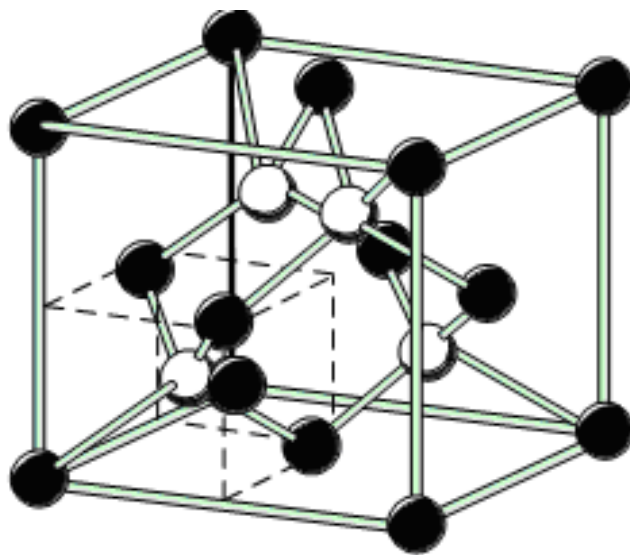


С. М. Павлов

ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ



Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

С. М. Павлов

ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

Навчальний посібник

Вінниця
ВНТУ
2010

УДК 621.382
ББК 33.852я73
П12

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол №3 від 30.10.2008р.)

Рецензенти:

В. С. Осадчук, доктор технічних наук, професор

В. М. Дубовий, доктор технічних наук, професор

О. В. Грабчак, кандидат технічних наук, доцент

Павлов, С. М.

П12 Основи мікроелектроніки : навчальний посібник / С. М. Павлов.
– Вінниця : ВНТУ, 2010. – 224с.

В навчальному посібнику викладені основні принципи і напрямки розвитку мікроелектроніки; проведена класифікація виробів мікроелектроніки і їх загальна характеристика; описані фізико-хімічні основи і технологія виготовлення напівпровідникових і гібридних ІМС.

УДК 21.382
ББК 33.852я73

© С. Павлов, 2010

ЗМІСТ

Вступ.....	5
1 Основні положення і напрямки розвитку мікроелектроніки.....	7
1.1. Етапи розвитку електроніки.....	7
1.2 Основні положення і принципи мікроелектроніки	8
1.3 Нові напрямки розвитку мікроелектроніки	10
2 Структура і фізико-механічні властивості твердих тіл.....	21
2.1 Кристалізація і склування	21
2.2. Рідкі кристали.....	25
2.3 Структура ідеальних кристалів.....	28
3 Елементи квантової механіки і фізичної статистики	32
3.1 Корпускулярно-хвильовий дуалізм.....	32
3.2 Спін електрона.....	33
3.3 Симетрія, вродженість.....	34
4 Теплові властивості твердих тіл	35
4.1 Поняття про нормальні коливання ґраток.....	35
4.2 Поняття про фотони.....	39
4.3 Теплоємність твердих тіл	40
4.4 Теплове розширення твердих тіл	43
4.5 Теплопровідність твердих тіл	44
5 Електропровідність твердих тіл	48
5.1 Природа електричної провідності твердих тіл.....	48
5.2 Явище надпровідності	53
6 Контактні і поверхневі явища	59
6.1 Робота виходу.....	59
6.2 Термоелектронна емісія	61
6.3 Контактна різниця потенціалів.....	64
6.4 Електронно-дірковий перехід. Методи отримання <i>p-n</i> переходу.....	66
6.5 Рівноважний стан <i>p-n</i> - переходу.....	67
6.6 Випрямні властивості <i>p-n</i> -переходу	71
6.7 Імпульсні і високочастотні властивості <i>p-n</i> -переходу	77
6.8 Пробій <i>p-n</i> -переходу	84
7 Термоелектричні і гальваномагнітні явища	86
7.1 Термоелектрорушійна сила	86
7.2 Ефект Пельтьє	93
7.3 Ефект Холла	95
7.4 Ефект Еттінгсгаузена.....	97
8 Оптичні і фотоелектричні явища в напівпровідниках.....	99
8.1 Поглинання світла.....	99
8.2 Фотопровідність напівпровідників.....	103

8.3 Фотоелектричні явища в <i>p-n</i> -переході	107
8.4 Випромінювальна рекомбінація в напівпровідниках, світлодіодах	110
8.5 Когерентне випромінювання. Квантові підсилювачі і генератори	112
8.6 Поняття про голографію	118
9 Технологічні основи напівпровідникової мікроелектроніки	121
9.1 Загальні відомості	121
9.2 Отримання шарів оксиду і нітриду кремнію	122
9.3 Літографія	125
9.4 Легування напівпровідників дифузією	134
9.5 Іонне легування напівпровідників	140
9.6 Епітаксійне нарощування напівпровідникових шарів	143
9.7 Виготовлення елементів біполярних ІМС	145
9.8 Виготовлення елементів МДН ІМС	150
Література	154
Додаток А	155
Глосарій	219

ВСТУП

Сучасний етап розвитку *радіоелектроніки (radio electronics)* характеризується широким застосуванням інтегральних мікросхем (ІМС) у всіх радіотехнічних системах і апаратурі. Це пов'язано із значним ускладненням вимог і завдань, вирішуваних радіоелектронною апаратурою, що привело до зростання числа елементів в ній. За кожне десятиліття число елементів в апаратурі збільшується в 5 – 20 разів. Складні комплекси апаратури і системи, що розробляються зараз, містять мільйони і десятки мільйонів елементів. В цих умовах виключно важливе значення відіграють проблеми підвищення надійності апаратури і її елементів, мікромініатюризації електрорадіокомпонентів і комплексної мініатюризації апаратури. Всі ці проблеми успішно вирішує мікроелектроніка. Інтегральна і функціональна мікроелектроніка є фундаментальною базою розвитку всіх сучасних систем радіоелектронної апаратури. Вони дозволяють створювати новий вид апаратури – інтегральні радіоелектронні пристрої.

Мікроелектроніка (microelectronics) – один з магістральних напрямів в радіоелектроніці, і рівень її розвитку значною мірою визначає рівень, науково-технічного прогресу країни.

Застосовують два основні методи виготовлення ІМС: напівпровідниковий і плівковий.

Перший метод полягає в локальному обробленні мікроділянок напівпровідникового кристала і доданні їм властивостей, характерних функціям окремих елементів і їх з'єднань – *напівпровідникова інтегральна мікросхема (semi-conducting integral microcircuit)*.

Напівпровідникова інтегральна мікросхема звичайно є кристалом кремнію, в приповерхневому шарі якого за допомогою методів напівпровідникової технології сформовані області, еквівалентні елементам електричної схеми, а також з'єднання між ними. Оскільки початковий кремній має певну провідність, для ізоляції елементів один від одного вживають спеціальні заходи. Технологічні процеси виготовлення напівпровідникових інтегральних мікросхем носять груповий характер, тобто одночасно виготовляється велике число ІМС.

Другий метод заснований на використуванні пошарового нанесення тонких плівок різних матеріалів на загальну *підкладку (underlayer)* при одночасному формуванні на них схемних елементів і їх з'єднань (плівкові інтегральні мікросхеми).

У найближчому майбутньому слід чекати значних успіхів при реалізації методу функціональних приладів. Цей метод заснований на потенційній можливості певного приладу виконувати функції складних електронних схем при безпосередньому використуванні фізичних явищ в твердих тілах. Є всі підстави припускати, що будуть розроблені і створені

прості у виготовленні прилади, які замінять колишні схеми з великою кількістю класичних елементів. Так, наприклад, як функціональний прилад давно застосовують резонатор на п'єзоелектричному кристалі. Цей прилад еквівалентний вузлу, що містить котушки індуктивності, конденсатори, резистори і з'єднувальні провідники, хоча не можна визначити, яка частина кристала виконує функцію того або іншого елементу.

Використовування спеціальних матеріалів також відкриває можливості виготовлення приладів, що виконують *комплексні логічні функції (complex logical function і функції пам'яті (functions memory)*. Ці функції може безпосередньо здійснювати монолітна феритова, кріогенна або фероелектрична пластина при відповідному зменшенні кількості окремих елементів і з'єднань, що доводяться на виконувану ними функцію. Проте слід зазначити, що широке практичне застосування функціональних ІМС виявиться можливим тоді, коли будуть розроблені методи синтезу приладу з наперед заданими функціями.

Сучасна мікроелектроніка продовжує розвиватися швидкими темпами. При цьому основним напрямом залишається подальше вдосконалення напівпровідникової інтегральної мікроелектроніки. Відбувається значне зростання ступеня інтеграції як за рахунок зменшення розмірів елементів, так і за рахунок збільшення розмірів базового кристала. Успіхи в розвитку цього напрямку обумовлені значним удосконаленням групової технології інтегральних мікросхем. В першу чергу сюди слід віднести: прогрес електронного матеріалознавства, поліпшення якості технологічного і контрольного устаткування, поява і розвиток якісно нових технологій (електронна і іонна літографія, молекулярна епітаксія, гетероепітаксія, іонно-плазмова техніка і ін.).

Успіхи *технології (technology)* мікроелектроніки дозволили створити мікро-ЕОМ на одній великій інтегральній схемі (ВІС). На одному кристалі такої мікро-ЕОМ розміщуються центральний процесор, пам'ять з довільною вибіркою, постійна пам'ять, синхронізатор і схеми введення-виведення.

Найбільш перспективними приладами, що створюються на основі ВІС, можна вважати *мікропроцесор (microprocessor)*. Появу мікропроцесорів пов'язують з революційним стрибком в електронній техніці. Завдяки широким можливостям цих приладів налічується велика кількість областей їх застосування, практично у всіх областях техніки.

Упровадження в промисловість різних типів роботів, що почалося, ставить перед мікроелектронікою нові проблеми, в першу чергу оснащення роботів штучним інтелектом і забезпечення їх сенсорними системами, здатними забезпечити адекватні реакції робота на зміни зовнішніх умов. Це досить складні проблеми, проте успіхи сучасної мікроелектроніки, в першу чергу розроблення надвеликих інтегральних схем, дозволяють вести глибокі дослідження в цьому напрямі.

1 ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ І НАПРЯМИ РОЗВИТКУ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

1.1 Етапи розвитку електроніки

Електроніка (electronic) – наука про взаємодію електронів з електромагнітними полями і методи створення електронних приладів, пристроїв, в яких ця взаємодія використовується для перетворення електромагнітної енергії, передавання, оброблення і зберігання інформації.

Практичними завданнями електроніки є: розроблення електронних приладів і пристроїв, що виконують різні функції в системах перетворення і передавання інформації, в системах управління, в обчислювальній техніці, а також в енергетичних пристроях; розроблення наукових основ електронних приладів технології, що використовує електронні і іонні процеси.

На базі досягнень електроніки розвивається промисловість, яка випускає електронну апаратуру для різних видів зв'язку, автоматичного телебачення, радіолокації, обчислювальної техніки, систем управління технологічними процесами, світлотехніки, інфрачервоної техніки, рентгенотехніки і ін.

Головними етапами розвитку електроніки є *вакуумна (vacuum)* *твердотільна (solid)* і *квантова (quantum)* електроніка. Кожний етап поділяється на ряд розділів і напрямів. Розділ об'єднує комплекси однорідних фізико-хімічних явищ і процесів, які мають фундаментальне значення для розроблення багатьох класів електронних приладів даного етапу. Напрямок охоплює методи конструювання і розрахунку електронних приладів, подібних за принципами дії або виконуваними функціями.

Найшвидкими темпами розвивається твердотільна електроніка. Твердотільні електронні прилади пройшли шлях розвитку від довгохвильових транзисторів і детекторів НВЧ до великих і надвеликих інтегральних мікросхем, що є базою сучасної обчислювальної техніки і її численних застосувань. На цьому шляху довелося долати труднощі як принципового, так і технологічного характеру. Вибір і точне легування матеріалів, а також отримання конструкцій з мікронними і субмікронними розмірами викликали розвиток таких складних технологічних напрямів, як фото і електронна літографія, іонна імплантація. Створення інтегральних мікросхем і інших твердотільних приладів виявилось неможливим без отримання ряду нових *напівпровідникових (semi-conductor)* і *діелектричних (dielectric)* особливо чистих матеріалів.

Весь період розвитку елементної бази електроніки в радіо-радіоелектронній апаратурі можна поділити на чотири покоління:

а) дискретна електроніка на електровакуумних приладах; б) дискретна електроніка на напівпровідникових приладах; в) інтегральна мікroeлектроніка

на інтегральних мікросхемах; г) інтегральна мікроелектроніка на функціональних приладах.

У першому поколінні елементної бази електроніки роль активних елементів виконували різні електровакуумні прилади. Як пасивні елементи застосовували *резистори (resistor)*, *конденсатори (capacitor)*, котушки індуктивності, трансформатори, з'єднувачі, перемикачі і інші дискретні радіодеталі. Радіоелектронну апаратуру (РЕА) збирали з окремих дискретних елементів, які механічно зміцнювалися на спеціальних панелях і електрично з'єднувалися між собою дротяними провідниками за допомогою паяння або зварки. Пізніше була розроблені друкарські плати, які були надійнішими, забезпечували велику відтворюваність параметрів РЕА і відносну легкість автоматизації виробництва.

Друге покоління елементної бази електроніки з'явилося з винаходом *транзисторів (transistor)* в 1948 р. американськими ученими Бардіном і Браттейном. Перші транзистори були точковими, їх *p-n*-переходи одержували в місці контакту з напівпровідником двох заточених дротів. Проте точкові контакти були нестабільними. Цей недолік був усунений в сплавних транзисторах, отримання *p-n*-переходів яких засновано на взаємодії рідкої фази вплавленого електрода, що містить легуючий елемент, з твердим напівпровідником. Сплавні транзистори відрізнялися великими переходами, низькою відтворюваністю параметрів і неможливістю отримання базових областей шириною менше 10 мкм. Потім у виробництво були впроваджені транзистори з дифузійними переходами, параметри яких більш відтворні, а ширина бази може бути зменшена до 0,2–0,3 мкм.

Третє покоління елементної бази електроніки – інтегральні мікросхеми – пов'язані з появою плівкової технології, яка в поєднанні з планарною технологією дала можливість в мікрооб'ємах твердого тіла виготовляти величезну кількість активних приладів.

Четверте покоління елементної бази електроніки складають функціональні мікросхеми, прилади і вузли. В структурі цих приладів важко або неможливо виділити елементи, еквівалентні традиційним дискретним компонентам (транзистори, *діоди (diode)*, *конденсатори (capacitor)*, *резистори (resistor)* і ін.). Прилади функціональної мікроелектроніки принципово відрізняються від елементів всіх попередніх поколінь. Тут проводиться інтеграція різних об'ємних і поверхневих фізичних явищ, завдяки чому може бути подоланий бар'єр конструктивної складності сучасних інтегральних мікросхем.

1.2 Основні положення і принципи мікроелектроніки

Мікроелектроніка дозволяє вирішити проблеми різкого підвищення надійності електронної апаратури, значного зменшення її габаритів, маси, споживаної енергії і вартості. В мікроелектроніці відмовляються від

застосування дискретних радіокомпонентів. Використовуючи досягнення фізики твердого тіла, металургії надчистих матеріалів і електронного машинобудування на основі якісно нової технології, в мікрооб'ємах твердого тіла формують складні електронні вузли – інтегральні мікросхеми.

Інтегральною мікросхемою (integral microcircuit) – називають мікроелектронний виріб, що виконує певну функцію перетворення і оброблення сигналів і має високу щільність пакування електрично з'єднаних елементів (або елементів і компонентів) і кристалів, які з точки зору вимог до випробувань, приймання, поставки і експлуатації розглядається як єдине ціле. Щільність пакування елементів в мікросхемі може досягати сотень тисяч елементів в одному кристалі.

Часто замість терміну *інтегральна мікросхема* (ІМС) використовуються терміни *інтегральна схема* (ІС) або просто *мікросхема*. Інтегральна мікросхема містить елементи і компоненти.

Елементом (element) інтегральної мікросхеми називається частина ІМС, що реалізовує функцію якого-небудь простого електрорадіоелементу (наприклад, транзистора, діода, резистора, конденсатора) Ця частина виконана нероздільно від кристала ІМС (або її підкладки). Елемент не може бути відокремлений від ІМС як самостійний виріб, тому його не можна випробувати, упакувати і експлуатувати.

Компонентом (component) інтегральної мікросхеми також називається частина ІМС, що реалізовує функції якого-небудь електрорадіоелементу. Проте ця частина перед монтажем була самостійним виробом в спеціальній упаковці (комплектуючий виріб). Компонент у принципі може бути відокремлений від виготовленої ІМС.

Апаратуру, в якій в основному використовуються вироби мікроелектроніки, називають мікроелектронною. Підвищення надійності мікроелектронної апаратури пояснюється використанням при виготовленні інтегральних мікросхем спеціальної технології, при якій застосовуються особливо чисті матеріали, а весь процес виготовлення протікає в умовах, що виключають можливість забруднень. Крім того, внутрішні з'єднання інтегральних мікросхем захищені міцним покриттям, а їх малі габарити дозволяють створювати міцні і компактні вузли і блоки апаратури, здатні витримувати великі механічні навантаження. Висока надійність інтегральних мікросхем обумовлена також меншим числом з'єднань.

Застосування інтегральних мікросхем і мікропроцесорів дозволяє зменшити габарити апаратури і її масу на два порядки і більше. Це пояснюється тим, що елементи інтегральних мікросхем досить малі – їх розміри складають одиниці і десятки частки мікрометра. Малі габарити інтегральних мікросхем і мале споживання ними електричної енергії

дають можливість здійснити комплексну мікромініатюризацію всіх компонентів електронної апаратури.

Окрім інтегральних мікросхем мікроелектроніка охоплює область *функціональної електроніки*. При створенні функціональних приладів, мікросхем, вузлів і блоків електронної апаратури використовують явища в твердих тілах, пов'язані з механічними, тепловими випромінювальними і магнітними ефектами, а також явища в рідких тілах, пов'язані з електрохімічними процесами. При цьому відповідному матеріалу додають властивості, необхідні для виконання даної функції, а проміжний етап подання бажаної функції у вигляді еквівалентної електронної схеми опускають. Функціональні *прилади (device)*, *блоки (block)*, мікросхеми і елементи можуть виготовлятися не тільки на основі напівпровідників, але і на основі таких матеріалів, як надпровідники та сегнетоелектрики.

1.3 Нові напрямки розвитку мікроелектроніки

Розвиток сучасної мікроелектроніки характеризується розробленням великого числа типів інтегральних мікросхем, в першу чергу створенням великих і надвеликих інтегральних схем і мікропроцесорів, а також систем на одному кристалі. При цьому продовжуватиметься масовий випуск інтегральних мікросхем середнього рівня інтеграції для всіх видів радіоелектронної апаратури. Найбільш широко випускаються напівпровідникові ІМС. Гібридні ІМС і мікроскладення знаходять все більше застосування в аналоговій радіоелектронній *апаратурі (apparatus)* і апаратурі побутового призначення.

Характерним для всіх типів ІМС є зростання ступеня інтеграції. Напівпровідникові ІМС мають ряд принципів обмежень: граничне мінімальне значення потужності, здатної забезпечити функціонування приладу при 300°C, складає 1 мкВт, граничне значення показника якості (час спрацьовування на потужність вмикання приладу) – 10-14 Дж, що визначає обмеження щодо щільності упакування приладів і їх швидкодії. Нові напрямки розвитку мікроелектроніки показані на рис. 1.1.

Функціональна мікроелектроніка. В основі створення ІМС лежить принцип елементної (технологічної) інтеграції, мікромініатюризації елементів (активних і пасивних) мікросхеми. В ІМС можна виділити області, що є активними (діоди, транзистори) і пасивними (резистори, конденсатори, котушки індуктивності) елементами. В інтегральній мікроелектроніці зберігається основний принцип дискретної електроніки, заснованої на розробленні електричної схеми за законами теорії ланцюгів. Цей принцип неминуче пов'язаний із зростанням числа елементів мікросхеми і міжелементних з'єднань у міру ускладнення виконуваних нею функцій.

Функціональна мікроелектроніка пропонує принципово новий підхід, що дозволяє реалізувати певну функцію апаратури без застосування стандартних базових елементів, ґрунтуючись безпосередньо на фізичних явищах в твердому тілі. В цьому випадку локальному об'єму твердого тіла додаються такі властивості, які потрібні для виконання даної функції, і проміжний етап подання бажаної функції у вигляді еквівалентної електричної схеми відпадає. Функціональні мікросхеми можуть виконуватися на основі не тільки напівпровідників, але і таких матеріалів, як надпровідники, сегнетоелектрики, матеріали з фотопровідними властивостями і ін. Для перероблення інформації можна використовувати явища, не пов'язані з електропровідністю (наприклад, оптичні і магнітні явища в діелектриках, закономірності розповсюдження ультразвуку і т.д.)

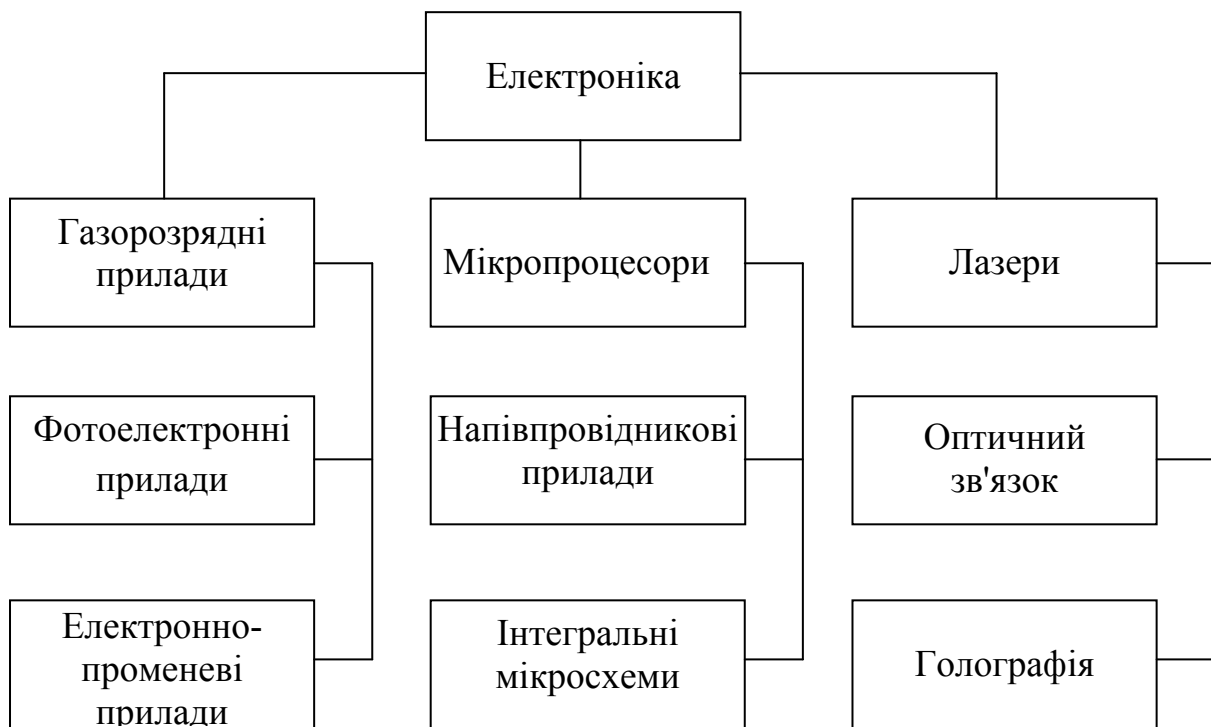


Рисунок 1.1 – Основні напрями розвитку мікроелектроніки

Оптоелектроніка. *Оптоелектронний прилад (optoelectronic device)* – пристрій, в якому при обробленні інформації відбувається перетворення електричних сигналів в оптичні і назад.

У оптоелектроніці звичайно використовується діапазон довжин хвиль 0,2 мкм – 0,2 мм. Як джерело випромінювання використовують світлові діоди на арсеніді галію як *фотоприймачі (photo receiver)* – кремнієві *фотодіоди (photo diode)* і *фототранзистори (photo resistor)*.

Істотна особливість оптоелектронних пристроїв полягає в тому, що елементи в них оптично зв'язані, але електрично ізольовані один від одного. Завдяки цьому легко забезпечується узгодження високовольтних і низьковольтних, а також високочастотних ланцюгів. Крім того, оптоелектронним пристроям властиві і інші властивості: можливість просторової модуляції *світлових пучків (light beam)*, що в поєднанні із змінами в часі дає три ступені свободи (в чисто електронних ланцюгах – дві); можливість значних розгалужень і перетину світлових пучків у відсутності гальванічного зв'язку між каналами; велике функціональне навантаження світлових пучків зважаючи на можливість зміни багатьох їх параметрів (амплітуди, напрямів, частоти фази, поляризації).

Оптоелектроніка охоплює два незалежні напрями: оптичне і електронно-оптичне. Оптичний напрям базується на ефектах взаємодії твердого тіла з електромагнітним випромінюванням. Воно опирається на *голографію (holography)*, *фотохімію (photochemistry)*, електрооптику і інші напрями розвитку. Оптичний напрям іноді називають *лазерним (laser)*.

Електронно-оптичний напрям використовує принцип фотоелектричного перетворення, реалізованого в твердому тілі за допомогою внутрішнього фотоефекту з одного боку, і електролюмінесценції – з іншого. В основі цього напрямку лежить заміна гальванічних і магнітних зв'язків в традиційних електронних ланцюгах оптичними. Це дозволяє підвищити щільність інформації в каналі зв'язку, його швидкодію, перешкодозахист.

Для мікроелектроніки становить інтерес в основному електронно-оптичний напрям, який дозволяє вирішити головну проблему інтегральної мікроелектроніки – істотно зменшити паразитні зв'язки між елементами як усередині однієї ІМС, так і між мікросхемами. На оптоелектронному принципі можуть бути створені безвакуумні аналоги електронних пристроїв і систем: дискретні і аналогові перетворювачі електричних сигналів (підсилювачі, генератори, ключові елементи, елементи пам'яті, логічні схеми, лінії затримки і ін.); перетворювачі оптичних сигналів – твердотільні аналоги електронно-оптичних перетворювачів, відиконів, електронно-променевих перетворювачів (підсилювачі світла і зображення, плоскі передавальні і відтворювальні екрани); пристрої відображення інформації (індикаторні екрани, цифрові табло і інші пристрої картинної логіки).

Магнетоелектроніка. Магнетоелектроніка – напрям функціональної мікроелектроніки, пов'язаний з появою нових магнітних матеріалів, що мають малу намагніченість насичення і з розробленням технологічних методів отримання тонких магнітних плівок. На перемагнічування тонкоплівкового елемента, товщина якого звичайно не перевищує товщини одного домена, потрібна енергія в 10-20 разів менша і час в 10-30 разів менший, ніж на перемагнічування феритового сердечника.

Найбільший інтерес становить використання тонкоплівкових металевих *магнітних матеріалів (magnetic materail)* в мікроелектронних запам'ятовуючих пристроях (ЗП), де як елемент пам'яті застосовуються тонкі магнітні плівки. Ці плівки дозволяють створювати надійні швидкодійні ЗП з малою потужністю управління. Вельми перспективні пристрої пам'яті на циліндрових магнітних доменах. *Щільність (density)* запису таких пристроїв досягає 10^5 біт/см² при швидкості оброблення інформації – $3 \cdot 10^6$ біт/с. Перевага цих пристроїв полягає також в тому, що магнітні домени можуть скласти систему ідентичних елементів, що реалізують функції логіки, пам'яті і комутації без порушення однорідності структури матеріалу носія інформації. Отже, кристал на магнітних доменах є обчислювальним середовищем, на поверхні якого за допомогою системи зовнішніх аплікацій можна розміщувати схеми, що реалізують різні комбінації логічних і перемикальних функцій і функцій пам'яті.

На тонких магнітних плівках можуть бути виконані не тільки *елементи пам'яті (elements memory)* ЕОМ, але також логічні мікросхеми, магнітні *підсилювачі (amplifier)* і інші прилади.

Широкі перспективи побудови різних функціональних пристроїв відкривають нові матеріали – магнітні напівпровідники. До них відносять магнетики, яким не властива металева природа електропровідності і з'єднання магнітних і немагнітних елементів. В наш час відомі такі магнітні напівпровідники, як халькогеніди європія, халькогенідні шпінелі хрому, сильнолеговані ферити (наприклад, залізоітрієвий гранат, легований кремнієм) і т. д.

Акустоелектроніка. *Акустоелектроніка (acoustic electronics)* – напрям функціональної мікроелектроніки, зв'язаний з використанням механічних резонансних ефектів, п'єзоелектричного ефекту, а також ефекту, заснованого на взаємодії електричних полів з хвилями акустичних напруг в *п'єзоелектричному (piezoelectricity)* напівпровідниковому матеріалі. Акустоелектроніка займається перетворенням акустичних сигналів в електричні і електричних сигналів в акустичні.

П'єзоелектричні перетворювачі використовують для збудження за допомогою електричних сигналів акустичних хвиль в ультразвукових лініях затримки і зворотного перетворення їх в електричний сигнал.

Новим етапом в розвитку акустоелектроніки є використання поверхневих акустичних хвиль. Поверхневі хвилі мають всі властивості об'ємних хвиль, доступні для дії на всьому шляху, їх розповсюдження уздовж лінії, а технологія виготовлення *ультразвукових (ultrasound)* ліній з поверхневими хвилями сумісна з технологією виготовлення інтегральних мікросхем.

Хемотроніка. *Хемотроніка (hemothronick)* як новий науковий напрям виник на стику двох напрямів, що розвиваються: електрохімії і

електроніки. На першому етапі свого розвитку хемотроніка як технічна галузь була покликана розробляти загальні теоретичні і технологічні принципи побудови електрохімічних перетворювачів. При цьому створювалися в основному аналоги електронних приладів з тією різницею, що носіями заряду були не електрони у вакуумі, газі або твердому тілі, а іони в розчині. Так були створені електрохімічні *випрямлячі (rectifier)*, *інтегратори (integrator)*, підсилювачі. Рухливість іонів в розчині набагато менша, ніж рухливість електронів в газі або твердому тілі, тому електрохімічні прилади є низькочастотними за своєю фізичною природою, проте, вони мають і ряд переваг перед електронними приладами.

Перспектива розвитку хемотроніки – це створення інформаційних систем і систем керування на рідинній основі, а в майбутньому – біоперетворювачів інформації. Для подальшого успішного розвитку хемотроніки потрібні фундаментальні дослідження не тільки фізики рідини, але також складних фізико-хімічних і електрохімічних процесів, що протікають в рідинах і на межі рідких фаз.

У наш час на основі електрохімічних явищ створений ряд хемотронних приладів: діоди-випрямлячі, інтегратори, підсилювачі, електрокінетичні перетворювачі, твердофазні електрохімічні перетворювачі і ін.

Кріоелектроніка. *Кріоелектроніка (cryogens electronics)* – напрям електроніки і мікроелектроніки охоплюючий дослідження взаємодії електромагнітного поля з електронами в твердих тілах при кріогенних температурах і створення електронних приладів на їх основі. До кріогенних температур відносять температури, при яких настає глибоке охолодження, тобто температури від 80 до 0К. В кріоелектронних приладах використовуються різні явища: надпровідність металів і сплавів, залежність діелектричної проникності деяких діелектриків від напруженості електричного поля, поява у металів при температурі нижче 80 К напівпровідникових властивостей при аномально високій рухливості носіїв заряду і ін. Принципи кріоелектроніки використовують для побудови ряду приладів (кріотрони, квантові і параметричні підсилювачі, резонатори, фільтри, лінії затримки і ін.). Найпоширенішим з цих приладів є кріотрон, що є перемикальним кріогенним елементом, заснованим на властивості надпровідників стрибком змінювати свою провідність під впливом критичного магнітного поля. Дія кріотрона аналогічно роботі *ключа (key)* або *реле (relay)*. Кріотрон може знаходитися тільки в одному з двох станів: або в надпровідному, або з малою провідністю.

Час переходу кріотрона з одного стану в інший складає декілька часток мікросекунди, тобто цей прилад має високу швидкодію. Кріотрони мікромініатюрні: на 1 см² площі може бути розміщено до декількох тисяч кріотронів. На основі кріотронів можна створити кріотронові ВІС, виконуючі логічні функції, функції запам'ятовування з неруйнуючим

прочитуванням, керуванням і функції міжелементних з'єднань. Проте необхідність роботи в умовах глибокого охолодження і пов'язані з цим технологічні труднощі різко обмежують використання кріотронів. Підсилювачі, принцип дії яких заснований на використуванні кріоелектронних явищ, служать, головним чином, для приймання слабких сигналів НВЧ. Вони мають нікчемно малий рівень шумів, широку смугу пропускання (десятки гігагерц) і високе посилення (до 10000). Шумові температури кріоелектронних підсилювачів досягають одиниць і частки одиниці кельвіна.

Діелектрична електроніка. В мікроелектроніці широко використовуються тонкі плівки металів і діелектриків. При переході до тонких плівок виникають нові явища і закономірності, що не виявляються в масивних зразках і структурах. Для плівок типова можливість створювати керовані емісійні струми, аналогічні струмам у вакуумі. При контакті неметалевого твердого тіла з металом, що має меншу роботу виходу, приконтактна область збагачує вільними носіями заряду, емітованих з металу. В масивних зразках ці вузькі приконтактні області підвищеної провідності не впливають на струмовий режим, визначуваний концентрацією вільних носіїв заряду в *об'ємі тіла (volume bodies)*. В тонких же плівках емітовані носії заряду можуть домінувати у всьому об'ємі, визначаючи закономірності струмових явищ. З точки зору теорії розсіювання носіїв заряду будь-яке неметалієве тверде тіло в товстому *шарі (sheet)* – напівпровідник, а в тонкому шарі – діелектрик.

Ефекти, пов'язані з протіканням емісійних струмів в неметалевих твердих тілах, не охоплюються ні фізикою напівпровідників, ні фізикою діелектриків. Закономірності цих явищ, а також приладові і схемні розробки на їх основі складають зміст нового розділу фізики твердого тіла і електроніки – діелектричної електроніки.

Якщо між двома металевими *електродами (electrode)* помістити тонку (порядку 1 – 10 мкм) діелектричну плівку, то мігруючі з металу електрони заповнять всю товщину плівки і *напруга (voltage)*, прикладена до такої системи, створять *струм (current)* в діелектриці.

Простими приладами діелектричної електроніки є діоди і транзистори, що мають характеристики, аналогічні характеристикам електровакуумних приладів.

Ці прилади вдало поєднують ряд властивостей напівпровідникових і електровакуумних приладів. Вони мікромініатюрні, малоінерційні, мають низький рівень шумів, малочутливі до змін температури і радіації.

Квантова мікроелектроніка. В квантовій електроніці вивчають методи посилення і генерації електромагнітних коливань, засновані на використуванні ефекту вимушеного випромінювання, а також властивості квантових підсилювачів, *генераторів (generator)* і їх використання. Найбільший практичний інтерес становлять квантові

генератори світла (лазери), які випромінюють світлові хвилі з дуже високою спрямованістю. Це властивість широко використовується в оптичних лініях зв'язку.

У квантовій мікроелектроніці все більше використання знаходять прилади, засновані на ефектах Гана і Джозефсона.

Ефект Гана (effect Ghana) – це явище генерації високочастотних коливань електричного струму в напівпровіднику у разі подання до зразка постійної напруги, що перевищує деяке критичне значення. Частота коливань залежить від довжини зразка і лежить в діапазоні декількох гігагерц.

Ефект Джозефсона (effect Dzgozefsona) полягає в тому, що через тонку, порядку 2 нм, діелектричний прошарок між надпровідними шарами при низьких температурах навіть у відсутності різниці потенціалів може протікати тунельний струм, керований порівняльно слабкими зовнішніми сигналами. Значення параметрів приладів, заснованих на ефекті Джозефсона, дуже високі відносно всіх видів елементів, що запам'ятовують і логічних: швидкодія окремих приладів 20 – 30 пс, розсіювана потужність 100нВт, тобто показник якості приладу 10-18 Дж, що в 10^6 разів кращий, ніж в інтегральних мікросхем.

Біоелектроніка. *Біоелектроніка (bioelectronics)* – один з напрямів біоніки, вирішує задачі електроніки на основі аналізу структури і життєдіяльності живих організмів. Біоелектроніка охоплює проблеми вивчення нервової системи людини і тварин і моделювання нервових клітин (нейронів і нейронних сіток) для подальшого вдосконалення електронної обчислювальної техніки, техніки зв'язку, розроблення нових елементів і пристроїв автоматики і телемеханіки.

Дослідження *нервової системи (nervous system)* показали, що вона має ряд цінних особливостей і переваг перед найдосконалішими обчислювальними пристроями. Основними з них є:

а) досконале і гнучке сприйняття зовнішньої інформації незалежно від форми, в якій вона поступає;

б) висока надійність, значна перевищуюча надійність технічних систем (останні виходять з ладу при обриві в ланцюзі одного або декількох елементів; при загибелі ж мільйонів нервових клітин з мільярдів клітин, що становлять головний мозок, роботоздатність системи зберігається);

в) мікромініатюрність елементів (при кількості елементів $10^{10}-10^{11}$ об'єм мозку людини складає $1,5 \text{ дм}^3$; сучасний пристрій на транзисторних структурах з таким же числом елементів зайняв би об'єм в декілька сотень кубічних метрів);

г) економічність роботи (споживання енергії мозком людини не перевищує декількох десятків ватів);

д) високий ступінь *самоорганізації (self organization)*, швидке пристосування до нових ситуацій, до зміни програм діяльності.

Нервова система складається з клітин, що одержали назву нейронів. Нейрони, де б вони не знаходилися, мають однакову структуру і зразково однакові логічні характеристики. Вони є найбільш універсальним логічним елементом. На основі нейронів будуються прості і впорядковані нейронні сітки, вказуючі на той, поки що недосяжний в техніці факт, що за допомогою єдиного елемента можна побудувати систему, здатну виконувати складні завдання, які звичайно вирішує людина.

Для технічної реалізації ряду складних нейронних сіток в першому наближенні достатній нейроноподібний елемент, що має аналогічні властивості і за своїми функціональними можливостями наближається до біологічних рецепторних і деяких видів центральних нейронів. Основним заданням при створенні такого нейроноподібного елемента є реалізація залежності *амплітуди (amplitude)* імпульсного вихідного сигналу від сумарного імпульсного «збудження» на вході. Дослідження показали, що модель нейрона може бути виконана у вигляді двох інтегральних мікросхем на МДН-транзисторах.

У наш час ведуться великі дослідження в різних напрямках біоелектроніки. Результати досліджень показують, що використання явищ живої природи в електроніці може привести до нової науково-технічної революції в цій області техніки.

Негатроніка (negatron). Цей напрямок електроніки пов'язаний з теорією і практикою створення і застосування негатронів – електронних приладів, що мають у визначеному режимі негативне значення основного диференціального параметра (негативних ємності, індуктивності та опору). Зараз розроблені різні види негатронів. Тільки напівпровідникових негатронів створено більше двох десятків різновидів. Серед них найпотужніші надвисокочастотні (НВЧ) прилади – лавинопролітні діоди, надшвидкодіючі ключі на лавинних транзисторах, найпотужніші струмові напівпровідникові перемикачі на диністорах і тиристорах.

Освоєння НВЧ-діапазону дало поштовх до пошуку нових фізичних ефектів і напівпровідникових приладів, що мають негативний опір. Зусилля насамперед були спрямовані на створення напівпровідникових негатронів, що мають негативний опір на надвисоких частотах у надвисокочастотному діапазоні. Початком пошуку шляхів створення таких НВЧ-приладів було покладено статтю Шоклі, опубліковану в 1954 році. Автор викладає ідею двохелектродного приладу з негативним опором, що виникає завдяки ефекту часу прольоту. Як перший приклад він розглядає "діод із затримкою неосновних носіїв". У запропонованій ним p^+-n-p чи (n^+-p-n) -структурі, неосновні носії, що інжектуються із p^+ - n -переходу, дрейфують до іншого $p-n$ -переходу, затримуючись при цьому на час, рівний часу прольоту. Інший прилад, запропонований Шоклі, являє собою $p-n-p$ структуру, що використовується в режимі прокола, щоб забезпечити

її уніполярність. Ці дві структури надзвичайно схожі на *інжекційно-пролітні діоди (Injections polity diode)*, що з'явилися пізніше, (ІПД).

У тій же статті Шоклі обговорює можливість створення двохелектродного приладу, що являє собою просто однорідний напівпровідник, у якому під дією сильного електричного поля можуть спостерігатися відхилення від закону Ома, що приводять до виникнення негативного диференціального опору. Відхилення від *закону Ома (law ohm)* виражається в зниженні швидкості носіїв зі збільшенням напруженості поля, тобто в появі ділянки негативної диференціальної рухливості. Однак практичної реалізації ця ідея не одержала через низку теоретичних недоробок. І тільки в 1963р. Ганом були отримані перші експериментальні дані про існування пролітних коливань, пов'язаних з цією властивістю у GaAs і InP. А прилади, що використовують цей ефект, одержали найменування "діоди Гана" чи "прилади на ефекті об'ємного негативного опору".

Цікавий двохелектродний прилад з негативним опором, діючий на новому принципі – тунельний діод, був відкритий у 1957 р. японським фізиком Есакі. На прямій ділянці ВАХ дуже вузького германієвого *p-n*-переходу (тобто переходу, створеного на сильнолегованому матеріалі) була виявлена ділянка негативного опору скінченної величини. Така характеристика виходить в результаті польової емісії (тунелювання) електронів через вузький збіднений шар. Варто помітити, що тунельний діод не виправдав надій, оскільки від нього не вдалося одержати великої вихідної потужності.

У 1958 р. Рід запропонував використовувати для генерації НВЧ потужності діод з багатоскладовою n^+p-p^- - структурою. У цьому приладі використовується поєднання ефектів лавинного множення, заснованого на ударній іонізації, і часу прольоту електронів. Тому прилад був названий *ІМПАТТ-діод (Impact Avalanche and Transit Time)*. Однак запропонована ним спеціальна конструкція діода виявилася занадто складною, її вдалося втілити в життя тільки в 1964р.

В СРСР ці прилади одержали назву "лавинопролітні діоди (ЛПД)" і були відкриті А.С. Тагером і його співробітниками в 1959 р. За кордоном перше повідомлення про практичну реалізацію ЛПД було опубліковано в 1965 році.

Подальшим розвитком ЛПД є *ТРАПАТТ-діод (Trapped Plasma Avalanche-and-Transit Time)*, що означає "лавинопролітний діод із захопленням плазми". Для реалізації ТРАПАТТ-режима, відкритого в 1966р. необхідна дуже складна взаємодія між приладом і НВЧ-схемою. Наприклад ТРАПАТТ – підсилювач вимагає настроювання за гармоніками і субгармоніками, а також використання ЛПД-режиму для запуску. Незважаючи на складність самого приладу і відповідної схеми, ТРАПАТТ-діоди відіграють провідну роль у фазованих антенних ґратках (ФАГ),

оскільки забезпечують можливість одержання високої імпульсної потужності на НВЧ (більше 100 Вт), більшого коефіцієнта заповнення (1 - 20%), високого ККД (більше 25%) і ширини смуги пропускання в підсилювачах не менше 15%. Однак цим приладам властиві і деякі недоліки:

- процесу ударної іонізації властиві значні шуми, тому підсилювачі і генератори на їхній основі будуть також мати великі шуми;
- процес ударної іонізації вимагає більшої потужності для одержання значних електричних полів.

В 1971 р. вперше була отримана генерація у НВЧ-діапазоні за допомогою інжекційно-пролітних діодів (ІПД), теоретичні основи роботи якого були обґрунтовані ще в 1954 році Шоклі. У ряді публікацій ці діоди одержали назву "*БАРИТТ-діоду*" (*Barrier Injection Transit Time Diodes*). Маючи, як і ЛПД, динамічний негативний опір у діапазоні НВЧ, у них не використовується режим лавинного множення носіїв і, отже, відсутні недоліки, властиві ЛПД.

Всі вищезазгадані діоди з негативним опором призначені для роботи в діапазоні НВЧ і здатні працювати при відносно невеликих значеннях потужності сигналу і робочих струмах.

Загальним істотним недоліком усіх вищезазгаданих напівпровідникових негatronів є залежність їхнього негативного опору від фізичних властивостей напівпровідникових кристалів і фізичних процесів у них. А прагнення реалізувати 100% внутрішній позитивний зворотний зв'язок всередині кристала накладає тверді вимоги до технології виготовлення таких негatronів, створює труднощі у виробництві ідентичних приладів і подальшому їхньому застосуванні. Ці недоліки при створенні транзисторних негatronів були частково усунені шляхом реалізації комбінованого 100% позитивного зворотного зв'язку: частково внутрішнього, за рахунок тимчасової затримки неосновних носіїв у базі транзистора; частково, за рахунок введення ланцюга зовнішнього зворотного зв'язку. Початком цього напрямку, очевидно, варто вважати 1956 р., коли Ямагучі (J. Yamaguchi) досліджував негatron на транзисторі з загальним колектором і індуктивним ланцюгом зворотного зв'язку між базою і колектором. В подальшому були досліджені різні модифікації такого негatronа, що одержав назву "індуктивний транзистор", тому що він виявився перспективним як напівпровідниковий аналог індуктивності. Слід зазначити успішне застосування цього негatronа в різних аналогових НВЧ-пристроях (*активних фільтрах (active filter)*, генераторах, *перетворювачах частоти (frequency converter)*, мультиплексах, активних антенах та ін.).

Іншим напрямком негatronіки, спрямованим на подолання недоліків однокристалів напівпровідникових негatronів, є створення аналогів негatronів на базі різних схемотехнічних комбінацій активних приладів. Їх

можна поділити на три групи. У першій групі об'єднуються транзисторні аналоги, що складаються з транзисторів однієї структури. Другу групу складають аналоги, виконані на транзисторах різної структури, але не складовий еквівалент *p-n-p-n*-структури. Третя група складається з транзисторних еквівалентів *p-n-p-n*-структури. Використання в таких схемах перехресних зв'язків обмежує їхнє застосування частотами до 1 ГГц.

Зокрема, з бурхливим розвитком твердотільної НВЧ-електроніки особливо гостро постало завдання мініатюризації частотовибіркових кіл. Розв'язання завдання шляхом використання об'ємних резонаторів, відрізків лінії передачі, сегнетоелектричних і феритових резонаторів неможливе, тому що їхня добротність зменшується зі зменшенням розмірів. Коливальні контури на базі негatronів таких недоліків не мають, що дозволяє розв'язувати задачу з реалізації в одному кристалі декількох десятків високочастотних коливальних контурів (фільтрів, LC-генераторів і т.д). Крім R-негатронів ведуться дослідження зі створення і застосування C- і L-негатронів. Це прилади або їхні схемотехнічні аналоги, що мають за певних умов негативну диференціальну ємність $C = \partial Q / \partial U < 0$ або індуктивність $L = \partial \psi / \partial i < 0$, відповідно. Практичне застосування таких негatronів у наш час не одержало широкого поширення і вимагає подальших досліджень і пошуку напрямків їхнього ефективного використання.

2 СТРУКТУРА І ФІЗИКО-МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ

2.1 Кристалізація і склування

При достатньому зближенні частинок між ними виникають *сили взаємодії* (*forces interworking*). Незалежно від природи цих сил, загальний характер їх залишається однаковим (рис. 2.1,а): на відносно великих відстанях виникають *сили тяжіння* (*forces interworking*) F_{np} , що збільшуються із зменшенням відстані між частинками r (крива 1); на невеликих відстанях виникають сили відштовхування $F_{від}$, які із зменшенням r збільшуються значно швидше, ніж F_{np} (крива 2). Так, для іонних кристалів $F_{np} \sim 1/r^2$, а $F_{від} \sim 1/r^9$.

На відстані $r=r_0$ сили відштовхування врівноважують сили тяжіння і результуюча сила F звертається в нуль (крива 3). Оскільки $F=U/r$, де U – енергія взаємодії частинок, то при $r=r_0$ величина U досягає мінімального значення, рівного $-U_{св}$ (рис. 2.1, б). Тому стан частинок, що зближують на відстань r_0 , є станом стійкої рівноваги, внаслідок чого під впливом сил взаємодії частинки повинні б розташовуватися в строгому порядку на відстані r_0 один від одного, утворюючи тіло з правильною внутрішньою структурою.

Проте крім *потенційної енергії* (*potential energy*) взаємодії частинки мають *кінетичну енергію* (*kinetic energy*) теплового руху, намагаючись зруйнувати порядок в їх розташуванні. Стан і властивості речовини визначаються відносною роллю цих двох чинників. В газоподібному стані відстані між частинками такі великі, що сили взаємодії між ними практично не виявляються. Тому в проміжках між зіткненнями, що носять випадковий характер, частинки поводяться фактично як вільні, створюючи хаотичний поступальний рух. Фіксованих положень рівноваги вони не мають.

У рідинах, густина яких приблизно на три порядки вища густини їх насиченої пари, відстані між молекулами r зменшуються, а сили взаємодії збільшуються настільки, що молекули не можуть вільно переміщатися в просторі: кожна молекула виявляється мовби укладеною в комірку, створену сусідніми молекулами, в якій вона створює безладні коливання біля тимчасових положень рівноваги (рис. 2.2, а). Позначимо період цих коливань τ_0 , а висоту потенційного бар'єра, який створює для даної молекули її оточення, U . Вірогідність того, що ця молекула набуває енергії теплового руху, достатньої для подолання потенційного бар'єра і переходу в нове положення рівноваги, рівна $\exp(-U/KT)$, де K – постійна Больцмана; T – абсолютна температура. За одиницю часу молекула, що коливається, «підходить» до бар'єра $V_0 = 1/\tau_0$ раз. Помножуючи це число на вірогідність $\exp(-U/KT)$, одержуємо середнє число переходів молекули з одних

положень рівноваги за інші за одиницю часу; $\nu = 1/t_0 \exp(-U/KT)$. Величина τ , зворотна ν , виражає середній час «осілого життя» молекули, яке вона проводить, коливаючись біля даного положення рівноваги:

$$t = t_0 \exp(U/KT). \quad (2.1)$$

Для простих рідин, таких, наприклад, як розплавлені метали, $t \gg 10^{-10}$ с; $t_0 \gg 10^{-10}$ с. Отже, біля кожного положення рівноваги молекула робить приблизно 10^3 коливань потім переходить в нове положення рівноваги і т.д.

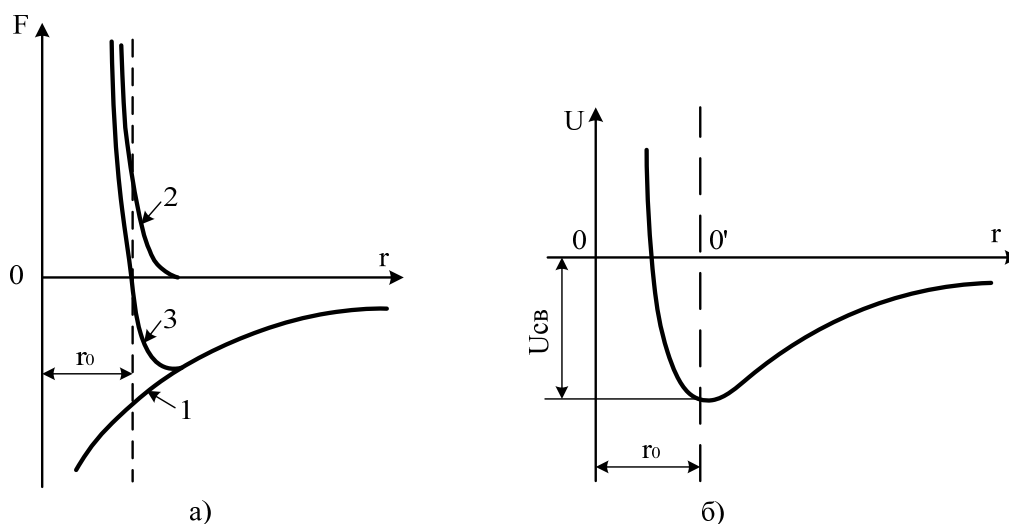


Рисунок 2.1 – Залежність сили взаємодії (а) і потенціальної енергії взаємодії атомів (б) від відстані між ними

Подібних переходів вона робить 10^{10} за секунду, що приводить до інтенсивного руху її по всьому об'єму рідини. Цей рух і обумовлює основну властивість рідини – текучість, за кількісну міру якої приймають в'язкість η . Наведені міркування показують, що в'язке протікання рідин є типовим активаційним процесом, що протікає з енергією активації U . Звичайно цю енергію (*energy*) відносять до моля речовини і вираз (2.1) записують так:

$$t = t_0 \exp(U_a / RT), \quad (2.2)$$

де U_a – енергія активації; R – універсальна газова стала.

При зниженні температури і переході речовини в твердий стан відстані між молекулами ще дещо зменшуються і енергетично вигідною стає перебудова частинок з утворенням правильної структури, в якій кожна з частинок виявляється укладеною в комірку постійних розмірів і постійного розташування (рис. 2.2, б). Оскільки така структура є щільнішою, то потенціальний бар'єр, що оточує частинку, підвищується в порівнянні з рідким станом. Разом зі зниженням температури це призводить до того, що частота переходу частинок з комірки в комірку

різко зменшується. Частинки фактично закріплюються в певних положеннях рівноваги, роблячи біля них коливання з частотою $\nu = 10^{18} - 10^{14} \text{ c}^{-1}$, і лише час від часу (приблизно раз протягом декількох діб) можуть переходити з однієї комірки в іншу.

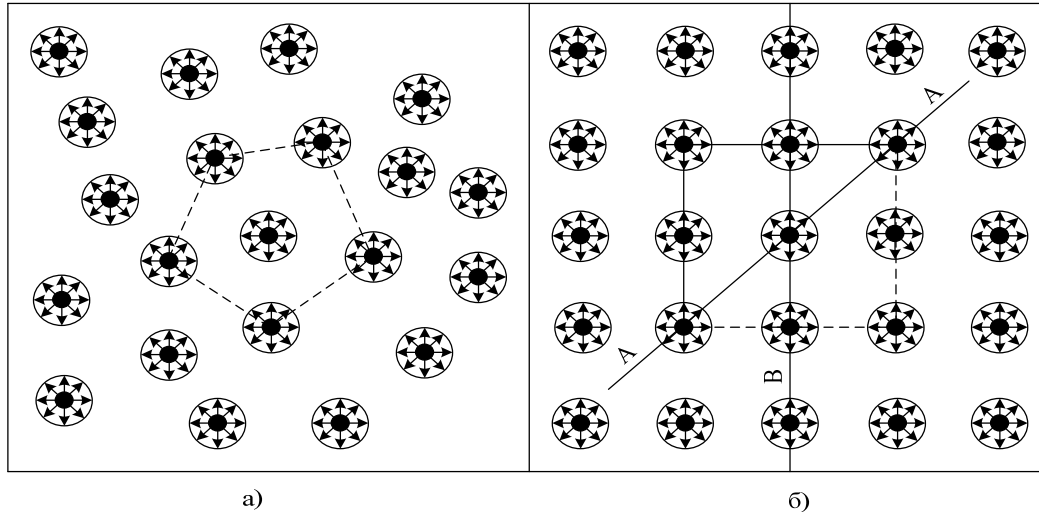


Рисунок 2.2 – Розташування частинок в рідинах (а) і твердих кристалічних тілах (б)

Із структурної точки зору ці три стани речовини розрізняються порядком розташування частинок одна відносно одної – своєю внутрішньою *структурою (structure)*.

Твердому кристалічному стану властива наявність так званого далекого порядку, тобто строгої повторюваності в будь-яких напрямках, наприклад, АА, ВВ і т. д., одного і того ж елементу структури – атома, групи атомів або молекул (рис. 2.2, б). Геометрично така строга періодичність описується завданням кристалічних ґраток. У фізичних відношеннях тіла з подібною структурою в загальному випадку *анізотропні (anisotropy)* – їх властивості залежать від напрямку в ґратках.

Для рідкого стану характерна відсутність далекого порядку, але наявність так званого близького порядку – певної взаємної упорядкованості в розташуванні елементів структури (рис. 2.2, а). Проте ця впорядкованість порівняно швидко втрачається і вже на відстані, порівняній з розмірами структурних елементів, зникає майже повністю.

У газоподібному стані відсутній як далекий, так і близький порядок.

Блиький порядок, властивий рідкому стану, не є стабільним: впорядковані групи молекул безперервно руйнуються тепловим рухом, створюються знову і т. д. Тому для кожної температури можна говорити лише про деякий усереднений близький порядок і деяку усереднену рівноважну структуру рідини з властивою їй енергією активації процесу руху молекул, що обумовлює в'язкість. При зміні температури відбувається

перегрупування молекул і встановлення нового рівноважного стану. Подібний процес встановлення в системі рівноваги називається *релаксацією (relaxation)*, а час, протягом якого рівновага встановлюється, називається *часом релаксації τ* . За порядком величини він дорівнює часу «осілого життя» молекул, визначуваному співвідношенням (2.2); З цього співвідношення видно, що із зменшенням енергії активації U_a і підвищенням температури T час встановлення рівноважної структури рідини різко зменшується. У низькомолекулярних простих рідинах τ настільки мале (10^{-10} с), що встановлення рівноваги в них протікає практично миттєво. Зі зниженням температури час релаксації збільшується, проте, аж до температури кристалізації (плавлення) він залишається ще настільки малим, що не тормозить процес перегрупування частинок і створення з них енергетично вигідної при цій температурі просторово впорядкованої структури – кристала. Тому процес кристалізації таких рідин протікає практично стрибкоподібно (крива 1 на рис. 2.3) і одержати їх в переохолодженому стані надзвичайно важко.

Інакше кажучи, з розплавами високомолекулярних неорганічних і органічних сполук типу скла і *полімерів (polymer)*, між великими молекулами таких сполук через їх взаємне переплетення вже в рідкому стані встановлюється, як правило, сильна взаємодія. Це обумовлює високу енергію активації U_a і, отже, високу в'язкість h і великий час релаксації τ таких розплавів. Так, поблизу точки плавлення в'язкість заліза приблизно дорівнює 740^{-3} Па·с, а в'язкість кварцу 106 Па·с. Тому при охолодженні розплавів високомолекулярних сполук в'язкість і час релаксації збільшуються настільки, що практично запобігають можливості перебудови елементів структури в упорядкованому стані за певний час. Тому розплав, майже не змінюючи своєї внутрішньої структури, переходить в твердоподібне або, як прийнято говорити, *склоподібний стан (glassy condition)*.

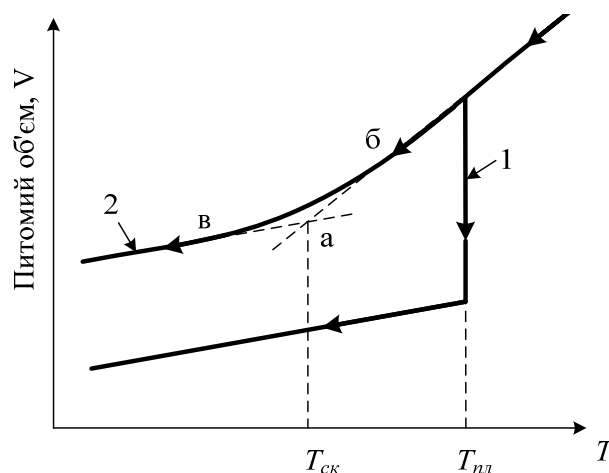


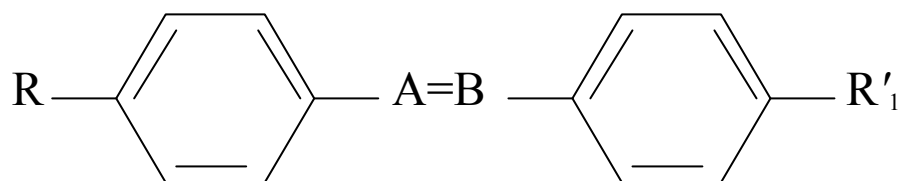
Рисунок 2.3 – Зміна питомого об'єму у процесі кристалізації (1) і склування (2)

Такий процес називають – *склування*. На відміну від кристалізації він відбувається не при строгій певній температурі – температура плавлення $T_{пл}$, а в інтервалі температур (див. рис. 2.3 крива 2). За температуру склування $T_{ск}$ приймають температуру, яка відповідає точці *a* перетини ділянок *b* і *v* на кривій 2.

2.2 Рідкі кристали

Деякі речовини при підвищенні температури переходять з твердого стану в рідкий не відразу, а через стан, в якому їх структура є проміжною між структурою рідини і кристала. В такому стані вони називаються *рідкими кристалами* (*thin crystal*).

Рідкі кристали можуть утворювати тільки речовини з сильно витягнутими негнучкими молекулами. Прикладом можуть служити невеликі органічні молекули із загальною формулою



де R і R' – короткі, частково гнучкі ланцюги; а зв'язок $A - B$ – подвійний або потрійний. Такі «молекули-стрижні» завжди намагаються розташуватися уздовж одного напрямку, тобто певною мірою впорядковано. У міру зростання температури ступінь впорядкованості зменшується і врешті-решт зникає повністю. Діапазон температур, в межах якого існує рідкокристалічна фаза, складає звичайно декілька десятків градусів. Відмінність у взаємному розташуванні молекул в кристалічній, рідкокристалічній і рідкій фазах показано на рис. 2.4. Як видно з цього рисунка, далекий порядок розташування, центрів молекул в рідкокристалічному стані відсутній, рідкі кристали текучі і утворюють краплі подібні звичайним рідинам. Є, проте, певний порядок у напрямі молекул, що приводить до анізотропії властивостей таких кристалів (оптичних, електричних, магнітних і ін.). Наприклад, різниця показників заломлення для світла, поляризованого паралельно і перпендикулярно орієнтації молекул, складає звичайно приблизно 0,2. Чудовою властивістю рідких кристалів, що зумовила їх широке застосування в сучасній електроніці для відображення інформації, є те, що завдяки низькій в'язкості рідких кристалічних тіл орієнтацію молекул в них можна змінювати порівняно невеликими електричними полями. Зміна ж орієнтації молекул приводить до зміни оптичних властивостей рідкого кристала. Як видно з рис. 2.4, *b*, молекули в кристалічній фазі орієнтовані уздовж одного напрямку не строго, мають флуктуації в їх орієнтації. Це приводить до великої оптичної мікронеоднорідності середовища і сильному розсіюванню світла в ній.

Достатньо сказати, що розсіювання світла типовими рідкими кристалами приблизно в 10^6 разів більше, ніж звичайними ізотропними рідинами. В зовнішньому електричному полі всі молекули намагаються розташуватися уподовж або упоперек напрямку поля залежно від того, в якому напрямі їх поляризація вища, і пропускання світла різко зростає. Виявляється, проте, що якщо в рідкому кристалі присутні іони-домішки, здатні переміщатися в зовнішньому полі (електропровідність при цьому, як правило, складає всього лише 10^{-9} – 10^{-8} Ом $^{-1}$ см $^{-1}$), то в сильнішому полі впорядкованість в розташуванні молекул може бути порушена і кристал знову стане мутнішим.

Якщо молекули є не рівні, а злегка закручені стрижні, то вони укладаються один відносно одного в спіральні структури, схематично показані на рис 2.5, а. Така рідкокристалічна фаза спостерігається в чистому ефірі холестерину і тому називається *холестеричною (holeyer phase)* (на відміну від *нематичної (nematik phase)*, поданої на рис. 2.4, б). Холестерична фаза виникає не тільки в чистих речовинах, але і в розчинах закручених молекул в нематичних рідинах. Холестерики мають ряд специфічних властивостей, зокрема оптичних, що становлять великий інтерес для електроніки. Структура холестерину періодична уздовж осі спіралі, що приводить до брегівського віддзеркалення світла на довжині хвилі, рівна кроку спіралі, поділеного на показник заломлення. При цьому брегівське віддзеркалення може відбуватися у видимому діапазоні довжин хвиль. Холестерик також повертає площину поляризації світла, розповсюдженого уздовж осі спіралі на кут, залежний від товщини середовища і кроку спіралі. За допомогою зовнішнього електричного поля можна змінювати крок спіралі, повертати її вісь, переводити кристал з холестеричної в нематичну фазу.

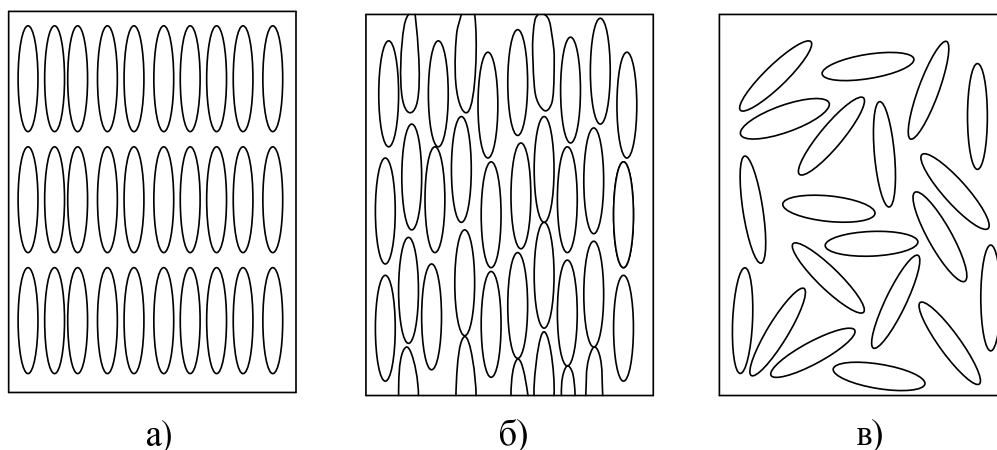


Рисунок 2.4 – Схематичне зображення розташування молекул в кристалічній (а), рідкокристалічній (нематичній) (б) і рідкій (в) фазах

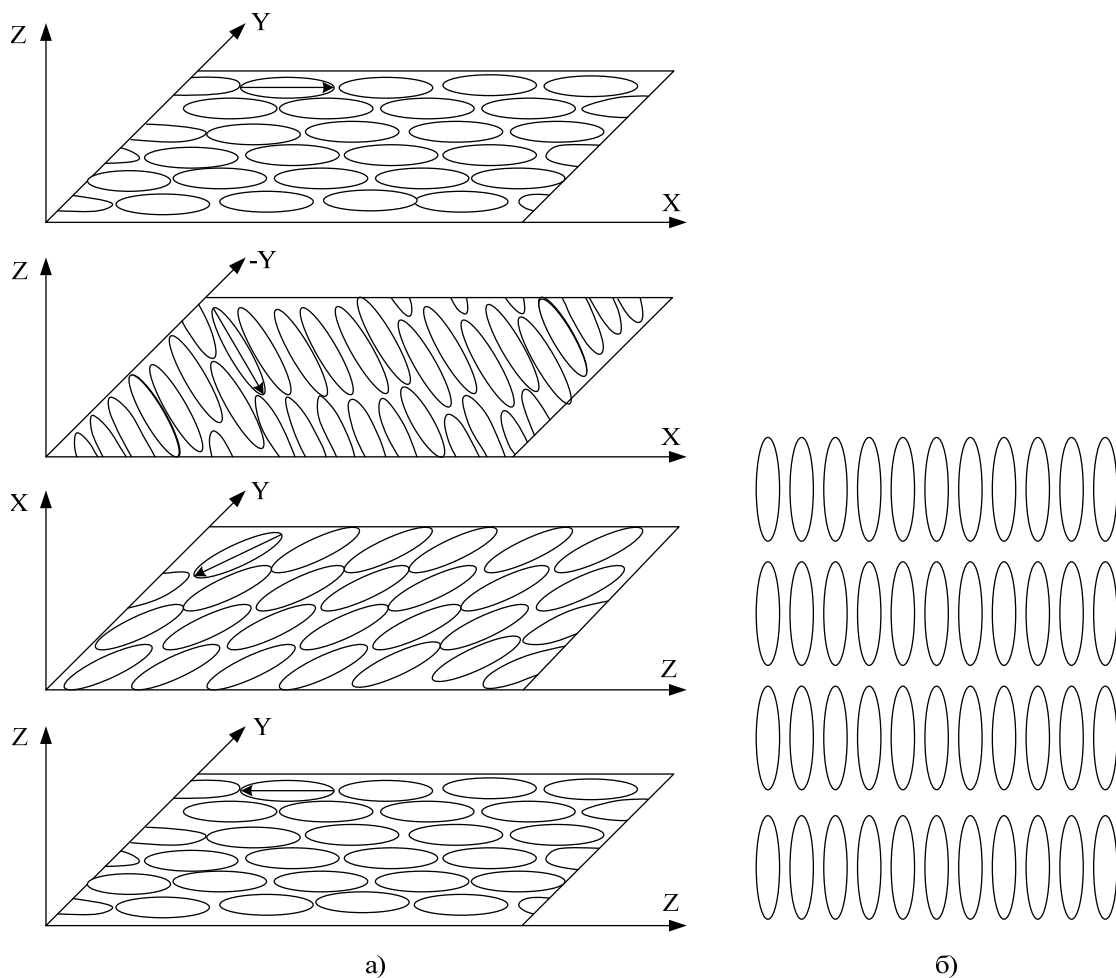


Рисунок 2.5 – Схема розташування молекул в холестеричній (а) і смектичній (б) рідкокристалічних фазах

Тому якщо помістити холестерик між двома поляроїдами, то пропускання світла такою системою змінюватиметься з поданням на нього різниці потенціалів. На цьому принципі побудовані електричні знакові індикатори, використовувані в деяких типах електронного годинника, мікрокалькуляторів і под. Крок спіралі, а отже, довжина хвилі брегівського віддзеркалення і колір холестерину різко змінюються з температурою. Так, в *холестерилнонаноаті* довжина хвилі брегівського віддзеркалення змінюється від 450 до 600 нм при підвищенні його температури всього на 1°C. Це дозволяє застосовувати холестерики для візуального знаходження «гарячих» точок в мікросхемах, вигляду зображення в інфрачервоному промінні і т.д.

Дуже чутливими до теплових і механічних властивостей бувають також рідкі кристали в так званій *смектичній (smektik phase)* фазі, в якій молекули розподілені шарами з чітко визначеним періодом (рис. 2.5,б). Смектики більш впорядковані, ніж нематички, і для даної речовини смектична фаза виникає завжди при нижчій температурі, ніж нематична.

Рідкокристалічні елементи споживають малу потужність, їм можна надавати різні розміри і форми, варіювати колір індикаторів. Вони дешеві і порівняно прості у виготовленні. Їм властиві і деякі недоліки: обмежений температурний діапазон роботи, порівняно велика інерційність (одиниці – десятки мілісекунд), старіння і ін. Проте в останнє десятиліття ця область електроніки надзвичайно бурхливо розвивається, багато недоліків виявляються цілком переборними, відкриваються нові можливості і в наш час важко передбачити межі застосування рідких кристалів не тільки в дисплеях, але і в інших системах.

2.3 Структура ідеальних кристалів

Розглянемо детальніше внутрішню структуру кристалів. Для її опису зручно скористатися поняттям *кристалічних ґраток (crystal grating)*. Розрізняють прості ґратки (ґратка Браве) і ґратку з базисом.

Прості ґратки. З геометричної точки зору правильне розміщення частинок в кристалі, що періодично повторюється, можна описати за допомогою операції паралельного переміщення або *трансляції*. На рис. 2.6, а показані ґратки, одержані трансляцією частинки 0 уздовж трьох осей: осі x на відрізки $a, 2a, \dots$, осі y на відрізки $b, 2b, \dots$, осі Z на відрізки $c, 2c, \dots$. Вектори a, b, c називаються *елементарною коміркою (simply cell)* кристала (рис. 2.6, б). Всі елементарні комірки кристала мають однакові форму і об'єм; у всіх вершинах комірок розташовуються однакові атоми. Тому всі вершини комірок еквівалентні один одному. Їх називають *вузлами ґратки*.

Для характеристики елементарної комірки необхідно задати в загальному випадку 6 величин: три ребра комірки a, b, c і три кути між ними α, β, γ . Ці величини називаються *параметрами* комірки. Часто за одиницю вимірювання довжини в ґратках приймаються відрізки a, b, c ; їх називають *осьовими одиницями (axial unit)*. Елементарні комірки, що містять частинки тільки у вершинах, називаються *простими* або *примітивними*. На кожну таку комірку приходиться один атом. У ряді випадків для досягнення повнішого виразу симетрії ґраток елементарні комірки будують таким чином, що вони містять частинки не тільки у вершинах, але і в інших місцях. Найпоширенішими з них є об'ємцентрична (ОЦ), гранецентрична (ГЦ) і базоцентрична (БЦ) комірка (див. рис. 2.7).

ґратки з базисом. Не всякі ґратки можна одержати трансляцією одного атома. Як приклад на рис. 2.8, а показані двовимірні ґрати загального типу. Легко побачити, що при побудові таких ґраток за допомогою вектора трансляції її комірка не може бути вибрана одноатомною. Таку ґратку можна подати у вигляді двох вставлених одна в одну ґраток Браве, кожна з яких визначається векторами трансляції a і b . Зсув ґраток одна відносно

одної описується додатковим вектором A , названим *базисним (basis vector)*. Число таких векторів в загальному випадку може бути яким завгодно.

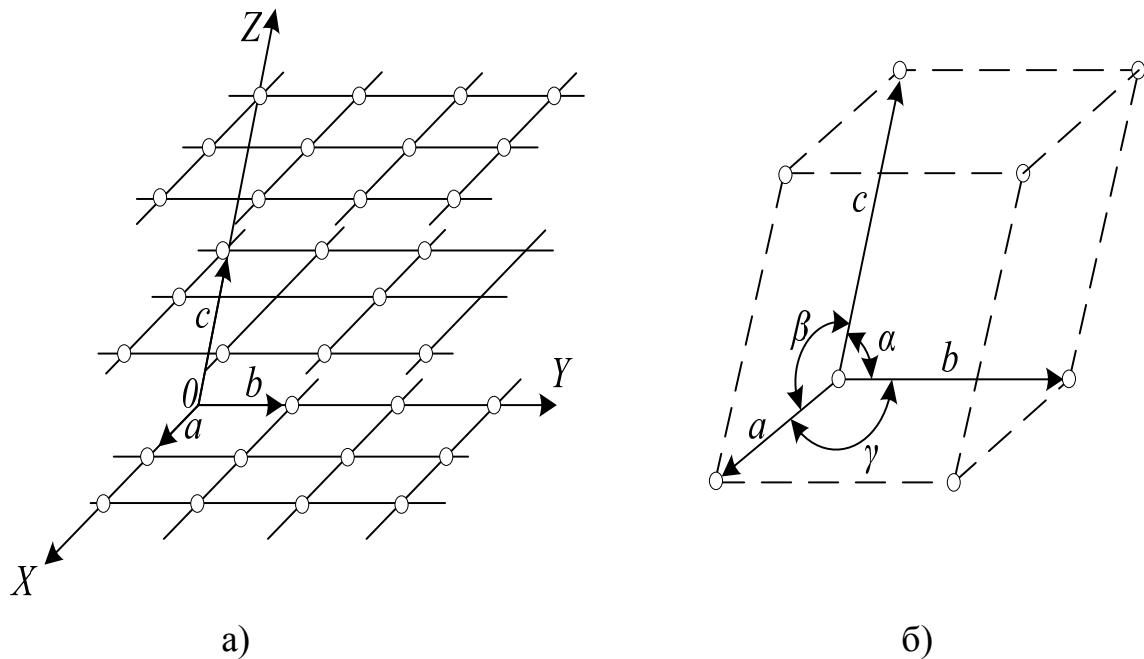


Рисунок 2.6 – Прості ґратки (а) і елементарна комірка цих ґраток (б)

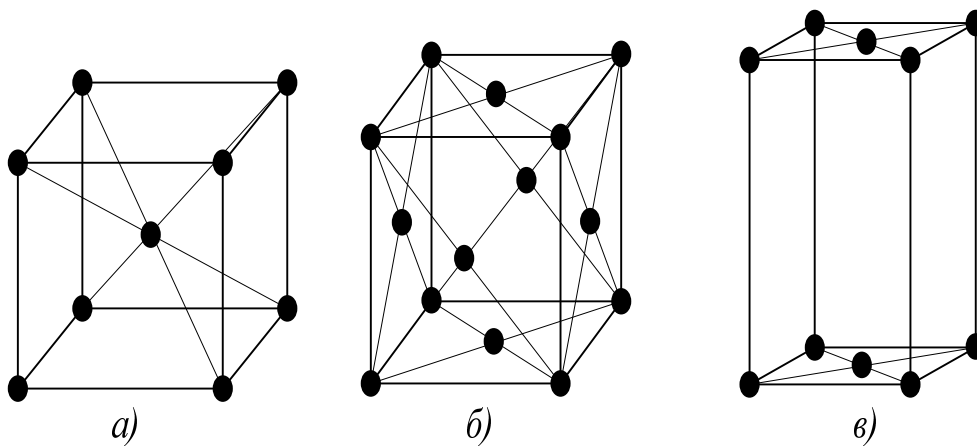


Рисунок 2.7 – Об'ємцентрична (а), гранцентрична (б) і базоцентрична (в) комірки

Ґратку загального типу називають *ґраткою з базисом*. Її можна побудувати за допомогою тих же трансляцій, що і кожен із складових ґратки Браве, тільки транслявати треба не вузол, а базис, що задається сукупністю базисних векторів. Так, ґратку, показану на рис. 2.8, а, можна одержати трансляцією базису, який складається з вузлів 0 і $0'$.

