

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут»

М.Є. Лещенко, В.Є. Овчаренко

ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

Частина 1

Навчальний посібник

Харків «ХАІ» 2004

УДК 621.3.049.77

Основи мікроелектроніки. Ч. 1 / М.Є. Лещенко, В.Є. Овчаренко. – Навч. посібник. – Харків: Нац. аерокосм. ун-т «Харк. авіац. ін-т», 2004. – 99 с.

Розглянуто елементи конструкції та технології напівпровідникових і гібридних інтегральних мікросхем, їх класифікацію, електрофізичні процеси в елементах мікросхем, контактні та поверхневі явища, що визначають структуру мікросхем, їх якість та особливості функціонування. Для студентів спеціальності базового напрямку «Електронні апарати».

Іл. 116. Табл. 2. Бібліогр.: 10 назв

Рецензенти: д-р техн. наук, проф. І.Ш. Невлюдов,
д-р техн. наук, проф. Л.П. Яцук

ВСТУП

Сучасна людина вважає нормою електронне обладнання, що її оточує вдома, в транспорті, в цехах підприємств. Часто ми не замислюємось над тим, наскільки розвиток науки, техніки, цивілізації зумовлений рівнем електроніки.

Стимулом до розвитку електроніки в середині минулого століття стали початкові потреби в складних системах керування в авіації та космонавтиці, у швидкому розвитку обчислювальної техніки. Кількість елементів для їх реалізації швидко зростала. Це вело до пропорційного росту об'єму, маси та технологічної складності, що практично не дозволяло реалізувати їх у дискретному варіанті. Вихід було знайдено в інтеграції. Так з'явилися інтегральні схеми - мікросхеми.

В усіх галузях науки й техніки сучасна електроніка базується на елементах мікроелектроніки. Тільки завдяки мікроелектроніці стало можливим створення бортових і наземних систем в авіації, космонавтиці, де існують жорсткі обмеження маси та об'єму. З'явилися такі нові лінії зв'язку, як космічні, оптико-волоконні.

Мікроелектроніка використовується для забезпечення тестування, зв'язку, безпеки руху, організації внутрішніх систем на всіх видах транспорту.

Найвражаючих успіхів мікроелектроніка досягла в розвитку обчислювальної техніки, тим більше, що це наочно демонструє динаміка розвитку персональних комп'ютерів. Це стало базою для розвитку інформатики - галузі, що є пріоритетною в сучасній науці.

Основним напрямком машинобудування взагалі, а приладобудування зокрема є автоматизація. На сучасному етапі – це гнучкі автоматизовані системи. Їх побудова стала можливою, коли мікропроцесори досягли такого рівня, що технологічне обладнання з числовим керуванням могло працювати без перебоїв дві робочі зміни. Такого рівня мікроелектронна техніка досягла тільки на початку 80-х років.

Автоматизація виробничих процесів відбувається в усіх галузях виробництва, що веде до помітного зростання продуктивності праці та зменшення зайнятості в промисловості й сільському господарстві. Результатом цих процесів є перехід робочої сили в напрямку сільське господарство - промисловість - сфера обслуговування - наука - культура. Це вчасно тому, що зростає культурний і освітній рівень населення, а проблемою стає пошук бажаючих працювати на низькотехнологічних виробництвах. Таким чином, можна говорити й про вплив мікроелектроніки на соціальну структуру суспільства.

Мікроелектроніка розвивається більше сорока років. Науково-технічними основами її появи є досягнення фізики твердого тіла, фізики напівпровідників і діелектриків, фізики тонких плівок, матеріалознавства, технології виробництва надчистих монокристалів

напівпровідників і діелектриків, технології виготовлення друкованих плат, технології виготовлення напівпровідникових діодів і транзисторів, техніки і технології електровакуумного виробництва та спецметалургії. Тільки гармонійне поєднання необхідності мікроелектроніки та можливостей, що забезпечувались науково-технічним прогресом, визначили появу мікросхем.

Паралельно розвивались технології інтегральних напівпровідникових мікросхем (ІС) і гібридних інтегральних схем (ГІС). Важливими показниками ІС і ГІС поряд з функціональними є масогабаритні й інтегральні характеристики. До них відносяться щільність упаковки та степінь інтеграції

$$q = \lg N,$$

де N – кількість елементів і компонентів в інтегральній мікросхемі. Значення q ІС значно вищі від значень q ГІС. До 2000 року ІС досягли значень $q \approx 8$, а ГІС – $q \approx 3$, але кожен тип схем має свої переваги та недоліки, що забезпечує можливість використання мікросхем для реалізації приладів різного призначення.

Напівпровідникові мікросхеми виготовляються в об'ємі підкладки з монокристалічного напівпровідника або в об'ємі епітаксіально нарощеного шару напівпровідника на поверхні монокристалічної підкладки з напівпровідника або діелектрика. Ріст ступеня інтеграції супроводжується зростанням електричних полів і високих питомих потужностей енергії. Відповідно відчутно підвищуються процеси деградації, що надалі може обмежити значення q .

Найпоширенішим матеріалом сучасних ІС є кремній, але інтенсивно проводяться дослідження з іншими матеріалами. Це, перш за все, напівпровідники групи A^3B^5 . Така ж ситуація відбувається з технологією. Сучасний період можна назвати перехідним від мікро- до нанотехнологій.

Гібридні інтегральні схеми виготовляються на некристалічній діелектричній пластинці формуванням пліткових пасивних елементів та установленням активних дискретних компонентів у процесі складання мікросхеми. Вони відрізняються більш високими потужностями розсіювання та малими похибками номіналів елементів. Існують два різновиди ГІС: тонкопліткові та товстопліткові. Вони відрізняються матеріалами реалізації, технологією, потужностями розсіювання, зоною застосування.

Тонкопліткові ГІС реалізуються методами вакуумної технології, а товстошарові – випалюванням паст провідникових, резистивних або діелектричних матеріалів. Вони відрізняються найвищими потужностями розсіювання. Така технологія використовується для виготовлення мікрозбірок.

Функціонування мікросхем базується на керуванні потоками носіїв електричного заряду за рахунок впливу на стани потенціальних бар'єрів активних областей ІС або компонентів ГІС. Характер функції

залежить від електрофізичних властивостей системи взаємозв'язаних елементів ІС. До них відносяться електропровідність, концентрація носіїв, розсіювання, генерація, вплив сильних електричних полів, поверхневі та оптико-електронні явища.

Досягнення високих значень q стало можливим за рахунок удосконалення технології та використання нових процесів. Широкого застосування набули процеси конденсації плівок металів, діелектриків і композитів із парових або дифузійних потоків атомів різних хімічних елементів і сполук. Більш широкий спектр речовин елементів мікросхем одержують методами іонно-плазмового розсіювання. У виробництві ІС використовуються процеси легування дифузією або імплантацією атомів різних елементів.

