислового виробництва сонячних батарей. Близько половини з них – нові сполуки, про які не йдеться в попередніх дослідженнях. Автори синтезували два нітридних напівпровідника, новий $CaZn_2N_2$ і вже відомий Ca_2ZnN_2, і вивчили їх фізичні властивості. Експериментальні дані підтвердили теоретичні передбачення про властивості структурних «близнюків». Напівпровідник $CaZn_2N_2$ виявився здатним випромінювати та поглинати світло безпосередньо, без проміжних переходів. До того ж він сильний фотолюмінофор – випускає червоне світло навіть при кімнатній температурі і має високий коефіцієнт поглинання світла. Все це виглядає багатообіцяюче, але як така система поведе себе в житті, і чи вдасться використовувати її для фотовольтаїки – покаже майбутнє.

1.2 Властивості напівпровідників

Напівпровідники – це речовини, які займають проміжне положення між провідниками (металами) і діелектриками з точки зору електричної провідності. Значення питомої електричної провідності цих трьох класів речовин наведені в табл. 1.1.

Таблиця 1.1 – Електропровідність (електричний опір) речовин

Клас речовини	Питома електро-провідність, См/м	Питомий електричний опір, Ом·м
Провідник	$> 10^6$	$< 10^{-6}$
Напівпровідник	$10^6 – 10^{-8}$	$10^{-6} – 10^8$
Діелектрик	$< 10^{-8}$	$> 10^8$

Втім, головною ознакою, що відрізняє напівпровідники як особливий клас речовин, є навіть не саме значення електричної провідності, а значний вплив температури і концентрації домішок на неї. Наприклад, вже при відносно невеликому підвищенні температури провідність напівпровідників різко зростає (до 5 – 6 % на 1° С). Провідність же металів з ростом температури не збільшується, а падає дуже незначно: зміна становить десяті частки відсотка на 1° С. Введення домішки в напівпровідник в кількості $10^{-7} – 10^{-9}$ % істотно збільшує його провідність.

У більшості напівпровідників сильна зміна електричної провідності виникає також під дією світла, іонізуючого випромінювання та інших енергетичних впливів. Таким чином, напівпровідник – це речовина, провідність якого істотно залежить від зовнішніх факторів.

Напівпровідники являють собою численний клас речовин. До них відносяться хімічні елементи: бор, вуглець, кремній, фосфор, сірка, германій, миш’як, селен, сіре олово, телур, йод, хімічні сполуки CuCl, CaAs, GeSi, CuO, PbS і ін., більшість мінералів – природних хімічних сполук, число яких доходить до 2000, і багато органічних речовин.

Втім, в електроніці застосовується лише обмежене число напівпровідникових речовин. На першому місці серед них стоять германій, кремній, арсенід галію, що використовуються в якості основи при виготовленні напівпровідникових приладів. Бор, фосфор, миш'як і деякі інші речовини використовують в якості домішок.

1.3 Структура напівпровідників

Найбільш часто (принаймні, донедавна) застосовувані в електроніці напівпровідники мають монокристалічну структуру. Це означає, що по всьому об'єму такої речовини атоми розміщені в строго періодичній послідовності на певних постійних відстанях один від одного, утворюючи так звану кристалічну решітку. У германію та кремнію кристалічна решітка така ж, як у алмазу (рис. 1.1): кожен атом («кулька») оточений чотирма атомами, що знаходяться в вершинах правильного тетраедра. В 1 $м^3$ германію міститься $4{,}4 \cdot 10^{28}$ атомів, кремнію – $5 \cdot 10^{28}$ атомів.

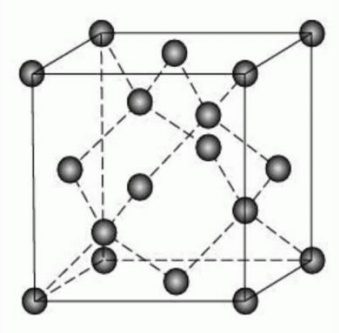


Рисунок 1.1 – Кристалічна решітка алмазу

Кожен атом кристалічної решітки електрично нейтральний, але існують сили, які утримують атоми у вузлах решітки; вони виникають за рахунок валентних електронів. Подібний зв'язок називають ковалентним, для його створення необхідна пара валентних електронів. На рис. 1.1 зв'язки умовно показані у вигляді стрижнів.

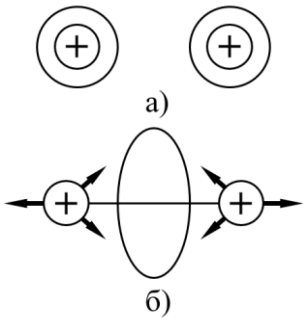


Рисунок 1.2 – а) об’єднання двох атомів водню; б) спільна електронна оболонка молекули

Сутність ковалентного зв’язку можна пояснити на прикладі об’єднання двох атомів водню (рис. 1.2, а) в молекулу. При цьому два валентних електрона утворюють спільну електронну оболонку молекули (рис. 1.2, б) і сили тяжіння до них протонів врівноважуються силами взаємного їх відштовхування. При збільшення відстані між протонами, що входять в молекулу, виникають сили тяжіння, а при зменшенні – сили відштовхування. Рівноважний стан системи частинок відповідає мінімуму потенційної енергії і є стійким, тому що для руйнування молекули потрібна витрата енергії.

У германію та кремнію, які є чотиривалентними елементами, на оболонці є чотири електрони валентності, тому кожен атом утворює чотири ковалентні зв’язки з чотирма найближчими атомами.

1.4 Носії заряду в напівпровідниках. Види носіїв

У розглянутій ідеальній кристалічній решітці всі електрони пов’язані зі своїми атомами, тому така структура не проводить електричний струм. Однак в напівпровідниках (що докорінно відрізняє їх від діелектриків) порівняно невеликі енергетичні впливи, обумовлені нагріванням або опроміненням, можуть призвести до відриву деяких електронів від своїх атомів. Такі звільнені від валентного зв’язку електрони мають здатність переміщатися по кристалічній решітці, тому їх називають електронами провідності.

У квантовій механіці показано, що енергетичні стани електронів провідності утворюють цілу зону значень (рівнів) енергії, яка називається зоною

провідності. В інтервалі значень енергій від E до $E+dE$ число енергетичних рівнів, на яких можуть знаходитися електрони провідності дорівнює:

$$dN = \frac{4\sqrt{2\pi m_n}}{\hbar^3}(E - E_C)^{1/2} dE, \qquad (1.1)$$

де m_n – ефективна маса електрона провідності (в германії і кремнії, наприклад, вона становить 0,22 та 0,33 від маси спокою електрона відповідно);

E_C – мінімальний рівень енергії електрона (дно) зони провідності;

$\hbar = 1{,}054 \cdot 10^{-34}$ Дж/с – зведена стала Планка.

Відповідно до принципу Паулі, в одному і тому ж енергетичному стані можуть перебувати лише два електрони, що мають при цьому протилежні спіни (власні кутові механічні моменти).

Енергетичні стани валентних електронів також утворюють зону рівнів енергії, яка називається валентною. Максимальний рівень енергії (стелю) цієї зони позначимо E_V (рис. 1.3, а).

При розриві валентного зв'язку і виході електрона з атома, в кристалічній решітці утворюється незаповнений зв'язок (дірка), якій притаманний позитивний заряд, що дорівнює за абсолютною величиною заряду електрона e. Оскільки на незаповнений зв'язок легко переходять валентні електрони з сусідніх зв'язків (чому сприяє тепловий рух в кристалі), місце, де відсутній валентний електрон, хаотично переміщується по решітці. При наявності зовнішнього електричного поля дірка рухається в напрямку, визначеному вектором напруженості поля, що відповідає переносу позитивного заряду, тобто виникає електричний струм.

Між максимальним рівнем енергії валентної зони E_V і мінімальним рівнем енергії зони провідності E_C лежить область енергетичних станів, в якій електрони не можуть знаходитися; це так звана заборонена зона (рис. 1.3, а). Ширина забороненої зони $\Delta E = E_C - E_V$ визначає мінімальну енергію, необхідну для звільнення валентного електрона, тобто енергію іонізації атома напівпровідника. У германію ΔE = 0,72 еВ, у кремнію ΔE = 1,12 еВ, у арсеніду галію ΔE = 1,41 еВ,

отже, ширина забороненої зони залежить від структури кристалічної решітки і виду речовини.

Схема енергетичних станів електронів, зображена на рис. 1.3, називається енергетичною діаграмою напівпровідника.

Напівпровідник, який має тільки власні атоми в вузлах кристалічної решітки, називається власним напівпровідником; всі величини, пов'язані з ним, позначені індексом «*i*» (від англ. intrinsic – притаманний). В електроніці часто застосовують напівпровідники, у яких частина атомів основної речовини у вузлах кристалічної решітки заміщена атомами іншої речовини; такі напівпровідники називають домішковими.

Для германію та кремнію найчастіше використовують п'ятивалентні (фосфор, сурма, миш'як) і тривалентні (бор, алюміній, індій, галій) домішки.

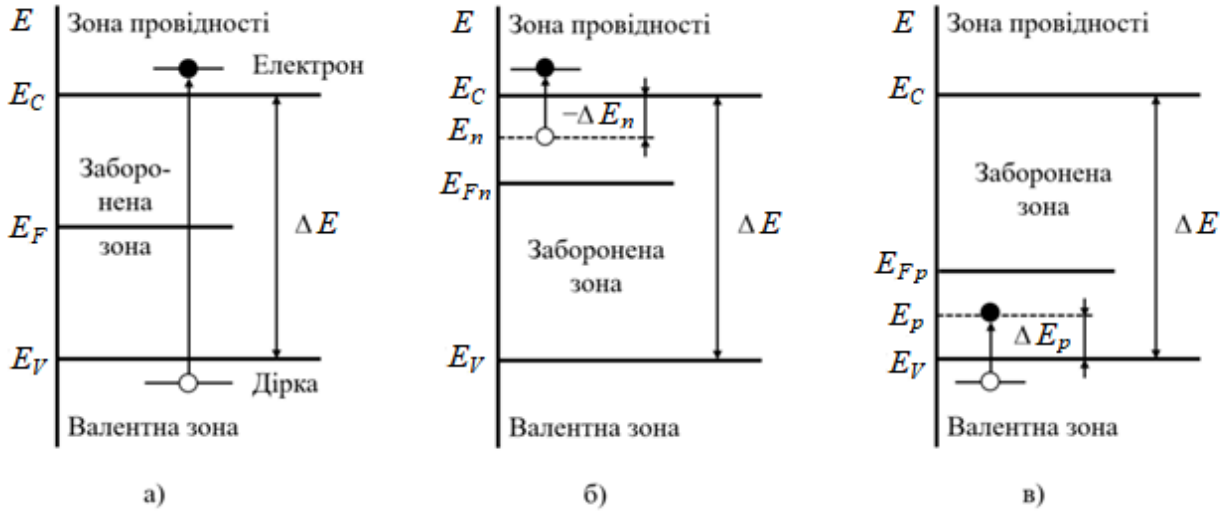


Рисунок 1.3 – Енергетична діаграма напівпровідника

При наявності п'ятивалентної домішки чотири валентні електрони домішкового атома разом з чотирма електронами сусідніх атомів утворюють ковалентні зв'язки, а п'ятий валентний електрон виявляється «зайвим». Енергія зв'язку його зі своїм атомом ΔE_n набагато менше енергії ΔE, необхідної для звільнення валентного електрона (табл. 1.2).

Таблиця 1.2 – Значення енергії іонізації п’ятивалентних домішок в германії та кремнії

Домішки	Енергія іонізації ΔE_n, еВ	
	Германій	Кремній
Фосфор	0,012	0,044
Миш’як	0,013	0,049
Сурма	0,0096	0,039

Завдяки невеликій енергії іонізації ΔE_n, п’ятий електрон навіть при кімнатній температурі може бути відірваний від свого атома за рахунок енергії теплового руху. При цьому утворюються електрон провідності і нерухомий позитивний заряд – атом домішки, що втратив цей електрон. Такі домішки, що віддають електрони, називають донорними.

При введенні трьохвалентної домішки домішковий атом віддає лише три своїх наявних валентних електрона для утворення ковалентних зв’язків з трьома прилеглими атомами. Зв’язок з четвертим атомом виявляється незаповненим, проте на нього порівняно легко можуть переходити валентні електрони з сусідніх зв’язків, що видно з табл. 1.3, де наведені значення енергії іонізації ΔE_p деяких тривалентних домішок в германії і кремнії.

Таблиця 1.3 – Значення енергії іонізації трьохвалентних домішок в германії та кремнії

Домішка	Енергія іонізації ΔE_p, еВ	
	Германій	Кремній
Бор	0,0104	0,045
Алюміній	0,0102	0,057
Галій	0,0108	0,065
Індій	0,0112	0,160

При перекиданні валентного електрона на незаповнений зв’язок домішковий атом з приєднаним зайвим електроном утворює в кристалічній решітці нерухомий негативний заряд; крім того, утворюється дірка, здатна переміщатися по решітці. Такі домішки (захоплюючі електрони) називають акцепторними.

На енергетичній діаграмі напівпровідника донорні і акцепторні домішки утворюють локальні енергетичні рівні, що лежать в забороненій зоні. Рівні донорів знаходяться біля дна зони провідності, їх енергія іонізації дорівнює ΔE_n (рис. 1.3, б), а рівні акцепторів – біля стелі валентної зони, їх енергія іонізації дорівнює ΔE_p (рис. 1.3, в).

1.5 Напівпровідникові прилади: види, огляд і використання

Стрімкий розвиток і розширення областей застосування електронних пристроїв обумовлено вдосконаленням елементної бази, основу якої складають напівпровідникові прилади. Тому для розуміння процесів функціонування електронних пристроїв необхідне знання будови і принципу дії основних типів напівпровідникових приладів.

Напівпровідниковими називаються електронні прилади, дія яких заснована на використанні унікальних фізичних властивостей напівпровідникових матеріалів (зокрема, діркової провідності). Для виготовлення електронних приладів використовують тверді напівпровідники, які мають кристалічну або аморфну будову. Основними матеріалами для виробництва напівпровідникових приладів на теперішній час є кремній, карбід кремнію (SiC), сполуки галію та індію.

Як ми бачили вище, протікання струму в напівпровідниках обумовлюють два типи носіїв заряду – електрони й дірки. Залежно від хімічного складу, розрізняють чисті й домішкові напівпровідники з двома протилежними видами провідності (електронною та дірковою). Більшість «класичних» напівпровідникових приладів побудована на основі нелінійних властивостей контакту різних видів напівпровідників (так званого електронно-діркового або *p-n* переходу). На основі безперехідних напівпровідників виготовляються лише такі різновиди напівпровідникових резисторів:

– лінійний резистор, питомий опір якого мало залежить від напруги і струму. Є елементом інтегральних мікросхем;

– варистор, опір якого залежить від прикладеної напруги;

– терморезистор – опір залежить від температури. Розрізняють два типи: термістор (зі збільшенням температури опір падає) і позистор (зі збільшенням температури опір зростає);

– фоторезистор – опір залежить від освітленості (випромінювання);

– тензорезистор – опір залежить від механічних деформацій.

Різноманіття напівпровідникових приладів, робота яких ґрунтується на властивостях електронно-діркового переходу (*p*-*n* переходу), значно ширше. Найпростішим серед них є напівпровідниковий діод. Це електронний прилад з одним *p*-*n* переходом і двома контактами, робота якого заснована на нелінійних властивостях *p*-*n* переходу.

Такою властивістю *p*-*n*-переходу є одностороння провідність – струм протікає тільки в одну сторону. Умовно-графічне позначення (УГП) діода має форму стрілки, яка і вказує напрям протікання струму через прилад.

Конструктивно діод складається з *p*-*n*-переходу, укладеного в корпус (за винятком мікромодульних безкорпусних) і двох контактів: від *p*-області – анод, від *n*-області – катод. Тобто діод – це напівпровідниковий прилад, що пропускає струм тільки в одному напрямку – від анода до катода.

Залежність струму через прилад від прикладеної напруги називається вольт-амперною характеристикою (ВАХ) приладу $I = f(U)$. Односторонню провідність діода видно з його ВАХ (рис. 1.4).

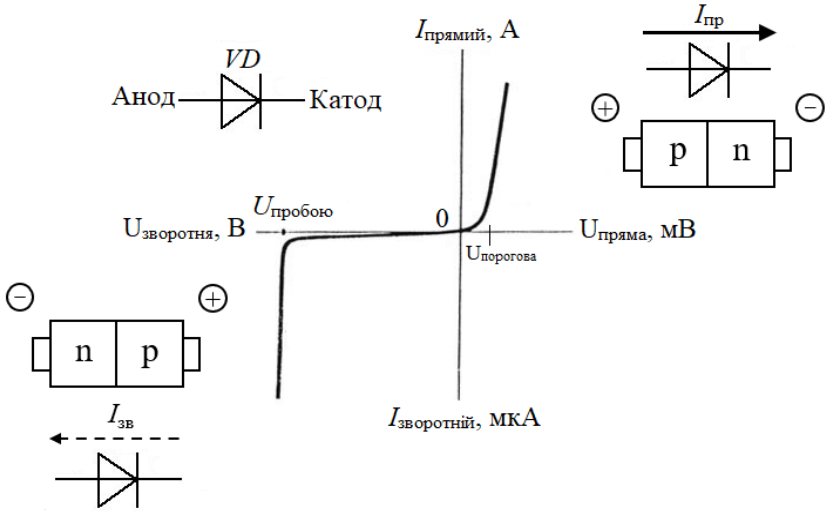


Рисунок 1.4 – УГП та ВАХ діода

Залежно від призначення, напівпровідникові діоди поділяють на випрямні, універсальні, імпульсні, стабілітрони і стабістори, тунельні й обернені діоди, світлодіоди і фотодіоди та ін.

Одностороння провідність визначає випрямні властивості діода. При прямому включенні («+» на анод і «−» на катод) діод відкритий і через нього протікає досить великий прямий струм. У зворотному включенні («−» на анод і «+» на катод) діод закритий, але протікає малий зворотний струм.

Випрямні діоди призначені для перетворення змінного струму низької частоти (зазвичай менше 50 кГц) в постійний, тобто для випрямлення струму. Їх основними параметрами є максимально допустимий прямий струм $I_{пр\,\max}$ і максимально допустима зворотна напруга $U_{звор\,\max}$. Ці параметри називають граничними – їх перевищення може частково або повністю вивести прилад із ладу.

З метою збільшення граничних параметрів виготовляють діодні стовпи, збірки, матриці, що представляють собою послідовно-паралельне, мостове або інші з'єднання *p*-*n* переходів.

Універсальні діоди слугують для випрямлення струмів в широкому діапазоні частот (до декількох сотень мегагерц). Параметри цих діодів ті ж, що й у випрямних, тільки вводяться ще додаткові: максимальна робоча частота (мГц) і ємність діода (пФ).

Імпульсні діоди призначені для перетворення імпульсного сигналу, застосовуються в швидкодіючих імпульсних схемах. Вимоги, що пред'являються до цих діодів, пов'язані із забезпеченням швидкої реакції приладу на імпульсний характер напруги, що підводиться – малим часом переходу діода з закритого стану у відкритий і назад.

Стабілітрони – це напівпровідникові діоди, падіння напруги на яких мало залежить від струму, що протікає через діод. Призначені для стабілізації напруги.

Варикапи – принцип дії їх засновано на властивості *p*-*n*-переходу змінювати значення бар'єрної ємності при зміні на ньому величини зворотної

напруги. Застосовуються в якості конденсаторів змінної ємності, керованих напругою. У схемах варикапи включаються в зворотному напрямку.

Світлодіоди – це напівпровідникові діоди, принцип дії яких заснований на випромінюванні *p-n*-переходом світла при проходженні через нього прямого струму.

Фотодіоди – зворотний струм цих діодів залежить від освітленості *p-n*-переходу.

Діоди Шотткі – засновані на переході метал-напівпровідник, за рахунок чого мають значно більш високу швидкодію, ніж звичайні діоди.

УГП деяких діодів спеціального призначення наведені на рис. 1.5.

Рисунок 1.5 – УГП різних типів діодів

Транзистор – це напівпровідниковий прилад, призначений для посилення, генерування і перетворення електричних сигналів, а також комутації електричних кіл.

Специфічною особливістю транзистора є здатність підсилювати напругу і струм – за умови включення в відповідне електричне коло, діючі на вході транзистора напруги і струми приводять до появи на його виході напруг і струмів значно більшої величини.

З поширенням цифрової електроніки і імпульсних схем основною властивістю транзистора є його здатність перебувати у відкритому і закритому станах під дією керуючого сигналу.

Свою назву транзистор отримав від скорочення двох англійських слів tran(sfer) (re)sistor – керований резистор. Ця назва не випадково, оскільки під дією прикладеної до транзистора вхідної напруги опір між його вихідними контактами може регулюватися в дуже широких межах.

Класифікація транзисторів:

– за принципом дії: польові (уніполярні), біполярні, комбіновані.

– за значенням розсіюваної потужності: малої, середньої та великої.

– за значенням граничної частоти: низько-, середньо-, високо- і надвисокочастотні.

– за значенням робочої напруги: низько- та високовольтні.

– за функціональним призначенням: універсальні, підсилювальні, ключові та ін.

– за конструктивним виконанням: безкорпусні і в корпусному виконанні, з жорсткими і гнучкими виводами.

Залежно від виконуваних функцій транзистори можуть працювати в трьох режимах:

1) Активний режим – використовується для лінійного посилення електричних сигналів в аналогових пристроях. Опір транзистора змінюється від мінімального до максимального значення – транзистор певною мірою «відкривається» або «закривається».

2) Режим насичення – опір транзистора наближається до нуля. При цьому транзистор практично еквівалентний замкнутому контакту реле.

3) Режим відсічки – транзистор закритий і має високий опір, тобто він еквівалентний розімкненому контакту реле.

Режими насичення і відсічки використовуються в цифрових, імпульсних і комутаційних схемах.

Біполярний транзистор – це напівпровідниковий прилад з двома *p*-*n*-переходами й трьома контактами, що забезпечує посилення потужності електричних сигналів.

У біполярних транзисторах струм обумовлений рухом носіїв заряду двох типів: електронів і дірок, що і визначає їх назву.

На схемах транзистори допускається зображати, як в колі, так і без нього (рис. 1.6). Стрілка вказує напрямок протікання струму в транзисторі.

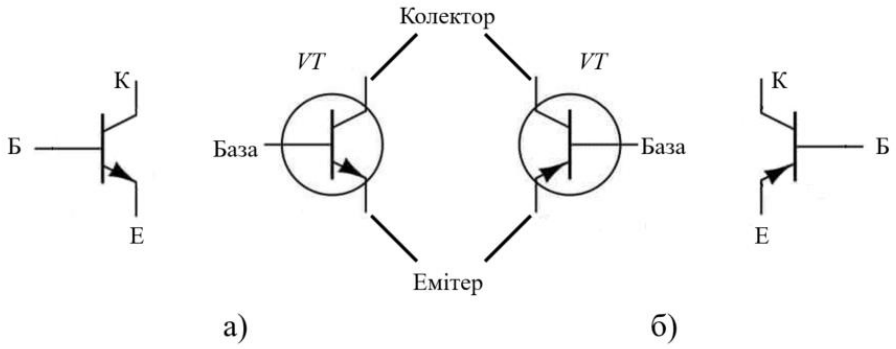


Рисунок 1.6 – УГП транзисторів *n-p-n* (а) і *p-n-p* (б)

Основою транзистора є пластина напівпровідника, в якій сформовані три ділянки з типом провідності, що чергується – електронним і дірковим. Залежно від чергування шарів розрізняють два види структури транзисторів: *n-p-n* (рис. 1.6, а) і *p-n-p* (рис. 1.6, б).

Емітер (Е) – шар, який є джерелом носіїв заряду (електронів або дірок) і створює струм приладу;

Колектор (К) – шар, який збирає носії заряду, що надходять від емітера;

База (Б) – середній шар, що керує струмом через транзистор.

При включенні транзистора в електричне коло, один з його електродів є вхідним (включається джерело вхідного змінного сигналу), інший – вихідним (включається навантаження), третій електрод – загальний щодо входу і виходу. У більшості випадків використовується схема з загальним емітером. На базу подається напруга не більше 1 В, на колектор – більше 1 В, наприклад +5 В, +12 В, +24 В тощо

Тиристор – це напівпровідниковий прилад, що працює в двох стійких станах – низької провідності (тиристор закритий) і високої провідності (тиристор відкритий). Конструктивно тиристор має три або більше *p-n*-переходів і три контакти. Крім анода і катода, в конструкції тиристора передбачений третій електрод, який називається керуючим.

Тиристор призначений для безконтактної комутації (вмикання і вимикання) електричних кіл. Характеризується високою швидкодією і здатністю комутувати струми дуже значної величини (до 1000 А), однак тиристори все одно поступово витісняються комутаційними транзисторами.

Тиристори застосовуються в якості безконтактних перемикачів і керованих випрямлячів в пристроях автоматики і перетворювачах електричного струму. У ланцюгах змінного й імпульсних струмів можна змінювати час перебування тиристора у відкритому стані, а значить, і час протікання струму через навантаження. Це дозволяє регулювати середню потужність, що виділяється в навантаженні.

УГП різних типів тиристорів наведено на рис. 1.7.