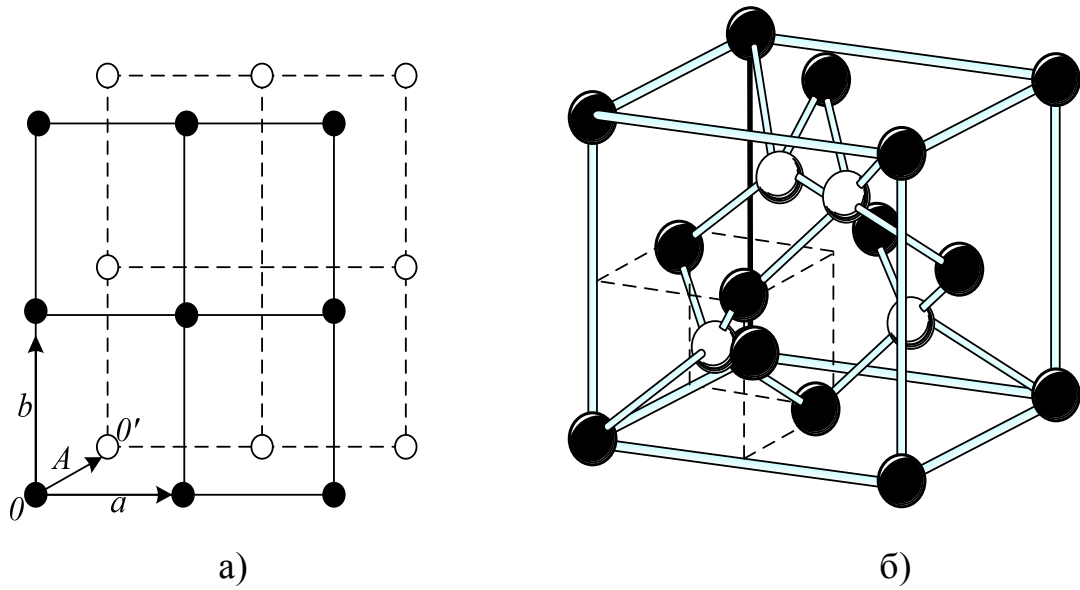


Рисунок 2.8 – Ґратки з базисом: а – плоска, б – об’ємна.

Як приклад тривимірних ґраток з базисом на рис. 2.8, б показані ґратки алмазу. Базис таких ґраток містить два атоми з координатами $0, 0, 0$ і $1/4, 1/4, 1/4$. Кожний атом вуглецю оточений чотирма найближчими сусідами, розташованими у вершинах тетраедра, виділеного на рис. 2.8, б штриховими лініями.

Позначення вузлів, напрямів і площин в кристалі. Познайомимося стисло із загальноприйнятими позначеннями вузлів, напрямів і площин в ґратках – з індексами Міллера.

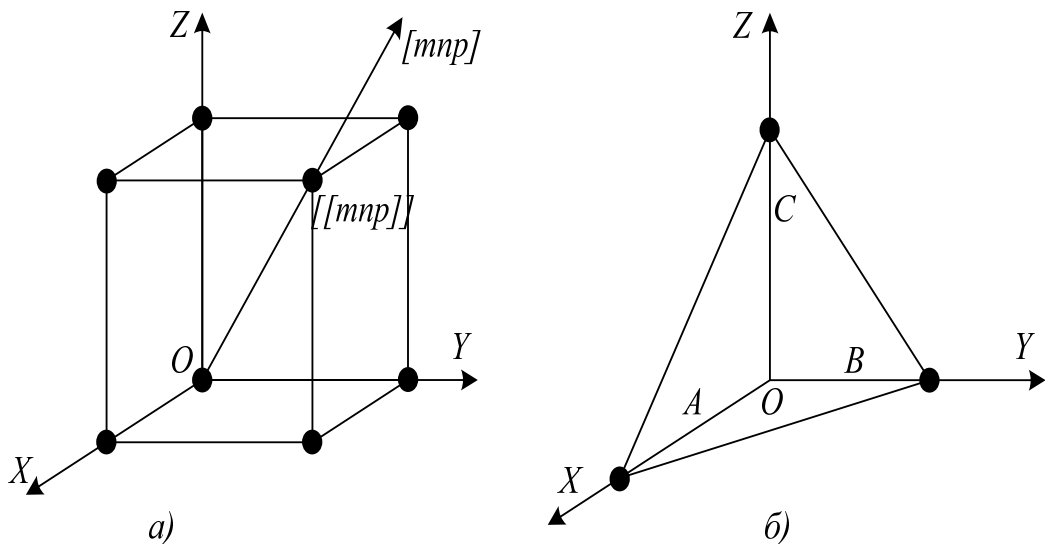


Рисунок 2.9 – Позначення вузлів і напрямів (а) і площин (б) в кристалі

Індекси вузлів (index knot). Положення будь-якого вузла ґратки визначається заданням трьох координат (рис. 2.9, а): x, y, z . Ці координати можна виразити так: $x=ma, y=nb, z=pc$, де a, b, c – параметри ґратки; m, n, p – цілі числа. Якщо за одиниці вимірювання довжин прийняти параметри ґратки, то координатами вузла будуть просто числа m, n, p . Ці числа називають індексами вузла і записують таким чином: $[[mnp]]$.

Індекси напрямку (index straight). Для опису напрямку в кристалі вибирається пряма, що проходить через початок координат. Її напрям однозначно визначається індексами $[[mnp]]$ першого вузла, через який вона проходить (рис.2.9,а). Тому індекси вузла одночасно є і індексами напрямку. Індекси напрямку позначаються так: $[mnp]$.

Індекси площини (index flat). Ці індекси знаходяться таким чином: виражають відрізки A, B, C , які площина відсікає на осях ґратки (рис.2.9,б), в осьових одиницях. Записують величини, обернені цим відрізкам $1/A, 1/B, 1/C$. Одержані дроби зводять до спільного знаменника. Тоді числа $h = D/A, k = D/B, t = D/C$ приймаються за індекси площини і записуються так (hkt) .

3 ЕЛЕМЕНТИ КВАНТОВОЇ МЕХАНІКИ І ФІЗИЧНОЇ СТАТИСТИКИ

При фізичному описі властивостей твердих тіл і встановленні залежності цих властивостей від атомно-електронної структури речовини твердого тіла широко використовуються статистичні і квантово-механічні уявлення. Тому виклад найзагальніших основ фізики твердого тіла, на яких будується сучасна електроніка, без них неможливий.

Відомості з квантової механіки і *статистичної фізики (statistic physics)*, що використовуються в наступних розділах, за своїм об'ємом не виходять за рамки програми курсу загальної фізики для вищих технічних навчальних закладів. І тому наведені тут в короткій конспективній формі.

3.1 Корпускулярно-хвильовий дуалізм

У ХХ ст. фізики переконалися в тому, що атомні явища не можуть бути описані ні як рух частинок, ні як чисто хвильові процеси. Одні і ті ж об'єкти мікросвіту в одних умовах поведуться як частинки, в інших проявляють типово хвильові властивості. Так, в явищах дифракції, інтерференції і інших чітко виявляється хвильова природа світла. В той же час у фотоелектричних явищах, ефекті Комптона і багатьох інших світло поводить себе як частинки (корпускули), що мають енергію

$$E = hn = h\nu \quad (3.1)$$

і імпульс

$$p = h/\lambda, \quad (3.2)$$

де h — постійна Планка; $h = h/2\pi$; $w = 2\pi n$.

Частинки світла одержали назву *фотонів (photon)*.

У 1924 р. де Бройль висунув гіпотезу, що подвійність хвиль і корпускул, властива світлу, повинна існувати і у інших частинок — електронів, протонів, атомів і т. д. Мікročастинці, яка має енергію E і імпульс p , повинна відповідати хвиля з частотою

$$n = E/h \text{ або } w = E/h \quad (3.3)$$

і завдовжки

$$\lambda = h/p = h/mv, \quad (3.4)$$

де v — швидкість руху частинки. Ці хвилі називають часто хвилями де Бройля, а співвідношення (3.3) і (3.4) — співвідношеннями де Бройля.

Гіпотеза де Бройля (hypothesis de Broyle) піддавалася ретельній багатократній перевірці і одержала таке переконливе експериментальне підтвердження, що в наш час не викликає сумнівів. На хвильових

властивостях мікрочастинок ґрунтуються електронна мікроскопія, електроннографія, нейтронографія і т.д.

Таким чином, мікрочастинка, чи то електрон, протон, атом, не є дробинкою, зменшеною до відповідних розмірів. За оберненим виразом Ланжевена, об'єктивний світ не повинен бути подібним вставним «матрьошкам» однакової форми і відмінним одна від одної тільки величиною. Перехід від об'єктів макроскопічних до об'єктів мікросвіту приводить до якісних змін, до появи нових властивостей, не властивих макроскопічним тілам. Такою новою, якісно відмінною ознакою мікрочастинок є органічне поєднання в них корпускулярних і хвильових властивостей.

3.2 Спін електрона

Із загальних принципів квантової механіки виходить, що окрім маси і заряду електрон повинен мати власний момент кількості руху μ_s :

$$\mu_s = (\sqrt{3/2})h. \quad (3.5)$$

Гіпотеза про існування цього моменту була вперше висунута в 1927р. Гаудсмітом і Уленбеком для пояснення закономірностей в лінійчатих спектрах і експериментально доведена Штерном і Герлахом. Спочатку передбачалося, що власний момент кількості руху виникає внаслідок обертання електрона навколо власної осі. Тому він одержав назву *спіну* (від англійського *spin* – обертання, веретено). Проте таке уявлення про спін виявилось неправильним. Подібно наявності маси і заряду, наявність спіну є первинною невід'ємною властивістю електрона, що не зводиться до чогонебудь простішого.

Проекція спіну на вибраний напрям H (рис.3.1) може мати лише два значення

$$\mu_{sH} = \pm 1/2h. \quad (3.6)$$

Цей вираз можна записати і таким чином:

$$\mu_{sH} = sh, \quad (3.7)$$

де s називають *квантовим числом спіна (quantum number spin)*. З порівняння (3.6) і (3.7) видно, що s може приймати два значення: $+1/2$ і $-1/2$.

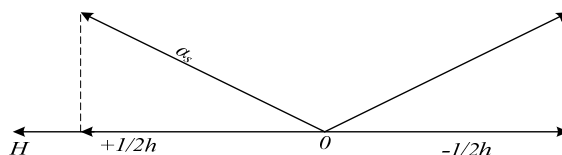


Рисунок 3.1 – Орієнтація спіну μ_s , відносно вибраного напрямку

3.3 Симетрія і виродженість

Якщо у якої-небудь системи реалізується декілька різних станів, в яких вона має одну і ту ж енергію, то про такі стани говорять, що вони *вироджені*. Число станів, що відповідає даному значенню енергії, називається *кратністю* виродження. Так, стан електрона у гідрогеноподібному атомі описується 4 квантовими числами: головним n , орбітальним l , магнітним m і спіновим s . Енергія ж електрона залежить лише від головного квантового числа n . Тому має місце виродженість за l , m , s . Кратність цієї виродженості легко підрахувати

$$g = 2n^2. \quad (3.8)$$

У багатоелектронних атомах енергія електрона залежить вже не тільки від n , але і від l і j . Тому кратність виродженості іноді зберігається лише за s і рівна

$$g = 2s + 1. \quad (3.9)$$

Виродженість завжди пов'язана з наявністю тієї або іншої симетрії системи. Так, в прикладі з гідрогеноподібним атомом система симетрична відносно всіх напрямів в просторі. Така симетрія називається *сферичною*. Система може бути симетрична відносно перестановки місцями частин системи. Така симетрія називається *переставною*.

Будь-яке порушення симетрії системи викликає повне або часткове *зняття* виродженості: вироджені енергетичні рівні розщеплюються в серію неvirоджених (або вироджених частково) підрівнів. Таке порушення симетрії і зняття виродженості відбувається, як правило, під впливом якої-небудь зовнішньої дії або взаємодії усередині системи. Прикладом цьому може служити вже розглянуте нами розщеплювання рівня енергії гідрогеноподібного атома на підрівні внаслідок взаємодії електронів в складних атомах між собою.

Зняття виродженості може відбуватися під дією зовнішніх полів. Розщеплювання енергетичних рівнів атомів, викликане дією електричного поля, було відкрито Штарком і називається *ефектом Штарка*. Розщеплювання рівнів під дією магнітного поля було відкрито Зеєманом і носить назву *ефекту Зеємана*. Слід вказати, що електричне поле не знімає виродженості за спіном, тоді як магнітне поле знімає і цю виродженість.

4 ТЕПЛОВІ ВЛАСТИВОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ

4.1 Поняття про нормальні коливання ґраток

Атоми твердих тіл роблять складні теплові коливання біля положень рівноваги, безпосередній кількісний опис яких являє собою значні труднощі. Тому вдаються до такого методу розгляду теплових коливань кристалічних ґраток.

Замість того щоб вивчати індивідуальні коливання окремих частинок, розглядають їх колективний рух в кристалі як в просторово упорядкованій системі. Такий підхід заснований на тому, що внаслідок дії сил зв'язку коливання, що виникло у однієї частинки, негайно передається сусіднім частинкам і в кристалі збуджується загальний рух у формі пружної хвилі, що охоплює всі частинки кристала. Такий загальний рух може бути поданий як сукупність синусоїдальних хвиль, названих *нормальними коливаннями* ґратки. Число різних нормальних коливань ґратки рівне числу її коливальних ступенів свободи. Оскільки кристал, що складається з N атомів, є зв'язаною коливальною системою, що має $3N$ степені свободи, то в ньому може бути збуджено в загальному випадку $3N$ нормальних коливань, що розрізняються частотами, напрямом розповсюдження і т. д.

Як приклад на рис. 4.1, а показана одновимірна модель твердого тіла – лінійний ланцюжок атомів, віддалених на відстані a один від одного і здатних коливатися в одному напрямі перпендикулярно осі ланцюжка. Якщо кінці ланцюжка з'єднані так, що повинні виконуватися періодичні граничні умови, то коливання, що відповідає найнижчій частоті ω_{min} , відповідає виникненню хвилі з довжиною, рівною довжині ланцюжка (рис. 4.1, б; крива 1). Наступному нормальному коливанню відповідає хвиля удвічі меншої довжини (крива 2) і т. д. Очевидно, що найкоротша довжина хвилі, яка може утворитися в такому ланцюжку, рівна подвоєній відстані між атомами ланцюжка (рис. 4.1, в):

$$l_{min} = 2a. \quad (4.1)$$

Їй відповідає максимальна частота ω_{max} , пов'язана з довжиною хвилі l_{min} таким співвідношенням:

$$\omega_{max} = 2\pi v / l_{min} = \pi v / a, \quad (4.2)$$

де v – фазова швидкість розповсюдження коливань в ланцюжку. Ця частота є характеристикою матеріалу і, як видно з (4.2), визначається міжатомною відстанню і швидкістю розповсюдження коливань в ланцюжку (кристалі).

Для характеристики хвильових процесів зручно користуватися хвильовим вектором q , який за напрямом збігається з напрямом розповсюдження коливань і з модулем $q = 2\pi/l$. Оскільки $l = v / n$, де n – частота коливань, то $q = 2\pi n / v = \omega / v$. Звідси:

$$\omega = q \cdot v. \quad (4.3)$$

Формулу (4.3), що виражає залежність частоти коливань від хвильового вектора, називають *дисперсійною формулою*, а графік цієї залежності – *дисперсійною кривою (dispersive curved)*.

Якби фазова швидкість J , що входить в (4.3), не залежала від довжини хвилі q , то ω була б пропорційна q і дисперсійна крива $\omega(q)$ була б прямою 1, що показана на рис. 4.1, г штриховою лінією. Цей випадок повинен реалізуватися для безперервного середовища. В ланцюжку ж, побудованому з пружно зв'язаних атомів, тобто що має дискретну структуру, короткі хвилі, яким відповідають вищі частоти коливань, розповсюджуються повільніше, ніж довгі. Інакше кажучи, для тіл з дискретною структурою повинно мати місце явище дисперсії – залежність швидкості розповсюдження коливань від довжини хвилі або, що те ж саме, від хвильового вектора q . Для простого випадку лінійного ланцюжка пружно зв'язаних атомів залежність J від q виражається таким співвідношенням:

$$v = v_0 \cdot \frac{\sin(qa/2)}{qa/2}, \quad (4.4)$$

де v_0 – швидкість розповсюдження низькочастотних коливань.

З (4.4) видно, що при даному значенні a швидкість v практично не залежить від q і рівна приблизно v_0 тільки в області малих значень q , у якій відношення $\frac{\sin(qa/2)}{qa/2} \gg 1$ у цій області $\omega \sim q$ і дисперсійна крива 2 (рис.

4.1, г) зливається з штриховою прямою для безперервного середовища. У міру ж зростання q відношення $\frac{\sin(qa/2)}{qa/2}$ зменшується, унаслідок чого зменшується і фазова швидкість v розповсюдження коливань в ланцюжку (явище дисперсії). Це приводить до порушення лінійної залежності між ω і q і відхилення вниз дисперсійної кривої 2, яка в межі при $q_{max} = \pm p/a$, відповідна $l_{min} = 2a$, стає паралельна осі q .

Розглянемо тепер ланцюжок, що складається з атомів двох типів, що правильно чергуються один з одним (рис. 4.2, а). Позначимо масу важчих атомів через M , легших – через m . У такому ланцюжку можливе виникнення двох типів нормальних коливань, показаних на рис. 4.2, б, в. Коливання, показані на рис. 4.2, б, нічим не відрізняються від коливань однорідного ланцюжка: сусідні атоми коливаються практично в одній фазі і при $q = 0$ частота $\omega_{ак} = 0$. Такі коливання називають *акустичними*, оскільки вони включають весь спектр звукових коливань ланцюжка. Вони відіграють основну роль у визначенні теплових властивостей кристалів – теплоємності, теплопровідності, термічного розширення і т.д.

У разі нормальних коливань, показаних на рис. 4.2, в. сусідні атоми коливаються в протилежних фазах. Ці коливання можна розглядати як коливання одне відносно одного двох підґраток з однакових атомів,

вставлених один в одній. Їх називають *оптичними коливаннями*, оскільки вони можуть збуджуватися за допомогою інфрачервоного випромінювання.

На рис. 4.2, *б* показані *дисперсійні криві (dispersive curved)* для акустичних і оптичних нормальних коливань ланцюжка, що складається з двох видів атомів. Тоді як для акустичних коливань частота росте із зростанням q і досягає максимального значення при $q_{max} = \pi/a$, для оптичних коливань ω_{max} має місце при $q = 0$; із зростанням q частота цих коливань зменшується і стає мінімальною при $q_{max} = \pi/a$.

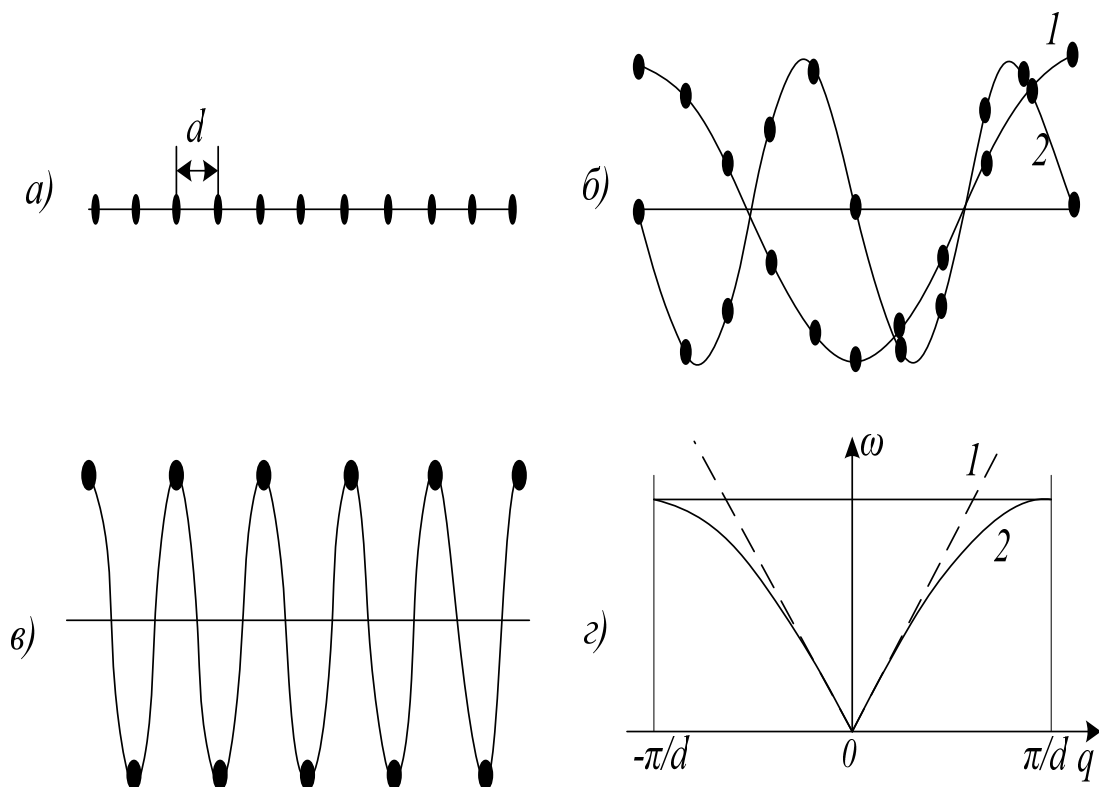


Рисунок 4.1 – Нормальні коливання лінійного ланцюжка, що складається з однакових атомів

Оптичні коливання виникають не тільки в ланцюжку, що складається з різнорідних атомів, але і у тому випадку, коли ланцюжок складається з двох і простіших ланцюжків, складених з однакових атомів і вставлених один в одного, як показано на рис. 4.2, *г*. В елементарній комірці такого ланцюжка міститься два атоми. *Оптичні коливання (optical oscillation)* виникають в результаті коливань однієї підгратки відносно іншої.

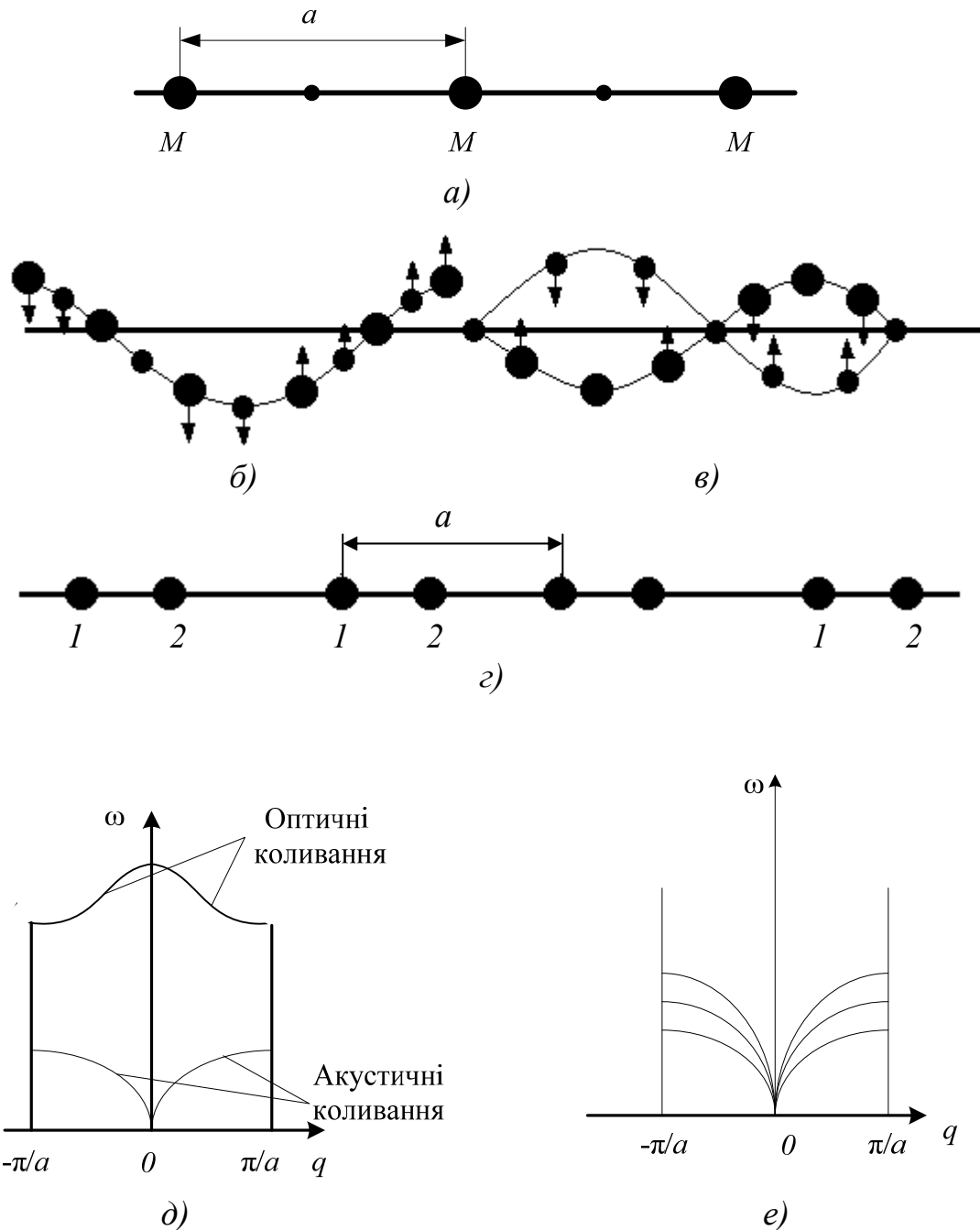


Рисунок 4.2 – Нормальні коливання ланцюжка, що складається з атомів двох типів: *а)* – розташування атомів в ланцюжку; *б)* – акустичні нормальні коливання; *в)* – оптичні нормальні коливання; *г)* – лінійна гратка з базисом; *д)* – дисперсійні криві для акустичних і оптичних нормальних коливань; *е)* – акустичні гілки нормальних коливань тривимірної гратки

4.2 Поняття про фонони

Як і лінійний гармонічний осцилятор, кожне з нормальних коливань ґратки може мати тільки дискретні значення енергії. Енергія нормального коливання ґратки, що має частоту ω рівна

$$E_n = (n + 1/2)h\omega, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4.5)$$

а спектр цього коливання повинен збігатись із спектром осцилятора. В збіганні з цим спектром мінімальна порція енергії, яку може поглинути або випустити ґратка при теплових коливаннях, відповідає переходу нормального коливання з даного рівня на найближчий сусідній рівень і рівна

$$E_\phi = h\omega. \quad (4.6)$$

Ця порція або квант енергії теплових коливань ґратки називається фононом за аналогією з квантом електромагнітного випромінювання – фононом. Ця аналогія простежується і далі. З точки зору квантової теорії рівноважне теплове випромінювання розглядається як газ, утворений квантами світла – фононами, що мають енергію $E = h\omega = hn$ і імпульсом $p = h\omega/c = h/l$, де c – швидкість світла. Так само поле пружних хвиль, що заповнюють кристал, можна трактувати як газ, утворений квантами нормальних коливань – фононами (*phonon*), що мають енергію $E_\phi = h\omega = hn$ і імпульс

$$p = h\omega/v = h/l = hq, \quad (4.7)$$

де v – фазова швидкість; l – довжина пружної хвилі; q – її хвильове число. З цієї точки зору кристал можна порівняти з ящиком, заповненим фононним газом.

Оскільки кристалічні ґратки можуть коливатися з різними частотами ω , то і енергії фононів в кристалі $h\omega$ різні. Число фононів з даною енергією $h\omega$ визначається ступенем збудження нормального коливання з частотою ω . Якщо воно збуджене до n -го рівня, тобто має енергію $(n + 1/2)h\omega$, то говорять, що в ґратці є n фононів з енергією $h\omega$ кожний.

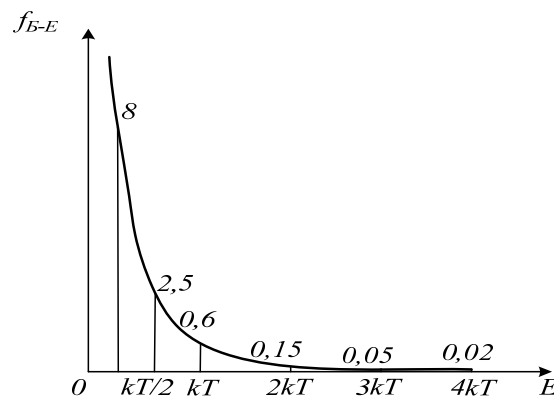


Рисунок 4.3 – Графік функції розподілу фононів за енергіями

Розподіл фононів за енергіями описується функцією Бозе – Ейнштейна, графік якої наведений на рис.4.3. З цього графіка видно, що при температурі T в ґратці збуджені нормальні коливання практично лише до частоти $\omega \gg kT/\hbar$; вищих частот в ґратках майже немає. Оскільки функція розподілу $f_{E-E}(\omega)$ виражає середнє число фононів, які мають енергію $E_\phi = \hbar\omega$, то, помноживши $\hbar\omega$ на $f_{E-E}(\omega)$ одержимо середню енергію нормального коливання $E_{нк}$, збудженого в ґратках при температурі T і частоті ω :

$$\bar{E}_{нк} = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \quad (4.8)$$

4.3 Теплоємність твердих тіл

Знаючи середню енергію нормального коливання (4.8), можна визначити теплову енергію ґратки $E_{гр}$ і її теплоємністю $C_V = dE_{гр}/dT$.

У області низьких температур ($T < \theta$), у якій збуджуються в основному низькочастотні фонони з енергією $\hbar\omega = kT$, вираз (4.8) можна приблизно подати так:

$$E_{нк} = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \gg \frac{\hbar\omega}{1 + \hbar\omega/kT + \dots - 1} \gg kT - T. \quad (4.9)$$

З (4.9) витікає, що в цій області температур $\bar{E}_{нк}$ росте пропорційно T . Це зростання обумовлено збільшенням ступеня збудження кожного нормального коливання із збільшенням T . Вважаючи, що при температурі T в ґратці збуджуються всі коливання аж до частоти $\omega = kT/\hbar$, можна визначити число збуджених коливань Z :

$$Z \approx \int_0^{kT/\hbar} g(\omega) d\omega \sim \int_0^{kT/\hbar} \omega^2 d\omega \sim T^3. \quad (4.10)$$

Таким чином, в області низьких температур енергія кристала із зростанням T збільшується внаслідок дії двох чинників: зростання середньої енергії нормальних коливань $E_{нк} - T$ зростання числа збуджених коливань $Z = T^3$. Тому в цілому енергія кристала росте пропорційно T^4 :

$$E_{гр} \sim T^4, \quad (4.11)$$

а теплоємність ґратки

$$C_V \sim T^3 \quad (4.12)$$

– пропорційно T^3 що добре узгоджується з досвідом.

У області високих температур ($T > \theta$) всі нормальні коливання ґратки збуджені, тому подальше підвищення температури вже не може призводити до збільшення їх числа. Внаслідок цього в області високих

температур зростання енергії твердого тіла може відбуватися тільки за рахунок підвищення ступеня збудження нормальних коливань, що викликає збільшення їх середньої енергії $E_{\text{нк}}$. Оскільки $E_{\text{нк}} \sim T$, то і зміна енергії тіла в цілому повинна бути пропорційна T :

$$E_{\text{гр}} \sim T, \quad (4.13)$$

а теплоємність тіла (*heat capacity*)

$$C_V = \text{const} \quad (4.14)$$

не повинна залежати від T , що також добре узгоджується з досвідом.

Одержані якісні результати можна підтвердити точнішими кількісними розрахунками.

Теплова енергія ґратки

$$E_{\text{гр}} = \int_0^{\omega_D} E_{\text{нк}} g(\omega) dE. \quad (4.15)$$

Підставляючи сюди $g(\omega)$ і $E_{\text{нк}}$ одержуємо

$$E_{\text{гр}} = \frac{9N}{\omega_D^3} \int_0^{\omega_D} \frac{h\omega^3 d\omega}{\exp\left(\frac{h\omega}{kT}\right) - 1} = 9Nk\Theta \cdot \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \int_0^{\Theta/T} \frac{x^3 dx}{\exp x - 1}, \quad (4.16)$$

де $x = h\omega/kT$; Θ – температура Дебая.

Для області низьких температур ($T \ll \Theta$) верхню межу інтеграції можна замінити ∞ . Враховуючи, що $\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{\exp x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$ одержуємо

$$E_{\text{гр}} = \frac{3\pi^4}{5} Nk\Theta \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \sim T^4, \quad (4.17)$$

$$C_V = \frac{12\pi^4}{5} Nk \left(\frac{T}{\Theta}\right)^3 \sim T^3. \quad (4.18)$$

Для області високих температур ($T > \Theta$) $x < 1$ і $\exp x \approx 1 + x + \dots$

Підставляючи це в (4.16), знаходимо

$$E_{\text{гр}} = 9Nk\Theta \left(\frac{T}{\Theta}\right)^4 \int_0^{\Theta/T} x^2 dx = 3NkT \sim T, \quad (4.19)$$

$$C_V = 3Nk. \quad (4.20)$$

Зокрема, для грама атома будь-якої речовини $N = N_A$, де N_A – число Авогадро і $C_V = 3R$ (R – газова постійна).

Співвідношення (4.18) виражає *закон Дебая*, співвідношення (4.20) – *закон Дюлонга* і *Пті*. На рис. 4.4 безперервною лінією показана теоретична крива залежності теплоємності твердих тіл від температури, ділянками – експериментальні дані для ряду твердих тіл. Згода теорії з експериментом цілком задовільна.

Знаючи функцію розподілу коливань за частотами і число фононів з енергією $h\omega$, можна встановити залежність від T концентрації фононового

газу, тобто числа фононів n_{ϕ} збуджених в одиниці об'єму кристала.

У області низьких температур, в якій енергія ґратки $E_{гр} \sim T^4$, середня енергія фонона $h\bar{\omega} \sim T$ і концентрація фононового газу повинна бути пропорційна $n_{\phi} \sim T^3$.

У області високих температур, в якій $E_{гр} \sim T$, середня енергія фонона досягає граничного значення порядку $h\omega_D \gg k\bar{\omega}$ не залежного від температури і концентрація фононового газу (*background gas*) повинна бути пропорційна $n_{\phi} \sim T$.

Теплоємність електронного газу. В металах крім іонів, створюючих ґратку, які коливаються біля положень рівноваги, є і вільні електрони, число яких в одиниці об'єму приблизно таке ж, як і число атомів. Тому теплоємність металу C_J повинна складатися з теплоємності ґратки $C_{гр}$ і теплоємності електронного газу $C_{ел}$. Оцінимо порядок величини $C_{ел}$.

При нагріванні металу до температури T термічному збудженню піддається ΔN електронів. Кожний збуджений електрон набуває в середньому енергію рівну $3/2 kT$. Помноживши її на число збуджених електронів, одержимо зміну в енергії електронного газу $E_{ел}$, обумовлене нагріванням його до температури T :

$$E_{ел} \gg \frac{3}{2} kT \Delta N \gg \frac{3}{4} N \frac{(kT)^2}{m}$$

Теплоємність такого газу

$$C_{ел} \gg \frac{3}{2} Nk(kT/m). \quad (4.21)$$

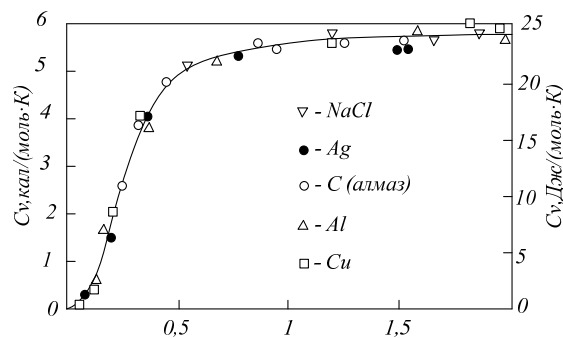


Рисунок 4.4 – Температурна залежність теплоємності твердих тіл

Для металів m вимірюється одиницями електрон - вольт; для $T = 300K$ $kT = 0,025eV$. Підставляючи це в (4.21), одержуємо $C_{ел} \gg 0,01 C_{гр}$.

Таким чином, внаслідок того, що при звичайних температурах термічному збудженню піддається лише незначна частина вільних електронів металу, теплоємність електронного газу складає одиниці відсотків від теплоємності ґратки.

4.4 Теплове розширення твердих тіл

При нагріванні переважна більшість твердих тіл підлягає розширенню, що приводять до зміни їх розмірів. Відмінність коефіцієнтів теплового розширення (КТР) викликає появу внутрішніх напружень в плівках, покриттях, адгезійних з'єднаннях, зварних швах і т. д., що не завжди бажано і допустимо. Тому практично важливим є узгодження КТР матеріалів, що йдуть на виготовлення РЕА. Для підбору цих матеріалів і направленої зміни їх КТР потрібні знання фізичної природи самого явища *теплового розширення (thermic expansion)* тіл.

Причиною теплового розширення тіл є несиметричний характер кривої залежності енергії взаємодії частинок від відстані між ними (рис.4.5). Насправді, якби частинка 2 здійснювала чисто гармонічні коливання біля положення рівноваги, то сила F , що виникає при відхиленні її на відстань x , була б пропорційна x :

$$F=-bx, \quad (4.22)$$

а зміна потенційної енергії $U(x)$ описувалася б параболою

$$U(x)=1/2bx^2, \quad (4.23)$$

показаною на рис. 4.5 кривою. Ця парабола симетрична відносно прямої bd , паралельної осі ординат і віддаленої від неї на відстані r_0 . Тому відхилення частинки при коливаннях вправо і вліво були б однаковими ($x_1 = x_2$) і середина розмаху збігалася б з положенням рівноваги 0. Нагрівання в цьому випадку не могло б викликати розширення тіла, оскільки із збільшенням температури відбувалося б лише збільшення амплітуди коливань частинок, а середня відстань між ними залишалися б незмінною.

Насправді ж потенційна крива abc є несиметричною щодо прямої bd : її ліва гілка ba підіймається значно крутіше правої bc . Це означає, що коливання частинок в твердому тілі не є строго гармонічними, вони ангармонічні. Така ангармонічність виявляється тим сильніше, чим сильніше частинки відхиляються від положення рівноваги.

Для розрахунку асиметрії *потенційної кривої (potential curve)* можна ввести в рівнянні (4.22) додатковий член gx^2 :

$$F(x)=-bx+gx^2, \quad (4.24)$$

який приведе до такого виразу для енергії $U(x)$

$$U(x)=1/2bx^2 -1/3gx^3. \quad (4.25)$$

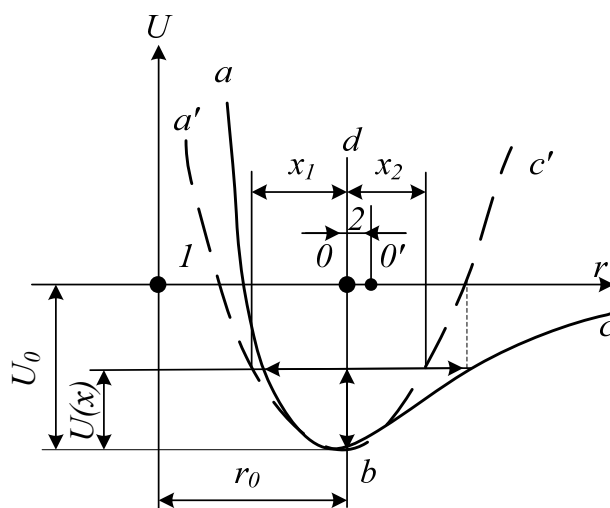


Рисунок 4.5 – До розрахунку теплового розширення твердих тіл

При відхиленні частинки 2 вправо ($x > 0$) член $1/3gx^2$ віднімається з $1/2bx^2$ і гілка bc йде пологіше гілки bc' ; при відхиленні вліво ($x < 0$) член $1/3gx^3$ додається до $1/2bx^2$ і гілка ba йде крутіше за гілку ba' .

Несиметричний характер кривої $U(x)$ призводить до того, що частинка 2, що коливається, відхиляється вправо на більшу відстань ніж вліво. Внаслідок цього середнє положення цієї частинки зміщується вправо, що відповідає збільшенню відстані між частинками на \bar{x} . Це і викликає розширення тіла при нагріванні.

4.5 Теплопровідність твердих тіл

Швидкість розповсюдження пружних хвиль (швидкість звуку) в твердих тілах достатньо висока $(3-5) \cdot 10^3$ м/с). Здавалося б, що з такою ж швидкістю повинні розповсюджуватися і теплові коливання, внаслідок чого теплопровідність твердих тіл повинна бути дуже високою. Проте подібна картина мала б місце лише в тому випадку, якщо б атоми твердого тіла робили строго гармонічні коливання, що розповсюджувалися в ґратках у вигляді системи гармонічних хвиль, оскільки такі хвилі не взаємодіють одна з одною і тому не розсіюються одна на одній подібно світловим хвилям, що розповсюджуються в просторі. В дійсності ж теплове коливання атомів носить ангармонічний характер, що приводить до взаємодії нормальних коливань ґратки і розсіювання їх одна на одній. Ці процеси зручно описувати на мові фононів. Строго гармонічним нормальним коливанням, не взаємодіючим між собою, на корпускулярній мові відповідає ідеальний фононний газ, що складається з невзаємодіючих фононів; перехід до ангармонічних нормальних коливань еквівалентний введенню взаємодії між фононами, в результаті якої вони починають

розсіватися один на одному. Таке розсіювання називають фононним. Воно приводить до хаотизації руху фононів, перетворюючи процес розповсюдження тепла в типово дифузійний. Саме цим пояснюється відносно низька теплопровідність ґратки твердих тіл, властива діелектрикам. Метали і напівпровідники окрім ґраткової теплопровідності K_{gp} мають ще електронну теплопровідність K_{el} , обумовлену наявністю в них електронного газу, здатного ефективно переносити тепло.

Теплопровідність ґратки. Як вказано вище, *теплопровідність (thermal conductivity)* обумовлена дифузією фононового газу з більш нагрітих об'ємів ґратки, де його концентрація n_ϕ вища, в менш нагріті, де вона нижча. Тому для коефіцієнта теплопровідності ґратки K_{gp} як теплопровідності фонноного газу можна скористатися виразом, який дає кінетична теорія для коефіцієнта теплопровідності звичайного газу:

$$K = 1/3 \cdot l \bar{v} C \quad (4.26)$$

замінивши в цьому виразі довжину вільного пробігу молекул l на довжину вільного пробігу l_ϕ , середню швидкість руху молекул \bar{v} швидкістю звуку (швидкістю руху фононів) v і теплоємність одиниці об'єму газу на теплоємність ґратки (фонноного газу) C_n . Тоді одержимо

$$K_{gp} = 1/3 \cdot l_\phi \bar{v} C_n \quad (4.27)$$

При фонон-фононному розсіюванні довжина вільного пробігу фононів повинна бути обернено пропорційна їх концентрації: $l_\phi \sim 1/n_\phi$.

Тому

$$K_{gp} \sim \bar{v} C_n / n_\phi \quad (4.28)$$

У області високих температур ($T > \Theta$) теплоємність C_V не залежить від T , а n_ϕ – пропорційна T . Тому

$$K_{gp} \sim 1/T \quad (4.29)$$

Теплопровідність ґратки істотно залежить від жорсткості зв'язку між частинками b , оскільки з зменшенням b зменшується модуль пружності E , а отже, і швидкість розповсюдження звуку $v = \sqrt{E/\rho}$ (ρ – густина твердого тіла); крім того, із зменшенням b росте ангармонічність коливань атомів, що приводить до посилення фонон-фононного розсіювання. Обидва ці чинники повинні призводити до зменшення теплопровідності ґратки.

ґраткова теплопровідність сильно залежить також від маси частинок M , створюючих ґратку, оскільки збільшення M приводить, як показує розрахунок, до зростання коефіцієнта ангармонічності i , отже, до посилення фонон-фононного розсіювання. Цим значною мірою пояснюється той факт, що коефіцієнти теплопровідності легких елементів,

розташованих у верхній частині таблиці Д. І. Менделєєва (B, C, Si і ін.), мають величини порядку десятків і навіть сотень ват на метр-кельвін; у елементів середини таблиці Д. І. Менделєєва K_{gr} зменшується до одиниць ват на метр-кельвін, а у важких елементів – вже до десятих часток.

Практично це важливо не тільки для підбору матеріалів з високою гратковою теплопровідністю, але і для розуміння фізичних основ пошуку і розроблення матеріалів з необхідною гратковою теплопровідністю. З цієї точки зору стає ясным, наприклад, чому кераміка з оксидів легша металів, особливо берилієва, яка має відносно високу теплопровідність.

При температурах нижчих за температуру Дебая концентрація фононів різко зменшується при зниженні T , внаслідок чого їх довжина вільного пробігу різко зростає і в решті-решт досягає величини, порівняної з розмірами кристала. Оскільки стінки кристала розсіюють фонони, подальше зниження температури вже не приводить до збільшення l_{ϕ} , оскільки остання визначається просто розмірами кристала. В цьому випадку

$$K_{gr} \sim C_{\phi} \sim T^3. \quad (4.30)$$

Аналогічна картина повинна спостерігатися і у аморфних діелектриків, у яких розміри областей правильної структури за порядком величин порівнянні з атомними. Розсіювання фононів на межі таких областей повинно переважати при всіх температурах, і тому l_{ϕ} не повинна залежати від T . Через це у таких діелектриків коефіцієнт теплопровідності повинен бути пропорційний T^3 у області низьких температур і не залежати від T в області високих температур, що і має місце в дійсності.

Електронна теплопровідність. В металах перенесення тепла здійснюється не тільки фононами, але і вільними електронами. Тому теплопровідність металів K складається з теплопровідності гратки K_{gr} і теплопровідності електронного газу $K_{ел}$. Останню можна обчислити, підставивши в (4.26) теплоємність електронного газу $C_{ел}$, швидкість фермієвських електронів v_F і довжину їх вільного пробігу l_F :

$$K_{ел} = \frac{1}{3} C_{ел} v_F l_F. \quad (4.31)$$

Визначимо якісний характер температурної залежності теплопровідності чистих металів. Підставивши $C_{ел}$ з (4.21) в (4.31), одержимо

$$K_{ел} = \frac{Nk^2 n_F l_F T}{2m}. \quad (4.32)$$

У області високих температур ($T > \Theta$) зі всіх величин, що входять в (4.32), від температури залежить практично тільки λ_{ϕ} , яка для чистих металів визначається розсіюванням електронів на фононах. Тому

$\lambda_{\text{ф}} \sim 1/n_{\text{ф}} \sim 1/T$ оскільки в області високих температур $n_{\text{ф}} \sim T$. Підставивши це в (4.32), знаходимо

$$K_{\text{ел}} = \text{const.} \quad (4.33)$$

Таким чином, в області високих температур теплопровідність чистих металів не повинна залежати від температури.

У області низьких температур ($T \ll \Theta$), $n_{\text{ф}} \sim T^3$ тому $\lambda_{\text{ф}} \sim \frac{1}{T^3}$ і

$$L_{\text{ел}} \sim 1/T^2. \quad (4.34)$$

Отже, в області низьких температур, де виконується закон Дебая, теплопровідність чистих металів повинна бути обернено пропорційна квадрату абсолютної температури, що також підтверджується експериментом.

Поблизу абсолютного нуля концентрація фононного газу стає настільки малою, що $l_{\text{ф}}$ починає визначатися розсіюванням електронів на домішкових атомах, завжди зосереджених в металі, на скільки б чистим він не був. В цьому випадку $\lambda_{\text{ф}} \sim 1/N_{\text{д}}$ ($N_{\text{д}}$ – концентрація домішкових атомів) не залежить від T і електронна теплопровідність металу згідно з (4.32) повинна бути пропорційна T

$$K_{\text{ел}} \sim T. \quad (4.35)$$

Теплопровідність напівпровідників. Напівпровідникові матеріали хороші тим, що можуть мати високу граткову теплопровідність, якщо їх кристали не дуже дефектні і складаються з легких атомів, як це має місце, наприклад, у кремнію і германію. Їх електронну теплопровідність можна змінювати в широких межах, змінюючи концентрацію електронного газу шляхом легування. Проте для більшості напівпровідників основний внесок в теплопровідність вносять гратки. Так, для германію, що має питомий опір $1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при кімнатній температурі, відношення $K_{\text{ел}}/K_{\text{гр}} \approx 10^{-5}$. Навіть для такого напівпровідника, як телурід вісмуту (Bi_2Te_3), який має дуже низький питомий опір $\rho \approx 10^{-3} \text{ Ом}\cdot\text{см}$, відношення $K_{\text{ел}}/K_{\text{гр}}$ досягає величини всього лише порядку 0,2.

5 ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ ТВЕРДИХ ТІЛ

5.1 Природа електричної провідності твердих тіл

У відсутності електричного поля електронний газ в провіднику знаходиться в рівноважному стані і описується рівноважними функціями розподілу Фермі – Дірака $f_{\phi-D}$ (вироджений газ) і Максвелла – Больцмана f_{M-B} (невироджений газ). На рис. 5.1, а, б наведені графіки розподілу $f_{\phi-D}(J_x)$ і $f_{M-B}(J_x)$ для випадку, коли $J_y = J_z = 0$. Вони симетричні відносно осі ординат, що вказує на те, що кількість електронів в провіднику, які рухаються в протилежних напрямках, завжди однакова, а їх середня швидкість в будь-якому напрямі рівна нулю. Цим пояснюється той факт що в провіднику, що містить скільки завгодно велике число електронів, електричний струм у відсутності зовнішнього поля не виникає.

Встановлення рівноваги електронного газу відбувається в результаті взаємодії електронів з дефектами ґратки, яка супроводжується обміном енергії і імпульсом. Такими дефектами є перш за все теплові коливання ґратки (фонони) і домішкові атоми. Взаємодія приводить до розсіювання електронів і встановлення безладного руху їх в провіднику.

Дрейф електронів. При прикладенні до провідника електричного поля напруженістю e у ньому виникає електричний струм, густина якого, згідно з законом Ома, пропорційна e :

$$j = se. \quad (5.1)$$

Коефіцієнт пропорційності s називають *питомою електропровідністю* (*specific electric conductivity*) провідника.

Виникнення струму в провіднику свідчить про те, що під дією поля електрони набувають направлено руху і їх функція розподілу по станах змінюється. Такий направлений рух називають *дрейфом електронів* (*drift electron*), а середню швидкість цього руху – *швидкістю дрейфу* v_d .

Сила, діюча на електрон з боку поля e , $F = -qe$. Якби ця сила була єдиною, то вільний електрон рухався б в провіднику весь час прискорено і швидкість його направлено руху могла б зрости до скільки завгодно великої величини навіть в полях низької напруженості. Електропровідність такого провідника була б нескінченною, а електричний опір – нульовим.

Чим же обумовлена скінченна величина електропровідності реальних провідників?

На перший погляд відповідь на це питання здається дуже простою. Адже електрони рухаються не в порожньому просторі, а в кристалі. Кристал же побудований з іонів, які мають скінченні розміри. Електрони, прискорювані полем, стикаються з іонами і тим самим гальмуються.

Проте таке пояснення є дуже примітивним. Воно засноване на уявленні про електрон як про «кульку», яка стикається з іншою «кулькою» – іоном. Але, як ми знаємо, загальний електрон це не «кулька», а швидше хвиля,

делокалізована по всьому кристалу. Якщо кристал має ідеально правильну структуру (не містить дефектів), то загальний електрон вільно розповсюджується по такому кристалу – його з рівною вірогідністю можна знайти у будь-якого атома ґратки. Електричний опір подібного кристала дійсно дорівнював би нулю.

Отже, справа зовсім не в тому, що електрони-кульки натрапляють на іони-кульки. Поява електричного опору пов'язана з наявністю в ґратках різного роду дефектів, що спотворюють її ідеальну структуру. До таких дефектів відносяться перш за все *теплові коливання ґратки* і *домішкові атоми*. Тільки взаємодія вільних електронів з цими дефектами приводить до їх *розсіювання*, до відновлення безладу їх руху і, як наслідок цього – до обмеження швидкості дрейфу і до скінченної величини електропровідності реальних кристалів.

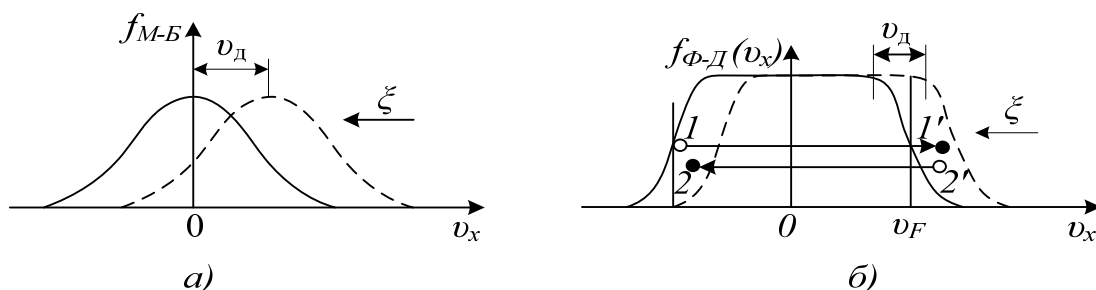


Рисунок 5.1 – Функції розподілу електронів за швидкостями для невідродженого (а) і відродженого (б) електронного газу

Вплив ґратки на електрон, рухомий в ній під дією зовнішньої сили F , формально можна звести до дії сили опору F_c випробовуваної електроном, подібно кульці, рухомій у в'язкому середовищі (рис. 5.2). Ця сила пропорційна швидкості руху електрона v_d і його ефективній масі m_n і направлена протилежно v_d :

$$F_c = -(1/t)m_n v_d, \quad (5.2)$$

де $1/t$ – коефіцієнт пропорційності, фізичне значення якого буде з'ясовано надалі.

Використовуючи (5.2), рівняння направленного руху електрона в ґратці можна записати таким чином:

$$m_n(d v_d(t)/dt) = -qe - (1/t)m_n v_d(t). \quad (5.3)$$

З (5.3) видно, що після прикладення поля e швидкість направленного руху електронів зростатиме і вони рухатимуться прискорено до тих пір, поки сила опору F_c , пропорційна $v_d(t)$, не виявиться рівною силі $F = -qe$, діючої з боку поля (рис. 5.2). Коли ці сили порівнюються, результуюча сила, діюча на електрон, і прискорення його руху будуть рівні нулю.

Починаючи з цього моменту, направлений рух електронів здійснюватиметься з постійною швидкістю дрейфу

$$v_d = -qet/m_n. \quad (5.4)$$

Оскільки заряд електрона негативний, то дрейф відбувається в напрямі, протилежному e .

З'ясуємо фізичне значення t . Припустимо, що після того, як швидкість дрейфу досягла стаціонарного значення v_d , поле e вимкнене. Внаслідок розсіювання електронів на дефектах ґратки ця швидкість почне зменшуватися і електронний газ переходитиме в рівноважний стан. Такі процеси встановлення рівноваги в системі, раніше виведеній з цього стану, називаються, як ми знаємо, *релаксацією*. Вважаючи на (5.3) $e = 0$, одержуємо рівняння, що описує перехід електронного газу в рівноважний стан – процес його релаксації

$$dv_d(t)/dt = -(1/t)v_d(t). \quad (5.5)$$

Інтегруючи (5.5), знаходимо

$$v_d(t) = v_d \exp(-t/t), \quad (5.6)$$

де $v_d(t)$ – швидкість поступального руху електронів після закінчення часу t після вимкнення поля.

З (5.5) витікає, що t характеризує швидкість встановлення в системі рівноважного стану: чим менше t , тим швидше збуджена система приходить в рівновагу. За час $t = t$ швидкість направлено руху електронів зменшується в e раз. Час t називають *часом релаксації*. Він безпосередньо пов'язаний з середнім часом вільного пробігу електрона і часто ототожнюється з ним.

Рухливість носіїв. Величину, рівну відношенню швидкості дрейфу до напруженості поля, називають *рухливістю носіїв (mobility carrier)*:

$$u = |v_d|/e = qt/m_n. \quad (5.7)$$

Отже, рухливість – це дрейфова швидкість, що набувається електронами в полі одиничної напруженості.

Оцінювання показує, що для таких металів, як мідь, $t \gg 240^{-3}$ с, рухливість електронів, обчислена за формулою (5.7), і набагато більша за 340^{-3} м²/с, а швидкість дрейфу в полях звичайної напруженості ($e \gg 10^2$ В/м) $v_d \gg 0,3$ м/с. Ця величина на багато порядків нижча швидкості хаотичного руху електронів $v_f \gg 1,6 \cdot 10^{-6}$ м/с внаслідок чого з прикладенням поля середня швидкість електронів в провіднику залишається практично незмінною.

Зручно користуватися поняттям довжини вільного пробігу електронів

$$l = vt, \quad (5.8)$$

де v – середня швидкість руху електронів. При $v = 1,6 \cdot 10^{-6}$ м/с і $t = 240^{-3}$ с з $l = 240^{-8}$ що приблизно в 100 разів більше міжатомних відстаней в ґратці міді. Це ще раз підтверджує той факт, що розсіювання електронів відбувається не на вузлах ґратки, а на її дефектах.

Питома електропровідність. Оскільки в стані теплової рівноваги середня швидкість електронів в будь-якому напрямі рівна нулю, то її можна

не враховувати при обчисленні густини електричного струму і питомої електропровідності провідника, беручи до уваги тільки швидкість дрейфу електронів v_d .

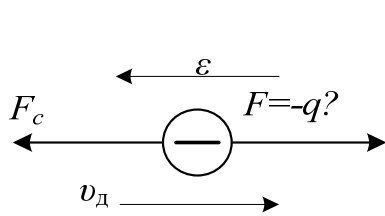


Рисунок 5.2 – Схематичне зображення сил, діючих на вільний електрон провідника

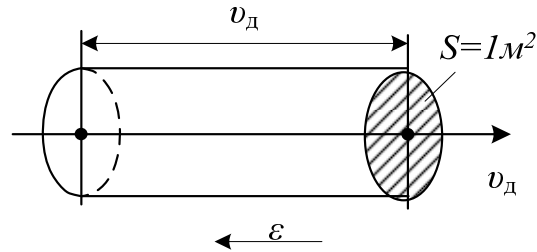


Рисунок 5.3 – До розрахунку густини струму в провіднику

Побудуємо в об'ємі провідника циліндр з основою, рівною одиниці, і твірною, рівною v_d і направленою вздовж дрейфу (рис. 5.3). Всі електрони, укладені в цьому циліндрі, протягом однієї секунди пройдуть через основу і утворять струм густиною

$$j = -qnv_d = qnie, \quad (5.9)$$

де n – концентрація електронного газу в провіднику. Порівнюючи (5.9) з (5.1), знаходимо

$$s = qni. \quad (5.10)$$

Підставляючи сюди i з (5.7) і t з (5.8), одержуємо

$$s = \frac{nq^2}{m_n} = \frac{nq^2 l}{m_n v}. \quad (5.11)$$

Ця формула виражає питому електропровідність провідника через мікроскопічні параметри, що характеризують електронний газ в ньому. Причому при її виведенні не робилося ніякої відмінності між неvirодженим і virодженим електронним газом. Тепер спробуємо встановити, як позначається стан газу на його електропровідності.

Для неvirодженого газу густина заповнення зони провідності електронами настільки мала, що на їх поведінці практично не позначається принцип Паулі. Електрони є повністю вільними в тому значенні, що на рух будь-якого з них інші не мають помітного впливу. Тому всі електрони провідності неvirодженого газу беруть незалежну один від одного участь в створенні електричного струму у формуванні електропровідності провідника. Тому у вираз для електропровідності неvirодженого газу повинен входити середній час релаксації (t) всіх вільних електронів, одержаний шляхом усереднення t для всієї сукупності електронів. Враховуючи це, вираз для рухливості і питомої електропровідності неvirодженого газу необхідно записати таким чином:

$$u = \frac{q}{m_n}(t) = \frac{q}{m_n} \frac{l}{v}, \quad (5.12)$$

$$s = \frac{nq^2}{m_n}(t) = \frac{nq^2}{m_n} \frac{l}{v}, \quad (5.13)$$

де l, v – середня довжина вільного пробігу і середня швидкість руху електронів.

Інша картина спостерігається для виродженого газу. В такому газі основна маса електронів, енергія яких менша ферміївської, не може брати участі в процесах розсіювання і змінювати стан свого руху під дією зовнішнього поля, оскільки це пов'язано з переходом електронів на сусідні рівні енергії, які повністю зайняті. Тому реагувати на зовнішнє поле можуть тільки електрони, розташовані у рівня Фермі (*Ферміївські електрони*). Під дією зовнішнього поля e ці електрони, як показано на рис. 5.1, б, зміщуються з лівої частини розподілу в праву. При цьому зліва, звідки електрони входять, ферміївський розподіл ніби злегка «підтає», зате справа, куди приходять електрони, воно злегка «нарощується». Результируючий розподіл виглядає так, як ніби все воно зсунулося вправо, хоча насправді змінили свій стан лише ферміївські електрони. Саме за рахунок надбання ними додаткових швидкостей в зовнішньому полі і відбувається зсув розподілу.

Як і в неvirодженому газі, розсіювання носіїв приводить до хаотизації їх швидкостей і симетризації функції розподілу: коли ферміївський розподіл зміщується під дією зовнішнього поля, перекидання електронів при розсіюванні з правої частини розподілу (рис. 5.1, б) переважають над зворотними перекиданнями. В результаті сумісної дії зовнішнього поля і процесів розсіювання встановлюється деяка швидкість дрейфу носіїв

$$v_{\text{д}} = -ue = -\frac{qt_f}{m_n} e = -\frac{q}{m_n} \frac{l_f}{v_f} e, \quad (5.14)$$

яка визначається вже не середніми значеннями t, l і v як для неvirодженого газу, а часом релаксації t_F , довжиною вільного пробігу l_F і швидкістю руху v_F ферміївських електронів, оскільки вони обумовлюють зсув розподілу під дією поля на величину $v_{\text{д}}$. З точки ж зору кількісного розрахунку провідності важливий лише сам факт зсуву розподілу електронів за швидкостями під дією поля, а не його фізичний механізм. Тому електропровідність виродженого газу як і раніше може бути записана у вигляді

$$s = \frac{nq^2}{m_n} t_f = \frac{nq^2}{m_n} \frac{l_f}{v_f}, \quad (5.15)$$

де n – повна концентрація електронів.

5.2 Явище надпровідності

У 1911 р. голландський фізик Камерлінг-Оннес, вивчаючи температурну залежність питомого опору ртуті в області низьких температур, знайшов дивовижне явище: при температурі 4,2 К опір ртуті практично стрибком зменшувався до нуля (рис. 5.4).

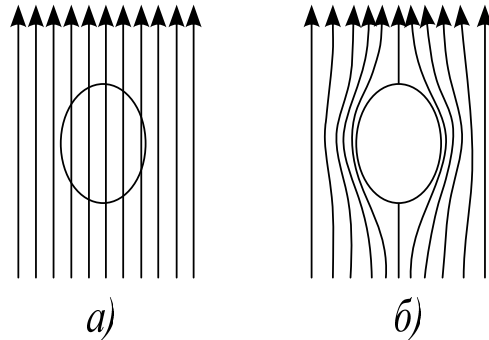
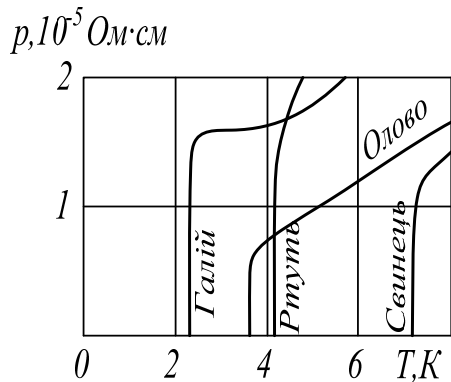


Рисунок 5.4 – Стрибкоподібна зміна опорів провідників при переході в надпровідний стан

Рисунок 5.5 – Ефект Мейсснера-Оксенфельда (виштовхування магнітного поля з провідника)

Ртуть переставала чинити опір проходженню електричного струму. Це явище одержало назву *надпровідності* (*superconductivity*). В наш час воно встановлено у сотень речовин – чистих металів, металевих сплавів і інтерметалевих з'єднань і навіть у деяких вироджених напівпровідників. Температура переходу в надпровідний стан, яка називається *критичною температурою переходу* $T_{кр}$, коливається у різних речовин від сотих часток градуса абсолютної шкали до $\gg 20\text{ К}$.

Розглянемо таку важливу обставину. Якби метали вдалося звільнити від домішок, то при наближенні до абсолютного нуля їх опір повинен би поступово зменшуватись до нуля, оскільки бездефектні ґратки, що мають строго періодичний потенціал, не здатні розсіювати вільні носії заряду. Проте така поведінка металів не була б надпровідністю, оскільки, по-перше, перехід речовини в надпровідний стан не пов'язаний у принципі з наявністю в ньому домішок, по-друге, такий перехід відбувається не плавно у міру зниження температури, а стрибкоподібно при досягненні речовиною критичної температури переходу $T_{кр}$.

Більше того, як показали дослідження, надпровідність не вичерпується тільки оберненням в нуль електричного опору провідника (ідеальною провідністю). Не менш фундаментальною властивістю речовини в

надпровідному стані є *ідеальний діамagnetизм (ideal diamagnetism)*. Ця властивість, відкрита Мейсснером і Оксенфельдом в 1933 р., полягає в тому, що речовина, поміщена в магнітне поле (рис. 5.5, а), при переході в надпровідний стан не «заморожує» магнітне поле, що знаходиться в ньому, як це повинно б було бути при простому переході речовини в стан з нульовим опором, а виштовхує його з свого об'єму (рис. 5.5, б), що властиво ідеальним діамagnetикам, які мають нульову магнітну проникність. Це явище одержало назву *ефекту Мейсснера – Оксенфельда*.

Таким чином, суть надпровідності полягає в набутті речовиною двох не пов'язаних один з одним фундаментальних властивостей – ідеальної провідності і ідеального діамagnetизму.

Природа надпровідності. Не дивлячись на великі зусилля, витрачені багатьма дослідниками на вивчення надпровідності, її фізична природа стала зрозумілою лише в 1957 р. із створенням Бардіним, Купером і Шріффером мікроскопічної теорії цього явища, що одержала назву БКШ теорії. В основі її лежить уявлення, що між електронами провідності металу можуть діяти *сили тяжіння* виникаючі внаслідок *поляризації* ними кристалічних ґраток.

Ми звикли вважати, що два електрони як однойменно заряджені частинки повинні зазнавати лише кулонівське відштовхування один від одного. Подібна ситуація справедлива для електронів, що знаходяться у вільному просторі, може істотно змінитися в кристалі через наявність в ньому інших електронів і позитивно заряджених іонів, в загальному компенсуючих негативні заряди електронів. В таких умовах між електронами крім сил відштовхування можуть виникати *непрямі* сили тяжіння. Насправді, електрон, рухомий в ґратках, притягує до себе позитивно заряджені іони, дещо зближуючи їх, і тим самим створює уздовж шляху свого руху надмірний позитивний заряд поляризованих ґраток, до якого можуть притягуватись інші електрони. Це еквівалентно виникненню сили тяжіння між електронами, тільки діючої не безпосередньо, а через поляризовані ґратки.

З цієї точки зору надпровідність слід чекати перш за все у тих металів, у яких має місце сильна взаємодія електронного газу з ґратками, що приводить в звичайних умовах до відносно низької електропровідності. І дійсно, з чистих металів кращими надпровідниками виявилися найбільш високоомні – свинець, ніобій, олово, ртуть і ін. У таких же високопровідних металів, як мідь і срібло, у яких електронний газ є значною мірою вільним, надпровідність не спостерігається.

Перевагою сил тяжіння між електронами в ґратках над силами відштовхування робить електронний газ в металах нестійким до процесу встановлення з електронів *електронних пар*, які називають *куперовськими парами* на ім'я ученого Купера, який вперше показав, що утворення таких пар є енергетично вигідним. При цьому найбільший вигравш в енергії

виникає при скріпленні в пари електронів, що мають протилежні спіни і рівні за величиною і протилежні за напрямом імпульси, тобто при утворенні пари з нульовим повним імпульсом. Оскільки сила тяжіння між електронами в куперовській парі є відносно слабкою, то спарені електрони не «злипаються» один з одним, а знаходяться на достатньо великій відстані один від одного. Ця відстань за порядком величини рівна 10^{-6} м, що і визначає розмір пари e .

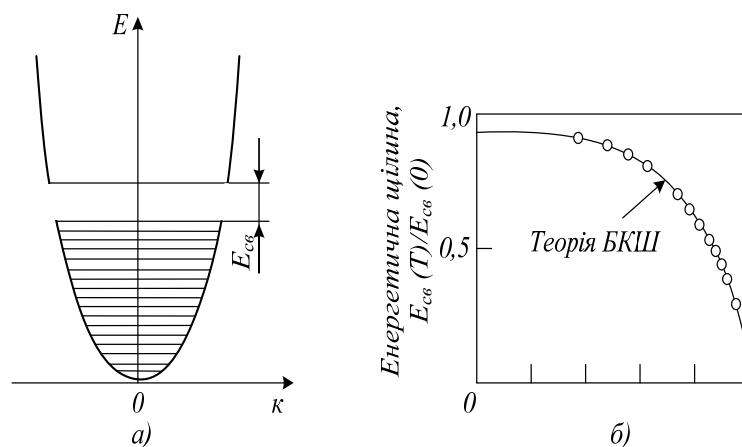


Рисунок 5.6 – Утворення щілини в енергетичному спектрі електронів провідника під час переходу його в надпровідний стан (а) і залежність ширини енергетичної щілини від температури для танталу (б)

У кристалі в такому об'ємі розміщується приблизно 10^6 інших електронів, об'єднаних в куперовські пари. Просторове перекриття такого величезного числа пар повинно неминуче приводити до строгої взаємної *кореляції* їх руху. Пари не можуть рухатися незалежно одна від одної, як електрони в нормальному металі. Кожна пара, взаємодіючи зі всіма іншими, повинна рухатися строго узгоджено (мовби в унісон) і будь-яке порушення в русі даної пари повинно позначатися на властивостях всієї сукупності пар. З теорії БКШ виходить, що подібна повна кореляція досягається тоді, коли центри мас всіх пар металу рухаються з однаковим *імпульсом*. При такій імпульсній впорядкованості пари утворюють єдину сукупність або, як кажуть, конденсат, вирвати з якого окрему пару тим важче, чим більше їх знаходиться в цьому конденсаті.

Проте не всі електрони зони провідності металу здатні об'єднуватися в куперовські пари, а тільки ті з них, які можуть збуджуватися і змінювати свої стани. Такими є лише ферміївські електрони, відповідальні за електропровідність металів. Вони складають приблизно 10^{-4} від загального числа електронів провідності металу.

Маючи нульовий спін, тобто будучи бозе-частинками, куперовські пари конденсуються – розміщуються на одному рівні, розташованому нижче

рівня Фермі в нормальному металі на відстані $V = E_{ce} / 2$ від нього, де E_{ce} – енергія зв'язку електрона в парі. Тому для переходу електронів з надпровідного в нормальний стан необхідно витратити енергію $E_{ce} = 2V$ на розрив пар, тобто енергію $V = E_{ce} / 2$ на кожний електрон. Це означає, що нормальний стан електронів в надпровіднику відокремлений від надпровідного стану *енергетичною щілиною* E_{ce} (рис. 5.6).

У наш час розроблено ряд методів вимірювання E_{ce} . Один з них заснований на вивченні поглинання надпровідником електромагнітних хвиль ГІК області. Досліди показали, що при дуже низьких температурах поглинання енергії в надпровіднику не відбувається до тих пір, поки енергія квантів падаючого випромінювання не перевищить ширину щілини E_{ce} , після чого поглинання швидко зростає до значення в нормальному металі. За енергією квантів $\hbar\omega_k$, що викликають поглинання енергії, визначається ширина енергетичної щілини надпровідника: $E_{ce} = \hbar\omega_k$.

Тепер розглянемо, як повинні поводитися електрони, об'єднані в куперовські пари, при збудженні в провіднику електричного струму. У відсутність струму всі пари внаслідок повної кореляції мають імпульс, рівний нулю, оскільки вони утворені електронами, що мають рівні за величиною і протилежні за напрямом імпульси. Виникнення струму не порушує кореляції пар: під дією зовнішнього джерела, що викликало струм, всі вони набувають один і той же імпульс і рухаються як єдиний колектив в одному і тому ж напрямі з деякою дрейфовою швидкістю v_D . При цьому поведінка таких пар в металі істотно відрізняється від поведінки звичайних електронів, що здійснюють направлений рух. Нормальні електрони зазнають розсіювання на теплових коливаннях і інших дефектах ґратки, що приводить до хаотизації їх рухів і є причиною виникнення електричного опору. Куперовські ж пари, поки вони не розірвані, розсіюватися на дефектах ґратки не можуть, оскільки вихід будь-якої з них із строго корельованої сукупності маловірогідний. Пару можна вирвати з конденсату, лише зруйнувавши її. Проте при дуже низьких температурах число фононів, що мають достатню для цього енергію, виключно мале. Тому переважна більшість куперовських пар зберігається незруйнованими. Не зазнаючи розсіювання при своєму направленому русі, вони обумовлюють появу надпровідного струму, який протікає через надпровідник без опору.

Оскільки зв'язок в куперовських парах відносно слабкий, то досконалий конденсат, що охоплює всі електрони, здатні об'єднуватися в пари, може існувати лише при абсолютному нулі. З підвищенням температури в кристалі з'являються фонони, здатні руйнувати пари і переводити електрони в нормальний стан. Нормальні електрони, взаємодіючи з парами, порушують їх імпульсну впорядкованість і

послабляють кореляційний зв'язок в конденсаті, тобто зменшують ширину енергетичної щілини $E_{св}$ (рис. 5.6, б). При критичній температурі $T_{кр}$ енергетична щілина звужується до нуля і надпровідний стан руйнується; всі електрони стають нормальними. Теорія БКШ дає такий вираз для $T_{кр}$:

$$T_{кр} = q \exp(-1/g), \quad (5.16)$$

де q – температура Дебая для матеріалу провідника; g – параметр, пропорційний енергії зв'язку електронів в парах. З (5.16) видно, що $T_{кр}$ тим вища, чим вищі q і g . Для звичайних надпровідників, у яких зв'язування електронів в пари здійснюється через ґратку, g дещо менше 1/2; q лежить в межах 100 – 500 К. Тому максимальна критична температура переходу в надпровідний стан у них не може, ймовірно, перевищувати 20 – 50 К. Високотемпературний надпровідник, одержаний в наш час, має $T_{кр}=20$ К, ним є сплав $(Nb_3Al)_4 + (Nb_3Ge)$.

Теоретичні і експериментальні роботи з надпровідності, які в наш час ведуться широким фронтом у всьому світі, переслідують мету, по-перше, розроблення нових надпровідних матеріалів з вищою $T_{кр}$ на основі розглянутого механізму об'єднання електронів в пари через ґратку; по-друге, вишукування нових ефективніших видів взаємодії електронів, здатних привести до їх об'єднання в пари з вищою енергією зв'язку і вищим параметром g . Можливо, що на цьому шляху вдасться врешті-решт одержати *високотемпературну надпровідність*, практичну значущість якої важко переоцінити.

Надпровідність в провіднику можна зруйнувати, збільшуючи в ньому густину струму j вище *критичного значення* $j_{кр}$, при якому енергія пари досягає величини, достатньої для її руйнування.

Надпровідність може бути зруйнована також магнітним полем, що безпосередньо витікає з існування $j_{кр}$. Насправді, при поміщенні надпровідника в магнітне поле B в поверхневому шарі наводиться незгасаючий струм, що створює в об'ємі провідника поле $B_{вн}$ направлене протилежно B і компенсує його. При збільшенні B збільшується густина струму в надпровіднику і компенсує поле $B_{вн}$. Проте при деякому значенні $B_{кр}$, названому *критичним полем*, наведений в надпровіднику струм досягає критичної величини і надпровідність руйнується. При підвищенні температури надпровідника $B_{кр}$ знижується. Згідно з теорією БКШ це пониження описується таким співвідношенням:

$$B_{кр}(T) = B_{кр}(0)[1 - (T - T_{кр})], \quad (5.17)$$

де $B_{кр}(0)$ – критичне поле при 0К.

Незгасаючі струми, наведені в надпровіднику в магнітному полі, протікають по поверхні в шарі товщиною $l \gg 10-100$ нм. На цю глибину зовнішнє магнітне поле проникає в надпровідник, швидко віддаляючись з відстанню x від поверхні:

$$B(x) = B(0) \exp(-x/l), \quad (5.18)$$

де $B(0)$ – індукція поля біля поверхні.

Величина l , названа *глибиною проникнення*, залежить від температури і матеріалу надпровідника. В тонких плівках, товщина яких менше l величини критичного поля $B_{кр}$, що руйнує надпровідність, виявляється на порядок більша, ніж в масивних зразках. Проте існування критичного поля і критичної густини струму в надпровідниках обмежує можливості їх практичного використання.

Істотний прогрес в цій області був досягнутий, коли були одержані так звані надпровідники II роду, до яких відносяться багато сплавів і деякі однорідні надпровідники. В цих матеріалах виникаючі в зовнішньому магнітному полі надпровідні струми протікають не тільки по поверхні, але і в товщі провідника.

Циліндрові області (cylinder oblast), в яких протікають ці струми, пронизують весь надпровідник. В центрі таких ниток куперовських пар немає і надпровідність відсутня. По цих нитках зовнішнє магнітне поле і проникає в надпровідник II роду.

6 КОНТАКТНІ І ПОВЕРХНЕВІ ЯВИЩА

6.1 Робота виходу

При зближенні атомів і утворенні з них кристалів потенціальні бар'єри для електронів, що відділяють сусідні атоми, знижуються і звужуються. Потенціальний же бар'єр біля поверхні кристала (біля зовнішньої його межі) залишається практично таким же високим, як і у ізольованих атомів (рис. 6.1, а). Тому електрони в кристалі знаходяться ніби в потенціальній ямі, вихід з якої вимагає витрати роботи з подолання сили, діючої на них з боку кристала. Для металів вираз для цієї сили легко визначити з таких міркувань.

Електрон, що вийшов з металу і знаходився біля його поверхні на відстані x (рис. 6.1, б), індукує в металі заряд $+q$. Цей наведений заряд діє на електрон, що вийшов, так, ніби він був зосереджений під поверхнею металу на глибині x в точці, симетричній тій, в якій знаходиться електрон. Індукований заряд $+q$ називають тому електричним зображенням заряду $-q$. Він притягує електрон з силою

$$F = - q^2 / (16\pi\epsilon_0 x^2), \quad (6.1)$$

названу силою *електричного зображення*.