Вивчення курсу “Основи мікроелектроніки” базується на знаннях курсів фізики, матеріалознавства, хімії та математики. Необхідно знати елементи механіки матеріальної точки та твердого тіла, молекулярної фізики та термодинаміки, закони електростатики, постійного та змінного електричного струму в твердих тілах, рідинах і газах, елементи електродинаміки суцільних середовищ, електромагнітні хвилі та їх переміщення в різних середовищах, закони геометричної, хвильової та квантової оптики, елементи квантової механіки та статистичної фізики, побудови твердих тіл, металів, діелектриків і напівпровідників.

Перша частину курсу “Основи мікроелектроніки” має три розділи:

1. Елементи конструкцій і технології мікросхем.
2. Електронні процеси в елементах мікросхем.
3. Активні елементи мікросхем.

У другій частині цього курсу детально розглядаються цифрові й аналогові мікросхеми, мікросхеми пам'яті й елементи функціональної електроніки.

1. ЕЛЕМЕНТИ КОНСТРУКЦІЇ І ТЕХНОЛОГІЇ МІКРОСХЕМ

На цей час мікроелектроніка чітко окреслилась як галузь науки і техніки. Сформувалися та закріпилися нормативними документами термінологія, основні поняття та визначення. Нижче наведено деякі з них.

Мікроелектроніка – науково-технічний напрямок, що охоплює дослідження, конструювання, виробництво і використання інтегральних мікросхем та інших мікроелектронних виробів.

Інтегральна мікросхема (ІС) – мікроелектронний виріб, що виконує певну функцію перетворення, обробки сигналів і накопичення інформації, має високу щільність упаковки електрично зв'язаних елементів і компонентів і виконується в єдиному технологічному циклі. За вимогами випробувань, приймання, поставки та експлуатації ІС є єдиним цілим.

Напівпровідникова ІС – інтегральна мікросхема, всі елементи та міжелементні з'єднання якої виконані в об'ємі та на поверхні напівпровідника (монокристалічний напівпровідник або діелектрик, епітаксіально нарощений монокристалічний шар напівпровідника на поверхні монокристала).

Гібридна ІС (ГІС) – інтегральна мікросхема, яка крім елементів містить компоненти, сформовані та встановлені на поверхні некристалічної діелектричної підкладки. Виконується в єдиному технологічному циклі. Виготовляються тонкоплівкові та товстоплівкові ГІС.

Тонкоплівкова ІС – інтегральна мікросхема, товщина плівок в якій - не більше 1 мкм.

Товстоплівкова ІС – плівкова інтегральна мікросхема з товщиною плівок від 15 до 70 мкм.

Елемент ІС – частина інтегральної мікросхеми, що реалізує функцію будь-якого радіоелемента (транзистора, діода, резистора, конденсатора та ін.), виконана нероздільно від кристала або підкладки і не може бути виділена як незалежний виріб.

Компонент ІС – частина інтегральної мікросхеми, що реалізує функцію будь-якого радіоелемента і може бути виділена як незалежний виріб.

Кристал ІС – частина напівпровідникової пластини, в об'ємі та на поверхні якої сформовано елементи напівпровідникової мікросхеми, міжелементні з'єднання та контактні площадки.

Підкладка ІС – заготовка, призначена для нанесення на її поверхню елементів гібридних і плівкових інтегральних мікросхем, міжелементних і міжкомпонентних з'єднань, а також контактних площадок.

Плата ІС – частина підкладки ГІС, на поверхні якої нанесено плівкові елементи мікросхеми, міжелементні та міжкомпонентні з'єднання і контактні площадки.

Цифрова ІС - інтегральна мікросхема, призначена для перетворення й обробки сигналів, що змінюються за законами цифрових функцій.

Аналогова ІС – інтегральна мікросхема, призначена для перетворення та обробки сигналів, що змінюються за законами неперервної функції.

Мікропроцесор – пристрій, що керується програмою і обробляє цифрову інформацію. Виконується на основі однієї або декількох стандартних мікропроцесорних великих інтегральних схем (ВІС).

Мікропроцесорна ІС - інтегральна мікросхема, що виконує функції мікропроцесора або його частини.

1.1. ЕЛЕМЕНТИ КОНСТРУКЦІЇ ПІС

Конструкція ПІС містить плату з нанесеними на її поверхню шарами пасивних елементів і встановленими на ній компонентами, яку розміщують у герметизованому корпусі. Промисловість виробляє декілька типорозмірів корпусів, що забезпечують захист мікросхем від впливу зовнішнього середовища, комутацію мікросхеми з іншими елементами блока, відвід тепла від плати, захищають їх від механічних навантажень. Особливості геометрії та розміщення виводів корпусів наведено в табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Тип	Підтип	Форма проекції корпусу	Розміщення проекції виводів	Розміщення виводів відносно площини основи
1	11 12 13 14	Прямокутна	У межах проекції корпусу	Перпендикулярне, в один ряд Перпендикулярне, в два ряди Перпендикулярне, в три ряди Перпендикулярне, по контуру
2	21 22	Прямокутна	За межами проекції корпусу	Перпендикулярне, в два ряди Перпендикулярне, в чотири ряди у шаховому порядку
3	31 32 33	Кругла Овальна Кругла	У межах проекції За межами проекції	Перпендикулярне, по колу
4	41 42	Прямокутна	За межами проекції	Паралельне, з двох протилежних боків Паралельне, з чотирьох боків
5	51	Статья прямокутна	У межах проекції	Перпендикулярне і паралельне

Залежно від матеріалів корпуси поділяють на металокерамічні та склокерамічні. Розміри корпусів мають широкий спектр значень – від

10 x 6,6 x 2 до 39 x 29 x 5 мм і, відповідно, маса – від 1×10^{-3} до 14×10^{-3} кг.

Можливості реалізації ГС визначаються доступними матеріалами і технологією формування відповідних шарів.

Основою ГС є підкладка. В сучасних мікросхемах вона виконується з кераміки, скла та ситалу. Широко використовуються матеріали: ситал СТ 50-1, скло нелужне С41-1, кераміка, полікор. Стандартні розміри 60 x 48 x 0,6 мм. Розміри плат кратні вихідним розмірам підкладки і можуть бути, наприклад, такими: 24 x 30, 12 x 16, 10 x 12, 5 x 6 мм.

При виготовленні ГС на основі RC-структур формуються такі шари: резистивний – один або два залежно від діапазону номіналів резисторів, провідників і контактних площадок, нижніх обкладок конденсаторів, діелектрика конденсаторів, верхніх обкладок конденсаторів, діелектрика захисного шару. Конденсатори можуть бути компонентами. У такому разі мінімальна кількість шарів ГС може бути зведена до трьох: резистивний, провідників, захисний.