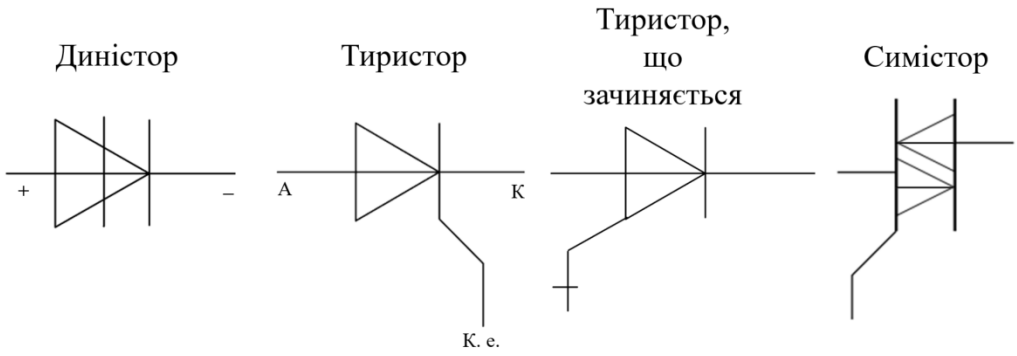


Рисунок 1.7 – УГП різних типів тиристорів

Діністори (двохелектродні) – як і звичайні випрямні діоди, мають анод і катод. Зі збільшенням прямого напруги при певному значенні $U_a = U_{вкл}$ діністор відкривається.

Симістори (симетричні тиристори) – проводять струм в обох напрямках.

Контрольні питання

1. Чим відрізняються напівпровідники від провідників та діелектриків?
2. Поясніть енергетичну діаграму напівпровідника.
3. Опишіть структуру напівпровідників.
4. Що таке енергія іонізації?
5. Які ви знаєте напівпровідникові прилади?
6. Що таке транзистор?
7. Для чого призначено тиристори, діністори і симістори?

2 ОСНОВИ КРИСТАЛОГРАФІЇ ТА КРИСТАЛОФІЗИКИ

Більшість сучасних напівпровідникових матеріалів, у тому числі й композиційних – це кристалічні речовини. Кристал являє собою сукупність правильно розташованих атомів, що утворюють закономірну структуру, яка виникла спонтанно з навколишнього його невпорядкованого середовища.

Причиною, що викликає симетричне розташування атомів є прагнення кристала до мінімуму вільної енергії. Зовнішнім проявом правильної внутрішнього атомної будови кристалічних тіл є огранованні кристали.

У 1669 р данський вчений Н. Стенон виявив закон сталості кутів: кути між відповідними гранями кристала постійні і характерні для даної речовини. Будь-яке тверде тіло складається з взаємодіючих частинок. Цими частинками, в залежності від природи речовини, можуть бути окремі атоми, групи атомів, молекули, іони тощо Відповідно зв'язок між ними буває: атомний (ковалентний), молекулярний (зв'язок Ван-дер-Вальса), іонний (полярний) і металевий.

2.1 Аналіз просторових решіток

При вивченні питання кристалічної будови тіл перш за все необхідно мати чітке уявлення про терміни: «просторова решітка» і «елементарна комірка». Ці поняття використовуються не тільки в кристалографії, а й в цілому ряді суміжних наук для опису, як розташовані в просторі матеріальні частки в кристалічних тілах.

Як відомо, в кристалічних тілах, на відміну від аморфних, матеріальні частинки (атоми, молекули, іони) розташовуються в певному порядку, на певній відстані один від одного.

Просторова решітка – це схема, яка показує розташування матеріальних частинок в просторі. Просторова решітка на рис. 2.1 фактично складається з безлічі однакових паралелепіпедів, які цілком, без проміжків, заповнюють

простір. Матеріальні частки зазвичай розташовуються у вузлах решітки – точках перетину її ребер.

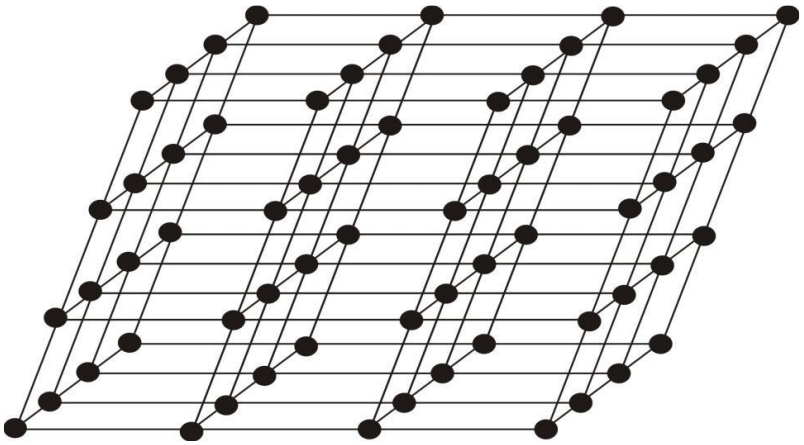


Рисунок 2.1 – Просторова решітка

Елементарна комірка – це найменший паралелепіпед, за допомогою якого можна побудувати всю просторову решітку шляхом безперервних паралельних переносів (трансляцій) в трьох напрямках простору. Вид елементарної комірки представлений на рис. 2.2.

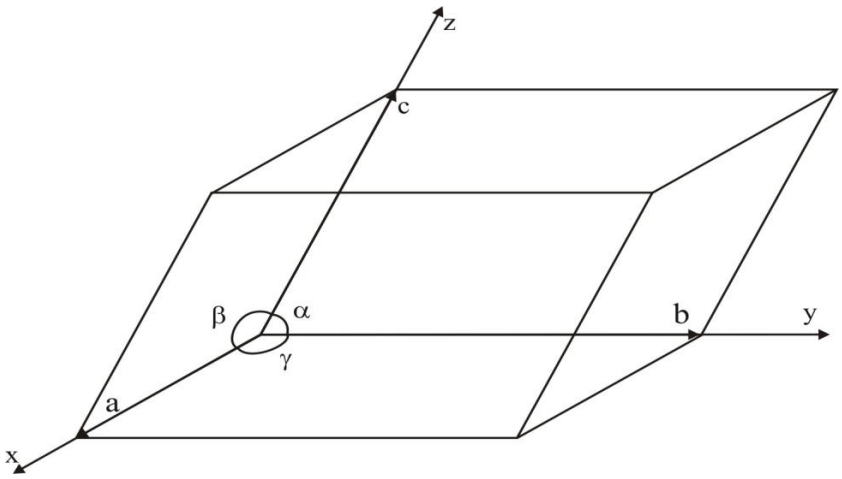


Рисунок 2.2 – Елементарна комірка

Три вектора *a*, *b*, *c*, що є ребрами елементарної комірки, називають векторами трансляції. Їх абсолютна величина (*a*, *b*, *c*) – це періоди решітки, або осьові одиниці. Вводять в розгляд і кути між векторами трансляцій – α (між

векторами b, c), β (між a, c) і γ (між a, b). Таким чином, елементарну комірку визначають шість величин: три значення періодів (a, b, c) і три значення кутів між ними (α, β, γ).

При вивченні уявлень про елементарну комірку слід звернути увагу на те, що величину і напрямок трансляцій в просторової решітці можна вибрати по-різному, тому форма і розміри елементарної комірки будуть різні.

На рис. 2.3 розглянуто двовимірний випадок. Показана плоска сітка решітки і різні способи вибору плоскої елементарної комірки.

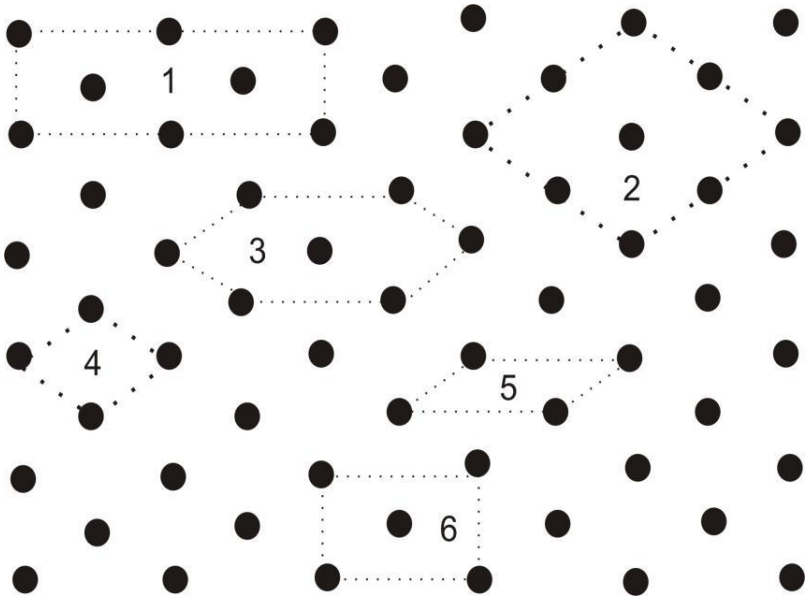


Рисунок 2.3 – Способи вибору елементарної комірки

В середині XIX ст. французький кристалограф О. Браве запропонував такі умови вибору елементарної комірки:

1. Симетрія комірки повинна відповідати симетрії просторової решітки.

2. Число рівних ребер і рівних кутів між ребрами має бути максимальним.

3. При наявності прямих кутів між ребрами їх число повинне бути максимальним.

4. При дотриманні вищевказаних трьох умов обсяг елементарної комірки повинен бути мінімальним.

На підставі цих правил О. Браве довів, що існує тільки 14 типів елементарних комірок, які отримали назву трансляційних, оскільки будуються

вони шляхом трансляції – перенесення. Ці решітки відрізняються одна від одної величиною і напрямком трансляцій, а звідси випливає відмінність у формі елементарної комірки і в числі вузлів з матеріальними частками.

За кількістю вузлів з матеріальними частками елементарні комірки підрозділяються на примітивні і складні. У примітивних комірках Браве матеріальні частинки знаходяться тільки в вершинах, в складних – в вершинах і додатково всередині або на поверхні комірки.

До числа складних комірок відносяться об'ємноцентрована *I*, гранецентрована *F* і базоцентрована *C*. На рис. 2.4 показані елементарні комірки Браве. На перехрестях пунктирних ліній розташовані додаткові вузли.

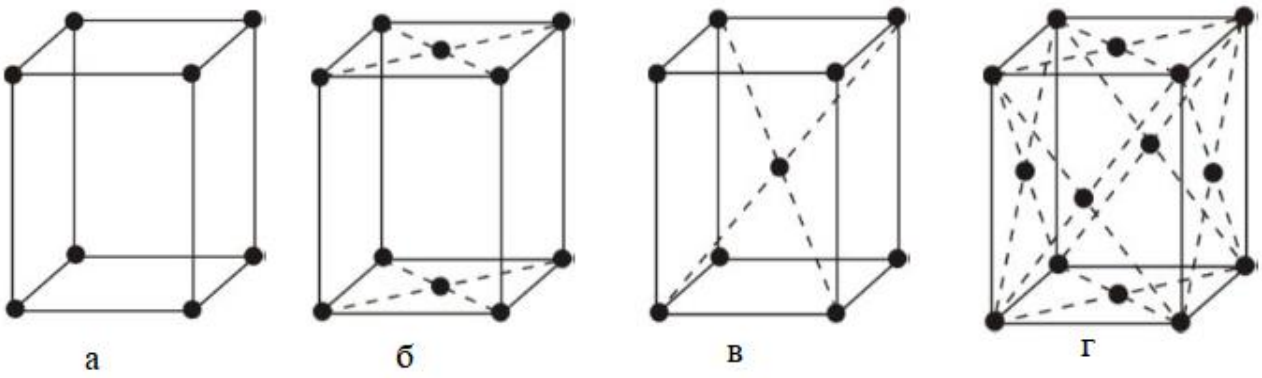


Рисунок 2.4 – Елементарні комірки Браве: а – примітивна; б – базоцентрована; в – об'ємноцентрована; г – гранецентрована

Залежно від форми, всі комірки Браве розподіляються на 7 кристалічних систем (сингоній). Слово «сингонія» означає згіднокутованість (від грец. σύν – «відповідно до, разом, поруч», і γωνία – «кут»). Кожній сингонії відповідають певні елементи симетрії. У табл. 2.1 вказані співвідношення між періодами решітки *a*, *b*, *c* і осьовими кутами *α*, *β*, *γ* для кожної сингонії.

На рис. 2.5 представлені всі чотирнадцять типів елементарних комірок Браве, розподілених по сингоніям.

У складних комірках матеріальні частинки укладені більш щільно, ніж в примітивних, більш повно заповнюють обсяг комірки, більше пов'язані одна з одною. Для характеристики цього вводять поняття про координаційні числа.

Таблиця 2.1 – Характеристики сингоній кристалів

Сингонії	Співвідношення між періодами решітки і кутами
Триклинна	$a \neq b \neq c$, $\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^o$
Моноклінна	$a \neq b \neq c$, $\alpha = \gamma = 90^o \neq \beta$
Ромбічна	$a \neq b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^o$
Тетрагональна	$a = b \neq c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^o$
Гексагональна	$a = b \neq c$, $\alpha = \beta = 90^o$, $\gamma = 120^o$
Ромбоедрична	$a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma \neq 90^o$
Кубічна	$a = b = c$, $\alpha = \beta = \gamma = 90^o$

Під координаційним числом атома розуміють число найближчих сусідніх атомів. Якщо мова йде про координаційне число іона, то мається на увазі число найближчих до нього іонів протилежного знаку. Чим більше координаційне число, тим з більшим числом атомів або іонів пов'язаний даний, тим більше місця зайнято частинками, тим компактніше решітка.

2.2 Кристалографічні індекси

В кристалографії часто доводиться описувати взаємне розташування окремих площин кристала, його напрямків, для чого зручно користуватися кристалографічними індексами. Кристалографічні індекси дають уявлення про розташування площин або напрямків відносно системи координат. При цьому не має значення, використовується прямокутна чи косокутна система координат, однакові чи різні масштабні відрізки по координатним осях. Уявімо собі ряд паралельних площин, що проходять через однакові вузли просторової решітки. Ці площини розташовані на однаковій відстані одна від одної (рис. 2.6). Вони однаково орієнтовані в просторі і тому характеризуються однаковими індексами.

Виберемо з цього сімейства якусь площину і розглянемо відрізки, які площина відсікає по координатним осях (координатні осі *x*, *y*, *z* зазвичай поєднують з ребрами елементарної комірки, масштаб по кожній осі вибирають рівним відповідній осьовій одиниці – періоду *a*, *b* або *c*).

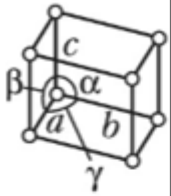
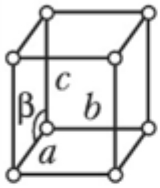
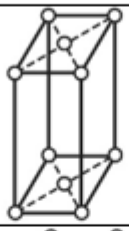
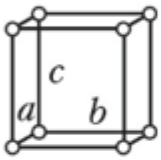
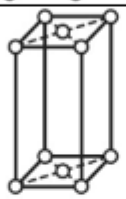
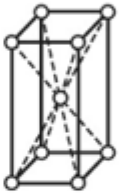
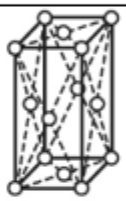
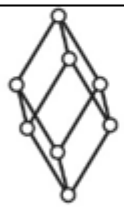
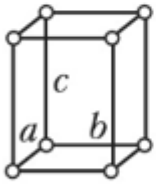
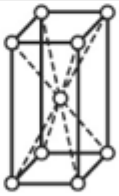
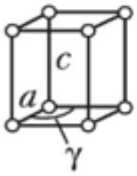
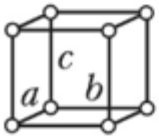
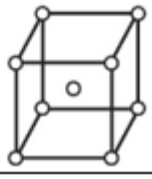
Сингонія	Тип ґратки			
	Примітивна	Базоцентрована	Об'ємноцентрована	Гранецентрована
Триклинна				
Моноклинна				
Ромбічна				
Тригональна				
Тетрагональна				
Гексагональ-на				
Кубічна				

Рисунок 2.5 – Типи елементарних комірок Браве

Кристалографічні індекси площини (індекси Міллера, за ім'ям валлійського мінералога В. Міллера) – це три найменших цілих числа, які обернено пропорційні числу осьових одиниць, що відсікаються площиною на координатних осях.

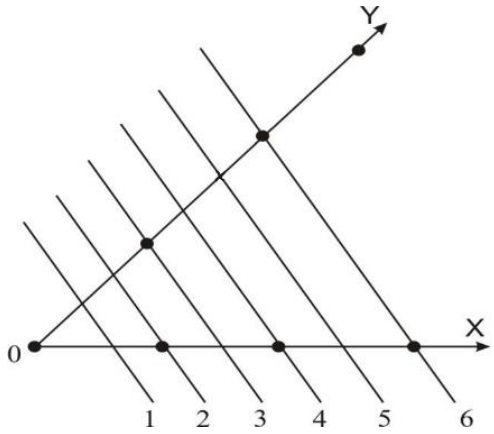


Рисунок 2.6 – Визначення кристалографічних індексів сімейства паралельних площин

Індекси площини позначають буквами *h*, *k*, *l* і записують підряд в круглих дужках: (*hkl*). Індексами (*hkl*) характеризуються всі площини сімейства паралельних площин. Цей символ означає, що сімейство паралельних площин розсікає осьову одиницю уздовж осі *x* на *h* частин, уздовж осі *y* на *k* частин і вздовж осі *z* на *l* частин. При цьому площина, найближча до початку координат, відсікає на координатних осях відрізки 1/*h* (по осі *x*), 1/*k* (по осі *y*), 1/*l* (по осі *z*).

Порядок знаходження кристалографічних індексів площини такий.

1. Знаходимо відрізки, що відсікаються площиною на координатних осях, вимірюючи їх в осьових одиницях.

2. Беремо зворотні значення цих величин.

3. Наводимо відношення отриманих чисел до відношення трьох найменших цілих чисел.

4. Отримані три числа укладаємо в круглі дужки.

Приклад. Знайти індекси площини, яка відсікає на координатних осях такі відрізки: 1/2; 1/4; 1/4. Оскільки довжини відрізків виражені в осьових одиницях, маємо 1/*h* = 1/2; 1/*k* = 1/4; 1/*l* = 1/4. Знаходимо зворотні значення і беремо їх відношення: *h* : *k* : *l* = 2 : 4 : 4.

Скоротивши на два, отримуємо відношення знайдених величин до відношення трьох найменших цілих чисел: *h* : *k* : *l* = 1 : 2 : 2. Індекси площини записуємо в круглих дужках поспіль, без коми: (122). Вони читаються порізно – «один, два, два».

Якщо площина перетинає кристалографічну вісь у від'ємному напрямку, над відповідним індексом зверху ставиться знак «мінус». Якщо площина паралельна будь-якої координатної осі, то в символі площини індекс, що відповідає цій осі, дорівнює нулю. Наприклад, символ (*hk*0) означає, що площина перетинається з віссю *z* в нескінченності.

Площини, що відтинають на кожній осі по рівному числу осьових одиниць, позначаються як (111). У кубічній сингонії їх називають площинами октаедра, оскільки система цих площин, рівновіддалених від початку координат, утворює восьмигранник – октаедр (рис. 2.7).

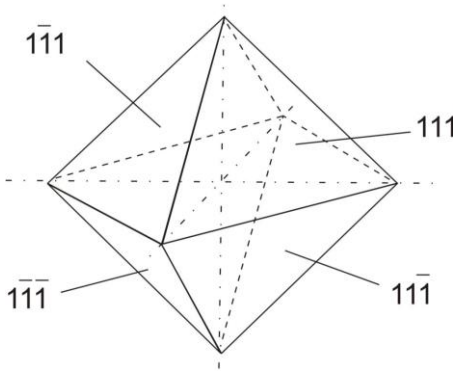


Рисунок 2.7 – Октаедр

Площини, що відсікають по двох осях рівне число осьових одиниць і паралельні третій осі (наприклад, осі *z*) позначаються (110). У кубічній сингонії подібні площини називають площинами ромбічного додекаедру, оскільки система площин типу (110) утворює дванадцятигранник (додека – дванадцять), кожна грань якого – ромб (рис. 2.8).

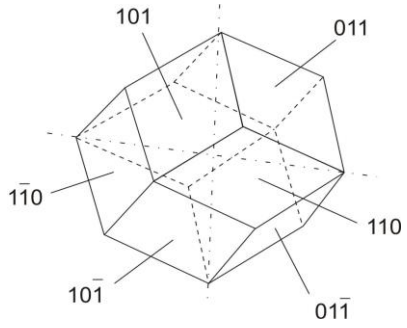


Рисунок 2.8 – Ромбічний додекаедр

Площини, що перетинають одну вісь і паралельні двом іншим (наприклад, осям *y* і *z*), позначають (100) і називають в кубічній сингонії площинами куба, тобто система подібних площин утворює куб.

2.3 Поняття про класи симетрії

Кожен кристалічний багатогранник має набір елементів симетрії. Поєднуючись один з одним, елементи симетрії кристала обов'язково перетинаються, і при цьому можлива поява нових елементів симетрії.

Число сполучень елементів симетрії один з одним в кристалах обмежене. Всі можливі сполучення елементів симетрії в кристалах виводяться строго математично, беручи до уваги відомі з кристалографії теореми додавання елементів симетрії.

Повний набір елементів симетрії, властивих даному кристалу, називається його класом симетрії. Строгий математичний аналіз показує, що всі можливі для кристалічних багатогранників поєднання елементів симетрії вичерпуються тридцятьма двома класами симетрії. Більш детально про основи кристалографії та кристалофізики можна почитати у [1, 3].

Контрольні питання

1. Що таке просторова решітка?
2. Що таке елементарна комірка?
3. Які бувають типи елементарних комірок Браве?
4. Яка умова вибору елементарної комірки?
5. Що таке координаційне число?
6. Що таке кристалографічні індекси та як вони розраховуються?
7. Що таке міжплощинна відстань?

3 ЕЛЕМЕНТИ ЗОННОЇ ТЕОРІЇ ТВЕРДОГО ТІЛА

Теорію електро- та теплопровідності твердих речовин, зокрема металів, намагалися побудувати давно. Однак, незважаючи на те, що нею займалися найвидатніші фізики XIX століття (наприклад, Х. Лоренц), тривалий час вдавалося отримати лише окремі розрізнені результати, причому не кількісні, а якісні. Як з'ясувалося вже в XX сторіччі, головною причиною незадовільності класичної теорії електропровідності твердих тіл було те, що в ній не враховувалися квантові властивості електрона. Ці властивості були виявлені при вивченні будови атомів і руху мікрочастинок в силових полях, що призвело до створення на початку двадцятого століття квантової або хвильової механіки. Відповідно до цієї квантової теорії, поведінка мікрочастинок в порівнянні з поведінкою макрочасток відрізняється рядом особливостей.

1. Рух мікрочастинок має ймовірнісний характер, тобто не можна точно вказати траєкторію частинки, а можна тільки розрахувати ймовірність її знаходження в різних областях простору.

2. Ймовірність знаходження частинки в різних областях залежить від сил, що діють на неї, від типу частинки і розраховується за допомогою рівняння Шрьодінгера.

3. Такі характеристики як енергія, імпульс, момент імпульсу і ін. не можуть бути довільними, а мають лише певні (дискретні) значення.

Якщо застосувати квантову механіку до електронів в твердих тілах, де на них чинять силовий вплив атоми й іони, розташовані строго впорядковано в вузлах кристалічної решітки, можна отримати ряд висновків про поведінку електронів. Німецький фізик А. Зоммерфельд, російський фізик Я. Френкель та інші розробили на цій основі квантову теорію твердих тіл, яка пояснила наявні протиріччя класичної теорії і передбачила ряд нових явищ. Цю теорію називають зонної теорією твердих тіл, вона призводить до ряду важливих висновків та принципів.

1. *Принцип дискретності енергій електрона*. Електрон в твердому тілі не може мати довільну енергію, його повна енергія повинна дорівнювати величині, яка визначається з дискретного ряду негативних значень. Цей ряд можливих значень енергій електрона називають енергетичними рівнями. Якщо електрон має енергію будь-якого рівня, то умовно говорять, що електрон знаходиться на цьому рівні.

2. *Принцип зонної структури енергетичних рівнів*. Енергія електронів може приймати дискретні значення в межах областей, що називаються дозволеними енергетичними зонами. Кожна така зона вміщує в себе стільки дискретних рівнів, скільки атомів містить кристал. Інтервали між дозволеними зонами називаються забороненими енергетичними зонами, ці значення енергій електрони мати не можуть. Як кажуть фізики, електрони можуть знаходитися в дозволених зонах і не можуть перебувати в заборонених. У металів, діелектриків та напівпровідників структура, ширина зон і їх заповнюваність електронами істотно розрізняються, що веде до різниці їх властивостей.

3. *Принцип Паулі*. В одній і тій же системі визначені значення енергії та моменту імпульсу може в будь-який момент мати лише один електрон. Звідси випливає, що на одному енергетичному рівні одночасно може перебувати не більше двох електронів, причому власні моменти імпульсів (спіни) цих двох електронів повинні бути антипаралельні.

4. *Принцип мінімуму енергії*. При відсутності зовнішнього впливу електрони в твердому тілі прагнуть так розподілитися по рівнях, щоб їх сумарна енергія була мінімальна.

З точки зору квантової механіки, електрони в твердому тілі знаходяться під силовим впливом електричного поля позитивних іонів тіла, що знаходяться в вузлах кристалічної решітки. Потенційну енергію взаємодії електрона з іонами можна описати за допомогою моделі так званої «потенційної ями». Якщо поза тілом потенційну енергію електрона E_n вважати нульовою, то всередині тіла вона буде негативною, оскільки для виходу електрона з тіла необхідно затратити роботу, яка називається роботою виходу A. Таким чином, можна вважати, що всі вільні електрони в твердому тілі знаходяться всередині «потенційної ями», в

якій, починаючи від її дна, розташовані дозволені енергетичні рівні, попарно заповнені електронами з протилежними спінами. При розподілі за рівнями електрони прагнуть зайняти найнижчі енергетичні рівні, тому що стан з мінімальною енергією є найбільш стійким (енергетично вигідним). Згідно з принципом Паулі (сформульованим німецьким фізиком В. Паулі), всі електрони не можуть перебувати на одному рівні з мінімальною енергією, тому вони розподіляються за рівнями, починаючи з нижчого. Верхній зайнятий електронами рівень при температурі $T = 0$ називається рівнем Фермі (рис. 3.1) або енергією Фермі (на ім'я італійського фізика Е. Фермі) і позначається відповідно F або E_F (залежно від того, чи варто підкреслити його енергетичний характер). Далі обидва ці позначення у посібнику будуть використовуватися як синоніми.