На відстані x_0 від поверхні кристала рівної або менше міжатомної, визначити сили, що утримують електрон в кристалі, досить важко і вираз (6.1) для $x < x_0$ не використовується. Але, на щастя, для більшості практично важливих завдань достатньо знати лише повну висоту бар'єра, що розрахована від дна зони, провідності E_c названу *зовнішньою роботою виходу (work out) $x_{\text{вн}}$* (рис. 6.1, в), висоту бар'єра, що розрахований від рівня Фермі, яку називають *термодинамічною роботою виходу x_0* (рис. 6.1, в), і, нарешті, потенціал сили дзеркального зображення при $x > x_0$, який може бути знайдений шляхом інтеграції виразу (6.1).

Для напівпровідника або діелектрика (рис. 6.2) термодинамічна робота виходу x_0 не відповідає роботі виходу якого-небудь реального електрона, якщо рівень Фермі лежить в забороненій зоні і не збігається ні з яким рівнем домішки.

Великий вплив на роботу виходу роблять мономолекулярні адсорбційні шари. На рис. 6.3, а показаний одноатомний шар цезію, що покриває поверхню вольфраму. Цезій є лужним металом. Його зовнішній валентний електрон пов'язаний з ядром значно слабкіше, ніж валентні електрони у вольфрамі.

Тому при адсорбції атоми цезію віддають вольфраму свої валентні електрони і перетворюються на позитивно заряджені іони. Між цими іонами і їх електричним зображенням у вольфрамі виникає сила тяжіння, що утримує іони на поверхні вольфраму. При покритті вольфраму одноатомним шаром

цезію виникає подвійний електричний шар, зовнішня сторона якого заряджена позитивно. Поле подвійного шару допомагає виходу електрона з вольфраму, тому у присутності шару цезію робота виходу електронів з вольфраму зменшується з 4,52 до 1,36 еВ. Подібно цезію діють одноатомні шари інших електропозитивних металів – барію, церію, торію і т.д.

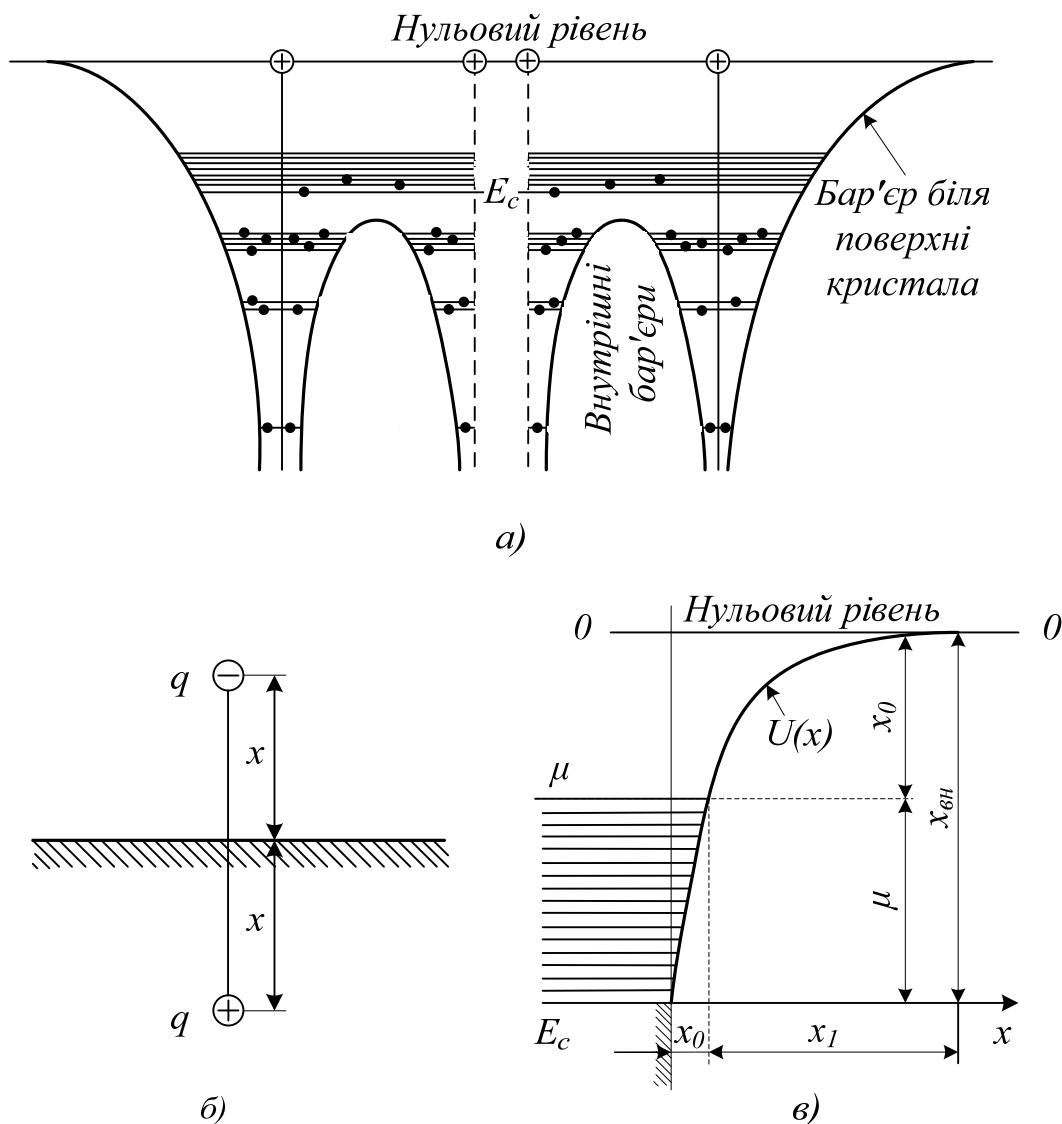


Рисунок 6.1 – Робота виходу електронів з металу: *a* – потенціальний бар'єр для електронів біля поверхні кристала; *б* – сили електричного зображення; *в* – зміна потенціальної енергії електрона з видаленням його з поверхні металу

Зменшення роботи виходу під впливом адсорбції електропозитивних металів знаходить широке практичне застосування при виготовленні катодів електронних ламп, фотокатодів і под.

Зовсім інакше діє, наприклад, кисень, адсорбований поверхню металу. Зв'язок валентних електронів в атомі кисню значно сильніший, ніж в металах. Тому при адсорбції атом кисню не віддає, а, навпаки, одержує від металу два електрони, перетворюючись на негативно заряджений іон. В результаті цього зовнішня сторона подвійного електричного шару виявляється зарядженою негативно (рис. 6.3, б), внаслідок чого електричне поле гальмує вихід електронів з металу і робота виходу збільшується.

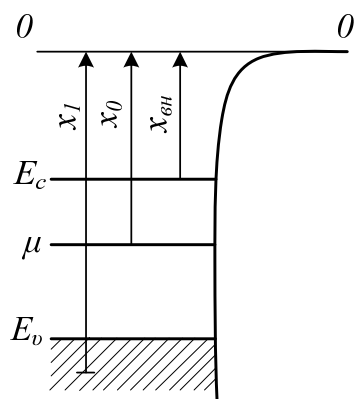


Рисунок 6.2 – Робота виходу електронів з напівпровідника

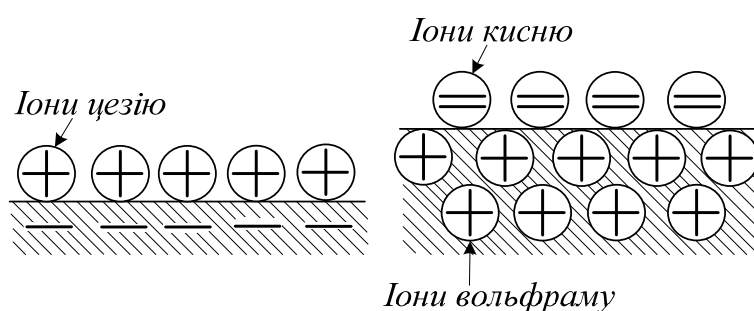


Рисунок 6.3 – Утворення подвійного електричного шару при нанесенні плівки цезію на поверхню вольфраму

6.2 Термоелектронна емісія

На рис. 6.4 показана енергетична схема вольфраму і крива розподілу електронів по енергіях при $T=0$ К (суцільна лінія) і при високій температурі (штрихова лінія). З рис. 6.4 видно, що при підвищенні температури «хвіст» кривої розподілу заходить за нульовий рівень потенціальної ями, що свідчить про появу деякого числа електронів, що мають кінетичну енергію, що перевищує висоту потенціального бар'єра. Такі електрони здатні виходити з металу (випаровуватися). Тому нагрітий метал випускає електрони. Це явище одержало назву *термоелектронної емісії*. Значною мірою воно спостерігається лише при високій температурі, коли число термічно збуджених електронів, здатних вийти з металу, виявляється достатньо великим.

Помістивши поблизу нагрітого металу провідник і створивши між ним і металом поле, що відсмоктує електрони, можна одержати *термоелектронний струм (thermoelectric current)*.

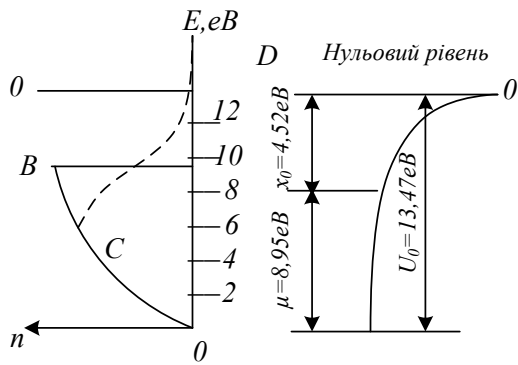


Рисунок 6.4 – Енергетична схема вольфраму і криві розподілу електронів по енергіях $n(E)$ сили, діючої при $T=0K$ (суцільна крива) і при високій температурі (штрихова крива)

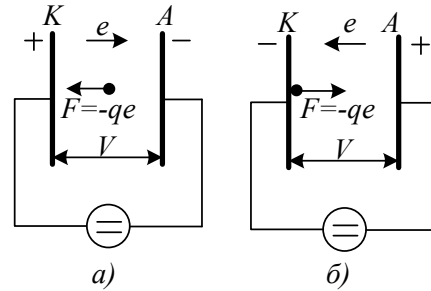


Рисунок 6.5 – Напрямок зовнішнього поля і сили діючої на електрон, при затримуючій (а) і прискорюючій (б) напрузі на аноді

Якщо між емітером (термокато́дом К) і колектором (анодом А) створити різницю потенціалів V , перешкоджаючи руху електронів до колектора (рис. 6.5, а), то на колектор зможуть потрапити лише ті електрони, які вилетіли з емітера із запасом кінетичної енергії, не меншим $-qV (V < 0)$. Для цього їх енергія в емітері повинна бути не менше $x_{en} - qV$.

На рис. 6.6, а показаний графік залежності $\ln I$ від V . Для $(V < 0)$ він являє собою пряму, відсікаючи на осі ординат ($V = 0$) відрізок $\ln I_0$.

При позитивному потенціалі на колекторі (рис. 6.5, б) всі електрони, що покидають емітер (*emitter*), потрапляють на колектор (*collector*). Тому струм в колі змінюватись не повинен, залишаючись рівним струму насичення I_0 (штрихова крива на рис.6.6,а).

Слід вказати, що подібна ВАХ спостерігається лише при відносно малій густині струму емісії і високих позитивних потенціалах на колекторі, коли поблизу емітуючої поверхні не виникає будь-яка кількість значного об'ємного заряду з електронів, що не встигли досягти колектора. За наявності ж такого заряду вольт-амперна характеристика описується рівнянням Чайльда – Ленгмюра, згідно з яким $I \sim V^{3/2}$.

Ефект Шоттки. Висновок про незалежність від V при $V > 0$ не зовсім точний. Прискорююче поле на емітуючій поверхні, діючи на електрон з силою $F = -qe$ (рис. 6.5, б), здійснює на шляху x роботу $F_x = -qex$ тим самим зменшує потенціальну енергію електрона на $U_e qex$. На рис. 6.6, б показана залежність від x потенціальної енергії електрона в зовнішньому полі U_e (штрихпунктирна пряма), в полі сил електричного зображення $U_{зоб}$ (штрихова крива) і результуючої потенціальної енергії електрона (суцільна крива).

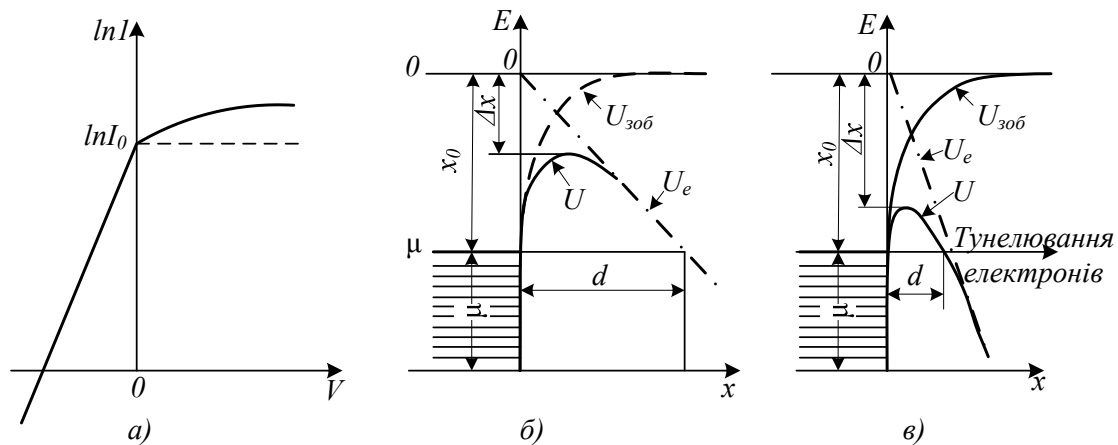


Рисунок 6.6 – Залежність струму від напруги на аноді (а) і вплив зовнішнього поля на висоту і форму потенціального бар'єра на межі метал-вакуум при ефекті Шоттки (б) і холодній емісії (в)

З рис. 6.6, б видно що прискорююче поле, діюче на емітуючій поверхні, знижує потенціальний бар'єр на x . Розрахунок показує, що для полів не дуже високої напруженості зниження потенціального бар'єра під дією зовнішнього поля називається ефектом Шоттки. Він призводить до того, що із зростанням позитивного потенціалу на колекторі струм емісії не зберігається постійним (I_0), а дещо збільшується (суцільна крива рис. 6.6, а).

Холодна емісія електронів. Зовнішнє прискорююче поле викликає не тільки зниження потенціального бар'єра, але і зменшення його товщини d (рис. 6.6, в), що в полях достатньо високої напруженості ($>10^9$ В/м) робить такий бар'єр достатньо прозорим для тунельного просочування електронів і виходу їх з твердого тіла. Це явище одержало назву холодної емісії електронів. Густина струму при холодній емісії електронів експоненціально росте із збільшенням напруженості прискорюючого поля:

$$j = Ce^2 \exp(- a/e), \quad (6.3)$$

де C , a – сталі, що характеризують потенціальний бар'єр.

6.3 Контактна різниця потенціалів

Розглянемо процеси, що відбуваються при зближенні і контакті двох електронних провідників, наприклад, двох металів, енергетичні схеми яких показані на рис. 6.7, а. В ізольованому стані електронний газ в цих провідниках характеризується *хімічними потенціалами (chemical potential)* m_1 і m_2 і роботами виходу x_1 і x_2 . Приведемо провідники в контакт, зближуючи їх до такої відстані, при якій можливий ефективний обмін електронами. З рис. 6.7, а видно, що в зоні провідності провідника 2 зайняті всі стани аж до рівня Фермі, причому проти цих станів розташовуються зайняті рівні зони провідності провідника 1. Тому при абсолютному нулі електрони з провідника 2 не можуть переходити в провідник 1. При температурі, відмінній від 0 К, електрони провідника 2, термічно збуджені на рівні, розташовані вище m_1 , можуть переходити в провідник 1, але число таких електронів при звичайних температурах невелике, внаслідок чого їх потік n_{21} буде слабким.

Інша картина складається для провідника 1. В ньому зона провідності також укомплектована аж до рівня Фермі m_1 , але внаслідок меншої роботи виходу ($x_1 < x_2$) проти зайнятих станів цього провідника, розташованих вище рівня Фермі m_2 , розміщуються вільні рівні зони провідності провідника 2. Тому за наявності контакту (навіть при абсолютному нулі) електрони із зайнятих рівнів провідника 1 переходитимуть на вільні рівні провідника 2, утворюючи потік n_{21} , на перших порах значно перевершуючий потік n_{21} .

Тепер розглянемо, як відбувається встановлення рівноваги між провідниками.

Провідник 1, втрачаючи електрони, заряджається позитивно, провідник 2, придбавши надмірні електрони, заряджається негативно. Виникнення цих зарядів викликає зсув один відносно одного енергетичних рівнів провідників 1 і 2. В провіднику 1 зарядженому позитивно, всі рівні опускаються вниз, а в провіднику 2, зарядженому негативно, всі рівні підіймаються вгору відносно своїх положень в незарядженому стані цих провідників (рис. 6.7, б). Це легко зрозуміти з таких простих міркувань. Для переведення електрона, наприклад, з нульового рівня 0_1 металу 1 на нульовий рівень 0_2 металу 2, що знаходиться під негативним потенціалом $-V$, відносно металу 1 необхідно виконати роботу, чисельно рівну qV . Ця робота переходить в потенціальну енергію електрона.

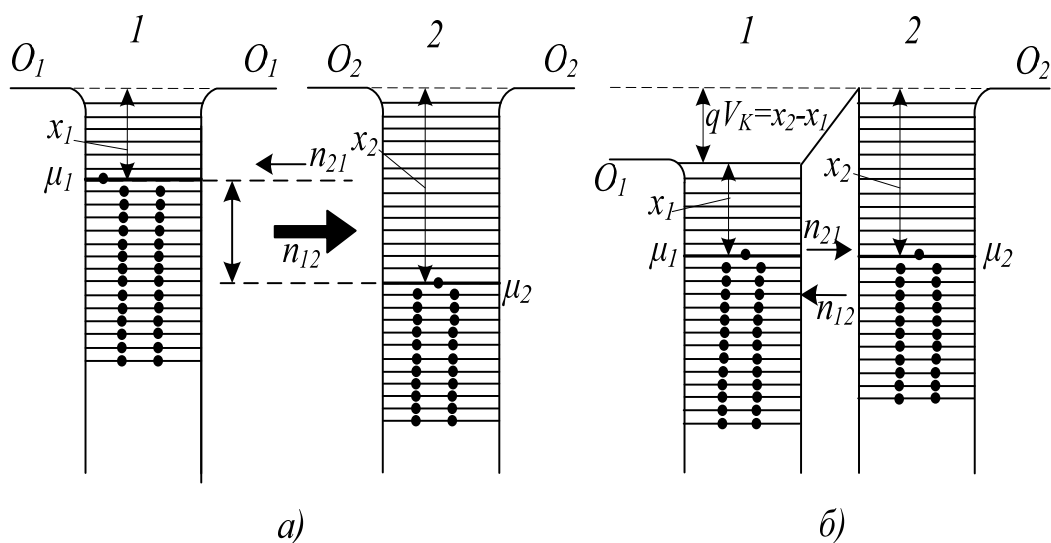


Рисунок 6.7 – Виникнення контактної різниці потенціалів між двома металами

Тому потенціальна енергія електрона, що знаходиться на нульовому рівні негативно зарядженого провідника, буде на $W=qV$ більша потенціальної енергії електрона, розташованого на нульовому рівні позитивно зарядженого провідника. А це і означає, що нульовий рівень провідника 2 розташовується на $W=qV$ вище нульового рівня позитивно зарядженого провідника.

Подібний зсув зазнають всі енергетичні рівні провідників 1 і 2, у тому числі і рівні Фермі m_1 і m_2 .

Як тільки рівень Фермі провідника 1, що безперервно знижується (m_1) і рівень Фермі провідника 2 (m_2), що безперервно підвищується, виявляються на одній висоті, причина, що викликала переважне перетікання електронів з провідника 1 в провідник 2, зникає, оскільки проти заповнених рівнів провідника 1 розташовуються тепер заповнені з тим же ступенем заселеності рівні провідника 2. Між провідниками встановлюється рівновага, якій відповідає рівноважна різниця потенціалів між ними рівна

$$V_k = \frac{1}{q} (x_2 - x_1). \quad (6.4)$$

Її називають *контактною різницею потенціалів (contact variance potential)*. Як видно з (6.3), вона визначається різницею робіт виходу електронів з контактуючих провідників. За абсолютним значенням V_n коливається від десятих часток до одиниць вольт. З рис. 6.7, б витікає, що контактна різниця потенціалів створює для електронів, перехідних в провідник з більшою роботою виходу, потенціальний бар'єр висотою qV_k .

Одержаний результат справедливий для будь-яких способів обміну двох матеріалів електронами, у тому числі і шляхом термоелектронної емісії у вакуум, через зовнішнє коло і т.д.

Контактна різниця потенціалів може відігравати велику роль в роботі електровакуумних приладів, електроди яких (катод, анод, сітки і ін.) виготовляються, як правило, з різнорідних металів. Контактна різниця потенціалів, що виникає між такими електродами, складається із зовнішньою різницею потенціалів і робить безпосередній вплив на ВАХ приладів. Зміна контактної різниці потенціалів може привести до нестабільності роботи цих приладів. Контактні явища лежать також в основі роботи багатьох напівпровідникових і інших твердотільних приладів і пристроїв.

6.4 Електронно-дірковий перехід. Методи отримання *p-n*-переходу

Прогрес в розвитку напівпровідникової електроніки зв'язаний з використанням контакту двох домішкових напівпровідників з різним типом провідності. Такий контакт одержав назву *електронно-діркового* переходу або *p-n*-переходу. Виготовити його шляхом механічного прилягання двох напівпровідників практично неможливо. Поверхня напівпровідників, як би ретельно вона не була очищена, містить величезну кількість домішок, забруднень і дефектів, що різко змінюють властивості напівпровідника. Тому успіх в освоєнні *p-n*-переходів був досягнутий лише тоді, коли навчилися робити їх у вигляді внутрішньої межі в монокристалічному напівпровіднику.

Розглянемо стисло основні методи отримання *p-n*-переходів.

Метод сплаву (сплавні *p-n*-переходи). Це один з найпоширеніших методів отримання переходів. Сутність його розглянемо на прикладі отримання *p-n* переходу шляхом сплаву германію *n* типу з індієм.

На кристал *n*-германія 1 кладеться індій 2 (рис. 6.8, а). Кристал поміщається в графітну касету 3 і витримується в печі при 500 – 600° С в атмосфері водню або аргону. При цьому індій розплавляється і у вигляді краплі 4 розчиняє в собі германій (рис. 6.8, б). При повільному охолодженні з розплаву випадає германій 5, насичений індієм. Він кристалізується у формі монокристала, орієнтованого однаково з монокристалом підкладки. Оскільки германій, що містить індій, має *p*-провідність, то на межі розплаву і монокристала германію, що має *n*-провідність, створюється *p-n*-перехід, що закристалізовується (рис. 6.8, в). Крапля індію 6 на поверхні германію відіграє роль омичного контакту, що має практично лінійну ВАХ. Такі контакти використовуються для під'єднання приладів в коло.

Метод витягування (витягнуті *p-n*-переходи). Сутність методу полягає в тому, що при витягуванні монокристала з розплаву (при виготовленні

напівпровідникового монокристала) в нього вводять спочатку домішку, надаючи йому *n*-провідність, а потім *p*-провідність. Між двома такими частинами монокристала утворюється *p-n*-перехід.

Дифузійний метод (дифузійні *p-n*-переходи). Електронно-дірковий перехід може бути одержаний також дифузією акцепторної домішки в донорний напівпровідник або донорної домішки в акцепторний напівпровідник. Дифузію можна вести з газоподібної, рідкої або твердої фази. Глибина проникнення домішки і залягання *p-n*-переходу визначається температурою і часом проведення дифузії. Переходом служить межа, що відділяє області з різним типом провідності.

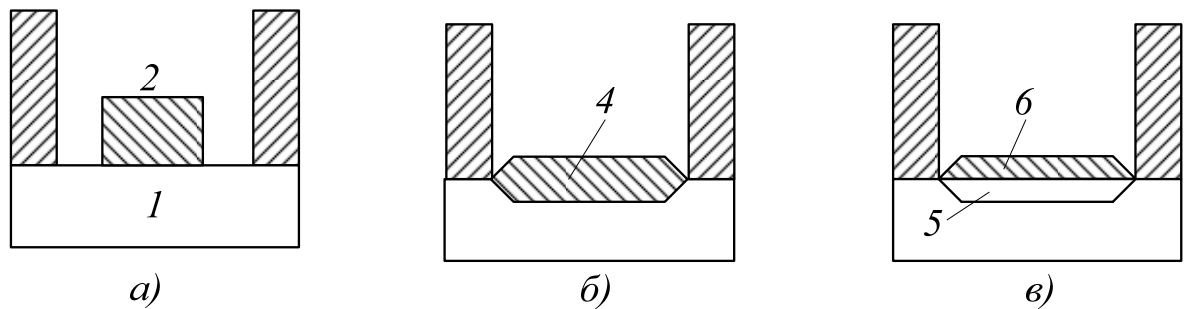


Рисунок 6.8 – Отримання *p-n*-переходу методом сплаву

Епітаксійний метод. Він полягає в осадженні на пластину, наприклад, кремнію *n*-типу, монокристалічної плівки кремнію *p*-типу. На межі цієї плівки і пластини утворюється *p-n*-перехід.

Метод іонного легування. Сутність методу полягає в тому, що поверхневий шар напівпровідника даного типу провідності за допомогою іонного пучка легується домішкою, що надає цьому шару провідність протилежного знаку.

6.5 Рівноважний стан *p-n* переходу

Нехай внутрішньою межею поділу двох областей напівпровідника з різним типом провідності є площина ММ (рис. 6.9, а): зліва від неї знаходиться напівпровідник *p*-типу, наприклад, *p*-германій з концентрацією акцепторів N_a , справа – напівпровідник *n* типу (*n*-германій) з концентрацією донорів N_d . Для простоти вважатимемо, що $N_a = N_d$ і дорівнює, наприклад, 10^{22} м^{-3} . На рис. 6.9, б показана зміна концентрації акцепторних і донорних атомів при переміщенні уздовж осі *x*, перпендикулярної площини ММ. В точці 0, яка лежить в цій площині, N_a стрибкоподібно зменшується до нуля, а N_d стрибкоподібно збільшується від нуля до N_d .

Для *n*-області основними носіями є електрони, для *p*-області – дірки. Основні носії виникають внаслідок іонізації донорних і акцепторних

домішок. При не дуже низьких температурах ці домішки іонізовані практично повністю, внаслідок чого концентрацію електронів в n -області n_{n0} можна вважати рівною концентрації донорних атомів: $n_{n0} = N_D$, а концентрацію дірок в p -області p_{p0} – концентрації акцепторних атомів в p -області: $p_{p0} \gg N_A$.

Крім основних носіїв ці області містять неосновні носії: n -область – дірки (p_{n0}), p -область – електрони (n_{p0}). Їх концентрацію можна визначити, користуючись законом діючих мас: $n_{n0}p_{n0} = p_{p0}n_{p0} = n_i^2$. При $n_{n0} = p_{p0} = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ і $n_i = 10^{19} \text{ м}^{-3} (Ge)$ одержуємо $p_{n0} = n_{p0} = 10^{16} \text{ м}^{-3}$.

Як бачимо, концентрація дірок в p -області на 6 порядків вища, ніж концентрація їх в n -області, так само концентрація електронів в n -області на 6 порядків вища їх концентрації в p -області. Така відмінність в концентрації однотипних носіїв в контактних областях напівпровідника приводить до виникнення *дифузійних потоків* електронів з n -області в p -область і дірок з p -області в n -область. При цьому електрони, що перейшли з n - в p -область, рекомбінують поблизу межі поділу цих областей з дірками p -області, так само дірки, що перейшли з p - в n -область, рекомбінують тут з електронами цієї області. В результаті цього в приконтактному шарі n -області практично не залишається вільних електронів і в ньому формується *нерухомий об'ємний додатний заряд* іонізованих донорів (рис. 6.9, а). В приконтактному шарі p -області практично не залишається дірок і в ньому формується *нерухомий об'ємний негативний заряд* іонізованих акцепторів. На рис. 6.9, в показано розподіл вільних носіїв заряду в області p - n -переходу, а на рис. 6.9,г – нерухомі об'ємні заряди, що утворилися в цьому переході (ρ – об'ємна густина цих зарядів). Позначимо товщину шару об'ємного заряду в p -області через d_p , в n -області через d_n , загальну товщину через d .

Нерухомі об'ємні заряди створюють в p - n -переході контактне електричне поле з різницею потенціалів V_k , локалізоване в області переходу і практично не виходить за його межі. Тому зовні цього шару, де поля немає, вільні носії заряду рухаються, як і раніше, хаотично і число носіїв, які щомиті натрапляють на шар об'ємного заряду, залежить тільки від їх концентрації і швидкості теплового руху.

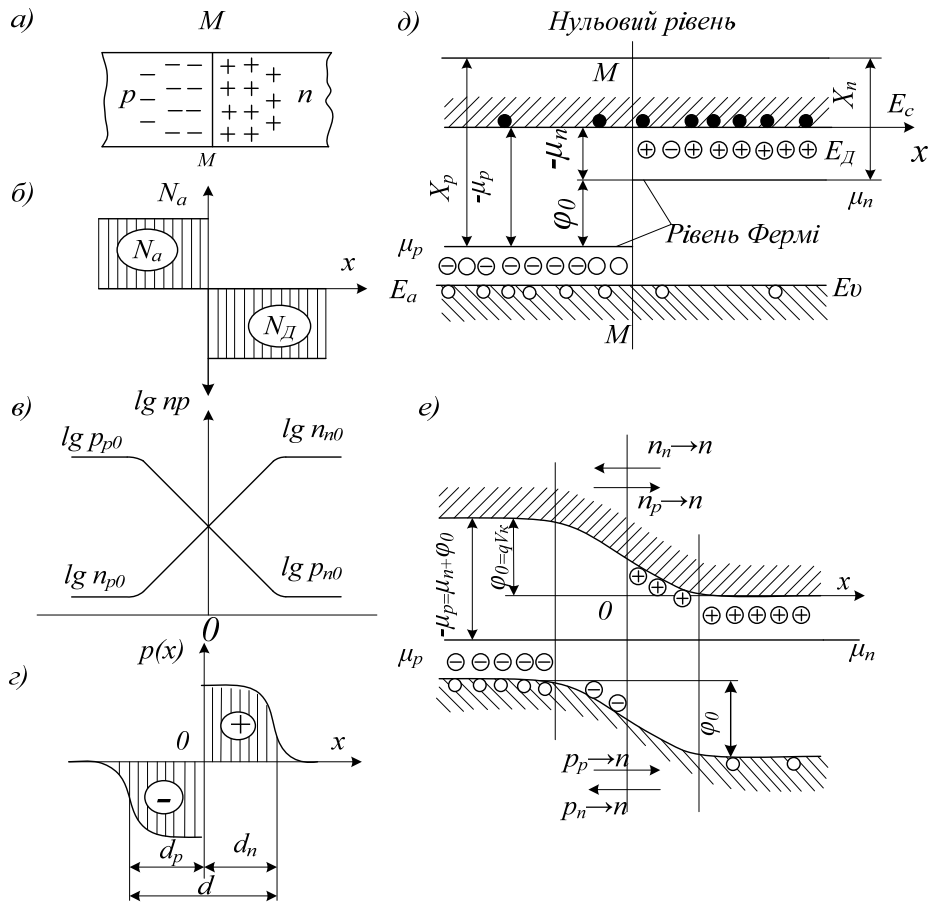


Рисунок 6.9 – Рівноважний стан p - n -переходу

Як випливає з кінетичної теорії газів, для частинок, що підлягають класичній статистиці Максвелла – Больцмана, це число n визначається таким співвідношенням:

$$n = 1/4n_0(v)S \quad (6.5)$$

де n_0 – концентрація частинок; v – середня швидкість теплового руху; S – площа, на яку вони падають.

Неосновні носії – електрони з p -області і дірки з n -області, потрапляючи в шар об'ємного заряду (рис. 6.9, г), підхоплюються контактним полем V_k і переносяться через p - n -перехід. Позначимо потік електронів, перехідних з p - в n -область, через $n_{p \rightarrow n}$ потік дірок, перехідних з n - в p -область, через $p_{n \rightarrow p}$. Згідно з (6.5) маємо

$$n_{p \rightarrow n} = \frac{1}{4} n_{p0} \langle v \rangle_n S, \quad (6.6)$$

$$p_{n \rightarrow p} = \frac{1}{4} p_{n0} \langle v \rangle_p S. \quad (6.7)$$

Інші умови складаються для основних носіїв. При переході з однієї області напівпровідника в іншу вони повинні долати

потенціальний бар'єр висотою qV_n що сформувався в p - n -переході. Для цього вони повинні мати кінетичну енергію руху уздовж осі x , не меншу qV_k . Згідно з (6.5) до p - n -переходу підходять такі потоки основних носіїв:

$$n_{p \rightarrow n}^0 = \frac{1}{4} n_{n0} \langle v \rangle_n S, p_{n \rightarrow p}^0 = \frac{1}{4} p_{p0} \langle v \rangle_p S.$$

Відповідно до закону Больцмана подолати потенціальний бар'єр qV_k зможе тільки $n_{p \rightarrow n}^0 \cdot \exp(-qV_k/kT)$ електронів і $p_{n \rightarrow p}^0 \exp(-qV_k/kT)$ дірок. Тому потоки основних носіїв, що проходять через p - n -перехід, рівні

$$n_{p \rightarrow n}^0 = \frac{1}{4} n_{n0} \langle v \rangle_n \exp(-qV_k/kT), \quad (6.8)$$

$$p_{n \rightarrow p}^0 = \frac{1}{4} p_{p0} \langle v \rangle_p \exp(-qV_k/kT). \quad (6.9)$$

На перших порах після уявного приведення n - і p -областей в контакт потоки основних носіїв значно перевершують потоки неосновних носіїв: $n_{n \rightarrow p} \gg n_{p \rightarrow n}$, $p_{p \rightarrow n} \gg p_{n \rightarrow p}$. Але у міру зростання об'ємного заряду збільшується потенціальний бар'єр p - n -переходу qV_k і потоки основних носіїв згідно з (6.8) і (6.9) різко зменшуються. В той же час потоки неосновних носіїв, не залежні від qV_k див. (6.6) і (6.7) залишаються незмінними. Тому відносно швидко потенціальний бар'єр досягає такої висоти $j_0 = qV_k$, при якій потоки основних носіїв порівнюються з потоками неосновних носіїв:

$$n_{n \rightarrow p} = n_{p \rightarrow n}, \quad (6.10)$$

$$p_{p \rightarrow n} = p_{n \rightarrow p}. \quad (6.11)$$

Це відповідає встановленню в p - n -переході стану динамічної рівноваги.

Підставляючи в (6.10) $n_{n \rightarrow p}$ з (6.8) і $n_{p \rightarrow n}$ з (6.6), а в (6.11) $p_{p \rightarrow n}$ з (6.9) і з $p_{n \rightarrow p}$ (6.7), одержуємо

$$n_{n0} \exp(-qV_k/kT) = n_{p0}, \quad (6.12)$$

$$p_{p0} \exp(-qV_k/kT) = p_{n0}. \quad (6.13)$$

Звідси легко визначити рівноважний потенціальний бар'єр p - n -переходу $\varphi_0 = qV_k$. Із (6.12) знаходимо

$$\varphi_0 = qV_k = kT \ln(n_{n0}/n_{p0}) = kT \ln(p_{p0}n_{n0}/n_i^2). \quad (6.14)$$

З (6.13) одержуємо

$$\varphi_0 = kT \ln(p_{p0}/p_{n0}) = kT \ln(p_{p0}n_{n0}/n_i^2). \quad (6.15)$$

З (6.14) і (6.15) витікає, що вирівнювання зустрічних потоків електронів і дірок відбувається при одній і тій же висоті потенціального бар'єра j_0 . Цей бар'єр тим вищий, чим більша відмінність в концентрації носіїв одного знака в n - і p -областях напівпровідника. На рис. 6.9,д показана зонна діаграма p - і

n-областей напівпровідника у момент уявного їх зіткнення, тобто до встановлення між ними рівноваги. Енергетичні рівні зображаються горизонтальними прямими. Це показує той факт, що енергія електрона, що знаходиться на даному рівні, наприклад, на дні зони провідності, в усіх точках напівпровідника однакова. Після встановлення рівноваги утворюється *p-n*-перехід з потенціальним бар'єром для основних носіїв, рівним $\varphi_0 = qj_0 V_k$. Електрони, перехідні з *n*- в *p*-область, долаючи цей бар'єр збільшують свою потенціальну енергію на $\varphi_0 = qV_k$. Тому всі енергетичні рівні напівпровідника, скривлюючись в області *p-n*-переходу, підіймаються вгору на φ_0 , як показано на рис. 6.9, е. При цьому рівні Фермі μ_n і μ_p встановлюються на одній висоті, як і у разі контакту двох металів (рис. 6.7, б).

6.6 Випрямні властивості *p-n*-переходу

Розглянемо явища, що відбуваються при прикладанні до *p-n*-переходу зовнішньої різниці потенціалів (зовнішнього зсуву) V . Зсув, при якому плюс джерела напруги прикладається до *n*-області, а мінус – до *p*-області, тобто при якому напрям зовнішнього зсуву V збігається з напрямом контактної різниці потенціалів V_k називають *зворотним*. Зсув V , протилежний за напрямом V_k , називають *прямим*.

Чудовою властивістю *p-n*-переходу, яка лежить в основі роботи багатьох напівпровідникових приладів, є його здатність випрямляти змінний електричний струм.

У попередньому підрозділі було показано, що через рівноважний *p-n*-перехід протікають струми, утворені потоками основних і неосновних носіїв. Розглянемо детальніше, з яких компонентів складаються ці потоки. На рис. 6.10, а схематично подані потоки електронів через *p-n*-перехід. З *p*-області тече потік електронів 1, що з'явилися в цій області внаслідок теплової генерації і продифундувавши до області об'ємного заряду. Назустріч йому йде рівний за величиною потік електронів 3, які рекомбінують в *p*-області. Крім того, *p-n*-перехід перетинає потік електронів 4, що йде з *n*-області і знов повертається в цю область у вигляді потоку 2, виникаючого унаслідок того, що електрони, зазнавши в *p*-області ряд зіткнень, випадково потрапляють в поле об'ємного заряду і виштовхуються ним в *n*-область.

Аналогічно формуються і потоки дірок через *p-n*-перехід.

Обчислимо перш за все величину потоку 1 і відповідну йому густину струму j_{ns} . Для цього виділимо на лівій межі 1 *p-n*-переходу (рис. 6.10, б) одиничну площадку S і побудуємо на ній циліндр із твірною, рівною L_n , де L_n – дифузійна довжина електронів в *p*-області.

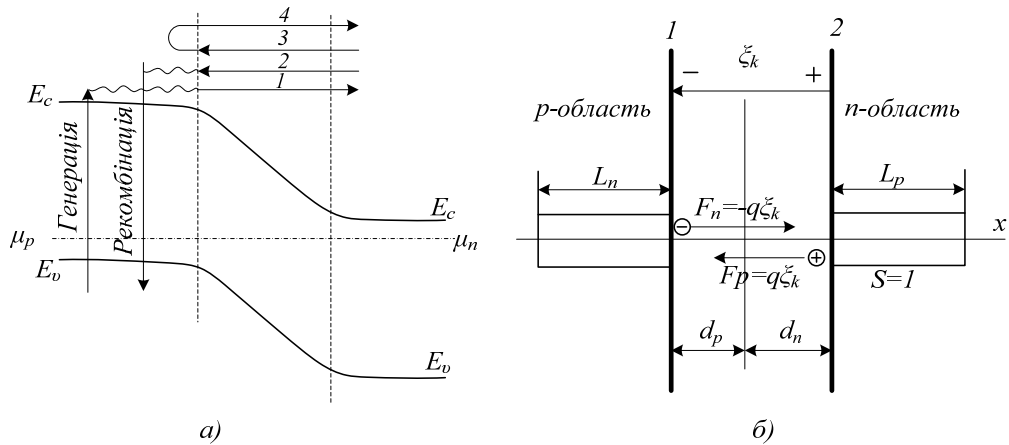


Рисунок 6.10 – Потоків електронів через рівноважний p - n -перехід (а); до виведення виразу для струму, утвореного неосновними носіями, що проходять через p - n -перехід (б)

Оскільки дифузійна довжина є середньою відстанню, на яку дифундує носій свого життя, то електрони, що з'являються у виділеному циліндрі в результаті теплової генерації, доходять до межі 1 p - n -переходу, де вони підхоплюються контактним полем e_k і перекидаються в n -область, стаючи тут основними носіями. Пов'язаний з ними заряд в n -області практично миттєво зникає за рахунок відходу носіїв в зовнішнє коло. Швидкість теплової генерації носіїв заряду в умовах теплової рівноваги рівна швидкості їх рекомбінації, тобто для електронів в p -області рівна n_{p0} / t_n . У виділеному об'ємі L_n з'являється таким чином $L_n \cdot n_{p0} / t_n$ електронів за секунду. Вони доходять до одиничної площадки і перекидаються в n -область, утворюючи струм густиною

$$j_{ns} = q(L_n / t_n) n_{p0}. \quad (6.16)$$

Так само можна обчислити і струм дірок j_{ps} , побудувавши циліндр з одиничною основою і твірною, рівною L_p на межі 2 p - n -переходу:

$$j_{ps} = q(L_p / t_p) p_{n0}. \quad (6.17)$$

У рівноважному стані потік 3, створюючий струм $j_{n \rightarrow p}$, рівний потоку 1, створюючому струм j_{ns} . Тому

$$j_{n \rightarrow p} = j_{ns} = q(L_n / t_n) n_{p0}. \quad (6.18)$$

Аналогічно для дірок

$$j_{p \rightarrow n} = j_{ps} = q(L_p / t_p) p_{n0}. \quad (6.19)$$

(Потоки 2, 4 внеску в результуючий струм не дають).

Прямий струм. Прикладемо до p - n -переходу прямий зсув V . Під дією цього зсуву висота потенціального бар'єра переходу для основних носіїв зменшується на величину qV (рис. 6.11, б). Тому

потік електронів з n - в p -область ($n_{n \rightarrow p}$) і потік дірок з p - в n -область ($p_{p \rightarrow n}$) збільшиться в порівнянні з рівноважним в $\exp(qV/kT)$ раз, що приведе до збільшення в $\exp(qV/kT)$ раз густини струмів основних носіїв $j_{n \rightarrow p}$ і $j_{p \rightarrow n}$, які стануть відповідно рівні

$$j_{n \rightarrow p} = j_{ns} \exp \frac{qV}{kT} = q \left(\frac{L_n}{t_n} \right) n_{p0} \exp \frac{qV}{kT}, \quad (6.19)$$

$$j_{p \rightarrow n} = j_{ps} \exp \frac{qV}{kT} = q \left(\frac{L_p}{t_p} \right) p_{n0} \exp \frac{qV}{kT}. \quad (6.20)$$

У той же час густини струмів неосновних носіїв j_{ns} і j_{ps} , величина яких не залежить від потенціального бар'єра p - n -переходу, залишаються незмінними і рівними (6.16) і (6.17). Тому повний струм, який протікає через p - n -перехід, буде рівний вже не нулю, а

$$j = (j_{n \rightarrow p} + j_{p \rightarrow n}) - (j_{ns} + j_{ps}) = q \left[\frac{L_n}{t_n} n_{p0} + \frac{L_p}{t_p} p_{n0} \right] \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right]. \quad (6.21)$$

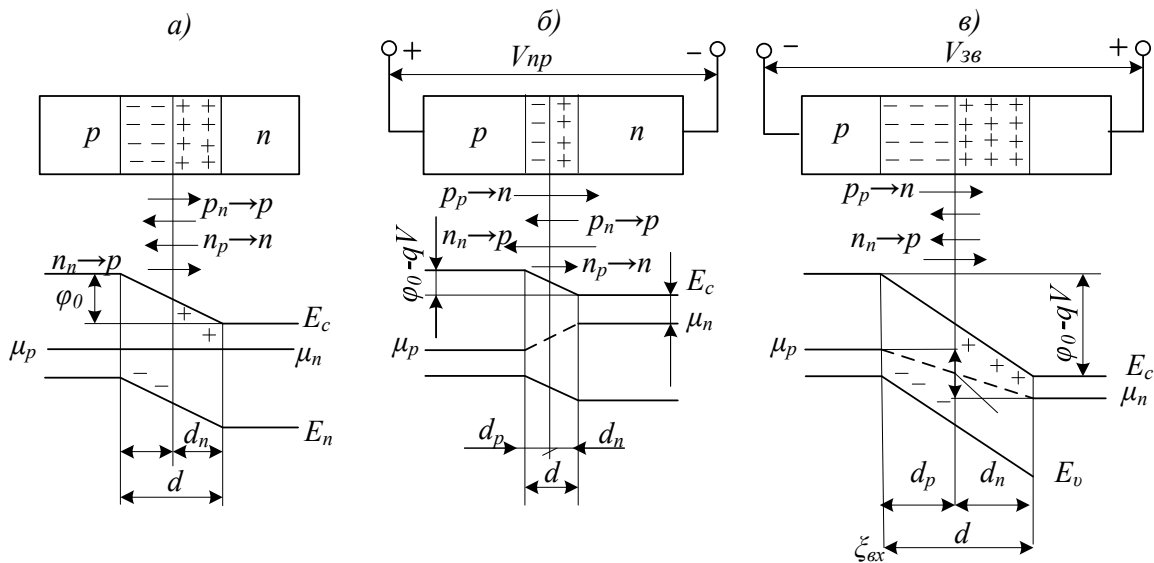


Рисунок 6.11 – До пояснення випрямних властивостей p - n -переходу

Цей струм називають прямим, оскільки він відповідає зовнішній різниці потенціалів V , прикладеній в прямому напрямі. Позначимо його j_{np} , тоді

$$j_{np} = q \left[\frac{L_n}{t_n} n_{p0} + \frac{L_p}{t_p} p_{n0} \right] \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right]. \quad (6.22)$$

Зворотний струм. При прикладанні до p - n -переходу зворотного зсуву $V < 0$ потенціальний бар'єр переходу для основних носіїв збільшується на величину $-qV$ (рис. 6.11, в). Це викликає зміну в

$\exp(qV/kT)$ раз потоку основних носіїв $n_{n \rightarrow p}$ і $p_{p \rightarrow n}$ густини струмів $j_{n \rightarrow p}$ і $j_{p \rightarrow n}$, які відповідають цим потокам. Останні будуть рівні

$$j_{n \rightarrow p} = j_{ns} \exp \frac{qV}{kT} = q \left(\frac{L_n}{t_n} \right) n_{p0} \exp \frac{qV}{kT},$$

$$j_{p \rightarrow n} = j_{ps} \exp \frac{qV}{kT} = q \left(\frac{L_p}{t_p} \right) p_{n0} \exp \frac{qV}{kT}.$$

Густина повного струму через p - n -перехід рівна:

$$j = (j_{n \rightarrow p} + j_{p \rightarrow n}) - (j_{ns} + j_{ps}) = q \left[\frac{L_n}{t_n} n_{p0} + \frac{L_p}{t_p} p_{n0} \right] \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right].$$

Цей струм називають зворотним. Позначаючи його через $j_{зв}$ можна записати

$$j_{зв} = q \left[\frac{L_n}{t_n} n_{p0} + \frac{L_p}{t_p} p_{n0} \right] \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right]. \quad (6.23)$$

Об'єднуючи (6.22) і (6.23), одержуємо

$$j_{зв} = q \left[\frac{L_n}{t_n} n_{p0} + \frac{L_p}{t_p} p_{n0} \right] \left[\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right]. \quad (6.24)$$

Це співвідношення є рівнянням ВАХ p - n -переходу, що виражає кількісний зв'язок між густиною струму, який протікає через перехід, і різницею потенціалів, прикладеною до переходу. При цьому для прямого зсуву V позитивна, для зворотного негативна.

Проведемо аналіз цієї формули. При прикладанні зовнішньої різниці потенціалів у зворотному напрямі із збільшенням V експонента $\left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \rightarrow 0$, а $\left(\exp \frac{qV}{kT} - 1 \right) \rightarrow 1$. Внаслідок цього густина зворотного струму $j_{зв}$ прямує до граничного значення, абсолютну величину якого

$$j_{зв} = q \left[\frac{L_n}{t_n} n_{p0} + \frac{L_p}{t_p} p_{n0} \right] = q \left[\frac{n_i^2 L_n}{p_{p0} t_n} + \frac{n_i^2 L_p}{n_{n0} t_p} \right]. \quad (6.25)$$

називають густиною струму насичення. Практично вона досягається вже при $qV \gg 4kT$, тобто при $V=0,1$ В.

При прикладанні до p - n -переходу зовнішньої різниці потенціалів V в прямому напрямі сила струму через перехід росте по експоненті і вже при незначних напругах досягає значної величини.

Підставляючи (6.25) в (6.24), одержуємо

$$j = j_s [\exp(qV/kT) - 1]. \quad (6.26)$$

На рис. 6.12 показаний графік ВАХ p - n -переходу, що відповідає рівнянню (6.26). Він викреслений в різних масштабах для прямої і

зворотної гілок, оскільки в масштабі, в якому нанесений прямий струм, графік для зворотного струму злився б з віссю абсцис. Насправді, при $V_{36} = -0,5\text{В}$, $j_{36} = j_s$; при $V_{np} = 0,5\text{ В}$ $j_{36} \gg j_s e^{20}$, оскільки при $T = 300\text{К}$ $kT = 0,025\text{ еВ}$. Відношення $j_{np}/j_{36} \gg 540^8$, що свідчить про те, що p - n -перехід має практично односторонню (уніполярну) провідність, проявляючи високі випрямні властивості.

Активний опір p - n -переходу постійному струму легко визначити з його ВАХ (6.26):

$$R_0 = \frac{V}{I} = \frac{kT}{Iq} \ln \left[\frac{I+I_s}{I_s} \right]. \quad (6.27)$$

де $I = jS$ – струм, який протікає через p - n -перехід; S – площа переходу.

З (6.27) видно, що опір p - n -переходу залежить від зовнішнього зсуву V , визначальної величини струму I , який протікає через перехід. Це свідчить про те, що активний опір p - n -переходу є істотно нелінійною величиною: в різних точках своєї ВАХ, визначуваних прикладеним зсувом, p - n -перехід має різні опори.

Важливою характеристикою переходу є його *диференціальний опір* $R_{диф}$ виражаючий опір переходу в даній точці ВАХ проходженню малого змінного сигналу. Цей опір можна знайти диференціюючи рівняння ВАХ (6.26):

$$R_{диф} = \frac{1}{(dI/dV)_{V=V_0}} = \frac{kT}{q} \frac{1}{I+I_s}, \quad (6.28)$$

де V_0 – постійний зсув, що визначає робочу точку на ВАХ.

Одержана формула (6.28) справедлива для відносно низькочастотного змінного сигналу, при проходженні якого в p - n -переході встигають протікати всі перехідні процеси і встановлюватися стаціонарні розподіли неосновних і основних носіїв, що докладніше буде розглянуте в наступному розділі.

Слід вказати, що область застосування рівняння ВАХ (6.26) обмежується для прямих зсувів напругами, при яких ще існує потенціальний бар'єр переходу ($qV=j_0$) і його опір набагато більший опору n - і p -областей напівпровідника. Для зворотних зміщень це рівняння виконується до напруг, менших пробивних. Крім того, при виведенні цього рівняння ми нехтували тепловою генерацією і рекомбінацією носіїв заряду в самому шарі об'ємного заряду, вважаючи його вузьким. Нарешті при практичному використуванні виразу (6.26) треба пам'ятати, що температура T , яка входить в цей вираз, є температурою p - n -переходу і яка в процесі його роботи може істотно відрізнятися від температури навколишнього середовища.

Струм насичення p - n -переходу дуже залежить від температури. В відповідності із законом діючих мас $n_{p0} = n_i^2 / p_{p0} = n_i^2 / N_a$, $p_{n0} = n_i^2 / n_{n0} = n_i^2 / N_d$. Оскільки $n_i^2 \sim \exp(-E_g/kT)$ то з підвищенням температури струм насичення p - n -переходу різко збільшується і його випрямні властивості погіршуються. Відбувається також зниження рівноважного потенціального бар'єра переходу $j_0 = kT \ln(p_{p0}/p_{n0}) = kT \cdot \ln(n_{n0}/n_{p0})$. При температурі, при якій $n_{n0} \gg n_{p0} \gg n_i$, p - n -перехід зникає. Ця температура тим вища, чим ширша заборонена зона напівпровідника і чим сильніше він легований.

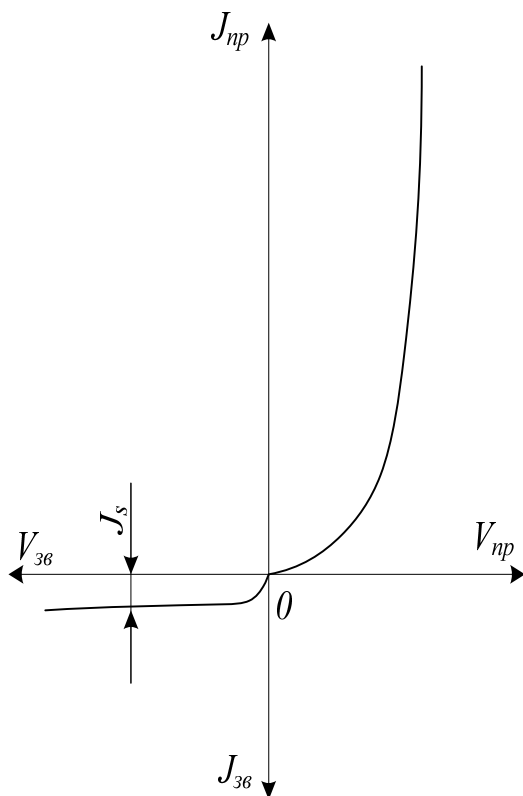


Рисунок 6.12 – ВАХ p - n -переходу

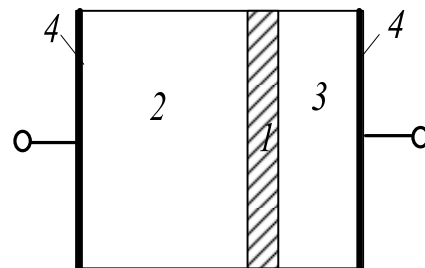


Рисунок 6.13 – Схематичне зображення силового діода

Випрямні властивості p - n -переходу використовуються в напівпровідникових діодах, призначених для випрямлення змінного струму в схемах живлення радіоапаратури, в схемах автоматики і електротехніки. Такі діоди називають *силовими*. Вони складаються з p - n -переходу 1, пасивних областей 2 і 3, які мають опір r , і омичних контактів 4 (рис 6.13). Високоомна область діода називається *базою*. При зворотному зсуві і при не дуже великих прямих зсувах опір p - n -переходу набагато більший r і тому останнє можна не враховувати. Воно виявляється лише при прямих зсувах $V_{np} \geq \varphi_0/q$ при яких потенціальний

бар'єр в p - n -переході зникає і основна частина прикладеної напруги спадає на пасивних областях діода.

У наш час матеріалом для силових діодів служать майже виключно германій і кремній. ККД таких діодів наближається до 100%, що в поєднанні з їх малими масою і габаритами, стійкістю до вібрації і іншими цінними якостями забезпечило їм широке практичне застосування. При побудові діодів на великі струми основна проблема полягає в забезпеченні ефективного відведення тепла від p - n -переходу, оскільки при нагріванні переходу погіршуються його випрямні властивості. Тому силові діоди для середніх і великих потужностей виготовляються з радіаторами охолодження, а іноді застосовується примусове охолодження – повітряне, водяне або масляне.

6.7 Імпульсні і високочастотні властивості p - n -переходу

Імпульсні властивості. Іншою вельми широкою областю застосування напівпровідникових діодів є імпульсні схеми радіоелектроніки, обчислювальної техніки і автоматики. Основним параметром, що визначає придатність діодів для цієї мети, є їх швидкодія, що характеризується тривалістю перемикання p - n -переходу з прямого зсуву на зворотний і, навпаки, із зворотного на прямий.

Розглянемо якими процесами, що протікають в p - n -переході, визначається цей параметр. На рис. 6.14, а схемно показано розподіл основних і неосновних носіїв в p - і n -областях напівпровідника при рівноважному стані p - n -переходу. При поданні на діод прямого зсуву V потенціальний бар'єр переходу знижується на величину qV і потік основних носіїв через p - n -перехід збільшується в $\exp(qV/kT)$ раз, унаслідок чого концентрації дірок біля межі 2 n -області і електрони біля межі 1 p -області (див. рис. 6.14, б) зростають до

$$p_n(0) = p_{n0} \exp(qV/kT), n_p(0) = n_{p0} \exp(qV/kT).$$

Дірки, що перейшли в n -область, і електрони, що перейшли в p -область, стають в цих областях неосновними носіями.

Таким чином, під дією прямого зсуву відбувається ніби «вприскування» неосновних носіїв через межі p - n переходу у відповідні області напівпровідника. Це явище одержало назву *інжекції неосновних носіїв*.

Дірки, інжектвані в n -область, притягують до себе електрони з об'єму цієї області, внаслідок чого концентрація електронів поблизу p -переходу підвищується в порівнянні з концентрацією в об'ємі (рис. 6.14, б). Негативний заряд притягуючих електронів *екранує* позитивний заряд надмірних дірок.

Така ж картина спостерігається і в p -області: позитивний заряд притягуючих дірок екранує негативний заряд інжектованих електронів. Тому надмірні дірки і електрони, інжектовані відповідно в n - і в p -області, не створюють в них об'ємних зарядів, які своїм полем могли б перешкоджати руху неосновних носіїв в об'єм напівпровідника, що не компенсується. Переміщення цих носіїв в глиб напівпровідника здійснюється виключно шляхом дифузії, швидкість якої пропорційна градієнту концентрації дірок dp_n/dx у n -області і градієнту концентрації електронів dn_p/dx у p -області.

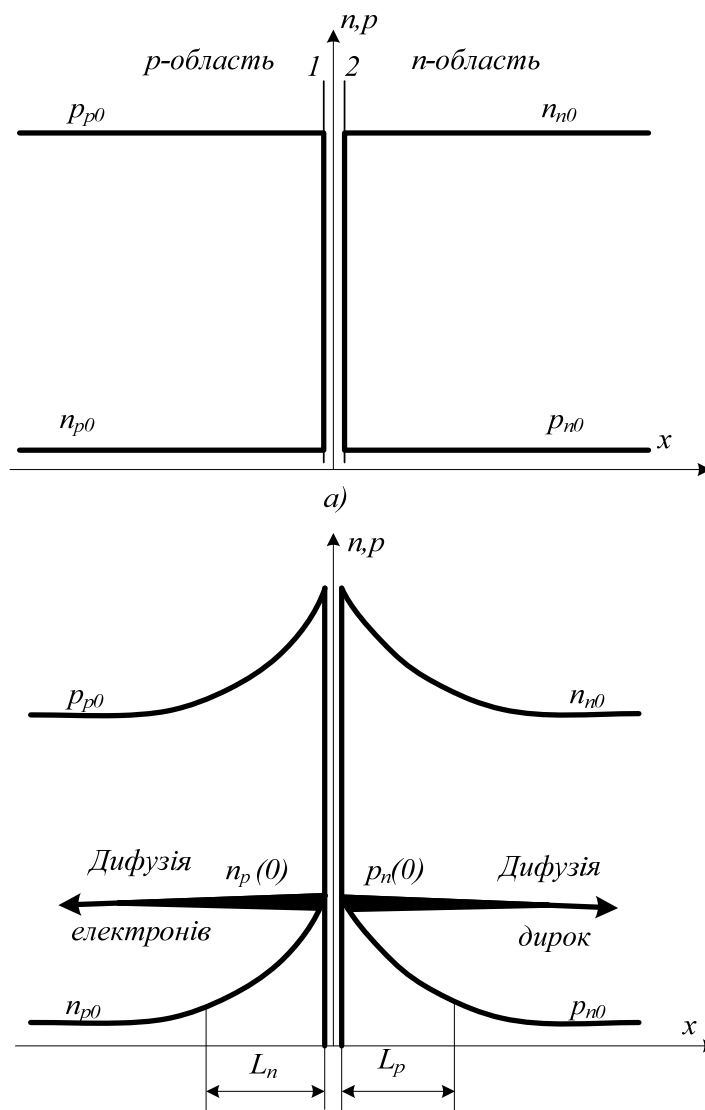


Рисунок 6.14 – Інжекція неосновних носіїв заряду

Таким чином, при перемиканні діода в ньому протікають перехідні процеси (накопичення неосновних носіїв при прямому зсуві і розсмоктування їх при зворотному зсуві), які і обмежують його швидкодню. Оскільки ці процеси завершуються в основному житті надмірних неосновних носіїв t той цей час і визначає швидкодню імпульсних діодів.

З розглянутої картини виходить, що відносно перемикання діод поводить ся як опір R , створений областю об'ємного заряду, і зашунтований ємністю C_D , обумовленою накопиченням заряду неосновних носіїв при прямому зсуві і розсмоктуванням його при зворотному зсуві. Цю ємність називають *дифузійною ємністю p - n -переходу*. При поданні прямого зсуву струм в діоді в початковий момент є в основному струмом заряду ємності C_D і за своєю величиною може бути великим. При перемиканні діода в зворотний напрям зворотний струм є в початковий момент в основному струмом розряду ємності C_D і також може бути великим.

Як показує розрахунок, для малого змінного сигналу

$$C_D = \frac{qS}{2kT} [(j_p + j_{ps})t_p + (j_n + j_{ns})t_n], \quad (6.29)$$

де, як випливає з (6.26), $j_p + j_{ps} = j_{ps} \exp(qV/kT)$ і $j_n + j_{ns} = j_{ns} \exp(qV/kT)$ (V – постійний зсув на p - n -переході). Оскільки вже при незначних зворотних зсувах експонента $\exp(qV/kT) \gg 0$, то і $C_D = 0$. При прямих зсувах $j_p \gg j_{ps}$ і $j_n \gg j_{ns}$ тому

$$C_D \gg \left(\frac{qS}{2kT} \right) (j_p t_p + j_n t_n). \quad (6.30)$$

Для дуже несиметричного p - n -переходу з $N_a \gg N_d$ ($p_{p0} \gg n_{n0}$) сумарні струми j і j_s , які протікають через перехід, практично рівні j_p і j_{ps} , відповідно і

$$C_D = \left(\frac{qS}{2kT} \right) [(j_p + j_{ps})t_p] \gg \left(\frac{qS}{2kT} \right) [(j + j_a)t_p] \gg \left(\frac{qS}{2kT} \right) [(I + I_s)t_p] \quad (6.31)$$

З (6.29) – (6.31) витікає, що для зменшення C_D і підвищення швидкодії діодів необхідно зменшувати час життя надмірних неосновних носіїв t , легуючи n - і p -області домішкою, що створює ефективні рекомбінаційні центри. Такою домішкою є, зокрема, золото, легування яким дозволяє знизити t до декількох наносекунд.

Частотні властивості p - n -переходу. Крім дифузійної ємності, електронно-дірковий перехід має ще так звану бар'єрну або зарядну ємність, пов'язану із зміною величини об'ємного заряду p - n -переходу під впливом зовнішнього зсуву.

Підвищення потенціального бар'єра p - n -переходу при зворотному зсуві відбувається за рахунок розширення шару об'ємного заряду (рис. 6.11, д).

Прямий зсув викликає приток основних носіїв до області об'ємного заряду (рис. 6.11, г), в результаті якого заряди, створені зовнішнім джерелом ЕРС на омичних контактах, переносяться до p - n -переходу і звужують його (на рис. 6.11, г звуження p - n -переходу показано штриховкою).

Після встановлення стаціонарного стану практично вся напруга V спадає на p - n -переході, оскільки його опір на багато порядків вищий, ніж опір решти областей напівпровідника.

Таким чином, прикладена до p - n -переходу зовнішня напруга викликає появу в перший момент часу імпульсу струму в зовнішньому колі, що приводить кінець кінцем до збільшення або зменшення об'ємного заряду p - n -переходу. Тому перехід поводить як ємність. Її називають бар'єрною, або зарядною ємністю, оскільки вона пов'язана із зміною потенціального бар'єра p - n -переходу. При поданні на перехід зворотного зсуву бар'єрна ємність заряджається, при подачі прямого зсуву – розряджається.

З рис. 6.11, z , d видно, що плоский p - n -перехід подібний плоскому конденсатору. Тому величину бар'єрної ємності можна обчислювати за формулою плоского конденсатора

$$C_{\delta} = ee_0S/d, \quad (6.32)$$

де S – площа p - n -переходу; e – діелектрична проникність напівпровідника; d – товщина шару об'ємного заряду, що відіграє роль відстані між обкладками конденсатора. Відмінність від конденсатора полягає в тому, що d у виразі (6.32) не є величиною постійною, а залежить від зовнішнього зсуву V .

Для плавних p - n -переходів

$$C_{\delta} = S \left[\frac{ee_0qa}{12(j_0 + qV)} \right]. \quad (6.33)$$

Цими формулами зручно користуватися для малого змінного сигналу, накладеного на постійний зсув V .

Таким чином, діод може бути поданий такою спрощеною еквівалентною схемою: паралельно нелінійному активному опору p -переходу R_a приєднані нелінійна дифузійна C_{δ} і бар'єрна C_{δ} ємності, послідовно з цим колом приєднаний опір r пасивних областей діода (рис. 6.15). Для з'ясування особливостей роботи діода на високих частотах проаналізуємо детальніше цю схему.

Активний опір p - n -переходу при малому змінному сигналі низької частоти визначається співвідношенням (6.28). При цьому під низькою частотою розуміється така частота сигналу ω , для якої період коливань набагато більший часу життя інжектованих носіїв, тобто $1/\omega \gg t_p$. У цьому випадку за час $1/\omega$ у переході встигають протікати всі перехідні процеси і дифузійна ємність описується співвідношенням (6.31), а бар'єрна – (6.33).

У міру підвищення частоти сигналу ω часу $1/\omega$ виявляється більшою мірою недостатньо для завершення перехідних процесів. Це повинно призводити до зменшення числа носіїв, інспектованих в позитивний півперіод сигналу, і тим самим до зменшення дифузійної ємності. Крім того, інжектовані носії не встигають продифундувати в

глибину пасивних областей діода на дифузійну довжину, зосереджуючись з великим градієнтом в тонкому шарі біля меж p - n -переходу, що повинно призводити до збільшення прямого струму, тобто до зменшення активного опору p - n -переходу.

У негативний півперіод сигналу висока концентрація неосновних носіїв, що не встигли продефундувати в глибину пасивних областей і локалізованих в тонкому шарі біля меж p - n -переходу, повинна також приводити до збільшення зворотного струму, а отже, до зменшення активного опору зворотно зміщеного переходу.

Таким чином, підвищення частоти сигналу, що подається на p - n -перехід, повинно приводити до зменшення активного опору R_a і дифузійної ємності C_d . Як показує розрахунок для несиметричного p - n -переходу

$$R_a = \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{I + I_s} \frac{1}{\sqrt{1 + (1 + w^2 t_p^2)^{1/2}}}, \quad (6.34)$$

$$C_d = \frac{q(I + I_s)}{\sqrt{2}kT} \frac{t_p}{\sqrt{1 + (1 + w^2 t_p^2)^{1/2}}}. \quad (6.35)$$

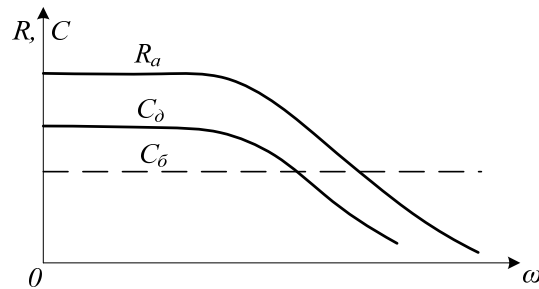
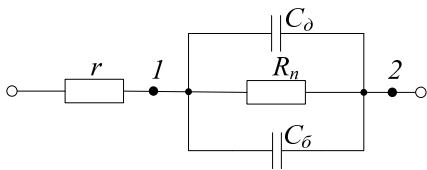


Рисунок 6.15 – Еквівалентна схема діода

Рисунок 6.16 – Залежність активного опору, дифузійної і бар'єрної ємності p - n -переходу від частоти

Для низьких частот ($w \ll 1/t_p$) ці вирази переходять в (6.28 і (6.31). Для високих частот ($w \gg 1/t_p$) одиницями в підкореневих виразах (6.34) і (6.35) можна нехтувати в порівнянні з wt_p . Тоді

$$R_a = \frac{kT}{q(I + I_s)} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{wt_p}}, \quad (6.36)$$

$$C_d = \frac{q(I + I_s)}{kT\sqrt{2}} \sqrt{\frac{t_p}{w}}. \quad (6.37)$$

Провідності, власиві опору R_a і ємності C_d рівні

$$\frac{1}{R_a} = \frac{q(I+I_s)}{kT\sqrt{2}} \sqrt{\omega t_p}, \quad (6.38)$$

$$\omega C_D = \frac{q(I+I_s)}{kT\sqrt{2}} \sqrt{\omega t_p}. \quad (6.39)$$

Як бачимо, вони рівні між собою: $\frac{1}{R_a} = \omega C_D$.

Оскільки $I + I_s = I_s \exp \frac{qV}{kT}$, а $I_s = \frac{L_p p_{n0}}{t_p} = p_{n0} \frac{\sqrt{D_p t_p}}{t_p} = \frac{1}{\sqrt{t_p}}$,

то активний опір p - n -переходу на високих частотах не залежить від часу життя інжектованих носіїв і зменшується обернено пропорційно $\sqrt{\omega}$:

$$R_a \sim \frac{1}{\sqrt{\omega}}. \quad (6.40)$$

Аналогічно поводить ся і опір дифузійної ємності C_D :

$$\frac{1}{\omega C_D} \sim \frac{1}{\sqrt{\omega}} \quad (6.41)$$

На рис. 6.16 схематично подана залежність R_a і C_D від частоти сигналу, штриховою прямою показана бар'єрна ємність p - n -переходу, не залежна від ω . З рис. 6.16 видно, що на високих частотах бар'єрна ємність стає більше дифузійною, унаслідок чого її провідність ωC_D перевищує провідність дифузійної ємності і рівну їй активну провідність p - n -переходу.

Зменшення на високих частотах опору p - n -переходу призводить до того, що велика частина напруги, прикладеної до діода, спадає не на переході, а на опорі пасивних областей діода. На частотах, на яких опір p - n -переходу стає набагато меншим r , струм як при прямому, так і при зворотному зсувах визначається вже не ним, а r , внаслідок чого діод втрачає свої властивості, що детектують. За максимальну частоту роботи діода (ω_{max}) приймають частоту, при якій величина еквівалентного опору p - n -переходу (між точками 1 і 2 рис. 6.15) виявляється рівною опорі пасивних областей r . Оскільки на високих частотах еквівалентний опір p - n -переходу визначається бар'єрною ємністю $1/\omega C_D$, то при визначенні граничної частоти ω_{max} необхідно порівнювати r з опором бар'єрної ємності C_D і оцінювати ω_{max} із співвідношення

$$r = \frac{1}{\omega_{max} C_D}. \quad (6.42)$$

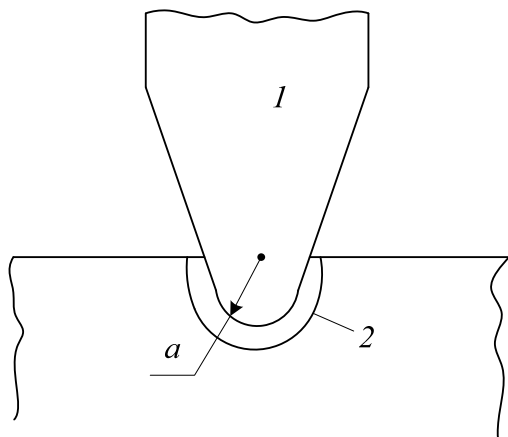


Рисунок 6.17 – Схема точкового діода

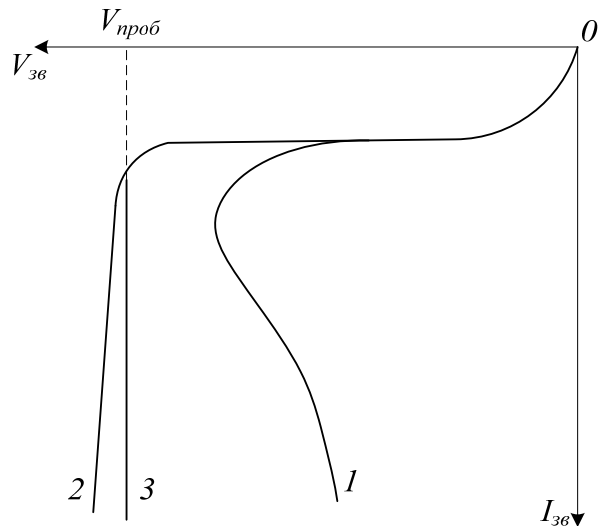


Рисунок 6.18 – Пробій р-n-переходу: 1- тепловий; 2- тунельний; 3- лавинний

З (6.42) витікає, що для збільшення граничної частоти роботи діода необхідно зменшувати rC_{δ} . Опір r можна зменшувати, покращуючи якість омичних контактів до n - і p -областей діода і зменшуючи товщину цих областей. Здавалося б, що підвищити W_{max} можна також зменшенням площі S p - n -переходу, оскільки при цьому повинна зменшуватися ємність C_{δ} . Проте у такий спосіб можна досягти підвищення W_{max} тільки у точкових діодів. Насправді для плоских переходів $C_{\delta} = S, r = \frac{1}{S}$, тому rC_{δ} не залежить від S . Для точкових же діодів $r = \frac{r}{pa} = \frac{1}{\sqrt{S}}$, де r – питомий опір напівпровідника; a – радіус півсферичного контакту; $S = pa$ – площа переходу (рис. 6.17). Оскільки $C_{\delta} = S$, то $rC_{\delta} = \sqrt{S}$ і $W_{max} = \frac{1}{\sqrt{S}}$. Тому зменшенням S можна досягти підвищення W_{max} .

До збільшення W_{max} приводить і зменшення питомого опору r – пасивних областей діода. Дійсно, наприклад, для несиметричного p - n -переходу з високоомною n -областю $r \sim 1/n_{no}, C_{\delta} \sim 1/d \sim \sqrt{n_{no}}$, тому $rC_{\delta} \sim 1/\sqrt{n_{no}} \sim 1/\sqrt{\rho}$ де ρ – питомий опір n -області. Слід, проте, пам'ятати, що із збільшенням ступеня легування пробивна напруга p - n -переходу спадає і врешті-решт ми одержуємо спочатку характеристику оберненого діода (найбільш високочастотного), а при ще

сильнішому легуванні – тунельного діода, вже непридатного для детектування.

6.8 Пробій p - n -переходу

На рис. 6.18 показана зміна зворотного струму p - n -переходу із зростанням зворотної напруги. При певному значенні $V_{ze} = V_{проб}$ спостерігається різке збільшення зворотного струму. Це явище одержало назву *пробою* переходу, а напруга $V_{проб}$ при якому відбувається пробій, називають напругою пробою.

Залежно від характеру фізичних процесів, що обумовлюють різке зростання зворотного струму, розрізняють 4 основні типи пробою: тунельний, лавинний, тепловий і поверхневий.

Тунельний пробій. При поданні до p - n -переходу достатньо високого зворотного зсуву заповнені рівні валентної зони p -області напівпровідника можуть розташуватися проти незаповнених рівнів зони провідності n -області (рис. 6.19, а). В цьому випадку можливий прямий тунельний перехід електронів з валентної зони p -області в зону провідності n -області, що просочуються крізь потенціальний бар'єр завтовшки x і висотою, змінною від E_g у точці x_1 до 0 в точці x_2 . Із збільшенням V_{ze} товщина бар'єра зменшується (рис. 6.19, б) і напруженість поля e у ньому росте. Якщо p -перехід достатньо тонкий, то вже при порівняно невисокому V_{ze} поле e досягає такого значення, при якому починається інтенсивне тунелювання, електронів крізь p - n -перехід і його пробій. Для германію це відбувається при $e = 340^7$ В/м, для кремнію при $e = 10^8$ В/м. Такий пробій називається тунельним. Зворотна гілка ВАХ переходу, що відповідає цьому типу пробою, показана на рис. 6.18 кривої 2. Із збільшенням товщини p - n -переходу вірогідність тунельного просочування електронів зменшується і вірогіднішим стає лавинний пробій.

Лавинний пробій. В достатньо широких p - n -переходах при високих зворотних напругах неосновні носії можуть набувати в полі переходу настільки високу кінетичну енергію, що виявляються здатними викликати ударну іонізацію напівпровідника. В цьому випадку відбувається лавинне наростання зворотного струму, що приводить до лавинного пробою переходу. В області пробою зміна зворотного струму із зростанням напруги є дуже крутою (крива 3, рис. 6.18). Цей ефект використовується для стабілізації напруги. Діоди, призначені для роботи в такому режимі, називаються *стабілітронами*. Вони виготовляються з кремнію, оскільки кремнієві діоди мають вельми круту зворотну гілку і в широкому діапазоні робочих струмів у них не виникає теплового пробою, що приводить до появи на зворотній гілці ВАХ ділянки з негативним опором, як це має місце у германієвих приладах (крива 1, рис. 6.18).

Тепловий пробій. При протіканні зворотного струму в $p-n$ -переході виділяється тепло і його температура підвищується. Збільшення температури визначається якістю тепловідведення, з характерним тепловим опором R_q . Цей опір рівний приросту температури переходу ΔT з розрахунку на одиницю потужності W , що виділяється в ньому, тому $\Delta T = R_q W$. Збільшення температури викликає збільшення зворотного струму, що в свою чергу приводить до нормального зростання температури і зворотного струму і т.д. При певній потужності W , тим більшої, чим менший тепловий опір приладу R_q , струм починає наростати лавинно і настає тепловий пробій $p-n$ -переходу.