Тонкоплівкові резистори виконуються із високоомних металів, сплавів, кераміко-металевих сумішей (кермети). Вони відрізняються електрофізичними характеристиками і технологією виготовлення.

За геометрією розрізняють резистори лінійні, складені та типу "меандр" (рис. 1.1).

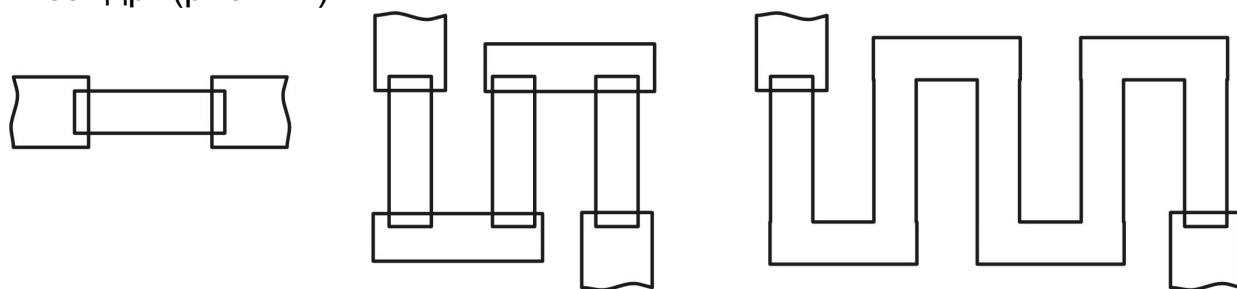


Рис. 1.1

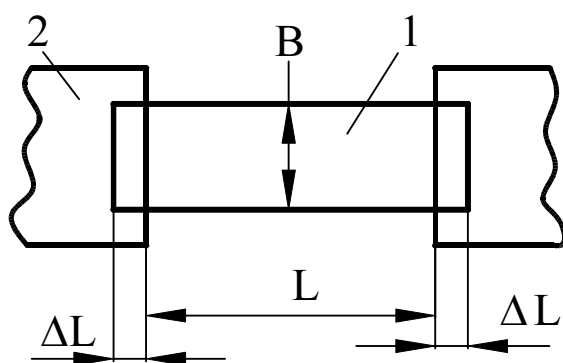


Рис. 1.2

Опір лінійного резистора визначають за формулою (рис. 1.2)

$$R = \rho \cdot \frac{L}{B} = \rho \cdot k_{\phi}, \quad (1.1)$$

де ρ – питомий поверхневий опір плівки, Ом/□ (Ом на квадрат);
 L – діюча довжина резистора;
 $L + 2\Delta L$ – конструктивна довжина резистора;

ΔL – ділянка перекриття резистивної плівки та контактної площадки або ділянки провідника;

B – ширина резистора;

k_{ϕ} – коефіцієнт форми (кількість квадратів).

Похибка резистора викликана відхиленням L на $\pm \delta L$ і B на $\pm \delta B$ (геометрична похибка) на різних етапах виготовлення резистора. Друга складова похибки – неточне виконання питомого поверхневого опору $\pm \delta \rho$ за рахунок неточно витриманої товщини плівки та порушення режимів формування.

Крім того, похибка R можлива через старіння і температурний коефіцієнт опору (ТКО). Загалом

$$\gamma = \gamma_s + \gamma_p + \gamma_T + \gamma_t, \quad (1.2)$$

що досягає 4 %.

Якщо виконуються всі конструктивні та технологічні вимоги, то можливе забезпечення похибки не більше 10 %, що в більшості випадків задовольняє потреби споживачів.

Похибка відтворення геометричних розмірів резисторів визначається так:

$$\gamma_s = 2 \left(\frac{\delta L}{L} + \frac{\delta B}{B} \right). \quad (1.3)$$

У необхідних випадках можна отримати резистори з малими похибками (до 0,1 %). Є відпрацьовані схеми підстроювання резисторів: електрична, механічна, лазерна.

Для виготовлення тонкоплівкових резисторів використовуються метали – хром (Cr) і тантал (Ta) з $\rho = 100 \dots 500 \text{ Ом}/\square$.

На основі металосиліцидних сплавів розроблено широкую гаму матеріалів резистивних сплавів (PC-3710, PC-3001). Добре відомий сплав МЛТ-3М. Діапазон номіналів сплавів PC 0,5...50 кОм/ \square .

Значного поширення набули кермети, що являють собою діелектричну матрицю, в якій довільним чином розміщені острівці металевої фази, наприклад, кермет $\text{Cr}_x\text{SiO}_{1-x}$.

У таких структурах ρ залежить від товщини плівки d і її хімічного складу X . Опір плівки резистора R визначається каналом провідності, що утворюється випадковими переходами носіїв між окремими острівцями (рис. 1.3).

Важливим параметром резистивних матеріалів є питома потужність ρ_0 , що допускається для розсіювання енергії без порушення стабільності елементів. Для названих матеріалів $\rho_0 = 10 \dots 30 \text{ мВт}/\text{мм}^2$. Бажано мати якомога вище значення ρ_0 .

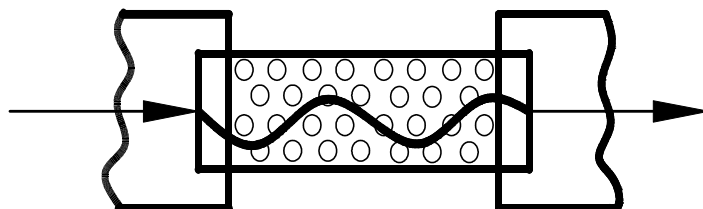


Рис. 1.3

Товщина плівки d впливає на значення ρ . Залежно від матеріалу та ρ d змінюється в інтервалі 0,06...0,15 мкм.

Резистивно-ємнісні RC-схеми можуть містити в конструкції тонкоплівкові конденсатори. Це тришарові структури, що мають нижню металеву обкладку 1, діелектрик 2, верхню металеву обкладку 3 (MDM-структура) (рис. 1.4).

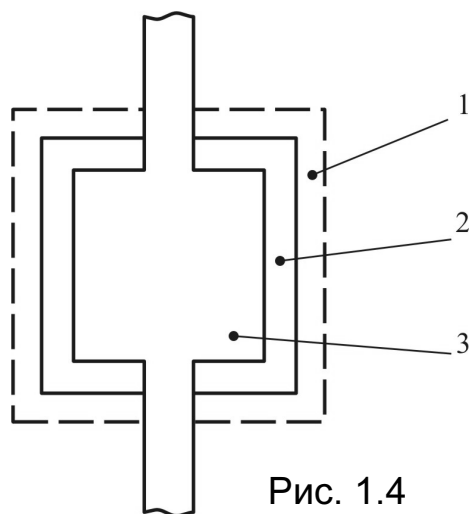


Рис. 1.4

Оптимальною геометричною формою є квадрат, що, як і у випадку резистора, характеризується $k_\phi = 1$. Допускається $k_\phi > 1$, але це призводить до погіршення добротності конденсатора.