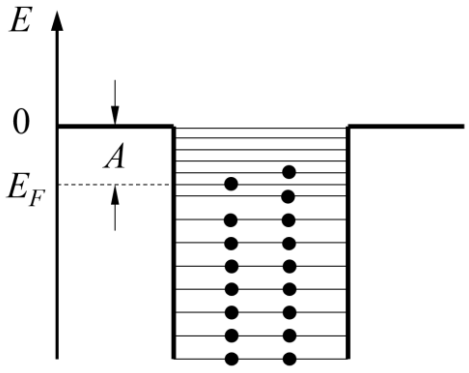


Рисунок 3.1 – Модель потенційної ями в квантовій теорії твердого тіла

Середня відстань між сусідніми енергетичними рівнями електронів провідності надзвичайно мала, близько 10^{-22} еВ, причому поблизу дна «ями» вона більша, ніж поблизу рівня Фермі. Робота виходу електронів дорівнює мінімальній енергії, яку треба передати електрону, щоб він вийшов за межі твердого тіла, тобто перейшов в стан з нульовою енергією. Очевидно, що вона дорівнює різниці потенційних енергій $E_n = 0$ і рівня Фермі E_F, тобто $A = E_n - E_F$ або $A = -E_F$. Таким чином, згідно квантової теорії всі електрони не можуть знаходитися на дні «ями» навіть при температурі $T = 0$ К. Вони змушені підійматися вгору по «енергетичних сходинках». Рівень Фермі тим вище, чим більше щільність електронного газу в металі.

З квантової теорії випливає, що середнє число електронів $\langle n_i \rangle$, що заселяють певний енергетичний рівень з потенційною енергією E_i, підпорядковується розподілу Фермі-Дірака (П. Дірак – англійський фізик, один з основоположників квантової механіки):

$$\langle n_i \rangle = \frac{2}{e^{(E_i - E_F)/kT} + 1}, \tag{3.1}$$

де $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж·К$^{-1}$ – стала Больцмана. Двійка у чисельнику з'являється завдяки тому, що згідно з вищезазначеним принципом Паулі, електрон у кожному стані може мати два значення спіну (+1/2 та –1/2).

Графік залежності $\langle n_i \rangle$ від E_n представлений на рис. 3.2. При $T = 0$ він має ступінчатий характер. Якщо $E_i < E_F$ $\langle n_i \rangle = 2$, тобто енергетичні рівні нижче рівня Фермі заселені повністю, по два електрони на кожному. При $E_i > E_F$ $\langle n_i \rangle = 0$, тобто рівні вище рівня Фермі не заселені (рис. 3.2, а). При незначному підвищенні температури ($T > 0$) функція розподілу Фермі-Дірака стає безперервною, але швидко спадає від 2 до 0 у вузькій області поблизу E_F (рис. 3.2, б). Це означає, що лише невелика кількість електронів з енергією, близькою до E_F, може перейти на енергетичні рівні з більшою енергією, ніж E_F, тобто надбати додаткову енергію і відірватися від атомів.

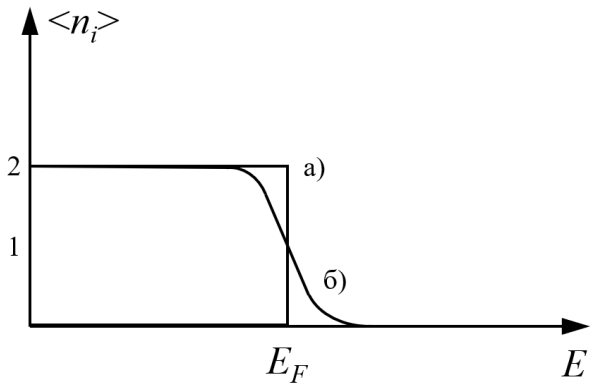


Рисунок 3.2 – Розподіл Фермі-Дірака: а) $T = 0$; б) $T > 0$

Звідси випливає, що при передачі твердому тілу теплової енергії лише невелика частина всіх електронів атома бере участь в тепловому русі: це

електрони, що перебували на зовнішніх оболонках атомів і були слабо пов'язані з ядрами. Їх називають тепловими або електронами провідності. Основна частина електронів знаходиться на внутрішніх оболонках атома, і для їх відриву необхідно затратити набагато більше енергії, ніж передається зазвичай при теплопередачі. У термінах квантової зонної теорії твердого тіла, це пояснюється тим, що електрони, що знаходяться на рівнях, близьких до рівня Фермі, при отриманні навіть невеликої теплової енергії можуть перейти на незайняті енергетичні рівні з високими енергіями. Основна ж частина електронів знаходиться в станах з меншими енергіями, і поблизу від займаних ними енергетичних рівнів немає вільних рівнів, на які ці електрони могли б переходити, збільшуючи свою енергію при теплопередачі.

Квантова теорія твердих тіл змогла пояснити суперечності експериментів з класичною теорією. Наприклад, загальна теплоємність металів дійсно повинна бути $C = 3R$ ($R = 8{,}31$ Дж/К·моль – універсальна газова стала [4]), оскільки внаслідок малого числа теплових електронів, електронна складова теплоємності металів дуже мала і визначається теплоємністю атомів, що коливаються. Тому молярна теплоємність металів мало відрізняється від молярної теплоємності інших одноатомних твердих тіл (діелектриків, напівпровідників) і дорівнює приблизно 25 Дж/К·моль.

При розрахунках питомої провідності металів в класичній і в квантовій теорії було отримано одну й ту ж формулу, в якій електропровідність σ пропорційна середній довжині вільного пробігу λ електрона. Щоб експериментальні дані відповідали теоретичним значенням σ, величина λ повинна становити сотні міжвузлових відстаней в решітці, що не відповідає поняттям класичної теорії. У квантовій теорії електропровідності електрон поряд з властивостями частинки має хвильові властивості, а для хвиль вузли решітки не є жорсткою перешкодою: хвилі огинають ці вузли і поширюються на значні відстані.

З підвищенням температури зростає розсіювання електронних хвиль тепловими коливаннями решітки, довжина вільного пробігу зменшується й

електропровідність металу знижується, при цьому опір R виявляється пропорційним температурі, як і в експериментах.

Структура групування енергетичних рівнів в зони у різних типів твердих тіл істотно відрізняється і залежить від атомів (молекул), з яких складається тіло. Це пов'язано з тим, що, згідно з квантовою теорією атомів, електрони ізольованого атома також розподілені по дискретних енергетичних рівнях. У твердих тілах, де атоми розташовані близько один від одного, на електрони роблять значний вплив сили взаємодії з боку всіх атомів, і тому число енергетичних рівнів (тобто число різних дозволених значень енергії електронів) зростає. В результаті цього енергетичні рівні електронів в атомі твердого тіла «розщеплюються». Замість кожного енергетичного рівня ізольованого атома, в твердому тілі, що містить N взаємодіючих атомів, виникає N прилеглих рівнів, згрупованих в енергетичні зони.

На рис. 3.3 показано розщеплення рівнів енергії ізольованих атомів в залежності від відстані r між ними. Більше розщеплюються рівні зовнішніх, валентних електронів, слабо зв'язаних з атомом, і більш високі, незаповнені електронами, рівні. Енергія зовнішніх електронів може набувати дискретних значень в межах областей, що називаються дозволеними енергетичними зонами.

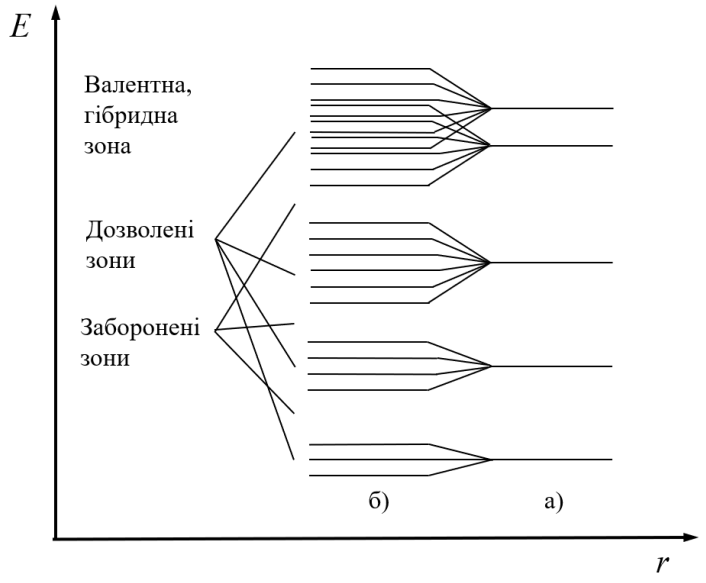


Рисунок 3.3 – Схема розщеплення енергетичних рівнів ізольованого атома (а) і утворення зон у твердому тілі (б) при зменшенні відстані r між атомами

Кожна така зона вміщає в себе стільки прилеглих дискретних рівнів, скільки атомів містить кристал. Чим більше в кристалі атомів, тим тісніше розташовані рівні в зоні. Відстань між сусідніми рівнями ~ 10^{-22} – 10^{-23} еВ. Ширина дозволених енергетичних зон зазвичай вимірюється кількома електронвольтами.

Електричні властивості металів, діелектриків та напівпровідників залежать від заповнюваності дозволених зон електронами, положення рівня Фермі і ширини заборонених зон. Залежно від заповнюваності електронами дозволені зони умовно ділять на вільні (без електронів), повністю заповнені (на всіх рівнях є електрони) і частково заповнені.

Особливо важливе значення для властивостей твердих тіл має валентна зона. Валентна зона – це енергетична зона, яка виникла з того рівня, на якому знаходяться валентні електрони в основному стані атома.

В металах валентна зона не повністю заповнена електронами, рівень Фермі знаходиться в межах цієї зони (рис. 3.4). Найвищий енергетичний рівень, зайнятий електронами при $T = 0$ К називається рівнем Фермі для виродженого електронного газу. Щоб електрони перейшли на більш високі енергетичні рівні цієї ж зони, досить невеликої енергії теплового руху або електричного поля. Наприклад, при $T = 1$ К енергія теплового руху $kT >> 10^{-4}$ еВ, що набагато більше різниці енергій сусідніх рівнів зони. Можливість вільного нарощування енергії електронів при їх переходах між рівнями в валентній зоні відповідає можливості відриву електронів від атомів і вільного переміщення їх по металу, що обумовлює хорошу провідність і теплопровідність металів. Валентну зону металу називають зоною провідності.

Величини забороненої зони ΔE для різних металів різні, наприклад, у лужноземельних елементів (Be, Mg, Ca, ...) верхня вільна і валентна зони перекриваються, утворюючи «гібридну» зону, частково заповнену валентними електронами (рис. 3.4, а). Металеві властивості лужноземельних елементів, їх добра електропровідність обумовлені тим, що в результаті перекривання зон валентним електронам для переміщення надається більше близько розташованих вакантних енергетичних рівнів. Для електронів цієї зони досить дуже малого

теплового збудження, щоб вони почали переміщатися по рівням «гібридної зони».

У діелектриках і напівпровідниках валентна зона повністю заповнена електронами, а рівень Фермі знаходиться всередині забороненої зони (рис. 3.4, б, в). Відмінність їхніх електричних властивостей визначається шириною забороненої зони ΔE.

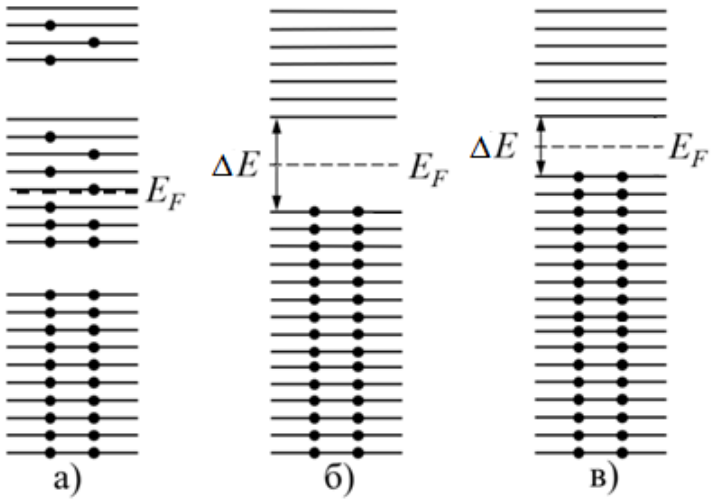


Рисунок 3.4 – Енергетичні зони: а) в металі; б) в діелектрику; в) в напівпровіднику

У напівпровідників величина ΔE дорівнює кільком десятим електронвольта (рис. 3.4, в). При температурі, близькій до 0 К, напівпровідник поводить себе як діелектрик, тому що електрони не можуть перейти з валентної у вільну зону. Однак досить енергії теплового збудження, щоб перекинути їх до вільної зони. Ці електрони й електрони, що залишилися в валентній зоні, отримують можливість переходу між рівнями своїх зон. Отже, електрична провідність напівпровідника збільшується з ростом T. Вільна зона, в яку переходять електрони, називається зоною провідності.

У діелектриків ширина забороненої зони дорівнює кільком електронвольтам, тобто значно більше, ніж у напівпровідника (рис. 3.4, б). Тому тепловий вплив не може перекинути електрони з валентної у вільну зону, і кристал залишається діелектриком при всіх реальних температурах. При дуже

високих температурах або електричних полях такий перехід стає можливим, але при цьому відбувається руйнування діелектрика, це явище називають пробоєм (див. розділ 7).

Таким чином, квантова теорія з єдиної точки зору пояснює властивості провідників (металів), напівпровідників і діелектриків (ізоляторів), зокрема, експериментальні залежності від температури їхніх питомих опорів ρ, пов'язаних з питомою провідністю співвідношенням $\rho = 1/\sigma$ (рис. 3.5).

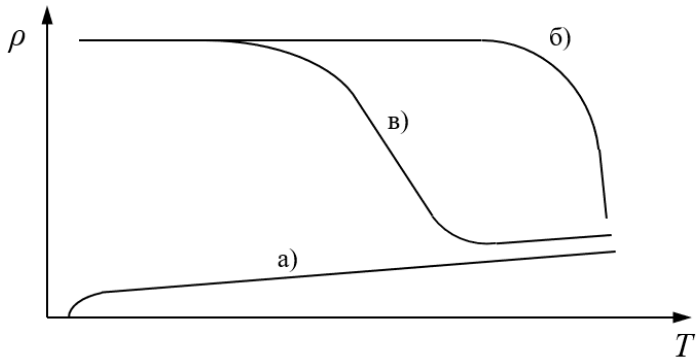


Рисунок 3.5 – Залежність питомого опору від температури для: а) металів; б) діелектриків; в) напівпровідників

Контрольні питання

1. Який характер має рух мікрочастинок?

2. Від чого залежить ймовірність знаходження частинки в різних енергетичних станах?

3. Опишіть принцип дискретності енергій електрона.

4. Сформулюйте принцип Паулі.

5. Опишіть утворення зонної структури енергетичних рівнів.

6. Що таке розподіл Фермі-Дірака?

7. Що таке заборонена зона?

4 ДОМІШКОВІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ. СТАТИСТИКА НОСІЇВ ЗАРЯДУ

4.1 Домішкові напівпровідники

Провідність напівпровідників, обумовлена домішками, називається домішковою провідністю, а самі напівпровідники – домішковими напівпровідниками. Домішкова провідність обумовлена атомами сторонніх елементів, а також дефектами типу надлишкових атомів, тепловими (порожні вузли або атоми в міжвузлях) і механічними (тріщини, дислокації тощо) дефектами. Наявність в напівпровіднику домішки істотно змінює його провідність. Наприклад, при введенні в кремній приблизно 0,001 атомних відсотків бору його провідність збільшується приблизно в 10^6 разів! Процес введення домішки в напівпровідник називається легуванням.

Домішкову провідність напівпровідників розглянемо на прикладі германію або кремнію, в які вводяться атоми з валентністю, відмінною від валентності основних атомів на одиницю. Наприклад, при заміщенні атома германію п’ятивалентного атомом миш’яку (рис. 4.1, а) один електрон не може утворити ковалентного зв’язку, він виявляється зайвим і може легко від’єднатися від атома при теплових коливаннях ґратки, тобто стати вільним. Поява вільного електрона не супроводжується порушенням ковалентного зв’язку; отже, дірка не виникає. Надлишковий позитивний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв’язаний з атомом домішки, тому переміщатися по решітці не може.

З точки зору зонної теорії розглянутий процес можна представити в такий спосіб (рис. 4.1, б). Введення домішки спотворює поле кристалічної решітки, що призводить до виникнення в забороненій зоні енергетичного рівня D валентних електронів миш’яку (домішкового рівня). Для германію з домішкою миш’яку цей рівень розташовується на відстані ΔE_D = 0,013 еВ від дна зони провідності. Оскільки $\Delta E_D < kT$, то вже при звичайних температурах енергія теплового руху достатня для того, щоб перекинути електрони домішкового рівня в зону

провідності; позитивні заряди, що утворюються при цьому, локалізуються на нерухомих атомах миш'яку і в провідності участі не беруть.

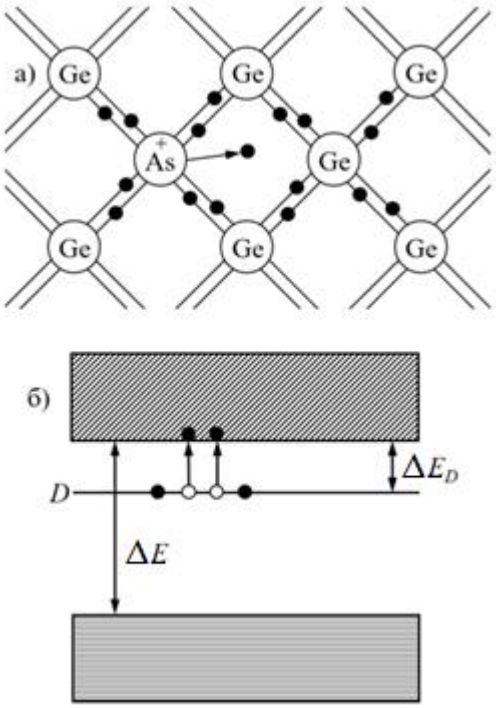


Рисунок 4.1 – а) заміщення атома германію п'ятивалентним атомом миш'яку; б) той самий процес на зонній діаграмі

Таким чином, в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю більше валентності основних атомів, носіями струму є електрони; виникає електронна домішкова провідність (провідність *n*-типу). Напівпровідники з такою провідністю називаються електронними (або напівпровідниками *n*-типу). Домішки, які є джерелом електронів, називаються донорами, а енергетичні рівні цих домішок – донорними рівнями.

Припустімо тепер, що в решітку кремнію введено домішковий атом з трьома валентними електронами, наприклад, бор (рис. 4.2, а). Для утворення зв'язків з чотирма найближчими сусідами у атома бору не вистачає одного електрона, один зі зв'язків залишається неукомплектованим, і четвертий електрон може бути захоплений ним від сусіднього атома основної речовини, де відповідно утворюється дірка. Послідовне заповнення утворених дірок електронами еквівалентно руху дірок в напівпровіднику, тобто дірки не

залишаються локалізованими, а переміщуються в решітці кремнію як вільні позитивні заряди. Надлишковий негативний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв'язаний з атомом домішки і по решітці переміщатися не може.

За зонною теорією, введення тривалентної домішки в ґратку кремнію призводить до виникнення в забороненій зоні домішкового енергетичного рівня A, що не зайнятий електронами. У разі кремнію з домішкою бору цей рівень розташовується вище верхнього краю валентної зони на відстані ΔE_A = 0,08 еВ (рис. 4.2, б). Близькість цих рівнів до валентної зони призводить до того, що вже при порівняно низьких температурах електрони з валентної зони переходять на домішкові рівні і, зв'язуючись з атомами бору, втрачають здатність переміщатися по решітці кремнію, тобто в провідності участі не беруть. Носіями струму є лише дірки, що виникають у валентній зоні.

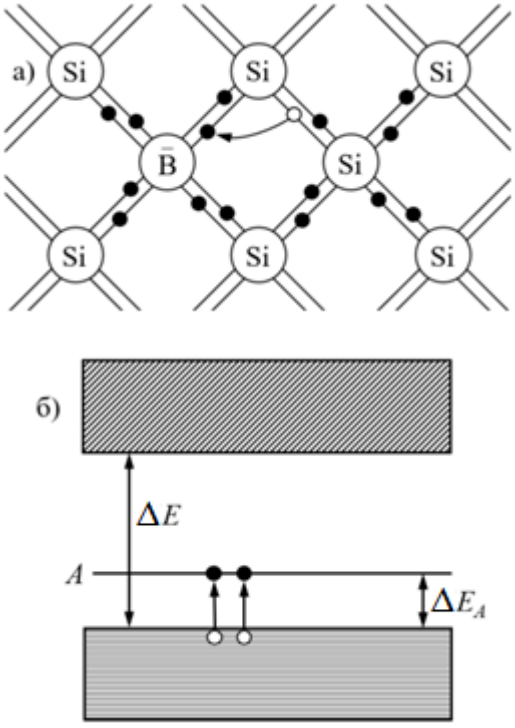


Рисунок 4.2 – а) в решітку кремнію введено домішковий атом з трьома валентними електронами; б) відповідний домішковий рівень на зонній діаграмі

Таким чином, в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю менше валентності основних атомів, носіями струму є дірки; виникає діркова провідність (провідність p-типу). Напівпровідники з такою провідністю

називаються дірковими (або напівпровідниками *p*-типу). Домішки, що захоплюють електрони з валентної зони напівпровідника, називаються акцепторами, а енергетичні рівні цих домішок – акцепторними рівнями.

На відміну від власної провідності, що здійснюється у рівній мірі як електронами, так і дірками, домішкова провідність напівпровідників зумовлена в основному носіями одного знака: електронами – у разі донорної домішки, дірками – в разі акцепторної. Ці носії струму називаються основними. Крім основних носіїв в напівпровіднику є і неосновні носії: в напівпровідниках *n*-типу – дірки, в напівпровідниках *p*-типу – електрони.

Наявність домішкових рівнів істотно змінює положення рівня Фермі E_F. Розрахунки показують, що в разі напівпровідників *n*-типу рівень Фермі E_{F0} при 0 К розташований посередині між дном зони провідності і донорним рівнем (рис. 4.3, а), З підвищенням температури все більше електронів переходить з донорних станів у зону провідності, але, крім цього, зростає й число теплових флуктуацій, здатних перекидати електрони з валентної зони через заборонену зону енергій. Тому при високих температурах рівень Фермі має тенденцію зміщуватися вниз (суцільна крива) до свого граничного стану в середині забороненої зони, характерного для власного напівпровідника.

Рівень Фермі в напівпровідниках *p*-типу при 0 К розташовується посередині між стелею валентної зони і акцепторним рівнем (рис. 4.4, б). Суцільна крива показує його зміщення з температурою. Для температур, при яких домішкові атоми виявляються повністю виснаженими, і збільшення концентрації носіїв відбувається за рахунок появи власних носіїв, рівень Фермі розташовується посередині забороненої зони, як у власному напівпровіднику.

Провідність домішкового напівпровідника, як і провідність будь-якого провідника, визначається концентрацією носіїв і їх рухливістю. Зі зміною температури рухливість носіїв змінюється за порівняно слабким степеневим законом, а концентрація носіїв – за експоненціальним законом, тобто, дуже сильно. Тому залежність провідності домішкових напівпровідників від температури визначається в основному температурною зміною концентрації носіїв струму в ньому. На рис. 4.4 наведено приблизний графік залежності

логарифма питомої провідності $\ln \sigma$ від $1/T$ для домішкових напівпровідників. Ділянка AB описує домішкову провідність напівпровідника. Зростання домішкової провідності напівпровідника з підвищенням температури обумовлено в основному зростанням концентрації домішкових носіїв. Ділянка BC відповідає області виснаження домішок. Ділянка CD утворена явищами власної провідності напівпровідника.