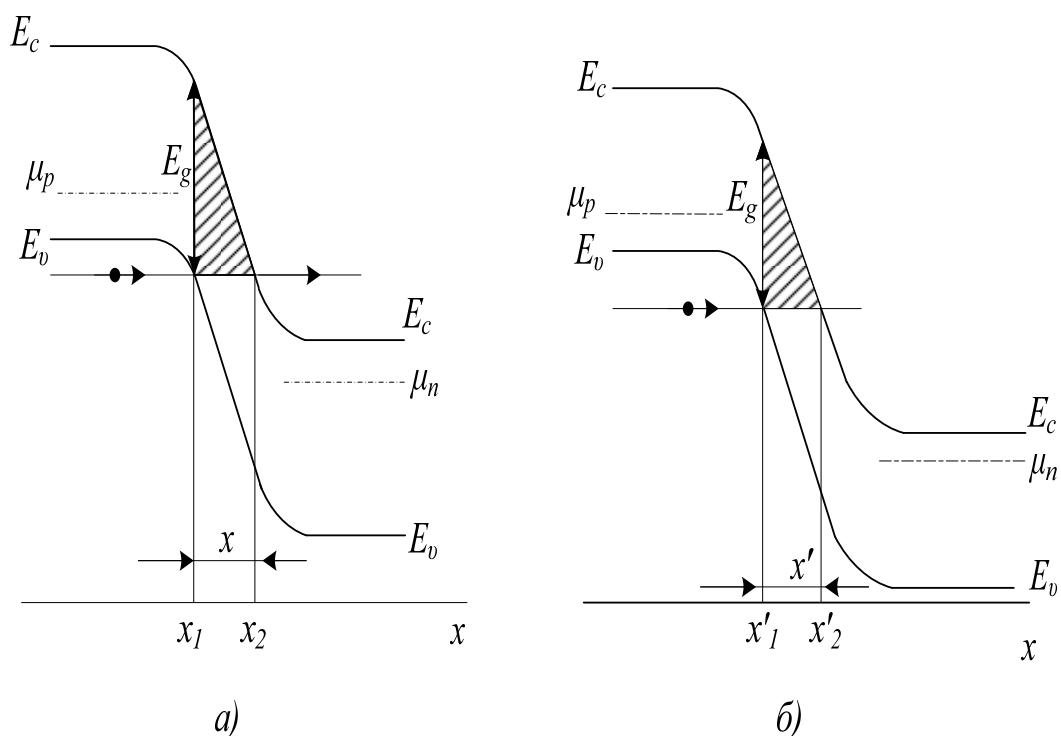


Рисунок 6.19 – Тунельне проходження електронів через $p-n$ -перехід

Поверхневий пробій. Заряд, що локалізується на поверхні напівпровідника в місці виходу $p-n$ -переходу, може викликати сильну зміну напруженості поля в переході і його ширини. В цьому випадку вірогіднішим може виявитися поверхневий пробій переходу, що детально буде розглянуто в подальших підрозділах цього розділу.

7 ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ І ГАЛЬВАНОМАГНІТНІ ЯВИЩА

7.1 Термоелектрорушійна сила

У 1823 р. Т. Зеєбек встановив, що в колі, що складається з двох різнорідних провідників 1 і 2, виникає електрорушійна сила V_T , якщо контакти цих провідників A і B підтримуються при різних температурах T_2 і T_x (рис. 7.1, б). Ця ЕРС називається *термоелектрорушійною силою*. Як показує експеримент, у відносно неширокому діапазоні температур вона пропорційна різниці температур контактів A і B :

$$V_T = a(T_T - T_x). \quad (7.1)$$

Коефіцієнт пропорційності

$$a = dV_T / dT \quad (7.2)$$

називають *диференціальною* або *питомою* термоерс. Вона залежить від природи дотикових провідників і від температури.

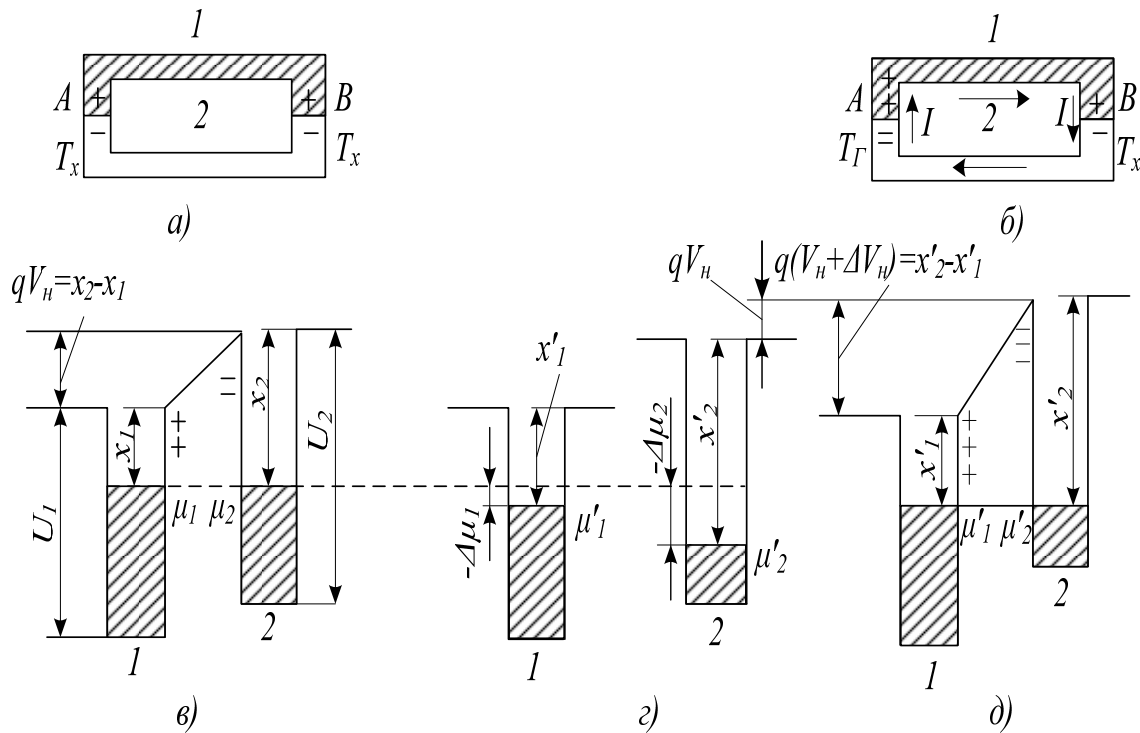


Рисунок 7.1 – Виникнення термоелектрорушійної сили

Існує два основні джерела виникнення термоерс: зміна контактної різниці потенціалів з температурою (контактна складова V_K) і утворення направленої потоку носіїв в провіднику за наявності градієнта температури (об'ємна складова $V_{\text{об}}$). Розглянемо фізичну природу цих складових.

Контактна складова термоерс. На рис. 7.1, а показано електричне коло, що складається з двох різномірних провідників, які знаходяться в контакті один з одним при температурі T_x ; на рис. 7.1, в – зони провідності цих провідників в рівноважному стані. Рівні Фермі μ_1 і μ_2 встановлюються на одній висоті і між провідниками виникає контактна різниця потенціалів $\Delta V_k = (1/q)(x_2 - x_1)$ де x_2, x_1 – термодинамічні роботи виходу електронів з провідників. При однаковій температурі контактів А і В різниці потенціалів однакові за величиною і направлені назустріч одна одній. Тому вони врівноважують одна одну і результуюча напруга рівна нулю.

Нагріватимемо тепер контакт А до температури $T_2 > T_x$, залишаючи контакт В при температурі T_x . В нормальних металах і електронних напівпровідниках підвищення температури викликає зниження рівня Фермі. Позначимо це положення провідника 1 через $-\Delta\mu_1$, у провідника 2 через $\Delta\mu_2$. Зміна положення рівня Фермі приводить до зміни термодинамічної роботи виходу, яка в провіднику 1 стає рівною $x_1^* = x_1 - A\mu_1$, у провіднику 2 $x_2^* = x_2 - A\mu_2$. Якщо $A\mu_1 \neq A\mu_2$ то при цьому рівні Фермі у провідників 1 і 2 в гарячому контакті виявляються не на одній висоті, що свідчить про порушення рівноваги в цьому контакті, сталому при температурі T_x (рис. 7.1, г). Нова рівновага досягається за рахунок перетікання електронів з першого провідника в другий до встановлення рівнів Фермі на одній висоті (рис. 7.1, д). Виникаюча контактна різниця потенціалів тепер буде рівна $V_k + \Delta V_k = (1/q)(x_2^* - -x_1^*) = \left(\frac{1}{q}\right)(x_2 - x_1) - \left(\frac{1}{q}\right)(\Delta\mu_2 - \Delta\mu_1)$. Вона більша, ніж в контакті В, що знаходиться при температурі $T_x < T_2$, на величину

$$\Delta V_k = -(1/q)(\Delta\mu_2 - \Delta\mu_1). \quad (7.3)$$

Таким чином, підвищення температури одного з контактів приводить до зміни контактної різниці потенціалів в ньому і виникненню між гарячим і холодним контактами різниці потенціалів ΔV_k , яка і є контактною складовою термоерс.

Позначимо різницю температур між контактами через ΔT , Тоді $\Delta\mu_1$ і $\Delta\mu_2$ можна подати таким чином:

$$\Delta\mu_1 = (d\mu_1/dT)\Delta T,$$

$$A\mu_2 = (d\mu_2/dT)\Delta T.$$

Підставляючи це в (7.3), одержуємо

$$\Delta V_k = -\frac{1}{q} \left[\frac{d\mu_2}{dT} - \frac{d\mu_1}{dT} \right] \Delta T. \quad (7.4)$$

Звідси легко визначити контактну складову питомої термоерс кола, що складається з провідників 1 і 2 (рис. 7.1, б):

$$a_k^{2,1} = \frac{dV_k}{dT} = \frac{1}{q} \left[\frac{d\mu_2}{dT} - \frac{d\mu_1}{dT} \right]. \quad (7.5)$$

Вона рівна різниці контактних складових

$$a_k = \frac{1}{q} \frac{d\mu}{dT} \quad (7.6)$$

окремих провідників, створюючих це коло.

Для металів згідно з (7.6) енергія μ рівна

$$\mu(T) = \mu(0) \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left[\frac{-kT}{\mu(0)} \right]^2 \right],$$

де $\mu(0)$ – енергія Фермі при ОК. Диференціюючи це за T і підставляючи $\frac{d\mu}{dT}$ у (7.6), знаходимо

$$a_k = - \frac{\pi^2 k^2}{6q\mu(0)} T. \quad (7.7)$$

Для невідроджених напівпровідників n -типу енергія Фермі рівна

$$\mu_n = kT \ln \frac{n}{N_c} = kT \ln \frac{nh^3}{2(2\pi\mu_0 kT)^{3/2}}.$$

Диференціюючи μ за T і підставляючи в (7.6), одержуємо

$$a_k = \frac{k}{q} \left[\frac{\mu_n}{kT} + T \frac{d(\ln n)}{dT} - \frac{3}{2} \right]. \quad (7.8)$$

Об'ємна складова термоерс. Концентрація носіїв заряду в провіднику залежить від температури. У металів ця залежність дуже слабка і обумовлена термічним розширенням, що викликає зміну об'єму провідника. У напівпровідників, навпаки, із збільшенням температури концентрація носіїв може збільшуватись дуже сильно. Тому на гарячому кінці напівпровідника концентрація носіїв заряду може виявитися вищою, ніж на холодному, внаслідок чого від гарячого кінця до холодного виникає дифузійний потік, що приводить в n -напівпровіднику до появи на холодному кінці негативного об'ємного заряду, на гарячому – позитивного заряду. Ці заряди створюють різницю потенціалів V_0 , яка і є об'ємною складовою термоерс.

У стаціонарному стані в кожній точці провідника дифузійний потік носіїв врівноважується дрейфовим потоком, викликаним різницею потенціалів $V_{зв}$ і направленим від гарячого кінця до холодного. Для n -напівпровідника дифузійний потік електронів дорівнює $-D_n(dn/dx)$ де D_n – коефіцієнт дифузії електронів; dn/dx – градієнт їх концентрації; дрейфовий потік рівний $nv_d = -nu_n e$, де v_d – дрейфова швидкість; u_n – рухливість електронів; e – напруженість поля, що виникло в напівпровіднику. В стаціонарних умовах

$$nu_n e + D_n (dn/dx) = 0. \quad (7.9)$$

Розв'язання цього рівняння приводить до такого результату для об'ємної складової термоерс, обумовленою дифузією носіїв заряду, що виникає унаслідок зміни їх концентрації з температурою:

$$\alpha_{зв} = \frac{dV_{зв}}{dT} - \frac{k}{q} T \frac{d(\ln n)}{dT}. \quad (7.10)$$

Підкреслимо ще раз, що у металів, у яких концентрація носіїв надзвичайно слабо залежить від температури, ця складова практично рівна нулю; вона буде мала також в напівпровідниках в температурному інтервалі виснаження домішок.

Існує ще одна причина виникнення об'ємної складової термоерс – інтенсифікація теплового руху носіїв заряду з підвищенням температури. Збільшення температури викликає збільшення середньої енергії носіїв, а отже, і зміна їх довжини вільного пробігу l , яка таким чином пов'язана з енергією носіїв E :

$$l \sim E^r. \quad (7.11)$$

Показник r залежить від механізму розсіювання: при розсіюванні носіїв на теплових коливаннях ґраток $r=0$, при розсіюванні на іонізованих домішках $r=2$ і т.д.

З (7.11) видно, що збільшення температури провідника, що викликає підвищення енергії носіїв, повинно приводити в загальному випадку до збільшення довжини їх вільного пробігу, а отже, і до зміни коефіцієнта дифузії, пропорційного l . Тому від гарячого кінця до холодного встановиться термодифузійний потік носіїв, що приводить до формування додаткової різниці потенціалів $V_{зв}$. Розрахунок показує, що для невідроджених напівпровідників n -типу термодифузійні складові термоерс:

$$\alpha'_{об} = - \left(\frac{k}{q} \right) (r + 1/2). \quad (7.12)$$

Складаючи (7.8), (7.10) і (7.12), одержуємо результуючу питому термоерс напівпровідника n – типу

$$\alpha_n = \left(\frac{k}{q} \right) \left(r + 2 - \frac{\mu_n}{kT} \right). \quad (7.13)$$

Аналогічно для напівпровідника p -типу

$$\alpha_p = \left(\frac{k}{q} \right) \left(r + 2 - \frac{\mu_p}{kT} \right), \quad (7.14)$$

де через $-\mu_p$ позначена відстань від рівня Фермі до валентної зони.

У металів термодифузійна складова термоерс також не рівна нулю. Враховуючи її і контактну складову (7.7) одержуємо такий вираз для питомої термоерс металу з параболічною залежністю енергії від хвильового вектора:

$$\alpha_M = - \frac{\pi^2}{3q} (r + 1) \frac{kT}{\mu}. \quad (7.15)$$

Оцінимо величину a_m і a_{nr} . Для типових металів, наприклад, для міді, $\mu \approx 7\text{eV}$; при $T = 300\text{K}$ $kT = 0,025\text{ eV}$. Підставляючи це в (7.15) і вважаючи $r = 2$, одержуємо $a_m \approx 5\text{ мВ/К}$, що задовільно узгоджується з експериментом.

Для n -напівпровідника, наприклад, для $n - \text{Si}$, з концентрацією донорної домішки $N_D = 10^{20}\text{ M}^{-3}$ при $T = 300\text{K}$ $\mu_n \gg -0,25\text{ eV}$. Підставляючи це в (7.14), знаходимо $a_n \gg 1\text{ мВ/К}$, що приблизно на 3 порядки вище, ніж у металів. Тому для об'єкта, що складається з напівпровідника і металу, частиною, що вноситься в термоерс металом, можна нехтувати і вважати, що вся термоерс обумовлена напівпровідником.

Слід помітити, що r , що входить в (7.15), може бути і величиною негативною. В цьому випадку із зростанням температури довжина вільного пробігу носіїв не збільшується, а, навпаки, зменшується, внаслідок чого термодифузійний потік направлений не від гарячого до холодного, а від холодного до гарячого кінця провідника і обумовлена ним різниця потенціалів направлена протилежно контактній складовій термоерс. В цьому випадку результуюча термоерс може виявитися рівною нулю або навіть змінити свій напрям. Така картина спостерігається, зокрема, у ряді перехідних металів і сплавів (ніхром, хромель і ін.).

Для напівпровідників із змішаною провідністю, в яких електричний струм переноситься одночасно електронами і дірками, термоерс знаходиться таким співвідношенням:

$$a_{np} = (a_n u_n n + a_p u_p p) / (n u_n + p u_p). \quad (7.16)$$

Для напівпровідників з власною провідністю $n = p = n_i$ і

$$a_i = (a_n u_n + a_p u_p) / (u_n + u_p). \quad (7.17)$$

Нехтуючи у виразах (7.13) і (7.14) доданками $(r + 2)$ згідно з рівнянням $s - m/kT$ і пам'ятаючи, що у напівпровіднику з власною провідністю $\mu_i \approx -E_g/2$ одержуємо

$$a_i \approx - \frac{E_g}{2qT} \frac{u_n - u_p}{u_n + u_p}. \quad (7.18)$$

Оскільки звичайно $u_n > u_p$ то a_i у власному напівпровіднику є величиною негативною. В акцепторному напівпровіднику при переході до власної провідності відбувається зміна позитивного знака термоерс на негативний.

На рис. 7.2 показана залежність термоерс акцепторного напівпровідника від температури. В області низьких температур, в якій рівень Фермі відносно слабо змінюється з температурою, величина $-\mu_p/kT$ буде приблизно обернено пропорційна температурі T . Тому і питома термоерс $a_p \sim 1/T$ (ділянка ab кривої рис. 7.2). В області виснаження

домішки $-\frac{\mu_F}{kT} = \ln\left(\frac{N_A}{N_D}\right) = \ln N_A - \ln N_D$. Так $N_A \sim T^{3/2}$, то в цій області α_p злегка збільшується з підвищенням температури (ділянка *бв*).

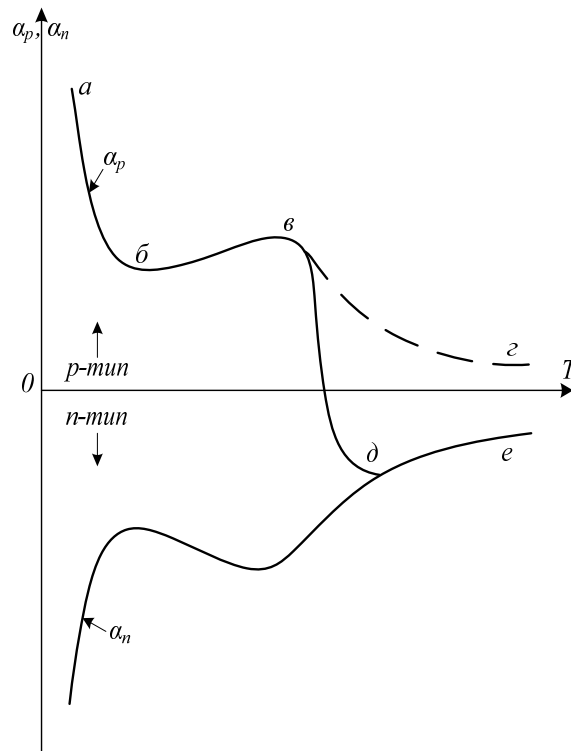


Рисунок 7.2 – Залежність термоерс акцепторного і донорного напівпровідників від температури

Нарешті в області переходу до власної провідності μ стає величиною практично постійною і рівною μ_i тому α_p знову зменшується з підвищенням температури і крива повинна б була йти так, як показано відрізком *вг* на рис. 7.2. Насправді ж внаслідок того, що в цій області концентрації електронів і дірок практично порівнюються, термоерс, різко зменшуючись, проходить через нуль і стає негативною (відрізок *вд*).

З подальшим підвищенням температури абсолютна величина термоерс згідно з формулою (7.18) зменшується (крива *де* для власного напівпровідника).

У нижній частині рис. 7.2 показана крива зміни термоерс. донорного напівпровідника з температурою. В області власної провідності вона зливається з кривою для р-напівпровідника.

Термоелектричний ефект одержав широке практичне застосування, у тому числі і в радіоелектроніці. Він дозволяє безпосередньо перетворювати теплову енергію в електричну, що використовується в термогенераторах. Теорія таких генераторів була розроблена А. Ф. Іоффе. Згідно з цією теорією к. п. д. перетворення теплової енергії в електричну визначається величиною $a^2 s/K$, де K – коефіцієнт теплопровідності напівпровідника; s – питома електропровідність.

Це можна зрозуміти з таких міркувань. В термогенераторах намагаються одержати найбільший перепад температур між гарячим і холодним кінцями напівпровідника при найменшій витраті теплової енергії. Чим нижча теплопровідність напівпровідника, тим більша величина термоерс. При цьому зменшувати теплопередавання від гарячого кінця до холодного за рахунок подовження напівпровідника не можна, оскільки при цьому збільшуватиметься внутрішній опір термогенератора і к. п. д. зменшуватиметься. З цієї ж причини вигідно мати максимальну питому електропровідність s напівпровідника. Оскільки із збільшенням ступеня легування напівпровідника a зменшується, а K і s збільшуються, то для кожного напівпровідника існує оптимальний ступінь легування, що забезпечує максимальну величину $a^2 s / K$, а отже, і к. п. д.

Перші термогенератори були розроблені перед Великою Вітчизняною війною і під час війни використовувалися для живлення радіоапаратури. В 1953 р. для живлення ряду батарейних радіоприймачів був випущений промисловий зразок термогенераторів потужністю приблизно 1 кВт і вище.

У середині 70-х років з'явилися термогенератори, які використовують тепло, що виділяється при радіоактивному розпаді хімічних елементів. Прикладом такого генератора служить установка «Бета-1» потужністю 150 – 200 Вт, працююча на радіоактивному ізотопі цезію 144. Вона призначена для живлення радіоелектронної апаратури автоматичних радіометеорологічних станцій, штучних супутників Землі і т.д.

У 1964 р. був побудований експериментальний атомний реактор-перетворювач «Ромашка» потужністю 500 Вт, в якому тепла енергія безпосередньо перетворюється в електричну.

К. к. д. напівпровідникових термогенераторів досягає 15%, і в найближчому майбутньому він, мабуть, перевищить 20%.

Термоелектричний ефект використовується також для вимірювання температур (термопари), і при інших вимірюваннях, які можуть бути зведені до вимірювання температури. В теплових фотоприймачах (термоелементах) світло поглинається зачорненою приймальною площадкою, до якої приєднаний спай термопари, і нагріває їх. За величиною виникаючої термоерс можна визначити потужність світлового потоку. В теплових амперметрах струм пропускається через спай термопари і нагріває його. За величиною виникаючої при цьому термоерс визначається сила струму. У вакууметрах через металевий провідник, до середини якого приєднаний спай термопари, пропускається фіксований струм. Температура спаю буде різною залежно від теплопровідності навколишнього газу. Остання ж визначається тиском газу. Тому, вимірюючи виникаючу термоерс, можна визначити тиск газу. Цим методом зручно вимірювати тиск в діапазоні $100^{-1} - 10$ Па.

У техніці вимірювання електрофізичних параметрів напівпровідників термоелектричний ефект використовується для визначення переважаючого

типу провідності (за знаком термоерс) і ширини забороненої зони (за формулою(7.18).

7.2 Ефект Пельтьє

Ефект Пельтьє полягає в тому, що при пропусканні струму через контакт двох різнорідних матеріалів на додаток до джоулового тепла в контакті виділяється або поглинається тепло, кількість якого Q_P пропорційно заряду It , що пройшов через контакт:

$$Q_n = \pm pIt. \quad (7.19)$$

Коефіцієнт пропорційності p називається коефіцієнтом Пельтьє.

Пояснимо природу цього ефекту на прикладі нейтрального контакту напівпровідника з металом. Нагадаємо, що нейтральним називають контакт двох матеріалів, що мають однакові роботи виходу. В такому контакті відсутні шари збагачення або збіднення, немає вигину зон. На рис. 7.3, а показана енергетична діаграма нейтрального контакту металу з n -напівпровідником. В рівноважному стані рівні Фермі металу (μ_M) і напівпровідника (μ_n) розташовуються на одній висоті, а дно зони провідності напівпровідника знаходиться вище за рівень Фермі металу на $-\mu_n$, так що для електронів, перехідних з металу в напівпровідник, існує потенціальний бар'єр висотою $-\mu_n$.

Прикладемо до такого контакту зовнішню різницю потенціалів, як показано на рис. 7.3, б. Під дією цієї різниці потенціалів в напівпровіднику, на якому спадає практично вся прикладена напруга, рівень Фермі, дно зони провідності і інші енергетичні рівні відчуватимуть поступове підняття на висоту qV при переміщенні від лівого контакту до правого. В системі виникає струм, направлений зліва направо; потік електронів, показаний на рис. 7.3, б стрілками, направлений справа наліво.

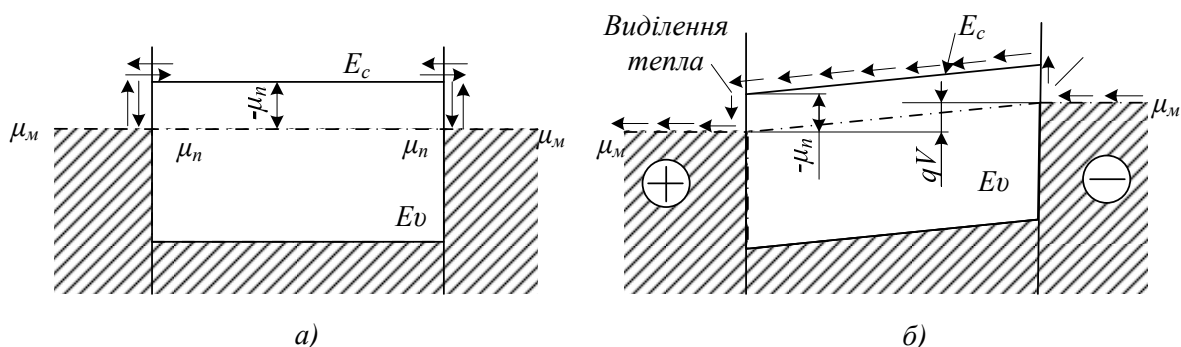


Рисунок 7.3 – До пояснення ефекту Пельтьє:

а – енергетична діаграма ланцюга метал–напівпровідник–метал в стані теплової рівноваги; б – те ж при пропусканні струму

З рис. 7.3, б видно, що електрони, перехідні в лівому контакті з напівпровідника в метал, мають в напівпровіднику більшу енергію, ніж в металі на величину, рівну $-\mu_n + \overline{E_n}$ де $-\mu_n$ — висота бар'єра, з якого скочуються електрони, що надходять з напівпровідника в метал; E_n — середня енергія електронів в напівпровіднику, що беруть участь в створенні струму. Вона не дорівнює середній тепловій енергії електронів $3/2 kT$, як може здатися з першого погляду, оскільки відносна роль швидких електронів у формуванні електричного струму вища, ніж повільних. Для невиродженого електронного газу розрахунок показує, що

$$E_n = (r + 2)kT. \quad (7.20)$$

де r — показник ступеня в співвідношенні (7.11).

Таким чином, кожний електрон, перехідний в лівому контакті з напівпровідника в метал, переносить надмірну енергію

$$\Delta E = -\mu_n + (r + 2)kT, \quad (7.21)$$

яка виділяється в цьому контакті у формі додаткового (до джоулового) тепла. Це тепло і є теплотою Пельтьє. Поділивши (7.21) на заряд електрона q одержимо коефіцієнт Пельтьє

$$|p| = \frac{k}{q} \left[r + 2 - \frac{m_n}{kT} \right]. \quad (7.22)$$

У правому контакті електрони переходять із металу в напівпровідник, долаючи потенціальний бар'єр $-\mu_n$. Крім того, для встановлення рівноваги цих електронів з електронним газом в напівпровіднику їм необхідно набути ще енергію E_n ; всю цю енергію вони черпають з ґратки, охолоджуючи її в правому контакті.

Явище охолодження контакту при проходженні струму особливо важливе, оскільки дозволяє створювати термоелектричні холодильні пристрої — домашні холодильники, пристрої для охолодження бортової радіоелектронної апаратури, мікрохолодильники для біологічних цілей, різні термоелектричні термостати, столики мікроскопів з охолодженням і нагріванням і т.д. Зручним є те, що, змінюючи напрям струму, можна холодильник перетворювати в нагрівач і, навпаки, нагрівач в холодильник.

Легко бачити, що ефект Пельтьє є зворотним ефекту Зеєбека. В першому випадку пропускання струму в колі приводить до виникнення в контактах різниці температур, в другому створення різниці температур в контактах викликає поява в колі термоерс і, отже електричного струму. Термодинамічний розгляд цих явищ показує що між коефіцієнтом Пельтьє і питомою термоерс існує такий простий зв'язок:

$$p = aT. \quad (7.23)$$

Найефективнішими матеріалами для створення як термоелектричних холодильників, так і термогенераторів є матеріали з максимальною величиною a^2s/x . Для термоелектричного охолодження необхідний

матеріал з високими значеннями коефіцієнта Пельтьє і питомої електропровідності. Остання вимога обумовлена тим, що на додаток до тепла Пельтьє завжди виділяється і джоулове тепло і, щоб ефект джоулового нагріву не перекрив ефект охолодження, необхідні матеріали з хорошою електропровідністю. З другого боку, при одній і тій же кількості тепла, що виділяється внаслідок ефекту Пельтьє на одному контакті і поглинається на іншому, різниця температур між контактами буде тим більша, чим менша теплопередача від гарячого кінця провідника до холодного, тобто чим менший коефіцієнт теплопровідності.

7.3 Ефект Холла

Ефектом Холла називається явище, що полягає в тому, що при пропусканні струму уподовж провідної пластинки, поміщеної перпендикулярно до ліній зовнішнього магнітного поля, виникає поперечна різниця потенціалів внаслідок взаємодії носіїв заряду з магнітним полем.

Припустимо, що по провіднику, що має форму прямокутної пластини, протікає електричний струм I (рис. 7.4). У відсутність магнітного поля різниця потенціалів між точками C і D , що лежать на одній з еквіпотенціальних поверхонь, рівна нулю. Якщо зразок помістити в магнітне поле, індукція якого B перпендикулярна до напрямку струму і площини зразка, то між точками C і D виникає різниця потенціалів V_x , названа холлівською е.р.с.

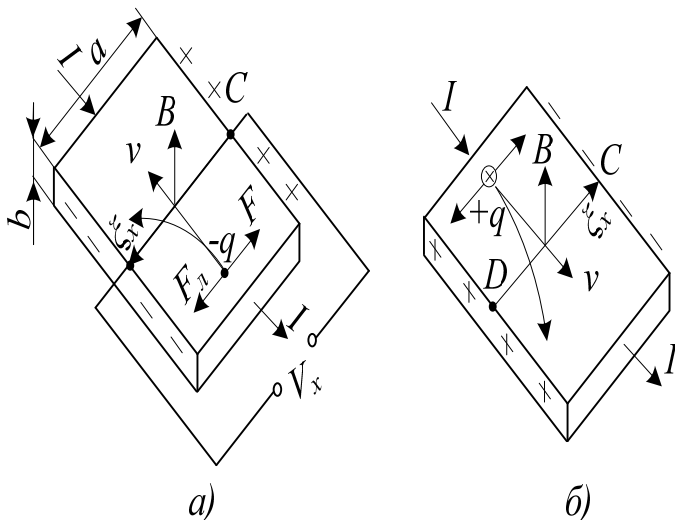


Рисунок 7.4 – До пояснення ефекту Холла в n-типу (а) і р-типу (б)

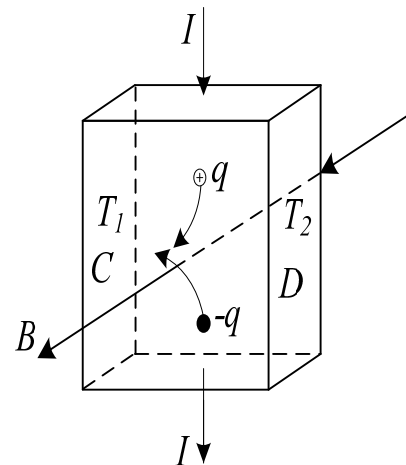


Рисунок 7.5 – Схема виникнення в напівпровідниках ефекту Етінгсгаузена у власному напівпровіднику

Як показує досвід, при не дуже сильних полях V_x виявляється пропорційна індукції поля B , силі струму I і обернено пропорційна товщині пластини b :

$$V_x = R_x BI / b = R_x Bja. \quad (7.24)$$

Тут j – густина струму в зразку; a – ширина зразка. Коефіцієнт пропорційності R_x є константою матеріалу і називається постійною Холла. Вона має розмірність L^3/Q (L – довжина, Q – електричний заряд) і вимірюється в $\text{м}^3/\text{Кл}$.

Розглянемо фізичну природу ефекту Холла. При протіканні струму в напрямі, вказаному на рис. 7.4, a стрілкою, електрони здійснюють дрейф із швидкістю V в протилежному напрямі. На кожний такий електрон діє з боку магнітного поля B сила Лоренца

$$F_l = q[vB], \quad (7.25)$$

де q – заряд електрона. Напрямок цієї сили визначається правилом свердлика. Оскільки кут між V і B рівний 90° , то чисельне значення сили Лоренца складає:

$$F_l = qvB. \quad (7.26)$$

Під дією сили Лоренца електрони відхиляються до зовнішньої межі пластини (штрихова лінія на рис. 7.4, а), заряджаючи її негативно. На протилежній грані нагромаджуються позитивні заряди, що не компенсуються. Це призводить до появи електричного поля, направленою від C до D і рівного

$$e_x = V_x / a,$$

де V_x – різниця потенціалів між точками C і D (е.р.с. Холла).

Поле e_x діє на електрони з силою $F = -qe_x$, направленою проти сили Лоренца. При $F = F_l$ поперечне електричне поле врівноважує силу Лоренца і подальше накопичення електричних зарядів на бічних гранях пластини припиняється. З умови рівноваги

$$qvB = qe_x \quad (7.27)$$

знаходимо

$$e_x = vB. \quad (7.28)$$

Враховуючи, що густина струму в провіднику $j = qnv$, де n – концентрація електронів, одержуємо $v = j/qn$. Підставивши цей вираз в (7.28), знайдемо

$$V_x = (1/qn)Bja. \quad (7.29)$$

Теорія приводить, таким чином, до виразу для V_x який збігається з (7.24), встановленим експериментально. Постійна Холла виявляється при цьому рівною

$$R_x = 1/qn. \quad (7.30)$$

Ефект Холла є могутнім експериментальним засобом вивчення властивостей носіїв заряду в напівпровідниках. Змірявши постійну Холла R_x , можна визначити концентрацію носіїв, а за напрямом е.р.с. Холла визначити їх знак.

Пряма пропорційність між е.р.с. Холла і індукцією магнітного поля (для слабких полів) дозволяє використовувати напівпровідникові зразки як датчики для вимірювання напруженості магнітного поля. Розміри таких датчиків можуть бути достатньо малими (наприклад, $0,5 \times 0,5$ мм), так що з їх допомогою можна вести вимірювання з доброю просторовою роздільною здатністю.

Інерційність Холл-ефекту визначається максвеловським часом релаксації, тобто надзвичайно мала. Це дозволяє застосовувати датчики Холла для вимірювання високочастотних магнітних полів, для визначення сили струму за величиною створеного ним магнітного поля і т.п.

Як видно із співвідношення (7.24), холлівська е.р.с. пропорційна створенню сили струму, який протікає через датчик, на індукцію магнітного поля. Це дозволяє використовувати ефект Холла для перемноження двох сигналів, що необхідне, наприклад, у вимірниках потужності, фазових детекторах, лічильно-обчислювальних пристроях.

Останніми роками коло застосування датчиків Холла дуже розширилось, охопивши багато областей радіотехніки і електроніки.

7.4 Ефект Еттінгсгаузена

Ефект Еттінгсгаузена є супутнім ефекту Холла і полягає в тому, що при пропусканні струму через провідник, поміщений в поперечне магнітне поле (рис. 7.5), в напрямі, перпендикулярному до магнітного поля і струму, виникає градієнт температури. Найбільшу величину цей ефект має у власних напівпровідниках. Як було показано в попередньому підрозділі, в таких напівпровідниках електрони і дірки відхиляються магнітним полем в одну і ту ж сторону (до грані C на рис. 7.5). Внаслідок цього на одній грані зразка концентрація електронів і дірок виявляється вище рівноважної і там рекомбінація переважає над тепловою генерацією носіїв, а на іншій грані (на грані D рис. 7.5), навпаки, концентрація носіїв заряду нижча рівноважної і там тепла генерація переважає над рекомбінацією. Внаслідок цього тепло витрачається на генерацію електронно-діркових пар в одній частині зразка і виділяється в результаті їх рекомбінації в іншій частині цього зразка і в ньому виникає різниця температур $T_1 - T_2$ (рис. 7.5).

Ефект Еттінгсгаузена спостерігається і в області домішкової провідності напівпровідників. В цьому випадку причиною його

виникнення є відмінність часів вільного пробігу носіїв заряду, що мають різні швидкості теплового руху і внаслідок цього різні швидкості дрейфу «холодних» і «гарячих» носіїв. Згідно з формулою (7.27) холлівське поле e_x компенсує дію сили Лоренца лише для носіїв заряду, які рухаються з деякою середньою дрейфовою швидкістю. Носії, дрейфуючі швидше, відхиляються у бік сили Лоренца, поволі дрейфуючі – в протилежну сторону. Які з цих носіїв є «гарячішими», залежить від переважаючого механізму їх розсіювання. Наприклад, якщо переважає розсіювання на теплових коливаннях ґратки, «гарячі електрони» мають меншу рухливість в порівнянні з «холодними» і тому вони відхилятимуться до грані С (рис. 7.4,а) пластини і ця грань нагріватиметься; грань D, до якої відхиляються «холодні» електрони, охолоджуватиметься.

Ефект Еттінгсгаузена може бути використаний в тих же пристроях, що і ефект Пельтьє – в пристроях кондиціонування повітря, охолодження, термостатування і под., де потрібне перекачування тепла. При цьому матеріал, що використовується для цих цілей, так само як і в елементах Пельтьє, повинен мати по можливості меншу теплопровідність, щоб перетікання тепла від гарячої грані зразка до холодної було утруднено. Гальваномагнітні ефекти не вичерпуються приведеними ефектами Холла і Еттінгсгаузена. Крім того, існують ще *термомагнітні* ефекти, тобто ефекти, що виникають у присутності градієнта температури і магнітного поля. Проте найбільше практичне значення мають розглянуті ефекти Холла і Еттінгсгаузена.

8 ОПТИЧНІ І ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

8.1 Поглинання світла

Спрямуємо на напівпровідник пучок світла потужністю W_0 (рис.8.1). Проникаючи всередину напівпровідника, світло поступово поглинається і його потужність зменшується. Виділимо на глибині x від поверхні напівпровідника нескінченно тонкий шар dx . Кількість світлової енергії dW , поглинаючої шаром dx , пропорційно потужності світла W , падаючого на цей шар, і його товщині:

$$dW = - aWdx. \quad (8.1)$$

Знак мінус вказує на зменшення енергії. Коефіцієнт пропорційності a називається коефіцієнтом поглинання. При $dx = 1$ $a = - dW/W$. Отже, коефіцієнт поглинання чисельно рівний відносній зміні потужності світла на одиниці шляху, який проходить воно в поглинаючому середовищі. Він має розмірність, обернену довжині (m^{-1}, cm^{-1}).

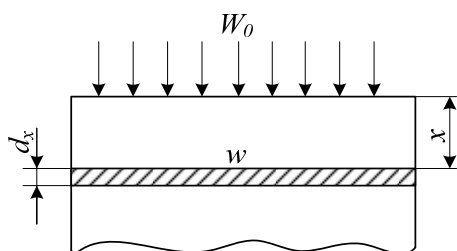


Рисунок 8.1 – До пояснення закону поглинання світла в речовині

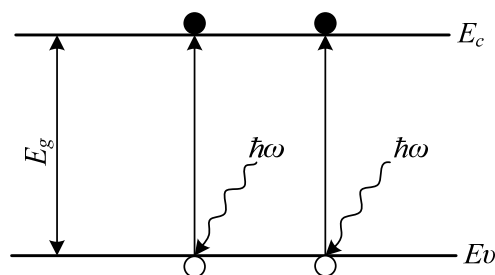


Рисунок 8.2 – Схема власного поглинання світла в напівпровідниках

Інтегруючи (8.1) з урахуванням відбиття від поверхні, одержуємо

$$W = W_0(1 - r)e^{-ax}, \quad (8.2)$$

де r – коефіцієнт відбиття світла.

Розглянемо природу різних механізмів поглинання світла в напівпровідниках.

Власне поглинання. При власному поглинанні енергія світла, що потрапляє в напівпровідник, витрачається на збудження електронів з валентної зони в зону провідності (рис. 8.2). Відповідно до закону збереження енергії таке поглинання може відбуватися лише в тому

випадку, якщо енергія світлових квантів $h\nu$ буде не менша ширини забороненої зони E_g :

$$h\nu \geq E_g \quad (8.3)$$

З цієї умови можна визначити максимальну довжину хвилі l_{\max} власного поглинання:

$$l_{\max} = 2pc/\nu = 2pch/E_g, \quad (8.4)$$

де c – швидкість світла. Для кремнію, наприклад, що має $E_g \gg 1,1\text{eV}$, $l \gg 1,13 \text{ мкм}$.

Квантово-механічний розгляд процесу поглинання світла показує, що окрім закону збереження енергії повинен виконуватися закон збереження імпульсу:

$$p_n = p_p + p_{\text{фот}}. \quad (8.5)$$

Тут $p_n = \hbar k_n$ – імпульс електрона, перекинутого в зону провідності; p_p – імпульс дірки, що виникла у валентній зоні; $p_{\text{фот}}$ – імпульс фотона (кванта світла), що викликав перехід електрона. В межах першої зони Бріллюєна проєкції імпульсу електрона на кристалографічній осі лежать в межах від $-\hbar p/a$ до $+\hbar p/a$, де a – параметр ґратки; $a \gg 340 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $\hbar p/a \gg 10^8 \hbar$.

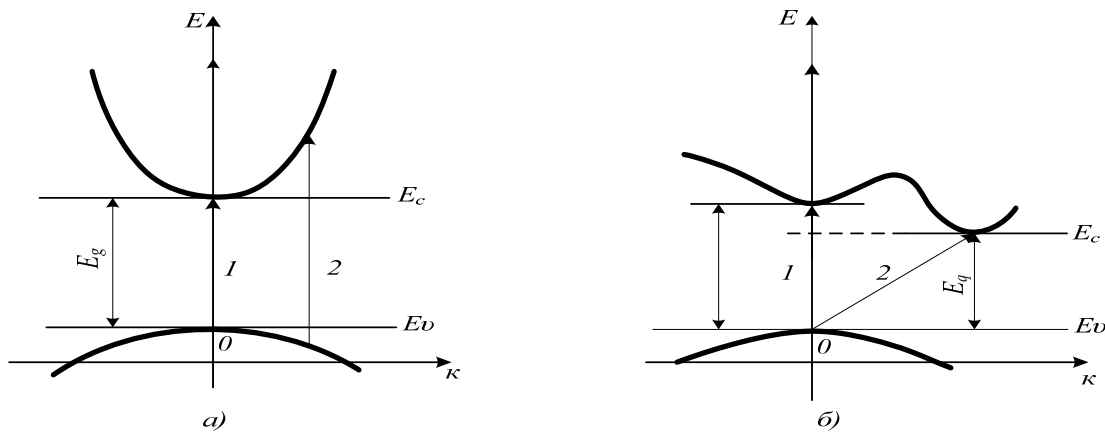


Рисунок 8.3 – Прямі (а) і непрямі (б) переходи при власному поглинанні світла

Імпульс фотона рівний $2ph/l$ і для $l = 10^{-5} \text{ см}$ складає $\gg 10^5 \hbar$, тобто приблизно на три порядки менше імпульсу електрона.

Тому можна вважати, що при оптичних переходах імпульс електрона практично не змінюється:

$$\hbar k_p \gg \hbar k_n. \quad (8.6)$$

На енергетичній діаграмі такі переходи зображаються вертикальними стрілками 1, 2 (рис. 6.3, а) і називаються *прямими* переходами.

Теоретичний розрахунок коефіцієнта власного поглинання для прямих переходів в напівпровідниках з екстремумами зон, розташованими при одному і тому ж значенні (рис. 8.3, а), приводить до такого виразу:

$$a_c = \frac{q^2 [2m_n m_p / (m_n + m_p)]^{3/2}}{4p \bar{n} c h^2 e_0 m} (h\nu - E_g)^{1/2},$$

де \bar{n} – коефіцієнт заломлення напівпровідника. Приймаючи $\bar{n} = 4$, а ефективні маси електронів (m_n) і дірок (m_p) рівними масі вільного електрона і виражаючи $h\nu$ і E_g у еВ, a_c в см^{-1} , одержуємо

$$a_c \gg 2,7 \cdot 10^5 (h\nu - E_g)^{1/2}. \quad (8.7)$$

Дійсно, в області власного поглинання a_c досягає величини $\gg 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$, тобто світло поглинається вже на глибині $\gg 1,0 - 0,1 \text{ мкм}$ від поверхні.

Якщо дно зони провідності E_c розташовано при іншому значенні k , ніж стеля валентної зони E_v (рис. 8.3, б), як це має місце, наприклад, в германію і кремнію, та відстань E_{g0} по вертикалі між зонами більша ширини забороненої зони $E_g = E_c - E_v$. Тоді прямі оптичні переходи можуть збуджуватися лише квантами світла з енергією, що перевищує E_{g0} :

$$h\nu \geq E_{g0}. \quad (8.8)$$

Величину E_{g0} називають *оптичною шириною* забороненої зони; вона рівна мінімальній відстані по вертикалі між зонами.

Крім прямих переходів, в таких напівпровідниках можуть протікати і *непрямі* переходи, показані на рис. 8.3, б похилою стрілкою 2. Вони відбуваються з участю третьої квазічастинки – фонона. В цьому випадку закони збереження енергії і імпульсу набувають такого вигляду:

$$E_n = E_p + h\nu \pm E_{\text{фон}}, \quad (8.9)$$

$$p_n + p_p + p_{\text{фот}} \pm p_{\text{фон}}. \quad (8.10)$$

Знак плюс відноситься до процесів, що протікають з поглинанням фонона, знак мінус – з випуском фонона. Оскільки енергія фононів в напівпровідниках не перевищує сотих часток електрон-вольта, а $h\nu \gg 1 \text{ еВ}$, то $E_{\text{фон}}$ у виразі (8.9) можна нехтувати в порівнянні з $h\nu$. Імпульс же фонона $\hbar k_{\text{фон}}$ лежить в тих же межах першої зони Бріллюєна, що і імпульс електрона. Тому при переходах з участю фононів імпульс електрона може змінюватися в широких межах, що графічно виражають проведенням похилих стрілок, що характеризують такі переходи (рис. 8.3, б) внаслідок того, що вірогідність протікання процесів з участю трьох частинок набагато менша вірогідності двочасткових процесів, коефіцієнт поглинання в області непрямих переходів значно нижчий, ніж в області прямих. З пониженням

температури процеси з поглинанням фонона йдуть рідше і коефіцієнт поглинання для непрямих переходів зменшується.

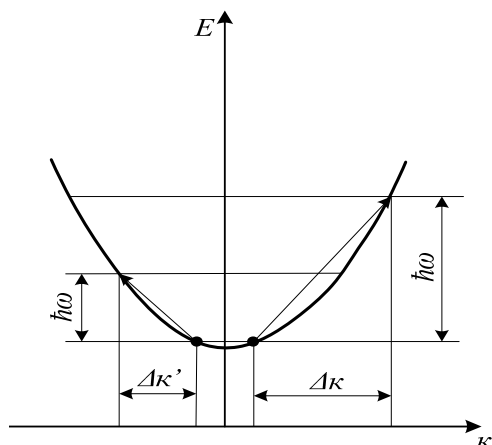


Рисунок 8.4 – Поглинання світла вільними носіями заряду

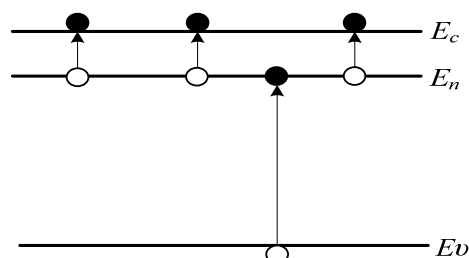


Рисунок 8.5 – Домішкове поглинання світла

Поглинання світла вільними носіями заряду. Світло може викликати переходи вільних носіїв заряду з одних рівнів зони на інші (рис.8.4). Оскільки при таких переходах повинен істотно змінюватися імпульс носія, то вони можуть йти лише з участю третього тіла.

З класичної точки зору поглинання світла вільними носіями відбувається таким чином: носії заряду швидшають в електричному полі світлової хвилі і, розсіюючись на дефектах кристалічних ґраток, передають їм свою енергію. Іншими словами, енергія світлової хвилі переходить в тепло завдяки ефекту Джоуля – Ленца. Класична формула для коефіцієнта поглинання вільними носіями має такий вигляд:

$$a_{cv} = q^3 n l / \bar{n} c^3 u_0 m_n 4p^2 e_0, \quad (8.11)$$

де c – швидкість світла у вакуумі; \bar{n} – показник заломлення напівпровідника; u_0 – рухливість носіїв заряду на постійному струмі; e_0 – діелектрична проникність вакууму.

Експеримент підтверджує пряму пропорційність a_{cv} концентрації вільних носіїв n , поки із збільшенням легування не починає змінюватися рухливість u_0 ; для ряду напівпровідників виправдовується і залежність $a_{cv} \sim l^2$.

Домішкове поглинання. В домішкових напівпровідниках під дією світла може відбуватися перекидання електронів з домішкових рівнів в зону провідності і з валентної зони на домішкові рівні, розташовані в забороненій зоні (рис.8.5). Таке поглинання світла називають домішковим. Межа цього поглинання зсунута в область довгих хвиль тим сильніша, чим менша енергія відповідного переходу.

Слід, проте, мати на увазі, що якщо домішкові атоми вже іонізовані, то домішкове поглинання спостерігатися не буде. Оскільки температура виснаження домішки зменшується із зменшенням енергії її іонізації, то для спостереження довгохвильового домішкового поглинання необхідно охолодження напівпровідника до достатньо низької температури. Так, наприклад, спектр домішкового поглинання германію, легovanого золотом (енергія іонізації домішки $E_u = 0,08$ еВ, межа поглинання $\lambda_n \approx 9$ мкм), спостерігається при температурі рідкого азоту (77 К), тоді як при легуванні германію сурмою ($E_u = 0,01$ еВ, $\lambda_n \approx 135$ мкм) домішкове поглинання можна спостерігати лише при гелієвих температурах (4 К).

Коефіцієнт домішкового поглинання a_n при $\lambda < \lambda_n$ залежить від l і прямо пропорційний концентрації домішки N_n . Тому домішкове поглинання зручно характеризувати перерізом поглинання s_n :

$$s_n = a_n(\lambda) N_n. \quad (8.12)$$

Максимального значення s_n досягає поблизу краю домішкового поглинання. В максимумі $s_n = 10^{-16} - 10^{-15}$ см²; при $N_n = 10^{16}$ см⁻³ $a_n \approx 1-10$ м⁻¹. Набути великі значення a_n іноді не вдається через низькі граничні розчинні домішки в напівпровідниках. Наприклад, межа розчинності золота в германії якраз рівна $\approx 10^{-16}$ см³·м⁻³.

8.2 Фотопровідність напівпровідників

Ефекти поглинання світла в напівпровідниках знаходять практичне застосування для створення модуляторів світлових потоків, фотоприймачів і перетворювачів світлової енергії в електричну.

Для модуляції світлових потоків можна використовувати залежність коефіцієнта поглинання у краю власної смуги від тиску, зовнішнього електричного поля і концентрації вільних носіїв заряду або залежність поглинання світла вільними носіями від їх концентрації.

При власному і домішковому поглинаннях виникають надмірні вільні носії заряду, що приводять до збільшення провідності напівпровідника. Процес внутрішнього звільнення електронів під дією світла називається внутрішнім фотоефектом. Додаткова провідність, що набувається напівпровідником при опромінюванні світлом, називається фотопровідністю. Основна ж провідність, обумовлена тепловим збудженням вільних носіїв заряду, називається темною провідністю. Прилади, призначені для реєстрації світлового випромінювання за величиною фотопровідності, називаються фоторезисторами.

На рис.8.6 показаний пристрій фоторезистора і схема його вмикання. Чутливий елемент фоторезистора являє собою брусок або плівку монокристалічного або полікристалічного напівпровідника з двома

омічними контактами. Він під'єднується до джерела зсуву V_0 через опір навантаження R_n . Товщина чутливого елемента повинна бути достатньо великою, щоб в ньому поглиналося практично все світло $W_0(1-r)$, що пройшло через освітлену поверхню (W_0 – потужність падаючого світла; r – коефіцієнт відбиття поверхні). Цю вимогу легко виконати для власних фоторезисторів і часто важко виконати для домішкових. Якщо вона виконана, то число носіїв (або пара носіїв при власному поглинанні), що генеруються світлом за одиницю часу в чутливому елементі при $\lambda < \lambda_{\max}$, буде рівне

$$G = W_0(1-r)\eta/h\nu, \quad (8.13)$$

де η – квантовий вихід внутрішнього фотоефекту, рівний числу носіїв (пара носіїв), народжуваних в середньому кожним поглиненим фотоном. Він може бути більший 1, якщо при поглинанні одного фотона високої енергії народжується дві і більше електронно-діркових пари, і менший 1, якщо частина фотонів поглинається вільними носіями заряду.

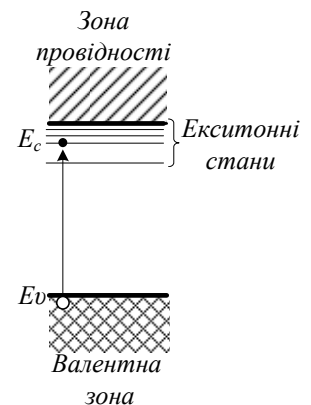
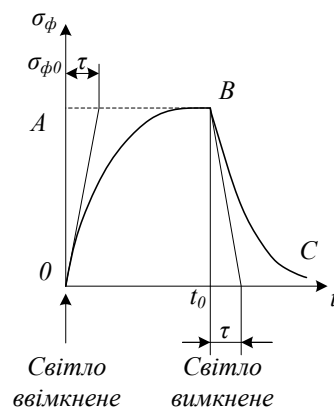
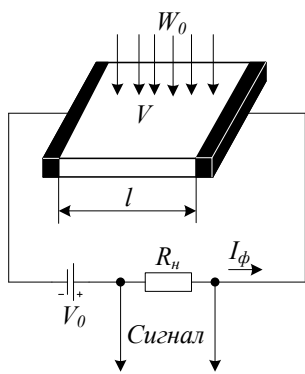


Рисунок 8.6 – Схема пристрою і ввімкнення в коло фоторезистора

Рисунок 8.7 – Крива наростання фотопровідності при опромінуванні напівпровідника світлом і спаду фотопровідності після припинення опромінування

Рисунок 8.8 – Екситонний стан

Під дією напруги V , прикладеної до фоторезистора, створені світлом носії заряду здійснюють дрейф і створюють в колі струм, який називають фотострумом I_{ϕ} . Його легко визначити з таких міркувань. Кожний носій заряду за свого життя проходить через резистор t/t_{np} раз, де t_{np} – час прольоту або, точніше, час дрейфу носія через резистор. Він

рівний довжині чутливого елемента резистора l , ділений на швидкість дрейфу V_D :

$$t_{np} = l/v_D = l/ue = l^2/uV, \quad (8.14)$$

де u – рухливість носіїв. Сила фотоструму I_ϕ рівна числу носіїв G , що щомиті генеруються в напівпровіднику під дією світла, помноженому на t/t_{np} і заряд електрона q :

$$I_\phi = qGt/t_{np} = qGt uV/l^2 = qVN uV/l^2, \quad (8.15)$$

де $VN = Gt$ – число надмірних носіїв у фоторезисторі. Якщо світло генерує пару носіїв, то замість u слід писати суму рухомостей $u_n + u_p$.

Підставивши в (8.15) G з (8.13), одержимо

$$I_\phi = \frac{W_0(1-r)qht uV}{h\omega l^2} = \frac{W_0(1-r)q}{hcl^2} ht ul V. \quad (8.16)$$

Відношення

$$\frac{I_\phi}{W_0} = \frac{q(1-r)}{hcl^2} ht ul V \quad (8.17)$$

характеризує чутливість фоторезистора. Вона прямо пропорційна довжині хвилі падаючого світла (аж до l_{\max}), прикладеній напрузі V , часу життя носіїв t і їх рухливості u і обернено пропорційна квадрату довжини чутливого елемента фоторезистора. Час життя носіїв t визначає не тільки чутливість, але і інерційність фоторезистора: чим більше t , тим вища чутливість, але тим вища і інерційність приладу. Дійсно, розглянемо, наприклад, характер спаду фотопровідності фоторезистора після вимкнення джерела світла (рис. 8.7). Внаслідок протікання процесу рекомбінації концентрація надмірних носіїв убуває згідно із законом

$$Vn = Vn_0 e^{-t/t}.$$

За таким же законом відбуватиметься і спад фотопровідності напівпровідника (крива BC):

$$s_\phi = s_{\phi_0} e^{-t/t}, \quad (8.18)$$

де s_{ϕ_0} – *стаціонарна* (стала) фотопровідність в умовах постійної освітленості фоторезистора.

З (8.18) видно, що чим більший час життя надмірних носіїв, тим повільніше відбувається спад фотопровідності, і тим більш інерційним буде фотоприймач випромінювання.

Легко показати, що дотична, проведена до кривої спаду фотопровідності $s_\phi(t)$ у точці t_0 , відсікає на осі часу відрізок, чисельно рівний t – часу життя надмірних носіїв. Цим методом часто користуються для експериментального визначення t .

На рис.8.7 показаний також характер наростання фотопровідності напівпровідника після ввімкнення світлового імпульсу (крива ОВ), описуючого таким рівнянням:

$$s_{\phi} = s_{\phi_0} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (8.19)$$

І в цьому випадку дотична, проведена до кривої $s_{\phi}(t)$ на початку координат, відсікає на прямий AB відрізок, чисельно рівний t .

Слід вказати, що в полікристалічних фоторезисторах чутливість визначається часто процесами на межах монокристалічних зерен, а не процесами в об'ємі напівпровідника; в цьому випадку співвідношення (8.17) не застосовне.

Електрографія. Внутрішній фотоефект в напівпровідниках широко використовується в електричній фотографії або електрографії, сутність якої полягає в такому.

На аркуш паперу наноситься тонкий шар високоомного напівпровідника (звичайно ZnO). Перед фотографуванням плівка за допомогою газового розряду заряджається негативно. При проектуванні на такий папір зображення поверхневий заряд з сильно освітлених частин стікає значно швидше, ніж із слабо освітлених, внаслідок чого після експозиції на папері виникає електричне зображення об'єкта. Для проявлення електричного зображення папір обдувають слабким потоком заряджених частинок спеціальної сухої фарби. Осідаючи в тих місцях паперу, де зберігся негативний заряд, ці частинки проявляють зображення. Для фіксації зображення папір нагрівають до температури, при якій частинки фарби розплавляються і міцно закріплюються на папері.

Кристалічні лічильники. Крім світла, внутрішній фотоефект може бути викликаний опромінюванням напівпровідника потоком частинок – електронів, іонів, α -частинок і ін. Такі частинки, проникаючи в глибину напівпровідника, генерують на своєму шляху вільні носії заряду і тим самим підвищують його електропровідність, а при незмінній напрузі, прикладеній до напівпровідника, збільшують силу струму в колі. Оскільки число носіїв, що генерується, пропорційне числу таких частинок, падаючих на напівпровідник, то за зміною сили струму в колі можна судити про число частинок, що потрапляють в напівпровідниковий кристал. Це дозволяє конструювати на даному принципі кристалічні лічильники частинок. Звичайно їх градуують не в одиницях сили струму, а безпосередньо в числах частинок. Для збільшення чутливості лічильника зміна сили струму в кристалі посилюється за допомогою спеціальних радіотехнічних схем.

Екситони. Як вже вказувалося, при збудженні власної фотопровідності електрони з валентної зони перекидаються в зону провідності і стають вільними. Проте можливий і інший перебіг процесу,

коли збуджений електрон не розриває зв'язку з діркою, що виникає у валентній зоні, а утворює з нею єдину зв'язану систему. Така система була вперше розглянута Я. И. Френкелем і названа ним екситоном. Екситон схожий з атомом гідрогену: в обох випадках біля одиничного позитивного заряду рухається електрон і енергетичний спектр є дискретним (рис.8.8). Рівні енергії екситона розташовуються біля дна зони провідності. Оскільки екситони є електрично нейтральними системами, то виникнення їх в напівпровіднику не призводить до появи додаткових носіїв заряду, внаслідок чого поглинання світла не супроводжується збільшенням провідності напівпровідника. При зіткненні ж з фононами, домішковими атомами і іншими дефектами ґраток екситони або рекомбінують, або «розриваються». В першому випадку збуджені атоми переходять в нормальний стан, а енергія збудження передається ґраткам або випромінюється у вигляді квантів світла; в другому випадку утворюється пара носіїв – електрон і дірка, які обусловлюють зростання електропровідності напівпровідника.

8.3 Фотоелектричні явища в *p-n*-переході

При освітленні *p-n*-переходу або прилеглої до нього області світлом, здатним викликати генерацію електронно-діркових пар, на контактах розімкненого переходу виникає е.р.с., названа фотоерс, а якщо контакти замкнуті, то через перехід протікає струм I_ϕ , названий первинним фотострумом. Цей ефект називають *фотогоальванічним ефектом* або *вентильним фотоефектом*. Розглянемо його фізичну природу.

На рис. 8.9, а показаний діод, *p*-область якого освітлюється світловим потоком потужністю W_0 , що викликає генерацію в цій області електронно-діркових пар. Число таких пар G , що щомиті з'являються в *p*-області, визначається співвідношенням (8.13). Оскільки поглинання відбувається в власній області, то світло поглинається вже у вузькому шарі біля поверхні, від якої носії дифундують сумісно углиб напівпровідника. Якщо *p-n*-перехід розташований на глибині $w=L$, де L – дифузійна довжина, то значна частина носіїв дійде до області об'ємного заряду переходу. Електрони, що підійшли до *p-n*-переходу, підхоплюються контактним полем e_k , направленим від *n*- до *p*-області, і перекидаються в *n*-область, заряджаючи її негативно (рис.8.9,б).

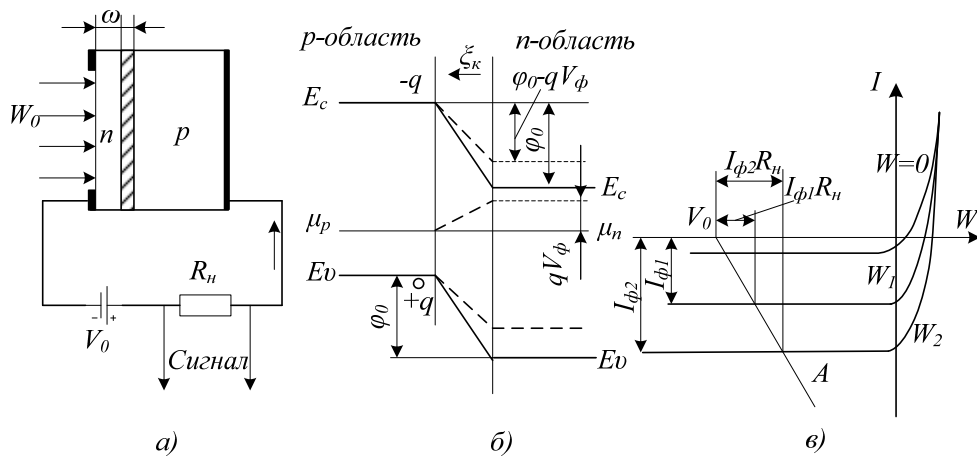


Рисунок 8.9 – Фотоприймач з p - n -переходом: a – діод, p -область якого опромінюється світлом; b – зонна діаграма p - n -переходу діода, що показує виникнення фотоерс; c – вольт-амперна характеристика освітленого p - n -переходу при різних потужностях світлового потоку

Обумовлений ними первинний фотострум I_ϕ буде рівний

$$I_\phi = qbG, \quad (8.20)$$

де b – коефіцієнт збирання, рівний відносній частці нерівноважних носіїв, що доходять до p - n -переходу і не рекомбінують. Дірки, що підійшли до p - n -переходу, нездатні подолати потенціальний бар'єр j_0 і залишаються в p -області, заряджаючи її позитивно. Внаслідок цього на переході формується прямий зсув V_ϕ , що викликає зниження потенціального бар'єра до величини $j_0 = -qV_\phi$ і появи потоку основних носіїв. Якщо зовнішнє коло розімкнене, то V_ϕ збільшуватиметься до тих пір, поки струм основних носіїв через p - n -перехід $I_s \exp(qV/kT)$ не зрівняється з фотострумом I_ϕ . Виникаюча при цьому різниця потенціалів V_ϕ і буде фотоерс (рис.8.9, б).

Таким чином, в сталому стані через розімкнений p - n -перехід протікає в прямому напрямі струм основних носіїв $I_s \exp(qV/kT)$ і назустріч йому зворотний струм – I_s і фотострум – I_ϕ . Повний струм через p - n -перехід рівний нулю:

$$I_s e^{qV_\phi/kT} - I_s - I_\phi = 0. \quad (8.21)$$

З цього співвідношення легко визначити фотоерс:

$$V_\phi = \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{I_\phi}{I_s} + 1\right]. \quad (8.22)$$

При ввімкненні p - n -переходу на опір навантаження R_n , тільки частина носіїв, збуджених світлом, перекидається через p - n -перехід і назад, викликаючи зниження його потенціального бар'єра j_0 , тобто створення різниці потенціалів $V_{\text{фн}}$ у переході; інша ж їх частина створює струм I , протікаючий по зовнішньому колу. В цьому випадку співвідношення (8.21) необхідно переписати таким чином:

$$I_{\phi} + I_s - I_s e^{qV_{\text{фн}}/kT} = 1. \quad (8.23)$$

З цього співвідношення легко визначити $V_{\text{фн}}$:

$$V_{\text{фн}} = \frac{kT}{q} \ln\left[\frac{I_{\phi} - I}{I_s} + 1\right]. \quad (8.24)$$

При короткому замиканні p - n -переходу практично всі носії, що генеруються світлом, надходять в зовнішнє коло, внаслідок чого $V_{\text{фн}} = 0$, а струм в колі, як випливає з (8.23), $I \gg I_{\phi}$.

При поданні на освітлений p - n -перехід зовнішнього зсуву V через нього протікатиме темновий струм $I_s[\exp(qV/kT) - 1]$, як через звичайний діод, що знаходиться під зсувом, і первинний фотострум – I_{ϕ} , залежний від потужності світлового потоку W_0 . Сумарний струм через перехід

$$I = I_s(e^{qV/kT} - 1) - I_{\phi}. \quad (8.25)$$

ВАХ освітленого p - n -переходу показані на рис. 8.9, в. Вони (ВАХ освітленого p - n -переходу) виходять зсувом неосвітленого діода вниз по осі струмів на величину I_{ϕ} .

Розподіл напруги джерела зсуву V_0 між опором навантаження R_n і діодом можна визначити підставивши у вираз (8.25) замість V величину $V_0 - I R_n$ і вирішивши одержане таким чином рівняння відносно I або графічно за допомогою прямої навантаження $V_0 A$ (рис. 8.9, в).

Зміна сили струму в зовнішньому колі або напруги на опорі навантаження R_n при освітленні p - n -переходу використовується для реєстрації і вимірювання потужності світлового випромінювання. Прилади, що використовують цей принцип, відіграють роль фотоприймачів.

Режим роботи діода, при якому на нього подається негативний зсув і він залишається негативним і при освітленні діода, називають фотодіодним. Якщо ж фотоприймач використовується без зовнішнього зсуву, то говорять про його роботу в режимі фотоелемента. Деякі p - n -переходи не можуть працювати при будь-якому істотному зворотному зсуві і використовуються тільки як фотоелементи (селенові, переходи на вузькозонних напівпровідниках і ін.).

8.4 Випромінювальна рекомбінація в напівпровідниках, світлодіодах

Переходи електронів із зони провідності у валентну зону супроводжуються виділенням енергії $h\nu \gg E_g$. У багатьох напівпровідників такий процес рекомбінації електронно-діркових пар носить переважно без випромінювальний характер: енергія, що виділяється, віддається граткам і кінець кінцем перетворюється на тепло. Проте у таких напівпровідників, як *GaAs*, *GaP*, *InSb*, *SiC* і ін., рекомбінація може бути значною мірою випромінювальною: енергія при рекомбінації виділяється у формі квантів світла – фотонів.

В умовах теплової рівноваги число актів випромінювальної рекомбінації рівна числу актів поглинання квантів світла рівноважного теплового випромінювання. Тому напівпровідник випромінює рівно стільки світла (і на тих же частотах), скільки поглинає з навколишнього простору.

Для того, щоб випромінювання переважало над поглинанням, необхідно створити надмірну (надрівноважну) концентрацію електронно-діркових пар. Найпростіше це можна зробити, використовуючи інжекцію носіїв через *p-n*-перехід при пропусканні через нього прямого струму. Як видно з рис. 6.14, концентрація неосновних носіїв біля межі *p-n*-переходу при цьому різко підвищується і стає значно вища рівноважної. До інжектованих неосновних носіїв підтягуються основні носії, і їх концентрація біля межі переходу стає також вища рівноважної.

Дифундуючись в глибину напівпровідника, нерівноважні носії рекомбінують, проникаючи в середньому на відстань дифузійної довжини від шару об'ємного заряду *p-n*-переходу. Якщо при цьому істотна частина актів рекомбінації відбувається з випромінюванням світла, то, створивши умови для виходу цього світла назовні, напівпровідниковий діод можна використовувати як джерело випромінювання. Такий діод називають *світлодіодом*.

Ефективність світлодіода визначається перш за все його внутрішнім квантовим виходом $\eta_{\text{вн}}$, що є відношенням числа квантів, що випускаються при рекомбінації, до числа інжектованих неосновних носіїв. Якби рекомбінація була тільки випромінювальною, то $\eta_{\text{вн}} = 1$. Проте разом з випромінювальною рекомбінацією завжди протікає процес безвипромінювальної рекомбінації. Тому в загальному випадку $\eta_{\text{вн}} < 1$ і визначається наступним співвідношенням:

$$\eta_{\text{вн}} = \frac{P_{\text{вип}}}{P_{\text{вип}}/P_{\text{бвип}}} = \frac{1}{1 + P_{\text{вип}}/P_{\text{бвип}}}, \quad (8.26)$$

де $P_{\text{вип}}$ і $P_{\text{бвип}}$ – ймовірності випромінювальної і безвипромінювальної рекомбінації, віднесені до одиниці часу.

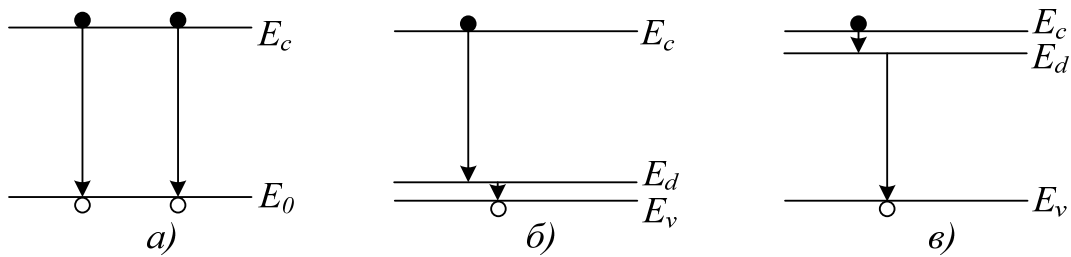


Рисунок 8.10 – Схема випромінювальних переходів

З (8.26) випливає, що для отримання максимальної внутрішньої ефективності світлодіода слід по можливості збільшити відношення вірогідності випромінювальної рекомбінації до безвипромінювальної. Безвипромінювальна рекомбінація, як правило, визначається в основному глибокими рекомбінаційними центрами, випромінювальна ж йде звичайно в результаті міжзонних переходів (рис.8.10, а), переходів із зони провідності на дрібні акцепторні рівні (рис.8.10, б) або з дрібних донорних рівнів у валентну зону (рис.8.10, в). Вірогідність безвипромінювальної рекомбінації можна зменшити, очистивши напівпровідник від глибоких рекомбінаційних центрів. Зробити це дуже важко, оскільки перетинання захоплення носіїв деякими домішковими центрами, наприклад, міддю, велике і потрібен дуже високий ступінь очищення від таких домішок. Тому якість світлодіодів значною мірою залежить від ступеня очищення початкових матеріалів і досконалості технології виготовлення діодів.

Іншим способом підвищення внутрішнього квантового виходу діода є збільшення вірогідності випромінювальної рекомбінації шляхом вибору напівпровідникового матеріалу і ступеня його легування. В таких напівпровідниках, як *Si* і *Ge*, у яких дно зони провідності і стеля валентної зони розташовані при різних значеннях хвильового вектора, вірогідність міжзонної випромінювальної рекомбінації багато менша, ніж у напівпровідників, у яких збігаються екстремуми зон (*GaAs*, *InAs*, *InSb* і ін.). Тому для виготовлення світлодіодів необхідно брати напівпровідники, у яких збігаються екстремуми зон.

Вірогідність міжзонної рекомбінації і випромінювальних переходів зона – домішка росте із збільшенням (до певної межі) ступеня легування напівпровідника, що також використовується при виготовленні світлодіодів.

Спектральний склад рекомбінаційного випромінювання визначається розподіленням за енергіями рекомбінуючих електронів і дірок. Звідки випливає, що смуга випромінювання повинна мати ширину $\Delta\nu \gg kT/h$ поблизу частоти $\nu = E_g / h$.

У наш час виготовляються світлодіоди з найрізноманітнішими параметрами залежно від їх призначення.

8.5 Когерентне випромінювання. Квантові підсилювачі і генератори

Стимулююче випромінювання. Розглядаючи процеси збудження електронів в напівпровідниках під дією світла і свічення, яке виникає при випромінювальній рекомбінації електронно-діркових пар, ми залишили без уваги важливе питання про вплив самого випромінювання на переходи збуджених електронів в нормальні стани, на особливість випромінювання, що виникає в цих умовах при таких переходах, і можливість їх практичного використання для посилення і генерації електромагнітних коливань.

Для з'ясування цих питань розглянемо детальніше задачу про взаємодію електромагнітного випромінювання з простою квантовою системою, що має тільки два енергетичні рівні – основний E_1 і збуджений E_2 . Позначимо загальне число частинок в системі через n . У стані термодинамічної рівноваги частина частинок (n_1) розташовуватиметься на нижньому рівні, інша частина (n_2) – на верхньому. Відповідно до розподілу Больцмана $n_1 = \exp(-E_1/kT)$, $n_2 = \exp(-E_2/kT)$ відношення

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right]. \quad (8.27)$$

Оскільки $E_2 > E_1$, то $\frac{n_2}{n_1} < 1$. Таким чином, при термодинамічній рівновазі основний стан заповнений щільніше, ніж збуджений (рис. 8.11).

Припустимо тепер, що з такою системою взаємодіє випромінювання частотою ω_{12} , рівною частоті переходу $E_1 \rightarrow E_2$. Це випромінювання *стимулюватиме* два зустрічні процеси: поглинання, що приводить до переходу атомів з нижнього рівня на верхній, і випуск випромінювання, який супроводжується переходом частинок з верхнього рівня на нижній. Важливою особливістю подібних процесів є те, що вони керуються полем випромінювання; їх вірогідність тим більша, чим більша густина енергії поля випромінювання на частоті переходу ω_{12} . Випромінювання, що випускається при цьому, називають *стимулюючим, індукованим* або *вимушеним*. На відміну від нього випуск, що відбувається мимовільно, незалежно від поля, називають *спонтанним*.

Інверсне заповнення рівнів. Різниця V числа переходів частинок з нижнього рівня на верхній і з верхнього на нижній при проходженні через систему N квантів світла пропорційна вірогідності переходів w , однакової для обох процесів, числу квантів N (густина випромінювання r) і різниці заселеності рівнів, $(n_2 - n_1)$:

$$\Delta = wN(n_2 - n_1). \quad (8.28)$$

Оскільки в умовах рівноваги $n_2 < n_1$ то $\Delta < 0$, тобто переважно протікають переходи з поглинанням енергії.

Для того, щоб індуковане випромінювання переважало над поглинанням, необхідно порушити термодинамічну рівновагу системи, заселивши верхній рівень щільніше, ніж нижній, тобто зробивши $n_2 > n_1$. Таке заселення називають *інверсним*, а систему або середовище з інверсним заселенням рівнів називають *активним*.

Принцип квантового посилення. Уявимо собі, що через інверсно заселену дворівневу систему (рис.8.12) пропускається зовнішній сигнал з частотою $\hbar\omega_{12} = E_2 - E_1$. Цей сигнал викликати переходи $E_2 - E_1$ і $E_1 \rightarrow E_2$. Оскільки при інверсному заселенні на верхньому рівні розміщується більше частинок, ніж на нижньому, то й індукований випуск, що відповідає переходам $E_2 - E_1$ переважатиме над поглинанням $E_1 \rightarrow E_2$. За рахунок цього випромінювання сигнал посилюється. Отже, така система працюватиме як підсилювач електромагнітних коливань. Його називають *квантовим підсилювачем*. Слід підкреслити, що квантовий принцип посилення істотно відмінний від звичайного класичного принципу, що існував в радіотехніці. В квантових системах посилення відбувається за рахунок підсумовування енергій випромінювання безлічі однакових коливальних систем (наприклад, атомів) в процесі стимулюючого випуску.