Ємність тонкоплівкового конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}, \quad (1.4)$$

де ε – відносна діелектрична проникність діелектрика конденсатора;

ε_0 – діелектрична проникність вакууму $8,849 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$;

S – площа верхньої обкладки;

d – товщина діелектрика.

Параметри ε і d дозволяють вибирати питому ємність C_0 у певних межах. Досягається це за рахунок вибору товщини d і завдяки природі діелектрика ε . Основними матеріалами діелектрика конденсатора є: монооксид кремнію (SiO_2) з можливими значеннями $C_0 = 5000 \dots 10000 \text{ пФ/см}^2$, $\varepsilon = 5,5$; скло електровакуумне С41-1 ($C_0 = 15000 \dots 40000 \text{ пФ/см}^2$) $\varepsilon = 5,2$; п'ятиоксид танталу ($C_0 = 100000 \text{ пФ/см}^2$, $\varepsilon = 23$).

Як матеріал для обкладок використовують алюміній А-99 з $\rho = 0,2 \text{ Ом/}\square$ товщиною близько 4000 \AA . Товщина діелектрика d залежить від вибраного значення $C_0 = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{d}$, і повинні виконуватись нерівності

$$d > d_{кр}, F > F_{кр}. \quad (1.5)$$

Електрична міцність $F_{кр} = 2 \cdot 10^6 \text{ В/см}$, а значення $d_{кр} = V/F_{кр}$. Товщину d конденсатора вибирають із запасом електричної міцності:

$$d = k_3 d_k, \quad (1.6)$$

де k_3 – коефіцієнт запасу приймають таким, що дорівнює 3 – 10.

Важливим показником конденсатора є добротність:

$$Q = \frac{1}{\text{tg} \delta_d + \text{tg} \delta_m}, \quad (1.7)$$

де $\text{tg} \delta_d$ – тангенс кута втрат діелектрика;

$\text{tg} \delta_m = r_m \omega_c$ – тангенс кута втрат у металі провідників і обкладках конденсаторів.

Очевидно, що Q має сильну частотну залежність.

Якщо номінал конденсатора ГС досить високий, що потребує значення $S > 1 \text{ см}^2$, то тонкоплівковий конденсатор замінюють компонентом спеціального конструктивного рішення типу К10-9, К22-4 з розмірами від 1,4 x 2 x 1,2 до 8 x 8 x 2,5 мм та ємністю до 0,33 мкФ.

Як резистори, так і конденсатори можуть мати підстроювальні елементи, що дозволяє значно знизити похибку. В стандартному варіанті похибка не перевищує $\pm 20\%$, а підстроювальний конденсатор дозволяє знизити її до 1%.

Усі елементи та компоненти ГС об'єднуються провідниками та контактними площадками. Вони можуть виконуватися одним або різними шарами.

Шар провідників повинен забезпечувати хорошу адгезію, високу електропровідність, пасивність до контактних структур, стійкість у зовнішньому середовищі. Контактні площадки забезпечують можливість паяння або зварювання з золотими выводами компонентів. Для досягнення високої адгезії та механічної міцності плівок між основним шаром провідників і контактних площадок формують проміжний шар (підшар) товщиною 200...300 Å із хрому або ніхрому. Основна плівка провідника або контактної площадки виконується з міді, золота або сплавів товщиною 4000...8000 Å. Плівку міді покривають захисним шаром нікелю, олова або золота товщиною 1500...2000 Å. Таким чином, використовуються такі системи: Cr-Cu-Ni (рис. 1.5), Cr-Cu-Sn, Cr-Cu-Au, Cr-Au. Вибір залежить від призначення мікросхеми і умов її експлуатації.

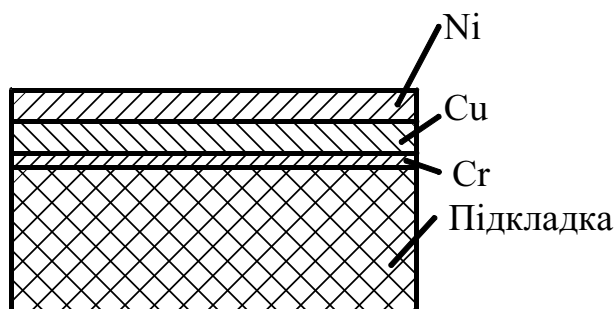


Рис. 1.5

1.2. ЕЛЕМЕНТИ ТЕХНОЛОГІЇ ГС

Основними процесами в технології ГС є формування плівки резистивного, провідникового або діелектричного шарів схеми, а також рисунка схеми.

Плівки вирощують методами конденсації з парового потоку у вакуумі або з дифузійного потоку, одержаного розпиленням мішені іонним бомбардуванням із плазми (методи іонно-плазмового розпилення).

Перший спосіб (рис. 1.6) завжди має джерело атомного парового потоку речовини навіски 4, сам потік 3 і підкладку 2, на якій конденсується плівка. Процес відбувається у вакуумній камері 1, де тиск доводиться до рівня 10^{-4} Па. Тиск має бути таким, щоби довжина вільного пробігу атомів парового потоку L була більша за відстань від підкладки до випаровувача H . У такому випадку атомний потік не має

дифузного розсіювання і підпорядковується законам геометричної оптики.

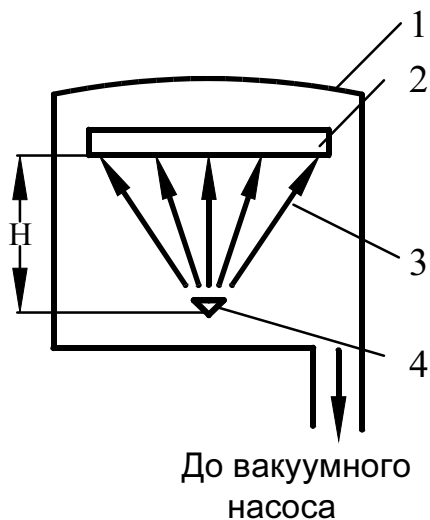


Рис. 1.6

Для одержання плівки з програмованими електрофізичними параметрами необхідно витримувати заданий технологічний режим. Він визначається тиском у камері P_i , температурою підкладки T_p , температурою випаровувача T_v , яка може вимірюватися безпосередньо або опосередковано за значеннями струму нагрівача. Хімічна чистота плівки визначається також парціальним тиском реактивних газів у камері. Забруднюватися плівки можуть також матеріалом випаровувача.