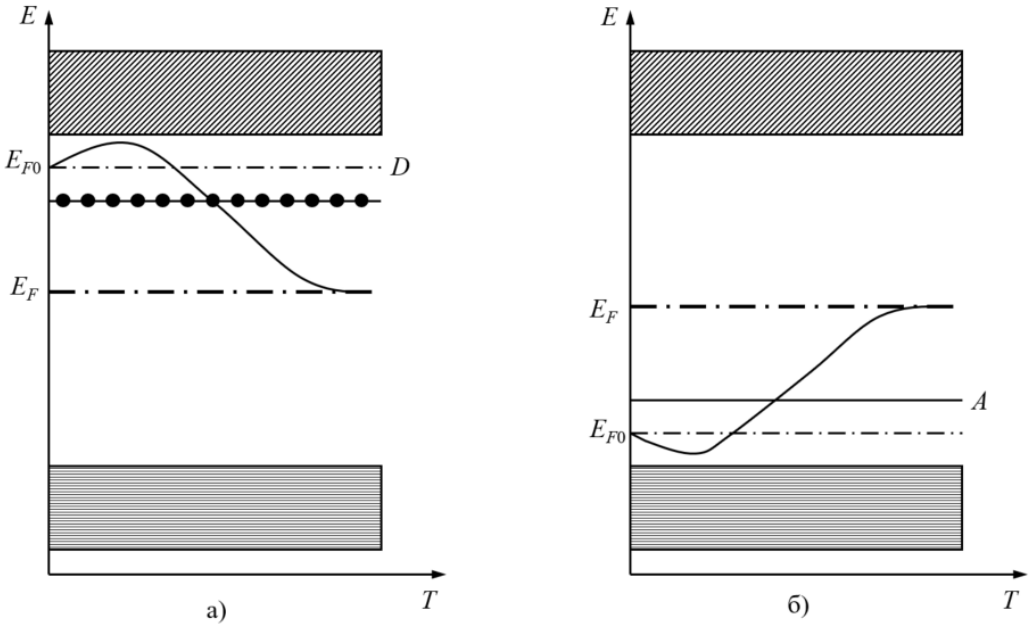


Рисунок 4.3 – Залежність положення рівня Фермі E_{F0} від температури в напівпровідниках *n*-типу (а) та *p*-типу (б)

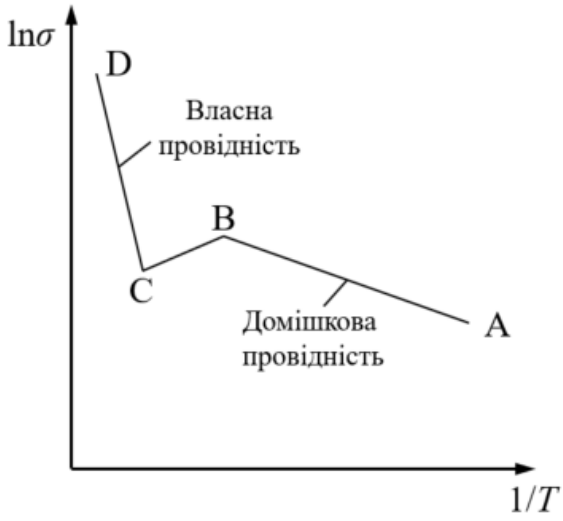


Рисунок 4.4 – Графік залежності логарифма питомої провідності $\ln \sigma$ від $1/T$ для домішкових напівпровідників

4.2 Статистика електронів і дірок в напівпровідниках

Рівноважними називаються фізичні процеси, що відбуваються в тілах, які не піддаються зовнішнім впливам. У стані термодинамічної рівноваги для певного кристала при заданій температурі існує певний розподіл електронів і дірок по енергіях, а також значенням їх концентрації. Обчислення концентрацій основних і неосновних носіїв заряду становить головне завдання статистики електронів і дірок в кристалах.

4.2.1 Концентрація носіїв заряду і положення рівня Фермі

Електрони, як частинки, що мають напівцілий спін, описуються статистикою Фермі-Дірака. Ймовірність того, що електрон при температурі T перебуватиме в квантовому стані з енергією E, є функцією:

$$f\left(E,T\right)=\frac{1}{1+\exp\left(\dfrac{E-F}{kT}\right)}. \qquad (4.1)$$

Тут F – електрохімічний потенціал, або рівень Фермі. З (4.1) видно, що рівень Фермі можна визначити також як енергію такого квантового стану, ймовірність заповнення якого дорівнює 1/2. На відміну від (3.1), у (4.1) відсутня двійка в чисельнику, оскільки функцію f нормовано на 1.

Вигляд функції Фермі-Дірака (4.1) схематично показано на рис. 4.5. При $T = 0$ вона має вигляд розривної функції. Для $E < F$ вона тотожно дорівнює 1, а значить, усі квантові стани при $E < F$ заповнені електронами. Для $E > F$ функція $f \equiv 0$ і відповідні квантові стани зовсім не заповнені. При $T > 0$ функція Фермі зображується безперервною кривою, і в вузькій області енергій (порядку декількох kT) в околиці точки $E = F$ швидко змінюється від 1 до 0. «Розплив» стрибка функції Фермі тим більший, чим вище температура.

Обчислення різних статистичних величин значно спрощується, якщо рівень Фермі F лежить в забороненій зоні енергій і віддалений від краю зони E_C хоча б на $2kT$ (в деяких підручниках пишуть $E_C - F > 2kT$). Тоді в розподілі (4.1) одиницею в знаменнику можна знехтувати, і він переходить в розподіл Максвелла-Больцмана класичної статистики [4]. Це випадок невиродженого напівпровідника:

$$f(E,T) = \exp\left(-\frac{E-F}{kT}\right). \tag{4.2}$$

Концентрація електронів в зоні провідності дорівнює

$$n = 2\int_{E_C}^{\infty} N_C(E)\, f(E,T)\, dE. \tag{4.3}$$

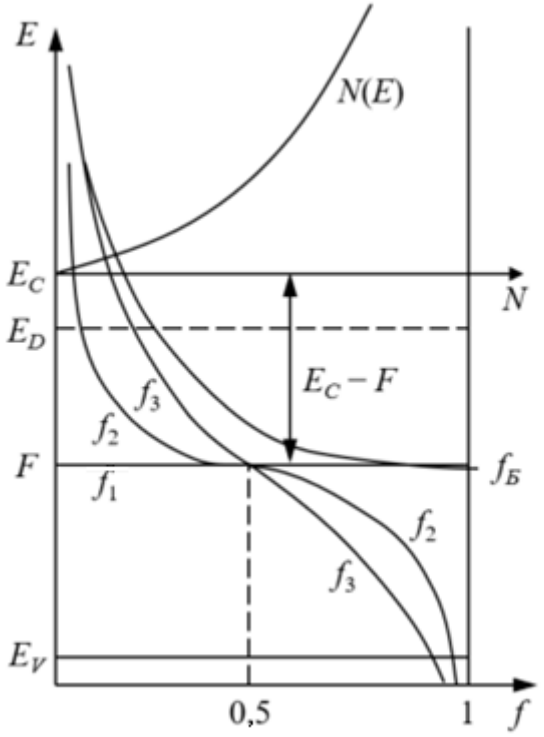


Рисунок 4.5 – Функція розподілу щільності станів в зоні провідності $N(E)$; функція Фермі-Дірака f у порівнянні з розподілом Больцмана $f_Б$

Розрахунок інтеграла (4.3) нескладний; в результаті отримуємо:

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - F}{kT}\right), \tag{4.4}$$

де

$$N_C = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2}. \tag{4.5}$$

Величина N_C отримала назву ефективної щільності станів в зоні провідності (рис. 4.5).

У разі невиродженого напівпровідника (коли рівень Фермі лежить вище стелі валентної зони хоча б на $2kT$, тобто $F - E_V > 2kT$), функція Фермі-Дірака для дірок f_p має вигляд:

$$f_p(E,T) = \exp\left(-\frac{F - E}{kT}\right), \tag{4.6}$$

а концентрація дірок у валентній зоні –

$$p = N_V \exp\left(-\frac{F - E_V}{kT}\right), \tag{4.7}$$

де E_V – енергія, відповідна стелі валентної зони;

N_V – ефективна щільність станів у валентній зоні, яка може бути розрахована за рівнянням (4.5), якщо замість ефективної маси електрона m_n взяти ефективну масу дірки m_p.

Відзначимо, що в (4.3) перед інтегралом знову з'явився множник 2, що пов'язано з тим, що на кожному рівні енергії можуть перебувати два електрони з протилежними спинами (принцип Паулі).

Для розрахунку n і p за рівняннями (4.4) і (4.7) необхідно знати положення рівня Фермі F. Однак добуток концентрацій електронів і дірок для

невиродженого напівпровідника не залежить від рівня Фермі (хоча залежить від температури):

$$n \cdot p = (n_i)^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \tag{4.8}$$

де $E_g = E_C - E_V$ – ширина забороненої зони. Це рівняння використовується для розрахунку p при відомому n або, навпаки, для розрахунку n при відомому p. Величина n_i при певних температурах для конкретних напівпровідників наводиться в довідниках.

4.2.2 Концентрація електронів і дірок у власному напівпровіднику

Нагадаємо, що напівпровідник називається власним, якщо в ньому відсутні донорні й акцепторні домішки. У цьому випадку електрони з'являються в зоні провідності тільки за рахунок теплового перекидання з валентної зони, тоді $n = p$ (рис. 4.6).

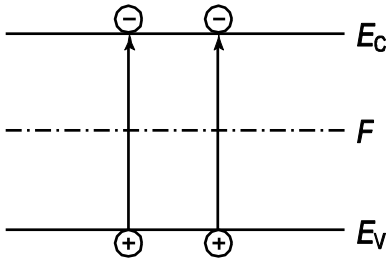


Рисунок 4.6 – Перекидання електронів з валентної зони у зону провідності

При відсутності зовнішніх впливів (освітлення, електричне поле тощо) будемо позначати концентрації вільних електронів і дірок індексом нуль, тобто n_0 і p_0 відповідно. При $n_0 = p_0$ з (4.8) отримуємо:

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \tag{4.9}$$

Нагадаємо, що значком n_i прийнято позначати концентрацію власних носіїв заряду в зоні провідності і у валентній зоні. Для розрахунку N_C і N_V використовується формула (4.5). Як випливає зі співвідношення (4.9), концентрація власних носіїв визначається в основному температурою і шириною забороненої зони напівпровідника. На рис. 4.7 представлені залежності концентрацій власних носіїв від температури для найбільш поширених напівпровідників – кремнію, германію, арсеніду і фосфіду галію. Видно, що при зміні ширини забороненої зони в діапазоні від 0,6 еВ для германію до 2,8 еВ для фосфіду галію концентрація власних електронів n_i при кімнатній температурі змінюється від значення 10^{19} м$^{-3}$ до 10^{12} м$^{-3}$.

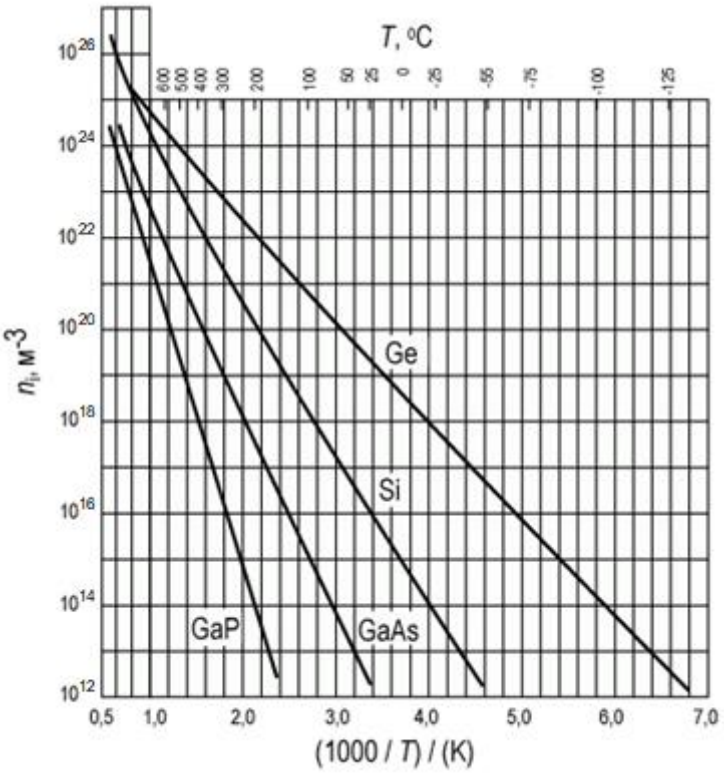


Рисунок 4.7 – Залежність концентрації власних носіїв від температури для кремнію, германію, арсеніду і фосфіду галію [4, 8]

4.2.3 Концентрація електронів і дірок в домішковому напівпровіднику

Рівняння (4.9) справедливе лише для рівноважних носіїв заряду, тобто за відсутності зовнішніх впливів. У наших позначеннях

$$n_0 p_0 = (n_i)^2. \tag{4.10}$$

Нехай напівпровідник легований донорами з концентрацією N_D. При кімнатній температурі в більшості напівпровідників усі донори іонізовані, оскільки енергії активації донорів складають всього кілька сотих електронвольта. Тоді для донорного напівпровідника:

$$n_0 = N_D. \tag{4.11}$$

Концентрацію дірок в донорному напівпровіднику знайдемо з (4.10):

$$p_0 = n_i^2 / N_D. \tag{4.12}$$

На рис. 4.8 наведено зонну діаграму напівпровідника *n*-типу, що показує положення енергетичних рівнів донорної домішки E_D і схематичне співвідношення концентрацій основних n_0 і неосновних p_0 носіїв.

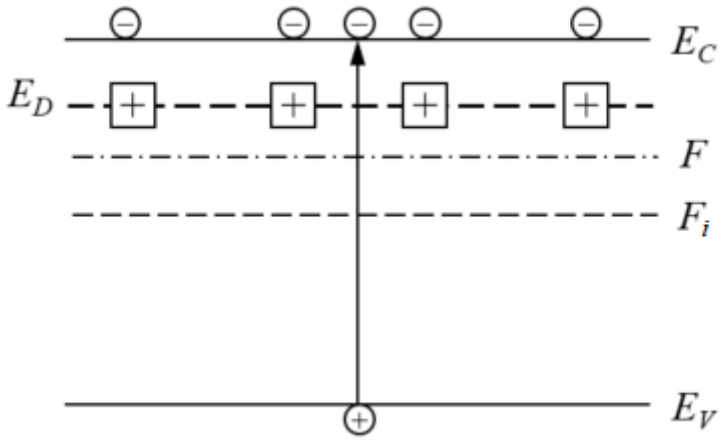


Рисунок 4.8 – Зонна діаграма напівпровідника *n*-типу

Відповідно, якщо напівпровідник легований акцепторами з концентрацією N_A, то концентрації основних p_0 і неосновних n_0 носіїв:

$$n_0 = \frac{n_i^2}{N_A} \text{ і } p_0 = N_A. \tag{4.13}$$

На рис. 4.9 наведено зонну діаграму напівпровідника *p*-типу, що показує положення енергетичних рівнів акцепторної домішки E_A і схематичне співвідношення концентрацій основних p_0 і неосновних n_0 носіїв.

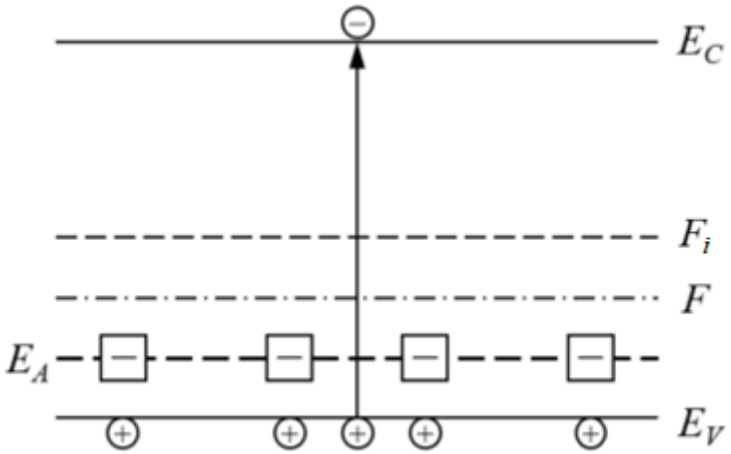


Рисунок 4.9 – Зонна діаграма напівпровідника *p*-типу

4.3 Провідність напівпровідників

При накладанні електричного поля на однорідний напівпровідник в ньому протікає електричний струм. При наявності обох типів вільних носіїв – електронів і дірок – питома провідність σ напівпровідника буде визначатися сумою електронної σ_n і діркової σ_p компонент провідності: $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$. Величини електронної та діркової компонент в сумарній провідності визначаються класичними співвідношеннями:

$$\sigma_n = \mu_n n_0 q; \quad \sigma_p = \mu_p p_0 q, \tag{4.14}$$

де μ_n і μ_p – рухливості електронів і дірок відповідно [8, 9].

Для легованих напівпровідників концентрація основних носіїв завжди істотно більша, ніж концентрація неосновних носіїв, тому провідність таких напівпровідників буде визначатися практично лише компонентою провідності для основних носіїв. Так, для напівпровідника *n*-типу:

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p \approx \sigma_n. \qquad (4.15)$$

Величина, зворотна питомої провідності, називається питомим опором:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p} \approx \frac{1}{\sigma_n}. \qquad (4.16)$$

Тут ρ – питомий опір, що зазвичай вимірюється в одиницях (Ом·м). Для типових напівпровідників, які використовуються у виробництві інтегральних схем, величина питомого опору знаходиться в діапазоні ρ = 0,01 – 0,1 Ом·м.

Підставляючи співвідношення (4.14) в (4.16), отримуємо

$$\rho = \frac{1}{\sigma_n} = \frac{1}{\mu_n n_0 q} = \frac{1}{\mu_n N_D q}, \qquad (4.17)$$

оскільки концентрація донорів в напівпровіднику *n*-типу N_D в умовах повної іонізації донорів дорівнює концентрації вільних електронів n_0.

4.4 Струми в напівпровідниках

Як вже зазначалося вище, провідність, а отже і струм в напівпровідниках, обумовлені двома типами носіїв заряду. Крім того, є також дві причини, що зумовлюють появу електричного струму, – наявність електричного поля і наявність градієнта концентрації вільних носіїв. З урахуванням сказаного, щільність струму в напівпровідниках в загальному випадку буде сумою чотирьох компонент:

$$\vec{j} = \vec{j}_p + \vec{j}_n = \vec{j}_{pE} + \vec{j}_{pD} + \vec{j}_{nE} + \vec{j}_{nD}, \qquad (4.18)$$

де $\vec{j}$ – вектор щільності струму;

$\vec{j}_{nE}$ – дрейфова компонента електронного струму;

$\vec{j}_{nD}$ – дифузійна компонента електронного струму;

$\vec{j}_{pE}$ – дрейфова компонента діркового струму;

$\vec{j}_{pD}$ – дифузійна компонента діркового струму.

Вираз для кожної з компонент струму дається співвідношеннями:

$$\begin{aligned} \vec{j}_{nE} &= q\mu_n n\vec{E} = \sigma_n \vec{E}; \\ \vec{j}_{pE} &= q\mu_p n\vec{E} = \sigma_p \vec{E}; \\ \vec{j}_{nD} &= -qD_n \operatorname{grad} n; \\ \vec{j}_{pD} &= -qD_p \operatorname{grad} p, \end{aligned} \qquad (4.19)$$

де D_n – коефіцієнт дифузії електронів, зв'язаний з рухливістю електронів μ_n співвідношенням $D_n = \mu_n kT / q$. Таке саме співвідношення пов'язує коефіцієнт дифузії дірок D_p і рухливость дірок μ_p.

4.5 Нерівноважні носії

Утворення вільних носіїв заряду в напівпровідниках пов'язано з переходом електронів з валентної зони в зону провідності. Для здійснення такого переходу електрон повинен отримати енергію, достатню для подолання забороненої зони. Цю енергію електрон отримує від іонів решітки, які здійснюють теплові коливання. Таким чином, подолання забороненої зони електроном відбувається зазвичай за рахунок теплової енергії решітки. Концентрація носіїв заряду, викликана термічним збудженням в стані теплової рівноваги, називається рівноважною.

Однак крім теплового збудження, поява вільних носіїв заряду може бути пов’язана з іншими причинами, наприклад, опроміненням фотонами або частками великої енергії, ударною іонізацією, введенням носіїв заряду в напівпровідник з іншого тіла (інжекцією) та ін. Надлишкові носії заряду, які виникли таким чином, називаються нерівноважними. Сумарна концентрація носіїв заряду дорівнює:

$$n = n_0 + \Delta n; \qquad p = p_0 + \Delta p, \tag{4.20}$$

де n_0 і p_0 – рівноважні концентрації, а Δn і Δp – нерівноважні концентрації електронів і дірок. Якщо збудження надлишкових електронів мало місце з валентної зони, а напівпровідник однорідний і не містить об’ємного заряду, то концентрація надлишкових електронів дорівнює концентрації надлишкових дірок:

$$\Delta n = \Delta p. \tag{4.21}$$

Після припинення дії механізму, що викликав появу нерівноважної концентрації носіїв, відбувається поступове повернення до рівноважного стану. Процес встановлення рівноваги полягає в тому, що кожен надлишковий електрон при зустрічі з вакантним місцем (діркою) займає його, в результаті чого пара нерівноважних носіїв зникає. Явище зникнення пари носіїв отримало назву рекомбінації. У свою чергу збудження електрона з валентної зони або домішкового рівня, що супроводжується появою дірки, називається генерацією носіїв заряду. На схематичній діаграмі (рис. 4.10) G – темп генерації, а R – темп рекомбінації вільних носіїв заряду у власному напівпровіднику.

Швидкість (темп) рекомбінації R пропорційна концентрації вільних носіїв заряду:

$$R = \gamma \cdot n \cdot p, \tag{4.22}$$

де γ – так званий коефіцієнт рекомбінації. При відсутності освітлення $G = G_0$ і $R = R_0 = \gamma n_0 p_0$, тому величини n_0 і p_0 іноді називають темновими концентраціями вільних електронів і дірок відповідно. Враховуючи (4.8), маємо:

$$G_0 = \gamma N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right). \tag{4.23}$$

Таким чином, G_0 буде більшим в вузькозонних напівпровідниках і при високих температурах.

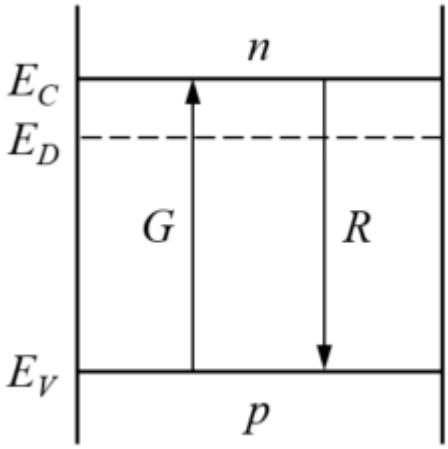


Рисунок 4.10 – Генерація і рекомбінація вільних електронів і дірок в напівпровідниках

Якщо в напівпровіднику немає електричного струму і об’ємних зарядів, зміна в часі нерівноважних концентрацій електронів і дірок в зонах визначається рівнянням:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = G - R. \tag{4.24}$$

Процес рекомбінації нерівноважних носіїв заряду (при вимкненні освітлення в момент $t = 0$) у найпростіших випадках проходить згідно з законом загасаючої експоненти, наприклад:

$$\Delta n(t) = \left(\Delta n\right)_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \tag{4.25}$$

де величина

$$\tau = \frac{1}{\gamma n_0} = \frac{1}{\gamma N_D} \tag{4.26}$$

має сенс середнього часу перебування нерівноважних електронів в зоні провідності («час життя» носіїв). Ця залежність ілюструються рис. 4.11. З нього видно, що середній час життя нерівноважних носіїв являє собою відрізок часу, за який концентрація надлишкових носіїв зменшується в e ≈ 2,71 рази.

Слід відзначити, що нерівноважні носії заряду з'являються лише у випадку, якщо енергія фотонів при освітленні напівпровідника перевищує ширину забороненої зони ($h\nu > E_g$).

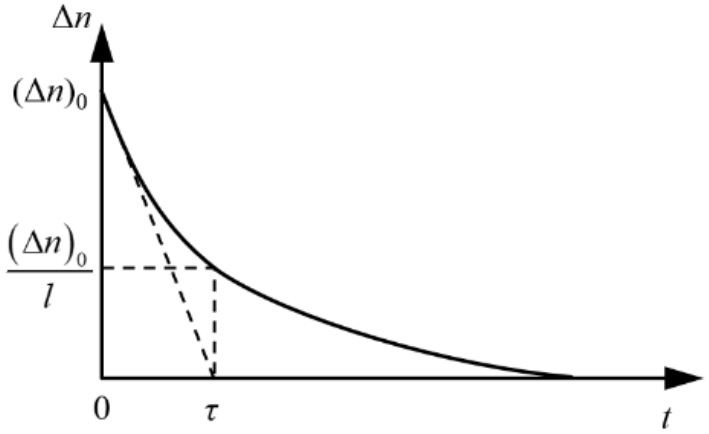


Рисунок 4.11 – Зменшення нерівноважної концентрації електронів з часом в донорному напівпровіднику

4.6 Рівняння безперервності

Динаміка зміни концентрації нерівноважних носіїв з часом при наявності генерації і рекомбінації в напівпровіднику, а також при протіканні електричного

струму визначається рівнянням безперервності. Для напівпровідника *n*-типу рівняння безперервності описує динаміку зміни концентрації дірок p_n:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{1}{q}\mathrm{div}(\vec{j}_p) + G_p - R_p, \qquad (4.27)$$

де $\vec{j}_p$ – дірковий струм, що включає дрейфову і дифузійну компоненти;

G_p – темп генерації нерівноважних дірок;

R_p – темп їхньої рекомбінації.

З фізичної точки зору рівняння безперервності – це рівняння збереження заряду в одиниці об'єму. Воно показує, як і з яких причин змінюється концентрація нерівноважних дірок з часом. По-перше, концентрація може змінюватися через дивергенцію потоку дірок, що враховує перший доданок. По-друге, концентрація може змінюватися через генерацію (ударна іонізація, іонізація під дією світла тощо – другий доданок). По-третє, концентрація дірок може змінюватися через їх рекомбінацію, що враховує третій доданок.

Контрольні питання

1. Чим обумовлена провідність напівпровідників?
2. Що таке легування напівпровідника?
3. Як виникають електронна та діркова домішкові провідності?
4. Розкажіть про статистику носіїв заряду у власному напівпровіднику.
5. Від чого залежить концентрація електронів і дірок в домішковому напівпровіднику?
6. Які ви знаєте види струмів в напівпровідниках?
7. Що таке нерівноважні носії заряду?