Квантовий принцип посилення знайшов практичне застосування в побудові квантових підсилювачів електромагнітних коливань НВЧ-діапазону (*мазерів*). Для цієї мети використовуються не дворівневі, а трирівневі і більше квантові системи. Рівні, переходи між якими обумовлюють стимулююче випромінювання, називають *робочими*, рівень, який збуджується зовнішньою дією, називають рівнем збудження, а сам процес збудження – *енергетичним накачуванням*; рівень, на якому знаходилися частинки до накачування, називають *основним* (рис.8.13).

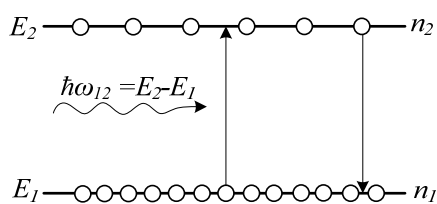


Рисунок 8.11 – Нормальне (рівноважне) заселення енергетичних рівнів

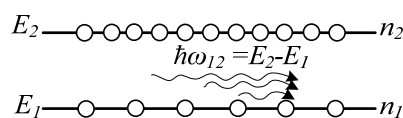


Рисунок 8.12 – Інверсне заселення енергетичних рівнів

Енергетичне накачування намагається вирівняти заселеність рівнів E_1 і E_3 . Якщо при цьому населеність рівня E_2 зберігається незмінною, то заселеності рівнів E_1 і E_3 наближаються до величини $(n_3 + n_1)/2$. При $(n_3 + n_1)/2 > n_2$ буде досягнута інверсна заселеність рівнів E_3 і E_2 і робочим

переходом буде $E_3 \rightarrow E_2$. (рис. 8.13, а). Якщо ж $(n_3+n_1)/2 < n_2$ інверсна заселеність буде між рівнями E_2 і E_1 і робочим переходом буде $E_2 \rightarrow E_1$ (рис.8.13,б).

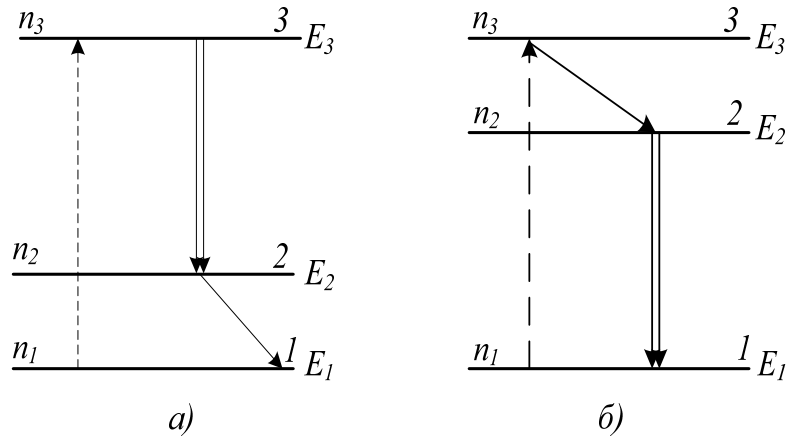


Рисунок 8.13 – Основні і робочі рівні випромінювальної системи

Оскільки число індукованих переходів збільшується із збільшенням густини випромінювання, то бажано, щоб посилюваний сигнал і стимулююче ним випромінювання проходили активне середовище багато разів. При кожному такому проході густина випромінювання росте і ефективність висвічування збуджених частинок підвищується. Для досягнення цієї мети робочу речовину поміщають в об'ємний резонатор, настроєний на частоту посилюваного сигналу (а отже, і стимулюючого випромінювання).

Використовуються різні способи отримання інверсної заселеності робочих рівнів. Найширше застосування одержали *парамагнітні* квантові підсилювачі, засновані на явищі парамагнітного резонансу в твердих тілах. Як робоча речовина в цих підсилювачах використовуються діамагнітні кристали, що містять невеликі кількості парамагнітної домішки. До таких речовин відноситься, зокрема, рубін, що є окисом алюмінію (Al_2O_3), що містить приблизно 0,05% хрому. В ґратках парамагнітні іони хрому Cr^{3+} заміщають частину іонів Al^{3+} . При поміщенні рубіна в постійне магнітне поле H_0 відбувається розщеплювання енергетичних рівнів іона хрому на підрівні, віддалені один від одного на певні відстані ΔE залежні від H_0 . Зокрема, нижній рівень Cr^{3+} з $j = 3/2$ розщеплюється на 4 підрівні, між якими за допомогою накачування можна створити інверсну заселеність. Проте для іона Cr^{3+} в кристалі, через вплив сусідніх атомів, відстані між підрівнями виявляються неоднаковими і дозволені переходи з $\Delta m \neq \pm 1$. Змінюючи напруженість постійного поля H_0 , можна змінювати резонансні частоти і, таким чином, перебудовувати робочу частоту

підсилювача. Підсилювач працює при температурі рідкого гелію і використовується для посилення коливань в діапазоні $\lambda > 1$.

Існує і ряд інших твердих тіл, що використовуються як робочі речовини в парамагнітних квантових підсилювачах різних діапазонів частот.

Генерація когерентного випромінювання. Якщо сума енергій сигналу E_{sig} і стимулюючого випромінювання $E_{випр}$ більша втрат енергії $E_{вт}$ і енергії $E_{нав}$, що відводиться в навантаження

$$E_{випр} + E_{sig} > E_{вт} + E_{нав} \quad (8.29)$$

то квантова система переходить в режим *самозбудження* і починає працювати як *квантовий генератор* коливання, в якому збуджуються коливання і у відсутність зовнішнього сигналу під дією випадкових спонтанно випущених квантів.

Найширше практичні застосування одержав квантовий генератор оптичного діапазону, що охоплює ділянку спектра від ультрафіолетової до субміліметрової області ($\lambda \approx 0,1 - 800$ мкм). На рис.8.14 показана структурна схема лазера. Він складається з робочої речовини, поміщеної в оптичний резонатор, джерела накачування і часто спеціального охолоджуючого пристрою відвідного тепла від робочого тіла.

Оптичний резонатор в лазерах в простому випадку є двома дзеркалами, встановленими строго паралельно одне одному і перпендикулярно до оптичної осі лазера; повернуті вони одне до одного сторонами, що відбивають. Для виведення випромінювання назовні одне з дзеркал роблять напівпрозорим. За цих умов випромінювання, що виникло в лазері, відбиваючись від дзеркал, багато разів проходить через робочу речовину, викликаючи весь стимулюючий випуск, що посилюється. Таким чином, резонатор здійснює позитивний зворотний зв'язок з випромінюючою системою, примушуючи при кожному проходженні випромінювання через робочу речовину висвічуватися активні центри. При цьому в найвигідніших умовах опиняється та частина випромінювання, напрям якого збігається з оптичною віссю генератора, оскільки тільки воно здатне багато разів відбиватися від дзеркал, не йдучи з робочої речовини, і таким чином проходити великий шлях в цій речовині і зазнавати велике посилення за рахунок стимулюючого випуску. Тому в лазері формується випромінювання, направлене практично уздовж оптичної осі і виходить через напівпрозоре дзеркало гостронапрямленим пучком. У газових лазерів розходженість пучка може бути менше кутової мінуси.

Рівні енергії, між якими відбуваються оптичні переходи, завжди мають скінченну ширину ΔE , оскільки час перебування електронів на них скінченний, що згідно з співвідношенням повинно приводити до розширення рівнів і розмиття їх у вузькі смуги. Відповідно до цього випромінювання, що випускається при оптичних переходах, ніколи не буває строго монохроматичним, його частоти укладені в межах деякої смуги $\Delta \nu$.

Генерація ж в лазері відбувається додатково лише на *резонансних частотах*, що задовольняють таку умову:

$$L = n(\lambda/2), \quad (8.30)$$

де n – ціле число; λ – довжина хвилі. При виконанні цієї умови хвилі, що випробували багатократні відбиття від дзеркал, опиняються у фазі одна з одною і їх амплітуди складаються. Випускаються хвилі однієї або декількох частот, довжини яких задовольняють умову резонансу (8.30) і потрапляють в смугу $\Delta\nu$. Ширина смуги частот кожної такої хвилі визначається добротністю оптичного резонатора і може бути вельми малою (менше 100 Гц). Стабільність частоти визначається стабільністю розміру резонатора L .

Важливою властивістю випромінювання лазера є його *когерентність*, під якою розуміють кореляцію (узгодженість) фаз коливань, що розглядаються в різних точках простору в різні моменти часу. Відповідно до цього розрізняють *просторову* і *тимчасову* когерентність. Приведемо два приклади.

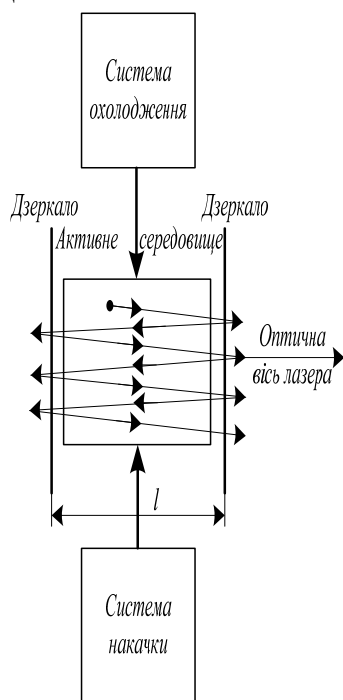


Рисунок 8.14 – Структурна схема лазера

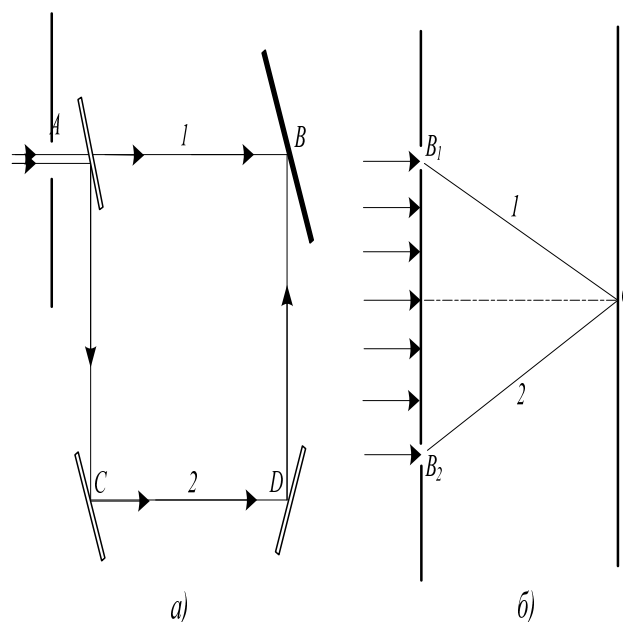


Рисунок 8.15 – До пояснення поняття тимчасової і просторової когерентності

1. Розщепимо світловий промінь за допомогою напівпрозорого дзеркала A на два пучки (рис.8.15, а) і, спрямувавши ці пучки по різних шляхах, зведемо їх знову на екрані B . Промінь 1 проходить шлях AB , витрачаючи на це час t_1 ; промінь 2 проходить шлях $ACDB$ і витрачає час $t_2 > t_1$. Таким чином, на екрані складатимуться світлові хвилі, випущені в

моменти часу, відокремлені один від одного інтервалом $t = t_2 - t_1$. Якщо протягом всього цього часу різниця фаз світлових коливань, створюваних променями 1 і 2 в будь-якій точці екрана, зберігається незмінною, то говорять, що світло має тимчасову когерентність. На екрані виникає виразна стійка інтерференційна картина. Максимальне значення t , при якому така картина ще спостерігається, називають часом когерентності. Тимчасова когерентність безпосередньо пов'язана із ступенем монохроматичності випромінювання: чим вища ступінь монохроматичності хвилі, тим більший час когерентності. В лазерах монохроматичність випромінювання дуже висока, і час когерентності може досягати 100^{-2} с і більше.

2. Розглянемо другий приклад, показаний на рис.8.15, б. Екран містить два малі отвори B_1 і B_2 , які посилають в точку 3 промені 1 і 2. При цьому $B_1C = B_2C$. Таким чином, в точку 3 приходять коливання, не зміщені в часі ($t_1 = t_2$), але з двох різних точок простору B_1 і B_2 . Ці коливання вважаються когерентними, якщо різниця фаз їх в точці 3 постійна. Таку когерентність називають просторовою.

Розглянемо з точки зору когерентності спонтанне випромінювання, яке випускається, наприклад, тепловими джерелами світла. Для таких джерел характерне таке: а – окремі атоми випускають фотони мимовільно, незалежно один від одного, на хвильовій мові фотонам можна зіставити «відрізки» хвиль, які називають звичайно цугами, цуги від окремих атомів не корельовані один з одним; б – випромінювання атомів ізотропне, тобто відбувається практично з рівною вірогідністю на всіх напрямках. Ці дві обставини і обумовлюють низькі когерентні властивості спонтанного випромінювання.

У протилежність цьому лазерне випромінювання має високий ступінь когерентності, обумовлений двома основними чинниками: природою індукованого випуску і наявністю оптичного резонатора.

Властивості індукованого випромінювання пояснюються тим, що фотони є бозе-частинками, основна особливість яких полягає в здатності заселяти один і той же стан з необмеженою густиною, причому вірогідність попадання бозона в даний конкретний стан тим вища, чим більше цей стан заселений. Тому, якщо поблизу збудженого центра (наприклад, атома), що знаходиться на рівні E_2 (рис.8.12), пролітає фотон з енергією $h\nu_{12}$, то він стимулює перехід цього центру на рівень E_1 . При цьому з'являється другий фотон, який через свою бозонну природу має найбільшу вірогідність потрапити в той же стан, в якому знаходиться перший фотон, тобто придбати ту ж енергію, напрям руху і поляризацію, які має перший фотон. В своєму подальшому русі фотони стимулюватимуть народження нових фотонів з тими ж самими характеристиками. Таким чином, фотони, що з'явилися в результаті індукованого випуску, повинні згідно з самою

природою цього випуску мати однакову енергію, однаковий напрям руху, однакову поляризацію, тобто мати вельми високі когерентні властивості.

Тому необхідно мати пристрій, який виконував би вибірккові функції в процесах індукованого випуску. Таким пристроєм є оптичний резонатор, який формує високонаправлене випромінювання уздовж оптичної осі на довжині хвилі, що відповідає умові (8.30). Тільки це випромінювання здатне багато разів проходити через активну речовину, лавинно посилюючись за рахунок стимулюючих переходів. Тому випромінювання, що виходить з лазера, має високу ступінь когерентності.

Застосування когерентного випромінювання. Високий ступінь монохроматичності і мала розхідність когерентного оптичного випромінювання визначають області його практичного використання. Випромінювання з високою тимчасовою когерентністю може бути використано для передавання інформації на оптичних частотах; при вирішенні завдань, пов'язаних з оптичною інтерференцією (вимірювання відстаней, лінійних і кутових швидкостей, деформацій поверхонь і т. д.); як стандарт частоти. Висока спрямованість просторово-когерентного випромінювання обумовлює ряд його переваг перед некогерентним випромінюванням: невелику величину енергетичних втрат, пов'язаних з розходженням пучка; високе кутове розділення, що дозволяє точно спрямувати промінь на малий об'єкт і істотно скоротити перешкоди; можливість просторової фільтрації при прийманні сигналів. Звідси випливає, що вузьконаправлене оптичне випромінювання може бути ефективно використано при передаванні інформації на великі відстані, при оптичній локації виділених об'єктів (особливо для виділення об'єкта серед інших цілей), при вимірюванні кутів і відстаней за принципом, на якому засновані світлодалекоміри, в системах наведення за променем, при передаванні світлової енергії на найбільші відстані, для концентрації енергії в світловому пучку (оптичне різання, зварення) і т.д.

Оптично зв'язані напівпровідникові лазери можуть бути застосовані для побудови оптичних логічних елементів високої швидкодії. В наш час практично реалізовані логічні елементи на напівпровідникових лазерах з швидкодією порядку 10^{-10} с, на основі яких можуть бути створені надшвидкодійні пристрої ЕОМ, що мають максимальну розв'язку входу і виходу і високу перешкодостійкість.

8.6 Поняття про голографію

Голографія – це відносно новий напрям в когерентній оптиці, розвиток якого пов'язаний з появою і вдосконаленням джерел когерентного випромінювання – лазерів. В голографії, як і у фотографії, вирішується питання записування інформації, яку несе

світлова хвиля, відбита від об'єкта. Інформація про об'єкт міститься частково в амплітуді (*амплітудна інформація*), частково у фазі (*фазова інформація*). При фотографуванні на фотопластині фіксується інтенсивність хвилі і тим самим реєструється амплітудна інформація про об'єкт. Фазова інформація при цьому втрачається. Проте якщо хвиля має високу когерентність, то на фотопластині можна записати як амплітудну, так і фазову інформації, застосувавши метод голографії («голографія» перекладається як «повний запис»).

У основі методу голографії лежить *інтерференційний принцип*, згідно з яким для виявлення фазової інформації, що міститься в хвилі, треба створити інтерференцію досліджуваної (*об'єктної*) хвилі з деякою допоміжною (*опорною*) хвилею. Амплітуда результуючої хвилі міститиме інформацію як про амплітуду, так і про фазу об'єктної хвилі. При цьому обидві хвилі, що інтерферують, повинні мати високу когерентність, щоб забезпечити достатньо чітку інтерференційну картину на фотопластині (голограмі).

Для пояснення методу голографії розглянемо такий приклад (рис. 8.16, а). Від точкового джерела (об'єкта) O на фотопластину Φ падає сферична хвиля 1 (на рис. показано два промені під кутами α_1 і α_2). Це об'єктна хвиля. Одночасно на пластину падає плоска опорна хвиля 2. В результаті інтерференції цих хвиль виникає тонка система інтерференційних смуг. Ця система смуг, зафіксована на фотопластині, називається голограмою точкового об'єкта O .

Таким чином, інформація про об'єкт зберігається у вигляді інтерференційної картини, зафіксованої на голограмі. Щоб «прочитати» (відновити) цю інформацію, треба освітити голограму опорною хвилею (рис. 8.16, б).

При цьому в результаті дифракції світла на системі інтерференційних смуг виникнуть три дифракційні хвилі, причому в кожній точці голограми кут дифракції буде рівний тому куту, під яким в цю точку падав при записі голограми об'єктний промінь. З рис. 8.16, б видно, що хвиля 1 формує уявне зображення об'єкта, а хвиля 3 – дійсне зображення. Хвиля 1 є початковою об'єктною хвилею, відтвореною з голограми.

Наведений приклад дозволяє зрозуміти основні особливості голографічного методу:

- процес голографії є двоступінчатим: на першій стадії голограма записується, на другій прочитується; при прочитуванні голограми відтворюється початкова об'єктна світлова хвиля (неначебто сам об'єкт як і раніше відбивав світло);

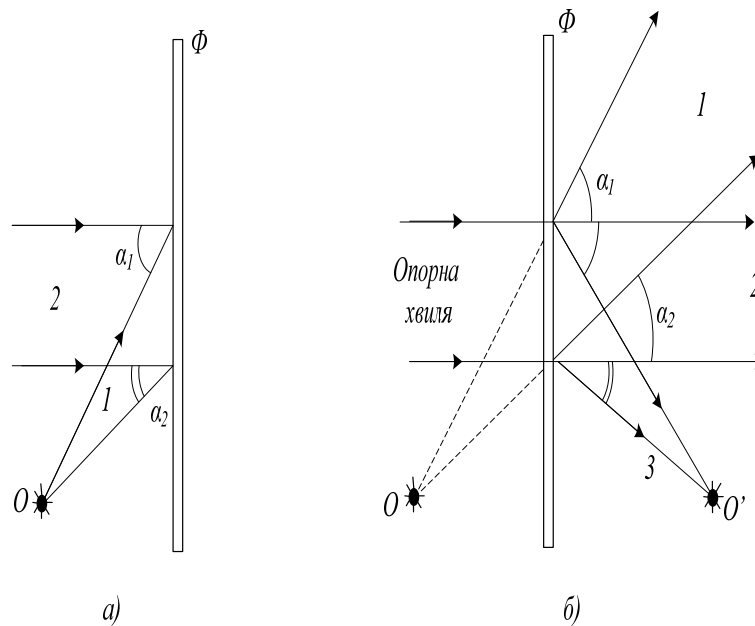


Рисунок 8.16 – До пояснення принципу голографії

- інформація про об'єкт записується інтегрально: кожна точка видимої поверхні об'єкта записується по всій поверхні голограми; тому псування частини поверхні голограми не приводить у багатьох випадках до втрати інформації;
- на відміну від фотографування метод голографії не потребує застосування лінзових систем.

При фотографуванні інформація передається по ланцюжку: об'єкт → світлова хвиля → фотопластина → око. В голографії ж інформація передається по іншому ланцюжку: об'єкт → світлова хвиля → фотопластина (голограма) → світлова хвиля → око. При цьому обидві світлові хвилі, фігуруючі в останньому ланцюжку, є еквівалентними. Тому при розгляді голограми (освітленою опорною хвилею) око спостерігача сприймає не двовимірне зображення об'єкта, а сам об'єкт як він є. При прочитуванні голограм тривимірних реальних об'єктів спостерігають саме тривимірні реальні об'єкти. Голограма відтворює об'ємне зображення, що має з оптичної точки зору властивості реального об'єкта.

Голографічний метод одержує широке практичне застосування для вирішення різних завдань, таких, як розпізнавання образів, побудова блоків пам'яті великої місткості, введення і виведення інформації, в технології виготовлення мікросхем і багатьох інших.

9 ТЕХНОЛОГІЧНІ ОСНОВИ НАПІВПРОВІДНИКОВОЇ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

9.1 Загальні відомості

В основу технології виготовлення виробів мікроелектроніки покладений інтегрально-груповий принцип, що передбачає одночасне формування великого числа елементів в неподіленому стані на загальній пластині (підкладці). При цьому кожний елемент утворюється як інтегральний результат оброблення окремих ділянок початкового матеріалу і додання їм властивостей відповідно до функціонального призначення елемента.

Головне завдання технології мікроелектроніки – створення ІМС з мінімальними розмірами структурних елементів, високим ступенем їх інтеграції, стабільністю властивостей і характеристик і високою надійністю. Технологія мікроелектроніки базується на багатьох технологічних прийомах, що раніше використовувались в напівпровідниковому виробництві і при виготовленні плівкових покриттів, що одержали подальший розвиток.

Як наголошувалося в розділі 1, в технології мікроелектроніки визначилися два головні напрями:

- *напівпровідниковий*, об'єднуючий процеси формування напівпровідникових структур;
- *плівковий*, об'єднуючий процеси формування плівкових структур.

Основу технології мікроелектроніки складають процеси обох напрямів; до окремої групи входять процеси формування закінченої конструкції ІМС. Для виготовлення ІМС певного конструктивно-технологічного типу використовують відповідну кількість різних процесів, виконуваних в певній послідовності.

Технологічним процесом мікроелектроніки називають процес виготовлення виробів з матеріалів, що складається з ряду послідовних технологічних і контрольних операцій.

Технологічна операція – закінчена частина технологічного процесу, виконувана на одному робочому місці і на одному устаткуванні. Складовими частинами технологічної операції є технологічні переходи й прийоми. В процесі виконання кожної технологічної операції відбувається поетапне формування структури ІМС. Важливим аспектом вдосконалення технології мікроелектроніки є інтеграція операцій на одному робочому місці.

Формування структури ІМС можна здійснити різними технологічними методами, які характеризуються певною сукупністю злагоджених технологічних операцій. Тому для виготовлення одного і того ж конструктивного типу ІМС можна використовувати різні

технологічні процеси. Проте з метою уніфікації технології і конструкції ІМС, а також для оптимізації «базового» (основного) структурного елементу ІМС найефективнішими є типові технологічні процеси, що забезпечують тільки певне конструктивне виконання ІМС. Такі процеси розробляються на основі різних технологічних операцій і методів.

Технологічну основу мікроелектроніки складають процеси, призначені для формування напівпровідникових і плівкових структур. З урахуванням класифікації, наведеної в розділі 1, до них відносяться процеси:

- *нанесення шарів* з різних матеріалів (напівпровідників, діелектриків, провідників) на поверхню напівпровідникових пластин і діелектричних підкладок (епітаксія, нарощування, напилення);
- *перерозподіли атомів* в об'ємі твердої фази для легування напівпровідників з метою створення локальних областей з різним типом електропровідності (дифузія, іонне легування);
- *перерозподіли атомів і видалення речовини* (літографія) для локального оброблення.

Необхідно відзначити, що ці процеси є сумісними; їх проведення засновано на групових методах оброблення.

9.2 Отримання шарів оксиду і нітриду кремнію

У виробництві напівпровідникових ІМС важливу роль відіграють шари оксиду SiO_2 і нітриду Si_3N_4 кремнію, які мають маскуючі, діелектричні, ізолюючі і захисні властивості. В конструкції напівпровідникових ІМС ці шари використовують для ізоляції елементів, як діелектрик підзатвора в МДН-транзисторах і діелектрик в МДН-конденсаторах, як підкладка для розміщення контактних площадок і внутрішньосхемних з'єднань з металевих плівок, для міжшарової ізоляції розведення і захисту кристалів.

У технології виготовлення напівпровідникових ІМС головне призначення шарів SiO_2 і Si_3N_4 – створення маски, необхідної при локальному обробленні напівпровідникових пластин. Крім того, шари SiO_2 використовують як джерело домішок при легуванні напівпровідників.

Отримання шарів SiO_2 і Si_3N_4 , спільно з літографією складають основу планарної технології ІМС.

Методи отримання шарів SiO_2 . За участю поверхні початкової напівпровідникової пластини в утворенні з'єднання SiO_2 методи отримання шарів оксиду кремнію поділяють на дві групи:

- методи, засновані на хімічній реакції при взаємодії матеріалу пластини з окислювачем;
- методи, засновані на формуванні окисної фази при поставці готових кремнієкисневих асоціацій із зовнішнього середовища.

У планарній технології частіше всього використовують (або можливе використання) таких методів:

- термічне окислення кремнію;
- осадження оксиду кремнію за допомогою піролізу силанів;
- анодне окислення в розчинах електроліту;
- окислення в тліючому розряді (низькотемпературній кисневій плазмі), плазмохімічне осадження;
- осадження оксиду за допомогою хімічних реакцій перенесення;
- реактивне катодне розпилювання кремнію;
- окислення пористого кремнію.

Кожний з перерахованих методів має певні переваги і недоліки при використуванні його у виробництві напівпровідникових структур.

Так, наприклад, піроліз силанів, реактивне розпилювання і реакції перенесення дозволяють одержувати оксидні шари не тільки на кремнії, але і на інших матеріалах, що може бути використане в планарних германієвих приладах, а також в приладах на основі з'єднань $A^{III}B^V$. Методи низькотемпературного окислення і реакції перенесення застосовують для створення пасивувальних шарів на структурах з рельєфом, анодне окислення — для створення шарів легованого оксиду, що дозволяє здійснювати дифузію з таких шарів. Для пасивації структур різної геометрії можна застосовувати також реактивне напилення.

Піроліз силанів використовують в планарній технології на кремнії для отримання товстих шарів оксиду при низьких температурах, коли термічне окислення неприйнятне через істотну зміну параметрів дифузійних шарів при температурах окислення. Такі шари необхідні в спеціальних типах транзисторів, зокрема в НВЧ-транзисторах, для зменшення сумарної ємності колектора, значний внесок в яку вносить ємність контактних площадок, розташованих на оксиді.

Найчастіше застосовують два методи: піроліз в потоці газу-носія і вакуумний піроліз.

При *піролізі, в потоці газу* газ-носії, проходячи через, барботер, захоплює пари силану і надходить в реакційну камеру, яка являє собою кварцову трубу, поміщену в піч з температурою, достатньою для розкладання силану. Звичайно використовують тетраоксисилан, що розкладається при 700°C . При розкладанні утворюється оксид кремнію,

який осідає на поміщені в робочу зону печі кремнієві пластини. Цей метод дає найдоскональніші за структурою шари, проте він дуже критичний до підбору швидкості газу-носія, конструкції утримувачів пластин й самої системи. Це пояснюється тим, що досить важко одержати ламінарний потік без завихрень, що дає рівномірні плівки по всій площі осадження. Крім того, зона, в якій розкладання силану не приводить ще до помітного зниження його концентрації в потоці, звичайно менша зони з постійною температурою в печі, а збільшення цієї зони за рахунок більшої швидкості потоку також приводить до нерівномірності плівок за товщиною через появу завихрень у утримувача з пластинами.

У тих випадках, коли рівномірність шару оксиду за товщиною є головною вимогою, застосовують *вакуумний піроліз*. Система отримання шарів при вакуумному піролізі аналогічна розглянутій, різниця лише в тому, що реакційна камера відкачується, а пари силану в контрольованій залишковій атмосфері подаються в систему через натікач. При цьому пари рівномірно розподіляються по всьому об'єму реакційної камери і дають рівномірне осадження в зоні з постійною температурою. Трудність методу полягає в створенні контрольованої атмосфери у відкачуваному об'ємі. Поява неконтрольованих забруднень різко погіршує якість одержуваних цим методом шарів.

Термічне окислення — найбільш поширене в планарній технології за кремнієвим методом, при якому шари оксиду одержують шляхом відпалу пластин в окислювальній атмосфері. Метод заснований на високотемпературних реакціях кремнію з киснем або кисневмісними речовинами. Термічне окислення вигідно відрізняється від інших методів технологічністю отримання високоякісних шарів. Оксидні шари досконалі за рівномірністю товщини і за структурою і мають високі діелектричні властивості. Застосування планарної технології на кремнії дає можливість поєднувати термічне окислення з процесом перерозподілу домішки (друга стадія дифузії), оскільки обидва ці процеси в більшості випадків можуть здійснюватися при одній і тій же температурі, вибраній з урахуванням вимог до дифузійних шарів.

Є два основні різновиди методу термічного окислення кремнію: а) високотемпературне окислення в атмосфері сухого кисню або зволжених газів (кисню, азоту, аргону), а також водяної пари при атмосферному тиску; б) окислення в парах води при високому тиску і температурі 500 – 800 °С.

Процес термічного окислення відбувається в три стадії:

- а) адсорбція окислювача на поверхні початкової пластини, покритої оксидом;
- б) перенесення окислювача через оксидний шар;
- в) реакція окислювача з кремнієм на межі поділу кремній – оксид кремнію.

Отримання шарів Si_3N_4 . Подальше вдосконалення методів нанесення захисних шарів на пластини кремнію визначається такими основними завданнями:

- освоєнням нових матеріалів, що мають кращі в порівнянні з термічним оксидом властивості;
- заміною процесу утворення шарів за рахунок матеріалу пластини процесами нанесення або осадження;
- зменшенням температурної дії на пластину в процесі нанесення на неї захисного шару.

Одним з перспективних матеріалів для захисту напівпровідникових структур на основі кремнію і їх ізоляції є нітрид кремнію Si_3N_4 .

Для отримання шарів нітриду кремнію використовують різні методи:

- осадження продуктів при протіканні реакцій взаємодії третрахлориду або силану – кремнію з аміаком або гідрозіном і тетраброміду кремнію з азотом;
- нанесення реактивним катодним розпилюванням, високочастотним реактивним розпилюванням, плазмохімічним осадженням кремнію в присутності азоту.

З методів, заснованих на хімічних реакціях, найбільше застосування одержало осадження шарів Si_3N_4 при взаємодії силану SiH_4 з гідразіном N_2H_4 . Нанесення здійснюють в кварцовій трубці, через яку пропускають водень, насичений гідразіном з добавками силану, при температурі $550 \div 950^\circ C$.

Високочастотне реактивне розпилювання засновано на розпилюванні в плазмі азоту атомів кремнію при бомбардуванні кремнієвої мішені іонами азоту і подальшої хімічної реакції. Його перевага перед реактивним катодним розпилюванням полягає в тому, що шари Si_3N_4 нечутливі до наявності в камері кисню.

У порівнянні з шарами SiO_2 шари нітриду кремнію внаслідок вищої густини і термостійкості мають кращі маскувальні і захисні властивості в меншій товщині (менше 0,2 мкм). При цьому можна одержати і менші розміри елементів. Шари Si_3N_4 можна наносити у багато разів швидше (до 10 нм/хв), ніж шари SiO_2 , і при нижчих температурах. Крім того, електрична міцність шарів Si_3N_4 вища, ніж шарів SiO_2 , і досягає 10^7 В/см, діелектрична проникність складає 6 – 9. Шари Si_3N_4 застосовують як самостійно, так і в поєднанні з шарами SiO_2 .

9.3 Літографія

Призначення і методи літографії. Формування структури ІМС засновано на локальному обробленні, яке здійснюють за допомогою *вільних (знімних)* і *контактних масок*. Контактні маски забезпечують менші розміри, велику точність і відтворність елементів ІМС. Для отримання контактних і вільних масок застосовують різні літографічні процеси.

Літографія заснована на властивостях стійкого до подальших агресивних технологічних дій матеріалу – *резисту*, здатного необоротно змінювати свої властивості під впливом опромінювання з певною довжиною хвилі. При цьому шар резисту наносять на поверхню тіла, що піддається локальному обробленню, і опромінюють його через спеціально призначений для цих цілей *шаблон*. В результаті хімічного оброблення при проявленні з окремих ділянок резист видаляється а той, що залишився на поверхні резист використовується як маска. Резист служить як основна або проміжна контактна маска при локальному обробленні.

У разі використання резисту як проміжної маски для основної маски в планарній технології застосовують шари оксиду і нітриду кремнію, плівки деяких металів. Його використовують і для отримання вільної маски.

Залежно від довжини хвилі l , застосованого опромінювання розрізняють оптичну ($l = 300-400$ нм), електронну ($l = 0,1$ нм), рентгенівську ($l = 0,1-1$ нм) і іонно-променевою ($l = 0,05-1$ нм) літографію. При цьому за допомогою різних способів отримання топологічних конфігурацій на шаблоні і оброблюваній поверхні розроблені різні варіанти методів літографії (рис. 9.1).

Оптична літографія (фотолітографія) може бути контактною і безконтактною (фотолітографія з мікросазором і проекційна фотолітографія).

Електролітографія передбачає отримання топологічної конфігурації на оброблюваній поверхні безпосередньо і послідовно шляхом передавання топології шаблону на резист сфокусованим одиничним променем (скануюча) або шляхом одночасної проекції всієї топології (проекційна).

Рентгенолітографія, так само як і фотолітографія, заснована на проекційному методі передавання топологій шаблону на оброблювану поверхню.

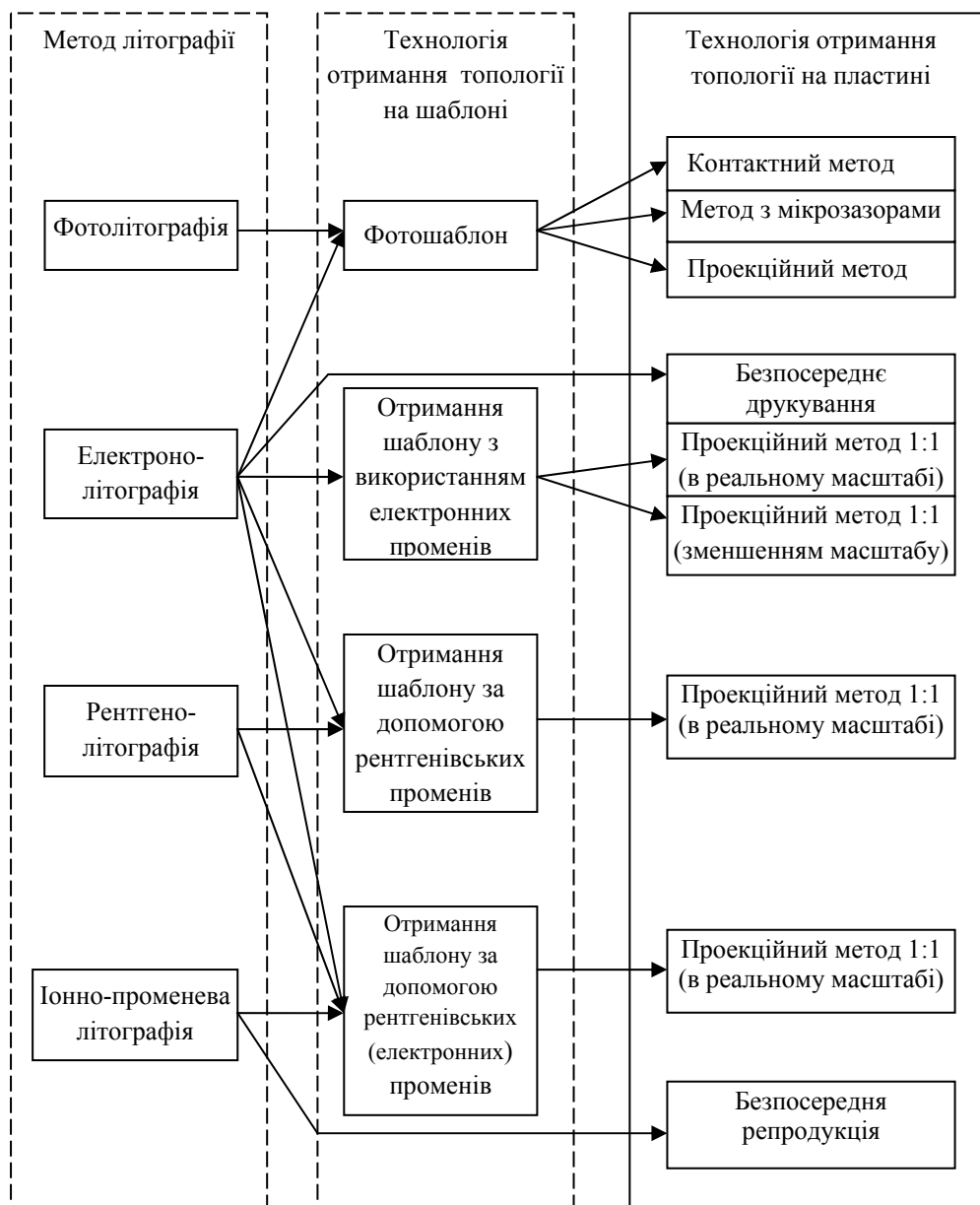


Рисунок 9.1 – Варіанти методів літографії

Оптична літографія (фотолітографія) може бути контактною і безконтактною (фотолітографія з мікрозазором і проекційна фотолітографія).

Електронолітографія передбачає отримання топологічної конфігурації на оброблюваній поверхні безпосередньо і послідовно шляхом передавання топології шаблону на резист сфокусованим одиничним променем (скануюча) або шляхом одночасної проекції всієї топології (проекційна).

Рентгенолітографія, так само як і фотолітографія, заснована на проекційному методі передавання топологій шаблону на оброблювану поверхню.

Іонно-променева літографія передбачає використання іонних пучків для експонування резистів. На практиці можливе різне поєднання методів літографії для отримання топології на шаблоні і оброблюваній поверхні пластини.

У технології мікроелектроніки процеси літографії широко застосовуються при формуванні напівпровідникових і плівкових структур, отриманні шаблонів, локальному глибинному травленні напівпровідників, діелектриків, металів, виготовленні вивідних рамок, балочних виводів, стрічкових носіїв, необхідних для складання ІМС, а також для створення захисних масок при локальному легуванні напівпровідникових пластин і хімічному електрохімічному або вакуумному нанесенні плівок.

Широке застосування методів літографії обумовлено рядом їх властивостей:

- гнучкістю методів, що дозволяють легко переходити від однієї топології до іншої шляхом зміни шаблону;
- високою відтворністю і роздільною здатністю;
- універсальністю, що забезпечує застосування процесів для найрізноманітніших цілей (травлення, легування, осадження);
- високою продуктивністю, обумовленою груповим процесом оброблення.

Від досконалості процесів літографії залежать ступінь інтеграції і швидкодія ІМС, які визначаються мінімальними розмірами елементів, а також якість і надійність ІМС.

Процеси літографії безперервно удосконалюються у напрямі підвищення прецизійності і зменшення топологічних розмірів.

Контактна фотолітографія. Фотолітографія є складним технологічним процесом, заснованим на використуванні необоротних фотохімічних явищ, що відбуваються у фоторезистивних шарах при локальному опромінюванні їх ультрафіолетовим промінням. Основним робочим інструментом для фотолітографії є фотошаблон, а для формування фоторезистивного шару застосовують фоторезисти. Сутність контактної фотолітографії в тому, що при передаванні топологічного зображення з фотошаблону на фоторезист фотошаблон щільно прилягає до поверхні пластини (підкладки) з нанесеним фоторезистом.

Фотошаблон – плоскопаралельна пластина з прозорого матеріалу для цілей фотолітографії, на яку нанесений рисунок у вигляді непрозорих і прозорих для світла певної довжини хвилі ділянок, створюючих топологію одного з шарів структури ІМС або групи ІМС, багато разів повторених в межах активного поля пластини. Фотошаблон може бути у вигляді негативного або позитивного зображення фотооригіналу, одержаного шляхом його багатократного фотографування (з метою зменшення) з високим ступенем, точності. Рисунок ІМС на фотошаблоні,

що є декількома сотнями або тисячами зображень, що повторюються, одержують в масштабі 1:1.

Процес отримання фотошаблону з розмноженим зображенням називають мультиплікуванням.

Розрізняють еталонні, проміжні і робочі фотошаблони.

Еталонний – це перший фотошаблон в процесі виготовлення з повним набором зображень структур, з якого звичайно одержують проміжні (первинні) або робочі копії фотошаблонів.

Проміжний (первинний) фотошаблон – це копія, одержана контактним або проекційним методом з еталонного фотошаблону у вигляді його дзеркального відбиття. Він служить для отримання фотодруком *робочих фотошаблонів*.

Для виконання фотошаблонів застосовують фотопластили з роздільною здатністю до 1200 ліній/мм і високороздільну оптику. Виготовляють фотошаблони, за допомогою яких реалізуються елементи ІМС розміром 0,7 – 6,4 мкм (межа роздільної здатності оптичних систем 0,11 мкм).

Робочі фотошаблони бувають двох типів: *емульсивні*, які дозволяють проводити не більше 20 операцій контактного друку, і *металізовані* з плівкою хрому, які дозволяють проводити до 3000 операцій контактного друку. Процес отримання фотошаблону вимагає особливої уваги і високої точності при виконанні операцій.

Фоторезисти – світлочутливі і після прояву стійкі до дії агресивних середовищ (кислот, лугів) речовини. Світло, діючи на ці матеріали або руйнує молекули, або викликає їх додаткову полімеризацію. За способом утворення рисунка на поверхні напівпровідникової пластини фоторезисти ділять на негативні і позитивні. У негативного фоторезисту при освітленні зростає ступінь полімеризації і захищена фоторезистом ділянка має вигляд світлої плями, а з неосвітлених ділянок при проявленні фоторезист видаляється. Позитивний фоторезист при освітленні руйнується і при проявленні видаляється з освітлених ділянок, а світла пляма дає не захищену фоторезистом ділянку. Фоторезисти поділяють також на кислотостійкі і лугостійкі. Критеріями оцінювання фоторезистів є чутливість, кислотостійкість і *роздільна здатність*.

Чутливість – ступінь полімеризації залежно від тривалості дії світла. Її оцінюють величиною S , обернено пропорційною експозиції H :

$$S = I / H = I / (Et), \quad (9.1)$$

де E – освітленість; t – час експозиції.

Значення S фоторезисту визначає продуктивність процесу фотолітографії. Розрізняють інтегральну і спектральну чутливість.

Кислотостійкість – здатність протистояти дії кислот. Єдина оцінка кислотостійкості фоторезистів поки не вироблена. Запропонована,

наприклад, така методика визначення кислотостійкості: створення на підкладці захисного шару фоторезисту у вигляді трикутника з висотою, яка перевищує в 10 разів його підкладку, витримка цього зразка в травленні протягом певного часу і вимірювання величини зменшення загостреної вершини трикутника. Одержаний результат вважають оцінкою кислотостійкості.

Стійкість фоторезисту до хімічних дій залежить не тільки від хімічного складу, але також від товщини і стану фоторезистивного покриття, зокрема від його адгезії до підкладки. Тому кислотостійкість фоторезистів часто оцінюють чинником травлення

$$K = h / x, \quad (9.2)$$

де h – глибина травлення; x – бічне травлення.

Чим менше значення x при заданій товщині h , тим вища кислотостійкість.

Роздільна здатність – число чітко помітних ліній (штрихів) однакової ширини, розташованих паралельно із зазором, рівним ширині штриха, які фоторезист дозволяє створювати на 1 мм довжини:

$$R = 1000 / (2l), \quad (9.3)$$

де l – ширина штриха і зазору, мкм.

Наявні фоторезисти мають роздільну здатність шару 1000–2000 ліній/мм. При фотолітографії розрізняють ще роздільну здатність всього процесу отримання конфігурацій в захисній масці на підкладці.

Безконтактна фотолітографія. При формуванні ІМС підвищеного ступеня інтеграції на пластинах великого діаметра, що досягається підвищенням роздільної здатності, граничної точності поєднання при мінімальній густині дефектів методом літографії, контактна фотолітографія має обмежене застосування.

Основними чинниками, що обмежують можливості контактної фотолітографії, є:

- неминучість механічного пошкодження робочих поверхонь фотошаблонів і пластин, що вимагає частої заміни фотошаблонів;
- вдавлення у фоторезистивний шар пилинок, мікрочастинок і ін., а також налипання фоторезисту на фотошаблоні при щільному контакті фотошаблону з фоторезистом;
- неможливість забезпечення повного щільного контакту фото-шаблону з пластиною через неідеальність площинної контактної поверхні, що приводить до зниження роздільної здатності;
- неминучість зсуву фотошаблону щодо пластини при переході від поєднання, коли рисунки, що суміщаються, розташовані в різних площинах до експонування.

Безконтактна фотолітографія не має цих обмежень. Вона здійснюється двома методами: на мікрозазорі і проєкційним.

Фотолітографія на мікрозазорі заснована на використуванні ефекту подвійного або множинного джерела випромінювання, яке створюється в системах експонування спеціальної конструкції. Ультрафіолетове проміння падає на фотошаблон і підкладку похило під однаковими кутами до загальної оптичної осі системи експонування. За рахунок нахилу променя дифракційні явища за прозорими ділянками фотошаблону усуваються або зводяться до мінімуму, рівномірність опромінювання країв пластини поліпшується, підвищується точність передавання рисунка. Завдяки виключенню дифракційних явищ досягається висока роздільна здатність. Так, наприклад, при шарі позитивного фоторезисту завтовшки 1,8 мкм можна одержати елемент рисунка менше 2 мкм (при зазорі фотошаблон – підкладка 10 мкм) або менше 3,5 мкм (при зазорі 30 мкм). Розмір зазору може точно задаватися плівкою полієфіру або периферійними смугами на фотошаблоні, наприклад, з кварцу. Промислове обладнання для експонування на мікрозазорі значно складніше, ніж установки для контактного експонування. Разом з тим системи дозволяють знизити час експонувань до 2 – 5 с і забезпечують рівномірність освітлення підкладок великої площі.

Проєкційна фотолітографія відрізняється від контактної технікою виконання операцій поєднання і експонування. Процес поєднання спрощується, оскільки за допомогою спеціальних об'єктивів зображення фотошаблону проєктується на площину пластини або, навпаки, зображення пластини проєктується на площину фотошаблону і таким чином оператор спостерігає зображення пластини й фотошаблону в одній площині. У зв'язку з цим виключаються проблема глибини різкості об'єктиву і пов'язана з нею проблема точного устанавлення малого зазору пластини – фотошаблон. Тривалість поєднання зменшується, точність підвищується. Після поєднання зазор між пластиною і фотошаблоном залишається і зображення фотошаблону проєктується на площину пластини.

Роздільна здатність проєкційної фотолітографії вища, оскільки виключається дифракція випромінювання в зазорі. Метод проєкційної фотолітографії більшою мірою, ніж метод контактної фотолітографії, дозволяє автоматизувати процес виробництва ІМС.

Основна технічна трудність проєкційної фотолітографії – складність розроблення високороздільних об'єктивів на великі поля зображень, тому одночасне проєктування повного рисунка фотошаблону на підкладку не завжди здійснимо. У разі ж послідовного поелементного проєктування зображення, яке можна виконувати за допомогою фотоповторювачів, продуктивність проєкційної фотолітографії різко знижується.

Проекційна фотолітографія висуває вищі вимоги до площинної поверхні пластини, потужності і монохроматичності УФ-джерела, рівномірності товщини фоторезистивного шару.

Не дивлячись на технічні труднощі, проекційна фотолітографія є найперспективнішим оптичним методом отримання конфігурації елементів ІМС.

Електронолітографія. Метод електронолітографії полягає у формуванні топологічних конфігурацій з субмікронними розмірами на пластині або шаблоні, покритих резистом, за допомогою електронного променя. Метод заснований на нетермічній взаємодії прискорених електронів з електронрезистом, здійснюваній у вакуумних установках.

Електронрезист – нечутливий до видимого і ультрафіолетового випромінювання полімерний матеріал, який змінює свої властивості при взаємодії з електронами (як електронрезист іноді використовують і фоторезисти).

Електронне бомбардування викликає збудження і іонізацію молекул електронрезиста. При цьому, маючи запас великої енергії, електрони розривають майже всі хімічні зв'язки на своєму шляху і відбувається деструкція електронрезисту. Одночасно відбувається поперечне зшивання молекул – структура електронрезисту. Оскільки в кожному конкретному полімері один з цих ефектів переважає, електронрезисти (аналогічно фоторезистам) поділяються на негативні і позитивні. Ступінь структури негативних електронрезистів і деструкція позитивних електронрезистів пропорційні дозі опромінювання (величині заряду електронів на одиницю площі). Для повного протікання цих процесів енергія електронів повинна бути достатньою, щоб довжина їх вільного пробігу перевищувала товщину шару електронрезисту. Для цих цілей застосовують установки з прискорюючою напругою більше 10 кВ, що відповідає довжині хвилі електронів 100 – 50 нм. Тим самим досягається формування топологічних конфігурацій з розмірами елементів 0,1 – 0,2 мкм.

У наш час доведена принципова можливість отримання електронних пучків з довжиною хвилі менше 0,1 нм, тобто роздільна здатність електронолітографії може досягати значень, близьких до 0,1 нм.

Особливість електронолітографії – відсутність необхідності в попередньому викреслюванні оригіналу топології в збільшеному масштабі з подальшим багатократним її зменшенням до розмірів оригіналу. Топологію в масштабі 1 : 1 можна переносити на пластину або шаблон шляхом управління електронним пучком безмасочним способом. Розроблені різні варіанти технології електронолітографії. На практиці найбільше поширення набули два методи електронолітографії: оброблення сфокусованим одиничним пучком (скануюча електронолітографія) для безпосереднього формування топології на

пластині і електронна проекція всього зображення (проекційна електронолітографія) на пластину в істинному або зменшеному масштабі.

Скануюча електронолітографія заснована на формуванні зображення при переміщенні (скануванні) сфокусованого пучка електронів по поверхні, покритої електронорезистом, під впливом електричного і магнітного полів за заданою програмою. Для її реалізації застосовують растрові електронні мікроскопи (РЕМ) або спеціалізовані електронно-променеві прискорювачі (ЕПП).

Проекційна електронолітографія заснована на передаванні всього топологічного рисунка шаблону на пластину з електронорезистом. При цьому передавання рисунка може здійснюватися в істинному (1:1) або зменшеному масштабі.

Метод проекційної електронолітографії відрізняється високою продуктивністю і тривалим терміном служби фотокатода.

Рентгенолітографія. Метод рентгенолітографії заснований на взаємодії характеристичного рентгенівського випромінювання з рентгено-резистами, що приводить до зміни їх властивостей збільшенню або зменшенню стійкості до проявників.

Характеристичне рентгенівське випромінювання викликається взаємодією прискорених електронів з електронами внутрішніх оболонок атомів матеріалу мішені в процесі її опромінювання, в результаті електрони атомів мішені переходять з внутрішніх оболонок на зовнішні або покидають атом. При цьому переходи електронів на внутрішні оболонки атома, що звільнилися, супроводжуються характеристичним рентгенівським випромінюванням з довжиною хвилі 0,1—10 нм.

Рентгенорезисти полімерні матеріали, які руйнуються (позитивні) або зшиваються (негативні), під дією рентгенівських променів. В хімічних перетвореннях руйнування або зшивання молекул рентгенорезисту основну роль відіграють електрони, що звільнилися при опромінюванні з внутрішніх оболонок атомів.

На практиці найчастіше використовують позитивний резист на основі поліметилметакрілата (РММА), який застосовують також в електронолітографії. Він відрізняється високою стабільністю властивостей, нестійкістю до ультрафіолетового опромінювання, стійкістю до дії кислот (окрім соляної) при проявленні.

У технології мікроелектроніки використовують проекційний метод рентгенолітографії, аналогічний методу фотолітографії на зазорі: між пластиною, на яку нанесений рентгенорезист, і джерелом рентгенівського випромінювання поміщають шаблон, що відображає конфігурацію одного топологічного шару ІМС. При опромінюванні зображення шаблону проектується на резист. Можливе одночасне опромінювання декількох пластин.

Іонно-променева літографія. Вона заснована на використуванні іонів гелію для експонування поверхні пластин, покритих резистом. Розрізняють два методи іонно-променевої літографії:

- скануюча іонно-променева літографія;
- проєкційна іонно-променева літографія з шаблоном.

Скануюча іонно-променева літографія з сфокусованим променем аналогічна скануючій електронолітографії. Для її реалізації використовують установки безпосередньої репродукції (БПР) зображення на пластину. В установці БПР іони, що виходять з джерела, формуються в промінь системою лінз і фокусуються на пластині, покритій резистом. Для експонування сфокусований промінь встановлюється в точно задане положення і сканується по невеликому квадратному полю на поверхні пластини за допомогою електростатичної відхиляючої системи. Розміри поля сканування обмежені (не більше 1 мм^2) через збільшення перерізу променя на краях поля. Передавання зображення на всю поверхню пластини досягається з'єднанням спеціальних міток, розташованих на кожному полі. Така літографія застосовна для створення елементів з особливо малими розмірами — від $0,03$ до $0,3 \text{ мкм}$, що досягається малим розсіюванням сфокусованого іонного променя.

Проєкційна іонно-променева літографія з шаблоном заснована на опромінюванні колімірованим променем шаблону, що знаходиться на невеликій відстані від покритої резистом пластини. Отвори в поглинаючій іоні плівці, розташованій на шаблоні, визначають експоновану конфігурацію топології. Така літографія аналогічна рентгенолітографії. В обох методах використовуються несфокусовані джерела опромінювання і майже однакові шаблони.

9.4 Легування напівпровідників дифузією

Методи легування напівпровідників. В сучасній технології виготовлення напівпровідникових ІМС і БІС легування напівпровідників є одним з базових процесів. Неухильна швидкодія і ступінь інтеграції ІМС як біполярних, так і МДН-ІМС, досягається постійним зменшенням геометричних розмірів напівпровідникових структур за рахунок вдосконалення методів локального легування напівпровідників при відповідному підвищенні якості і роздільної здатності методів літографії.

За ознакою спільності фізичних явищ і технологічних прийомів сучасні методи легування можна поділити на такі основні групи (рис. 9.2):

- високотемпературна дифузія;
- іонна імплантація;

– радіаційно-стимулююча дифузія.

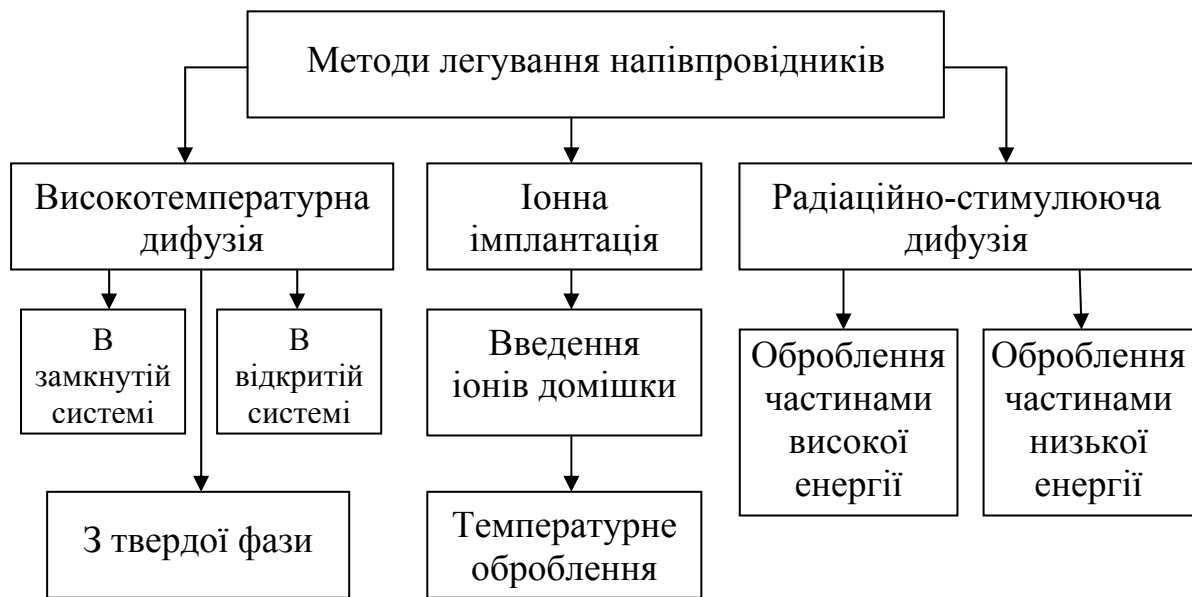


Рисунок 9.2 – Методи легування напівпровідників

Для кожної групи характерне використання спеціалізованого технологічного устаткування, що забезпечує проведення процесу в строго контрольованому режимі. Оскільки основні характеристики ІМС визначаються параметрами p - n -переходів і легованих областей, які залежать від розподілу домішок в структурах при легуванні, до процесів легування висувають жорсткі вимоги з прецизійності геометричних розмірів легованих областей і точності розподілу концентрації домішки. Це, у свою чергу, обумовлює вимоги до технологічних режимів процесів легування із забезпечення заданого розподілу введеної домішки.

Високотемпературна дифузія. Методи дифузії є основними і найпоширенішими при легуванні напівпровідників.

При дифузії в кристалах розрізняють переміщення домішкових атомів і атомів даного твердого тіла (самодифузія). Швидкість дифузії залежить від градієнта концентрації атомів. Чим більший градієнт концентрації, тим інтенсивніше переміщення атомів.

Теоретично в реальних кристалах передбачається три механізми дифузії: взаємний обмін місцями (обмінний), як в ідеальному кристалі; поміж вузлами; по вакансіях.

Математичний опис дифузійних процесів стосовно ідеальних газів і розчинів був вперше зроблений в 1855 р. А. Фіком у вигляді двох законів, заснованих на рівняннях теплопровідності.

Перший закон Фіка характеризує швидкість дифузії атомів однієї речовини в іншу при постійному в часі потоці цих атомів і незмінному градієнті їх концентрації:

$$j = - D \nabla N, \quad (9.4)$$

де j – вектор густини потоку атомів речовини; D – коефіцієнт пропорційності або коефіцієнт дифузії; ∇N – вектор градієнта концентрації дифундуючих атомів.

Коефіцієнт дифузії визначає густина потоку атомів речовини при заданому градієнті концентрації. Оскільки дифузійний потік атомів речовини йде у напрямі вирівнювання перепаду концентрації, то коефіцієнт D (см²/с) є мірою швидкості, з якою система здатна за заданих умов вирівняти різницю концентрацій. Ця швидкість залежить тільки від рухливості дифундуючих атомів в кристалічних ґратках напівпровідника.

Швидкість дифузії залежить від кристалографічного напрямку, проте за звичайних умов в напівпровідниках виявляється тільки слабка анізотропія. Крім того, при підвищених температурах в реальному технологічному процесі переважне переміщення атомів в найбільш «вигідному» кристалографічному напрямі перекривається безладним броунівським тепловим рухом атомів.

Градієнт концентрації при об'ємній дифузії має три складових по координатних осях. Якщо глибина дифузії значно менша поперечних розмірів площі, на якій вона відбувається, то приймають, що дифузія йде в одному напрямі. Одновимірне рівняння Фіка має вигляд

$$j(x) = - D \frac{dN}{dx}, \quad (9.5)$$

де $j(x)$ – густина потоку або число атомів речовини, перенесених в одиницю часу через одиничну площу; dN/dx – градієнт концентрації дифундуючої домішки у напрямі дифузії.

Другий закон Фіка визначає швидкість накопичення розчиненої домішки в будь-якій площині, перпендикулярній напрямку дифузії. Для одновимірного випадку

$$dN/dt = [d/dx \cdot D \cdot dN/dx], \quad (9.6)$$

де dN/dt – зміна концентрації дифундуючої речовини в часі.

У загальній формулі (9.6) враховується можлива залежність коефіцієнта дифузії від концентрації домішки, оскільки частота обміну місцями атомів залежить від структури напівпровідника. Якщо коефіцієнт D вважати постійним, то рівняння (9.6) прийме вигляд

$$\frac{dN}{dt} = D \frac{d^2 N}{dx^2}. \quad (9.7)$$

При цьому передбачається, що температура дифузійного процесу і, отже, значення коефіцієнта дифузії D , дуже залежного від температури, залишаються незмінними. Проте якщо концентрація дифундуючої домішки достатньо велика, то коефіцієнт дифузії також залежить від неї, що необхідно враховувати при розв'язанні рівняння (9.7).

Розподіл домішок. В процесі отримання мікроелектронних структур нерідко розв'язують задачі, в яких за наперед відомим коефіцієнтом дифузії визначають деякі дифузійні характеристики: розподіл концентрації домішки, товщину дифузійного шару, потік дифузанта через яку-небудь поверхню, кількість введеної домішки і т.д. Для цього потрібне розв'язання рівняння другого закону Фіка.

Практично при створенні напівпровідникових ІМС становлять інтерес два випадки дифузії: з нескінченного і скінченного джерела домішки.

Дифузія з нескінченного (постійного) джерела домішки в напівпровідникову пластину, діаметр якої значно більший її товщини, відбувається на глибину, істотно меншу товщини пластини. Під нескінченим (постійним) джерелом розуміють такий стан системи, коли кількість домішки, що йде з приповерхневого шару напівпровідника в його об'єм, рівна кількості домішки, що надходить в приповерхневий шар. Таким є джерело домішки з нескінченно великим вмістом атомів, які в ньому і у поверхні напівпровідникової пластини мають істотно більші швидкості, ніж в об'ємі пластини. Початкову і граничну умови в цьому випадку записують таким чином:

$$\left. \begin{aligned} N(x, 0) &= 0 \text{ при } x > 0, t = 0, \\ N(0, t) &= N_s \text{ при } x = 0, t \geq 0, \\ N(\infty, t) &= 0 \text{ при } x \rightarrow \infty, t \geq 0. \end{aligned} \right\} \quad (9.8)$$

де x – відстань від поверхні; $x = 0$ – координата поверхні, через яку відбувається дифузія; N_s – приповерхнева концентрація домішки, підтримувана постійною протягом всього процесу; $N(x, t)$ – концентрація дифундуючої домішки на будь-якій глибині у будь-який час; t – час дифузії.

За цих умов розв'язання рівняння другого закону Фіка має вигляд

$$N(x, t) = N_s \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x/2\sqrt{Dt}} \exp(-\lambda^2) d\lambda \right], \quad (9.9)$$

де λ – змінна інтеграції.

Другий член в квадратних дужках є виразом функції помилок, тому рівняння (9.9) можна записати таким чином:

$$N(x, t) = N_s (1 - \operatorname{erf} x/2\sqrt{Dt}) \quad (9.10)$$

або

$$N(x, t) = N_s (1 - \operatorname{erfc} x/2\sqrt{Dt}), \quad (9.11)$$

де erfc – символ, що означає доповнення функції помилок до одиниці.

Формула (9.11) описує розподіл концентрації домішки залежно від координати (глибини) і часу (рис. 9.3,а).

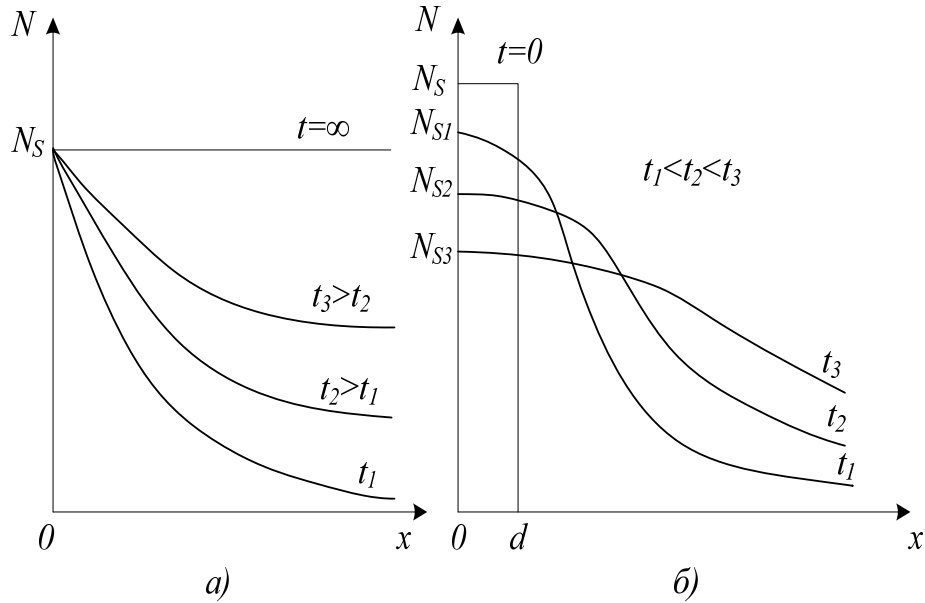


Рисунок 9.3 – Графіки розподілу концентрації домішки в напівпровіднику при $t_1 < t_2 < t_3$; *a* – за законом доповнювальної функції помилок; *б* – за законом Гауса

З формули (9.11) виходить, що розподіл домішки визначається її приповерхневою концентрацією N_s , коефіцієнтом дифузії D і часом дифузії t . Якщо процес дифузії перервати, а потім відновити, то загальний розподіл домішки

$$N(x, t) = N_s \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{D_1 t_1 + D_2 t_2}}. \quad (9.12)$$

У цьому виразі індекси 1 і 2 відносяться відповідно до першої і другої стадій процесу.

Максимальне значення приповерхневої концентрації (9.10), (9.11) обмежується межею розчинності домішок, дифундуючих в напівпровідник. Густина потоку домішкових атомів, проникаючих в напівпровідник через поверхню при $x = 0$,

$$j(t) = -D \left. \frac{dN}{dx} \right|_{x=0} = \frac{x^2}{e^{4Dt}} \left. \frac{DN}{\sqrt{\pi Dt}} \right|_{x=0} = N_s \sqrt{\frac{D}{\pi t}}. \quad (9.13)$$

Кількість домішок дифундуючих в напівпровідник за час t

$$Q = \int_0^t j(t) dt = 2N_s \sqrt{\frac{Dt}{\pi}}. \quad (9.14)$$

Дифузія зі скінченного (обмеженого) джерела має місце, коли граничною умовою є абсолютно непроникна поверхня. При цьому потік через поверхню ($x = 0$) відсутній при всіх значеннях t і 0 , тобто

$$\left. \frac{dn(x,t)}{dx} \right|_{x=0} = 0.$$

Умови дифузії зі скінченного джерела домішки одержують таким чином: в тонкому приповерхневому шарі напівпровідникової пластини d створюють надмірну концентрацію домішки N_s (заганяння), після чого поверхню пластини покривають матеріалом із значно меншим, ніж у напівпровідника, коефіцієнтом дифузії (наприклад, SiO_2) і піддають нагріву, під час якого відбувається дифузія домішки в глибину пластини (розгін), а на її поверхні (при $x = 0$) потік домішки практично рівний нулю протягом будь-якого часу. При цьому початкові умови для домішкового розподілу такі:

$$N(x, 0) = \begin{cases} N_s, & 0 \leq x < d, \\ 0; & x > d. \end{cases} \quad (9.15)$$

За цих умов розв'язок рівняння другого закону Фіка має вигляд

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{Dt}} \exp \left[- \left[\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right]^2 \right], \quad (9.16)$$

де Q – загальна кількість домішки в напівпровідниковій пластині у будь-який момент часу.

Рівняння (9.16) є функцією розподілу (закон) Гауса і показує розподіл концентрації домішки залежно від глибини і часу (рис. 9.3, б).

Порівняння рівнянь (9.11) і (9.16), що описують розподіл домішки для двох основних граничних умов, показує: в першому випадку концентрація домішки на поверхні пластини залишається постійною, а усередині пластини весь час підвищується і при $t \rightarrow \infty N(x, t) \rightarrow N_s$; у другому випадку концентрація домішки на поверхні пластини постійно зменшується і при $t \rightarrow \infty$ загальна кількість домішки в пластині Q прямує до рівномірного розподілу на всій її глибині.

Дифузія з нескінченного джерела проводиться в основному при ізоляції напівпровідникових структур і формуванні емітерних областей, а дифузія зі скінченного джерела – при створенні багатошарової структури і формувань базових областей транзисторів, а також при ізоляції структур.

Радіаційно – стимулююча дифузія. Цей метод дифузії заснований на введенні домішки в результаті бомбардування напівпровідникового кристала легкими іонами з енергією, достатньою для зсуву атомів підкладки в міжвузлові положення.

Вакансії, що утворюються, мігрують в кристалі, міняючись положенням в ґратках з сусідніми атомами, внаслідок чого домішкові атоми займають положення у вузлах кристалічних ґраток, здійснюють таку дифузію з поверхневого джерела домішки, сформованого наперед шляхом додаткового оброблення поверхні пластини іонами електрично неактивних домішок (H, He, N, Ar і ін.). Опромінювання проводиться або в процесі

термообробки, або перед нею іонами високої енергії (10-100 кеВ), низькоенергетичними іонами або нейтральними частинками (до 5 кеВ). Глибина проникнення домішки з поверхневого джерела залежить від тривалості бомбардування t , енергії іонів і інтенсивності опромінювання.

Розподіл концентрації домішок при радіаційно-стимулюючій дифузії визначається виразом

$$N(x, t) = N_s \exp \left[-L_d^2 / (D_0 t) \exp (x/L_d) \right], \quad (9.17)$$

де N_s – поверхнева концентрація; L_d – дифузійна довжина пробігу дефекту; $D_0 = N_{t0} D_n / N_{tn}$ – коефіцієнт дифузії залежний від надмірної N_{t0} відносно термічно рівноважної N_{tn} концентрації коефіцієнта дифузії вакансій D_n .

Технологія радіаційно-стимулюючої дифузії проводиться при температурах 600-700°C, що значно нижче за температури високотемпературної дифузії. При цьому напрям дифузійного потоку визначається не градієнтом домішки в пластині, а розташуванням шару порушень, створюваних іонним променем, а швидкість генерації дефектів визначається не температурою, а параметрами іонного променя. В результаті велика частина введеної домішки знаходиться у вузлах кристалічних ґраток в електрично активному стані.

Радіаційно-стимулююча дифузія дозволяє одержувати леговані шари з різним профілем розподілу концентрації домішок – експоненціально затухаючої або майже прямокутної форми. Даний метод дифузії найбільш доцільний при легуванні напівпровідникових з'єднань, а також напівпровідників, в яких дифузія відбувається при дуже високих температурах.

9.5 Іонне легування напівпровідників

Мікроелектронні структури можна одержувати за допомогою електронного і іонного променів (пучків). Таку технологію називають еліонною, а всі питання, що відносяться до її реалізації – еліонікою.

Еліонну технологію застосовують для різних видів оброблення – мікрофрезерування (гравіювання, літографії), мікрозварювання, різці, створення p - n -переходів і ін., а також для інтенсифікації фізико-хімічних процесів, що відбуваються на поверхні напівпровідникової або діелектричної підкладки, десорбції, полімеризації, конденсації, деструкції і т.д.

Найбільш широко використовують еліоніку в технології напівпровідникових ІМС для локального легування напівпровідників, заснованого на іонному впровадженні домішок.

Сутність іонного легування полягає в такому. Іони домішки, одержувані із спеціальних джерел, швидшають і фокусуються в електричному полі, потрапляють на підкладку, бомбардуючи її. Маючи

велику енергію (10-103 кеВ), вони впроваджуються в поверхневий шар напівпровідника. При впровадженні в кристалічні ґратки іони втрачають свою енергію внаслідок кулонівської взаємодії з атомами ґратки, порушуючи або іонізуючи їх, так і через пружні (ядерних) зіткнення з атомами, в результаті яких утворюється велике число точкових дефектів ґратки (міжвузлові атоми підкладки і вакансії). В загальному випадку при іонному впровадженні атоми домішки частково займають певне положення в ґратках, а частково підпорядковане. Для впорядкування порушеної упровадженням іонів структури і тим самим створення електрично активної домішки підкладки піддають відпалу при температурі 650—700°C. Застосовують також лазерний відпал.

Таким чином, *процес іонного легування складається* з впровадження іонів і відпалу, одночасного з упровадженням або після нього.

Характерною особливістю іонного легування є те, що зміст упроваджених атомів домішки визначається не фізичними властивостями підкладки (як при дифузії), а умовами впровадження іонів і температурою відпалу, яка значно нижча, ніж при дифузії.

Іонне легування створюється на установці, схема якої показана на рис. 9.4. Джерело іонів 1 складається з камери, призначеної для іонізації пари легуючих елементів, і екстрагуючого іони зонда. Іонізація проводиться у високочастотному або дуговому розряді. Початковими матеріалами для отримання іонів фосфору і бору, які в основному використовують при легуванні кремнію, є червоний порошкоподібний або кристалічний фосфор і галогеніди бору. Речовину у вигляді твердої фази завантажують в тигель джерела, а пари галогенідів поступають в джерело через натікач.

Екстраговані за допомогою негативно зарядженого зонда додатні іони концентруються і фокусуються в пучок з густиною до 100 А/м². Під дією напруги прискорювальної системи 2 (20-200 кВ) іонні пучки набувають необхідної енергії, достатньої потужної для іонного впровадження.

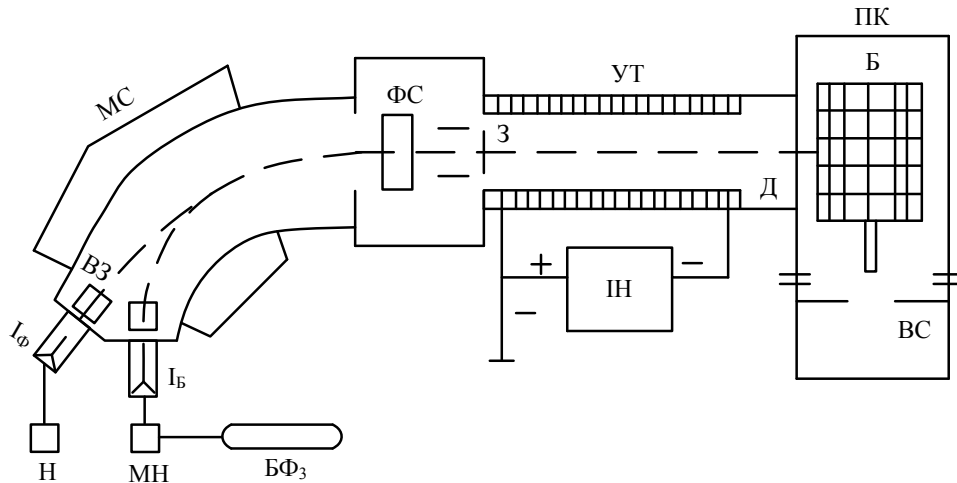


Рисунок 9.4 – Схема установки іонного легування напівпровідників

Магнітний мас-сепаратор 3 служить для виділення іонів потрібної маси, що досягається розділенням руху частинок по різних траєкторіях у відповідності з їх масами під впливом магнітного поля. Сепарація за масами обумовлює високу чистоту легування.

Система сканування 4 забезпечує керування потоком іонів по поверхні підкладок, встановлених в багатопозиційному приймачі іонів 5. Щоб уникнути зіткнень іонів при русі в установці підтримується вакуум ($54 \cdot 10^{-5} - 14 \cdot 10^{-4}$ Па).

Установки даного типу забезпечують отримання легованих тонких шарів кремнію з глибиною залягання *p-n*-переходів 0,2—0,4 мкм, для чого необхідна доза іонного легування складає $10 - 15 \text{ см}^{-2}$, причому упровадження іонів здійснюється як в умовах нагріву підкладки, так і при кімнатній температурі з подальшим відпалом.

Ефективність застосування іонного легування визначається багатьма чинниками, головними з яких є: розподіл пробігів упроваджених атомів, ступінь і характер безпорядковості ґратки, локалізація атомів в кристалічних ґратках і електричні властивості шарів після упровадження і відпалу.

Основні переваги іонного легування:

- можливість точного завдання конфігурації розподілу концентрації домішки як за глибиною, так і за площею опромінювання.

При цьому градієнт концентрації домішки в області *p-n*-переходу істотно більший, ніж у дифузійного профілю;

- здійснення процесу при низьких температурах (біля 600 – 800°C для відпалу), що дозволяє зберігати заданий профіль розподілу концентрації домішок в структурах і їх електрофізичні параметри;

- можливість легування кремнію і інших напівпровідників будь-якими легуючими домішками в різних кількостях, аж до граничної розчинності;
- отримання ізотопної чистоти іонів легуючої домішки, сепарованих в магнітному полі;
- відсутність впливу навколишнього середовища, оскільки процес здійснюється у вакуумі;
- висока відтворність результатів завдяки точному контролю інтенсивності пучка і дози впроваджуваних іонів;
- можливість здійснення на одній установці комплексу операцій, включаючи легування, металізацію і захист поверхні.

Недоліки іонного легування – складність технологічних установок і можливість утворення дефектного шару на поверхні підкладок.