Використовують випаровувачі прямого або непрямого нагрівання. Наприклад, алюміній випаровують з вольфрамових дротинок, що нагріваються при прямому проходженні через них струму. Випаровувачами непрямого нагрівання є тиглі з окисів рідкоземельних елементів, що дозволяють їх нагрівання до високих температур.

Великі можливості має електронно-променевий метод випаровування одноелементних і багатоелементних речовин у широкому діапазоні температур випаровування, що визначаються за

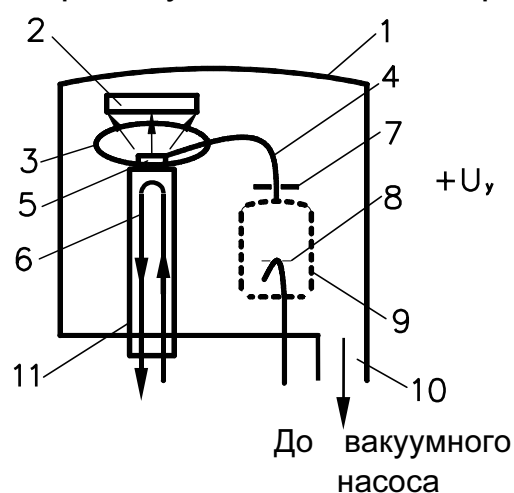


Рис 1.7

парціальним тиском над поверхнею розплаву. Цей метод обмежується електропровідними матеріалами. Його схему зображено на рис. 1.7. До схеми входять: вакуумна камера 1, підкладка 2, паровий потік 3, електронний пучок 4, навіска 5, охолоджуюча рідина 6, фокусуючий електрод 7, прискорюючий електрод 8, електронна пушка 9, катод 10, анод 11. Нагрівання навіски відбувається локально в місці падіння електронного пучка. З нього виділяється "повний" паровий потік.

Для одержання плівок складної хімічної сполуки користуються методом вибухового випаровування. Суть його – у подачі малих доз на перегрітий випаровувач, що дає можливість одержати плівки потрібного хімічного складу (стехіометрії). Метод використовується для виготовлення резистивних плівок з такого матеріалу, як РС.

Іншим напрямком виготовлення плівок є іонне розпилення мішені з наступною конденсацією атомів, що дифундують від мішені до

підкладки. Розпилення речовини мішені відбувається за рахунок бомбардування її іонами плазми з енергією, більшою від енергії зв'язку $E_i > E_3$.

Метод іонного розпилення дозволяє одержувати плівки потрібного хімічного складу (стехіометрії) – як легкоплавкі, так і тугоплавкі. На цей час відомо багато схемних реалізацій: від простої діодної (рис. 1.8) до багатоелектродної та магнетронної. Сучасні системи працюють при досить низькому тиску нейтрального газу в камері. Використовують високої чистоти аргон з тиском $10^{-1} \dots 10^{-2}$ Па. Швидкість розпилення мішені в магнетронних системах 35...40 нм/с досягається за рахунок локалізації плазми безпосередньо біля мішені, що збільшує коефіцієнт корисної дії. Сучасне технологічне устаткування має продуктивність до 250 підкладок за годину. Одержують плівки високої якості.

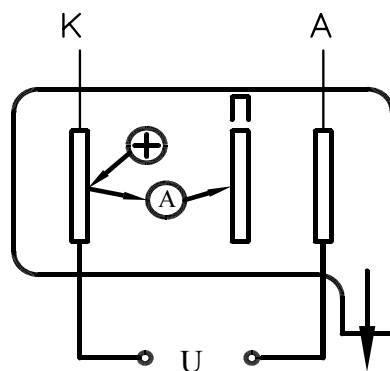


Рис. 1.8

Товстоплівкові ГС виготовляють методом трафаретного друку послідовним нанесенням на керамічну підкладку різних за вмістом паст, які потім випалюють до утворення монолітних плівок товщиною 10...70 мкм потрібної конфігурації. Паста являють собою суспензії дрібнодисперсних порошоків металів, їх оксидів і домішок скла в органічних середовищах. При випалюванні органічна речовина випаровується, а функціональні елементи залишаються в твердому розчині в склі. Залежно від співвідношення елементів розрізняють провідникові, резистивні та діелектричні паста.

Скло при випалюванні плавиться і формує монолітну конструкцію товстоплівкового елемента. На межі з підкладкою формується перехідний шар товщиною 6...8 мкм, що забезпечує високу адгезію.

Провідникові паста мають у своєму складі срібло, паладій, золото для забезпечення високих значень електропровідності. Для виготовлення резисторів використовуються паста з широким спектром вмісту паладію та рутенію залежно від потрібних значень поверхневого опору. Провідниковою фазою є сполуки паладію та рутенію. У першому випадку $\rho_i = 10^1 \dots 10^6$ Ом/ . Діелектрична паста містить оксид титану в склі з діелектричною проникністю від 15 до 500.

Як підкладки використовують алюмооксидну кераміку 22ХС. Пасту наносять через сітчастий трафарет, виконаний з нейлону або нержавіючої сталі з комірками 80...240 мкм. Рисунок виконують фотометодом на фоторезисті, що наноситься на сітку. Часто користуються біметалевими трафаретами. Для реалізації всіх шарів мікросхеми потрібно мати комплект трафаретів. Випалювання паст проводять у конвеєрних печах, де витримується заданий профіль температури, які мають три ділянки. На першій ділянці повністю виділяється органічна складова, друга – формує структуру, а тому й

електрофізичні властивості елементів, у третій – відбувається охолодження, швидкість якого забезпечує одержання ненапружених систем.

Важливим елементом технологічного процесу виготовлення тонкоплівкових ПС є формування рисунка кожного шару мікросхеми. Існує два основні способи: перший – конденсація плівок через вільні трафарети (маски), другий – літографія. Кожен із цих методів має свої переваги й недоліки.

Перший спосіб потребує виготовлення комплекту технологічного оснащення – комплекту масок за кількістю шарів мікросхеми. Використовують біметалеві маски, що дозволяє досягти більш високої точності відтворення геометрії елементів. Маски мають отвори відповідно до конфігурації елементів шару. Через них атоми парового потоку потрапляють на поверхню підкладки. Тільки на відкритих ділянках формується плівка. Всі шари мікросхеми можна наносити в одній вакуумній камері або лінійці вакуумних камер за один вакуумний цикл, що підвищує якість та надійність мікросхем. З іншого боку, трафарети мають обмеження щодо щільності отворів та їх коефіцієнтів форми. Це призводить до збільшення кількості шарів і ділянок їх сполучення, підвищує трудомісткість і знижує надійність МС.