5 НЕСТАЦІОНАРНІ ПРОЦЕСИ В ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВОМУ ПЕРЕХОДІ

Прикладом нестаціонарного процесу в *p*-*n* переході є перемикання його з нейтрального стану в режим прямого зміщення впливом імпульсу струму або напруги. На рис. 5.1 представлена спрощена модель *p*-*n*-переходу (а) і еквівалентна схема електричного кола (б).

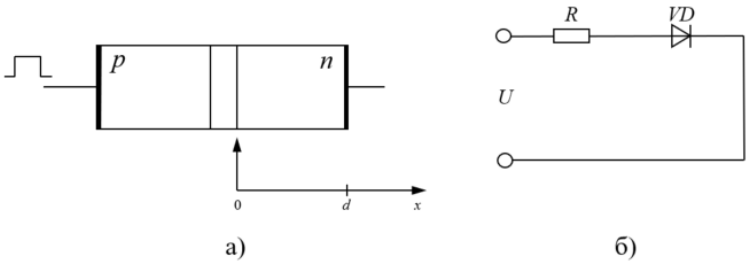


Рисунок 5.1 – Спрощена одновимірна модель *p*-*n* переходу (а) і еквівалентна схема електричного кола (б)

Структура діода містить високолеговану *p*-область з концентрацією акцепторних домішок $N_A = 10^{23} – 10^{27}$ м$^{-3}$, перехідну область, збіднену носіями заряду, і *n*-область, звану надалі базою, з концентрацією донорних домішок $N_D = 10^{23} – 10^{25}$ м$^{-3}$. Спрощений аналіз нестаціонарних процесів виконується в припущенні рівномірного розподілу по координаті домішок в *p*- і *n*-областях. Зазначені особливості дозволяють досліджувати одновимірну модель різкого *p*-*n* переходу з однорідними *p*- і *n*-областями, для яких розподіл рівноважних і нерівноважних неосновних носіїв по енергіях відбувається відповідно до закону Фермі-Дірака (різкими називають переходи, в яких концентрації донорної та акцепторної домішок у перехідній області відносно швидко змінюються по координаті). Зонна діаграма ідеалізованого *p*-*n* переходу в початковому стані представлена на рис. 5.2. На ній умовно показано зміну концентрацій основних і неосновних носіїв в кожній області.

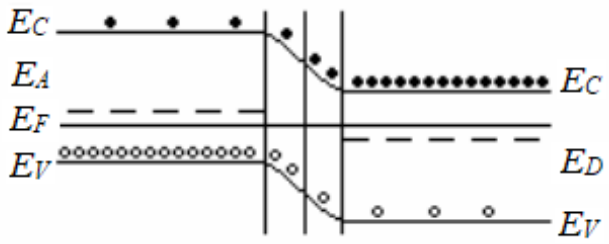


Рисунок 5.2 – Зонна діаграма *p-n* переходу

У стаціонарному стані співвідношення між концентраціями основних і неосновних носіїв для кожної області підпорядковується закономірності, яка витікає з статистики Фермі-Дірака: $n_i^2 = p \cdot n$, де n_i – концентрація носіїв у власному напівпровіднику при заданій абсолютній температурі T; p – концентрація дірок; n – концентрація електронів. Для вузькозонних напівпровідників, включаючи кремній, при кімнатній температурі відбувається повна іонізація акцепторних і донорних домішок. Тому для діркового напівпровідника концентрація основних носіїв дорівнює концентрації акцепторних домішок $p = N_A$, для електронного $n = N_D$. При відомих концентраціях домішок в *p*- і *n*- областях, відповідні концентрації неосновних носіїв (НН) становлять:

$$n_p = \frac{n_i^2}{N_A}; \quad p_n = \frac{n_i^2}{N_D}. \tag{5.1}$$

З огляду на значення при T = 300 К для кремнію (рис. 4.7), приймемо $n_i = 1{,}5 \cdot 10^{16}$ м$^{-3}$. Тоді

$$n_p = \frac{2{,}25 \cdot 10^{32} \text{ м}^{-6}}{N_A}; \quad p_n = \frac{2{,}25 \cdot 10^{32} \text{ м}^{-6}}{N_D}. \tag{5.2}$$

Тобто, при розглянутих вище концентраціях домішок в *p*- і *n*-областях стаціонарні концентрації НН n_p, і p_n дуже малі в порівнянні з концентраціями основних носіїв:

$$n_p \ll p_p, \quad p_n \ll n_n. \tag{5.3}$$

Зазначені особливості в поєднанні з ознаками суттєво несиметричного *p-n* переходу ($p_p >> n_n$) дозволяють розглядати нестаціонарні (перехідні) струми в площині *p-n* переходу як створені носіями одного типу, які є НН для області бази. Дійсно, для суттєво несиметричного *p-n* переходу коефіцієнт інжекції γ, який визначається співвідношенням щільностей струмів j основних і неосновних носіїв через *p-n* перехід, дорівнює

$$\gamma = \frac{j_p}{j_p + j_n} = \frac{p_p}{p_p + n_n} \approx 1. \tag{5.4}$$

З умови $\gamma = 1$ випливає, що перехідний струм є дірковим і визначається поведінкою НН (дірок) в області бази. При $p_p >> n_n$ перехідні струми в колі *p-n*-переходу не супроводжуються змінами або перерозподілами концентрацій основних носіїв в емітерній області. Тому для визначення закономірностей формування перехідних струмів і отримання кількісних оцінок амплітудно-часових характеристик нестаціонарних процесів досить дослідити поведінку НН в базовій області *p-n*-переходу.

Вплив імпульсу напруги (струму) прямого зміщення на *p-n* перехід, що знаходиться в нейтральному стані, супроводжується зміною розподілу концентрації НН в часі і по координаті. Характер і особливості цих змін визначаються багатьма факторами: рівнем інжекції; відношенням концентрації НН до рівноважної концентрації основних носіїв (для бази *n*-типу $\Delta(x,t) = p(x,t) / n_n$); відносною товщиною бази $W = d / L_p$, де d – товщина бази; L_p – дифузійна довжина НН; часом життя НН τ_p в базовій області; наявністю, характеристиками, розподілом електричних полів в області бази та ін.

Тривалість τ_e і форма зовнішніх впливів, зокрема імпульсу струму або напруги, мають в ряді випадків істотний вплив на характеристики перехідних процесів в *p-n*-структурах. При відносно великої тривалості імпульсу ($\tau_e > \tau_p$) за час зовнішнього впливу електронна система встигає досягти нового стану

рівноваги, що відповідає рівню інжекції неосновних носіїв в базову область через *p-n* перехід. При коротких зовнішніх впливах (коли $\tau_e < \tau_p$) за час дії, наприклад, імпульсу електричного зміщення електронна система в області бази не встигає досягти стаціонарного стану, що знаходить відображення у відповідних змінах амплітуди і форми перехідних струмів і напруг.

На рис. 5.3 представлені графічні інтерпретації процесів при впливі тривалого імпульсу прямого струму (а) і напруги (б) на діод з товстою ($W > 1$) базою, що знаходиться в нейтральному початковому стані. Імпульс прямого струму викликає збільшення концентрації НН в області бази таким чином, що градієнт їхньої концентрації на межі *p-n* переходу залишається постійним, залежним лише від режиму роботи кола зміщення (рис. 5.3, а, вид 1):

$$\left.\frac{dp}{dx}\right|_{x=0} = -\frac{j}{qD_p} = -\frac{U}{RSqD_p}, \qquad (5.5)$$

де j – щільність перехідного струму;

D_p – коефіцієнт дифузії НН;

S – площа *p-n* переходу;

U – амплітуда напруги імпульсу прямого зміщення;

R – сумарний опір кола.

При цьому передбачається, що імпульс струму має ступінчасту форму (рис. 5.3, а, вид 2). В цих умовах, у міру збільшення граничної концентрації НН від початкового p_n до максимального $p_{1\max}$ значень, напруга на *p-n*-переході U_{pn} зростає за законом (рис. 5.3, а, вид 3):

$$U_{pn} = \varphi_T \ln\left(\frac{p_1}{p_n}\right), \qquad (5.6)$$

де p_1 – миттєве значення концентрації НН на межі *p-n* переходу (при $x = 0$);

$\varphi_T = kT/q$ – термодинамічний потенціал.

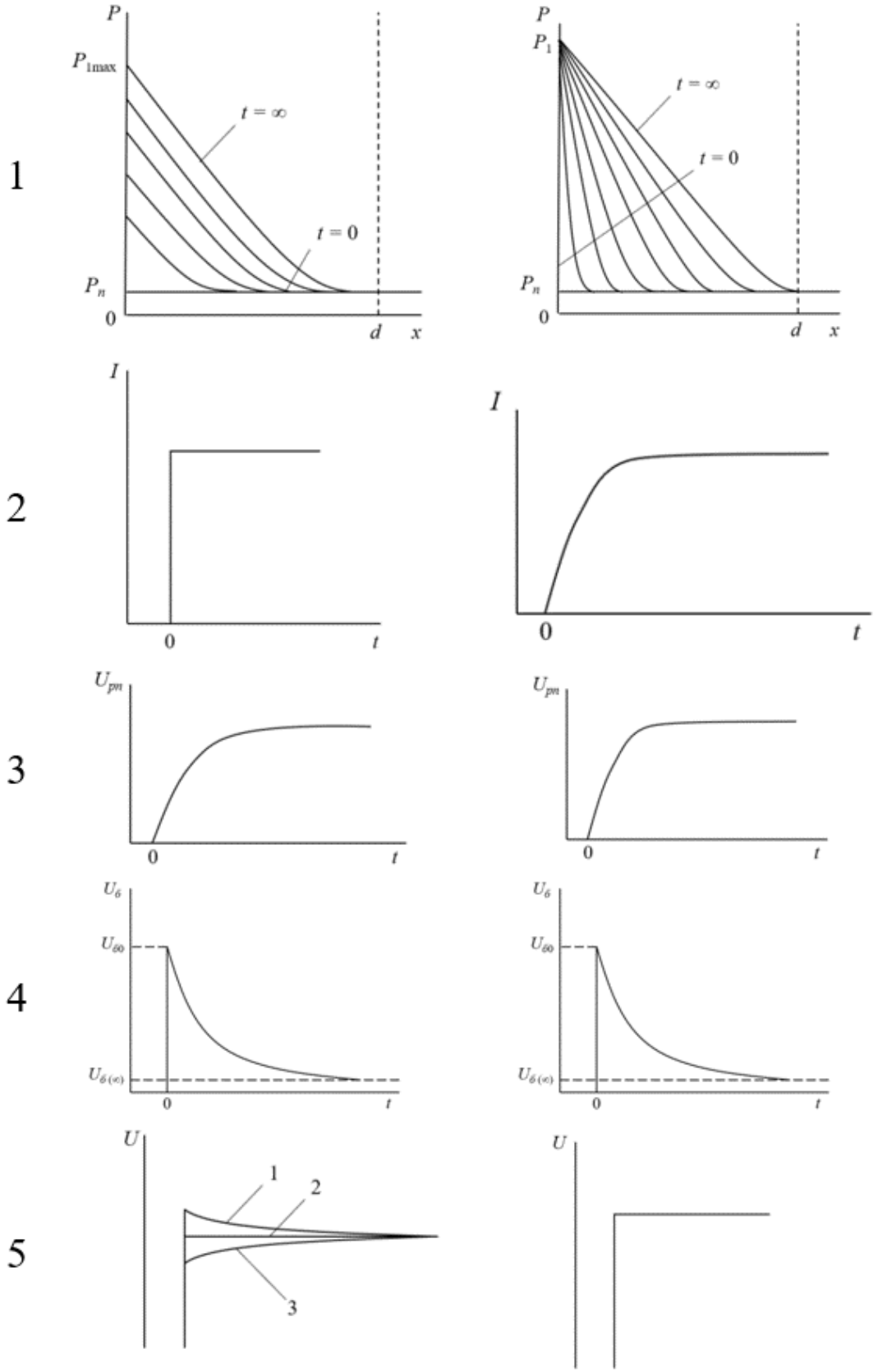


Рисунок 5.3 – Графічна інтерпретація процесів при впливі тривалого імпульсу прямого струму (а) і напруги (б) на діод з товстою базою

Швидкість наростання і, відповідно, тривалість процесу визначаються постійною часу, що дорівнює часу життя τ_p НН в області бази.

Падіння напруги на базовій області $U_б$ обумовлено величиною перехідного струму й опором бази. Зі збільшенням концентрації НН провідність бази зростає, що супроводжується зменшенням розподіленого опору бази і, відповідно, падіння напруги $U_б$ в області великих часів (рис. 5.3, а, вид 4).

Співвідношення між амплітудами падінь напруг на *p-n*-переході U_{pn} і базової області $U_б$ визначають вид перехідної характеристики напруги на діоді. При великій щільності перехідних струмів, низькому рівні легування і відносно великій товщині базової області, падіння напруги на базі перевищує падіння напруги на *p-n* переході, $U_б > U_{pn}$. Тому перехідна напруга U на діоді має форму кривої 1 на рис. 5.3, а, вид 5. Реакція такого діода на зміну струму подібна до реакції індуктивності, що послужило підставою для досліджень індуктивних властивостей товстобазових діодів і використання їх у відповідних схемотехнічних рішеннях. У разі порівнянних значень амплітуд $U_б$ і U_{pn}, характерних для помірних значень щільності перехідних струмів і товщини базової області, вплив ступінчастого імпульсу струму супроводжується формуванням ступінчастої реакції напруги на діоді (рис. 5.3, а, вид 5, крива 2). У разі тонкої високолегованої бази і низького рівня інжекції ефектом модуляції провідності бази можна знехтувати, і форма перехідної напруги на діоді практично повторює імпульс напруги на *p-n*-переході (рис. 5.3, а, вид 5, крива 3). Цю характеристику ототожнюють з ємнісною реакцією *p-n*-переходу.

Перехідні процеси в діодах при впливі ступінчастого імпульсу прямої напруги (рис. 5.3, б) мають принципові відмінності від розглянутого випадку. Миттєві значення струму визначаються не опором кола зміщення, а властивостями *p-n* переходу, опором базової області і амплітудою впливу імпульсу напруги прямого зміщення. Опір *p-n*-переходу R_{pn} знаходиться з його ВАХ $R_{pn} = \varphi_T / I$, де I – струм через перехід. При T = 300 К залежність R_{pn} від прямого струму представлена в табл. 5.1.

Таблиця 5.1 – Залежність опору *p-n* переходу від прямого струму

I, А	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}	10^{-3}	10^{-2}	10^{-1}
R_{pn}, Ом	$24 \cdot 10^3$	$24 \cdot 10^2$	240	24	2,4	0,24

Наведені дані показують, що лише при відносно малих для даного типу діода миттєвих значеннях прямого струму опір *p-n* переходу значно перевищує розподілений опір бази. У міру зростання перехідного струму зменшується опір *p-n*-переходу і області бази (рис. 5.3, б, види 2 і 4).

Зміни в часі концентрацій НН на межі *p-n* переходу визначають форму імпульсу перехідної напруги U_{pn}, а особливості процесу модуляції провідності бази – перехідну напругу на базовій області. Результатом взаємодії зазначених механізмів є різні типи процесів формування перехідних напруг на напівпровідникових діодах при впливі імпульсу напруги прямого зміщення.

Загальною закономірністю для різних типів нестаціонарних процесів в неоднорідних напівпровідниках є переважний вплив процесів на межах розділів середовищ на перехідні характеристики струмів і напруг на *p-n*-переходах. На якісному рівні такі закономірності відображаються рис. 5.4, а, б, які показують, що характер зміни концентрації і градієнта концентрації домішок на межі *p-n*-переходу впливає, відповідно до (5.5) і (5.6), на амплітудно-часові характеристики перехідних струмів і напруг на *p-n*-переході і діоді в цілому.

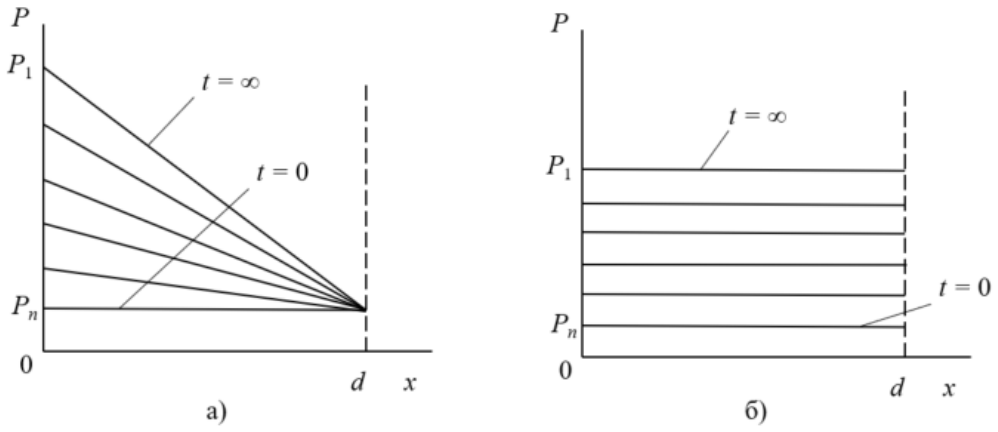


Рисунок 5.4 – Стаціонарні та перехідні розподіли концентрації НН в тонкій базі діода з рекомбінаційним (а) і інжектуючим (б) контактами

Зміна концентрації і градієнта концентрації НН відбувається також на межі контакту до області бази. Невипрямляючий контакт метал-напівпровідник (див. розділ 7) характеризується швидкістю поверхневої рекомбінації НН S_r. При $S_r \to \infty$ концентрація НН на межі контакту (при $x = d$) дорівнює нулю. Це є наслідком інтенсивної рекомбінації НН, що потрапляють на поверхню контакту, з носіями протилежного знаку, які надходять із зовнішнього електричного кола. Швидкість поверхневої рекомбінації $S_r = \infty$ означає, що неосновні носії, які рухаються в напрямку контакту до бази, встигають повністю рекомбінувати на контакті до нульового значення концентрації.

Отже, при $x < d$ в кожному конкретному випадку реалізується деякий закон розподілу концентрацій НН в приконтактної області, що впливає на характеристики перехідних процесів. При використанні в якості матеріалу контакту алюмінію, олова, золота, реальна швидкість поверхневої рекомбінації $S_r = 3 – 4$ м·с$^{-1}$. Контакти метал-напівпровідник в теорії нестаціонарних процесів класифікуються як невипрямляючі контакти рекомбінаційного типу.

Поряд з контактами рекомбінаційного типу широке застосування в інтегральних транзисторах і мікросхемах знаходять невипрямляючі контакти, які містять область n^+ з особливо інтенсивним легуванням, що має спільну межу з базовою областю n-типу з одного боку, і металевим контактом – з іншого. Фізичні процеси в переході n^+-n відрізняються рядом особливостей. Перенесення заряду через межу розділу n^+-n здійснюється переважно основними носіями – електронами, тобто n^+-n перехід є інжектуючим контактом, який формально описується умовою $j_p = 0$, тобто відсутністю дифузійного переносу НН через межу контакту в діодах з тонкою базою, що відповідає умові $S_r = 0$. На рис. 5.4, б представлена графічна інтерпретація перехідного процесу для інжектуючого контакту.

Перехідні струми напівпровідникових діодів замикаються через зовнішнє електричне коло. Тому амплітудно-часові характеристики нестаціонарних процесів визначаються не тільки видом, інтенсивністю і характеристиками зовнішніх впливів, електрофізичними характеристиками матеріалів і геометрією p-n переходів, а й сумарним опором, включаючи опори базової області діода і

кола замикання перехідного струму. З простих фізичних уявлень витікає, що амплітуда перехідного струму в колі з опором R і джерелом ЕРС U не може перевищити значення $I = U / R$. Очевидно, що характеристики перехідних процесів при інших рівних умовах, наприклад, однаковому заряді Q НН в базі діода, будуть істотно відрізнятися при $R \to \infty$ і $R \to 0$. На рис. 5.5 надано графічну ілюстрацію процесів встановлення стаціонарного розподілу неосновних носіїв в тонкій базі діода з рекомбінаційним контактом при дії на нього імпульсів прямого струму (рис. 5.5, а) і напруги (рис. 5.5, б).

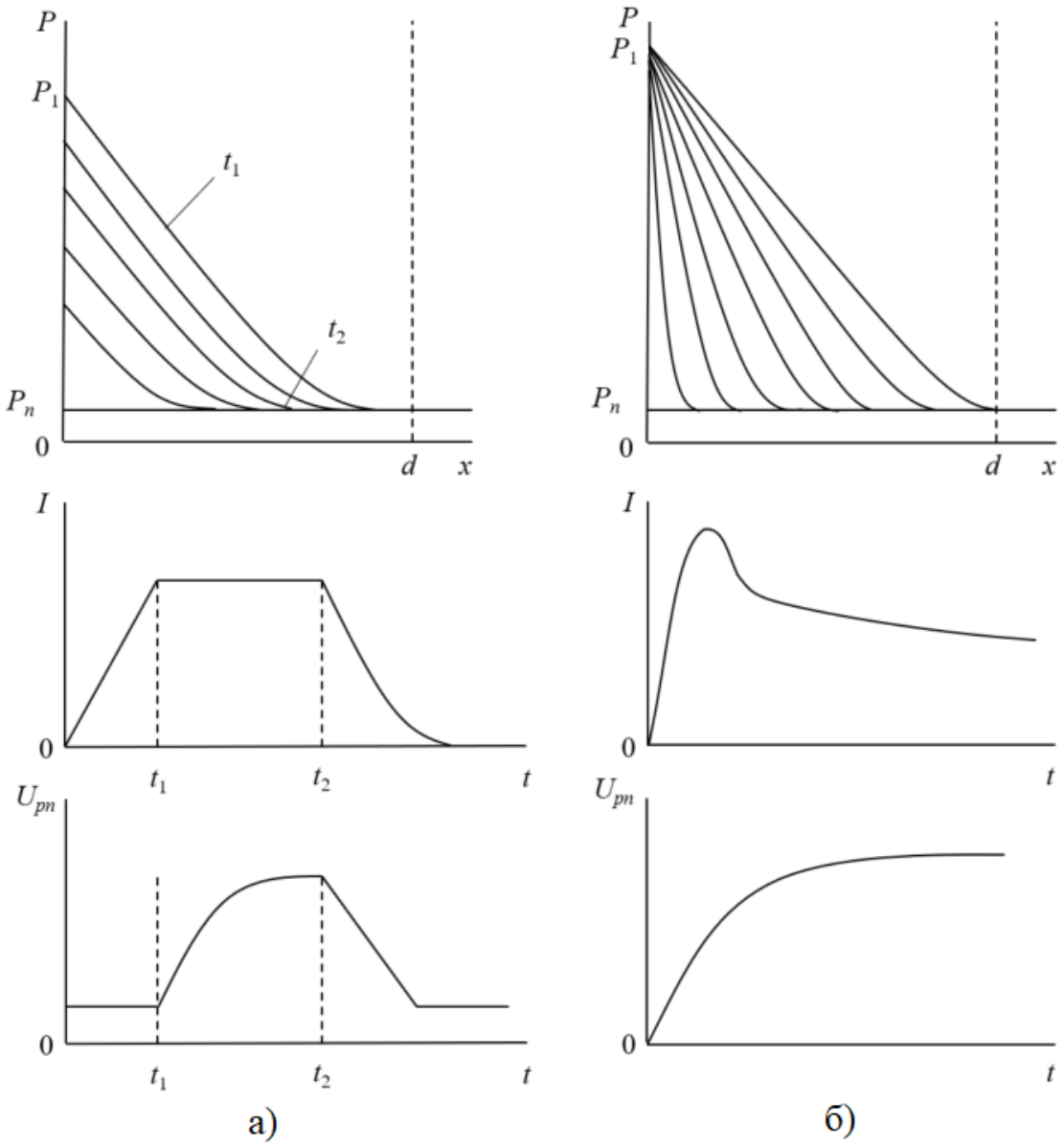


Рисунок 5.5 – Перехідні процеси в діоді з тонкою базою і рекомбінаційним контактом при дії імпульсів прямого струму (а) і напруги (б)

Сталість градієнта концентрації НН на межі *p-n* переходу: dp/dx = const при $x = 0$ означає сталість перехідного струму, починаючи з деякого моменту t_1 встановлення градієнта концентрації до моменту t_2 припинення дії імпульсу зміщення генератором струму. При $t_1 > t_2$ відбувається спад концентрації НН на межі *p-n* переходу від максимального значення p_1 до початкового p_n. В умовах малого (порівняно з *p-n*-переходом) опору базової області, перехідна напруга на діоді практично повністю визначається законом зміни напруги на *p-n*-переході в часі $U_{pn}(t)$. Відповідно до формули (5.3), U_{pn} є функцією граничної концентрації НН p_1, що також залежить від часу. Тому завдання отримання кількісних оцінок параметрів перехідних напруг зводиться до знаходження залежності $p_1(t)$. Графічну інтерпретацію залежності $U_{pn}(t)$ в тонкобазовому діоді з рекомбінаційними контактами при $R \to \infty$ зображено на рис. 5.5, а.