Іонне легування використовують для створення біполярних транзисторів НВЧ-діапазону, МДН-транзисторів із затвором, що самопоеднується, діодів, високоомних резисторів і інших елементів напівпровідникових ІМС.

9.6 Епітаксійне нарощування напівпровідникових шарів

Епітаксією називають орієнтоване зростання шарів, кристалічна ґратка яких повторює структуру підкладки.

У мікроелектроніці на явищах епітаксії засновані технологічні процеси епітаксійного нарощування різних напівпровідникових структур.

Методи отримання. Механізм орієнтованого зростання монокристалічних шарів залежить від технологічного методу. Використовують три основні технологічні методи: газофазні реакції, вакуумне осадження і кристалізацію з рідкої фази.

При виготовленні епітаксійних напівпровідникових структур застосовують в основному газофазні реакції, наприклад, для епітаксійного синтезу – реакції відновлення хлоридів германію і кремнію, головним чином тетрахлоридів ($GeCl_4, SiCl_4$), воднем до чистих елементів, що осідали в монокристалічній затравці, а також йодидний процес – осадження на затравку плівок германію і кремнію з парів йодидів (GeI_2, SiI_2) у результаті реакції диспропорціонування.

Епітаксійне нарощування є одним з видів синтезу монокристалів і тому має багато спільного із вирощуванням кристалів з розчину або розплаву. Домінуючим чинником, що впливає на епітаксійне вирощування, є поверхнева рухливість обложених атомів. Вирощування кристала з газової фази відбувається швидше, ніж з розбавленого розчину, але повільніше, ніж з чистого розплаву. Швидкість росту, тобто лінійний

приріст товщини плівки, складає декілька сантиметрів на добу. Вирощування монокристала складається з трьох основних етапів:

- переносу пари до поверхні підкладки (приманки);
- кристалізації і зростання нових шарів на поверхні підкладки;
- розсіювання прихованої теплоти кристалізації і теплоти реакції, що звільняється.

Міграція атомів, що осіли на поверхні, приводить до виникнення стійких зародків кристалізації. Внаслідок теплових коливань деякі атоми можуть відірватися від зародків. Вірогідність відриву тим більша, чим менше насичених зв'язків у атомів, що осіли. Енергія їх зв'язку з гранями кристала, що ростуть, пропорційна числу суміжних сторін. Нарощування епітаксійного шару відбувається уздовж поверхні, шар, що росте, повторює морфологію підкладки. Якщо підкладка і плівка, що росте, складаються з однієї речовини, то процес називають автоепітаксійним, якщо з різних – гетероепітаксійним. Залежно від співвідношення питомого опору шару r_s , і підкладки r_v , розрізняють пряму ($P_s \gg P_v$) і зворотну ($P_s \ll P_v$) епітаксії.

За допомогою автоепітаксії в технології мікроелектроніки створюють тонкі монокристалічні шари кремнію, леговані необхідною домішкою до потрібної концентрації, в яких формуються активні і пасивні елементи ІМС. Гетероепітаксія дозволяє одержувати гетеропереходи, які мають специфічні електрофізичні властивості. Епітаксійне нарощування напівпровідникових шарів спільно з дифузією домішок використовують для отримання транзисторних структур напівпровідникових ІМС. Застосування методів епітаксійного нарощування шарів в технології напівпровідникових ІМС дає такі переваги:

- а) отримання монокристалічних шарів напівпровідників із заданою орієнтацією кристалографічних осей;
- б) рівномірний розподіл домішок в шарах (при використуванні тільки дифузії домішок це практично неможливо);
- в) лише дві стадії дифузії при отриманні чотиришарових транзисторних структур в інтегральних мікросхемах;
- г) отримання транзисторних структур з кращими, ніж потрібна дифузія характеристиками і спрощення операцій з ізоляції елементів *p-n*-переходами;
- д) скорочення тривалості операцій, отримання транзисторних структур (швидкість росту епітаксійних плівок відносно висока).

Всі методи епітаксійного нарощування напівпровідникових шарів прийнято поділяти на *прямі* і *непрямі*. В прямих методах частинки напівпровідника переносяться від джерела до підкладки без проміжних хімічних реакцій шляхом випаровування з рідкої фази, сублімації, реактивного розпилювання. В непрямих методах атоми напівпровідників

знижує швидкодію. Прихований сильнолегований шар з електропровідністю n^+ -типу, одержуваний дифузією миш'яку або сурми в p -підложку перед вирощуванням епітаксійного шару n -типу, має низький опір і шунтує високоомну частину колекторної області. Введення прихованого шару дозволяє понизити опір колектора. Для додаткового зменшення опору колектора використовують транзистори з П-подібним розташуванням контакту (рис. 9.7). Для підвищення коефіцієнта передачі струму використовують двохемітерну конструкцію транзисторів (рис. 9.8). В логічних ІМС широко використовують багатоемітерні транзистори, що включають по чотири (і більше) окремі емітерні області, об'єднані загальним контактом. Активні області баз, розташовані під емітерними переходами, з'єднані одна з одною областю пасивної бази.

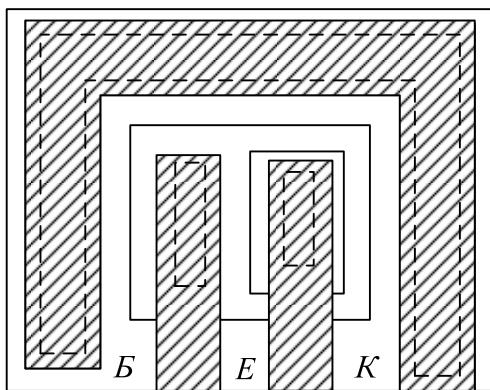


Рисунок 9.7 – Топологія транзистора з П-подібним контактом колектора

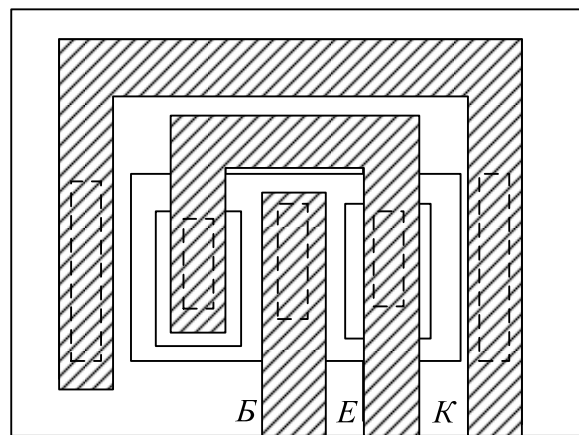


Рисунок 9.8 – Топологія двохемітерного транзистора

Багатоемітерні транзистори розташовують у вхідних каскадах логічних вентилів з основних на транзисторно-транзисторній логіці. Оскільки контакт до загальної базової області здійснюється за допомогою вузької дифузійної перемички, то інверсний коефіцієнт передачі струму у нього зменшується. Для зменшення опору бази застосовують двобазову конфігурацію транзистора з смужковою конструкцією виводів. Властивості багатоемітерної і багатобазової структур поєднуються в гребінчастій конструкції транзистора. Тут Ш-подібні контакти від емітерних і базових областей чергуються, утворюючи дві гребінки, що входять одна в одну своїми зубцями.

Горизонтальні структури транзисторів найбільш широко застосовують для створення транзисторів типу $p-n-p$. В горизонтальному (латеральному) транзисторі (рис. 9.9) дірки, інжектвані емітером, рухаються до колектора в основному уздовж епітаксійного шару бази,

тобто горизонтально. Наявність прихованого n^+ -шару дозволяє збільшити частину дірок, що досягають колектора, оскільки цей шар служить відбивачем для дірок, що переміщуються перпендикулярно до поверхні кристала. Латеральні транзистори прості в виготовленні, їх застосовують в мікросхемах як складові елементи в складних транзисторних структурах, наприклад, в поєднанні із звичайними планарними транзисторами $p-n-p$, і рідше – як самостійні елементи. Коефіцієнт передачі струму у латеральних транзисторів малий, частотний діапазон низький.

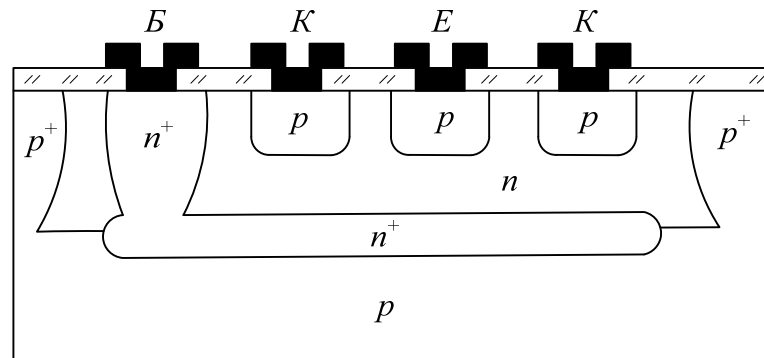


Рисунок 9.9 – Структура горизонтального латерального $p-n-p$ транзистора

При виготовленні біполярних транзисторів на ізолюючих підкладках, зокрема на КНС-структурах, внаслідок малої товщини епітаксійного шару (0,5 – 1,0 мкм) дифузія домішок відбувається на всю глибину шару і в ньому утворюється структура з вертикальними $p-n$ -переходами, площина яких перпендикулярна до поверхні шару і підкладки. Ширше застосовують вертикальні переходи в МДН-транзисторах.

Ізоляція елементів в ІМС. Для створення ізольованих областей в напівпровідникових мікросхемах використовують обернене зміщення $p-n$ -переходу, покриття з діелектрика, комбінацію обернено зміщених переходів з діелектриком і ізоляцію повітряними проміжками.

Ізоляція обернено зміщеними переходами заснована на дифузії. Великим її недоліком є наявність струму витoku і ємності переходу, а також комутація схеми таким чином, що ізолюючі $p-n$ -переходи завжди знаходяться під зворотним зсувом. Завдяки значному зниженню питомої ємності, високій пробивній напрузі діелектрична ізоляція забезпечує широкі можливості при виготовленні ІМС. Ізоляція діелектриком полягає в тому, що між областями напівпровідникового матеріалу розміщують діелектричний шар. Найбільш розповсюдженим способом ізоляції є епік-процес. Початковою структурою для нього служить пластина кремнію n -типу, на якій вирощений епітаксійний n^+ -шар. Епітаксійний шар оксидують і в діоксиді кремнію за допомогою фотолітографії розкривають

вікна потрібної конфігурації. У вікнах кремній витравляють хімічним методом на глибину 20-30 мкм при ширині розділової канавки 50-80 мкм. На поверхні епітаксійного шару і витравлених канавок шляхом термічного або піролітичного оксидування створюють шар SiO_2 товщиною близько 1 мкм. Потім на всю поверхню пластини нарощують полікристалічний кремній. Товщина його складає 200-250 мкм, тому всі канавки повністю заростають. На прецизійному полірувальному верстаті частину полікремнію зшліфують, забезпечуючи плоскопаралельність пластини. Пластину перевертають і шліфують монокристалічну підкладку до тих пір, поки не оголяться канавки, заповнені полікремнієм. Поверхню ретельно полірують і окисляють. Тепер підкладкою структури, по суті, є полікремній. В нього вкраплені окремі ділянки монокристалічного кремнію, ізольовані один від одного плівкою SiO_2 і полікремнієм.

Метод позитивної ізоляції, названий за типом вживаного фотошаблону, дозволяє одержувати n -шар з точно заданою товщиною і високою однорідністю. Початковою структурою служить n^+ -підкладка з плівкою діоксиду. На неї нарощують полікремній і доводять товщину n^+ -підкладки до 8-10 мкм. На цей шар нарощують епітаксійний кремній n -типу заданої товщини до опори. Кремній оксидують і витравляють розділові канавки до полікремнія. Стінки канавок оксидують, після чого всю поверхню структур покривають полікремнієм, який заповнює канавки на всю глибину. Надлишки полікремнія зшліфують до оголення поверхневого оксиду. Діоксид розчиняють і на структурі проводять планарний процес для створення мікросхеми.

Метод повторного нанесення полікремнію поєднує прийоми епік-процесу і позитивного методу з двократним нанесенням полікремнію. Окислену епітаксійну $n-n^+$ -структуру покривають полікремнієм. Підкладку зшліфують на велику глибину, щоб n^+ -область була одного порядку товщини з n -областю. Після оксидування селективним травленням створюють канавки до поверхні розділу між кристалом і полікремнієм. Канавки оксидують і наносять на цю сторону пластини другий шар полікремнію великої товщини. Перший шар полікремнію видаляють, створюючи структури, аналогічні структурам, одержаним позитивним методом.

Розглянуті методи включають прецизійне механічне оброблення, яке ускладнюється через прогинання підкладки в результаті відмінності ТКР кремнію і полікремнію, а також різних значень мікротвердості цих матеріалів і діоксиду кремнію. Тому виникли комбіновані методи, зокрема ізопланарний. Ізопланарний метод заснований на застосуванні як ізоляції термічно вирощеного діоксиду кремнію. Після формування в пластині прихованих колекторних областей n^+ -типу на всій поверхні пластини вирощують тонкий епітаксійний n -шар. На ньому формують маску з

нітриду кремнію і проводять тривале термічне оксидування кремнію для утворення ізолюючих областей на тих ділянках, де в нітриді кремнію були розкриті вікна. Потім нітрид видаляють, наносять плівку SiO_2 і формують елементи мікросхеми (рис.9.10, а). Для підвищення густини розміщення елементів використовують поліпланарний метод ізоляції, заснований на тому, що вертикальне анізотропне травлення в площині (100). Травлення в цій площині відбувається в 30 разів швидше, ніж в площині (111). Одержані таким чином V-подібні канавки економлять площу, необхідну для ізоляції елементів (рис.9.10, б). Подальше оброблення полягає в заповненні канавок полікремнієм у виготовленні розводки.

Не дивлячись на переваги методів діелектричної табуляції, завжди є побоювання пошкодження плівки діелектрика і виникнення паразитного зв'язку через шар полікремнію. З цієї точки зору методи повітряної ізоляції є майже ідеальними. Вони засновані на витравленні окремих острівців кремнію, які з'єднуються один з одним за допомогою комутуючої металізації. Ізоляція повітряним проміжком застосовується в технології балочних виводів, декаль-методі і технології структур кремній на сапфірі (КНС-технології).

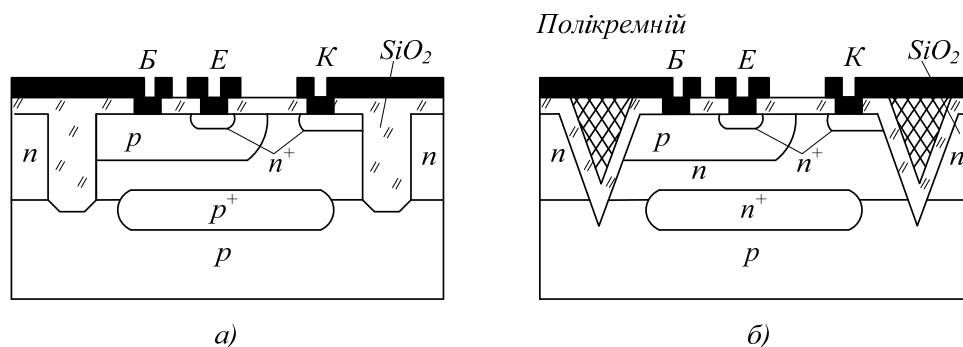


Рисунок 9.10 – Комбіновані методи ізоляції

Технологія балочних виводів застосовується в основному для схем малого ступеня інтеграції. Вона достатньо складна і не забезпечує високої густини розміщень елементів, не дозволяє проводити складну комутацію. Декаль-метод (від слова декалькоманія – нанесення перевідної картинки) полягає в напайці планарної сторони кремнієвої пластини з повністю сформованою мікросхемою на скляну підкладку, видалення протилежної сторони пластини до товщини 20-30 мкм і хімічному витравленні повітряних проміжків навкруги кожного елемента аж до скляної підкладки. Недоліками цього методу є мала густина пакування, поганий тепловідвід і необхідність ретельного узгодження ТКР кремнію і скла.

9.8 Виготовлення елементів МДН ІМС

Унікальними властивостями мікросхем на МДН-транзисторах є високий вхідний опір для сигналу будь-якої полярності, простота технології і обумовлений цим вищий відсоток виходу якісних виробів, менша вартість, самоізоляція МДН-транзисторів від підкладки полегшуюча побудову ІМС, простота побудови логічних схем і можливість створення схем, які містять одні МДН-транзистори, малі геометричні розміри транзисторів порівняно з біполярними, що обумовлює вищу густину розміщення елементів, а також електрична сумісність МДН ІМС з біполярними схемами різних типів.

МОП ІМС з каналами p - і n -типів. Технологія виготовлення МОН-транзисторів з каналом p -типу була першою освоєна в промисловому виробництві і закладена в більшості ІМС, що серійно випускаються. Пластину кремнію з електропровідністю n -типу, питомим опором 4-8 Ом·см і орієнтацією (111) піддають термічному оксидуванню. Вирощують товстий діоксид (близько 0,5 мкм), в якому розкривають вікна і ведуть дифузію бору на глибину 2-3 мкм для створення p +-областей стоку і витoku. При дифузії над p +-областями наростає оксид завтовшки 0,2-0,3 мкм. В ньому розкривають вікна і пластину піддають оксидуванню в ретельно осушеному і обчищеному гідрогені для створення оксиду підзатвора. Цей процес є найвідповідальнішою операцією, оскільки якість і властивості діоксиду підзатвора визначають параметри і стабільність МДН-транзистора. Товщина діоксиду складає 0,05-0,1 мкм. Електроди затвора, стоку і витoku формують за допомогою алюмінієвої металізації.

Ця стандартна технологія дозволяє одержувати МОН-транзистори з індукованим каналом p -типу, працюючі в режимі збагачення, з такими типовими параметрами: мінімальна ефективна довжина каналу 5-7 мкм, густина поверхневих зарядів $4 \cdot 10^{11}$ см⁻², порогова напруга – $(4 \pm 0,5)$ В. Недоліком стандартної технології є наявність значного (порядку 5 мкм) перекриття електродом затвора областей стоку і витoku, що викликає збільшення паразитних ємностей затвор – стік і затвор – витік і зниження швидкодії схеми. Це перекриття обумовлено запасами на розкиди і помилками поєднання в процесі трьох фотолітографій. Використовування МДН-транзисторів з каналами n -типу, що працюють в режимі збіднення, призвело до підвищення швидкодії ІМС, оскільки рухливості електронів в поверхневих інверсійних шарах в 2-3 рази вища рухливості дірок. Мікросхеми, що випускаються останніми роками, включають переважно транзистори з каналами n -типу. Це забезпечує сумісність з біполярними мікросхемами транзисторно-транзисторної логіки за знаком і значенням напруги живлення.

Для зниження порогових напруг використовують кремнієві пластини з поверхнею, орієнтованою по кристалографічній площині (100), яка в

порівнянні з площиною (111) містить менше число ненасичених зв'язків на межі поділу $Si - SiO_2$. Тому в структурі менша густина поверхневих зарядів, яка складає біля $14 \cdot 10^{11} \text{ мм}^{-2}$. Це дозволяє порогові напруги МОН-транзисторів з каналами p -типа збільшитися до $-2,5 \text{ В}$.

Комплементарні структури. Комплементарними або доповнюючими, МДН-транзистори (КМОН-транзистори) названі тому, що до складу комплементарної пари входять транзистори з каналами p - і n -типів, сформовані на загальній підкладці і працюючі в режимі збагачення з індукованим каналом. В стаціонарному стані один з транзисторів завжди закритий. Значення струму відкритого транзистора комплементарної пари визначається витоком одного із стічних переходів і не перевищує одиниць наноампер, що забезпечує потужність розсіювання в статичному режимі $10 \cdot 10^{-9} \text{ Вт}$. Перешкодостійкість схем на КМОН-транзисторах за рахунок високої крутизни перехідної області передавальної характеристики може досягати 40% від напруги живлення.

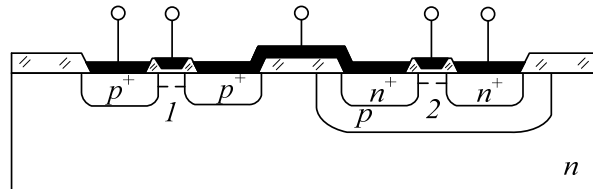


Рисунок 9.11 – Структура КМОН-транзистора

Технологічний процес виготовлення КМОН-приборів починається з формування в пластині n -типу дифузійних карманів p -типу, які слугують для виготовлення в них транзисторів з каналами n -типу. За допомогою дифузії бору в n -пластину формують стічну і витокову області транзистора з каналом p -типу. Для формування стоку і витоку транзисторів з каналом n -типу використовують дифузію фосфору. Діоксид підзатвора вирощують одночасно у всіх транзисторів, після чого формують з'єднувальну металізацію (рис.9.11).

Кремнієві затвори. Використовування полікремнієвих затворів дозволяє одержати структури з самосумісним затвором, знизити порогову напругу за рахунок зменшення різниці робіт виходу між матеріалами затвора і підкладки, а також зменшення густини поверхневих зарядів, зменшити геометричні розміри транзисторних структур, створити другий шар міжелементних з'єднань. Процес виготовлення починається з вирощування плівки діоксиду затвора завтовшки $0,1 \text{ мкм}$. На поверхню пластини осаджують полікремній товщиною біля $0,5 \text{ мкм}$. З нього формують шини затвора шириною близько 5 мкм і провідники першого шару міжелементних з'єднань. В області стоку і витоку на глибину 1 мкм проводять дифузію бору. Тонкий шар діоксиду не є перешкодою для дифузії. Одночасно бор дифундує в шини затвора, що знижує їх

поверхневий опір до 20 Ом. Шини затвора з полікремнію при дифузії надійно захищають області каналів від проникнення бору, завдяки чому області стоку і витоку автоматично поєднуються із затвором при паразитному перекритті менше 1 мкм. На поверхні пластини вирощують плівку діоксиду кремнію, в якому витравляють вікна і формують контакти (рис.9.12) Використання полікремнію p^+ -типу приводить до зменшення порогової напруги за абсолютним значенням на 1,1 В. В результаті порогова напруга приладів з каналами p -типу на підкладці (111) зменшується до $-1,5$ В, а на підкладці (100) – до 0,5 В, що приводить до істотного поліпшення потреби споживаної потужності на швидкодію для ІМС.

Технологія кремнієвих затворів дозволяє також одержувати транзистори з каналами n -типу зі збагаченням: одночасно з дифузією фосфору в області стоку і витоку відбувається легування кремнієвих затворів і зниження поверхневого опору кремнієвих з'єднувальних шин до 10 Ом. До числа основних переваг МДН ІМС з кремнієвими затворами слід також віднести їх сумісність за входними і вихідними рівнями напруги з біполярними логічними мікросхемами, що значно спрощує побудову цифрових систем.

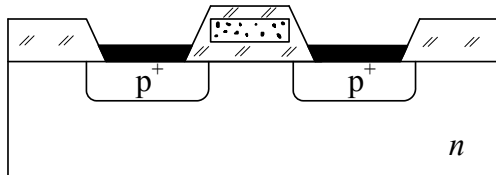


Рисунок 9.12 – Структура МОН транзистора з кремнієвим затвором

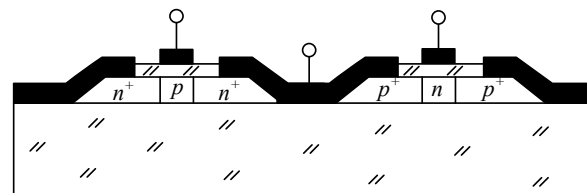


Рисунок 9.13 – КМОН інвертор на структурі КНС

Зниження порогових напруг, сумісність затворів, зменшення розмірів дифузійних областей і ємності полікремнієвих з'єднувальних шин щодо підкладки забезпечує поліпшення швидкодії в порівнянні із стандартними МОН ІМС в 3—5 разів. Технологія кремнієвих затворів є в наш час однією з перспективних в області масового виробництва швидкодіючих і недорогих МДН ІМС.

Структури КНС. В будь-якій сучасній мікросхемі активні та пасивні елементи займають не більше 1% об'єму кремнієвого кристала на якому сформована ІМС, інші 99% відіграють роль утримувача і обумовлюють наявність паразитних зв'язків. Ідея ізоляції елементів за допомогою структур КНС з'явилася 1963 р., але тільки в 1971 р. були виготовлені перші зразки функціонуючих мікросхем на КНС-структурах і лише через десятиліття КНС-технологія зростає до промислового рівня.

Застосування ізолюючих монокристалічних підкладок з сапфіру, на поверхні яких вирощують тонкий (близько 0,5 – 1 мкм) епітаксійний шар кремнію, є ефективним технологічним методом зменшення паразитних ємностей в МДН ІМС на порядок і більше, що дозволяє істотно підвищити швидкодію мікросхем. Окремі МДН-транзистори формують у витравлених в цьому шарі ізолюваних один від одного острівцях, що дозволяє зменшити паразитні зв'язки між елементами через підкладку практично до нуля. В порівнянні із стандартним і КМОН ІМС спрощуються фотошаблони і зменшується їх число. Це обумовлено тим, що на сапфірі можна виключити захисні зони, ізолюючі *p*- і *n*-області в КМОН ІМС. Застосування КНС-структур збільшує швидкодію ІМС середнього ступеня інтеграції в 3-5 і до 10 разів, якщо воно не визначається повною ємністю корпусів і електродів.

Технологія виготовлення МДН-транзисторів на ізолюючих сапфірових підкладках ілюструється на прикладі КМОН-інвертора (рис.9.13). На поверхні сапфірової підкладки вирощують епітаксійний шар монокристалічного кремнію *p*-типу завтовшки 0,5 мкм і з високим питомим опором. За допомогою фотолітографії і селективного травлення формують ізолювані острівці для окремих транзисторів, в які проводять одночасну дифузію бору і фосфору на всю глибину кремнієвого шару. Потім розкривають вікна, вирощують діоксид підзатвора, створюють електроди і з'єднувальні провідники. В структурах КНС майже в 20 разів зменшується площа шару кремнію на підкладці, а разом з цим число дефектів в діодиску і замикань в з'єднувальних шинах, що сприяє підвищенню відсотка виходу придатних приладів.

Технологія КНС має ряд недоліків. Відмінність в кристалічних структурах сапфіру і кремнію приводить до значного підвищення концентрації структурних дефектів в епітаксійному шарі. Причиною цього є спад рухливості носіїв заряду, що знижує швидкодію, і зростання коефіцієнта дифузії легуючої домішки поблизу межі поділу кремній-сапфір, що може викликати наскрізне дифузійне замикання каналу. При високій температурі дифузії відбувається автолегування кремнію алюмінієм і водородом, що входить до складу сапфіру. Сапфірові підкладки важко різати на кристали. Вони не піддаються скрайбуванню і їх ріжуть полотнами. Сапфірові чіпи не можна вмонтовувати в корпус шляхом паяння евтектикою, їх доводиться приклеювати.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антипов Б. Л., Сорокин В. С., Терехов В. А. Материалы электронной техники: Задачи и вопросы / Под ред. В. А. Терехова. – М.: Высшая школа, 1990.
2. Основы микроэлектроники: Учебное пособие для вузов / Н. А. Аваев, Ю. Е. Наумов, В. Т. Фролкин. – М.: Радио и связь, 1991. – 288 с.
3. Росадо Л. Физическая электроника и микроэлектроника: Пер. с испан. С. И. Баскакова / Под ред. В. А. Терехова; Предисл. В. А. Терехова. М.: Высшая школа, 1991. – 351 с.
4. Терехов В. А. Задачник по электронным приборам. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. Ефимов И. Е. Горбунов Ю. И. Козырь И. Я. Микроэлектроника. Физические и технологические основы, надежность. – М.: Высшая школа, 1986.
6. Броудай И., Мерей Дж. Физические основы микротехнологии: Пер.с англ./ Под ред. А. В. Шальнова – М.: Мир,1985.
7. Таруи Я. Основы технологии СБИС: Пер.с япон. / Под ред. В. Г. Ржа-нова. – М.: Радио и связь,1985.
8. Ненашев А. П., Коледов Л. А. Основы конструирования микроэлектронной аппаратуры. – М.: Радио и связь,1981.

Додаток А

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ ТА ЗАДАЧІ

А.1 ОПТИЧНІ ЯВИЩА І ЕФЕКТ ХОЛЛА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

А.1.1 Вправи для самоперевірки

А.1.1.1 На пластину з арсеніду галію площею $S = 100$ мм і товщиною $b = 0,5$ мм падає монохроматичне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 556$ нм. Визначити число електронно-діркових пар, що генеруються кожену секунду в об'ємі напівпровідника при освітленості $E = 100$ Лк. Квантовий вихід внутрішнього фотоефекту взяти рівним одиниці. Процесами відбиття світла знехтувати. На заданій довжині хвилі показник поглинання матеріалу $\alpha = 10^6$ м⁻¹.

А.1.1.2 Пластина германію n -типу довжиною $l = 10$ мм, шириною $a = 2$ мм і товщиною $b = 0,5$ мм має поздовжній опір $R = 2$ кОм. Час життя неосновних носіїв заряду $\tau_p = 100$ мкс. На зразок поверхні нормально падає монохроматичне випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 0,546$ мкм. На цій довжині хвилі світловий еквівалент потоку випромінювання $K_{\lambda} = 625$ лм/Вт. Вважаючи, що весь падаючий на зразок світловий потік повністю витрачається на генерацію електронно-діркових пар, визначити, при якій освітленості зразка його опір зменшиться в два рази. Квантовий вихід внутрішнього фотоефекту $\eta = 1$, а рухливість електронів $\mu_n = 0,39$ і $\mu_p = 0,19$ м² В⁻¹ с⁻¹. При даній температурі власна концентрація носіїв $n_i = 2,1 \cdot 10^{19}$ м⁻³. Поверхневою рекомбінацією знехтувати.

А.1.1.3 На пластину напівпровідника розмірами $l \times b \times d$ перпендикулярно до плоскої поверхні падає потік монохроматичного випромінювання інтенсивністю I_0 . Показник заломлення напівпровідника n_0 і показник оптичного поглинання α . Вважаючи, що в створенні фотоструму I_{ϕ} беруть участь тільки електрони і, нехтуючи темповим струмом, довести, що

$$I_{\phi} = e \mu_n \tau_n \eta \frac{b}{l} I_0 \frac{4n_0 U}{(n_0 + 1)^2} (1 - e^{-\alpha d}),$$

де τ_n – час життя електронів; η – квантовий вихід внутрішнього фотоефекту; d – розмір напівпровідникової пластини (в напрямку падіння світла); U – напруга прикладена вздовж пластини (за розміром l).

А.1.1.4 В експерименті з вивчення ефекту Холла, який проведений із зразком кремнію розмірами $l \times a \times d = 1,0 \times 0,2 \times 0,1$, де l – довжина, a – ширина, d – товщина зразка, отримані такі дані: при напрузі $U = 0,245$ В тече струм вздовж зразка $I = 5$ мА; нормально до поверхні $l \times a$ діє магнітне поле

індукцією $B = 1 \text{ Тл}$; виміряна напруга Холла $U_H = 2,0 \text{ мВ}$. Вважаючи, що множник Холла $r_H = 1,18$, визначіть:

а) тип напівпровідника; б) концентрацію основних носіїв; в) холлівську рухливість носіїв; г) рухливість, що пов'язана з протіканням основного струму;

д) коефіцієнт дифузії.

А.1.2 Розв'язування

А.1.2.1 На заданій довжині хвилі показник поглинання $GaAs$ великий, глибина поглинання $\frac{l}{a} \ll b$. Тому всі фотони падаючого випромінювання

поглинаються в об'ємі напівпровідника, кожен з яких відповідний за виникнення нової пари носіїв заряду. На пластину падає світловий потік $\Phi = E \cdot S = 100 \cdot 100 \cdot 10^{-6} = 10^{-2} \text{ Лм}$ з довжиною хвилі $\lambda = 0,556 \text{ мкм}$, потужність випромінювання 1 Вт відповідає світловому потоку 683 Лм . Потужність випромінювання, що падає на пластину напівпровідника, $P = (683)^{-1} \cdot 10^{-2} = 1,46 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}$. Довжині хвилі $\lambda = 0,556 \text{ мкм}$ відповідає

енергія фотонів $h\nu = \frac{hc}{\lambda} = 2,23 \text{ eV}$, звідки визначаємо кількість фотонів, що поглинаються в об'ємі напівпровідника за одиницю часу. Вона дорівнює числу генерованих електронно-діркових пар

$$N_{\phi} = \frac{P}{h\nu} = \frac{1,46 \cdot 10^{-5}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 2,23} = 4,1 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}.$$

А.1.2.2 Знайдемо питомий опір германію

$$\rho_0 = R_a \cdot \frac{b}{l} = 2 \cdot 10^3 \cdot 2 \cdot 0,5 \cdot \frac{10^{-6}}{10^{-2}} = 0,2 \text{ Ом} \cdot \text{м}.$$

Питомий опір пов'язаний з концентрацією носіїв заряду співвідношенням:

$$\frac{1}{\rho_0} = e(n_0 \mu_n + p_0 \mu_p) = e \left(n_0 \mu_n + \frac{n_i^2 \mu_p}{n_0} \right).$$

Звідси отримуємо рівняння для рівноважної концентрації електронів:

$n_0^2 - \frac{n_0}{e \mu_n p_0} + \frac{n_i^2 \mu_p}{\mu_n} = 0$. Підставивши в нього значення з умови задачі, маємо

$$n_0^2 - \frac{n_0}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,39 \cdot 0,2} + \frac{(2,1 \cdot 10^{19})^2 \cdot 0,19}{0,39} = 0 \text{ або } n_0^2 - 8 \cdot 10^{19} n_0 + 2,15 \cdot 10^{38} = 0.$$

Розв'язком цього рівняння є $n_0 = 7,72 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$. Рівноважна концентрація дірок $P_0 = \frac{n_i^2}{n_0} = \frac{(2,1 \cdot 10^{19})^2}{7,72 \cdot 10^{19}} = 5,7 \cdot 10^{18} \text{ м}^{-3}$. При поглинанні світла в зразку генерується однакова кількість нерівноважних електронів Δn і дірок Δp . Тому питома провідність освітленого зразка:

$$\gamma_c = e(\Delta n + n_0)\mu_n + e(\Delta p + p_0)\mu_p = 2/p_n = 10 \text{ см/м}$$

або

$$10 = 1,6 \cdot 10^{19} \Delta n(0,39 + 0,19) + \frac{1}{0,2}.$$

Звідки $\Delta n = \Delta p = 5,4 \cdot 10^{19}$. Загальна кількість нерівноважних носіїв, що створюються при поглинанні фотонів у всьому об'ємі зразка V : $\Delta n_{\Sigma} = \Delta p_{\Sigma} = \Delta n \cdot V \approx 5,4 \cdot 10^{19} (10 \cdot 2 \cdot 0,5) \cdot 10^{-9} = 5,4 \cdot 10^{11}$.

Внаслідок рекомбінації число електронно-діркових пар в зразку зменшується зі швидкістю: $r = \frac{\Delta n_{\Sigma}}{\tau} = \frac{5,4 \cdot 10^{11}}{10^{-4}} = 5,4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

Щоб у зразку підтримувалась необхідна динамічна рівновага, тобто незмінна кількість нерівноважних носіїв заряду, необхідне виконання умови $r = \eta N_{\phi}$, де N_{ϕ} число фотонів, що кожену секунду поглинається в об'ємі напівпровідника. Необхідний світловий потік:

$$\Phi = N_{\phi} \frac{hc}{\lambda} K_{\lambda} = \frac{5,4 \cdot 10^{15} \cdot 6,62 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8 \cdot 625}{0,546 \cdot 10^{-6}} = 1,23.$$

$$\text{Тоді освітленість зразка } F = \frac{\Phi}{S} = \frac{1,23}{10 \cdot 2 \cdot 10^{-6}} = 6,15 \cdot 10^4 \text{ лк.}$$

А.1.2.3 Відповідно до закону Бугера-Ламберта зміна інтенсивності випромінювання при віддаленні від поверхні в глибину напівпровідника

$I(x) = I_0(1 - R) \exp(-\alpha x)$. При нормальному падінні світлових променів коефіцієнт френелевого відбиття $R = \frac{(n_0 - 1)^2}{(n_0 + 1)^2}$. Виділимо тонкий шар товщиною

dx , в межах якого інтенсивність випромінювання можна вважати постійною. Тоді в стаціонарних умовах для надмірної концентрації електронів справедливий вираз $\Delta n(x) = g(x)\tau_n = \eta \alpha \tau_n I_0(1 - R) \exp(-\alpha x)$, де

$g(x) = \frac{dI}{dx}$ – швидкість оптичної генерації носіїв заряду. Електричний

струм, що протікає в шарі dx на глибині x , $dI_{\phi} = \gamma(x)E \cdot bdx = eb\Delta n(x)\mu_n \frac{U}{l} dx$.

Підсумовуючи провідність усіх шарів, і перейшовши до інтегралу, знайдемо повний фотострум:

$$I_{\phi} = e\mu_n b \frac{U}{l} \int_0^d \Delta n(x) dx = e\mu_n \tau_n \eta U \frac{b}{l} I_0 \frac{4n_0}{(n_0 + 1)^2} (1 - e^{-ad}).$$

А.1.2.4 а) тому що напруга U_n позитивна, зразок виконаний з напівпровідника p -типу;

$$\text{б) } j = \frac{1}{(ad)}; \quad E_n = \frac{U_n}{a}; \quad E = \frac{U}{l};$$

$$R_n = \frac{r_n}{e \cdot p} = \frac{E_n}{j \cdot B} = \frac{U_n \cdot d}{I \cdot B} = \frac{U_n}{ajB};$$

$$p = \frac{r_n \cdot T \cdot B}{e \cdot U_n d} = 1,84 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3};$$

$$\text{в) } \mu_{p(\text{Холла})} = \frac{r_n \cdot \gamma}{e \cdot p} = \gamma |R_n| = \frac{U_n \cdot l}{aUB} = 408 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}.$$

$$\mu_{p(\text{електропровідність})} = \frac{408}{1,18} = 346 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1};$$

$$\text{г) } \frac{\mu_{p(\text{Холла})}}{\mu_{p(\text{електропровідність})}} = r_n;$$

$$\text{д) } D_p = \left(\frac{kT}{e} \right) \mu_p = 9 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}.$$

А.1.3 Задачі

А.1.3.1 Визначити енергію фотонів для червоного випромінювання ($\lambda = 700 \text{ нм}$). Вказати, які напівпровідники прозорі для цього випромінювання, а які його поглинають.

А.1.3.2 Визначити мінімальну довжину світлової хвилі, для якої арсенід галію, що має ширину забороненої зони $1,43 \text{ eV}$ при температурі 300 K , оптично прозорий. Як буде змінюватися ця гранична довжина хвилі при зниженні температури?

А.1.3.3 Визначити порогову довжину хвилі власного поглинання арсеніду галію при температурі кипіння рідинного азоту ($7,2 \text{ K}$), коли ширина його забороненої зони при $T = 300 \text{ K}$ дорівнює $1,13 \text{ eV}$, а $\frac{d(\Delta W)}{dT} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ eV/K}$.

А.1.3.4 При температурі 300 K для монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі l мкм показник поглинання кремнію $\alpha = 10^4 \text{ м}^{-1}$, а коефіцієнт відбиття випромінювання $R=0,3$. Визначити частину потоку випромінювання $\Phi(h)$, що пройде через пластину кремнію товщиною $h=300 \text{ мкм}$ при нормальному падінні.

А.1.3.5 Визначити надмірну концентрацію носіїв заряду в епітаксійному шарі кремнію товщиною $b = 20 \text{ мкм}$ при оптичному збудженні монохроматичним випромінюванням з інтенсивністю $I = 10^{21} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$, якщо час життя нерівноважних носіїв заряду $\tau = 10 \text{ мкс}$, а показник власного поглинання кремнію на довжині хвилі випромінювання $a = 2000 \text{ м}^{-1}$. Квантовий вихід внутрішнього фотоефекту η прийняти рівним одиниці.

А.1.3.6 При тих же умовах, що і в задачі А.1.3.5. знайти відносну зміну питомої провідності кремнію під дією оптичного збудження, якщо питомий опір матеріалу в темноті $\rho_m = 0,2 \text{ Ом м}$, а рухливість електронів і дірок $0,14$ і $0,05 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, відповідно.

А.1.3.7 Визначити відношення питомих провідностей плівки сульфїду кадмію n-типу товщиною 100 мкм в темноті і при однорідному оптичному збудженні γ_c монохроматичним випромінюванням інтенсивністю $I_0(I - R) = 10^{20} \text{ м}^2 \text{ с}^{-2}$, якщо рівноважна концентрація електронів у зразку $n_0 = 10^{19} \text{ м}^{-3}$, показник поглинання $\alpha = 10^2 \text{ м}^{-1}$, а час життя нерівноважних носіїв заряду $\tau_n = 10 \text{ мс}$. Складовою діркової провідності у загальній фотопровідності можна знехтувати. Квантовий вихід внутрішнього фотоефекту покласти рівним одиниці.

А.1.3.8 Визначити фотострум I_ϕ через фоторезистор сульфїду кадмію, площею $10 \times 1 \text{ мм}$ і товщиною 1 мкм при впливі на нього монохроматичного випромінювання з $\lambda = 0,5 \text{ мкм}$ і густиною потоку 10 Вт/м^2 , який падає нормально до поверхні напівпровідника. Електрична напруга, яка прикладена вздовж фоточутливої плівки, складає 5 В . В даному спектральному діапазоні коефіцієнт поглинання $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$, показник заломлення $n_0 = 2,26$. Рухливість електронів $\mu_n 0,03 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, час їх життя $\tau_n = 10^{-3} \text{ с}$. Квантовий вихід внутрішнього фотоефекту покласти рівним одиниці. Темновим струмом знехтувати. Як зміниться фотострум, якщо на фоточутливу плівку з CdS впливати монохроматичним випромінюванням ($\lambda = 1 \text{ мкм}$)?

А.1.3.9 В якому з напівпровідникових матеріалів власна фотопровідність спостерігається при найбільшій довжині хвилі падаючого на напівпровідник випромінювання: Ge , Si , SiC , InSb , GaAs , GaP , CdS ?

А.1.3.10 Довгохвильовій межі зовнішнього фотоефекту сурм'яно-цезієвого фотокатода при температурі близькій до абсолютного нуля відповідає довжина хвилі $\lambda_1 = 0,65 \text{ мкм}$, а поріг фотопровідності в цьому матеріалі спостерігається при $\lambda_2 = 2,07 \text{ мкм}$. Визначити положення дна зони провідності даного напівпровідника відносно енергетичного рівня вакууму.

А.1.3.11 Довгохвильовій межі фотопровідності власного напівпровідника відповідає $\lambda = 1,86 \text{ мкм}$. Визначити температурний коефіцієнт питомого опору матеріалу для $T = 300 \text{ К}$.

А.1.3.12 Зобразіть (якісно) на одному графіку спектральні характеристики власної фотопровідності для кремнію і германію. Пояснити відмінність в положенні цих кривих.

А.1.3.13 На рис. 1.1 показані спектральні характеристики оптичного пропускання τ_0 двох прозорих електродів різної товщини на основі діоксиду олова з однаковою питомою провідністю. Визначити для діоксиду олова показник поглинання a випромінювання зеленого кольору, використовуючи верхню криву, яка отримана для електрода товщиною 2 мкм. Яка товщина другого електрода?

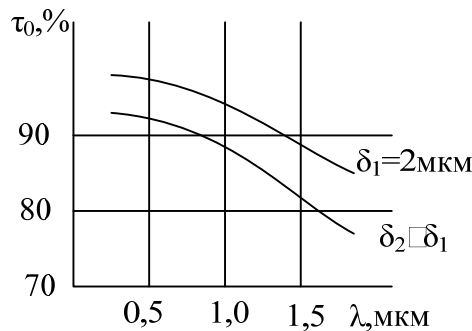


Рисунок А.1.1

А.1.3.14 Яка повинна бути ширина забороненої зони напівпровідникового матеріалу, щоб довжина хвилі рекомбінаційного випромінювання припадала на видиму область спектра?

А.1.3.15 Визначити відношення числа носіїв заряду, які проходять за одиницю часу через електроди фоточутливого напівпровідника, до числа фотонів, які поглинаються напівпровідником за такий же термін, якщо відомо, що при повному поглинанні монохроматичного випромінювання ($\lambda = 565 \text{ нм}$) потужністю 100 мкВт фотострум дорівнює 10мА. Квантовий вихід внутрішнього фотоефекту покласти рівним одиниці.

А.1.3.16 Визначити максимальну ширину забороненої зони, яку може мати напівпровідник, що використовується як фотодетектор, якщо він повинен бути чутливим до випромінювання з довжиною хвилі $\lambda = 565 \text{ нм}$.

А.1.3.17 На напівпровідниковий фотодетектор площею $0,5 \text{ мм}^2$ падає потік монохроматичного випромінювання ($\lambda = 0,565 \text{ мкм}$) густиною 20 мкВт/м^2 . Визначити кількість електронно-діркових пар, які щосекундно генеруються в об'ємі напівпровідника, вважаючи, що кожний фотон створює лиш одну пару носіїв заряду.

А.1.3.18 Використовуючи розв'язок задачі А.1.3.17, визначити в скільки разів зміниться швидкість генерації, якщо густина потоку випромінювання зменшиться в два рази.

А.1.3.19 Використовуючи розв'язок задачі А.1.3.17, визначити як зміниться швидкість оптичної генерації, якщо довжина хвилі λ , зменшиться вдвоє.

А.1.3.20 На рис.1.2 показаний спектр власного поглинання антимоніду індію для двох різних температур. На основі цих даних оцінити ширину забороненої зони напівпровідника при вказаних температурах.

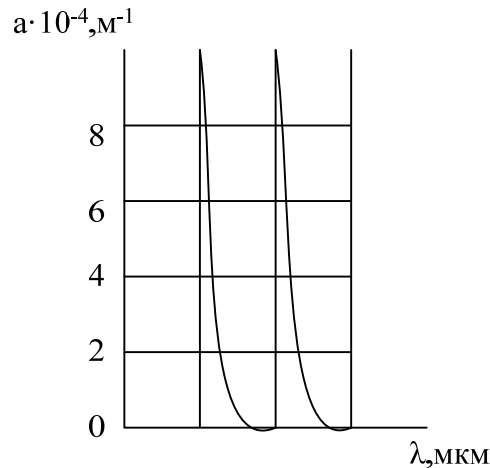


Рисунок А.1.2

А.1.3.21 Визначити фотострум, що протікає через фоторезистор з довжиною чутливого елемента $l = 5$ мм, коли до його електродів прикладена напруга $U=10$ В при однорідному оптичному збудженні $I_0(1-R) = 10^{20} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Час життя нерівноважних носіїв заряду $\tau = 10$ мкс, показник поглинання матеріалу фоторезистора на довжині хвилі випромінювання $\alpha = 30000 \text{ м}^{-1}$, а рухливості електронів і дірок $\mu_n = 0,034$ і $\mu_p = 0,011 \text{ м}^2 \text{ в}^{-1} \text{ с}^{-1}$, відповідно. Вважати квантовий вихід внутрішнього фотоефекту рівним одиниці.

А.1.3.22 Фоторезистор чутливістю $I_\phi / I_0 = 10^{-4} \text{ Ам}^2 \text{ с}^{-2}$ при напрузі $U = 10$ В опромінюється монохроматичним випромінюванням довжиною хвилі $\lambda = 700$ нм. Квантовий вихід внутрішнього фотоефекту $\eta = 0,9$, коефіцієнт відбиття випромінювання $R=0,3$, час життя носіїв заряду в матеріалі фоторезистора $\tau = 10$ мкс, а рухливість електронів і дірок $\mu_n = 0,95 \text{ м}^2 \text{ в}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\mu_p = 0,045 \text{ м}^2 \text{ в}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Визначити необхідну довжину фоточутливого елемента фоторезистора.

А.1.3.23 Час дрейфу носія заряду через резистор при напрузі $U = 10$ В дорівнює $t_{np} = 10$ мкс. Визначити рухливість носіїв заряду матеріалу чутливого шару фоторезистора, якщо його довжина $l = 7$ мм.

А.1.3.24 Прямокутний зразок напівпровідника n -типу і розмірами $a = 50$ мм, $b = 5$ мм і $d = 1$ мм занурений у магнітне поле з індукцією $B = 0,5$ Тл. Вектор магнітної індукції перпендикулярний до площини $a \times b$ зразка. Під дією напруги $U_a = 0,42$ В, прикладеної вздовж зразка, по ньому

протікає струм $I_a = 20 \text{ мА}$. Вимірювання показують ЕРС Холла $U_H = 6,25 \text{ мВ}$. Знайти питому провідність напівпровідника і коефіцієнт Холла.

А.1.3.25 Використовуючи дані задачі А.1.3.24, визначити концентрацію носіїв заряду, вважаючи, що електропровідність обумовлена носіями тільки одного знака.

А.1.3.26 Використовуючи розв'язок задач А.1.3.24 і А.1.3.25, визначити рухливість носіїв заряду.

А.1.3.27 При тих же умовах, що і в задачі А.1.3.24 визначити ЕРС Холла в зразку міді тих же розмірів, по якому протікає той же струм. Концентрацію електронів провідності міді вважати рівною $8,45 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$.

А.1.3.28 Плоский прямокутний зразок фосфіду індію з питомим опором $\rho = 2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, рухливістю електронів $\mu_n = 0,4 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ занурений у магнітне поле індукцією $B = 1 \text{ Тл}$, вектор якої перпендикулярний до площини кристалу. Вздовж зразка протікає струм $I = 20 \text{ мА}$. Визначити силу Лоренца, яка діє на електрони, якщо площа поперечного перерізу зразка $S = 2 \text{ мм}^2$.

А.1.3.29 Зразок арсеніду галію з питомим опором $5 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ характеризується коефіцієнтом Холла $R_H = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3 / \text{Кл}$. Визначити: а) напруженість холлівського поля, яка виникає при пропусканні через зразок струму густиною $j = 10 \text{ мА} / \text{мм}^2$ і дії магнітного поля з індукцією $B = 2 \text{ Тл}$; б) напруженість зовнішнього електричного поля для створення заданої густини струму.

А.1.3.30 Кристал кремнію легований бором до концентрації $N_a = 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Визначити коефіцієнт Холла для температур 40 і 400К, якщо енергія іонізації бору в кремнії $\Delta W_a = 45 \text{ меВ}$, а ефективна маса густини станів для дірок валентної зони $m_p = 0,56 m_0$.

А.1.3.31 Визначити рухливість і концентрацію електронів в кремнії *n*-типу, питомий опір якого $\rho = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, а коефіцієнт Холла $R_H = 2,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 / \text{Кл}$

А.1.3.32 У кремнії *n*-типу з концентрацією донорів $N_d = 2 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ при температурі $T_1 = 20 \text{ К}$ коефіцієнт Холла $R_{H1} = 428 \text{ м}^3 / \text{Кл}$, а при температурі $T_2 = 40 \text{ К}$, $R_{H2} = 0,21 \text{ м}^3 / \text{Кл}$. Визначити енергію іонізації донорів.

А.1.3.33 Плівка антимоніду індію *n*-типу розмірами $l \times b = 20 \times 10 \text{ мм}$ розташована в площині, що перпендикулярна до магнітного поля Землі. Визначити, яку різницю потенціалів необхідно прикласти вздовж плівки, щоб на інших боках отримати ЕРС Холла $U_H = 1 \text{ мВ}$. Вважати індукцію магнітного поля Землі рівною 44 мкТл , а рухливість електронів $\mu_n = 7,8 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

А.1.3.34 Визначити тип електропровідності напівпровідника, якщо ЕРС Холла має полярність, яка вказана на рис. А.1.3.

А.1.3.35 Яке буде значення ЕРС Холла, якщо ширину напівпровідникової пластини (рис. 1.3) зменшити в два рази при: а) незмінних напруженостях електричного і магнітного полів; б) незмінних індукції магнітного поля і густини струму через зразок; в) незмінній індукції магнітного поля і струму через зразок?

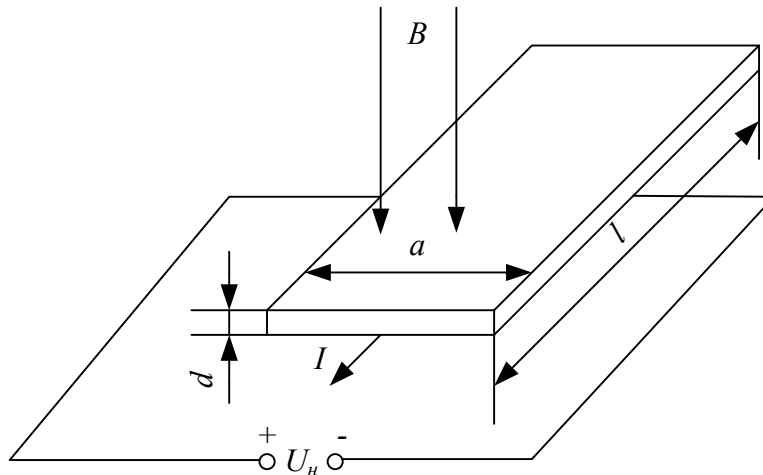


Рисунок А.1.3

А.1.3.36 Визначити коефіцієнт Холла для германію з власною електропровідністю при температурах $T_1=300K$ і $T_2=500K$, вважаючи, що рухливості електронів і дірок змінюються у відповідності з виразами $\mu_n = 0,39(T/300)^{-3/2}$; $\mu_p = 0,19((T/300)^{-3/2})$. Власна концентрація носіїв заряду при кімнатній температурі $n_i = 2,1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, коефіцієнт температурної зміни ширини забороненої зони $e = -3,9 \cdot 10^{-4} \text{ eВ/К}$, а ефективні маси густини станів для електронів і дірок дорівнюють: $m_n = 0,55m_0$; $m_p = 0,388 m_0$, де m_0 – маса вільного електрона.

А.1.3.37 Вздовж зразка германію з поперечним перерізом $0,1 \times 0,2 \text{ см}$ і концентрацією легуючих домішок 10^{17} см^{-3} протікає струм $0,6 \text{ А}$. Перпендикулярно до напрямку струму діє магнітне поле з індукцією $0,5 \text{ Тл}$. Визначити напругу Холла між контактами вузьких сторін бічної поверхні зразка.

А.1.3.38 Визначити ЕРС Холла, яка виникає в пластині германію товщиною $0,5 \text{ мм}$ з власною електропровідністю при температурі 300 К , якщо вздовж пластини проходить струм $I = 10 \text{ мА}$. Вектор магнітної індукції перпендикулярний до площини пластини $B = 0,6 \text{ Тл}$. Концентрація власних носіїв заряду при даній температурі $n_i = 2,1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, а відношення рухливостей електронів і дірок $\mu_n / \mu_p = 2,05$.

А.1.3.39 Установлено, що при деякій температурі в кристалі чистого антимоніду індію ЕРС Холла дорівнює нулю. Визначити, яка частка електричного струму через зразок при цій температурі переноситься дірками, якщо відношення рухливості електронів до рухливості дірок $\mu_n / \mu_p = 100$.

А.1.3.40 Розв'язати попередню задачу для германію, враховуючи, що $\mu_n = 0,39 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; $\mu_p = 0,19 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

А.1.3.41 Визначити, при якому співвідношенні концентрацій електронів і дірок в кремнії ЕРС Холла дорівнює нулю, якщо їх рухливості дорівнюють відповідно $0,14$ і $0,05 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$.

А.1.3.42 В результаті вимірювань установлено, що в пластині кремнію p -типу при температурі $T = 500\text{К}$ спостерігається інверсія знака коефіцієнта Холла. Знайти концентрацію акцепторів у напівпровіднику, якщо $\mu_n = 0,14 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$; $\mu_p = 0,048 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, причому відношення рухливостей незмінне у всьому інтервалі вимірювань. Власна концентрація носіїв заряду в кремнії при $T = 300\text{К}$ $n_i = 1,8 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$.

А.1.3.43 У приладі для дослідження ефекту Холла в зразку германію, рис. А.1.3. при $l = 2,5\text{мм}$; $d = 50\text{мкм}$; $a = 0,25\text{мм}$; $I = 2\text{мА}$; $B = 5 \cdot 10^{-1}\text{Тл}$ отримано $U = 85\text{мВ}$ (в напрямку струму I); $U_n = -1,25\text{мВ}$. Визначити концентрацію носіїв заряду.

А.1.3.44 За умовою задачі А.1.3.43 визначити коефіцієнт Холла.

А.1.3.45 За умовою задачі А.1.3.43 визначити рухливість основних носіїв заряду.

А.1.3.46 Довести, що при заданих напруженостях електричного і магнітного полів ЕРС Холла прямо пропорційна рухливості носіїв заряду.

А.2 КОНТАКТНІ ТА ПОВЕРХНЕВІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

А.2.1 Вправи для самоперевірки

А.2.1.1 Існує виготовлений з кремнію p - n -перехід, який знаходиться при температурі 300K ; p -область переходу легована атомами бору (елемент третьої групи, періодичної системи елементів) з концентрацією 10^{21}м^{-3} . Область n -переходу легована атомами фосфору (елемент п'ятої групи) з концентрацією 10^{20}м^{-3} . Визначити: а) висоту потенціального бар'єру U_0 , якщо $U = 0$; $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}\text{см}^{-3}$; б) координати меж збідненої області з кожного боку переходу, якщо прикладена напруга $U = -10\text{В}$. Параметр $\varepsilon\varepsilon_0 = 1,062 \cdot 10^{-12}\text{Ф}\cdot\text{см}^{-1}$; в) бар'єрну ємність при тій же напрузі -10В , якщо площа поперечного перерізу переходу $A = 10^{-8}\text{м}^2$; г) напругу лавинного пробоя U_{np} . Вважайте, що таке явище настає при напруженості електричного поля $E = 1,5 \cdot 10^7\text{В/м}$.

А.2.1.2 Різкий p - n -перехід, виготовлений з кремнію, перебуває при температурі 300К . Спочатку напруга зміщення відсутня. Потім до переходу прикладають таке негативне зміщення, що струм через діод стає рівним 1мА . Концентрація легуючих домішок з обох боків переходу складає 10^{21}м^{-3} . Площа поперечного перерізу переходу 10^{-6}м^2 . Розрахувати час, за який напруга зміщення зростає до -10В . Задано: $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}\text{см}^{-3}$; $\varepsilon\varepsilon_0 = 1,062 \cdot 10^{-12}\text{Ф/см}$.

А.2.1.3 Відомо, що при $T = 300\text{К}$ кремнієвий діод p - n -типу, тобто з підвищеним рівнем легування n -області, має такі параметри: $W_p = 100\text{мкм}$; $D_n = 20\text{см}^2\text{с}^{-1}$; $\tau_n = 0,2\text{мкс}$; $A = 10^{-3}\text{см}^2$. Розрахувати: а) надмірну концентрацію електронів у p -області як функцію відстані від площини переходу, вважаючи, що струм $I = 1,2\text{мА}$; б) електричний заряд, який накопичиться в нейтральній p -області; в) номінали основних елементів еквівалентної схеми діода для малого сигналу при заданому струмі I , тобто диференціального (динамічного) опору і дифузійної ємності.

А.2.2 Розв'язування

А.2.2.1 а) порівнюючи квазіпотенціали Фермі з обох боків переходу, обчислюємо:

$$U_0 = \psi_n - \psi_p = U_T \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} = 0,0258 \ln \frac{10^{21} \cdot 10^{20}}{(1,5 \cdot 10^{16})^2} = 0,51\text{В}.$$

Формула, яка використана, справедлива в тому випадку, коли концентрація легуючих домішок суттєво переважає значення n_i ;

$$\text{б) } U' = U_0 - U = 0,51 - (-10) = 10,51\text{В}; \quad U' = e \frac{N_a x_p W}{2\varepsilon\varepsilon_0};$$

$$W = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \cdot N_a + N_d \cdot U'}{e \cdot N_a \cdot N_d} \right)^{1/2} = \left(\frac{2 \cdot 1,06 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{21} + 10^{20} \cdot 10,51}{1,6 \cdot 10^{19} \cdot 10^{21} \cdot 10^{20}} \right)^{1/2} = 1,23 \cdot 10^{-5}\text{м}.$$

Розглядаючи разом умову електричної нейтральності $x_p \cdot N_a = x_n \cdot N_d$ і рівність $W = x_n + x_p$, отримуємо:

$$x_n = \frac{WN_d}{N_a + N_d} = 1,118 \cdot 10^{-5} \text{ м};$$

$$x_p = \frac{WN_d}{N_a + N_d} = 1,118 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

Значення W , x_n і x_p відповідають, як це і повинно бути, негативному зміщенню. Дійсно, якщо напруга на діод не подана, то

$$W_0 \left(\frac{2 \cdot 1,06 \cdot 10^{-10}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot \frac{10^{20} + 10^{21}}{10^{20} + 10^{21}} \cdot 0,51 \right) = 0,27 \cdot 10^{-5} \text{ м}.$$

Негативне зміщення повинно бути достатньо велике, тому що $x_n = 10x_p$. Це можна пояснити, взявши до уваги умову електричної нейтральності збідненої області переходу, а також рівність $N_a = 10N_d$. Тому що концентрація акцепторів в p -області переважає концентрацію донорів в n -області, то для взаємної компенсації ефектів ширина області просторового заряду, яка прилягає до n -області, повинна бути меншою;

$$\text{в) } C_{бар} \approx \epsilon \epsilon_0 \frac{A}{W} = \frac{1,06 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-8}}{1,23 \cdot 10^{-5}} = 0,085 \text{ нФ};$$

$$\text{г) } U_{nep} = U_{np} + U_0 \cdot U_{np}, \text{ тому що } U_{np} \gg U_0,$$

$$E = - \left[\frac{2eU_{nep}N_aN_d}{\epsilon \epsilon_0(N_a + N_d)} \right]^{1/2},$$

$$U_{np} \approx U_{nep} = \frac{E^2 \cdot \epsilon \epsilon_0 (N_a + N_d)}{2eN_aN_d} = \frac{(1,5 \cdot 10^7)^2 \cdot 1,06 \cdot 10^{-10} (10^{20} + 10^{21})}{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{20} \cdot 10^{21}} = 820 \text{ В}.$$

$$\text{A.2.2.2 } U' = U_0 - U; U_0 = U_T \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} = 0,026 \ln \frac{10^{21} \cdot 10^{20}}{(1,5 \cdot 10^{16})^2} = 0,577 \text{ В};$$

$$U' = 0,577 - (-10) = 10,577 \text{ В}.$$

При $U = -10 \text{ В}$

$$W = \left[\frac{2\epsilon \epsilon_0 (N_a \cdot N_d)}{eN_aN_d} U' \right]^{1/2} = \left(\frac{2 \cdot 1,062 \cdot 10^{-10} \cdot 2 \cdot 10,577}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{21}} \right)^{1/2} = 5,29 \cdot 10^{-6} \text{ м}.$$

При $U = 0$, $W_0 = 1,23 \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

При $U = -10 \text{ В}$ заряд $Q = AeN_d \frac{W}{2} = 4,23 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$ (оскільки $N_a = N_d$, то

має місце рівність $x_p = x_n = \frac{W}{2}$).

При $U = 0$ заряд $Q_0 = 9,73 \cdot 10^{-11} \text{ Кл}$.

Зворотний струм

$$I_{\text{св}} = \frac{dQ_D}{dT}, \quad Q_D = Q - Q_0 = \int_0^t I_{\text{св}} dt = I \cdot t;$$

$$t = \frac{Q - Q_0}{I} = \frac{423,52 - 97,28}{10^{-3}} \cdot 10^{-12} \approx 326 \cdot 10^{-9} \text{ с} = 326 \text{ нс}.$$

А.2.2.3 а) дифузійна довжина електронів:

$$L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2} = (20 \cdot 2 \cdot 10^{-7})^{1/2} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}.$$

Оскільки $W_p = 100 \text{ мкм}$, то $W_p \gg L_n$; маємо діод з товстою базою.

Використовуючи формули:

$$J = \left[\frac{en_{p0}(-x_p)D_n}{L_n \text{th} \left[(x_p - x_n) / L_n \right]} + \frac{eP(x_n)D_p}{L_p \text{th} \left[(x_n - x_n) / L_n \right]} \right] \cdot (e^{U/U_T} - 1),$$

$$I_{\text{іаі}} = en_i^2 A \left(\frac{D_n}{N_a \cdot L_n} + \frac{D_p}{N_d \cdot L_p} \right), \text{ отримуємо}$$

$$I = I_n(0) = \frac{eAD_n}{L_n} n'_{p0}(0), \quad \text{звідки надмірна концентрація носіїв при } x = 0$$

$$n'_{p0}(0) = \frac{IL_n}{eAD_n} = \frac{1,2 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-3} \cdot 20} = 7,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}.$$

На основі формули $n'_p(x) = n'_{p0} \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right)$ маємо

$$n'_p(x) = n'_{p0}(0) e^{-x/L_n} = 7,5 \cdot 10^{14} \cdot e^{-x/(2 \cdot 10^{-3})} \text{ см}^{-3};$$

$$\text{б) } Q_n = eA \int_0^\infty n'_p(x) dx = eAL_n n'_{p0}(0) = 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^{-3} \cdot 7,5 \cdot 10^{14} = 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}.$$

в) дифузійна провідність визначається як крутизна (пропорційна тангенсу кута нахилу) вольтамперної характеристики діода

$$\text{tg} \alpha = \frac{1}{r} = \frac{dI}{dU} = \frac{I_{\text{нас}}}{U_T} \exp\left(\frac{U}{U_T}\right) \approx \frac{I}{U_T},$$

звідки знаходимо диференціальний опір $r = \frac{U_T}{I} = 21,7 \text{ Ом}$ і у

відповідності з $C_{\text{диф}} = \frac{\tau_p I(U)}{U_T}$ дифузійну ємність

$$C_{\text{диф}} = \frac{\tau_p I}{U_T} = 8,8 \text{ нФ}.$$

А.2.3 Задачі

А.2.3.1 Германієвий *p-n-перехід* має концентрацію домішок $N_d = 10^3 \cdot N_a$, причому на кожні 10^8 атомів германію припадає один атом акцепторної домішки. Визначити контактну різницю потенціалів при температурі $T = 300K$. Концентрації атомів германію N та іонізованих атомів n_i вважати рівними відповідно $4,4 \cdot 10^{22}$ та $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

А.2.3.2 Розв'язати попередню задачу для кремнієвого *p-n-переходу* з такими ж концентраціями домішок. Концентрацію атомів кремнію N і власну концентрацію n_i вважати рівними відповідно $5,0 \cdot 10^{22}$ і 10^{10} см^{-3} .

А.2.3.3 Питомий опір *p*-області германієвого *p-n-переходу* $\rho_p = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, а питомий опір *n*-області $\rho_n = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Визначити висоту потенціального бар'єра при $T = 300K$. Вважати, що при даній температурі $\mu_n = 0,39 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, $\mu_p = 0,19 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^3$.

А.2.3.4 Розв'язати попередню задачу для кремнієвого *p-n-переходу* з такими ж значеннями питомих опорів *p*- і *n*-областей. Вважати, що при $T = 300K$, $\mu_n = 0,14 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, $\mu_p = 0,05 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, $n_i = 10^{10} \text{ см}^3$.

А.2.3.5 Визначити для температури $T=300K$ контактну різницю потенціалів *p-n-переходу*, що сформований у фосфіду індію, якщо рівноважні концентрації основних носіїв заряду в *p*- і *n*-областях однакові і дорівнюють 10^{17} см^{-3} , а власна концентрація $n_i = 10^{13} \text{ см}^3$.

А.2.3.6 Визначити контактну різницю потенціалів в *p-n-переході* з арсеніду галію при кімнатній температурі, якщо концентрація основних зарядів у областях *p*- і *n*-типу однакова і дорівнює 10^{23} см^{-3} . Порівняйте отриманий результат з контактною різницею потенціалів у кремнієвому *p-n-переході* з аналогічним розподілом домішок. Власну концентрацію носіїв заряду при $T=300K$ вважати рівною $1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ для арсеніду галію і 10^{16} см^{-3} для кремнію.

А.2.3.7 В структурі з германієвим *p-n-переходом* питома провідність *p*-області $\gamma_p = 10^4 \text{ См/м}$ і питома провідність *n*-області $\gamma_n = 10^2 \text{ См/м}$. Рухливості електронів і дірок в германії відповідно дорівнюють 0,39 і $0,19 \text{ м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$. Обчислити контактну різницю потенціалів в переході при температурі $T = 300K$, якщо власна концентрація $n_i = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

А.2.3.8 Використовуючи дані та результати попередньої задачі, знайти: а) густину зворотного струму насичення, а також відношення діркової складової зворотного струму насичення до електронної, якщо дифузійна довжина електронів і дірок $L_n = L_p = 10 \text{ м}$; б) напругу, при якій густина прямого струму $j = 10^5 \text{ А}\cdot\text{м}^2$.

А.2.3.9 В структурі з кремнієвим *p-n-переходом* питомий опір *p*-області $\rho_p = 10^4 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, а питомий опір *n*-області $\rho_n = 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Визначити

контактну різницю потенціалів, якщо рухливість дірок і електронів відповідно дорівнює $0,05$ і $0,13 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, а власна концентрація $n_i = 1,38 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ при температурі 300 К .

А.2.3.10 В монокристалі напівпровідника довжиною $0,2 \text{ мм}$ і площею поперечного перерізу $A = 10^{-6} \text{ м}^2$ утворений p - n -перехід. На торцях зразка сформовані омичні контакти для ввімкнення зовнішньої напруги, межа між n - і p -областями розташована посередині. Питомий опір p -області $\rho_p = 4,2 \cdot 10^4 \text{ Ом} \cdot \text{м}$, час життя неосновних зарядів у ній $\tau_n = 75 \text{ мкс}$. Питомий опір n -області $\rho_n = 2,08 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{м}$, час життя дірок в ній $\tau_p = 150 \text{ мкс}$. Визначити: а) контактну різницю потенціалів; б) зворотний струм насичення; в) частку струму, що створюється дірками. При розрахунках вважати, що при $T = 300 \text{ К}$ рухливість електронів $\mu_n = 0,3 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, рухливість дірок $\mu_p = 0,15 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, власна концентрація носіїв заряду $n_i = 2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

А.2.3.11 Концентрація донорів і акцепторів в n - і p -областях різкого p - n -переходу відповідно дорівнює $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і 10^{17} см^{-3} . Визначити контактну різницю потенціалів і густину зворотного струму насичення, вважаючи, що при кімнатній температурі коефіцієнти дифузії для неосновних електронів і дірок складають 100 і $50 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$, відповідно, а дифузійна довжина $L_n = L_p = 0,8 \text{ см}$. Власну концентрацію носіїв заряду вважати рівною 10^{13} см^{-3} .

А.2.3.12 Структура з кремнієвим p - n -переходом має питому провідність p -області $\gamma_p = 10^3 \text{ См/м}$ і питому провідність n -області $\gamma_n = 20 \text{ См/м}$.

Час життя неосновних носіїв заряду 5 і 1 мкс у p - і n -областях, відповідно. Визначити: а) відношення діркової складової струму в p - n -переході до електронної; б) густину зворотного струму насичення і густину струму через p - n -перехід при прямій напрузі $0,3 \text{ В}$. Розрахунок проводити для температури $T = 300 \text{ К}$, вважаючи, що власна концентрація носіїв заряду $n_i = 1,4 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$, рухливість електронів $\mu_n = 0,12 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, рухливість дірок $\mu_p = 0,05 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

А.2.3.13 Різкий p - n -перехід сформований з матеріалу p -типу питомим опором $\rho_p = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ і з матеріалу n -типу питомим опором $\rho_n = 4,6 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ при $T = 300 \text{ К}$. Час життя неосновних носіїв заряду в матеріалі p - і n -типу 100 і 150 мкс , відповідно, площа переходу $A = 1 \text{ мм}^2$. Визначити зворотний струм насичення з припущенням, що довжина p - і n -областей набагато більша дифузійної довжини, якщо $\mu_n = 0,135 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $\mu_p = 4,8 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $n_i = 6,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$.

А.2.3.14 Германієвий p - n -перехід має зворотний струм насичення 1 мкА , а кремнієвий перехід таких же розмірів – зворотний струм насичення 10^8 А . Визначити і порівняти прямі напруги на переходах при кімнатній температурі і струмі 100 мА .

А.2.3.15 При тих же умовах, що і у попередній задачі визначити і порівняти прямі та зворотні опори германієвого і кремнієвого p - n -переходу. Вважати, що вимірювання зворотних струмів насичення проводились при зворотній напрузі $U_m = 5V$.

А.2.3.16 Струм, який проходить через p - n -перехід при великій зворотній напрузі і $T=300K$, дорівнює $2 \cdot 10^{-7}A$. Знайти струм при прямій напрузі $0,1V$.

А.2.3.17 Посередині напівпровідникового зразка довжиною 2 мм перерізом $0,5 \times 1\text{ мм}$ знаходиться p - n -перехід. Питома провідність p -області $\gamma_p = 100\text{ См/см}$, питома провідність n -області $\gamma_n = 1\text{ См/см}$. При температурі $300K$ зворотний струм насичення p - n -переходу дорівнює 5 мкА . Визначити напруги, при яких струм через перехід дорівнює 1 та 10 мА . Уточнити результати з врахуванням спаду напруги на об'ємних опорах p - і n -областей. Зміною опорів об'ємів областей при збільшенні рівня інжекції знехтувати.

А.2.3.18 Області p - і n -діода з різким кремнієвим переходом мають питомий опір $0,013$ і $44,5\text{ Ом}\cdot\text{см}$, відповідно. В умовах термодинамічної рівноваги при кімнатній температурі визначають висоту потенціального бар'єра, якщо $\mu_n = 1400\text{ см}^2V^{-1}s^{-1}$, $\mu_p = 480\text{ см}^2V^{-1}s^{-1}$, $n_i = 1,6 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$.

А.2.3.19 Існує два діоди, один з яких виконаний з кремнію, а другий з германію. Визначіть: а) висоту потенціального бар'єра в обох діодах, вважаючи, що концентрація легуючих домішок $N_a = 10^{17}\text{ см}^{-3}$ і $N_d = 10^{14}\text{ см}^{-3}$ в них однакові. Прийняти для кремнію $n_i = 1,5 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$ і для германію $n_i = 2,5 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$; б) висоту потенціального бар'єра і довжини x_n та x_p збіднених областей p - n -переходу для кожного діода, вважаючи, що зворотне зміщення $U = -10V$.

А.2.3.20 Існує p - n -перехід, легований домішками з концентрацією $N_a = 5 \cdot 10^{23}\text{ м}^{-3}$ і $N_d = 10^{23}\text{ м}^{-3}$. Використовуючи рівняння Пуассона, визначіть: а) товщину області переходу, якщо максимальна напруженість електричного поля в ній складає 10^7 В/м ; б) внутрішню напругу, яка існує в області переходу. Вважати для матеріалу p - n -переходу $\epsilon\epsilon_0 = 12$.

А.2.3.21 В деяку точку зразка кремнію з параметрами $n_i = 10^{16}\text{ м}^{-3}$ і $N_d = 10^{20}\text{ м}^{-3}$ інжектуються надмірні носії з концентрацією 10^{18} м^{-3} . Визначити відношення $\frac{p}{n}$ в даній точці, а також процентну зміну параметрів p і n внаслідок інжекції. Який рівень інжекції низький або високий тут відбувається?

А.2.3.22 Кремнієвий p - n -перехід при кімнатній температурі має концентрацію домішок $N_a = 10^{24}\text{ м}^{-3}$ і $N_d = 10^{22}\text{ м}^{-3}$. Визначити: а) висоту потенціальною бар'єра; б) максимальне значення зовнішньої напруги, при якій ще зберігається низький рівень інжекції. Відомо, що $n_i = 1,48 \cdot 10^{16}\text{ м}^{-3}$.

А.2.3.23 Різкий p - n -перехід має площу поперечного перерізу $A = 1\text{ мм}^2$. Область p сильно легована, так що її питома провідність в декілька

раз більша питомої провідності n -області. Питомий опір n -області $50 \text{ м}\cdot\text{см}$, а час життя неосновних носіїв заряду в ній $\tau_p = 50 \text{ нс}$. Визначити зворотний струм p - n -переходу і пряму напругу при струмі 1 мА .

А.2.3.24 Визначити при температурі $T = 300 \text{ К}$ контактну різницю потенціалів кремнієвого p - n -переходу, якщо концентрація домішок $N_a = 2 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-3}$ і $N_d = 5 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-3}$. Вважати концентрацію власних носіїв заряду $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

А.2.3.25 При температурі $T = 300 \text{ К}$ зворотний струм насичення p - n -переходу в зразку арсеніду галію дорівнює $2,5 \text{ мкА}$. Визначити опір p - n -переходу при прямій напрузі $0,1 \text{ В}$. Побудуйте прямі гілки вольт-амперної та вольт-омної характеристик цього p - n -переходу.

А.2.3.26 Несиметричний p - n -перехід з концентраціями домішок $N_d \gg N_a$ зміщений в зворотному напрямку. Вказати складову струму, яка буде найбільшою при цих умовах.

А.2.3.27 Яка з двох областей p - n -переходу має більш високий питомий опір, якщо відомо, що число дірок, інжектованих через p - n -перехід за одиницю часу, на декілька порядків більше числа електронів?

А.2.3.28 Визначити концентрацію акцепторних домішок в p -області електронно-діркового переходу і концентрацію донорних домішок в n -області, якщо відомо, що при $T = 300 \text{ К}$ питомі провідності областей: $\gamma_n = 1 \text{ См}\cdot\text{см}^{-1}$, $\gamma_p = 100 \text{ См}\cdot\text{см}^{-1}$.

А.2.3.29 При прямій напрузі $0,1 \text{ В}$ на p - n -переході через нього проходить певний струм. Яким повинна бути пряма напруга, щоб струм збільшився в два рази? Розрахунок провести для кімнатної температури.

А.2.3.30 Яку напругу необхідно прикласти до p - n -переходу при $T = 300 \text{ К}$, щоб прямий струм через нього дорівнював зворотному струму насичення I_0 ? При якій прямій напрузі прямий струм $I_{np} = 100 I_0$?