Метод літографії, перш за все, має високу роздільну здатність. Сучасна технологія базується на методі фотолітографії. Для формування шару мікросхеми виконуються такі основні операції: конденсація плівки на всю поверхню підкладки; нанесення фоторезисту на всю поверхню; експонування фоторезисту через фотошаблон шару опромінюванням в ультрафіолетовому діапазоні спектра; проявлення та задублення фоторезисту; видалення незаполімеризованих ділянок фоторезисту; хімічне травлення функціонального шару плівки; промивання та сушіння. Таким чином послідовно одержують усі шари мікросхеми, але потрібні селективно діючі протравлювачі.

Метод дозволяє отримати елементи мікросхеми з малими похибками та складної конфігурації. Роздільна здатність залежить від довжини хвилі випромінювання. Теоретично межа дорівнює половині довжини хвилі $\lambda/2$. У безлінзових системах в ультрафіолеті досягають роздільної здатності, що дорівнює 0,25...0,3 мкм. Похибка збільшується за рахунок неточного сполучення шарів мікросхеми.

Перспективними є рентгенівська та електронно-променева літографії. У рентгенівській літографії довжина хвилі випромінювання дорівнює приблизно 1 нм, що досягає межі фізично можливих об'єктів реалізацій мікросхем. Це дві-три сталі кристалічної ґрати. Насправді межа роздільної здатності значно вища й досягає значення 0,1 мкм. Є перспектива зниження цього показника до 0,01...0,05 мкм.

Таким чином, досягнутий на сьогодні рівень роздільної здатності методу фотолітографії повністю задовольняє потреби виробництва ПС, чого не можна сказати про напівпровідникові мікросхеми.

1.3. СТРУКТУРА ЕЛЕМЕНТІВ ГІС

Успіхи сучасної мікроелектроніки значною мірою визначаються досягненнями в сфері матеріалознавства, фізики процесів конденсації та росту плівок. З одного боку, поява ГІС стала можливою завдяки напрацюванням у галузі фізики тонких плівок на момент їх розробки, а з іншого боку – розвиток ГІС стимулював наукові роботи з матеріалознавства. Таким чином, технологічні процеси виробництва ГІС на цей час значною мірою досить точно обгрунтовані, що забезпечує високий рівень якості та надійності мікросхем.

1.3.1. КІНЕТИКА КОНДЕНСАЦІЇ ТА РОСТУ ПЛІВОК

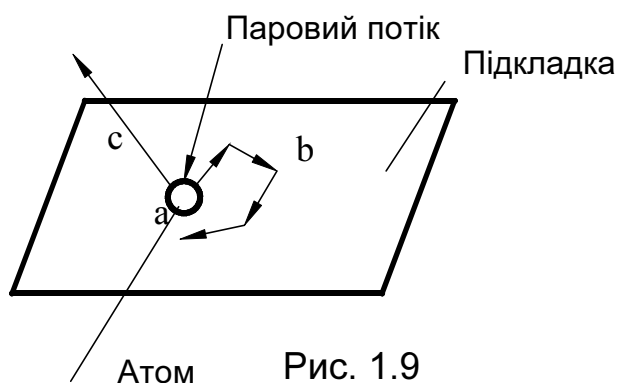
Структура плівки формується на всіх етапах виготовлення шару від початку конденсації до відпалювання її. Використовують досить вдале поняття “ріст плівки”, що дозволяє частково моделювати процеси мікроелектроніки явищами в живій природі й навпаки. Дійсно, процеси росту як в біологічних об’єктах, так і в елементах мікросхем супроводжуються постійною перебудовою структури, тому всі елементарні явища, причетні до цього, мають бути узгодженими.

Структура плівки, що формується на поверхні підкладки, залежить від густини парового потоку, температури підкладки, чистоти її поверхні, природи та густини дефектів на поверхні, а також складу й парціального тиску газів у вакуумній камері.

Щоб результати повторювались, необхідно забезпечити сталі вихідні положення: чистоту підкладки та належні умови у вакуумній камері. Задовільним приймають тиск у камері на рівні 10^{-4} Па, а підкладку необхідної чистоти отримують очищенням її за стандартними технологіями.

Якщо вважати, що залишкові гази на процес конденсації не впливають, то зародження плівки може відбуватися за різними схемами залежно від співвідношення густини потоку, енергії атомів потоку E_a , енергії атомів підкладки E_n та енергії зв’язку атомів підкладки й атомів потоку E_3 .

Атоми потоку, що потрапили на поверхню підкладки, можуть закріпитися в точці падіння, якщо $E_a \ll E_3$ (рис. 1.9, а); переміщуватися по поверхні, обмінюючись енергією, а з досягненням нерівності $E_a < E_3$, закріпитися (рис. 1.9, б); побудувати зв’язок двох атомів потоку, що дасть систему “адатом” (рис. 1.10), одержати додаткову енергію й покинути поверхню підкладки – ревіпаруватися (рис. 1.9, с).



Сучасні уявлення сформовані в три схеми конденсації:

1. Пара – тверде тіло. Ця схема може бути реалізована при виконанні умови

$$T_n \ll T_{кр1}, \quad (1.8)$$

де T_n – температура підкладки; $T_{кр1}$ – перша критична температура.

2. Пара – рідина – тверде тіло. Витримується при виконанні нерівності

$$T_{кр1} < T_n < T_{кр2}, \quad (1.9)$$

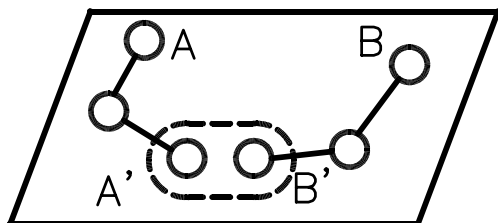


Рис. 1.10

де $T_{кр2}$ – друга критична

температура.

3. Пара – пара. Процес відбувається, коли

$$T_n > T_{кр2}. \quad (1.10)$$

Друга критична температура

визначається відносно температури плавлення речовини плівки: $T_{кр2} = 0,7 T_{пл}$.

Перша схема спостерігається, коли $E_a < E_3$ і атоми потоку відразу закріплюються на поверхні підкладки. Формується типова некристалічна структура плівки.

У випадку другої схеми мають бути досить велика густина потоку атомів і висока вірогідність появи адатомів ($W_{ад} \gg 0$). Виникає формування множини центрів зародження майбутніх кристалів-“зародків”. Вони характеризуються нерівністю

$$R_3 < R_{кр}, \quad (1.11)$$

де R_3 – радіус “зародка”; $R_{кр}$ – критичний радіус.

Коли $R_3 < R_{кр}$, система атомів нестійка. Якщо до неї приєднується один або декілька атомів з енергією E_a більшою від енергії, достатньої для розпаду “зародка”, то він припиняє своє існування. Таким чином, це нестійка система. Деякий час на підкладці відбуваються інтенсивні процеси міграції атомів, виникають і розпадаються центри кристалізації. Такий стан називають “квазірідким”.