Діаграми зміни концентрацій неосновних носіїв, струму і напруги на *p-n*-переході в часі при прямому зміщенні його генератором напруги представлено на рис. 5.5, б. Миттєві значення перехідного струму, як і в разі зміщення діода генератором струму, однозначно зв'язані з величиною градієнта концентрації НН на кордоні. Ідеалізація розглянутої моделі полягає в припущенні, що опір кола зміщення дорівнює опору тонкої базової області діода. Його відносно мале, але максимальне значення в початковий момент часу обмежує градієнт концентрації НН, щільність струму і граничну концентрацію носіїв. У міру наближення до стаціонарного розподілу НН в базовій області, градієнт концентрації і, відповідно, щільність струму через *p-n*-перехід зменшуються. Розглянуті процеси пояснюють форму імпульсу перехідного струму (рис. 5.5, б). Спад імпульсу струму відбувається за складними законами. У ряді випадків вони наближаються до експоненційних зі сталою часу, близькою до значення часу життя НН в базі τ_p. Аналітичні оцінки тривалості процесу наростання перехідного струму від нуля до максимального значення дають результат для сталої часу $(0{,}01 – 0{,}03)\ \tau_p$.

Зміни напруги в часі на *p-n* переході і на діоді в цілому у разі тонкої бази однозначно визначаються процесом наростання граничної концентрації $p_1(t)$. Визначення часової залежності $U_{pn}(t)$ в розглянутому та інших випадках є

предметом спеціальних досліджень. Слід зазначити, що часто така залежність близька до експоненційної, а тривалість процесу порівнянна з τ_p.

Наведений якісний аналіз граничних ситуацій при $R \to \infty$ і $R \to 0$ дозволяє інтерпретувати процеси в базовій області, коли опір кола зміщення має проміжне значення. З діаграм рис. 5.5, а, б можна зробити висновок про найбільший вплив R на форму імпульсу перехідного струму. Якісна інтерпретація перехідних процесів при перемиканні діодів з тонкою і товстою базами з нейтрального стану в режим прямого зміщення дає змогу пояснити особливості цих процесів. Кількісні оцінки параметрів перехідних сигналів можна отримати за допомогою чисельних математичних моделей нестаціонарних процесів в напівпровідникових діодах.

Контрольні питання

1. Що таке нестаціонарний процес в *p-n* переході?
2. Яким закономірностям підпорядковується співвідношення між концентраціями основних і неосновних носіїв для певної області?
3. Коли встановлюється стаціонарний розподіл неосновних носіїв в базі?
4. Як знаходиться щільність прямого струму через *p-n* перехід?
5. Як замикаються перехідні струми напівпровідникових діодів?
6. Чому дорівнює опір кола зміщення?
7. У чому різниця між діодами з тонкою і товстою базами?

6 КОНТАКТНІ ЯВИЩА НА МЕЖІ ТВЕРДИХ ТІЛ

6.1 Контактна різниця потенціалів

Існування незаряджених твердих кристалічних тіл означає, що енергія електронів в кристалі – величина негативна, тобто електрони можуть покинути кристал, лише якщо надати їм додаткову енергію. Іншими словами, на кордоні твердого тіла з вакуумом є певний енергетичний бар'єр, що перешкоджає самостійному виходу електронів з кристала (рис. 6.1). Для подолання цього бар'єру треба затратити енергію, яка називається роботою виходу.

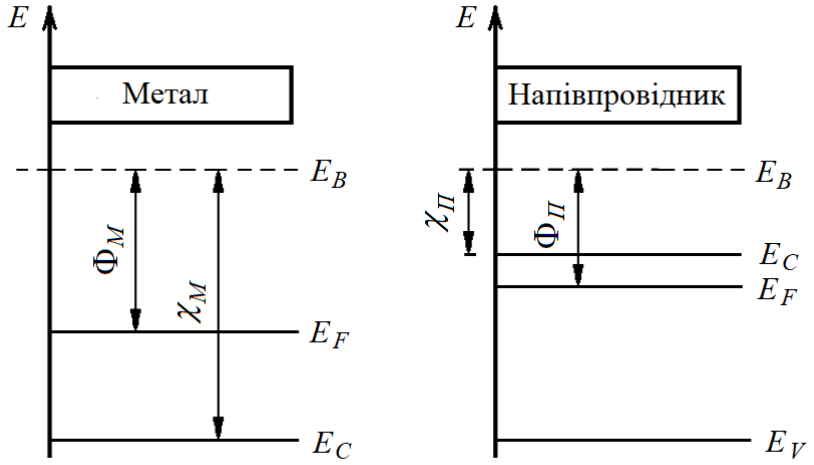


Рисунок 6.1 – Енергетична діаграма межі тверде тіло-вакуум

Якщо відраховувати цю енергію від дна зони провідності, перехід електрона з дна цієї зони на рівень енергії E_B вільного електрона в вакуумі визначає істинну роботу виходу

$$\chi_0 = E_B - E_C. \tag{6.1}$$

Якщо ж відлік ведеться від рівня Фермі, така робота виходу називається термодинамічною:

$$\Phi = \chi_0 + E_C - F = E_B - F. \tag{6.2}$$

Робота виходу χ_0 визначається властивостями кристалічної решітки. Для металів і напівпровідників вона становить величину 1 – 6 еВ. Енергія, необхідна для подолання бар'єру, може бути підведена до кристалу у вигляді тепла, випромінювання або інших носіїв енергії. Найпростіший випадок – термоелектронна емісія електронів з твердого тіла при його нагріванні, яка раніше широко використовувалася в електронних приладах. Термоелектронний струм залежить від термодинамічної роботи виходу:

$$j = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}}, \quad \text{де}$$
$$A = \frac{4\pi k^2 mq}{h^3}. \tag{6.3}$$

Відлік роботи виходу від рівня Фермі є зручним, оскільки властивості напівпровідника визначаються положенням саме цього рівня. Його положення залежить від домішок і температури, тому термодинамічна робота виходу для різних напівпровідників різна. Наприклад, для власного напівпровідника

$$\Phi_i = \chi_0 + \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2}\ln\frac{N_C}{N_V}. \tag{6.4}$$

Для донорного напівпровідника і низьких температур

$$\Phi_D = \chi_0 + \frac{E_C - E_D}{2} + \frac{kT}{2}\ln\frac{N_D}{2N_C}; \tag{6.5}$$

в області виснаження домішки

$$\Phi_D = \chi_0 + kT\ln\frac{N_D}{N_C}. \tag{6.6}$$

Схожі вирази можуть бути отримані для акцепторного напівпровідника:

$$\Phi_A = \chi_0 + \Delta E + \frac{E_A - E_V}{2} + \frac{kT}{2}\ln\frac{N_A}{2N_V}; \tag{6.7}$$

$$\Phi_A = \chi_0 + \Delta E + kT\ln\frac{N_A}{2N_V}. \tag{6.8}$$

Робота виходу з акцепторного напівпровідника перевищує роботу виходу з донорного напівпровідника на величину, не більшу ніж ΔE.

Оскільки на межі кожного твердого тіла є енергетичні бар'єри, при контакті двох твердих тіл виникає певна різниця потенціалів, обумовлена цими бар'єрами. Розглянемо, наприклад, межу двох металів. Якщо безпосереднього контакту між ними немає, метали можуть обмінюватися електронами лише в результаті термоелектронної емісії. Тоді кількість електронів, які залишили метали, залежить від роботи виходу з цих металів. Якщо робота виходу з першого металу менша, ніж з другого, відповідно до рівняння (6.3) з першого металу тече більший струм, ніж з другого. Це означає, що приконтактна область першого металу заряджається позитивно, а приконтактна область другого – негативно. Такий поділ зарядів зумовлює контактну різницю потенціалів U_K:

$$AT^2 e^{-\frac{\Phi_1}{kT}} = AT^2 e^{-\frac{\Phi_2 + eU_K}{kT}}; \tag{6.9}$$

$$U_K = \frac{1}{e}\left(\Phi_2 - \Phi_1\right). \tag{6.10}$$

U_K називається зовнішньою контактною різницею потенціалів і, як випливає з рівняння (6.10), визначається різницею в термодинамічних роботах виходу (рис. 6.2).

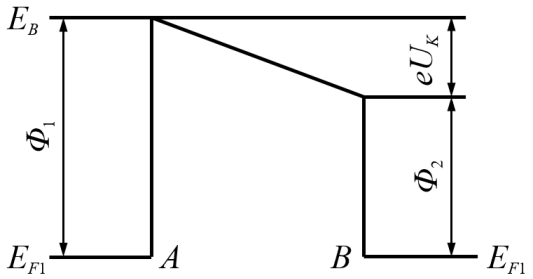


Рисунок 6.2 – Енергетична діаграма, що пояснює виникнення зовнішньої контактної різниці потенціалів U_K в стані термодинамічної рівноваги

Якщо привести метали в безпосередній контакт, при розгляді, аналогічному попередньому, приходимо до поняття внутрішньої контактної різниці потенціалів U_i, значення якої можна отримати з рівності струмів і повних енергій електронів в стані термодинамічної рівноваги:

$$E_2 = E_1 + eU_i, \tag{6.11}$$

звідки, з урахуванням положень рівнів Фермі в металах

$$E_2 = E_1 - F_1 = E_2 - F_2 = E_1 + eU_i - F_2, \tag{6.12}$$

отримуємо:

$$U_i = \frac{1}{e}\left(F_2 - F_1\right). \tag{6.13}$$

Як випливає з умови (6.13), внутрішня контактна різниця потенціалів визначається різницею положень рівня Фермі для ізольованих металів до їх контакту (рис. 6.3). Енергія Фермі для металів залежить від ефективної маси носіїв і їх концентрації. Отже, U_i визначається цими ж величинами, і, оскільки концентрація електронів і положення рівнів Фермі в різних металах мало різняться, величина внутрішньої контактної різниці потенціалів для металів зазвичай мала (в межах 0,001 – 0,01 В).

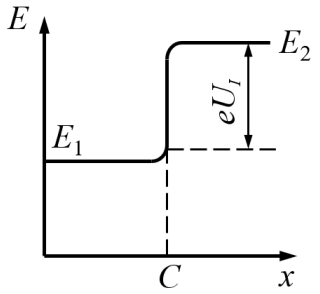


Рисунок 6.3 – Енергетична діаграма, що пояснює виникнення внутрішньої контактної різниці потенціалів U_i

6.2 Контакт метал-напівпровідник

Виникнення контактної різниці потенціалів в разі контакту метал-напівпровідник принципово не відрізняється від випадку контакту метал-метал, оскільки вона визначається різницею робіт виходу металу і напівпровідника. Однак відмінність властивостей напівпровідника від металу, обумовлена можливістю внесення суттєвих змін до концентрацій носіїв заряду в напівпровідниках, призводить до виникнення специфічних явищ на контакті метал-напівпровідник [8].

Якщо ми маємо контакт метал-напівпровідник *n*-типу і термодинамічна робота виходу з напівпровідника більша, ніж з металу: $\Phi_П > \Phi_M$ (рис. 6.4, а), то потік електронів з металу в напівпровідник буде більшим, і в приконтактній області металу виникне позитивний заряд, а в приконтактній області напівпровідника – негативний. Це, як уже відомо, призводить до появи контактної різниці потенціалів

$$eU_K = \Phi_П - \Phi_M, \tag{6.14}$$

та до виникнення електричного поля, що перешкоджає переходу електронів з металу в напівпровідник. Внаслідок того, що глибина проникнення поля залежить від концентрацій електронів в металі і напівпровіднику, які можуть сильно відрізнятися (в загальному випадку $n_M >> n_П$), контактне електричне поле, що виникло, практично проникає лише вглиб напівпровідника. Якщо

просторовий заряд негативний, то енергетичні зони вигинаються вниз, і приконтактний шар напівпровідника збагачується електронами, тобто основними носіями. Отже, дія контактного поля в цьому випадку зводиться до збільшення провідності приконтактного шару напівпровідника.

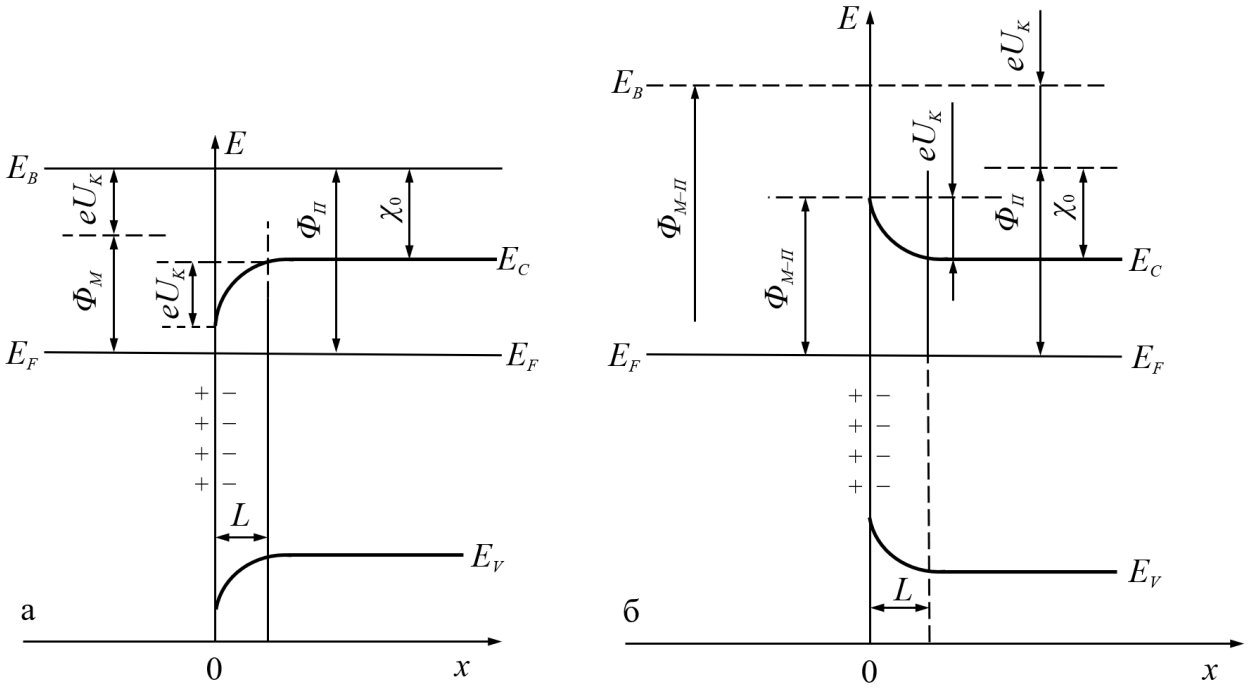


Рисунок 6.4 – Енергетична діаграма контакту метал-напівпровідник *n*-типу:
а) – $\Phi_П > \Phi_M$; б) – $\Phi_П < \Phi_M$

Якщо ж термодинамічна робота виходу з металу більша, ніж з напівпровідника: $\Phi_M > \Phi_П$ (рис. 6.4, б), в приконтактному шарі напівпровідника енергетичні зони вигинаються вгору, і він збагачується дірками, тобто НН заряду для електронного напівпровідника. Збагачення неосновними носіями означає зменшення електропровідності. Оскільки контакт розглядається в стані термодинамічної рівноваги, для невиродженого напівпровідника $n_i^2 = n_0 p_0$, і зростання концентрації неосновних носіїв p_0 означає зменшення концентрації основних носіїв n_0.

Зменшену таким чином електропровідність можна розглядати як область з підвищеним опором, яка носить назву запірного шару. На противагу йому, шар підвищеної провідності, збагачений основними носіями, називається антизапірним. Таким чином, на контактах метал-напівпровідник можливе

виникнення запірних і антизапірних шарів. Такий контакт при проходженні через нього електричного струму буде нелінійним, тому що його властивості змінюються в залежності від прикладеної напруги. Аналогічно, на контакті метал-напівпровідник *p*-типу (рис. 6.5) може виникнути запірний шар, коли $\Phi_П > \Phi_M$ (рис. 6.5, а), і антизапірний, коли $\Phi_M > \Phi_П$ (рис. 6.5, б).

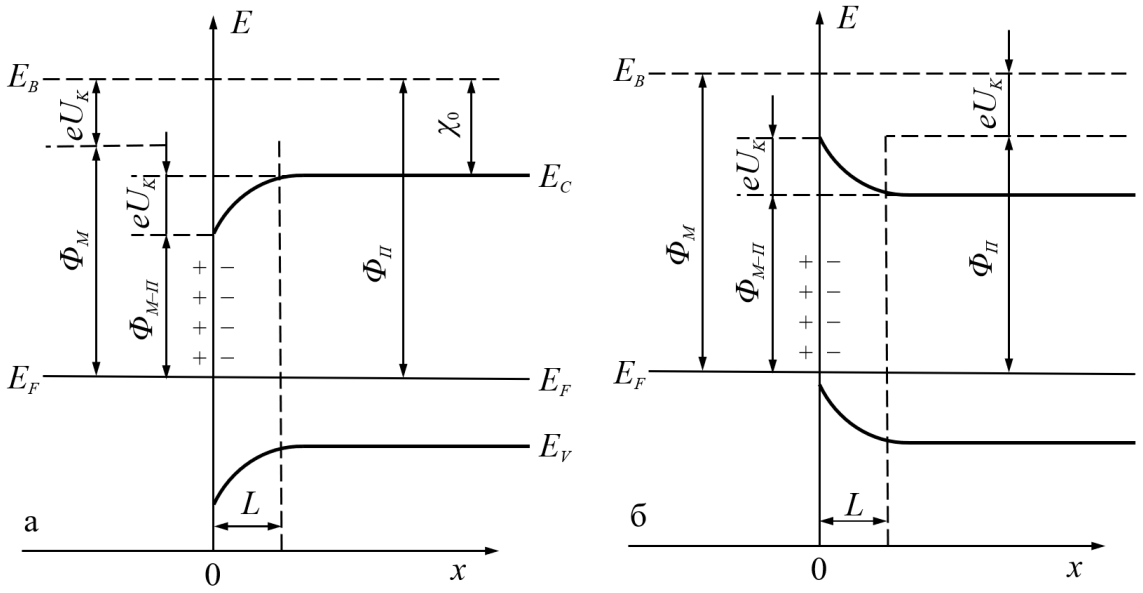


Рисунок 6.5 – Енергетична діаграма контакту метал-напівпровідник *p*-типу:
а) – $\Phi_П > \Phi_M$; б) – $\Phi_П < \Phi_M$

Розглянемо для визначеності напівпровідник *n*-типу і $\Phi_M > \Phi_П$. Створене контактне поле відтісняє вільні електрони в глиб напівпровідника, і практично весь просторовий заряд визначається іонізованими іонами донорів p_D, для концентрації яких, як встановлено вище, справедливе співвідношення $p_D = n_0$.

Таким чином, щільність просторового заряду в приконтактній області можна вважати практично постійною:

$$\rho = qn_0. \qquad (6.15)$$

З урахуванням умови (6.15), рівняння Пуассона для області існування просторового заряду набуває вигляду:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{-n_0}{\varepsilon\varepsilon_0}. \qquad (6.16)$$

Інтегруючи рівняння (6.16), отримуємо:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{-n_0}{\varepsilon\varepsilon_0}. \qquad (6.17)$$

Розв'язання рівняння (6.17) залежить від граничних умов. На межі шару, тобто при $x = \zeta$, поля немає:

$$\varphi(\zeta) = 0; \quad E = -\left.\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=\zeta}. \qquad (6.18)$$

Безпосередньо на контакті, тобто при $x = 0$:

$$\varphi(0) = qU_K = \Phi_M - \Phi_П, \qquad (6.19)$$

тоді рівняння (6.15) буде мати вигляд:

$$d\varphi(x) = \frac{q^2 n U_K}{2\varepsilon\varepsilon_0(\zeta - x)}, \qquad (6.20)$$

звідки можна в явному вигляді отримати вираз для глибини проникнення контактного поля:

$$\zeta = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_K}{n_0 q}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\Phi_M - \Phi_П)}{n_0 q^2}}. \qquad (6.21)$$

Наприклад, при різниці робіт виходу ~ 1 еВ для кремнію з концентрацією домішки $N_D = 10^{23}$ м$^{-3}$ глибина проникнення контактного поля становить близько

15 мкм. Очевидно, що у власному напівпровіднику глибина проникнення контактного поля більша, ніж в домішковому.

Запірний шар на контакті метал-напівпровідник обумовлює випрямні властивості такого контакту при проходженні через нього електричного струму. У рівноважному стані дифузний струм основних носіїв, викликаний градієнтом концентрацій, компенсується дрейфовим струмом НН в контактному полі. При накладенні на контакт потенціалу зовнішнього електричного поля V порушується рівновага, і через контакт тече електричний струм. Основний опір електричному струму створює запірний шар, тому практично вся прикладена напруга від зовнішнього електричного поля падає на ньому.

Розглянемо докладніше, до чого призводить вплив зовнішньої напруги V на енергетичний бар'єр на контакті метал-напівпровідник, який (тобто, бар'єр) визначається положенням рівня Фермі. При проходженні електричного струму напівпровідник стає нерівноважним, і концентрація носіїв в ньому визначається квазірівнем Фермі.

Для контакту метал-невироджений напівпровідник n-типу при $\Phi_M > \Phi_П$

$$n = N_C \, \mathrm{e}^{-\frac{E_C - F_n^* + qU(x)}{kT}}. \qquad (6.22)$$

Проходження струму змінює концентрацію носіїв і положення квазірівня Фермі F_n^*. Знайдемо зміну квазірівня Фермі між двома точками x_1 і x_2 в області існування просторового заряду, тобто в області $0 < x < \zeta$.

Щільність струму, що тече через напівпровідник, визначається як

$$j = qn\mu_n E + qD_n dn / dx. \qquad (6.23)$$

З огляду на співвідношення Ейнштейна [4] і формулу (6.23), можна отримати для щільності струму вираз також через відносну зміну квазірівня Фермі:

$$j = qn\mu_n dF_n^* / dx, \qquad (6.24)$$

звідки

$$\Delta F_n^* = \int_{x_1}^{x_2} dF_n^* = \int_{x_1}^{x_2} \frac{j}{n\mu_n} dx. \tag{6.25}$$

Разом з тим, падіння напруги між цими ж двома точками в запірному шарі, обумовлене прикладеною зовнішньою напругою, на основі закону Ома можна записати як:

$$V_2 - V_1 = j\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{\sigma} = j\int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{qn\mu_n}. \tag{6.26}$$

Порівнюючи вирази (6.25) і (6.26), можна побачити, що зміна положення квазірівнів Фермі в приконтактному шарі напівпровідника, а отже, відповідно до формули (6.14), контактна різниця потенціалів і висота потенційного бар'єра, практично визначаються лише величиною прикладеної різниці потенціалів:

$$\Delta F_n^* = q\left(V_2 - V_1\right). \tag{6.27}$$

В залежності від полярності прикладеної зовнішньої напруги V, потенційний бар'єр на межі метал-напівпровідник зменшується або збільшується.

Якщо до запірного шару напівпровідника n-типу прикласти напругу V, причому на напівпровідник подати негативний потенціал, а на метал – позитивний, така ситуація сприятиме переходу електронів з напівпровідника в метал і зменшуватиме товщину збідненого основними носіями приконтактного шару (рис. 6.6, а). Висота потенційного бар'єра між металом і напівпровідником зменшиться на величину qV і дорівнюватиме $q(U_K - V)$. Така напруга називається прямою: $V < 0$; вона суттєво збільшує струм через контакт. Якщо змінити полярність прикладеної зовнішньої напруги, тобто, на напівпровідник подати позитивний потенціал, а на метал – негативний, у цьому випадку електрони переміщатимуться від межі з металом вглиб напівпровідника. В результаті товщина збідненого основними носіями приконтактного шару в напівпровіднику зросте (рис. 6.6, б), висота потенційного бар'єра також зросте до значення

$q(U_K + V)$. Така напруга називається зворотною: $V > 0$; струм через контакт практично зникне.

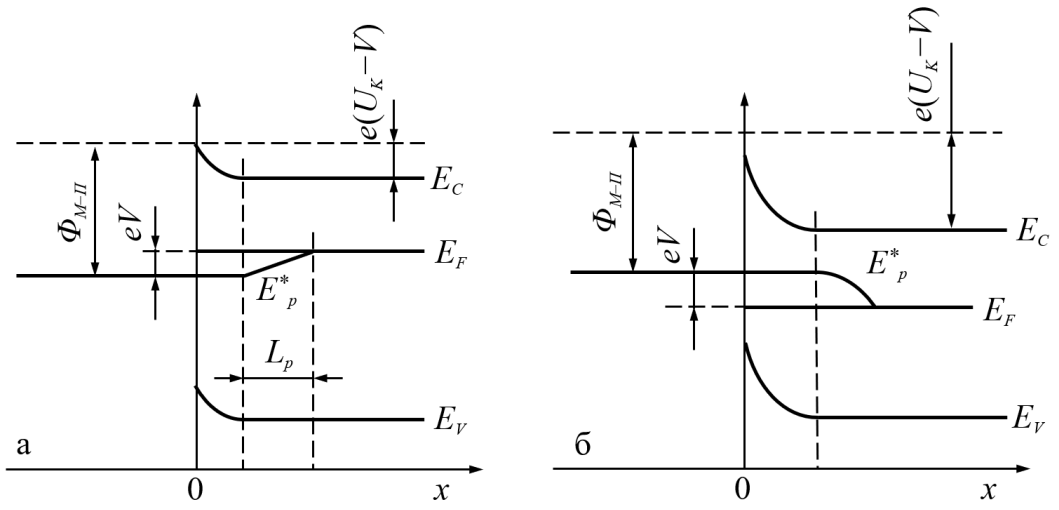


Рисунок 6.6 – Енергетичні діаграми контакту метал-напівпровідник *n*-типу при додаванні прямої (а) і зворотної (б) напруги

Аналогічну картину можна отримати, якщо розглянути подачу зовнішнього напруги на запірний шар напівпровідника *p*-типу. У цьому випадку, очевидно, прямим включенням буде подача позитивної зовнішньої напруги на напівпровідник і негативної – на метал. Таким чином, якщо на контакті метал-напівпровідник утворюється запірний шар, і полярність зовнішньої напруги така, що концентрація неосновних носіїв в приконтактному шарі напівпровідника зростає, тобто товщина збідненого основними носіями шару і, отже, опір контакту зростають, то величина струму, що тече через такий контакт, виявляється відносно малою.