А.2.3.31 Зворотний струм насичення германієвого p - n -переходу площею $A = 1 \text{ мм}^2$ при температурі $T = 300 \text{ К}$ дорівнює 10 мкА . Вважаючи, що струм обумовлений тільки електронами, визначити дифузійну довжину електронів L_n в p -області. Рівень Фермі в p -області лежить на $0,5 \text{ еВ}$ нижче дна зони провідності, рухливість електронів $\mu_n = 0,39 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

А.2.3.32 Зворотний струм насичення p - n -переходу при кімнатній температурі дорівнює 10^{-14} А . При підвищенні температури до 125° С зворотний струм збільшився в 10^5 раз. Визначити напругу на переході при кімнатній температурі та температурі 125° С , якщо прямий струм через нього $I = 1 \text{ мА}$.

А.2.3.33 В скільки разів зміниться бар'єрна ємність різкого p - n -переходу при збільшенні зворотної напруги від 20 до 80 В ?

А.2.3.34 Якщо до різкого p - n -переходу прикласти змінну напругу амплітудою 5 В , то максимальна ємність переходу дорівнює 2 пФ . Визначити

контактну різницю потенціалів і мінімальне значення ємності переходу, якщо при відсутності зовнішньої напруги вона дорівнює 1 пФ.

А.2.3.35 Бар'єрна ємність різкого p - n -переходу дорівнює 200пФ при зворотній напрузі 2В. Яка необхідна зворотна напруга, щоб вона зменшилась до 50пФ, якщо контактна різниця потенціалів $U_0 = 0,82В$?

А.2.3.36 Визначити бар'єрну ємність різкого p - n -переходу, що виконаний в стержні арсеніду галію площею поперечного перерізу $A=1\text{мм}^2$. Ширина області об'ємного заряду $W = 2 \cdot 10^{-4}\text{см}$. Відносна діелектрична проникність напівпровідника $\epsilon\epsilon_0 = 13,1$.

А.2.3.37 В рівноважному стані висота потенціального бар'єра p -переходу дорівнює 0,2В, концентрація акцепторних домішок $N_a = 3 \cdot 10^{14}\text{см}^{-3}$ в p -області, що набагато менша концентрації донорних домішок N_d в n -області. Знайти бар'єрну ємність p - n -переходу, яка відповідає зворотним напругам 0,1 і 10В, якщо площа переходу $A=1\text{мм}^2$. Визначити ширину області об'ємного заряду p - n -переходу для цих напруг. Чому вона буде дорівнювати при прямій напрузі 0,1В ?

А.2.3.38 Як зменшується бар'єрна ємність різкого p - n -переходу при збільшенні модуля напруги зміщення на 1В, якщо відомо, що при $U=-5В$ $C_0=20\text{пФ}$.

А.2.3.39 Германієвий діод має такі параметри: $N_a = 10^{18}\text{см}^{-3}$; $N_d = 10^{16}\text{см}^{-3}$; $A = 10^{-3}\text{см}^2$; $D_r = 40\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$; $T = 300\text{К}$; $n_i = 2 \cdot 10^{13}\text{см}^{-3}$; $W = 10^{-3}\text{см}$. Визначити: а) рівноважні концентрації носіїв в p - і n -областях; б) висоту потенціального бар'єра; в) зворотний струм насичення, нехтуючи електронною складовою струму ($N_a \gg N_d$).

А.2.3.40 В кремнієвому різкому p - n -переході n -область має питомий опір $\rho_n = 50\text{Ом} \cdot \text{см}$, час життя неосновних носіїв заряду в ній $\tau_p = 1\text{мкс}$; для p -області: $\rho_p = 0,10\text{Ом} \cdot \text{см}$; $\tau_n = 5\text{мкс}$. Знайти відношення діркової складової струму до електронної. Визначити густину струму, який протікає через перехід при прямій напрузі 0,3В.

А.2.3.41 В різкому p - n -переході площею $A=10^{-6}\text{м}^2$ концентрація акцепторної домішки в p -області $N_a = 10^{24}\text{м}^{-3}$, концентрація донорної домішки в n -області $N_d = 10^{22}\text{м}^{-3}$. Рухливість дірок $\mu_p = 0,2\text{м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, рухливість електронів $\mu_n = 0,4\text{м}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$, дифузійна довжина неосновних носіїв заряду в областях: $L_p = 2 \cdot 10^{-4}\text{м}$; $L_n = 3 \cdot 10^{-4}\text{м}$, відносна діелектрична проникність матеріалу $\epsilon = 16$, власна концентрація носіїв заряду $n_i = 10^{19}\text{м}^{-3}$. Визначити для температури $T = 300\text{К}$: а) концентрації для основних і неосновних носіїв заряду; б) питому провідність p - і n -областей;

в) контактну різницю потенціалів; г) коефіцієнти дифузії для носіїв заряду обох типів; д) зворотний струм насичення; е) ширину області об'ємного заряду p - n -переходу при зворотній напрузі 10В; ж) бар'єрну ємність p - n -переходу при зворотній напрузі 10В; и) відношення діркової складової струму через p - n -перехід до електронної.

А.2.3.42 В кремнієвому різкому p - n -переході з концентраціями домішок $N_a = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ і $N_d = 10^{22} \text{ м}^{-3}$ лавинний пробій настає при напруженості електричного поля $6 \cdot 10^7 \text{ В/м}$. Визначити ширину p - n -переходу і зворотну напругу, необхідну для початку виникнення пробою. Відносна діелектрична проникність кремнію $\varepsilon = 12$.

А.2.3.43 Кремнієвий p - n -перехід має площу поперечного перерізу $A = 1 \text{ мм}^2$ і бар'єрну ємність $C_\sigma = 300 \text{ пФ}$ при зворотній напрузі $U_{зв} = 10 \text{ В}$. Визначити максимальну напруженість електричного поля в області об'ємного заряду. Як зміниться ємність, якщо зворотну напругу збільшити в два рази? Відносна діелектрична проникність матеріалу $\varepsilon = 12$.

А.2.3.44 Бар'єрна ємність різкого p - n -переходу дорівнює 25 пФ при зворотній напрузі 5В. Як зміниться ємність, якщо зворотну напругу збільшити в два рази? Відносна діелектрична проникність кремнію $\varepsilon = 12$.

А.2.3.45 Маємо кремнієвий діод з такими параметрами:
 $N_a = 2,25 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 2,25 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; $A = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$; $W = 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$;
 $\tau_p = 50 \text{ мкс}$. До діода прикладена пряма напруга зміщення $U = 50 \text{ В}$.
 Визначити: а) опір постійному струму; б) диференційний опір; в) дифузійну ємність $C_{\text{диф}}$, якщо $D_p = 13 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ і $G_{\text{диф}} = \frac{I}{0,026} \text{ мСм}$.

А.2.3.46 Визначити бар'єрну ємність і ширину p - n -переходу, сформованого з арсеніду індію при $T = 300 \text{ К}$, якщо концентрація основних носіїв заряду: $n_p = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $n_n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, відносна діелектрична проникність $\text{InAs} - \varepsilon = 14,6$, площа поперечного перерізу p - n -переходу $A = 0,01 \text{ см}^2$. До p - n -переходу прикладена зворотна напруга $U_{зв} = 100 \text{ В}$.

А.3 БІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ ІНТЕГРАЛЬНИХ СХЕМ

А.3.1 Вправи для самоперевірки

А.3.1.1 Для даного транзистора типу $p-n-p$ задано: $I_{pE} = 1\text{мА}$; $I_{nE} = 0,01\text{мА}$; $I_{pK} = 0,98\text{мА}$; $I_{nK} = 0,001\text{мА}$. Визначити: а) статичний коефіцієнт передачі струму бази; б) ефективність емітера або коефіцієнт інжекції; в) струм бази та коефіцієнт передачі струму в схемах ЗБ і ЗЕ (загальна база і загальний емітер); г) значення струмів I_{KB0} і I_{KE0} ; д) значення коефіцієнта передачі струму β та I_B , якщо $I_{pK} = 0,99\text{мА}$; е) значення β та I_B , якщо $I_{pK} = 0,99\text{мА}$ та $I_{nE} = 0,005\text{мА}$. Як зміниться значення β та I_B коли струм I_{nE} збільшиться?

А.3.1.2 Кремнієвий транзистор типу $n-p-n$ при кімнатній температурі має концентрацію домішок в базі $1,3 \cdot 10^{23} \text{м}^{-3}$ і в колекторі $1,3 \cdot 10^{24} \text{м}^{-3}$. Товщина активної області бази при $U_{KB} = 0$ складає 1мкм . а) поясніть, чому при $U_{KB} = 3,6\text{В}$ товщина активної області бази змінюється на 10%. Вважайте, що $n_i = 10^{16} \text{м}^{-3}$. б) визначити бар'єрну ємність переходу база-колектор, якщо площа переходу 10^{-8}м^2 і напруга $U_{KB} = 0$.

А.3.1.3 Два біполярних транзистори типу $p-n-p$ відрізняються тим, що товщина бази одного з них складає 0,9 товщини бази другого. Покажіть, що струми на обох транзисторах однакові в тому випадку, коли напруга база-емітер другого транзистора на $0,0027\text{В}$ більша, ніж відповідна напруга першого транзистора. Вказівки:

а) вважайте, що ефективна товщина бази значно менша дифузійної довжини; б) вважайте, що рекомбінації носіїв у базі не відбувається; в) припустіть, що струм I_E складається із струму I_1 (інжектowanego з емітера в базу) і струму I_2 (інжектowanego з бази в емітер); г) вважайте, що концентрація домішок у базі суттєво менша, ніж в емітері, і що перехід емітер-база можна замінити простим діодом.

А.3.1.4 Кремнієвий транзистор типу $p-n-p$ має параметри: $N_{aE} = 5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$; $N_{dB} = 10^{16} \text{см}^{-3}$; $N_{aK} = 10^{15} \text{см}^{-3}$; $W = 1\text{мкм}$; $A = 3\text{мм}^2$; $U_{EB} = +0,5\text{В}$; $U_{EK} = -5\text{В}$; $D_{nE} = 2 \text{см}^2 \text{с}^{-1}$; $D_{pB} = 10 \text{см}^2 \text{с}^{-1}$; $D_{nK} = 35 \text{см}^2 \text{с}^{-1}$; $\tau_{nE} = 10^{-8} \text{с}$; $\tau_{pB} = 10^{-7} \text{с}$; $\tau_{nK} = 10^{-6} \text{с}$. Напруга пробою в схемі ЗЕ $U_{np(ЗЕ)} = 50\text{В}$. Визначити; а) товщину нейтральної області W_B в базі; б) концентрацію $p(n)(0)$ для неосновних носіїв біля переходу емітер-база; в) заряд Q_B неосновних носіїв в області бази; г) складові струмів I_{pE} ; I_{pK} ; I_{nE} ; I_{nK} ; I_{pB} ; д) I_E ; I_K ; та I_B ; е) ефективність емітера, коефіцієнти передачі струму в схемах із загальною базою (ЗБ) і загальним емітером (ЗЕ); ж) поясніть, як можна поліпшити параметри γ і β_T ; и) напругу $U_{np(KE)}$ в схемі ЗБ,

враховуючи, що параметр $a = 5$, який входить в формулу

$$M = \left[1 - \left(\frac{|U_{KB}|}{U_{npKB}} \right)^a \right]^{-1} \cdot \text{Вважайте, що } n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}.$$

А.3.1.5 Транзистор типу $n-p-n$ має товщину активної області бази $0,2 \text{ мкм}$. Концентрація домішок скрізь однорідна, за винятком перехідних областей поблизу емітера і колектора. Крім напруги основного джерела, прикладеного до колектора, існує джерело напруги 5В , яке приєднане до активної області бази (без врахування контактної різниці потенціалів і спаду напруги на колекторній області): а) визначити, при якому мінімальному рівні легування бази можна уникнути пробою між колектором і емітером; б) знайти постійну часу бази; в) визначити постійну часу Гуммеля $N_G = N_B W_B$; г) вважаючи, що через наявність домішок область емітера вироджена, а концентрація домішок в колекторній області 10^{16} см^{-3} , визначити загальний заряд в базі, додавши сюди заряди в збіднених областях переходів емітер-база та колектор-база, при яких реалізується знайдена в п. в) значення постійної Гуммеля. Вважається, що в області емітера значення $U_{FnE} = 0,55\text{В}$. Вихідні дані: $\epsilon\epsilon_0 = 1,035 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$; $D_B \approx 15 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$; $n_i = 1,2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

А.3.2 Розв'язування

$$3.2.1 \text{ а) } \beta_T = \frac{I_{pK}}{I_{pK}} = 0,98; \text{ б) } \gamma = \frac{I_{p\varepsilon}}{I_{p\varepsilon} + I_{n\varepsilon}} = \frac{1}{1 + 0,01} = 0,99$$

$$\text{в) } \alpha = \gamma \cdot \beta_T = 0,99 \cdot 0,98 = 0,97; \quad I_E = 1 + 0,01 = 1,01 \text{ мА};$$

$$I_K = I_{pK} + I_{nK} = 0,98 \text{ мА}; \quad I_B = I_E - I_K = 29,9 \text{ мкА}; \quad \beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = 32,67;$$

$$\text{г) } I_{KB0} \approx I_{nK} = 1 \text{ мкА}; \quad I_{KE0} \approx I_{KB0} \cdot (\beta + 1) = 3,36 \text{ мкА};$$

$$\text{д) } I_{pK} = 0,99 \text{ мА} \rightarrow \alpha = \frac{0,99}{1 + 0,01} = 0,9802 \rightarrow \beta = 49,5;$$

$$I_B = (I_{nE} + I_{pE}) - (I_{nK} + I_{pK}) = 19,9 \text{ мкА};$$

$$\text{е) } \alpha = \frac{0,99}{1 + 0,005} = 0,98507; \quad \beta = 6,6; \quad I_B = 14,9 \text{ мкА}.$$

Якщо струм I_{nE} зростає, то величина β зменшується, тому, що зменшується значення коефіцієнта інжекції γ . Дійсно, якщо зменшити γ , то знижується α (тому що $\alpha = \gamma \cdot \beta_T$) і значення β (бо $\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$). Струм I_B можна знайти використавши результати, що отримані в п. в), д) і е).

А.3.2.2 В цій задачі на конкретному матеріалі обговорюється ефект Ерлі, суть якого в тому, що товщина базової області зменшується від дії зворотної напруги, яка прикладена до колектора

$$U_v = U_T \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} = 0,26 \ln \frac{1,3 \cdot 10^{23} \cdot 1,3 \cdot 10^{24}}{(10^{16})^2} = 0,912B;$$

$$X_n N_{aB} = X_p N_{aK} \rightarrow X_n = X_p \cdot \frac{N_{aK}}{N_{aB}} = 10 X_p; \quad X_p + X_n = W \rightarrow X_n = \frac{10}{11} W;$$

$$X_p = \frac{1}{11} W.$$

$$W = \left[\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 (U_0 - U)}{e} \left(\frac{1}{N_{aK}} + \frac{1}{N_{aB}} \right) \right]^{1/2};$$

$$W^2 = \frac{2 \cdot 1,062 \cdot 10^{-10}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \cdot \left(\frac{1}{1,3 \cdot 10^{24}} + \frac{1}{1,3 \cdot 10^{23}} \right) \cdot (U_0 - U) = 1,123 \cdot 10^{-14} (U_0 - U).$$

Якщо $U_{0KB} = 0$, то $U = 0$ і $U_0 = 0,912B$, звідки

$$W_0^2 = 1,123 \cdot 10^{-14} \cdot 0,912B^2; \quad W_0 = 1,012 \cdot 10^{-7} m.$$

Якщо товщина бази зростає на 10% відносно товщини при нульовій напрузі, то це відповідає росту її на $0,1 \cdot 10^{-6} = 10^{-7} m$. Таким чином, товщина збідненої області переходу колектор-база при 10%-ному зростанні товщини бази складе $W \cdot W_0 + 10^{-7} = 2,012 \cdot 10^{-7} m$. Оскільки $(W')^2 = 1,123 \cdot 10^{-14} U_{KB}$, знаходимо

$$U_{KB} = \frac{(2,012 \cdot 10^{-7})^2}{1,123 \cdot 10^{-14}} = 3,6B.$$

$$C_{бар} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 A}{W_0} = \frac{1,062 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-8}}{1,012 \cdot 10^{-7}} \approx 10 n\Phi;$$

А.3.2.3 Наведені вихідні дані цілком реальні для звичайних транзисторів. Таким чином, $\alpha = \gamma \cdot \beta \rightarrow I_E = I_K$. Відомо, що товщина базової області слабо впливає на величину струму I_{KB0} , який приблизно однаковий для різних транзисторів одного і того ж типу. Крім того, значення I_{KB0} дуже мало впливає на струм I_K . Тому можна стверджувати, що при однакових струмах I_E обох транзисторів однаковими будуть і їх режими. Якщо вважати, що величина I_E залежить тільки від інжекції носіїв із емітера в базу, то стосовно до діодів емітер-база, що зміщені в прямому напрямку, отримаємо

$$I_{E1} \approx \frac{eAD_p P_{n0}}{W_1} (e^{U_{EB1}/U_T} - 1), \quad I_{E2} \approx \frac{eAD_p P_{n0}}{W_2} (e^{U_{EB2}/U_T} - 1). \quad \text{Оскільки напруга}$$

прикладена до діода в прямому напрямку, приблизно можна вважати, що

$$\exp \frac{U_{EB}}{U_T} - 1 \approx \exp \frac{U_{EB}}{U_T}. \quad \text{За умови задачі, } I_{E1} = I_{E2} \text{ тоді}$$

$$\frac{1}{W_1} \exp \frac{U_{EB1}}{U_T} = \frac{1}{W_2} \exp \frac{U_{EB2}}{U_T} \text{ і } \frac{W_2}{W_1} = \exp \left(\frac{U_{EB2} - U_{EB1}}{U_T} \right).$$

Відповідно до умови $W_1 = 0,9W_2$. Звідси

$$U_{EB2} - U_{EB1} = U_T \ln \left(\frac{1}{0,9} \right) = 0,026 \cdot 0,105 = 0,0027 \text{ В}.$$

$$3.2.4 \text{ а) перехід емітер-база: } U_0 = U_T \ln \left(\frac{N_{aE} \cdot N_{dB}}{n_i^2} \right) = 0,856 \text{ В};$$

$$X_{BE} = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \cdot N_{aE} \cdot U_0 - 0,5}{e \cdot N_{dB} \cdot (N_{aE} + N_{dB})} \right]^{1/2} = 0,215 \text{ мкм}. \text{ Перехід база-колектор:}$$

$$U_0 = U_T \ln \left(\frac{N_{dB} \cdot N_{aK}}{n_i^2} \right) = 0,026 \ln \left(\frac{10^{16} \cdot 10^{15}}{1,45 \cdot 10^{10}} \right) = 0,635 \text{ В}.$$

$$X_{BK} = \left[\frac{2 \cdot 1,05 \cdot 10^{-12} \cdot 10^{15} \cdot 0,635 + 5}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16} \cdot (10^{15} + 10^{16})} \right]^{1/2} = 0,258 \text{ мкм};$$

$$W_B = W - X_{BE} - X_{BK} = 1 - 0,215 - 0,258 = 0,527 \text{ мкм}.$$

$$\text{б) } P_n(0) = P_{n0} \exp \left(\frac{U_{EB}}{U_T} \right) = \frac{(1,45 \cdot 10^{10})^2}{10^{16}} \exp \left(\frac{0,5}{0,026} \right) = 5,18 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3};$$

$$\text{в) } Q_B \approx eAW_B \cdot \frac{P_n(0)}{2} = 6,4 \cdot 10^{-13} \text{ Кл};$$

$$\text{г) область бази: } L_{pB} = (D_{pB} \cdot \tau_{pB})^{1/2} = (10 \cdot 10^{-7})^{1/2} = 10^{-3} \text{ см}.$$

$$P_{B0} = \frac{n_i^2}{N_d} = 21 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}. \text{ Область емітера: } L_{nE} = (2 \cdot 10^{-8})^{1/2} = 14,1 \cdot 10^3 \text{ см};$$

$$n_{E0} = \frac{2,1 \cdot 10^{20}}{5 \cdot 10^{18}} = 42 \text{ см}^{-3}. \quad \text{Область}$$

$$\text{колектора: } L_{nK} = (35 \cdot 10^{-6})^{1/2} = 5,9 \cdot 10^{-3} \text{ см}; n_{K0} = 2,1 \cdot \frac{10^{20}}{10^{15}} = 21 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}. \quad \text{Складові}$$

струмів:

$$I_{pE} = A \left(-eD_{pE} \frac{dp_{nE}}{dx} \Big|_{x=0} \right) = \frac{eAD_{pE}P_{nE0}}{L_{pE}} \left(\text{cth} \frac{W_B}{L_{pE}} \right) \left[\left(e^{U_{BE}/U_T} - 1 \right) + \frac{1}{\text{ch}(W_B/L_{pE})} \right] =$$

$$= \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{-2} \cdot 10 \cdot 21 \cdot 10^3}{3,16 \cdot 10^{-3}} \cdot \left(\text{cth} \frac{0,527}{10} \right) \cdot \left[\left(e^{-0,5/0,026} - 1 \right) + \frac{1}{\text{ch}(0,0527)} \right] = 1,4725 \cdot 10^{-2} \text{ А};$$

$$I_{pK} = A \left(-eD_{pK} \frac{dp_{nK}}{dx} \Big|_{x=W_B} \right) = \frac{eAD_{pK}P_{nK0}}{L_{pK}} \cdot \frac{1}{\text{sh}(W_B/L_{pK})} \left[\left(e^{U_{KE}/U_T} - 1 \right) + \text{ch} \left(\frac{W_B}{L_{pK}} \right) \right] =$$

$$= 1,4705 \cdot 10^{-3} \text{ А};$$

$$I_{nE} = A \left(-eD_{nE} \frac{dn_E}{dx} \Big|_{x=-x_{BE}} \right) = \frac{eAD_{nE}n_{E0}}{L_{nE}} \cdot (e^{U_{BE}/U_T} - 1) = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{-2} \cdot 42}{4,1 \cdot 10^{-3}} \times$$

$$\times 2,42114 \cdot 10^8 = 3,462 \cdot 10^{-7} A;$$

$$I_{nK} = A \left(-eD_{nK} \cdot \frac{n_{K0}}{L_{nK}} \right) = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{-2} \cdot 35 \cdot 21 \cdot 10^4}{1,87 \cdot 10^{-2}} = 1,88 \cdot 10^{-12} A;$$

$$I_{pB} = I_{pE} - I_{pK} = 2,0429 \cdot 10^{-6} A;$$

$$д) I_E = I_{pE} + I_{nE} = 1,47294 \cdot 10^{-3} A, \quad I_K = I_{pK} + I_{nK} = 1,47055 \cdot 10^{-3} A,$$

$$I_B = I_{nE} + I_{pB} - I_{nK} = 2,3891 \cdot 10^{-6} A;$$

$$е) \gamma = \frac{I_{pE}}{I_E} = 0,99976; \quad \beta_T = \frac{I_{pK}}{I_{pE}} = 0,99861; \quad \alpha = \frac{I_K}{I_E} = \gamma\beta_T = 0,99837;$$

$$\beta = h_{FE} = 615,5.$$

ж) щоб підвищити коефіцієнт інжекції γ , концентрацію необхідно зробити значно вищою, ніж у базі. Величина параметра β_T буде збільшена, якщо товщина бази буде малою в порівнянні з товщиною емітера.

и) коефіцієнт множення струму колектора

$$M = \left[1 - \left(\frac{|U_{KB}|}{U_{KBnp}} \right)^\alpha \right]^{-1}.$$

$$\text{Також можна записати } M(\alpha I + I_{KB0}) = I; \quad I = \frac{MI_{KB0}}{1 - \alpha M}.$$

Вважаючи, що $\alpha \cdot M = 1$, отримаємо

$$U_{np(KE)} = U_{np(KB)} (1 - \alpha)^{1/\alpha} \approx U_{np(KB)} \cdot (\beta)^{-1/\alpha} = 50 \cdot (615,5)^{-1/5} = 13,8V.$$

$$A.3.2.5 \text{ а) } N_B = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U}{W_B^2 \cdot e} = \frac{2 \cdot 1,035 \cdot 10^{-12} \cdot 5}{0,2 \cdot 10^{-4} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,62 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}.$$

$$б) \tau_B = \frac{W_B^2}{2D_B} \approx \frac{0,2 \cdot 10^{-4}}{2 \cdot 15} = 1,33 \cdot 10^{-11} \text{ с}.$$

$$в) N_G = N_B \cdot W_B = 1,62 \cdot 10^{17} \cdot 0,2 \cdot 10^{-4} = 3,24 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}.$$

$$г) \text{ для області бази } U_{Fp} = U_T \ln \frac{N_E}{n_i} = 0,026 \ln \frac{1,62 \cdot 10^{17}}{1,2 \cdot 10^{10}} = 0,425V.$$

Контактна різниця потенціалів на емітерному переході

$$U_{EB0} = U_{FnE} + U_{Fp} = 0,55 + 0,425 = 0,975V.$$

Концентрація носіїв в області просторового заряду в переході емітер-база буде $\frac{Q_{EB}}{e}$, причому

$$Q_{EB} = (2\epsilon\epsilon_0 N_B U_{EB0})^{1/2} = (2,1 \cdot 1,035 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,62 \cdot 10^{17} \cdot 0,975)^{1/2} = \\ = (2,1 \cdot 1,035 \cdot 10^{-12} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,62 \cdot 10^{17} \cdot 0,975)^{1/2} = 2,29 \cdot 10^{-7} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}.$$

Тому, $\frac{Q_{EB}}{I} = 1,43 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Для області колектора

$$U_{FnK} = 0,026 \ln \frac{10^{16}}{1,2 \cdot 10^{10}} = 0,353 \text{ В};$$

$$U_{KB0} = 0,353 + 0,425 = 0,778 \text{ В}.$$

Товщина області просторового заряду в переході колектор-база

$$X_n + X_p = W_{BK} = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e} \cdot \left(\frac{N_B + N_K}{N_B \cdot N_K} \right) \cdot U_{KB0} \right]^{1/2} = \\ = \left[\frac{2 \cdot 1,035 \cdot 10^{-12} (1,62 \cdot 10^{17} + 10^{16}) \cdot 0,778}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1,62 \cdot 10^{17} \cdot 10^{16}} \right]^{1/2} = 3,27 \cdot 10^{-5} \text{ см};$$

$$X_p = \frac{W_{BK}}{1 + N_B / N_K} = \frac{32,7 \cdot 10^{-6}}{1 + 1,62 \cdot 10^{17} / 10^{16}} = 1,9 \cdot 10^{-6} \text{ см}.$$

Концентрація носіїв у збудженій області переходу колектор-база

$$\frac{Q_{EB}}{e} = N_B \cdot X_p = 1,62 \cdot 10^{17} \cdot 1,9 \cdot 10^{-6} = 3,08 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}.$$

Підсумкова концентрація носіїв у базі:

$$3,24 \cdot 10^{12} + 1,43 \cdot 10^{12} + 0,31 \cdot 10^{12} = 1,98 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}.$$

А.3.3 Задачі

А.3.3.1 У якому режимі працює транзистор *n-p-n*, що увімкнений за схемою із загальним емітером, якщо напруга $U_{BE} = 0,4 \text{ В}$, а напруга $U_{KE} = 0,3 \text{ В}$?

А.3.3.2 У якому режимі працює транзистор *n-p-n*, що увімкнений за схемою ЗЕ, якщо напруга $U_{BE} = 0,4 \text{ В}$, а напруга $U_{KE} = 10 \text{ В}$?

А.3.3.3 У якому режимі працює транзистор *n-p-n*, що увімкнений за схемою ЗЕ, якщо напруга $U_{BE} = -0,4 \text{ В}$, а напруга $U_{KE} = -10 \text{ В}$?

А.3.3.4 У якому режимі працює транзистор *n-p-n*, що увімкнений за схемою ЗЕ, якщо напруга $U_{BE} = -0,3 \text{ В}$, а напруга $U_{KE} = -0,4 \text{ В}$?

А.3.3.5 Транзистор *n-p-n* увімкнений за схемою ЗБ. $U_{EB} = -0,5 \text{ В}$, $U_{KB} = 12 \text{ В}$. Визначити напругу колектор-емітер.

А.3.3.6 Транзистор *p-n-p* увімкнений за схемою ЗЕ. Напруга $U_{BE} = -0,8 \text{ В}$; $U_{KE} = -10 \text{ В}$. Визначити напругу колектор-база.

А.3.3.7 Виводи електродів транзистора марковані А, Б, В. Струми, що знімаються з цих виводів, дорівнюють $I_A = 1 \text{ мА}$; $I_B = 20 \text{ мкА}$, $I_C = 1,02 \text{ мА}$. З якими електродами транзистора з'єднані виводи і чому дорівнює коефіцієнт передачі постійного струму бази транзистора (прийняти $I_{K0} = 0$).

А.3.3.8 У транзистора *n-p-n* надмірна концентрація електронів на емітерному переході дорівнює 10^{20} м^{-3} . Площі переходів A однакові і дорівнюють $1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, ефективна ширина бази $W_B = 4 \cdot 10^{-5} \text{ м}$; рухливість електронів $\mu_n = 0,39 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при $T = 300 \text{ К}$. Визначити струм колектора.

А.3.3.9 В *p-n-p* транзисторі площі емітерного і колекторного переходів однакові і дорівнюють $1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$. Надмірна концентрація дірок в емітерному переході дорівнює $2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$ коефіцієнт дифузії дірок $D_p = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 / \text{ с}$. Визначити струм емітера, обумовлений дірками, якщо ширина бази $W_B = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$.

А.3.3.10 Концентрації домішок транзистора *p-n-p* і ширина бази виконані так, що тільки один відсоток дірок, що інжектовані з емітера, губиться при рекомбінації у базі. Визначити коефіцієнт інжекції.

А.3.3.11 Концентрація домішок у всіх областях транзистора *p-n-p* і ширина бази така, що тільки 1% дірок, які інжектуються з емітера, втрачається при рекомбінації у базі. Нехтуючи струмами витоку, знайти коефіцієнт передачі струму емітера, якщо електронна складова струму емітера $I_{nE} = 0,01 I_E$, а коефіцієнт множення в колекторному переході $M = 1$.

А.3.3.12 В транзисторі *n-p-n* $N_{dE} = 10^{24} \text{ м}^{-3}$, $N_{aB} = 10^{22} \text{ м}^{-3}$, а рухливості $\mu_n = 0,4 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ і $\mu_p = 0,2 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Визначити відношення діркового струму до електронного на переході емітер-база.

А.3.3.13 Діод на основі транзистора *n-p-n* з вільним колектором має прямий струм $I_E = 2 \text{ мА}$; $I_{KB0} = 2 \text{ мкА}$; $I_{EB0} = 1,6 \text{ мкА}$, $\alpha = 0,98$. Визначити напругу на переходах.

А.3.3.14 Прямий струм емітера *n-p-n* транзистора $I_E = 2 \text{ мА}$, колекторне коло розірвано. Визначити напругу емітер-колектор при $I_{KB0} = 2 \text{ мкА}$; $I_{EB0} = 1,8 \text{ мкА}$, $\alpha = 0,98$.

А.3.3.15 Визначити постійний струм бази *p-n-p* транзистора при $T = 300 \text{ К}$, коли $I_K = 1 \text{ мА}$; $\tau_p = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ с}$; $\mu_p = 0,2 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; $W_B = 10^{-5} \text{ м}$.

А.3.3.16 Визначити коефіцієнти передачі при постійному струмі α , h_{21E} і зворотному струмі колектора I_{KE0} в транзисторі за схемою з загальним емітером, коли $I_K = 1 \text{ мА}$, $I_B = 20 \text{ мА}$, $I_{KB0} = 10^{-8} \text{ А}$.

А.3.3.17 У транзистора *p-n-p* $\alpha = 0,98$; $I_{KB0} = 5 \text{ мкА}$; $I_{EB0} = 3,57 \text{ мкА}$. Визначити струми транзистора I_K та I_E , якщо обидва переходи увімкнені в зворотному напрямку.

А.3.3.18 Транзистор *p-n-p* має параметри: $I_{pE} = 1 \text{ мА}$; $I_{nE} = 0,01 \text{ мА}$; $I_{pK} = 0,98 \text{ мА}$; $I_{nK} = 0,001 \text{ мА}$. Визначити статистичні коефіцієнти передачі струму бази та інжекції.

А.3.3.19 Визначити струм колектора транзистора, якщо струм бази $I_B = 20 \mu A$, $I_{KB0} = 1 \mu A$, $\gamma = 0,99$, $\beta = 0,995$, а $M = 1$.

А.3.3.20 База транзистора з концентрацією домішок 10^{21} м^{-3} має коефіцієнт передачі струму на низькій частоті $\beta = 30$. Визначити час життя неосновних носіїв заряду у базі, якщо коефіцієнт інжекції $\gamma = 1$, а коефіцієнт дифузії $D_n = 0,0093 \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$.

А.3.3.21 Транзистор $p-n-p$ має параметри: $\alpha = 0,99$; $\alpha_1 = 0,9$; $I_{EB0} = 10^{-6} \text{ А}$; $I_{KB0} = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ А}$, $T = 300 \text{ К}$. Визначити струми I_K , I_E , I_B , якщо $U_{EB} = 0,25 \text{ В}$ і $U_{KB} = 0,2 \text{ В}$.

А.3.3.22 Транзистор $p-n-p$ має параметри: $\alpha = 0,99$; $\alpha_1 = 0,9$; $I_{EB0} = 10^{-6} \text{ А}$; $I_{KB0} = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ А}$, $T = 300 \text{ К}$. Визначити струми I_K , I_E , I_B , якщо $U_{EB} = 0,25 \text{ В}$; $E_{KB} = -10 \text{ В}$.

А.3.3.23 Транзистор $p-n-p$ має параметри: $\alpha = 0,99$, $\alpha_1 = 0,9$, $I_{EB0} = 10^{-6} \text{ А}$, $I_{KB0} = 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ А}$, $T = 300 \text{ К}$. Визначити струми I_K , I_E , I_B , якщо $U_{EB} = -5 \text{ В}$ і $U_{KB} = -10 \text{ В}$.

А.3.3.24 Транзистор типу $n-p-n$ має площу поперечного перерізу $A = 10^{-6} \text{ м}^2$ і концентрацію надмірних неосновних носіїв у базі біля емітерного переходу $n_{nB} = 10^{20} \text{ м}^{-3}$. Активна товщина бази $W_B = 2 \cdot 10^5 \text{ м}$, рухливість електронів $\mu_n = 0,39 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, $T = 300 \text{ К}$. Знайти струм колектора, вважаючи транзистор ідеальним.

А.3.3.25 Транзистор типу $n-p-n$ і концентрацією домішок $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ має розміри активної області бази $1,0 \times 1,0 \times 0,2 \text{ мкм}$. Скільки електронів містить базова область при рівновазі?

А.3.3.26 Транзистор $n-p-n$ має концентрацію домішок $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ і розміри активної області бази $1 \times 1 \times 0,2 \text{ мкм}$. Визначити кількість домішкових атомів у базі, враховуючи, що всі атоми іонізовані.

А.3.3.27 Транзистор $n-p-n$ з концентрацією атомів кремнію $N_{di} = 5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ має розміри активної області бази $1 \times 1 \times 0,2 \text{ мкм}$. Визначити кількість атомів кремнію в базі.

А.3.3.28 Транзистор $n-p-n$ працює в активній області і має такі параметри: активна товщина бази $W_B = 1,5 \text{ мкм}$; $N_{aB} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $N_{dE} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; $L_{pE} = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$; $L_{pB} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$; час життя неосновних носіїв: $\tau_n = 2 \cdot 10^{-7} \text{ с}$; $\tau_p = 10^{-6} \text{ с}$; $n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Визначити коефіцієнт передачі β транзистора. Коефіцієнт передачі α транзистора розрахувати за формулою

$$\alpha = 1 - \frac{D_{pE} \cdot D_{nE} \cdot W_B}{D_{nB} \cdot n_{pB} \cdot L_{pE}} - \frac{W_B^2}{2L_{nB}^2}.$$

А.3.3.29 Який коефіцієнт інжекції n - p - n транзистора в схемі з ЗЕ з однорідною базою і параметрами: $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $W_B = 0,5 \text{ мкм}$; $D_p = 0,5 D_n$; $L_p = 1 \text{ мкм}$; $L_n = 10 \text{ мкм}$?

А.3.3.30 Визначити коефіцієнт переносу через базу в схемі ЗЕ для n - p - n транзистора з однорідною базою і параметрами: $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $W_B = 0,5 \text{ мкм}$; $D_p = 0,5 D_n$; $L_p = 1 \text{ мкм}$; $L_n = 10 \text{ мкм}$.

А.3.3.31 Визначити коефіцієнт передачі струму в схемі ЗЕ для транзистора типу n - p - n з однорідною базою і параметрами: $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $W_B = 0,5 \text{ мкм}$; $D_p = 0,5 D_n$; $L_p = 1 \text{ мкм}$; $L_n = 10 \text{ мкм}$.

А.3.3.32 Визначити диференціальний опір p - n - p транзистора при $U_{KB} = -16 \text{ В}$ у якого площі обох переходів однакові $A = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, $D_{pB} = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 / \text{с}$. Надмірна концентрація дірок біля емітерного переходу $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, ширина бази $W_B = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. Товщина збідненого носіями заряду колекторного переходу $W_K = 1 + \sqrt{|U_{KB}|} \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

А.3.3.33 Площі переходів p - n - p транзистора $A = 10^{-6} \text{ м}^2$, коефіцієнт дифузії дірок у базі $D_p = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$. Концентрація дірок на емітерному переході $2 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, $U_{KB} = -1 \text{ В}$. Визначити струм колектора, якщо ширина бази $W_B = 2 \cdot 10^{-5} \text{ м}$, а товщина збідненого шару колекторного переходу $W_{KB} = (1 + \sqrt{|U_{KB}|}) \cdot 10^{-6} \text{ м}$.

А.3.3.34 Як впливає на ефективність емітера і коефіцієнт переносу збільшення питомої провідності області бази в двох випадках: а) при пропорційній зміні питомої провідності емітерної області; б) при незмінній питомій провідності емітерної області?

А.3.3.35 Поясніть, чому при зміні питомої провідності в області бази змінюється коефіцієнт передачі струму емітера, навіть якщо ефективність емітера підтримується постійною одночасною зміною питомої провідності емітерної області.

А.3.3.36 Покажіть, що в активному режимі в транзисторі p - n - p відношення діркового і електронного струмів I_{pE} / I_{nE} , що протікає через емітерний перехід, прямо пропорційне відношенню питомих провідностей матеріалів p - і n -типу.

А.3.3.37 Через транзистор типу p - n - p тече постійний струм і концентрація дірок в базі більша за рівноважне значення. Що буде відбуватися в результаті цього з концентрацією електронів у базі?

А.3.3.38 Розрахувати і побудувати графік залежності струму емітера від напруги U_{EB} ідеального транзистора, у якого коефіцієнт передачі емітерного струму $\alpha = 0,98$, зворотний струм колектора $I_{KB0} = 2 \mu A$, зворотний струм емітера $I_{EB0} = 1,6 \mu A$, якщо: а) напруга колекторного переходу $U_{KB} = 0V$; б) на колекторний перехід подано зворотну напругу $10V$. Розподілений опором бази знехтувати.

А.3.3.39 Визначити емітерний і колекторний струми для ідеального транзистора, що працює в режимі відсікання, якщо зворотний струм колектора $I_{KB0} = 5 \mu A$, зворотний струм емітера $I_{EB0} = 3,6 \mu A$, коефіцієнт передачі струму емітера $\alpha = 0,96$.

А.3.3.40 У деякого $p-n-p$ транзистора $\alpha = 0,98$; $\alpha_i = 0,8$; $I_{KB0} = 10^{-9} A$; $I_{EB0} = 0,816 \cdot 10^{-9} A$. Визначити: а) струми I_E і I_K при $U_{EB} = -0,36V$ і $U_{KB} = 10V$; б) напругу колектор-емітер, якщо $I_E = 10mA$ і $I_K = 5mA$ (режим насичення).

А.3.3.41 При зворотній напрузі на емітерному переході при температурі навколишнього середовища $T=25^\circ C$ струм емітера дорівнює $10^{-12}A$. Чому буде дорівнювати (теоретично) струм емітера при прямій напрузі $0,7V$? Який це транзистор германієвий чи кремнієвий? Впливом температури на струм знехтувати.

А.3.3.42 Транзистор, який має $\alpha = 0,995$, $\alpha_i = 0,1$, $I_{EB0} = 10^{-14} A$; $I_{KB0} = 10^{13} A$, увімкнутий в схему на рис. А.3.1. Визначити напругу U_{KE} , а також струми I_E ; I_K ; I_B .

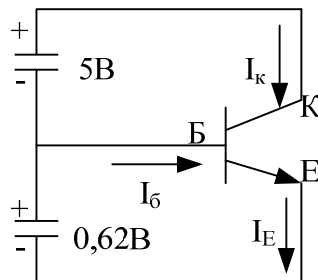


Рисунок А.3.1

А.3.3.43 У кремнієвого $p-n-p$ транзистора ширина бази $W = 1 \mu m$, питомий опір бази $\rho_B = 0,5 \Omega \cdot cm$, питомий опір колектора значно менший питомого опору бази. Визначити напругу проколу бази.

А.3.3.44 При досить великій напрузі на колекторному $p-n$ -переході його збіднений шар проникає крізь базу і колектор змикається з емітером. Це явище (прокол бази) виникає в деякому германієвому транзисторі при зворотній напрузі на колекторному переході $30V$. Вважаючи, що колектор легований домішками значно більший, ніж база, яка містить концентрацію домішок $10^{21} m^{-3}$, визначити ширину бази при відсутності напруги зміщення. Відносна діелектрична проникність германію $\epsilon = 16$.

А.3.3.45 Транзистор типу $p-n-p$ має ефективну ширину бази $W = 20 \text{ мкм}$ при деяких напругах на переходах. Ширина емітерної області 5 мкм , і її питомий опір $\rho_E = 50 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Ефективний час життя $\tau_p = 20 \text{ нс}$ і коефіцієнт дифузії дірок $D_p = 0,0047 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Визначити коефіцієнт передачі струму бази β цього транзистора.

А.3.3.46 Визначити остаточну напругу транзистора $U_0 = U_{KE}$ в режимі насичення, який працює при $T = 300 \text{ К}$ і має такі параметри: $I_K = 10 \text{ мкА}$, $I_B = 20 \text{ мкА}$; $\alpha = 0,95$, $\alpha_i = 0,7$. Вмикання пряме, опорами об'ємів областей колектора і емітера знехтувати.

А.4 ПОЛЬОВІ ТРАНЗИСТОРНІ СТРУКТУРИ ІС

А.4.1 Вправи для самоперевірки

А.4.1.1 а) визначити густину заряду Q_{SS} , що виникає на межі SiO_2-Si в деякій МОН-структурі, яка має металізацію акцепторів $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ і товщину оксидного шару $0,1 \text{ мкм}$. Відомо, що напруга плоских зон $U_{nz} = -2,3 \text{ В}$. б) до затвора МОН-конденсатора, розглянутого в п. а), прикладена негативна напруга в декілька сотих вольт; прилад знаходиться при досить високій температурі. Визначити густину заряду Q_B , що пов'язана зі збідненою областю, а також густину рухливого заряду Q_n , який витіснений на поверхню, якщо напруга плоских зон складає в даному випадку $U_{nz} = -1,3 \text{ В}$. Вихідні дані: $\varepsilon = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$; $\varepsilon_{0K} = 4$; $U_T = 0,026 \text{ В}$; $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $e \cdot \Phi_{MOK} = 3,2 \text{ eВ}$; $e \cdot \Phi_{Si-SiO_2} = 3,25 \text{ eВ}$.

А.4.1.2 Ідеальний МОН-конденсатор має шар оксиду SiO_2 товщиною $0,1 \text{ мкм}$ і підкладку з кремнію p -типу, з концентрацією акцепторів 10^{16} см^{-3} . Визначити питому ємність у випадках: а) $U_s = 2 \text{ В}$; $f = 1 \text{ Гц}$; б) $U_s = 20 \text{ В}$; $f = 1 \text{ Гц}$; в) $U_s = 20 \text{ В}$; $f = 1 \text{ МГц}$. Вихідні дані: $\varepsilon_{0K} = 4$; $\varepsilon_H = 12$; $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

А.4.1.3 Маємо ідеальний МОН-конденсатор з кремнієвою підкладкою p -типу і концентрацією $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Діелектричний шар SiO_2 має товщину 100 нм . Затвор з алюмінію характеризується параметром $\Phi_{MH} = -0,9 \text{ В}$. Густина заряду на межі поділу $Q_{SS} = 5 \cdot 10^{11} \text{ т} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$. Визначити

максимальну товщину збідненої області, ємність, обумовлену діелектриком, заряд в збідненій області ($Q_s = Q_B$), порогову напругу, мінімальну ємність, а також порогову напругу з врахуванням впливу напруги плоских зон.

А.4.1.4 а) визначити порогову напругу МОН-транзистора з каналом p -типу і орієнтацією меж поділу (111). Транзистор має алюмінієвий затвор, товщину оксидного шару 120 нм, концентрацію легуючих домішок у підкладці $N_{d2} = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Попередня концентрація $N_{d1} = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Зі зростанням концентрації змінюється рівень Фермі W_F , тому що

$$\left. \begin{aligned} W_{F_1} - W_i &= kT \ln \frac{N_{d1}}{n_i} \\ W_{F_2} - W_i &= kT \ln \frac{N_{d2}}{n_i} \end{aligned} \right\} \Rightarrow eU_F = W_{F_2} - W_i.$$

Це приводить до того, що змінюється величина $\Phi_{mi} = -0,3 + U_F$. При орієнтації (111) поверхнева густина заряду, що локалізований на межі напівпровідник-оксид, $Q_{SS} = 5 \cdot 10^{11} \cdot e = 8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$. Вважається, що $n_i = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$;

б) виконайте попередню вправу для МОН-транзистора з каналом n -типу, орієнтацією межі поділу (100) і товщиною оксидного шару 1017 нм при двох значеннях концентрації легуючої домішки: $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ і 10^{16} см^{-3} . Який режим роботи транзистора в кожному з цих випадків? Внесіть поправку в значення Φ_{mi} , яка виникає внаслідок того, що концентрація носіїв у канал змінюється від рівня $N_{a1} = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ до рівня $N_{a2} = 10^{16} \text{ см}^{-3}$:

$$\Phi_{mi1} = \Phi_{mi} + U_F = -0,9 + U_T \ln \frac{N_a}{N_{a1}}, \text{ де } N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

А.4.1.5 Пільовий МОП-транзистор з каналом p -типу працює в режимі збагачення і має такі параметри: $b = \omega = 50 \text{ мкм}$; $l = 5 \text{ мкм}$, $x_{0K} = 0,1 \text{ мкм}$; $U_{nop} = -1 \text{ В}$; $\epsilon_{0K} = 4$; $\mu_p = 190 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$: а) визначити струм I_c , опір каналу $r_c = \frac{1}{q_c}$ і крутизну S , якщо прилад працює в лінійному режимі при напругах $U_3 = 3 \text{ В}$ і $U_C = -0,1 \text{ В}$. б) визначити значення $I_{c \text{ нас}}$ та $S_{\text{нас}}$, вважаючи, що транзистор працює при напругах $U_3 = -4 \text{ В}$ і $U_C = -5 \text{ В}$.

А.4.1.6 Пільовий транзистор з керуючим p - n -переходом і каналом n -типу має такі параметри: $N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $N_a = N_d = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $a = 1 \text{ мкм}$; $l = 10 \text{ мкм}$; $b = 400 \text{ мкм}$. Визначити: а) товщину каналу ($2a - 2h$) в тих випадках, коли заземленим електродом буде сток, витік або затвор; б) опір каналу у випадках, вказаних в п. а); в) напругу відсікання $U_{\text{відс}}$; г) напругу насичення $U_{c \text{ нас}}$ при заземленому витоці та напрузі $U_3 = -1 \text{ В}$;

д) струм насичення $I_{c.nac}$ при $U_3 = -1B$ і $U_C = 3B$. Вихідні дані: $\varepsilon_n = 12$; $\mu_n = 1350 \text{ см}^2 B^{-1} c^{-1}$.

А.4.2 Розв'язування

$$\text{А.4.2.1 а) } U_{nz} = -2,3B = \Phi_{MH} - \frac{Q_{SS}}{C_0}; \quad Q_{SS} = C_0 \cdot (\Phi_{MH} + 2,3);$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{0K}}{x_{0K}} = \frac{8,85 \cdot 10^{-4} \cdot 4}{10^{-5}} = 3,54 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2; \quad e\Phi_{MH} = e\Phi_{M0} - e\Phi_{H0};$$

$$e\Phi_{MH} = 3,2 - (3,25 + 0,55 + U_F) = -0,6 - U_F; \quad U_F = U_T \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) =$$

$$= 0,26 \ln\left(\frac{10^{15}}{1,5 \cdot 10^{10}}\right) = 0,29B; \quad \Phi_{MH} = -0,6 - 0,26 = -0,89B;$$

$$Q_{SS} = C_0 \cdot (0,89 + 2,3) = 3,54 \cdot 10^{-8} \cdot 3,19 = 11,29 \cdot 10^{-8} \text{ Кл} / \text{см}^2.$$

$$\text{б) } Q_B = C_0 \cdot (\Phi_{MH} - U'_m) = 3,54 \cdot 10^{-8} \cdot (0,89 + 1,3) = 7,75 \cdot 10^{-8} \text{ Кл} / \text{см}^2;$$

$$Q_n = Q_{SS} - Q_B = 3,54 \cdot 10^{-8} \text{ Кл} / \text{см}^2.$$

$$\text{А.4.2.2 а) } U_{nop} = 2U_F - \frac{Q_B}{C_0};$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{0K}}{x_{0K}} = \frac{8,85 \cdot 10^{-4} \cdot 4}{10^{-5}} = 3,54 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2;$$

$$U_{Si} = U_n = 2U_F = U_T \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) = 0,672B;$$

$$Q_B = -(4\varepsilon_0 \varepsilon_n N_a U_F)^{1/2} = -4,72 \cdot 10^{-8} \text{ Кл} / \text{см}^2;$$

$$U_{nop} = 0,672 + \frac{4,72 \cdot 10^{-8}}{3,54 \cdot 10^{-8}} = 2,01B.$$

При $U_3 < 2B < U_{nop}$ МОН-конденсатор працює в режимі збіднення.

Питома ємність:

$$C = \frac{C_0}{\left(1 + \frac{2C_0^2 U_3}{eN_a \varepsilon_0 \varepsilon_n}\right)^{1/2}} = \frac{3,54 \cdot 10^{-8}}{\left[1 + \frac{2 \cdot (3,54 \cdot 10^{-8} \cdot 2)}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-16} \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 12}\right]^{1/2}} = 1,77 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2;$$

б) при $U_3 = +20B$ і досить низькій частоті $f = 1\text{Гц}$, $C = 3,54 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2$;

в) якщо $U_3 = +20B$ і частота $f = 1\text{МГц}$, то питома ємність дорівнює ємності при пороговій напрузі:

$$C = C_{nop} = \frac{3,54 \cdot 10^{-8}}{\left[1 + \frac{2 \cdot (3,54 \cdot 10^{-8})^2 \cdot 2,01}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{-16} \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 12}\right]^{1/2}} = 1,76 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2.$$

$$\text{A.4.2.3 } U_F = U_T \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) = 0,26 \ln\left(\frac{10^{15}}{1,5 \cdot 10^{10}}\right) = 0,29 \text{В}$$

$$\omega_{\max} = 2 \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_H U_F}{e N_a} \right)^{1/2} = 2 \left(\frac{8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 12 \cdot 0,29}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{15}} \right)^{1/2} = 0,87 \text{мкм};$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{0K}}{x_{0K}} = \frac{8,85 \cdot 10^{-4} \cdot 4}{10^{-5}} = 3,54 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2;$$

$$Q_B = Q_S = -q N_a \omega_{\max} = -1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{15} \cdot 0,87 \cdot 10^{-4} = 1,39 \cdot 10^{-8} \text{Кл} / \text{см}^2;$$

$$U_{nop} = 2U_F - \frac{Q_S}{C_0} = 2 \cdot 0,29 + \frac{1,39 \cdot 10^{-8}}{3,45 \cdot 10^{-8}} = 0,98 \text{В}.$$

При такій пороговій напрузі

$$C = C_S = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_H}{\omega_{\max}} = \frac{8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 12}{0,87 \cdot 10^{-4}} = 1,2 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2;$$

$$C_{\min} = \frac{C_0 \cdot C_S}{C_0 + C_S} = \frac{3,45 \cdot 1,2}{3,45 + 1,2} \cdot 10^{-8} = 0,86 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2;$$

$$U'_{nop} = \Phi_{\text{мн}} + 2U_F - \frac{Q_{SS} + Q_S}{C_0} = -0,9 + 0,576 - \frac{5 \cdot 10^{11} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} - 1,39 \cdot 10^{-8}}{3,45 \cdot 10^{-8}} = -2,24 \text{В}.$$

$$\text{A.4.2.4 а) } eU_F = W_{F_2} - W_{F_1} = kT \ln\left(\frac{N_{d2}}{N_{d1}}\right) = 0,026 \cdot \ln\left(\frac{3 \cdot 10^{15}}{10^{15}}\right) = 0,03 \text{еВ}.$$

$$U_F = 0,03 \text{В}.$$

При $x_{0K} = 120 \text{нм}$ питома ємність

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{0K}}{x_{0K}} = \frac{8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 4}{10^{-5}} = 2,84 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2;$$

$$U_n = U_S = -2U_F = -2U_T \ln\left(\frac{N_{d2}}{n_i}\right) = -2 \cdot 0,026 \cdot \ln\left(\frac{3 \cdot 10^{15}}{1,4 \cdot 10^{10}}\right) = -0,64 \text{В};$$

$$Q_B = (2\varepsilon_0 \varepsilon_H e N_{d2} |2U_F|)^{1/2} = (2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 12 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 3 \cdot 10^{15} \cdot 2 \cdot 0,64)^{1/2} = 2,55 \cdot 10^{-8} \text{Кл} / \text{см}^2;$$

$$U_{nop} = \Phi_{\text{мн}} - \frac{Q_{SS}}{\varepsilon_0 \varepsilon_{0K}} + U_S - \frac{Q_B}{C_0} = -0,27 \cdot \frac{5 \cdot 10^{11} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{2,84 \cdot 10^{-8}} - 0,64 - \frac{3,61 \cdot 10^{-8}}{2,84 \cdot 10^{-8}} = -5 \text{В};$$

$$\text{б) } C_0 = \frac{3,85 \cdot 8,85 \cdot 10^{-4}}{10 \cdot 10^{-6}} = 3,41 \cdot 10^{-8} \Phi / \text{см}^2;$$

$$\frac{Q_{SS}}{C_0} = \frac{10^{11} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{3,41 \cdot 10^{-8}} = 0,47 \text{В}. \text{ При } N_{a1} = 5 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}.$$

$$\Phi_{\text{MH1}} = \Phi_{\text{MH}} + U_T \ln \left(\frac{N_{a2}}{N_{a1}} \right) = -0,9 + 0,026 \ln \left(\frac{10^{15}}{5 \cdot 10^{14}} \right) = -0,88 \text{В}.$$

$$U_{n1} = 2U_{F1} = 2U_T \ln \left(\frac{N_{a1}}{n_i} \right) = 2 \cdot 0,026 \cdot \ln \left(\frac{5 \cdot 10^{14}}{1,4 \cdot 10^{10}} \right) = 0,55 \text{В};$$

$$\frac{Q_{B1}}{C_0} = \frac{(2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 12 \cdot 5 \cdot 10^{14} \cdot 0,55)^{1/2}}{3,41 \cdot 10^{-8}} = 0,28 \text{В};$$

$$U_{\text{nop}} = -0,8 - 0,47 + 0,55 + 0,28 = -0,52 \text{В}. \text{ При } N_{a2} = 10^{15} \text{см}^{-3};$$

$$\Phi_{\text{MH2}} = -0,9 + 0,026 \cdot \ln \left(\frac{10^{15}}{10^{16}} \right) = -0,96 \text{В}; U_{n2} = 2 \cdot 0,026 \cdot \ln \left(\frac{10^{16}}{1,4 \cdot 10^{10}} \right) = 0,7 \text{В}.$$

$$\frac{Q_{B2}}{C_0} = \frac{(2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 12 \cdot 10^{16} \cdot 0,7)^{1/2}}{3,41 \cdot 10^{-8}} = -1,43 \text{В};$$

$U_{\text{nop}} = -0,96 - 0,47 + 0,7 + 1,43 = 0,7 \text{В}$. Таким чином $U_{\text{nop1}} < 0$, тобто МОН-структура з каналом n -типу перебуває в режимі збагачення і проводить струм при напрузі $U_3 = 0$. В той же час $U_{\text{nop2}} > 0$ при цьому МОН-структура перебуває в режимі збіднення і проводить струм лише у випадку, коли $U_3 > 0,7 \text{В}$.

$$\text{А.4.2.5 а) } I_c = \frac{b}{L} \mu_p C_0 \left[(U_3 - U_{\text{nop}}) U_c - \frac{1}{2} U_c^2 \right] =$$

$$= 10 \cdot 190 \cdot 3,54 \cdot 10^{-8} \cdot [(-3 + 1) \cdot (-0,1) - 0,5 \cdot 0,01] \cdot 13,12 \text{мкА};$$

$$q_c = \frac{b}{L} \mu_p C_0 |U_3 - U_{\text{nop}} - U_c| = 10 \cdot 190 \cdot 3,54 \cdot 10^{-8} \cdot |-3 - (-1) - (-0,1)| =$$

$$= 1,28 \cdot 10^{-4} \text{см}; r_c = \frac{1}{q_c} = 7,825 \text{кОм};$$

$$S = \frac{b}{L} \mu_p C_0 \cdot \frac{(U_3 - U_{\text{nop}})^2}{2} = 0,303 \text{мА};$$

$$S = \frac{b}{L} \mu_p C_0 \cdot |U_c| = 10 \cdot 190 \cdot 3,54 \cdot 10^{-8} \cdot 0,1 = 6,73 \text{мкА/В}.$$

$$\text{б) } I_{c \text{ нас}} = \frac{b}{L} \mu_p C_0 \cdot \frac{(U_3 - U_{\text{nop}})^2}{2} = 0,303 \text{мА},$$

$$S_{\text{нас}} = \frac{b}{L} \mu_p C_0 \cdot |U_3 - U_{\text{nop}}| = 0,202 \text{мА/В}.$$

$$\text{A.4.2.6 a) } U_0 = U_T \ln \left(\frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} \right) = 0,026 \ln \left(\frac{4 \cdot 10^{15} \cdot 10^{18}}{2,25 \cdot 10^{20}} \right) = 0,793 \text{ В};$$

$$h = \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_n U_0}{eN_d} \right)^{1/2} = \left(\frac{2 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 12 \cdot 0,793}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 4 \cdot 10^{15}} \right)^{1/2} = 0,513 \text{ мкм}.$$

Товщина каналу $2a - 2h = 0,974 \text{ мкм}$.

$$\text{б) } R = \frac{L}{e\mu_n N_d b (2a - 2h)} = \frac{10^{-3}}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1350 \cdot 4 \cdot 10^{15} \cdot 0,974 \cdot 10^{-4}} = 297 \text{ Ом};$$

$$\text{в) } U_{\text{відс}} = -\frac{eN_d (2a)^2}{8\varepsilon_0 \varepsilon_n} - U_0 = 3,01 + 0,793 = -2,22 \text{ В};$$

$$\text{г) } U_{\text{нас}} = \frac{eN_d (2a)^2}{8\varepsilon_0 \varepsilon_n} - U_0 + U_3 = 3,01 - 0,793 - 1 = 1,217 \text{ В};$$

$$\text{д) } G_0 = \frac{be\mu_n N_d (2a)}{L} = 40 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1350 \cdot 4 \cdot 10^{15} \cdot 2 \cdot 10^{-4} = 6,91 \text{ мСм};$$

$$I_{C_0} = -\frac{1}{3} (U_{\text{відс}} - U_0) \cdot G_0 = -6,91 \cdot 10^{-3} \cdot (-3,01) \cdot \frac{1}{3} = 6,94 \text{ мА};$$

$$I_{\text{нас}} = I_{C_0} \left[1 - 3 \frac{U_3 + U_0}{U_{\text{відс}} + U_0} + 2 \cdot \left(\frac{U_3 + U_0}{U_{\text{відс}} + U_0} \right)^{3/2} \right] = 6,94 \cdot \left[1 - 3 \frac{1,793}{3,01} + 2 \cdot \left(\frac{1,793}{3,01} \right)^{3/2} \right] =$$

$$= 0,92 \text{ мА}.$$

A.4.3 Задачі

A.4.3.1 а) Знайти вирази для заряду Q_B , що пов'язаний зі збідненою областю поверхневого потенціалу U_S і напруженості електричного поля на поверхні $E(x=0)$ як функції концентрації акцепторної домішки в режимі сильної інверсії; б) зобразити графічно залежності, отримані в п. а), при зміні концентрації акцепторних атомів від 10^{14} до 10^{17} см^{-3} . Вважати, що $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

A.4.3.2 Існує деяка МОН-структура типу $Al-SiO_2-Si$ з підкладкою p -типу. Визначити густину заряду Q_B , якщо відомо, що напруга Фермі складає $U_F = 0,25 \text{ В}$, а концентрація $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

A.4.3.3 Ідеальна МОН-структура має підкладку з кремнію p -типу з концентрацією $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Товщина оксидного шару $x_{0к} = 0,2 \text{ мкм}$, затвор із алюмінію. Коли затвору надають деякий заряд, на поверхні кремнію виникає збіднена зона товщиною $\omega = 0,65 \text{ мкм}$. Внаслідок ефекту збіднення на поверхні утворюється електричне поле напруженістю $E = 10^4 \text{ В/см}$. Власна концентрація $n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Визначити: а) потенціал поверхні; б) напругу між затвором і "землею" (корпусом). Про що свідчить знак цієї напруги?

А.4.3.4 У структурі з параметрами задачі А.4.3.3 визначити порогову напругу, враховуючи, що в розглядуваному випадку густина індукованого рухливого заряду $Q_n = 0$.

А.4.3.5 Для структури А.4.3.3 визначити ємність при малих сигналах і на високих частотах в режимі сильної інверсії. Вважати, що $\epsilon_{0к} = 4$, а $\epsilon_n = 12$.

А.4.3.6 Визначити напругу плоских зон для системи $Al-SiO_2-Si$, яка залежить лише від різниці робіт виходу. Підкладка p -типу, що знаходиться при $T = 300K$, має концентрацію дірок $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Густиною заряду Q_{SS} на поверхні можна знехтувати. Вихідні дані: $e\Phi_{mn} = 3,2eV$; $e\Phi_{mo} = 3,25eV$; $E_{qn} = 1,1eV$; $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

А.4.3.7 Деяка МОН-структура створена на кремнієвій підкладці p -типу з орієнтацією (111). Концентрація акцепторної домішки $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, товщина оксидного шару $x_{ок} = 120 \text{ нм}$, затвор виконано з алюмінію. Визначити порогову напругу, якщо відомо, що при даній орієнтації поверхнева густина заряду складає $4,8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$. Вихідні параметри: $\Phi_{mo} = 3,2V$; $\Phi_{но} = U_F + 3,8V$.

А.4.3.8 Структура МОН має кремнієву підкладку p -типу, леговану акцепторною домішкою з концентрацією $N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, орієнтація кристала (111). Товщина оксидного шару $1,2 \text{ мкм}$, затвор виконано з алюмінію. Густина поверхневого заряду на межі оксид-напівпровідник $Q_{SS} = 5 \cdot 10^{11} e = 8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$. Знайти порогову напругу, якщо відомо, що $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $e\Phi_{mo} = 3,2eV$; $e\Phi_{но} = 3,25eV$.

А.4.3.9 У МОН-структурі, що виготовлена з кремнію n -типу з концентрацією домішки $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, яка має товщину оксидного шару $x_{ок} = 100 \text{ нм}$ і алюмінієвий затвор, порогова напруга $U_{пор} = -2,5V$. Визначити значення величини Q_{SS}/e , що являє собою концентрацію носіїв на поверхні.

А.4.3.10 Структура МОН має підкладку з кремнію p -типу з концентрацією домішки $N_a = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ і оксидний шар товщиною 112 нм . Максимальна питома ємність в режимі малого сигналу на високих частотах складає 30 нФ/см^2 . При $U_3 = 3V$ (напруга збігається з U_m) і потенціалі $U_s = 0,52V$, який постійний в режимі інверсії. Визначити порогову напругу і відповідну ємність C_{min} , якщо максимально досяжна товщина збідненої області $\omega_m = 1,17 \text{ мкм}$.

А.4.3.11 Використовуючи дані задачі А.4.3.10 визначити: а) густина заряду Q_{SS} з врахуванням зарядів тільки в оксидному шарі; б) густина заряду в збідненій області, інверсному шарі, оксидному шарі і металі при $U_3 = 0$. Відомо, що $e\Phi_{mn} = -0,3eV$.

А.4.3.12 Конденсатори типу МОН мають підкладку з концентраціями домішки $N_d = 10^{14}$, 10^{15} і 10^6 см^{-3} . Визначити для кожного з трьох указаних значень концентрації: а) максимальну товщину області просторового заряду; б) порогові напруги, вважаючи, що $e\Phi_{\text{мн}} = -0,1 \text{ eV}$; $C_0 = 3,45 \cdot 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$; $x_{\text{ок}} = 100 \text{ нм}$; $Q_{\text{SS}} = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$.

А.4.3.13 Визначити напругу плоских зон для таких розподілів густини позитивного заряду: а) рівномірний розподіл в напрямку поперек оксидного шару з густиною $1,5 \cdot 10^{15} e = 2,4 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/см}^2$; б) ступінчастий розподіл з нульовою густиною в межах половини відстані від затвора до підкладки і з постійною густиною $3 \cdot 10^{15} e = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/см}^2$ в залишковій області до межі поділу між оксидним шаром і напівпровідником; в) лінійний розподіл, що починається з нульової густини на затворі і досягає $3 \cdot 10^{15} e = 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/см}^2$ на межі поділу. Товщина оксидного шару 80 нм, відносна діелектрична проникність підкладки дорівнює 3,9.

А.4.3.14 Маємо МОН-транзистор з каналом *p*-типу, у якого $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $Q_{\text{SS}} = 3,45 \cdot 10^{11} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$: а) визначити напругу $U_{\text{нор}}$, якщо товщина оксидного шару $x_{\text{ок}} = 0,1 \text{ мкм}$. Повторіть розрахунок при $x_{\text{ок}} = 1 \text{ мкм}$; б) використати рівняння:

$$I_c = \frac{b}{l} \mu_p C_0 \left[(U_3 - U_{\text{нор}}) \cdot U_c - \frac{1}{2} U_c^2 \right],$$

побудувати стоко-затворні характеристики транзисторів з параметрами, вказаними в п. а). Вважати, що струм $I_{c \text{ нас}}$ постійний після переходу за точку відсічки. Показати, що $\mu_p = 150 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; $b/l = 5$; в) для оцінювання частотних властивостей МОН-транзистора використовують поняття граничної частоти $f_{\text{зр}} = \frac{S}{2pC_3 b \cdot l}$, де питома ємність затвора C_3 збігається з ємністю C_0 при конкретній напрузі. Виразити величину $f_{\text{зр}}$ далі від початку характеристики через параметри матеріалів і розміри приладу. Знайти значення $f_{\text{зр}}$ для транзистора, описаного в п. а), при $l = 1 \text{ мкм}$.

А.4.3.15 МОН-транзистор з каналом *p*-типу має параметри: $b/l = 5$; $C_0 = 3,45 \cdot 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$; $\mu_p = 200 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; $U_c = +5 \text{ В}$; $U_3 - U_{\text{нор}} = 3 \text{ В}$. Знайти значення S і $S_{\text{ниж}}$.

А.4.3.16 Визначити максимальну поверхневу густину рухливого заряду дірок Q_p , яка може спостерігатися у МОН-конденсаторі з алюмінієвим затвором при інжекції на межі *Si-SiO₂*. Підкладка з кремнію *n*-типу легована з концентрацією домішки $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, товщина оксидного шару 100 нм. На затвор подано імпульс напруги з амплітудою -10В, напруга на межі поділу стає меншою мірою рівною -2В. Відомо, що $Q_{\text{SS}} = 5 \cdot 10^{10} \text{ Кл/см}^2$; $\Phi_{\text{мн}} = -0,3 \text{ В}$.

А.4.3.17 МОН-транзистор з каналом p -типу створений на кремнієвій підкладці n -типу з концентрацією домішки $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Затвор з алюмінію, підзатворним діелектриком служить шар оксиду кремнію товщиною $x_{ок} = 150 \text{ нм}$. Відомо, що $Q_{SS} = 2 \cdot 10^{11} e = 3,2 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$; $\Phi_{mn} = -0,25 \text{ В}$. Визначити значення параметрів ω_m , U_{nz} і $U_{пер}$.

А.4.3.18 Маємо кремнієвий МОН-транзистор з каналом n -типу з такими параметрами: $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$; $\Phi_{mn} = -0,95 \text{ В}$; $Q_{SS} = 5 \cdot 10^{11} \cdot e = 8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$; $x_{ок} = 150 \text{ нм}$. Визначити порогову напругу.

А.4.3.19 Повторити А.4.3.18 відносно транзистора з каналом p -типу при концентрації $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і тих же величинах параметрів Q_{SS} і $x_{ок}$. Нову величину $U_{пор}$ визначити, враховуючи зміну рівня Фермі W_F (зміна параметра eU_F складає $0,407 \text{ eВ}$).

А.4.3.20 Польовий МОН-транзистор з каналом n -типу має такі параметри: $\epsilon_{ок} = 4$; $x_{ок} = 100 \text{ нм}$; $b/l = 10$; $\mu_n = 1000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; $U_{пор} = 0,5 \text{ В}$. а) визначити струм насичення при $U_3 = 4 \text{ В}$; б) вивести рівняння для вихідної характеристики, що описує залежність струму витоку від напруги на стоці, якщо витік і підкладка заземлені, а затвор з'єднаний зі стоком. Вважати, що $U_{пор} = \text{const}$; в) зобразити отриману характеристику графічно за вихідними даними і результатом, отриманим у п. а); г) визначити опір $R = l/S$ при $U_3 - U_{пор} = 1 \text{ В}$; д) повторити п, г) для випадку $b/l = 1$.

А.4.3.21 а) МОН-транзистор з каналом p -типу має товщину оксидного шару $x_{ок} = 100 \text{ нм}$ і концентрацію домішок у підкладці $N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Знайти порогову напругу, якщо $\Phi_{mn} = -0,6 \text{ В}$; $Q_{SS} = 5 \cdot 10^{11} \cdot e = 8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2$; б) щоб знизити порогову напругу в транзисторі, розглянутому в п. а), використана іонна імплантація атомів бору. Яка повинна бути концентрація цих атомів, щоб порогова напруга стала дорівнювати $-1,5 \text{ В}$?

А.4.3.22 МОН-транзистор з каналом n -типу працює в режимі збіднення. Між витоком і землею увімкнуте джерело постійної напруги $+5 \text{ В}$. Відомо, що $b = 200 \text{ мкм}$; $l = 10 \text{ мкм}$; $x_{ок} = 0,1 \text{ мкм}$; $U_{пор} = -1 \text{ В}$; $U_3 = 0$; $\epsilon_{ок} = 4$; $\mu_n = 600 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Визначити струм витоку.

А.4.3.23 Виготовлений МОН-транзистор з каналом n -типу, який працює в режимі збагачення і має такі параметри: $b = 100 \text{ мкм}$; $l = 10 \text{ мкм}$; $x_{ок} = 0,1 \text{ мкм}$; $U_{пор} = +1 \text{ В}$; $\mu_n = 450 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Знайти значення величини $I_{c \text{ нас}}$ і $S_{нас}$, якщо $U_3 - U_C = +5 \text{ В}$, а підкладка та витік заземлені.

А.4.3.24 Виводи електронів польового транзистора позначені А, В, С. Опір між виводами В і С з обірваним виводом А дорівнює 300 Ом і не залежить від полярності прикладеної напруги. При напрузі -2 В , прикладеній до А і В, тече струм 10^{-11} А . Який електрод з'єднаний із затвором? Якого типу канал має цей транзистор?

А.4.3.25 Питома провідність каналу n -типу польового транзистора $\gamma = 20,9 \text{ См/м}$, а його ширина $b = 6 \text{ мкм}$ при $U_{зв} = 0$. Знайти напругу відсічки

$U_{\text{відс}}$. Врахувати, що рухливість електронів $\mu_n = 0,13 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, а відносна діелектрична проникність кремнію $\varepsilon = 12$.

А.4.3.26 При $U_{\text{ЗВ}} = 0$ опір стік-витік польового транзистора $R_{\text{СВ}} = 50 \text{ Ом}$. Визначити напругу $U_{\text{зв}}$, при якій $R_{\text{СВ}} = 200 \text{ Ом}$, якщо напруга відсічки $U_{\text{відс}} = 6,8 \text{ В}$. Вважати, що польовий транзистор з керуючим p - n переходом працює при низькій напрузі стік-витік.

А.4.3.27 Питомий опір каналу p -типу $\rho = 0,1 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ у польового транзистора і керуючим p - n переходом, а його ширина $b = 6 \text{ мкм}$ при $U_{\text{ЗВ}} = 0$. Визначити напругу відсічки, якщо рухливість дірок $\mu_p = 0,05 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ і відносна діелектрична проникність кремнію $\varepsilon = 12$.

А.4.3.28 Питомий опір каналу p -типу польового транзистора з керуючим p - n переходом $\rho = 0,1 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, а половина ширини каналу $a = 3 \text{ мкм}$ при $U_{\text{ЗВ}} = 0$. Визначити половину ширини каналу, якщо $U_{\text{ЗВ}} = U_{\text{відс}}/2$ і струм стоку дорівнює нулю.

А.4.3.29 Крутизна польового транзистора $S = 1 \text{ мА/В}$ в області насичення при напрузі $U_{\text{ЗВ}} = -0,7 \text{ В}$ і $U_{\text{СВ}} = 10 \text{ В}$ з каналом n -типу і керуючим p - n переходом. Визначити крутизну транзистора при $U_{\text{ЗВ}} = -1 \text{ В}$ і $U_{\text{СВ}} = 10 \text{ В}$, якщо напруга відсічки транзистора $U_{\text{відс}} = +3 \text{ В}$.

А.4.3.30 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом $I_{\text{с max}} = 1 \text{ мА}$; $U_{\text{відс}} = 4 \text{ В}$. Визначити струм при зворотній напрузі $U_{\text{ЗВ}} = 2 \text{ В}$.

А.4.3.31 Визначити крутизну і максимальну крутизну польового транзистора з керуючим p - n переходом при $U_{\text{ЗВ}} = 2 \text{ В}$, коли $I_{\text{с max}} = 1 \text{ мА}$; $U_{\text{відс}} = 4 \text{ В}$.

А.4.3.32 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом має $I_{\text{с max}} = 2 \text{ мА}$; $U_{\text{відс}} = 5 \text{ В}$. Визначити струм стоку $I_{\text{с}}$ транзистора при напругах затвора: -5 В ; 0 ; $-2,5 \text{ В}$.

А.4.3.33 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом має $I_{\text{с max}} = 2 \text{ мА}$; $U_{\text{відс}} = 5 \text{ В}$. Визначити крутизну S транзистора при напругах затвора: -5 В ; 0 ; $-2,5 \text{ В}$.

А.4.3.34 У МДН-транзисторі з каналом n -типу ширина затвора $b = 0,8 \text{ мм}$, довжина каналу $l = 5 \text{ мкм}$, товщина підзатворного ізолятора $\chi_{\text{ок}} = 150 \text{ нм}$, рухливість електронів у каналі $\mu_n = 0,2 \text{ м}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, відносна діелектрична проникність оксидної плівки $\varepsilon = 3,7$, напруга стік-витік при насиченні $U_{\text{св.н}} = 8 \text{ В}$. Визначити крутизну в області насичення.

А.4.3.35 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом і каналом n -типу має $I_{\text{с}} = 2 \text{ мА}$ при $U_{\text{з}} = 0 \text{ В}$ і напругу відсічки $U_{\text{відс}} = 5 \text{ В}$. Визначити струм $I_{\text{с}}$ при $U_{\text{з}} = -5 \text{ В}$ і $U_{\text{з}} = -2,5 \text{ В}$.

А.4.3.36 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом і каналом n -типу має $I_{\text{с}} = 2 \text{ мА}$ при $U_{\text{з}} = 0 \text{ В}$ і напругу відсічки $U_{\text{відс}} = 5 \text{ В}$. Визначити крутизну стоко-затворної характеристики при напрузі на затворі -5 В ; $-2,5 \text{ В}$ і 0 .

А.4.3.37 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом і каналом n -типу має параметри: $N_{\text{н}} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і $N_{\text{р}} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; половина ширини каналу

$a = 0,5 \text{ мкм}$, а його довжина $l = 20 \text{ мкм}$ і ширина $b = 100 \text{ мкм}$; рухливість електронів $\mu_n = 1000 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$. Визначити: $U_0, U_{\text{відс}}$.

А.4.3.38 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом і каналом n -типу має параметри: $N_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ і $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; половина товщини каналу $a = 0,5 \text{ мкм}$, а його довжина $l = 20 \text{ мкм}$ і ширина $b = 100 \text{ мкм}$; рухливість електронів $\mu_n = 1000 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$. Визначити: R_0, S і $S_{\text{нас}}$. Положити, що $U_3 = U_{\text{відс}}/2$ і $U_C = -U_{\text{відс}}/4$.

А.4.3.39 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом і каналом n -типу має параметри: $N_a = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ і $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$; половина товщини каналу $a = 1 \text{ мкм}$, а його довжина $l = 20 \text{ мкм}$ і ширина $b = 100 \text{ мкм}$; рухливість носіїв $\mu_n = 1350 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$. Визначити: напругу відсічки і струм насичення стоку при $U_3 = 0$.