Завжди існують стійкі системи, які зростають до $R_3 > R_{кр}$ і вже не розпадаються. Так з’являються острівці кристалізації. Така плівка називається острівковою. Вона є стабільною системою і може використовуватися як підшар або самостійний електронний елемент, але завжди це перший стабільний стан плівки, що росте.

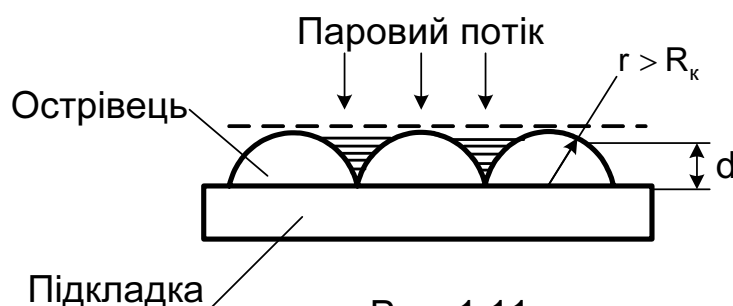


Рис. 1.11

Острівці ростуть до перетину, а далі плівка швидко стає суцільною (рис. 1.11). Спершу острівці є кристалітами, а в міру зростання плівки постійно відбуваються процеси рекристалізації.

Вся плівка перебудовується. Це дає можливість знизити напруженість системи та запобігти руйнуванню плівки. Розуміння кінетики процесу дає можливість правильно вибрати режими конденсації й отримати плівки із заданими електромеханічними властивостями.

За такою схемою конденсація відбувається в інтервалі від $T_{кр1}$ до $T_{кр2}$. Якщо T_n ближче до $T_{кр1}$, то одержують плівки полікристалічні з малими розмірами кристалітів (дрібнокристалічна структура). При $T_n \rightarrow T_{кр2}$ структура плівки крупнокристалічна.

Підвищення температури підкладки до $T_n > T_{кр2}$ приводить до повного випаровування плівки з поверхні конденсації. При $T_n < T_{кр2}$ деяка частина атомів також покидає поверхню підкладки, що на практиці враховується коефіцієнтом конденсації. Саме явище ревіпаровування використовують для формування парових потоків.

Таким чином, конденсацією плівок з парового або дифузійного потоку можна отримати плівки крупно-, дрібнокристалічні або некристалічні.

1.3.2. МОНОКРИСТАЛІЧНИЙ, ПОЛІКРИСТАЛІЧНИЙ І НЕКРИСТАЛІЧНИЙ СТАНИ ЕЛЕМЕНТІВ МІКРОСХЕМ

У ПС провідники та контактні площадки мають крупнокристалічну структуру, металеві резистори – дрібнокристалічну, а діелектрики – некристалічну. В напівпровідникових ІС підкладка монокристалічна з певним напрямком кристалічної орієнтації. Значною мірою деталі кристалічної будови визначають технічний рівень мікросхем та їх технологію.

Стан реальних кристалів оцінюють відносно ідеального. Ідеальним кристалом є нескінченна множина атомів, розміщених у просторі закономірним чином у точно визначених місцях. Реальні кристали, на відміну від ідеальних, скінченні та мають окремі елементи, зміщені з точок рівноваги. Такими порушеннями є зовнішні поверхні, що обмежують реальний кристал, а також множина точкових, лінійних і внутрішніх поверхневих дефектів.

Ідеальний кристал можна побудувати послідовною трансляцією базового атома векторами $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ (рис. 1.12). У такій структурі положення будь-якого атома визначається вектором

$$\vec{r} = m\vec{a} + n\vec{b} + p\vec{c}, \quad (1.12)$$

де $\vec{a}, \vec{b}, \vec{c}$ – вектори трансляції.

Грати, побудовані на векторах трансляції, називаються ґратами Браве.

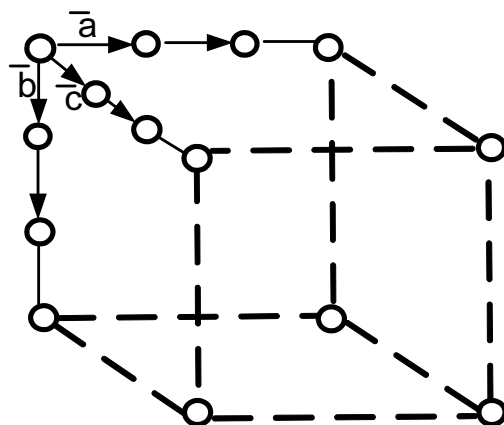


Рис. 1.12

Найменший паралелепіпед на векторах $\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}$ є елементарною коміркою. Розрізняють прості та складні комірки. До складних відносяться об'ємцентровані (ОЦ) (рис. 1.13, а), базоцентровані (БЦ) (рис. 1.13, б) та гранецентровані (ГЦ) (рис. 1.13, в).

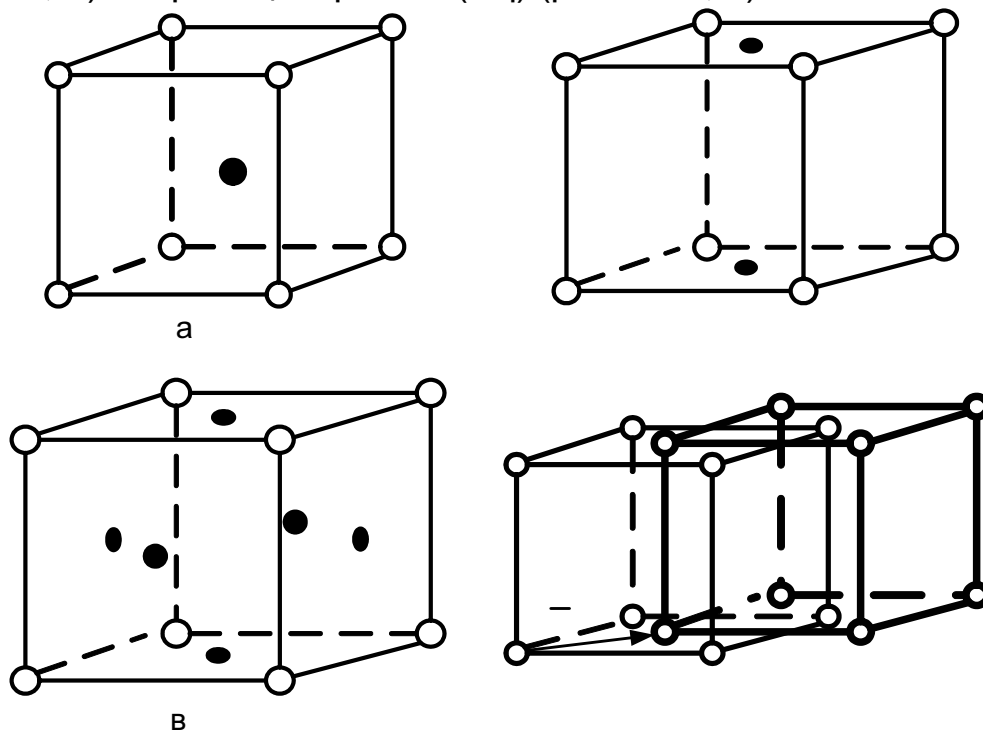


Рис. 1.13

Напівпровідники, що використовуються в мікроелектроніці, мають більш складні грати. Наприклад, кремній, має грати типу алмазу – грати з базисним вектором \bar{B} , на який зміщена пара об'ємцентрованих грат (рис. 1.13, г).