Якщо концентрація неосновних носіїв в такому шарі зменшується, то величина струму через контакт метал-напівпровідник зростає. Тим самим існування запірного шару на межі метал-напівпровідник і можливість управління його товщиною за допомогою зовнішньої напруги обумовлює випрямляючі властивості контакту (рис. 6.7). Товщина запірного шару при цьому визначається як

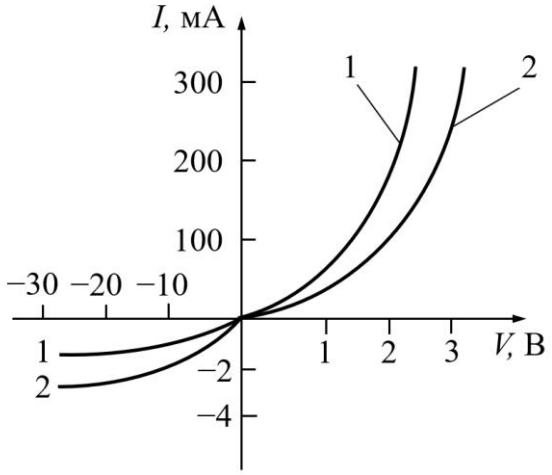


Рисунок 6.7 – ВАХ контакту метал-напівпровідник для тонкого (1) і товстого (2) запірних шарів

$$\varsigma = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\left(U_K + V\right)}{n_0 q}}. \tag{6.28}$$

З виразу (6.28) видно, що при прямій напрузі $V < 0$ товщина запірного шару зменшується, а при зворотній напрузі $V > 0$ зростає. Розрахунок струмів, що течуть з напівпровідника в метал $j_П$ і назад j_M при подачі зовнішньої напруги, дозволяє отримати аналітичний вираз для ВАХ контакту метал-напівпровідник. Оскільки ми розглядаємо струм на контакті при подачі зовнішньої напруги, то $j = j_П - j_M$, і відповідно до виразів (6.9) і (6.10) можна записати:

$$j = AT^2 \mathrm{e}^{-\frac{qU_K + qV}{kT}} - AT^2 \mathrm{e}^{-\frac{qU_K}{kT}} = j_s\left(\mathrm{e}^{-\frac{qV}{kT}} - 1\right), \tag{6.29}$$

де

$$j_s = AT^2 \mathrm{e}^{-\frac{qU_K}{kT}}. \tag{6.30}$$

Струм j_s називається струмом насичення. Як випливає з умови (6.29), при подачі на контакт прямої напруги $V < 0$ струм через контакт зростає експоненційно; при подачі запірної напруги $V > 0$ цей струм визначається струмом насичення (рис. 6.7).

Більш строгий розрахунок ВАХ контакту метал-напівпровідник показує необхідність врахування характеристики запірного шару, в першу чергу, його товщини. Якщо запірний шар товстий, що визначається умовою

$$\varsigma \square \ \lambda, \tag{6.31}$$

де λ – довжина вільного пробігу, рух носіїв заряду через запірний шар обумовлюється, головним чином, дифузією.

6.3 Електронно-дірковий перехід в напівпровідниках

В випадку контакту напівпровідників *p*- і *n*- типу, на межі розділу *p*- і *n*-областей також виникають контактні явища, і такий *p*-*n* перехід теж має випрямляючі властивості. З подачею зовнішньої напруги на *p*-*n*-перехід з'являється можливість управління висотою потенційних бар'єрів, при цьому змінюється концентрація основних і неосновних носіїв не тільки в приконтактних шарах *p*-*n*-переходу, але і в об'ємі напівпровідника.

Наприклад, при подачі зовнішньої негативної напруги на *n*-область з'являється можливість інжекції неосновних носіїв в об'єм напівпровідника. На цій важливій властивості *p*-*n*-переходу – зміні концентрації носіїв заряду – засновано всю напівпровідникову електроніку. Утворення *p*-*n*-переходу досягається зазвичай дифузією в напівпровідник *n*- або *p*-типу домішки іншого типу з тим, щоб в одній області напівпровідника мати надлишок носіїв одного знаку, а в іншій області – надлишок носіїв заряду іншого знаку.

Розглянемо процеси в *p*-*n*-переході, створеному в однорідному напівпровіднику дифузією донорних і акцепторних домішок (рис. 6.8). Вважаємо для визначеності, що це акцепторний напівпровідник, в якому акцепторна домішка розподілена рівномірно. В такий напівпровідник введемо донорну домішку так, щоб в одній частині напівпровідника її концентрація була більшою: $N_D > N_A$ (рис. 6.8, а). В результаті ця область набуває електронної електропровідності, а інша частина, де концентрація донорів мала, – діркової

(рис. 6.8, б). На межі двох областей напівпровідника з різними типами провідності виникає взаємна дифузія основних носіїв заряду. Дірки з *p*-області, де їх концентрація велика, переходять в *n*-область, а електрони з *n*-області – відповідно в *p*-область. Ця взаємна дифузія носіїв призводить до розділення зарядів в приконтактних областях *p*-*n* переходу. В *p*-області виникає негативний просторовий заряд іонів акцепторів за рахунок відходу з цієї області дірок, а в *n*-області – позитивний просторовий заряд, оскільки при виході електронів з цієї області там залишаються позитивні іони донорів.

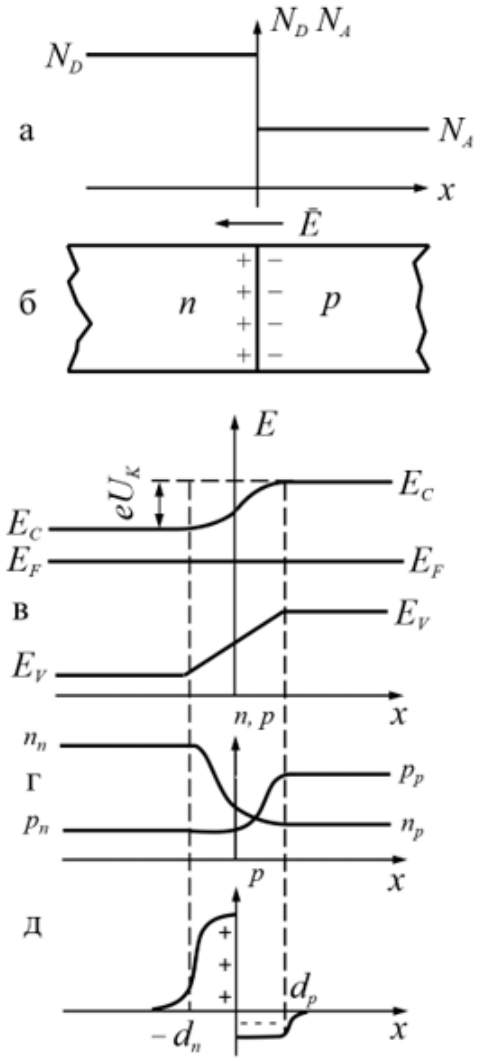


Рисунок 6.8 – Утворення *p*-*n*-переходу при введенні донорної домішки в напівпровідник *p*-типу: а) – розподіл домішок; б) – виникнення поділу зарядів на контакті *n*- і *p*- областей; в) – вигин зон в області *p*-*n*-переходу; г) – розподіл носіїв; д) – розподіл просторового заряду

Таким чином, на контакті виникає електричне поле, що обумовлює дрейф неосновних носіїв: дірок з *n*-області в *p*-область, електронів – з *p*-області в *n*-область. Носії перетікають до тих пір, поки створене ними контактне поле не врівноважує обидва струми, і дрейфовий струм неосновних носіїв не зрівнюється з дифузійним струмом основних носіїв. За відсутності контактного поля, концентрація основних носіїв в *n*-області n_n більша, ніж концентрація неосновних носіїв – електронів в *p*-області n_p, і, відповідно, концентрація основних носіїв для *p*-області p_p більша, ніж дірок p_n – неосновних носіїв для *n*-області (рис. 6.8, в). Крім того, з урахуванням умови $N_D > N_A$, маємо $n_n > p_p$. Контактне поле, що виникло, перешкоджає відходу електронів з *n*-області в *p*-область, а дірок – з *p*-області в *n*-область. Концентрація електронів n_n і дірок p_p з поглибленням в приконтактну область швидко зменшується (рис. 6.8, г).

У стані термодинамічної рівноваги струм через *p*-*n* перехід не проходить, і рівні Фермі для обох областей однакові. Однак наявність по обидва боки *p*-*n*-переходу просторового заряду протилежного знаку по відношенню до основних носіїв в кожній з областей призводить, по суті, до утворення потенційних бар'єрів для основних носіїв. Отже, в області контактного поля енергетичні зони викривляються (рис. 6.8, в). Глибина проникнення контактного шару в *n*- і *p*-області різна (рис. 6.8, д).

Глибину проникнення контактного поля в кожну з областей *p*-*n*-переходу можна визначити, розв'язуючи для них рівняння Пуассона. Беручи до уваги (6.15) для кожної з областей (це відповідає припущенням, що просторовий заряд в основному визначається іонізованими атомами донорів для *n*-області і іонізованими атомами акцепторів для *p*-області), можна записати для області $0 < x < \zeta_n$:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_n}{\varepsilon\varepsilon_0}, \tag{6.32}$$

а для області $-\zeta_p < x < 0$ –

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qp_p}{\varepsilon\varepsilon_0}. \tag{6.33}$$

Розв’язання рівнянь (6.32) і (6.33) з урахуванням граничних умов:

$$\varphi = 0 \quad \text{та} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad \text{при} \quad x = \zeta_n; \tag{6.34}$$

$$\varphi = U_K \quad \text{та} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad \text{при} \quad x = -\zeta_p \tag{6.35}$$

мають вигляд:

$$\varphi_n = qn_n / 2\varepsilon\varepsilon_0 \left(\zeta_n - x\right)^2 \quad \text{при} \quad 0 < x < \zeta_n; \tag{6.36}$$

$$\varphi_p = U_K - qp_p / 2\varepsilon\varepsilon_0 \left(\zeta_p - x\right)^2 \quad \text{при} \quad -\zeta_p < x < 0. \tag{6.37}$$

Очевидно, що безпосередньо на межі $x = 0$ обидва рішення (6.34) і (6.35) повинні давати одні й ті ж значення φ і $d\varphi/dx$, тобто:

$$\varphi_n\big|_{x=0} = \varphi_p\big|_{x=0}, \tag{6.38}$$

$$d\varphi_n / dx\big|_{x=0} = d\varphi_p / dx\big|_{x=0}. \tag{6.39}$$

З огляду на умови (6.36) – (6.39), отримуємо

$$\frac{\zeta_n}{\zeta_p} = \frac{p_p}{n_p}. \tag{6.40}$$

Якщо використати граничну умову (6.38) і співвідношення (6.40), можна отримати вираз для повної товщини шару просторового заряду $\zeta = \zeta_p + \zeta_n$:

$$U_K = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0}\left(n_n\zeta_n^2 + p_p\zeta_p^2\right) = \frac{q}{2\varepsilon\varepsilon_0}\frac{n_n p_p}{n_n + p_p}\zeta^2, \tag{6.41}$$

звідки:

$$\zeta = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_K}{n_0 q}\frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}. \tag{6.42}$$

З формули (6.42) випливає, що товщина шару ζ тим більша, чим менша концентрація носіїв заряду, а оскільки ця концентрація в загальному випадку визначається легуванням напівпровідника, ζ зменшується при збільшенні концентрації легуючої домішки.

Величина контактного поля, так само як і для контакту метал-напівпровідник (6.14), залежить від різниці робіт виходу:

$$qU_K = \Phi_n - \Phi_p. \tag{6.43}$$

З огляду на значення Φ_n і Φ_p, згідно формул (6.4) і (6.8), отримуємо:

$$qU_K = \Delta E - kT \ln N_C N_V / N_A N_D, \tag{6.44}$$

звідки випливає, що для невиродженого напівпровідника qU_K менше ΔE. Якщо врахувати значення n_i^2 за формулою (5.1), вираз (6.44) перетвориться у

$$qU_K = kT \ln p_p n_n / n_i^2. \tag{6.45}$$

6.4 Вольт-амперна характеристика *p*-*n*-переходу

Очевидно, що саме існування потенційних бар'єрів для основних носіїв на *p*-*n*-переході обумовлює його випрямляючі властивості при подачі на *p*-*n*-перехід зовнішньої напруги. Однак, на відміну від контакту метал-напівпровідник, випрямлення на *p*-*n*-переході визначається головним чином неосновними носіями заряду, що виникають в приконтактних областях переходу, тому воно залежить від умов генерації і рекомбінації НН в *p*-*n*-переході. Генерація НН обумовлена дифузією основних носіїв через перехід, вона залежить від їх концентрації, яка може бути збільшена дією зовнішнього електричного поля. Рекомбінація в основному визначається часом життя НН, який пов'язаний з їх

дифузійною довжиною. Отже, рекомбінація залежить від товщини *p*-*n*-переходу. Для тонкого *p*-*n*-переходу можна вважати, що рекомбінація в ньому відсутня.

Якщо розглядається рекомбінація в товстому переході ($\zeta >> L$), то, на відміну від контакту метал-напівпровідник, при розрахунку струму через *p*-*n*-перехід необхідно враховувати струм, обумовлений електронами, і струм, що створюється дірками. Тоді через перехід протікають чотири складові струму: дифузійні струми основних носіїв (електронів j_{nD} і дірок j_{pD}), а також дрейфові струми неосновних носіїв (j_{nE} і j_{pE} відповідно). Очевидно, що в стані термодинамічної рівноваги:

$$j_{nD} + j_{pD} + j_{nE} + j_{pE} = 0. \qquad (6.46)$$

Якщо подати на *p*-*n*-перехід позитивну зовнішню напругу на *p*-область, а негативну – відповідно на *n*-область, величина потенційного бар'єру зменшиться. Це пряме ввімкнення переходу: $V < 0$. Потік електронів з *n*-області в *p*-область збільшиться, відповідно зросте потік дірок з *p*-області в *n*-область. Таким чином, при прямій зовнішній напрузі струм основних носіїв збільшується. При цьому зовнішнє електричне поле може стати більшим за контактне поле, і потенційний бар'єр взагалі зникне. Тоді енергетичні зони, нахил яких обумовлено дією зовнішнього електричного поля, утворять «потенційний схил» для електронів в *p*-область і дірок в *n*-область (рис. 6.9, а).

Величина струму, що тече через *p*-*n*-перехід, визначається величиною прикладеної напруги V і рекомбінацією електронів в *n*-області і дірок в *p*-області переходу. Якщо змінити полярність прикладеної зовнішньої напруги, в приконтактних областях *p*-*n*-переходу зросте просторовий заряд нерухомих іонів донорів і акцепторів за рахунок відходу рухомих електронів і дірок під дією зовнішнього поля. Струм через *p*-*n*-перехід майже не проходить (рис. 6.9, б). Очевидно, що товщина *p*-*n*-переходу змінюється в залежності від полярності прикладеної напруги:

$$\zeta = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\left(U_K + V\right)}{q}\frac{n_n + p_p}{n_n p_p}}. \qquad (6.47)$$

При прямій напрузі $V < 0$ вона зменшується, при зворотній $V > 0$ – збільшується. Таким чином, p-n-перехід має асиметричну провідність, отже, випрямляючі властивості.

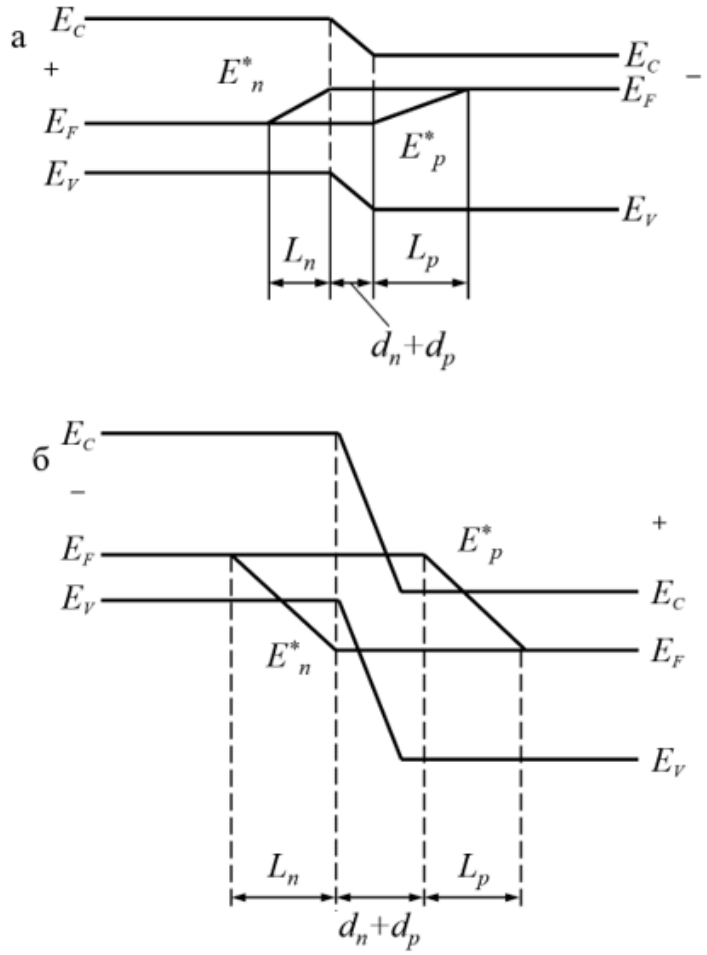


Рисунок 6.9 – Енергетична діаграма p-n-переходу: а) – при додаванні прямої напруги; б) – при додаванні зворотної напруги

Додаткові концентрації неосновних носіїв Δp для n-області і Δn для p-області, які виникають в прикордонних областях p-n-переходу:

$$\Delta p = p - p_n; \quad \Delta n = n - n_p, \qquad (6.48)$$

де p і n – концентрації НН – дірок і електронів в області просторових зарядів в n- і p- областях відповідно. Значення їх залежать від зовнішньої напруги V:

$$p = p_n e^{-qV/kT}; \quad n = n_p e^{-qV/kT}, \tag{6.49}$$

збільшуючись з ростом прямої напруги $V < 0$. Підставляючи вирази (6.49) в формулу (6.48), отримаємо:

$$\Delta p = p_n \left(e^{-qV/kT} - 1\right); \quad \Delta n = n_p \left(e^{-qV/kT} - 1\right), \tag{6.50}$$

звідки випливає, що при подачі прямої напруги надлишкова концентрація нерівноважних носіїв збільшується, і струм через p-n-перехід в прямому напрямку зростає. Такий спосіб збільшення концентрації носіїв називається інжекцією, отже, у p-n-перехід при подачі на нього прямої напруги інжектуються нерівноважні неосновні носії заряду.

Відповідно до (6.46), повний струм через p-n-перехід визначається чотирма складовими. Однак в деякому наближенні можна враховувати не всі з них. При сильному легуванні концентрація основних носіїв (наприклад, n_n) відносно велика. Умова електронейтральності для прикордонних областей p-n-переходу, яка встановлюється внаслідок компенсації об'ємного заряду:

$$\Delta p = \Delta n, \tag{6.51}$$

дає змогу для концентрації електронів в n-області записати значення:

$$n = n_n + \Delta n(x), \tag{6.52}$$

тоді частка електронного струму в формулі (6.46), що визначається як дифузійною, так і дрейфовою складовими, стає переважаючою, тобто, струм дірок можна не враховувати.

Контрольні питання

1. Що таке робота виходу?
2. Що таке контактна різниця потенціалів?
3. Опишіть явища у контакті метал-напівпровідник.
4. Що таке запірний і антизапірний шари?
5. Опишіть електронно-дірковий перехід в напівпровідниках.
6. Поясніть ВАХ *p*-*n*-переходу.
7. З чого складається повний струм через *p*-*n*-перехід?

7 ЕКСПЛУАТАЦІЙНІ ВЛАСТИВОСТІ ЕЛЕКТРОННО-ДІРКОВИХ ПЕРЕХОДІВ

7.1 Лавинний та тепловий пробої в напівпровідниках

Електричний пробій – явище різкого зростання струму в напівпровіднику, яке виникає під час прикладання напруги, що є вищою за критичну (напругу пробою). Зворотна напруга, подана на діод, практично вся прикладається до випрямляючого електричного переходу. При надто великих для конкретного діода зворотних напругах відбувається пробій випрямляючого електричного переходу (і, відповідно, діода в цілому). Пробій – це явище різкого збільшення диференційної провідності переходу при досягненні зворотною напругою критичного для даного приладу значення. Залежно від фізичних явищ, що призводять до пробою, розрізняють лавинний, тунельний і тепловий пробої.

Лавинний пробій – це пробій, викликаний лавинним розмноженням носіїв заряду під дією сильного (~ 10^4 – 10^6 В/см) електричного поля. Лавинне розмноження носіїв заряду відбувається в результаті того, що вони, проходячи через випрямляючий перехід при зворотній напрузі, набувають в сильному електричному полі на довжині вільного пробігу додаткову енергію, достатню для утворення нових електронно-діркових пар носіїв заряду внаслідок ударної іонізації атомів напівпровідника. Нові носії далі також генерують пари – виникає лавинне розмноження носіїв, а на вольт-амперній характеристиці виникає швидке (необмежене) зростання струму – відбувається лавинний пробій.

Процес ударної іонізації характеризують коефіцієнтами ударної іонізації α_n і α_p, які значною мірою залежать від напруженості електричного поля. Тому коефіцієнти ударної іонізації для електронів і дірок зазвичай вважають однаковими.

Щоб кількісно охарактеризувати збільшення струму через *p-n* перехід внаслідок ударної іонізації, вводять коефіцієнти лавинного розмноження M_n і M_p, які показують, у скільки разів збільшується струм відповідних носіїв в результаті вказаного процесу. Іншими словами, коефіцієнт лавинного розмноження – це

відношення струму конкретних носіїв заряду (наприклад, електронів), що виходять з переходу, до струму тих же носіїв, що входять у перехід. З припущення про однаковість коефіцієнтів ударної іонізації автоматично витікає рівність коефіцієнтів лавинного розмноження:

$$M_n = M_p = M. \qquad (7.1)$$

Параметром діода, що характеризує явище пробою його випрямляючого переходу, є пробивна напруга – напруга, при якій відбувається необмежене зростання струму (рис. 7.1). Формально, при пробивній напрузі $M \to \infty$. Практично, пробивна напруга діода визначається значенням зворотної напруги, що викликає пробій випрямляючого переходу, при якому зворотний струм досягає певного значення.

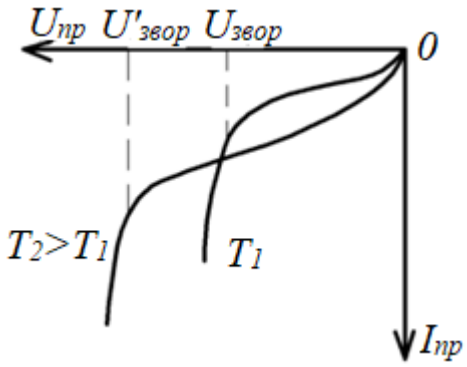


Рисунок 7.1 – ВАХ діода при лавинному пробої для різних температур

При протіканні зворотного струму в напівпровідниковому діоді, у ньому виділяється тепло потужністю $I \cdot U$, яке призводить до розігріву діода. Збільшення температури переходу веде до збільшення зворотного струму і до посилення розігріву. При недостатньому тепловідведенні на статичній ВАХ діода може з’явитися область негативного опору і розвинутися тепловий пробій (рис. 7.2).

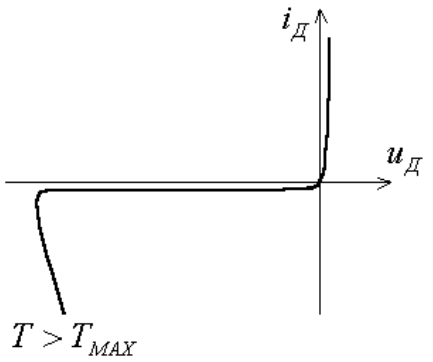


Рисунок 7.2 – ВАХ діода при тепловому пробої

Збільшення струму при тепловому пробої пояснюється розігрівом напівпровідника в області *p*-*n*-переходу і відповідним збільшенням питомої провідності. Тепловий пробій характеризується негативним диференціальним опором. Якщо напівпровідник – кремній, то при збільшенні зворотної напруги тепловий пробій зазвичай виникає після електричного (під час електричного пробою напівпровідник розігрівається, а потім починається тепловий пробій).

Після лавинного пробою *p*-*n*-перехід не змінює своїх властивостей. Після теплового пробою, якщо напівпровідник встиг нагрітися досить сильно, властивості переходу необоротно змінюються (напівпровідниковий прилад виходить з ладу). Теплове руйнування діода (наприклад, плавлення напівпровідника) відбувається, якщо струм при пробої недостатньо обмежений опором зовнішнього кола.

На відміну від лавинного, час розвитку теплового пробою порівняно великий: $10^{-2} – 10^{2}$ с. Виділення тепла обмежує робочі температури напівпровідникових приладів значеннями 70 – 80 °С для германію, і 100 – 130 °С для кремнію.

Однак, явище пробою *p*-*n* переходу не завжди шкідливе. Наприклад, воно знайшло застосування в конструкції стабілітронів – напівпровідникових діодів, ВАХ яких має область різкої залежності струму від напруги на зворотній ділянці характеристики (рис. 7.3, а).