А.4.3.40 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом і каналом p -типу має такі параметри: $N_d = N_a = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$; половина товщини каналу $a = 5 \text{ мкм}$; $b/l = 25$; $D_p = 12,5 \text{ см}^2/\text{см}$. Визначити: напругу затвору, при якій канал зникає незалежно від величини напруги U_C .

А.4.3.41 У польового транзистора з параметрами, вказаними в задачі А.4.3.40, визначити напругу відсічки при $U_3 = 5B$.

А.4.3.42 Польовий транзистор має параметри, що і в задачі А.4.3.40. Визначити ефективну товщину каналу при $2a_{\text{ef}}$, при $U_C = 0$ і $U_3 = 5B$.

А.4.3.43 При таких же параметрах польового транзистора, як в задачі А.4.3.40 і режимі, як в задачі А.4.3.42, знайти опір каналу.

А.4.3.44 Польовий транзистор з керуючим p - n переходом має $I_{c \text{ max}} = 1 \text{ мА}$ і $S_{c \text{ max}} = 1 \text{ мА/В}$ і увімкнений у підсилювальний каскад за схемою з загальним витоком. Опір резистора навантаження $R_H = 10 \text{ кОм}$. Визначити коефіцієнт підсилення за напругою, якщо а) $U_{3B} = -1B$; б) $U_{3B} = -0,5B$; в) $U_{3B} = 0B$.

А.4.3.45 Польовий МОН-транзистор з каналом p -типу і алюмінієвим затвором має такі параметри: $x_{\text{ок}} = 100 \text{ нм}$; $N_a = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $Q_{\text{SS}} = 10^{11} e = 1,6 \cdot 10^8 \text{ Кл/см}^2$; $l = 10 \text{ мкм}$; $b = 50 \text{ мкм}$; $\mu_p = 230 \text{ см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$: а) знайти струм $I_{c \text{ нас}}$ при $U_3 = -4B$ і $-8B$. Дати зображення вольт-амперної характеристики $I_c = f(U_c)$. б) визначити питому ємність C_0 і граничну частоту $f_{\text{ГР}} = S/(2pC_0 \cdot l \cdot b)$, якщо $U_3 - U_{\text{нор}} = 1B$. Повторити розрахунок, коли $l = 5 \text{ мкм}$; $b = 10 \text{ мкм}$. Відомо, що $\Phi_{\text{но}} = 3,2B$; $\Phi_{\text{но}} = U_F + 3,8$; $\Phi_{\text{мн}} = 3,2 - (3,8 + U_F)$.

А.4.3.46 Відомо, що в тих випадках, коли напруга U_c перевищує декілька десятків вольтів, потенціал вздовж каналу польового транзистора з керуючим p - n -переходом розподілений за нелінійним законом: а) вивести вираз для розрахунку потенціалу $0 \leq U(y) \leq U_c$ в різних точках каналу, вводючи безрозмірну величину $y = x/l$; б) вважати, що $U_3 = 0$; $U_C = 5B$; $U_0 = 1B$; $U_{\text{відс}} = -8B$; знайти значення параметра x/l , при яких $U(x) = 1,2,3$ і $4B$.

Вказівка: в рівнянні $\int_0^l I_c dx = I_c \cdot l = 2q \cdot b \cdot \mu_n N_d \cdot a \cdot \int_0^{U_c} \left(1 - \frac{hU}{a}\right) dU$ необхідно провести заміну: $l \rightarrow y$ і $U_c = U(x)$, розв'язати його відносно x і провести інтегрування.

А.5 ТОПОЛОГІЯ, СХЕМОТЕХНІКА І ТЕХНОЛОГІЯ ВИРОБНИЦТВА ІНТЕГРАЛЬНИХ СХЕМ

А.5.1 Вправи для самоперевірки

А.5.1.1 В кремнієву пластину, леговану атомами бору з концентрацією 10^{15} см^{-3} , дифундує миш'як. Процес здійснюють при температурі 1100°C терміном 3 год. Коефіцієнт дифузії $D = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{см}$: а) отримати вираз, який описує скінченний розподіл концентрації атомів миш'яку, якщо концентрація домішок на поверхні постійна: $N_0 = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; б) визначити глибину, на якій виникає p - n -перехід. Вказівка: оскільки при температурі 1100°C значення $n_i = 10^{16} \text{ м}^{-3} > N_0$, то профіль легування відповідає процесу "внутрішньої" дифузії (з необмеженого джерела). На основі властивостей додаткової функції помилок (*erfc*) із рівності $N(x,t)/N_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ виходить,

що
$$\frac{x_{\text{пер}}}{2(Dt)^{1/2}} = 3.$$

А.5.1.2 Здійснюється дифузійне оброблення ділянки кремнію, на якій передбачається розмістити ІС. Для цього на поверхню епітаксійного шару n -типу з концентрацією донорів $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ накладається акцепторна домішка з поверхневою густиною $Q = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Зразок поміщають у дифузійну піч на 1 годину; коефіцієнт дифузії в цій печі $D = 3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{см}$. Показати, що функція $x = f[N(x,t)]$, яка описує профіль розподілу концентрації в глибину кристалу, має вигляд:

$$x = 2,08 \cdot 10^{-4} \left[\ln \frac{2,72 \cdot 10^{19}}{N(x,t)} \right]^{1/2};$$

б) знайти значення $x_{\text{пер}}$ – глибину, на якій

виникає перехід, тобто де концентрація донорів стає рівною концентрації дифондууючої домішки.

Вказівка: відомо, оскільки $\frac{N_0}{N_d} = 2,72 \cdot 10^3$, то $\frac{x_{\text{пер}}}{2(Dt)^{1/2}} = 2,81$.

А.5.1.3 а) визначити час, який необхідний для утворення на кремнієвій пластині оксидного шару товщиною 200нм при оксидуванні в атмосфері водяної пари при температурі 900°C. Константи оксидування: $A=5,7 \cdot 10^{-1} \text{ мкм}$; $B=1,9 \cdot 10^{-1} \text{ мкм}^2/\text{год}$. Початковий час оксидування $\tau = 0$; б) на кремнієвій пластині, розглянутій в п. а), витравлено вікно для дифузії бору. Потім пластина поміщена на 1,5 год. в атмосферу сухого кисню при температурі 1200°C. Визначити товщину оксидного шару на вікні, якщо $x_i=20 \text{ нм}$, а також товщину шару на поверхні попередньої пластини, якщо $x_i=200 \text{ нм}$. Відомо, що при температурі 1200°C константи оксидування: $A=5 \cdot 10^{-2} \text{ мкм}$; $B=4,2 \cdot 10^2 \text{ мкм}^2/\text{год}$.

А.5.1.4 Для виготовлення кремнієвого транзистора типу *n-p-n* використовується планарно-дифузійна технологія без прихованого шару. Які операції необхідно виконати в рамках даного технологічного циклу? Перерахувати принаймні п'ять послідовних станів. Кремнієва пластина *p*-типу має товщину 0,127 – 0,152мм і питомий опір 10 Ом·см. Товщина епітаксійного шару 50нм.

А.5.1.5 Визначити опір плівкового резистора і ємність конденсатора при таких умовах: а) плівковий резистор являє собою кремнієву пластину товщиною 0,00254см, рівномірно леговану фосфором з концентрацією 10^{17} см^{-3} і бором з концентрацією $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Скористатись тим, що опір

плівки (Ом) $R_s = \frac{\rho l}{S} = \frac{\rho l}{l x_i} = \frac{\rho}{x_i}$, де ρ – питомий опір матеріалу; l – довжина,

S – площа поперечного перерізу, x_i – товщина пластини. Вважати, що $\mu_n=1300 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$; б) конденсатор, утворений *p-n*-переходом. Концентрація акцепторів, яка дорівнює 10^{16} см^{-3} , значно менша концентрації донорів. Площа обкладок конденсатора $S = 129 \text{ мм}^2$. До конденсатора прикладена зворотна напруга 1,5В.

А.5.1.6 Розглядаються три схеми, що реалізують діоди на базі *n-p-n* транзистора: 1 – колектор з'єднаний з емітером; 2 – колектор з'єднаний з базою; 3 – база з'єднана з емітером; а) отримати формулу, яка описує концентрацію надмірних носіїв при прямому зміщенні в залежності від просторової координати; б) знайти відповідний вираз для струму діода I_F ; в) в якій схемі буде найменший прямий опір, якщо струм I_F заданий? г) вияснить в якій схемі накопичений заряд буде найбільшим і яка схема характеризується найбільшою напругою пробою; д) отримати формулу зв'язку між величинами I_F та U_F , використовуючи модель Еберса-Молла.

А.5.1.7 Існує *n*-МОН-інвертор. Затвор верхнього транзистора з'єднаний не зі стоком, а з вихідним затискачем; між виходом і "землею" увімкнутий конденсатор C_n ємністю 0,05 пФ. Визначити час зарядки і розрядки цього конденсатора в тому випадку, коли вхідна напруга стрибкоподібно змінюється від 0 до 5В і навпаки.

Вихідні дані:

$$U_{ж} = +5В; U_{нор1} = +0,7В; U_{нор2} = -1,5В; x_{ок} = 6 \cdot 10^{-6} \text{ см};$$

$$C_0 = 5,9 \cdot 10^{-8} \text{ Ф/см}^2; \mu_n = 700 \text{ см}^2В^{-1}с^{-1}; \frac{b_1}{l_1} = 3; \frac{b_2}{l_2} = \frac{1}{4}.$$

Спрощувальні передумови: а) транзистор VT_2 насичений протягом часу зарядки, а транзистор VT_1 – протягом всього часу розрядки; б) тривалість перехідних процесів у транзисторах досить мала.

А.5.1.8 У запам'ятовувальному пристрої з плаваючим затвором нижній ізолювальний шар має товщину $x_1 = 10 \text{ нм}$ і відносну діелектричну проникність $\epsilon_1 = 4$; параметри верхнього шару: $x_2 = 100 \text{ нм}$; $\epsilon_2 = 10$. Густина струму в нижньому шарі $J = \gamma E$, де $\gamma = 10^{-7} \text{ См/см}$; у верхньому шарі густина струму дуже мала. Визначити зміну порогової напруги $\Delta U_{нор}$ для даного приладу, вважаючи, що до затвора прикладена напруга 10В. Розглянути такі випадки: а) $t = 0,25 \text{ мкс}$; б) $t \rightarrow \infty$, тобто час достатньо великий, тому густина струму $J \rightarrow 0$.

А.5.1.9 Для виготовлення КМОН-приладу використана кремнієва підкладка з помірною концентрацією легуючих домішок ($N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$); область p -типу утворена шляхом імплантації атомів бору, які проникають в підкладку через оксидний шар товщиною 60нм. Енергія атомів 50кеВ, доза імплантації $\Phi = 10^3 \text{ см}^{-3}$. Вслід за імплантацією проводять дифузію при температурі 1200°C протягом 6 год. Вважаючи, що SiO_2 і Si однаково взаємодіють з іонами і що густиною іонного потоку, який уловлюється шаром SiO_2 , можна знехтувати, визначити: а) максимальну концентрацію; б) глибину p -області; концентрацію атомів бору $[N_{(x=0)}]$ в кремнії після проведення дифузії. Вихідні дані: розрахункова глибина проникнення іонів в матеріал $R_p = 160 \text{ нм}$, середнє квадратичне відхилення (внаслідок дії різних факторів) $\Delta R_p = 10 \text{ нм}$, $D = 2,75 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2с^{-1}$. Вказівки:

$$N_{\max} = \frac{\Phi}{(2\pi)^{1/2} \cdot \Delta R_p};$$

$$N_{(x_l)} = \frac{\Phi}{(\pi Dt)^{1/2}} \cdot \exp\left\{-\left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}}\right]^2\right\}.$$

А.5.1.10 Прилад із зарядовим зв'язком утворений на підкладці p -типу з концентрацією домішок $N_d = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Товщина оксидного шару $x_{ок} = 150 \text{ нм}$, електрони мають прямокутну форму розмірами $10 \times 20 \text{ мкм}$. а) визначити потенціал на поверхні та глибину збідненого шару, що відповідає двом електродам, які перебувають під напругами 10 і 20В, відповідно. Вважати, що напруга плоских зон $U_{ПЗ} = 0$ і заряд, обумовлений сигналом, $Q = 0$; б) повторити розрахунок п. а), вважаючи, що в комірку ПЗЗ введено 10^{16} електронів. Вихідні дані: $\epsilon_n \epsilon_0 = 1,04 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/см}$; $\epsilon_{ок} \epsilon_0 = 3,4 \cdot 10^{-13} \text{ Ф/см}$.

Вказівка:

$$U_s = U - B \left[\left(1 + 2 \frac{U}{B} \right)^{1/2} - 1 \right],$$

$$\text{де } U = U_3 - U_{ПЗ} = \frac{Q_{SS}}{C_0}; \quad B = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0 \cdot N_a}{C_0^2}.$$

А.5.2 Розв'язування

А.5.2.1 а) оскільки при температурі 1100°C концентрація $n_i = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то при легуванні поверхні домішкою з концентрацією $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ профіль розподілення домішок відповідає процесу "внутрішньої" дифузії:

$$N_{(x_l)} = N_0 \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right].$$

$$\text{Тут } N_0 = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}; \quad t = 3\tau = 1,08 \cdot 10^4 \text{ с}; \quad D = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}; \quad (Dt)^{1/2} = 2,32 \cdot 10^{-5}.$$

$$\text{Тоді } N_{(x_l)} = 4 \cdot 10^8 \cdot \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{4,64 \cdot 10^{-5}} \right];$$

б) глибину переходу визначаємо з рівняння

$$10^{13} = 4 \cdot 10^{-8} \cdot \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{4,64 \cdot 10^{-5}} \right].$$

Згідно з умовою $\frac{x_{nep}}{4,64 \cdot 10^{-5}} = 3$, звідки $x_{nep} = 1,39 \text{ мкм}$.

А.5.2.2 а) при дифузії атомів бору за гаусівським законом

$$N_{(x_l)} = N_0 \exp \left(-\frac{x^2}{4Dt} \right).$$

Значить

$$N_0 = \frac{Q}{(\pi Dt)^{1/2}} = 2,72 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3};$$

$$x = 2(Dt)^{1/2} \left[\ln \frac{N_0}{N_{(x_l)}} \right]^{1/2} = 2,08 \cdot 10^{-4} \left[\ln \frac{2,72 \cdot 10^{19}}{N_{(x_l)}} \right]^{1/2};$$

б) тут $N_d = N_0 \exp \left(\frac{x^2}{4Dt} \right)$. Якщо x_{nep} – глибина переходу, то

$$\exp \left(\frac{x_{nep}^2}{4Dt} \right) = \frac{N_0}{N_d} = \frac{2,72 \cdot 10^3}{10^{16}} = 2,72 \cdot 10^3,$$

звідки $\frac{x_{nep}}{4Dt} = \ln(2,72 \cdot 10^3) = 7,91$;

$$\frac{x_{nep}}{9(Dt)^{1/2}} = 2,81; x_{nep} = 2 \cdot 2,81(Dt)^{1/2} = 5,85 \text{ мкм.}$$

A.5.2.3 а)

$$x_{ок} = \frac{A}{2} \left\{ \left[1 + \frac{t + \tau}{A^2 \cdot 4B} \right]^{1/2} - 1 \right\};$$

$$2000 \cdot 10^{-4} = \frac{5,7 \cdot 10^{-1}}{2} \left\{ \left[1 + \frac{4 \cdot 0,19t}{0,57} \right]^{1/2} - 1 \right\};$$

$$t = 48,6 \text{ хв};$$

б) знаходимо товщину оксидного шару на вікні з початковою товщиною $x_i = 20 \text{ нм}$:

$$\tau = \frac{x_i^2 + Ax_i}{B} = \frac{(0,02)^2 + 0,05 \cdot 0,02}{4,2 \cdot 10^{-2}} = 3,33 \cdot 10^{-2} \text{ год};$$

$$x_{ок} = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{2} \left\{ \left[1 + \frac{(1,5 + 3,33 \cdot 10^{-2}) \cdot 4 \cdot 0,042}{(5 \cdot 10^{-2})^2} \right]^{1/2} - 1 \right\} = 230 \text{ нм.}$$

Знаходимо товщину шару оксиду на попередній плівці при $x_i = 200 \text{ нм}$:

$$\tau = \frac{(0,2)^2 + 0,05 \cdot 0,02}{4,2 \cdot 10^{-2}} = 1,19 \text{ год};$$

$$x_{ок} = 312 \text{ нм.}$$

A.5.2.4

1. Вихідний стан.
2. Епітаксійне нарощування шару n -типу з питомим опором $0,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ товщиною $0,254 \text{ нм}$:
3. Нарощування шару SiO_2 товщиною 500 нм на епітаксійний шар.
4. Накладка фоторезисту, маскування і витравлення вікон в шарі.
5. Легування акцепторною домішкою шляхом дифузії атомів бору.
6. Нарощування шару SiO_2 .
7. Повторення операції 4 для підготування базової області.
8. Дифузія бору в базову область.
9. Нарощування шару SiO_2 .
10. Повторення операції 4 для підготування областей емітера і колектора.
11. Дифузія донорної домішки.
12. Нарощування шару SiO_2 .
13. Повторення операції 4 для утворення вікон під контактні площадки.
14. Металізація всієї поверхні вакуумним розпиленням алюмінію.

15. Повторення операції 4 для утворення міжз'єднань. Видалення залишків алюмінієвого шару.

16. Контроль функціонування.

17. Вміщення у корпус.

18. Вихідний контроль.

A.5.2.5 а)

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{(N_d - N_a)e \cdot \mu_n} = \frac{1}{(10^{17} - 5 \cdot 10^{16}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1300} = 0,0960 \text{ м} \cdot \text{см}.$$

$$R_s = \frac{\rho}{x_i} = \frac{0,096}{2,54 \cdot 10^{-3}} = 37,8 \text{ Ом} / \text{м};$$

$$\text{б) } W = \left(\frac{2\varepsilon_H \varepsilon_0 U}{eN_a} \right)^{1/2} = \left(\frac{2 \cdot 8,849 \cdot 10^{-12} \cdot 12 \cdot 1,5}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16}} \right)^{1/2} = 4,46 \cdot 10^{-4} \text{ м};$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_H S}{W} = \frac{1,06 \cdot 10^{-10} \cdot 129 \cdot 10^{-6}}{4,46 \cdot 10^{-4}} = 3,07 \text{ нФ}.$$

5.2.6 а) для кожної схеми концентрація носіїв у базі визначається із формули:

$$P'_n(x) = P_n \left[\exp\left(\frac{U_{EB}}{U_T}\right) - 1 \right] \cdot \left[\frac{\text{sh}\left(\frac{W-x}{L_p}\right)}{\text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \right] + \\ + P_n \left[\exp\left(\frac{U_{KB}}{U_T}\right) - 1 \right] \cdot \left[\frac{\text{sh}\left(\frac{x}{L}\right)}{\text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \right];$$

б) в схемі 1

$$I_F = P'_{nE} \frac{eSD_{pE}}{L_{pE}} + n'_{nK} \frac{eSD_{pK}}{L_{pK}} = eSn_i^2 \left(\frac{D_{pE}}{Nd_1 L_{pE}} + \frac{D_{pK}}{Nd_2 L_{pK}} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{U_F}{U_T}\right) - 1 \right].$$

В схемі 2

$$I_F = P'_{nE} \frac{eSD_{pE}}{L_{pE}} + n'_{pB} \frac{eSD_{pB}}{W_B} = eSn_i^2 \left(\frac{D_{pE}}{Nd_1 L_{pE}} + \frac{D_{nB}}{W_B N_a} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{U_F}{U_T}\right) - 1 \right].$$

В схемі 3

$$I_F = n'_{pB} \frac{qSD_{nB}}{W_B} + P'_{nK} \frac{qSD_{pK}}{L_{pK}} = qSn_i^2 \left(\frac{D_{nB}}{W_B N_a} + \frac{D_{pK}}{Nd_2 L_{pK}} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{U_F}{U_T}\right) - 1 \right];$$

в) в схемі 2 струм I_B дуже малий, тому що тут транзистор працює в активному режимі, і напруга на переході база-емітер мала;

г) всі три рівняння для струму I_F , які отримані в п. б) мають співмножники однакового виду. Якщо вважати, що $D_{nB} \cdot D_{pK} \cdot D_{pE}$ і $L_{pK} \cdot L_{pE}$, то для розрахунку відносних концентрацій неосновних носіїв у базі для кожного

випадку можна використовувати приблизні вирази, які стоять у дужках, і отримати

$$\frac{P'_{nE}(cx2)}{n'(cx5)} = \frac{Nd_2}{Nd_1} \ll \frac{n'_{oB}(cx2)}{n'_{pB}(cx5)} = 1.$$

Як наслідок, загальний накопичений заряд в схемі 2 виходить суттєво меншим, ніж в схемах; 1 і 3. Напруга пробую $U_{проб}$ в схемі 3 найбільша, тому що тут під напругою буде перехід база-колектор, в схемах 1 і 2 напруга прикладена до переходу база-емітер;

д) згідно з рівнянням Еберса-Молла

$$I_K = -\alpha_F I_{E0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1) + I_{K0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1).$$

В схемі 1

$$I_K = -\alpha_F I_{E0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1) + I_{K0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1) = I_{K0} \left(1 - 2\alpha_R + \frac{\alpha_R}{\alpha_F} \right) \cdot (e^{U_{EB}/U_T} - 1),$$

де використана рівність $\alpha_F I_{E0} = \alpha_R I_{K0}$.

В схемі 2 напруга $U_{KB} = 0$, тому

$$I = I_{E0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1) = I_{K0} \frac{\alpha_R}{\alpha_F} (e^{U_{EB}/U_T} - 1).$$

В схемі 3 напруга $U_{EB} = 0$, $U_{KB} = U$, тому $I = I_K = I_{KB} (e^{U_{EB}/U_T} - 1)$.

Оскільки $\alpha_R < \alpha_F < 1$, то струм в схемі 1 при одній і тій же напрузі U буде найбільшим, однак, якщо $\alpha_F \approx 1$, то в схемі 3 струм буде практично таким же.

$$A.5.2.7 \beta_2 = \frac{b_2}{l_2} \mu_n C_0 = \frac{1}{4} \cdot 700 \cdot 5,9 \cdot 10^{-8} = 10,325 \text{ мкА} / B^2;$$

$$\beta_1 = \frac{b_1}{l_1} \mu_n C_0 = 3 \cdot 700 \cdot 5,9 \cdot 10^{-8} = 123,9 \text{ мкА} / B^2;$$

$$I_{c(VT2 \text{ насичений})} = \frac{1}{2} \beta_2 (U_3 - U_{пор2})^2 = 11,62 \text{ мкА};$$

$$I_{c(VT1 \text{ насичений})} = \frac{1}{2} \beta_1 (U_3 - U_{пор1})^2 = 0,5 \cdot 123,9 (5 - 0,7) = 1,145 \text{ мкА}.$$

Оскільки транзистор VT_1 , за міркуванням, працює в насиченому режимі під час розрядки, то $t_{роз} = \frac{Q_H}{I_c} = \frac{2,5 \cdot 10^{-13}}{1,145 \cdot 10^{-3}} = 0,218 \text{ нс}$.

Транзистор VT_2 насичений під час зарядки, що визначається граничними точками $U_{вих} = 0$, $U_{KB} = 5 \text{ В}$, тому

$$t_{\delta i \zeta} = \frac{Q_H}{I_c} = \frac{2,5 \cdot 10^{-13}}{11,62 \cdot 10^{-6}} = 21,51 \text{ нс}.$$

А.5.2.8 Якщо до затвора приладу прикласти напругу $U_3 > 0$, то в шарах товщиною x_1 і x_2 виникають електричні поля, напруженості яких зв'язані між собою законом Гаусса :

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 + Q,$$

де Q – заряд накопичений у плаваючому затворі.

Крім того $U_3 = E_1 x_1 + E_2 x_2$.

$$\text{Тому } E_1 = \frac{U_3}{x_1 + x_2 (\varepsilon_1 / \varepsilon_2)} + \frac{Q}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 + \varepsilon_0 \varepsilon_2 (x_1 / x_2)};$$

$$J = \gamma E_1 = 10^{-7} \left[\frac{10}{100 \cdot 10^{-8} + 100 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{4}{10}\right)} + \frac{Q}{4\varepsilon_0 + 10\varepsilon_0 \left(\frac{100}{1000}\right)} \right] = 0,2 - 2,26 \cdot 10^5 |Q|.$$

а) якщо накопичений заряд не знижує суттєво напруженість поля E , тобто у випадку, коли $0,2 \gg 2,26 \cdot 10^5 |Q|$,

$$Q = \int_0^t \gamma E_1 dt' = 0,2 \cdot 0,25 \cdot 10^{-6} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Кл};$$

$$\Delta U_{\text{нор}} = \frac{Q}{C_2} = \frac{5 \cdot 10^{-8}}{10 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot (1000 \cdot 10^{-8})} = 0,565 \text{ В};$$

б) якщо $t \rightarrow \infty$, $J \rightarrow 0$, то

$$|Q| \approx \frac{0,2}{2,26 \cdot 10^5} \approx 8,84 \cdot 10^{-7} \text{ Кл};$$

$$U_{\text{нор}} = \frac{Q}{C_2} = \frac{8,84 \cdot 10^{-7}}{10 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-5}} = 9,98 \text{ В}.$$

А.5.2.9 а) максимальна концентрація

$$N_{\text{max}} = \frac{\Phi}{(2\pi)^{1/2} \Delta R_p} = \frac{10^{13}}{(2\pi)^{1/2} 500 \cdot 10^{-8}} = 7,98 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3};$$

$$\text{б) } N_{(x,t)} = \frac{\Phi}{(2\pi)^{1/2}} \exp \left\{ - \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right]^2 \right\};$$

$$10^{13} = \frac{10^{13}}{\left[\pi \cdot 2,75 \cdot 10^{-12} \cdot 2,16 \cdot 10^4 \right]^{1/2}} \exp \left\{ - \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right]^2 \right\};$$

$$\exp \left\{ - \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right]^2 \right\} = 4,33 \cdot 10^{-2};$$

$$\left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right]^2 = 3,14; \quad \frac{x}{2(Dt)^{1/2}} = 1,772;$$

$$x = 2 \cdot 1,772 \cdot (2,75 \cdot 10^{-12} \cdot 2,16 \cdot 10^4)^{1/2} = 8,64 \text{ мкм.}$$

$$N_{(x=0)} = \frac{\Phi}{(2\pi)^{1/2}} = 2,31 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

A.5.2.10

$$\text{а) } C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{ок}}{x_{ок}} = 2,27 \cdot 10^{-8} \text{ Ф/см}^2;$$

$$B = e \varepsilon_0 \varepsilon_n \frac{N_a}{C_0} = 0,0646 \text{ В};$$

$$U_{S1} = U_{3(10)} - B \left[\left(1 + \frac{2U_{3(10)}}{B} \right)^{1/2} - 1 \right] = 8,93 \text{ В};$$

$$x_{d1} = \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_n U_{S1}}{eN_a} \right)^{1/2} = 7,62 \text{ мкм};$$

$$U_{S2} = U_{3(20)} - B \left[\left(1 + \frac{2U_{3(20)}}{B} \right)^{1/2} - 1 \right] = 18,46 \text{ В};$$

$$x_{d2} = 10,95 \text{ мкм};$$

б) уявимо, що 10^{16} електронів вводиться у другий електрод, при цьому

$$Q_{SS} = \frac{ne}{S} = \frac{10^{18} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 10^{-6}} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2;$$

$$U'_2 = U_{32} - U_{ПЗ} - \frac{Q_{SS}}{C_0} = 20 - 8 \cdot 10^{-8} \cdot (2,27 \cdot 10^{-8}) = 16,48 \text{ В};$$

$$U'_{S2} = U'_2 - B \left[\left(1 + \frac{2U'_2}{B} \right)^{1/2} - 1 \right] = 15,08 \text{ В}.$$

Можна бачити, що $U'_{S2} > U_S$. Тому 10^{16} електронів залишаються в околі другого електрода.

$$x_{d1} = \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_n U_{S2}}{eN_a} \right)^{1/2} = 9,9 \text{ мкм}.$$

A.5.2 Розв'язування

A.5.2.1 а) Оскільки при температурі 1100°C концентрація $n_i = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, то при легуванні поверхні домішкою з концентрацією

$4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ профіль розподілення домішок відповідає процесу "внутрішньої" дифузії:

$$N_{(x)} = N_0 \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right].$$

Тут $N_0 = 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; $t = 3\tau = 1,08 \cdot 10^4 \text{ с}$; $D = 5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$; $(Dt)^{1/2} = 2,32 \cdot 10^{-5}$.

$$\text{Тоді } N_{(x)} = 4 \cdot 10^{-8} \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{4,64 \cdot 10^{-5}} \right];$$

б) глибину переходу визначаємо з рівняння

$$10^{13} = 4 \cdot 10^{-8} \cdot \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{4,64 \cdot 10^{-5}} \right].$$

Згідно з умовою $\frac{x_{\text{неп}}}{4,64 \cdot 10^{-5}} = 3$, звідки $x_{\text{неп}} = 1,39 \text{ мкм}$.

А.5.2.2 а) при дифузії атомів бору за гаусівським законом

$$N_{(x)} = N_0 \exp \left(-\frac{x^2}{4Dt} \right).$$

Значить

$$N_0 = \frac{Q}{(\pi Dt)^{1/2}} = 2,72 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3};$$

$$x = 2(Dt)^{1/2} \left[\ln \frac{N_0}{N_{(x)}} \right]^{1/2} = 2,08 \cdot 10^{-4} \left[\ln \frac{2,72 \cdot 10^{19}}{N_{(x)}} \right]^{1/2};$$

б) тут $N_d = N_0 \exp \left(\frac{x^2}{4Dt} \right)$. Якщо $x_{\text{неп}}$ – глибина переходу, то

$$\exp \left(\frac{x_{\text{неп}}^2}{4Dt} \right) = \frac{N_0}{N_d} = \frac{2,72 \cdot 10^3}{10^{16}} = 2,72 \cdot 10^3,$$

звідки $\frac{x_{\text{неп}}}{4Dt} = \ln(2,72 \cdot 10^3) = 7,91$;

$$\frac{x_{\text{неп}}}{9(Dt)^{1/2}} = 2,81; \quad x_{\text{неп}} = 2 \cdot 2,81(Dt)^{1/2} = 5,85 \text{ мкм}.$$

А.5.2.3 а)

$$x_{\text{ок}} = \frac{A}{2} \left\{ \left[1 + \frac{t + \tau}{A^2 \cdot 4B} \right]^{1/2} - 1 \right\};$$

$$2000 \cdot 10^{-4} = \frac{5,7 \cdot 10^{-1}}{2} \left\{ \left[1 + \frac{4 \cdot 0,19t}{0,57} \right]^{1/2} - 1 \right\};$$

$t = 48,6 \text{ хв}$;

б) знаходимо товщину оксидного шару на вікні з початковою товщиною $x_i = 20 \text{ нм}$:

$$\tau = \frac{x_i^2 + Ax_i}{B} = \frac{(0,02)^2 + 0,05 \cdot 0,02}{4,2 \cdot 10^{-2}} = 3,33 \cdot 10^{-2} \text{ год};$$

$$x_{ок} = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{2} \left\{ \left[1 + \frac{(1,5 + 3,33 \cdot 10^{-2}) \cdot 4 \cdot 0,042}{(5 \cdot 10^{-2})^2} \right]^{1/2} - 1 \right\} = 230 \text{ нм}.$$

Знаходимо товщину шару оксиду на попередній плівці при $x_i = 200 \text{ нм}$:

$$\tau = \frac{(0,2)^2 + 0,05 \cdot 0,02}{4,2 \cdot 10^{-2}} = 1,19 \text{ год};$$

$$x_{ок} = 312 \text{ нм}.$$

A.5.2.4

1. Вихідний стан.
2. Епітаксійне нарощування шару n -типу з товщиною $0,254 \text{ нм}$ та питомим опором $0,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$:
3. Нарощування шару SiO_2 товщиною 500 нм на епітаксійний шар.
4. Накладка фоторезисту, маскування і витравлення вікон в шарі.
5. Легування акцепторною домішкою шляхом дифузії атомів бору.
6. Нарощування шару SiO_2 .
7. Повторення операції 4 для підготування базової області.
8. Дифузія бору в базову область.
9. Нарощування шару SiO_2 .
10. Повторення операції 4 для підготування областей емітера і колектора.
11. Дифузія донорної домішки.
12. Нарощування шару SiO_2 .
13. Повторення операції 4 для утворення вікон під контактні площадки.
14. Металізація всієї поверхні вакуумним розпиленням алюмінію.
15. Повторення операції 4 для утворення міжз'єднань. Видалення залишків алюмінієвого шару.
16. Контроль функціонування.
17. Вміщення у корпус.
18. Вихідний контроль.

A.5.2.5 а)

$$\rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{(N_d - N_a)e \cdot \mu_n} = \frac{1}{(10^{17} - 5 \cdot 10^{16}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1300} = 0,0960 \text{ м}\cdot\text{см}.$$

$$R_s = \frac{\rho}{x_i} = \frac{0,096}{2,54 \cdot 10^{-3}} = 37,8 \text{ Ом/м};$$

$$\text{б) } W = \left(\frac{2\varepsilon_H \varepsilon_0 U}{eN_a} \right)^{1/2} = \left(\frac{2 \cdot 8,849 \cdot 10^{-12} \cdot 12 \cdot 1,5}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{16}} \right)^{1/2} = 4,46 \cdot 10^{-4} \text{ м};$$

$$C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_H S}{W} = \frac{1,06 \cdot 10^{-10} \cdot 129 \cdot 10^{-6}}{4,46 \cdot 10^{-4}} = 3,07 \text{ нФ}.$$

5.2.6 а) для кожної схеми концентрація носіїв у базі визначається із формули:

$$P'_n(x) = P_n \left[\exp\left(\frac{U_{EB}}{U_T}\right) - 1 \right] \cdot \left[\text{sh}\left(\frac{W-x}{L_p}\right) / \text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right) \right] + \\ + P_n \left[\exp\left(\frac{U_{KB}}{U_T}\right) - 1 \right] \cdot \left[\text{sh}\left(\frac{x}{L}\right) / \text{sh}\left(\frac{W}{L_p}\right) \right];$$

б) в схемі 1

$$I_F = P'_{nE} \frac{eSD_{pE}}{L_{pE}} + n'_{nK} \frac{eSD_{pK}}{L_{pK}} = eSn_i^2 \left(\frac{D_{pE}}{Nd_1 L_{pE}} + \frac{D_{pK}}{Nd_2 L_{pK}} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{U_F}{U_T}\right) - 1 \right].$$

В схемі 2

$$I_F = P'_{nE} \frac{eSD_{pE}}{L_{pE}} + n'_{pB} \frac{eSD_{pB}}{W_B} = eSn_i^2 \left(\frac{D_{pE}}{Nd_1 L_{pE}} + \frac{D_{nB}}{W_B N_a} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{U_F}{U_T}\right) - 1 \right].$$

В схемі 3

$$I_F = n'_{pB} \frac{qSD_{nB}}{W_B} + P'_{nK} \frac{qSD_{pK}}{L_{pK}} = qSn_i^2 \left(\frac{D_{nB}}{W_B N_a} + \frac{D_{pK}}{Nd_2 L_{pK}} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{U_F}{U_T}\right) - 1 \right];$$

в) в схемі 2 струм I_B дуже малий, тому що тут транзистор працює в активному режимі, і напруга на переході база-емітер мала;

г) всі три рівняння для струму I_F , які отримані в п. б) мають співмножники однакового виду. Якщо вважати, що $D_{nB} \cdot D_{pK} \cdot D_{pE}$ і $L_{pK} \cdot L_{pE}$, то для розрахунку відносних концентрацій неосновних носіїв у базі для кожного випадку можна використовувати приблизні вирази, які стоять у дужках, і отримати

$$\frac{P'_{nE}(cx2)}{n'(cx5)} = \frac{Nd_2}{Nd_1} \ll \frac{n'_{OB}(cx2)}{n'_{pB}(cx5)} = 1.$$

Як наслідок, загальний накопичений заряд в схемі 2 виходить суттєво меншим, ніж в схемах; 1 і 3. Напруга пробую $U_{проб}$ в схемі 3 найбільша, тому що тут під напругою буде перехід база-колектор, в схемах 1 і 2 напруга прикладена до переходу база-емітер;

д) згідно з рівнянням Еберса-Молла

$$I_K = -\alpha_F I_{E0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1) + I_{K0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1).$$

В схемі 1

$$I_K = -\alpha_F I_{E0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1) + I_{K0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1) = I_{K0} \left(1 - 2\alpha_R + \frac{\alpha_R}{\alpha_F} \right) \cdot (e^{U_{EB}/U_T} - 1),$$

де використана рівність $\alpha_F I_{E0} = \alpha_R I_{K0}$.

В схемі 2 напруга $U_{KB} = 0$, тому

$$I = I_{E0} (e^{U_{EB}/U_T} - 1) = I_{K0} \frac{\alpha_R}{\alpha_F} (e^{U_{EB}/U_T} - 1).$$

В схемі 3 напруга $U_{EB} = 0$, $U_{KB} = U$, тому $I = I_K = I_{KB} (e^{U_{EB}/U_T} - 1)$.

Оскільки $\alpha_R < \alpha_F < 1$, то струм в схемі 1 при одній і тій же напрузі U буде найбільшим, однак, якщо $\alpha_F \approx 1$, то в схемі 3 струм буде практично таким же.

$$A.5.2.7 \quad \beta_2 = \frac{b_2}{l_2} \mu_n C_0 = \frac{1}{4} \cdot 700 \cdot 5,9 \cdot 10^{-8} = 10,325 \text{ мкА} / B^2;$$

$$\beta_1 = \frac{b_1}{l_1} \mu_n C_0 = 3 \cdot 700 \cdot 5,9 \cdot 10^{-8} = 123,9 \text{ мкА} / B^2;$$

$$I_{c(VT2 \text{ насичений})} = \frac{1}{2} \beta_2 (U_3 - U_{пор2})^2 = 11,62 \text{ мкА};$$

$$I_{c(VT1 \text{ насичений})} = \frac{1}{2} \beta_1 (U_3 - U_{пор1})^2 = 0,5 \cdot 123,9 (5 - 0,7) = 1,145 \text{ мкА}.$$

Оскільки транзистор VT_1 , за міркуванням, працює в насиченому режимі під час розрядки, то $t_{роз} = \frac{Q_H}{I_c} = \frac{2,5 \cdot 10^{-13}}{1,145 \cdot 10^{-3}} = 0,218 \text{ нс}$.

Транзистор VT_2 насичений під час зарядки, що визначається граничними точками $U_{вих} = 0$, $U_{KB} = 5 \text{ В}$, тому

$$t_{роз} = \frac{Q_H}{I_c} = \frac{2,5 \cdot 10^{-13}}{11,62 \cdot 10^{-6}} = 21,51 \text{ нс}.$$

A.5.2.8 Якщо до затвора приладу прикласти напругу $U_3 > 0$, то в шарах товщиною x_1 і x_2 виникають електричні поля, напруженості яких зв'язані між собою законом Гаусса :

$$\varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 + Q,$$

де Q – заряд накопичений у плаваючому затворі.

Крім того $U_3 = E_1 x_1 + E_2 x_2$.

$$\text{Тому } E_1 = \frac{U_3}{x_1 + x_2 (\varepsilon_1 / \varepsilon_2)} + \frac{Q}{\varepsilon_0 \varepsilon_1 + \varepsilon_0 \varepsilon_2 (x_1 / x_2)};$$

$$J = \gamma E_1 = 10^{-7} \left[\frac{10}{100 \cdot 10^{-8} + 100 \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{4}{10}\right)} + \frac{Q}{4\varepsilon_0 + 10\varepsilon_0 \left(\frac{100}{1000}\right)} \right] =$$

$$= 0,2 - 2,26 \cdot 10^5 |Q|.$$

а) якщо накопичений заряд не знижує суттєво напруженість поля E , тобто у випадку, коли $0,2 \gg 2,26 \cdot 10^5 |Q|$,

$$Q = \int_0^t \gamma E_1 dt' = 0,2 \cdot 0,25 \cdot 10^{-6} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Кл};$$

$$\Delta U_{\text{нор}} = \frac{Q}{C_2} = \frac{5 \cdot 10^{-8}}{10 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot (1000 \cdot 10^{-8})} = 0,565 \text{ В};$$

б) якщо $t \rightarrow \infty$, $J \rightarrow 0$, то

$$|Q| \approx \frac{0,2}{2,26 \cdot 10^5} \approx 8,84 \cdot 10^{-7} \text{ Кл};$$

$$U_{\text{нор}} = \frac{Q}{C_2} = \frac{8,84 \cdot 10^{-7}}{10 \cdot 8,85 \cdot 10^{-14} \cdot 10^{-5}} = 9,98 \text{ В}.$$

А.5.2.9 а) максимальна концентрація

$$N_{\text{max}} = \frac{\Phi}{(2\pi)^{1/2} \Delta R_p} = \frac{10^{13}}{(2\pi)^{1/2} 500 \cdot 10^{-8}} = 7,98 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3};$$

$$\text{б) } N_{(x)} = \frac{\Phi}{(2\pi)^{1/2}} \exp \left\{ - \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right]^2 \right\};$$

$$10^{13} = \frac{10^{13}}{\left[\pi \cdot 2,75 \cdot 10^{-12} \cdot 2,16 \cdot 10^4 \right]^{1/2}} \exp \left\{ - \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right]^2 \right\};$$

$$\exp \left\{ - \left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right]^2 \right\} = 4,33 \cdot 10^{-2};$$

$$\left[\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right]^2 = 3,14; \quad \frac{x}{2(Dt)^{1/2}} = 1,772;$$

$$x = 2 \cdot 1,772 \cdot (2,75 \cdot 10^{-12} \cdot 2,16 \cdot 10^4)^{1/2} = 8,64 \text{ мкм}.$$

$$N_{(x=0)} = \frac{\Phi}{(2\pi)^{1/2}} = 2,31 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

A.5.2.10

$$a) C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{ок}}{x_{ок}} = 2,27 \cdot 10^{-8} \text{ Ф/см}^2;$$

$$B = e \varepsilon_0 \varepsilon_n \frac{N_a}{C_0} = 0,0646 \text{ В};$$

$$U_{S1} = U_{3(10)} - B \left[\left(1 + \frac{2U_{3(10)}}{B} \right)^{1/2} - 1 \right] = 8,93 \text{ В};$$

$$x_{d1} = \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_n U_{S1}}{e N_a} \right)^{1/2} = 7,62 \text{ мкм};$$

$$U_{S2} = U_{3(20)} - B \left[\left(1 + \frac{2U_{3(20)}}{B} \right)^{1/2} - 1 \right] = 18,46 \text{ В};$$

$$x_{d2} = 10,95 \text{ мкм};$$

б) уявимо, що 10^{16} електронів вводиться у другий електрод, при цьому

$$Q_{SS} = \frac{ne}{S} = \frac{10^{18} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{2 \cdot 10^{-6}} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл/см}^2;$$

$$U'_2 = U_{32} - U_{пз} - \frac{Q_{SS}}{C_0} = 20 - 8 \cdot 10^{-8} \cdot (2,27 \cdot 10^{-8}) = 16,48 \text{ В};$$

$$U'_{S2} = U'_2 - B \left[\left(1 + \frac{2U'_2}{B} \right)^{1/2} - 1 \right] = 15,08 \text{ В}.$$

Можна бачити, що $U'_{S2} > U_S$. Тому 10^{16} електронів залишаються в околі другого електрода.

$$x_{d1} = \left(\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_n U_{S2}}{e N_a} \right)^{1/2} = 9,9 \text{ мкм}.$$

A.5.3 Задачі

A.5.3.1 Здійснюється дифузія крізь епітаксійний шар товщиною 10 мкм, в результаті якої повинна забезпечуватися концентрація донорів 10^{16} см^{-3} . Концентрація дифундованої речовини на поверхні складає $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ і підтримується постійною в ході процесу. Визначити тривалість операції при температурі в печі 1200°C , якщо коефіцієнт дифузії $D = 3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$.

Вказівка: з таблиць функції $erfc$ відомо, що при $\frac{N(x,t)}{N_0} = 2 \cdot 10^{-4}$ значення

$$\frac{10^{-3}}{2(Dt)^{1/2}} = 2,65.$$

А.5.3.2 Кремнієва підкладка легована атомами бору з концентрацією $N_0 = 1,5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. На поверхню підкладки нанесений миш'як р концентрацією $N_d = 1,5 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$. Процес здійснюється тривалістю 20 хвилин при температурі 1200°C , коефіцієнт дифузії $D = 2,46 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$. Визначити глибину переходу $x_{\text{пер}}$.

Вказівка: при $\frac{N_d}{N_0} = 10^4$, використовуючи функцію erfc , маємо рівність

$$\frac{x_{(\text{пер})}}{Dt} = 2,73.$$

А.5.3.3 На кремнієвій підкладці p -типу створений епітаксійний шар n -типу товщиною 10 мкм з концентрацією 10^{16} см^{-3} . Для ізоляції n -шару проводять дифузію бору при температурі 1200°C . Коефіцієнт дифузії $D = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$; концентрація бору на поверхні постійна і складає 10^{20} см^{-3} . а) яка повинна бути тривалість даного процесу? При відповіді використайте те, що рівняння $\text{erfc}(z) = 10^{-4}$ має корінь $z \approx 2,75$. б) на яку глибину продифундуються атоми сурми, що утворюють прихований домішковий шар, в дану епітаксійну плівку за визначений в п. а) час? Коефіцієнт дифузії $D = 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{с}$; незмінна концентрація домішки на межі системи підкладка-епітаксійний шар дорівнює 10^{20} см^{-3} .

А.5.3.4 Епітаксійний шар товщиною 10 мкм рівномірно легований донорною домішкою з концентрацією $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Щоб ізолювати цей шар, проводять дифузію атомів бору, які нанесені на поверхню з концентрацією 10^{19} см^{-3} . Процес триває 10 годин, під час якого концентрація домішки на поверхні підтримується постійною. Визначити температуру, яку необхідно створити в печі.

Вказівка: відомо, якщо $\frac{N_d}{N_0} = 5 \cdot 10^{-4}$, то коефіцієнт дифузії

$$D = 1,138 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с} \text{ одержимо при } 1000/T = 0,7.$$

А.5.3.5 Базова область біполярного транзистора сформована двоетапною дифузією бору, яка забезпечує гаусівський профіль розподілу домішок. Відомо, що на поверхні концентрація домішки $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, глибина емітерного переходу $1,3 \text{ мкм}$, глибина колекторного переходу 2 мкм , концентрація домішки в епітаксійному колекторному шарі 10^{15} см^{-3} . Знайти вираз, який описує розподіл концентрації легуючої домішки в базі.

А.5.3.6 Знайти час, який необхідний для нанесення оксидного шару товщиною 450 нм при температурі 1050°C . На поверхню пластини з кремнію p -типу питомим опором $10 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Процес оксидування вологий і характеризується параметрами $A = 0,31 \text{ мкм}$; $B = 0,47 \text{ мкм}^2/\text{год}$.

А.5.3.7 Поверхня кремнієвої пластини вкрита оксидним шаром товщиною 100 нм . Визначити час, який необхідний для створення додаткового шару оксиду в атмосфері сухого кисню при температурі 1200°C . Остаточна товщина шару $x_{\text{ок}} = 0,18 \text{ мкм}$ достатня для маскування дифузії

бору, що здійснюється за 100 хвилин при температурі 1100°C. Константи оксидування при температурі 1200°C $A = 5 \cdot 10^2$ мкм; $B = 4,2 \cdot 10^{-2}$ мкм²/год.

А.5.3.8 Знайти час, за який формується оксидна плівка товщиною 2 мкм на поверхні кремнієвої підкладки при температурі 960°C і тиску пари 25 атм (2,45 МПа). Константи оксидування при таких умовах: $A = 0,50$ мкм; $B = 5,0$ мкм²/год.

А.5.3.9 Горизонтальний n^+ - p -перехід створений шляхом дифузії фосфору в кремнієву підкладку p -типу. Потім перехід піддано сухому оксидуванню при температурі 900°C терміном 5 год. Відомо, що початкова товщина оксидної плівки перед сухим оксидуванням над n^+ - складає 2 мкм, а над p -областю на 0,054 мкм більша. При заданих умовах константи оксидування мають значення $A = 2,25 \cdot 10^2$ мкм; $B = 5,4 \cdot 10^{-3}$ мкм²/год. Визначити різницю товщин оксидних шарів над n^+ - і p -областями.

А.5.3.10 Плівковий резистор ІС створений дифузією атомів фосфору в епітаксійний шар p -типу, легований з концентрацією $N_a = 10^{17}$ см⁻³. Після перерозподілу домішок при температурі 1000°C глибина p - n -переходу $x_{nep} = 2,5$ мкм. Визначити поверхневий опір шару плівки (Ом/см), отриманий в процесі дифузії, якщо відповідна питома провідність $\gamma = 1,5 \cdot 10^3$ См/см. Знайти довжину резистора опором 2 кОм, якщо його мінімальна ширина має $6,1 \cdot 10^{-3}$ мкм.

А.5.3.11 Відносна діелектрична проникність матеріалів SiO_2 і SiN_4 дорівнює 3,9 і 7,5, відповідно. Визначити для кожного випадку питому ємність (Ф/см²) шару матеріалу товщиною 0,1 мкм.

А.5.3.12 На кремнієвій підкладці p -типу з параметрами $\rho = 20$ Ом·см; $\mu_p = 500$ см²V⁻¹s⁻¹ створена ізольована епітаксійна область n -типу, яка має питомий опір 0,2 Ом·см, довжину 0,254 мм, ширину 0,127 мм і товщину 0,0254 мм. Знайти паразитну ємність між n -областю і підкладкою p -типу, якщо до області прикладено зворотну напругу 5В. Ємність складається з ємності C_1 між областю і підкладкою, а також ємності C_2 , яка обумовлена бічними ділянками, причому питома ємність складає 0,1 пФ/0,000645 мм².

А.5.3.13 В інтегральній схемі сформований МОН-конденсатор з товщиною оксидною шару 50 нм. Знайти площу, яку цей конденсатор займає на кристалі, якщо його ємність 200 пФ. Вважати, що $\epsilon_{ок} = 3,5$.

А.5.3.14 Скласти список не менше 15 операцій, починаючи з нанесення шару SiO_2 і закінчуючи металізацією алюмінієм, які входять у технологічний цикл виробництва епітаксійного транзистора з подвійною дифузією і з прихованим шаром.

А.5.3.15 Визначити кількість фотошаблонів і мету їх використання, необхідних для створення n - p - n -транзисторів інтегральних схем при одному шарі внутрішньо-схемних з'єднань за технологією: а) епітаксійно-планарною; б) ізопланарною.

А.5.3.16 Які параметри епітаксійно-планарного транзистора ІС з прихованим шаром зміняться, якщо: а) зменшити горизонтальні розміри прихованого n^+ -шару; б) зменшити концентрацію домішок в цьому шарі; в) збільшити горизонтальні розміри цього шару так, щоб він досягав ізолювальних p -областей; г) використовувати фосфор, як легуючу домішку в цьому шарі?

А.5.3.17 Які параметри ізопланарного $n-p-n$ транзистора ІС зміняться, якщо: а) при незмінній товщині бази зменшити товщину епітаксійного шару настільки, що база буде межувати з прихованим n -переходом; б) збільшити енергію іонів при легуванні бази; в) зменшити дозу легування бази?

А.5.3.18 В скільки разів зміниться надмірний заряд дірок в колекторі $n-p-n$ транзистора при використанні у його структурі переходу Шоттки між колектором і базою, якщо різниця спаду напруг на колекторі відносно аналогічного транзистора без цього переходу $U = 260 \text{ мВ}$ при температурі $T = 120^\circ\text{C}$?

А.5.3.19 а) Нарисувати принципові схеми п'яти основних варіантів реалізації діода на основі $n-p-n$ -транзистора: колектор з'єднаний з базою, колектор з'єднаний з емітером, колектор вільний, емітер з'єднаний з базою, емітер вільний; б) вияснити, у якої з цих схем найменший спад напруги при прямому зміщенні; в) у якої з схем напруга пробою найбільша; г) у яких схемах найбільші і найменші зворотні струми?

А.5.3.20 Якщо не виконати відповідних заходів, то при виникненні контакту алюмінію з кремнієм в колекторній області $n-p-n$ -транзистора утворюється не омичний контакт, а діод Шоттки. Пояснити, яку технологічну операцію необхідно провести, щоб на межі поділу $Al-Si$ утворився омичний контакт.

А.5.3.21 Пояснити, чому транзистору $p-n-p$ з горизонтальною структурою притаманні низькі значення параметра β ?

А.5.3.22 На деякій підкладці (П) створений транзистор VT_1 типу $n-p-n$: а) нарисувати, яким чином між чотирма виводами Е, Б, К і П розташовуються транзистор VT_1 разом з транзистором VT_2 типу $p-n-p$; б) використовуючи рисунок, пояснити в якому режимі працює транзистор VT_2 , якщо транзистор VT_1 перебуває: 1) в активному режимі; 2) в режимі відсічки; 3) в режимі насичення.

А.5.3.23 Часто в ІС використовують багатоемітерні біполярні транзистори типу $n-p-n$. а) у чому причина їх широкого використання; б) як зміниться інверсний коефіцієнт передачі багатоемітерного транзистора при зменшенні струму бази?

А.5.3.24 Знайдіть опір і паразитну ємність резистора, створеного в базовому шарі біполярного $n-p-n$ -транзистора товщиною $0,2 \text{ мкм}$, довжиною $l = 100 \text{ мкм}$ і шириною $b = 5 \text{ мкм}$, $N_a = 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $\mu_p = 300 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Концентрація донорів у епітаксійному шарі $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, напруга на кінцях резистора відносно підкладки $U_1 = 260 \text{ мВ}$, $U_2 = 260 \text{ мВ}$, $U_{II} = 260 \text{ мВ}$. Ємністю

і опором крайових (контактних) областей можна знехтувати. Вказівка: для розрахунку паразитної ємності використати формулу для бар'єрної ємності плоского p - n -переходу із ступінчатим розподілом домішок.

А.5.3.25 Знайти максимальну ємність тонкоплівкового конденсатора з діелектриком із SiO_2 і розмірами верхньої обкладки $100 \times 100 \text{ мкм}$ при напрузі пробою 30 В , відносна діелектрична проникність монооксиду кремнію $\epsilon_d = 5$.

А.5.3.26 Затвор польового транзистора типу p -МОН, який працює в режимі збагачення, з'єднаний зі стоком: а) нарисувати відповідну принципову схему; б) знайти вид функції $I_C = f(U_C)$.

А.5.3.27 Рівняння n -МОН-транзистора, який працює в тріодному (лінійному) режимі, має вигляд $I_C = k[(U_C - U_{пор}) U_C - U_C^2]$ при $0 \leq U_C \leq U_3 - U_{пор}$. Відповідні рівняння для режиму насичення:

$$I_{Cнас} = k(U_C - U_{пор})^2 \text{ при } 0 \leq U_3 - U_{пор} \leq U_C;$$

$$\text{постійний коефіцієнт } k = \mu_n \epsilon_0 \epsilon_{ок} \frac{Z}{2x_{ок} L}.$$

Дати зображення вихідної характеристики $I_C = f(U_C)$ для даного транзистора при $U_3 = 2,3$ і 4 В . Відомо, що $k = 1 \text{ мА/В}^2$; $U_{пор} = 2 \text{ В}$.

А.5.3.28 Маємо n -МОН-транзистор, який працює в режимі збагачення: а) визначити, чому дорівнює напруга U_C , якщо затвор з'єднаний із стоком і крім того $I_C \approx 0$; б) поясніть, чому при $U_{зс} = 0$ прилад насичений незалежно від значення струму I_C .

А.5.3.29 Нарисуйте в одній системі координат залежності напруг пробою і замикання від глибини залягання p - n -переходів в структурі n -каналного транзистора (рис. А.5.1).

А.5.3.30 Яка різниця значень питомої крутизни і часу прольоту каналу комплементарних транзисторів з однаковими розмірами в структурі (рис. А.5.2)?

А.5.3.31 Які електричні параметри МДН-транзистора (див. рис. А.5.1) і як вони зміняться, якщо затвор легувати не донорами, а акцепторами?

А.5.3.32 Визначити розкид порогової напруги МДН-транзистора при $\varphi_{ми} = 0,8 \text{ В}$, $N_{dk} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, якщо товщина каналу $d_0 = 0,2 \text{ мкм} \pm 10\%$.

А.5.3.33 Скільки фотошаблонів і для яких цілей необхідно при створенні МДН-транзистора (див. рис. 5.3)?

А.5.3.34 Які параметри найпростішого елемента ТТЛ (див. рис. А.5.7) і як вони змінюються при: а) підвищеній напрузі $U_{ж}$; б) підвищенні температури; в) збільшенні опору R_1 (при незмінних R_2 і $U_{ж}$); г) заміні епітаксійно-планарних транзисторів на ізопланарні; д) вилученні в структурі багатомітерного транзистора (див. рис. А.5.4) ділянки вузької пасивної бази або шару металізації, що розташовані посередині базової області; е) легування кристалу атомами золота?

А.5.3.35 Визначити: а) вхідні струми найпростішого елемента ТТЛ (див. рис. 5.5) при $U_{ж} = 2,5 \text{ В}$, $U_{BE} = U_{KE} = 0,7 \text{ В}$, $R_1 = 2 \text{ кОм}$, $\beta_{11} = 0,05$ при

$U_{ex}=0,2B$ і $U_{ex}=2,2B$; б) як змінюються ці струми при підвищенні температури до $125^{\circ}C$ ($\beta_{11}=0,07$), якщо використовуються напівпровідникові резистори на основі базового шару?

А.5.3.36 Для створення n -МОН-транзистора використана пластина кремнію p -типу з питомим опором $10\text{ Ом}\cdot\text{см}$ і орієнтацією (100). Области стоку і витоку утворені імплантацією атомів миш'яку з енергією 80 кеВ і дозою $10^{16}\text{ іонів}/\text{см}^2$. Через оксидний шар товщиною 25 нм імплантуються атоми бору з енергією 30 кеВ і дозою $\Phi = 8\cdot 10^{11}\text{ іонів}/\text{см}^2$. Внаслідок цього біля межі поділу $Si-SiO_2$ виникає шар негативних зарядів. Визначити розкид порогової напруги ΔU_{nor} в даному приладі, якщо $\epsilon_{ок} = 3,9$. Припускається, що при енергії 30 кеВ $R_p \approx \Delta R_p = 34\text{ нм}$ як для Si , так і для SiO_2 , значення функції $erfc(1,56) = 0,06$. Вказівка: кількість іонів бору в кремнії визначається за формулою:

$$\frac{Q}{e} = \int_d^{\infty} \frac{\Phi}{(2\pi)^{1/2} \cdot \Delta R_p} \exp\left[-\frac{(x - R_p)^2}{2\Delta R_p^2}\right] dx = \frac{\Phi}{2} \left[2 - erfc \frac{R_p - d}{\sqrt{2}\Delta R_p}\right].$$

А.5.3.37 Визначити середню (статистичну) потужність, яка розсіюється n -МОН-інвертором (див. рис. А.5.6). Параметри приладів: $U_{жк}=+5B$, $U_{nor1} = +0,6B$; $U_{nor2} = -2B$; $\mu_n = 700\text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$; $C_0 = 7,08\cdot 10^{-8}\text{ Ф}/\text{см}^2$; $b_1/l_1=4$; $b_2/l_2=1/3$.

А.5.3.38 Просте електричне коло утворене паралельним з'єднанням транзисторів типу p -МОН; n -МОН: а) дати зображення відповідної принципової схеми; б) вважати, що обидва транзистори працюють в режимі збагачення при $U_{жк} = +5B$, $U_{nor} = 2B$; $k = 1\text{ мА}/\text{В}^2$, подати в табличній формі зв'язок між струмом і напругою для такого кола, якщо напруга змінюється від 0 до $15B$.

А.5.3.39 Для КМОН-інвертора (див. рис. 5.7) знайти і графічно відобразити залежність між напругами на вході і на виході. Врахувати, що $U_3 = -17B$; $U_{жк} = -5B$, $U_{nor.p} = U_{nor.n} = 2B$; $k_1 = 40k$.

А.5.3.40 Маємо деякий прилад із зарядовим зв'язком: а) визначити поверхневий потенціал при $U_3=15B$; $Q=0$; $x_{ок} = 0,1\text{ мкм}$ і $N_a=10^{15}\text{ см}^{-3}$; б) знайти максимальний заряд, який може бути накопичений при умовах вказаних в п. а).

А.5.3.41 Відомо, що двофазний ПЗЗ створений на підкладці p -типу з орієнтацією (100), причому $N_{до} = 10^{16}\text{ см}^{-3}$; $Q = 10^{10}\cdot e = 1,6\cdot 10^{-9}\text{ Кл}/\text{см}^2$. Затвор з полікристалічного кремнію легований домішкою з концентрацією $N_d=10^{18}\text{ см}^{-3}$; і має товщину оксидного шару $x_{ок} = 50\text{ нм}$. Затвор з алюмінію має товщину оксидного шару $x_{ок} = 100\text{ нм}$. До однієї з доз подано імпульс напруги амплітудою $8B$. Визначити: а) скачок напруги, який утворює потенціальну яму; б) максимальний накопичуваний заряд; в) мінімальний заряд, який ще можна визначити, якщо густина струму витоку, що обумовлений поверхневою генерацією складає $1\text{ нА}/\text{см}^2$, а частота синхронізації – 2 МГц .

Вихідні дані: $\epsilon_0 \epsilon_{\text{ок}} = 3,4 \cdot 10^{13} \text{ Ф/см}$; $e\Phi_m(\text{Al}) = 4,1 \text{ eВ}$; $E_g(\text{Si}) = 1,12 \text{ eВ}$; $n_i = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$; $e\lambda_n(\text{Si}) = 4,15 \text{ eВ}$; $\epsilon_0 \epsilon_{\text{п}} = 1,04 \cdot 10^{12} \text{ Ф/см}$.

А.5.3.42 Знайти мінімальний струм, який необхідно забезпечити при запису інформації в елемент пам'яті (див. рис. А.5.8) при $I_I = 10 \text{ мкА}$; $\alpha_{N_T} = 0,2$; $\alpha_{i_i} = 0,9$; $\beta_{\text{NEK}} = 3$.

А.5.3.43 Знайти інформаційний заряд в елементі пам'яті (див. рис. А.5.9) при $U_{\text{ноп1}} = 5 \text{ В}$, $U_{\text{ноп2}} = 1 \text{ В}$; товщина шару SiO_2 між затворами 4 і 3, а також затвором 4 і підкладкою дорівнює $0,05 \text{ мкм}$.

А.5.3.44 Аналогова лінія затримки вміщує трифазний ПЗЗ, що має 1000 комірок, і працює при тактовій частоті 1 МГц . Коефіцієнт затухання, що припадає на 1 комірку, дорівнює 10^{-4} . Визначити затування і фазовий зсув сигналу на частоті 10 кГц і на третій гармоніці цієї частоти. Вказівка: якщо f – частота сигналу на вході, то амплітуда сигналу на виході ПЗЗ визначається за формулою:

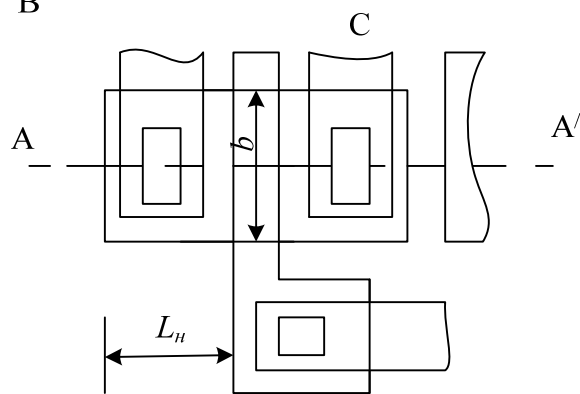
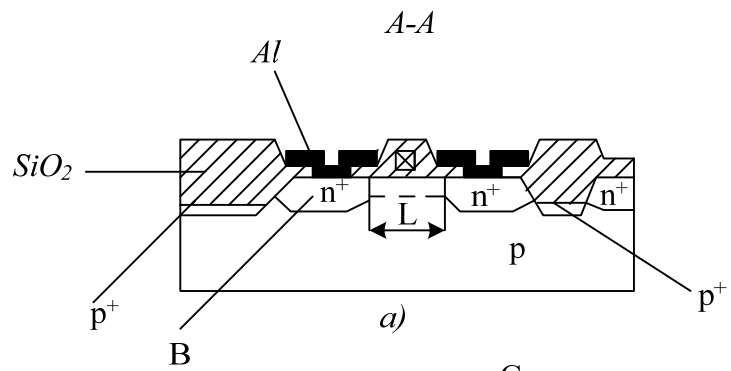
$$\frac{A_n}{A_0} = \exp \left[-n \cdot k_{\text{зам}} \left(1 - \cos \frac{2\pi f}{f_c} \right) \right],$$

де A_n – амплітуда сигналу після проходження n ступенів ($n=3m$); A_0 – початкова амплітуда пакета заряду; $k_{\text{зам}}$ – коефіцієнт затухання; f_c – частота синхронізації. Фазовий зсув $\Delta\varphi = n \cdot k_{\text{зам}} \cdot \sin \frac{2\rho}{f_c}$.

А.5.3.45 Запам'ятовувальний пристрій на базі двофазного ПЗЗ має електроди з однаковою довжиною і шириною 8 мкм . Відстань між ними також дорівнює 8 мкм : а) знайти площину, яку займає комірка пам'яті, яка складається з двох електродів; б) відомо, що пристрій пам'яті ємністю 64 кБ (65536 біт) розташовано на кристалі площею $5,54 \times 5,97 \text{ мм}$. Визначити яку частину площі кристала займають допоміжні кола (синхронізації, елемент узгодження тощо).

А.5.3.46 Згідно з ПЗЗ, розглянутого у вправі А.5.1.10, на основі отриманих раніше результатів знайти: а) напруженість електричного поля розсіювання, якщо відстань між сусідніми електродами складає 3 мкм ; б) час розповсюдження зарядів під дією поля розсіювання, якщо кожному електроду відповідає потенціальна яма глибиною $U_3 = 20 \text{ В}$. Вважати, що в початковому стані 10^6 електронів рівномірно заповнюють потенціальну яму глибиною $U_3 = 10 \text{ В}$. Відомо, що рухливість електронів на поверхні $\mu_n =$

$$= 650 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}. \text{ Вказівка: час розповсюдження } \tau = \int_0^{x_1} \frac{dx}{v(x)}.$$



б)
Рисунок А.5.1

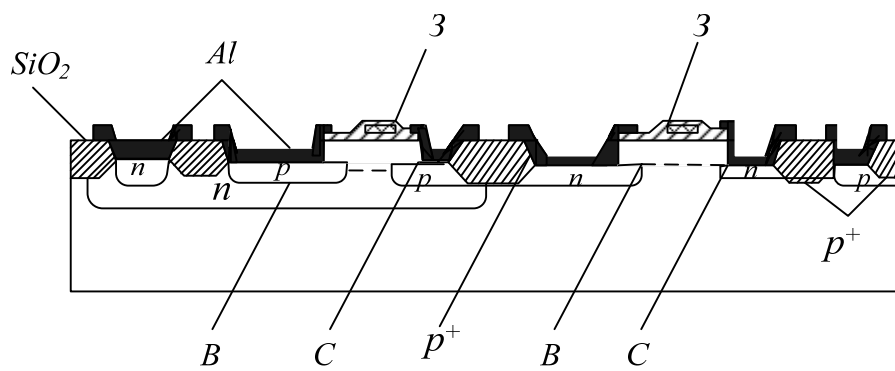


Рисунок А.5.2

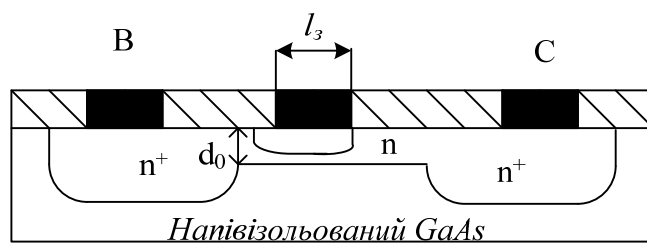


Рисунок А.5.3

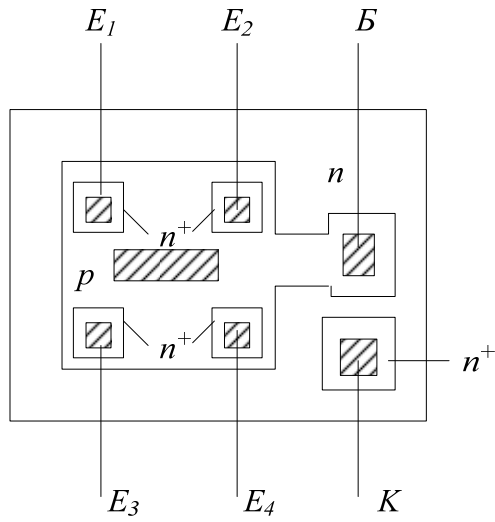


Рисунок А.5.4

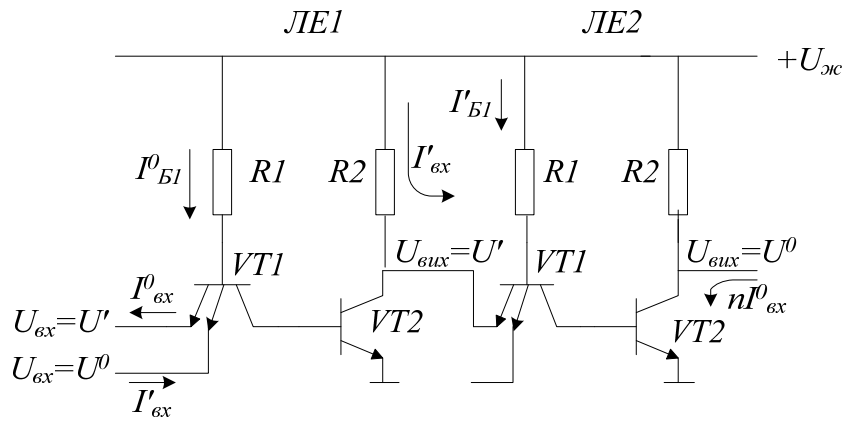


Рисунок А.5.5

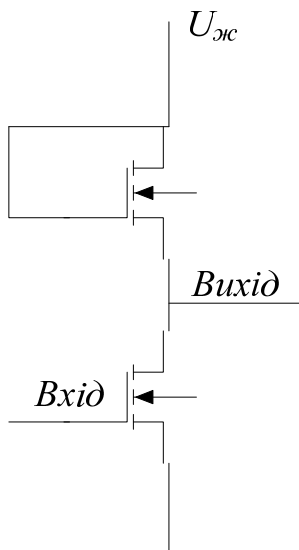


Рисунок А.5.6

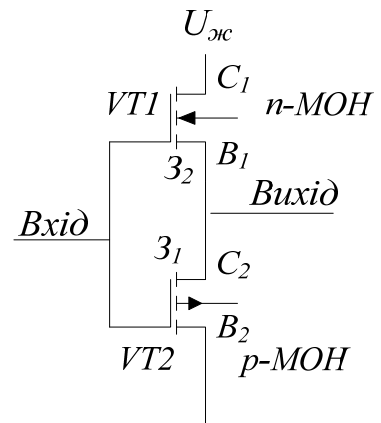


Рисунок А.5.7

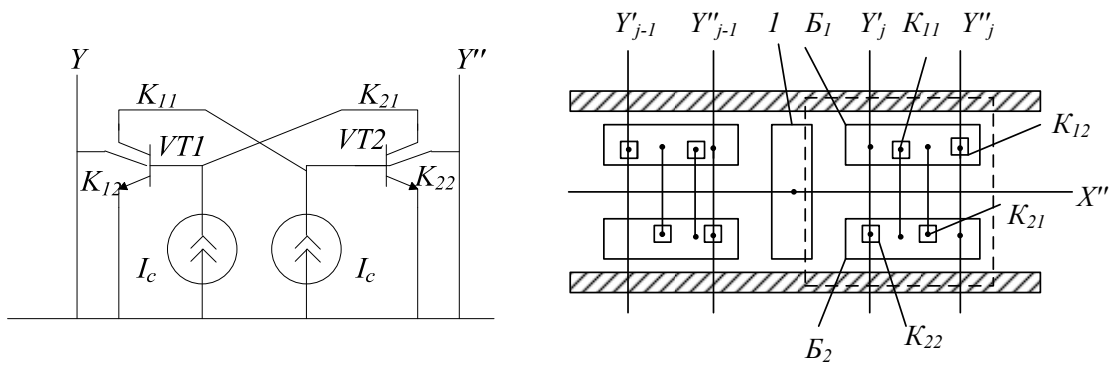


Рисунок А.5.8

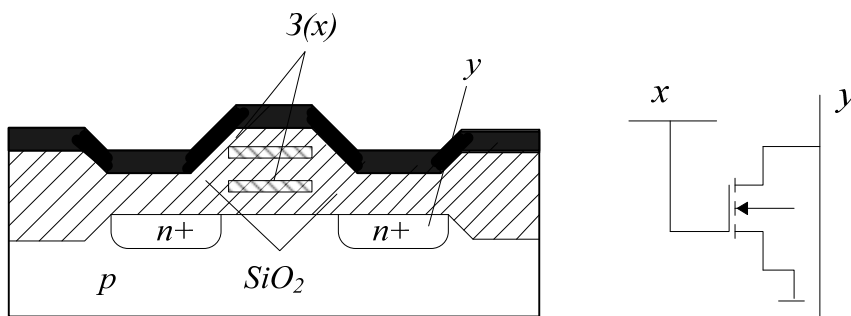


Рисунок А.5.9

Глосарій

Амплітуда – amplitude

Акустоелектроніка – acoustic electronics

Активний фільтр – active filter

Апаратура – apparatus

Анізотропія – anisotropy

Базисний вектор – basis vector

БАРИТТ-діод – Barrier Injection Transit Time Diodes

Блок – block

Біоелектроніка – bioelectronics

Вакуумна електроніка – vacuum electronics

Випрямляч – rectifier

Гіпотеза де Бройля – hypothesis de Broyle

Генератор – generator

Голографія – holography

Густина – density

Діелектрик – dielectric

Діод – diode

Дисперсійні криві – dispersive curved

Дрейф електронів – drift electron

Домішкові атоми – admixture atom

Дифузія – diffusion

Електроніка – electronics

Електрод – electrode

Електронно-дірковий перехід – electronic transition

Елемент – element

Елемент пам'яті – elements memory

Елементарна комірка – simpli cell
Емітер – emitter
Енергія – energy
Епітаксія – epitaksis
Ефект Ганна – effect Ghana
Ефект Джозефсона – effect Dzgozefsona
Закон Дебля – law Deblya
Закон Ома – law Ohm
Ідеальний діаманетизм – ideal diamagnetism
Інжекційно-пролітні діоди – injections prolity diode
Індекси вузлів – index knot
Індекси наряду – index straight
Індекси площини – index flat
ІМПАТТ-діод – Impact Avalanche and Transit Time
Інтегратор – integrator
Інтегральна мікросхема – integral microcircuit
Іонне легування – ionic alloying
Квантове число спіна – quantum number spin
Квантова електроніка – quantum electronics
Кінетична енергія – kinetic energy
Колектор – collector
Комплексна логічна функція – complex logical function
Компонент – component
Ключ – key
Конденсатор – capacitor
Контактна різниця потенціалу – contact variance potential
Кріогенна електроніка – cryogens electronics

Кристалічна ґратка – crystal grating
Лазер – laser
Літографія – lithograph
Магнітні матеріали – magnetic material
Мікропроцесор – microprocessor
Мікроелектроніка – microelectronics
Надпровідність – superconductivity
Напівпровідникова інтегральна мікросхема – semiconducting integral microcircuit
Напівпровідник – semiconductor
Напруга – voltage
Негатроніка – negatron
Нервова система – nervous system
Нематична фаза – nematic phase
Об'єм тіла – volume bodies
Оптичні коливання – optical oscillation
Оптоелектронний прилад – optoelectronic device
Осьова одиниця – axial unit
Перетворювач частоти – frequency converter
П'єзоелектрик – piezoelectricity
Підкладка – underlayer
Підсилювач – amplifier
Питома електропровідність – specific electric conductivity
Прилад – device
Полімери – polymer
Потенціальна енергія – potential energy
Потенціальна крива – potential curve

Радіоелектроніка – radio electronics
Рідкі кристали – thin crystal
Резистор – resistor
Реле – relay
Релаксація – relaxation
Робота виходу – work out
Рухливість носіїв – mobility carrier
Самоорганізація – self organization
Світловий пучок – light beam
Сили взаємодії – forces interworking
Сили тяжіння – forces gravitation
Склоподібний стан – glassy condition
Смектична фаза – smectic phase
Спін – spin
Статистична фізика – statistic physics
Структура – structure
Струм – current
Твердотільна електроніка – solid electronics
Теплоємність – heat capacity
Теплове розширення – thermal expansion
Теплопровідність – thermal conductivity
Термоелектронний струм – thermoelectric current
Технологія – technology
Транзистор – transistor
ТРАПАТТ-діод – Trapped Plasma Avalanche-and-Transit Time
Ультразвук – ultrasound
Фотодіод – photo diode

Фотон – photon

Фоновий газ – background gas

Фотоприймач – photo receiver

Фототранзистор – photo transistor

Фотохімія – photochemistry

Функція пам'яті – functions memory

Хімічний потенціал – chemical potential

Холерична фаза – holeyer phase

Хемотроніка – hemothronick

Циліндрові області – cylinder oblast

Шар – sheet

Навчальне видання

Павлов Сергій Миколайович

ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

Навчальний посібник

Редактор О. Скалоцька

Оригінал-макет підготовлено С. Павловим

Підписано до друку
Формат 29,7×42¼. Папір офсетний.
Гарнітура Times New Roman.
Друк різнографічний. Ум. друк. арк. .
Наклад прим. Зам. №

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

Віддруковано у Вінницькому національному технічному університеті
в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі.
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-81-59.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.