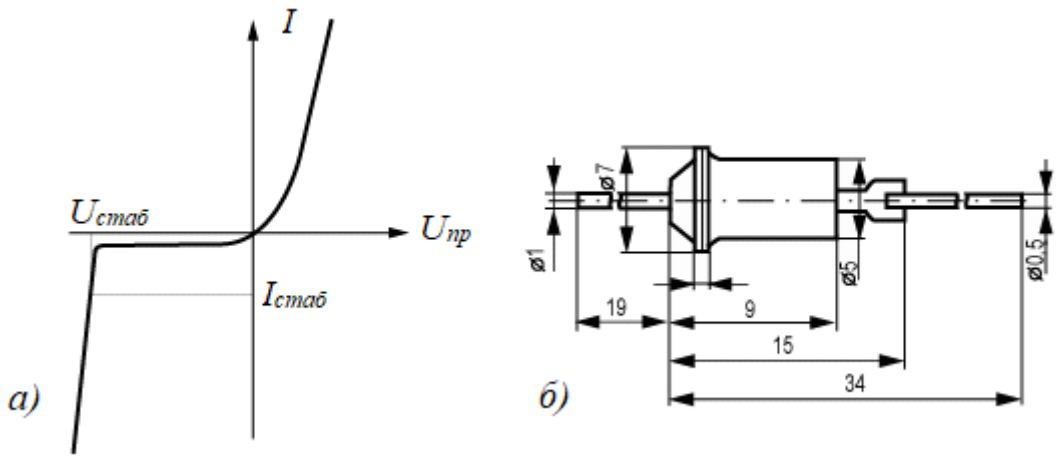


Рисунок 7.3 – ВАХ (а) і конструкція корпусу (б) типового стабілітрона

При досягненні зворотної напруги на стабілітроні до значення, що зветься напругою стабілізації $U_{стаб}$, струм через стабілітрон $I_{стаб}$ різко зростає. Диференційний опір $R_{диф}$ ідеального стабілітрона на цій ділянці ВАХ наближається до нуля. В типових реальних приладах величина $R_{диф}$ лежить в межах 2 – 50 Ом. Конструкція стабілітрону передбачає можливість ефективного тепловідведення від корпусу (рис. 7.3, б).

Основне призначення стабілітрона – стабілізація напруги на навантаженні при змінах напруги у зовнішньому колі. Для цього послідовно зі стабілітроном включають навантажувальний (баластний) опір, що демпфує зміни зовнішньої напруги. Стабілітрон називають також опорним діодом. Напруга стабілізації залежить від фізичного механізму, що обумовлює різку залежність струму від напруги. Два механізми: розглянутий вище лавинний і тунельний (див. далі) пробої *p-n*-переходу можуть бути відповідальними за таку залежність.

Для стабілітронів з тунельним механізмом пробою напруга стабілізації $U_{стаб}$ невелика і складає величину менше 5 вольт. Для стабілітронів з лавинним механізмом пробою напруга стабілізації зазвичай має більші значення, становлячи величину більше 8 вольт.

Основними характеристиками стабілітрона є струм і напруга стабілізації, диференційний опір стабілітрона, а також температурні залежності цих параметрів (найважливіша з них – температурний коефіцієнт напруги, ТКН). Як приклад, на рис. 7.4 наведено диференційні параметри деяких реальних стабілітронів.

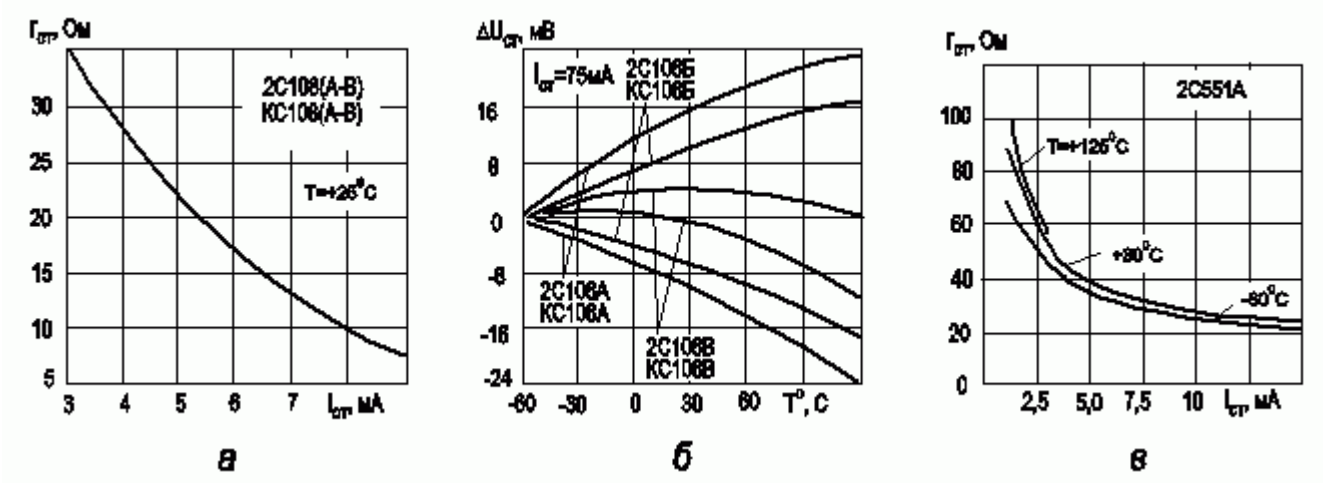


Рисунок 7.4 – Диференційні параметри типових стабілітронів

Як випливає з наведених даних, значення диференційного опору для стабілітронів обернено пропорційне струму стабілізації і становить десятки Ом при робочих параметрах струмів. Точність значення напруги стабілізації становить десятки мілівольт в стандартному температурному діапазоні.

Для виготовлення стабілітронів використовують напівпровідники з високою концентрацією домішок, тому напруженість електричного поля в *p*-*n*-переході у них значно вища, ніж у звичайних діодів. Вже при відносно невеликих зворотних напругах в *p*-*n*-переході стабілітрона виникає сильне електричне поле, що викликає його електричний пробій. В цьому режимі нагрівання діода не носить незворотного характеру, тому електричний пробій не переходить в тепловий. Пробійний режим не пов’язаний з інжекцією неосновних носіїв, тому в стабілітроні інерційні явища, обумовлені накопиченням і розсмоктуванням носіїв при переході з області пробою в область замикання і назад практично відсутні. Це дозволяє використовувати стабілітрони в імпульсних схемах в якості обмежувачів.

Оскільки шар *p*-*n*-переходу дуже тонкий (0,1 – 100 мкм), при подаванні істотної зворотної напруги (10 – 1000 В) можливий розвиток електричного розряду (іскри, дуги) по поверхні напівпровідника, що зазвичай стимулюється дефектами і забрудненнями поверхні. Для запобігання цим небажаним явищам, у високовольтних діодів виконується спеціальна обробка поверхонь:

полірування, травлення, пасивація, наносяться покриття (компаунди), знімаються фаски, створюються спеціальні профілі розподілу домішок (рис. 7.5).

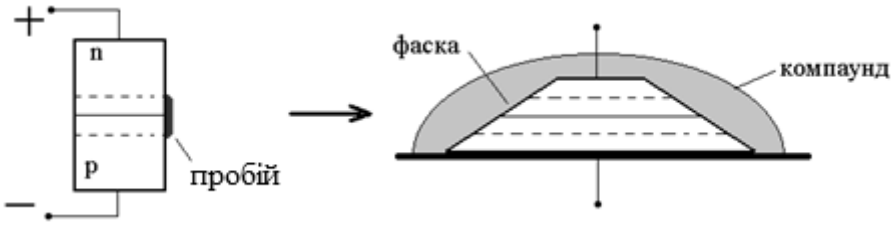


Рисунок 7.5 – Методи запобігання поверхневому пробою

7.2 Тунельний пробій

Тунельний пробій називають також зенерівським пробоєм, на прізвище вченого К. Зенера, який вперше описав відповідне явище в однорідному матеріалі. Раніше явищем Зенера помилково пояснювали і ті процеси при пробої переходу, в основі яких лежав лавинний пробій. В іноземній літературі досі називають діодами Зенера стабілітрони (діоди, що працюють в режимі пробою) незалежно від того, має місце в них тунельний чи лавинний пробій.

Напругу, при якій починається тунельний пробій, називають напругою Зенера. Для пояснення механізму тунельного пробою схематично зобразимо відповідну зонну діаграму *p*-*n*-переходу (рис. 7.6).

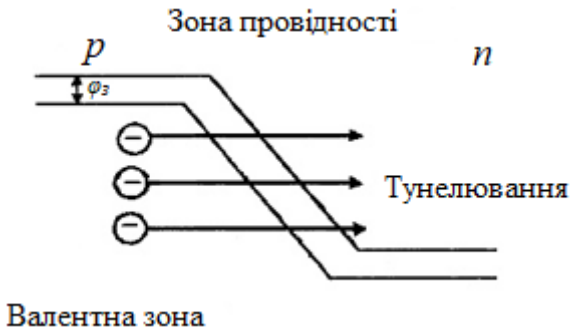


Рисунок 7.6 – Зонна діаграма *p*-*n*-переходу в режимі тунелювання

Якщо геометрична відстань між *p*- і *n*- областями переходу, ввімкненого в зворотному напрямі (товщина запірного шару) досить мала, виникає тунельний ефект – квантовомеханічне явище проходження електронів крізь потенційний бар'єр [3]. Тунельний пробій має місце в *p*-*n*-переходах з базою, якій властиве низьке значення питомого опору.

7.3 Ємності електронно-діркового переходу. Бар'єрна ємність

Як вже зазначалося, внаслідок дифузії електронів і дірок через *p*-*n*-перехід в області переходу виникають нескомпенсовані об'ємні (просторові) заряди іонізованих атомів домішок, які закріплені у вузлах кристалічної решітки напівпровідника, тому не беруть участі в процесі протікання електричного струму. Однак об'ємні заряди створюють електричне поле, яке найістотнішим чином впливає на рух вільних носіїв, тобто на процес протікання струму.

При збільшенні зворотної напруги область просторових зарядів розширюється (головним чином, за рахунок бази), і величина заряду в кожному шарі (*p*- і *n*-) напівпровідника збільшується. Це збільшення відбувається непропорційно: при великій за модулем зворотній напрузі заряд збільшується при збільшенні модуля напруги повільніше, ніж при малій напрузі.

Розглянемо увімкнутий у зворотному напрямку *p*-*n*-перехід (рис. 7.7), де Q – просторовий заряд у шарі *n* напівпровідника; $u < 0$ – зовнішня напруга, прикладена до *p*-*n*-переходу. Позначимо через *f* функцію, яка описує залежність Q від u:

$$Q = f(u). \qquad (7.2)$$

На практиці зручніше користуватися іншим виразом, який отримують диференціюванням (7.2). В електроніці широко використовують так звану бар'єрну ємність $C_{бар}$ *p*-*n*-переходу, яка за визначенням дорівнює $C_{бар} = \left| dQ / du \right|$. Зобразимо графіки залежності Q (рис. 7.8) і $C_{бар}$ (рис. 7.9) від напруги u.

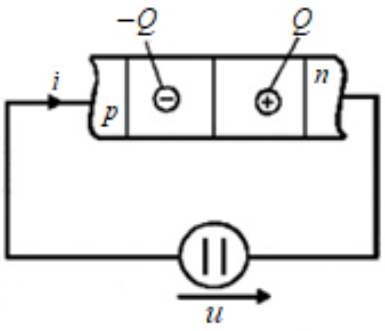


Рисунок 7.7 – Увімкнений у зворотному напрямку *p*-*n*-перехід

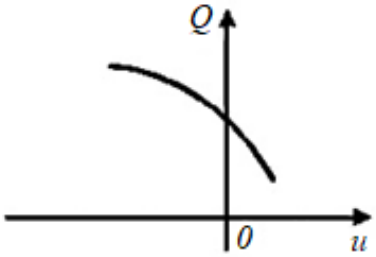


Рисунок 7.8 – Залежність заряду від напруги

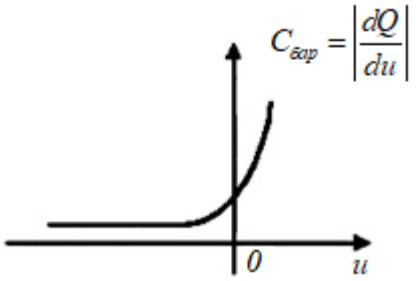


Рисунок 7.9 – Залежність бар’єрної ємності від напруги

Явище виникнення і зміни об’ємного заряду нерівноважних носіїв в *p*-*n*-переході і, відповідно, його бар’єрної ємності в залежності від прикладеної до переходу зовнішньої зворотної напруги *u* використовується в електроніці для створення зручних, мініатюрних і практично безінерційних конденсаторів змінної ємності, що застосовуються в різноманітних ВЧ та НВЧ тюнерах (пристроях, що виконують пошук радіо- та телевізійних станцій у певному діапазоні частот).

7.4 Дифузійна ємність

Якщо напруга зовнішнього джерела напруги зміщує *p*-*n*-перехід в прямому напрямку ($u > 0$), починається інжекція (емісія) – надходження неосновних носіїв заряду в запірний шар напівпровідника. У разі несиметричного *p*-*n*-переходу (що зазвичай буває на практиці), основну роль відіграє інжекція з емітера в базу.

Припустімо, що перехід саме несиметричний, і що емітером є шар *p*, а базою – шар *n*. Тоді інжекція – це надходження дірок в шар *n*. Наслідком інжекції є виникнення в базі об'ємного заряду дірок.

Відомо, що в напівпровідниках має місце явище електричної релаксації, яке полягає в тому, що об'ємний заряд, який виник, практично миттєво компенсується зарядом вільних носіїв іншого знака, які підходять з інших областей. Це відбувається за час порядку 10^{-12} – 10^{-11} с. Відповідно до цього, заряд дірок, що надійшов в базу, буде майже миттєво нейтралізований таким же по модулю зарядом електронів.

Далі, повторюючи попередній розгляд явищ, що супроводжують виникнення бар'єрної ємності, та використовуючи аналогічні позначення (Q – об'ємний заряд нерівноважних носіїв в базі; u – зовнішня напруга, прикладена до *p*-*n*-переходу; f – функція, що описує залежність Q від u), будуємо схему ввімкнення *p*-*n*-переходу у прямому напрямку (рис. 7.10).

За аналогією з вищевикладеним, $Q = f(u)$. На практиці прийнято користуватися іншим виразом, який є похідною від вказаного. Саме, використовують поняття дифузійної ємності $C_{диф}$ *p*-*n*-переходу, що дорівнює за визначенням $C_{диф} = dQ / du$. Ємність називають дифузійною тому, що заряд Q при прямому ввімкненні створюється за рахунок дифузії носіїв в базі.

Ємність $C_{диф}$ (на відміну від $C_{бар}$) зручніше описувати не як функцію прикладеної до *p*-*n*-переходу напруги u, а як функцію струму i через перехід. Заряд Q прямо пропорційний струму (рис. 7.11, а). В свою чергу, струм експоненційно залежить від напруги (відповідний вираз було виведено в розділі 6), тому похідна di / du також пропорційна струму. Звідси випливає, що ємність $C_{диф}$ прямо пропорційна струму (рис. 7.11, б):

$$C_{диф} = i\tau / \varphi_t, \qquad (7.3)$$

де $\varphi_t = kT / q$ – так званий температурний потенціал;

τ – середній час прольоту носіїв (для тонкої бази), або час їхнього життя (для товстої бази). Нагадаємо, що середній час прольоту – це час, за який інжектовані носії заряду проходять базу, а час життя – усереднений час від інжекції носія в базу до його рекомбінації.

Загальна ємність *p-n*-переходу $C_{пер}$ дорівнює сумі обох розглянутих ємностей, тобто $C_{пер} = C_{бар} + C_{диф}$. При зворотному зміщенні переходу ($u < 0$) дифузійна ємність практично дорівнює нулю, тому враховують лише бар'єрну ємність. При прямому зміщенні зазвичай $C_{бар} < C_{диф}$.

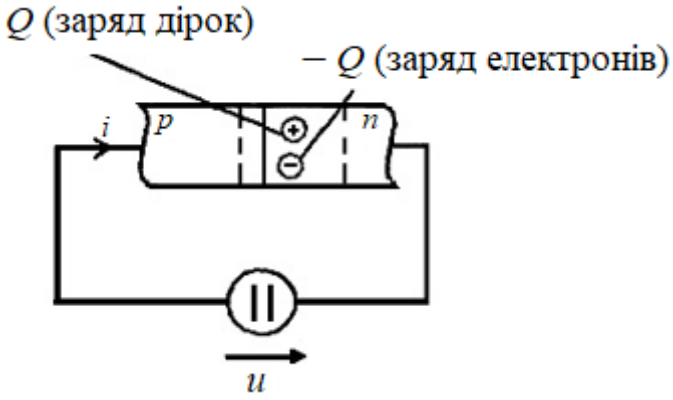


Рисунок 7.10 – Увімкнений у прямому напрямку *p-n*-перехід

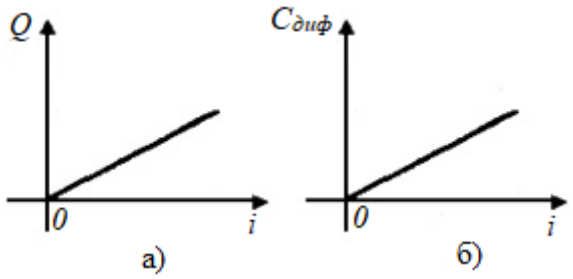


Рисунок 7.11 – Залежності заряду (а) та дифузійної ємності (б) від струму

7.5 Невипрямляючий контакт метал-напівпровідник

Для підключення зовнішніх електродів до *p*-*n*-переходу в діодах використовують так звані невипрямляючі (омічні) контакти метал-напівпровідник. Це такі контакти, опір яких практично не залежить ні від полярності, ні від величини зовнішньої напруги.

Створення невипрямляючих контактів – не менш важливе завдання, ніж отримання *p*-*n*-переходів. Для кремнієвих приладів в якості металу контактів часто використовують алюміній. Властивості контакту метал-напівпровідник визначаються різницею робіт виходу електрона. Робота виходу електрона з твердого тіла – це приріст енергії, яку має отримати електрон, що знаходиться на рівні Фермі, для виходу з цього тіла.

Позначимо роботу виходу для металу через A_M, а для напівпровідника – через $A_П$. Розділивши A_M і $A_П$ на заряд електрона q, отримаємо відповідні потенціали:

$$\varphi_M = A_M / q; \quad \varphi_П = A_П / q. \tag{7.4}$$

Введемо в розгляд контактну різницю потенціалів: $\varphi_{МП} = \varphi_M - \varphi_П$. Для визначеності, звернемося до контакту метал-напівпровідник *n*-типу. Для отримання невипрямляючого контакту необхідно виконання умови $\varphi_{МП} < 0$. Зобразимо зонні діаграми для металу і напівпровідника, що не контактують (рис. 7.12).

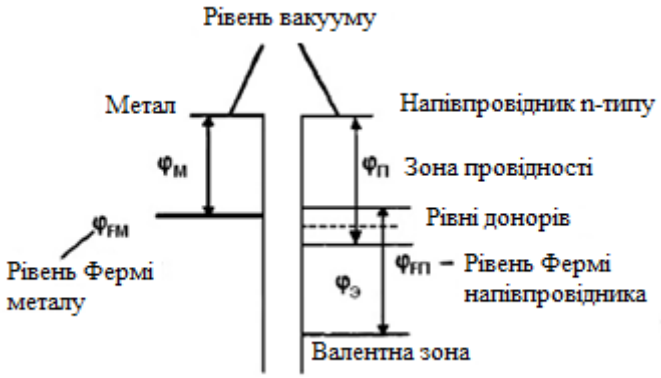


Рисунок 7.12 – Схема енергетичних рівнів металу і напівпровідника

Як випливає з діаграми, енергетичні рівні в напівпровіднику, відповідні зоні провідності, заповнені менше, ніж у металі. Тому після з’єднання металу і

напівпровідника частина електронів перейде з металу в напівпровідник. Це призведе до збільшення концентрації електронів в напівпровіднику типу *n*. Таким чином, провідність напівпровідника в області контакту виявиться підвищеною, і шар, збіднений вільними носіями, буде відсутній. Зазначене явище слугує причиною того, що контакт буде невипрямляючим. Для отримання невипрямляючого контакту метал-напівпровідник *p*-типу необхідно виконання умови $\varphi_{МП} > 0$.

Контрольні питання

1. Що таке пробій в напівпровідниках?
2. Для чого призначені стабілітрони?
3. Яке явище використовують при роботі стабілітронів?
4. Що таке тунельний пробій?
5. Що таке тепловий пробій?
6. Що таке бар’єрна ємність?
7. Що таке дифузійна ємність?

ПІСЛЯМОВА

Підсумовуючи зміст першої частини навчального посібника, можна зазначити, що об’єктом вивчення фізики напівпровідників є фізичні властивості напівпровідників і фізичні явища, що відбуваються в них. Предметом вивчення є базові фізичні поняття: структурні, електрофізичні, оптичні та інші властивості напівпровідників, які використовуються при створенні напівпровідникових приладів. Фізика напівпровідників, з одного боку, являє собою один з найсучасніших і найважливіших розділів фізики твердого тіла і прикладної фізики, з іншого – має особливе методологічне та прикладне значення для сучасної електроніки.

Ознайомлення з основами кристалографії, фізичними процесами в напівпровідникових матеріалах, структурою переходів метал-напівпровідник і *p*-*n* переходів та фізичними явищами в них, які зумовлюють параметри та характеристики найрозповсюдженіших напівпровідникових приладів, дало читачеві базові уявлення про фізику напівпровідників. Для отримання більш глибоких знань про напрями й засади подальшого розвитку сучасної напівпровідникової електроніки йому варто звернутися до другої частини цього навчального посібника.

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ

ВАХ – вольт-амперна характеристика

ВЧ – висока частота

ЕРС – електрорушійна сила

ККД – коефіцієнт корисної дії

НВЧ – надвисока частота

НН – неосновні носії

ТКН – температурний коефіцієнт напруги

УГП – умовно-графічне позначення

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ (РЕКОМЕНДОВАНОЇ) ЛІТЕРАТУРИ

1. Фізика твердого тіла: підручник. В 2-х томах. / Ю. М. Поплавко. – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, Вид-во «Політехніка», 2017. – Том 1: Структура, квазічастинки, метали, магнетики. – 415 с.

2. Фізика твердого тіла: підручник. В 2-х томах. / Ю. М. Поплавко. – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, Вид-во «Політехніка», 2017. – Том 2: Діелектрики, напівпровідники, фазові переходи. – 379 с.

3. Третяк О. В., Лозовський В. З. Основи фізики напівпровідників: Підручник: У 2 т. – К.: Видавничо-поліграфічний центр «Київський університет», 2007. – Т. 1. – 338 с.

4. Фізичні основи електронної техніки / [З. Ю. Готра, І. Є. Лопатинський, Б. А. Лук'янець та ін.]. – Львів: БескидБіт, 2004. – 880 с.

5. Фреїк Д. М. Напівпровідникові наноматеріали, нанотехнології та наноелектроніка (огляд) / Д. М. Фреїк. – Івано-Франківськ: Прикарпатський вісник НТШ, 2009. – 111 с.

6. Заячук Д. М. Нанотехнології і наноструктури: Навч. посібник. / Д. М. Заячук. – Львів: Львівська політехніка, 2009. – 580 с.

7. Осадчук В.С., О. В. Осадчук. Основи наноелектроніки: навч. посіб. Вінниця: ВНТУ, 2016. – 199 с.

8. Пека Г.П., Стріха В.І. Контактні явища в напівпровідниках. К.: Либідь, 1992. – 240 с.

9. Anselm A. I. Introduction to semiconductor theory: educational handbook. Hoboken: Prentice Hall, 1981. – 645 p.

10. Colinge C. A., Colinge J.-P. Physics of Semiconductor Devices. Netherlands: Springer US, 2007. – 436 p.

11. Kittel C. Introduction to Solid State Physics / Wiley India Pvt. Limited, 2007. – 688 p.

12. Nalva H. Nanostructured materials and nanotechnology / Hari Singh Nalva. – Academic Press, 2002. – 834 p.

13. Grundmann M. Physics of Semiconductors / Marius Grundmann. – Springer, 2006. – 587 p.

14. Neamen D. Semiconductor Physics and Devices / Donald A Neamen. – New York: McGraw-Hill, 2003. – 784 p.

15. Singh J., Mishra U. Semiconductor Device Physics and Design / Springer, 2007. – 559 p.

16. Sze S. M., Ng K. K. Physics of Semiconductor Devices / Wiley, 2007. – 832 p.

Навчальне видання

ГЛУХОВ Олег Вікторович
КРАВЧУК Ольга Олександрівна
ЛЕВЧЕНКО Євгеній Васильович
ГРИЦУНОВ Олександр Валентинович
АНУФРІЄВ Валентин Валерійович

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ. Частина 1. ОСНОВИ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Навчальний посібник

для студентів спеціальностей

171 «Електроніка»
освітньої програми «Електронні пристрої та системи»,
176 «Мікро- та наносистемна техніка» освітньої програми
«Мікро- та наноелектроніка»

Відповідальний випусковий І.М. Бондаренко

Редактор О.Г. Троценко

Комп'ютерна верстка Н.Є. Сіпатова

План 2023 (2 півріччя), поз. ___
Підп. до друку 00.00.23 Формат 60х84 $^{1}/_{16}$. Спосіб друку – ризографія.
Умов. друк. арк. ____. Облік.вид.арк. ___. Тираж 100 прим.
Ціна договірна.

ХНУРЕ. 61166, Харків, просп. Науки 14

Віддруковано в редакційно-видавничому відділі ХНУРЕ
Харків, просп. Науки 14