Кристалічні структури характеризуються симетрією своєї будови. Відомо, що, користуючись елементами симетрії й операціями симетрії, можна одержати 240 кристалографічних груп Шубнікова. За співвідношеннями лінійних a, b, c і кутових α, β, γ сталих вони поділяються на сім груп – сингоній. Лінійними сталими є модулі векторів трансляції, а α, β, γ – кути між векторами $\bar{a}, \bar{b}, \bar{c}$ (рис. 1.14).

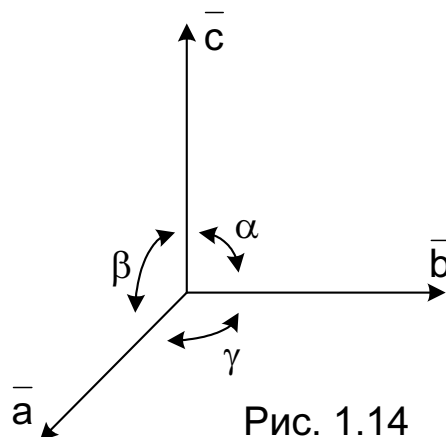


Рис. 1.14

Сингонії наведено в табл. 1.2.

Таблиця 1.2

№ п/п	Сингонії	Лінійні сталі	Кутові сталі
1	Триклінна	$a \neq b \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma$
2	Моноклінна	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \gamma = 90^\circ$ $\beta \neq 90^\circ$
3	Ромбічна	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
4	Тетрагональна	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
5	Тригональна	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
6	Гексагональна	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^\circ$ $\gamma = 120^\circ$
7	Кубічна	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$

Важливою характеристикою кристалічної структури є її просторова орієнтація в цілому, а також окремих кристалографічних площин. Визначається вона індексами Міллера (hkl), що виражаються такими відношеннями:

$$h = \frac{D}{A}; k = \frac{D}{B}; l = \frac{D}{C}, \quad (1.13)$$

де A, B, C – відрізки, що відтинаються на осях x, y, z площиною (рис. 1.15); D – загальний чисельник.

Приклад застосування індексів Міллера наведено на рис. 1.16.

Потрібно визначити також міжплощинну відстань, тобто відстань між сусідніми однойменними кристалографічними площинами.

Полікристалічна структура, крім наведених параметрів, характеризується величиною кристалітів і (в окремих випадках) їх орієнтацією. Зазвичай плівки мають довільну орієнтацію кристалітів. Розрізняють крупнокристалічні (рис. 1.17, а) і дрібнокристалічні (рис. 1.17, б) структури.

У мікросхемах використовуються також некристалічні структури, наприклад двоокис кремнію. Є дві моделі некристалічних структур: дрібнокристалічна і модель сіток. За першою моделлю структура є сукупністю дезорієнтованих малих кристалів розмірами $10 \dots 15 \text{ \AA}$. Друга модель трактується як послідовні малі відхилення атомів у вузлах

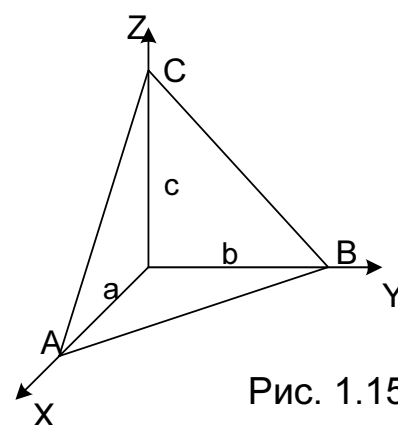


Рис. 1.15

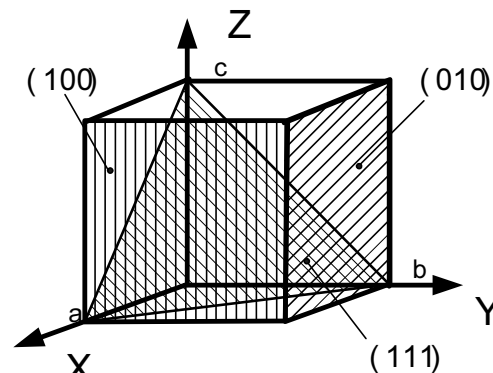
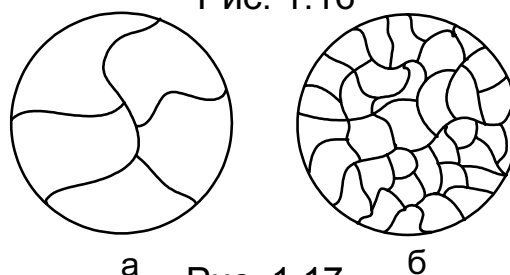


Рис. 1.16



а б Рис. 1.17

гат. Це суттєво змінює електронні властивості твердих тіл. Некристалічна структура в деякому розумінні є крайнім виразом дефектного кристалічного стану.

1.3.3. ДЕФЕКТИ КРИСТАЛІЧНОЇ СТРУКТУРИ ЕЛЕМЕНТІВ МІКРОСХЕМ

Досконалість структури є важливим фактором, що визначає електрофізичні властивості елементів мікросхем, а часто і можливість їх реалізації. Розрізняють такі групи дефектів структури: точкові, лінійні, поверхневі.

До точкових відносять вакансії, міжвузлові атоми, атоми проникнення, атоми заміщення. Є різні механізми генерації дефектів. Точкові дефекти виникають за механізмами Френкеля, Шоткі, дифузії з навколишнього середовища, імплантації.

Згідно з механізмом Френкеля флуктуації енергії кристалічних грат спричиняють переміщення атомів з вузлів грат у міжвузловий простір зі скінченною ймовірністю

$$W = W_0 \cdot e^{\frac{-E_a}{kT}}, \quad (1.14)$$

де E_a - енергія активації процесу переміщення атома.

У результаті такого процесу виникає пара дефектів: вакансія і міжвузловий атом. Вони мігрують по гратах, зароджуються й анігілюють. Таким чином, у кристалі виникає рівноважна концентрація дефектів, яка визначається температурою грат і їх природою, значеннями E_a (рис. 1.18).

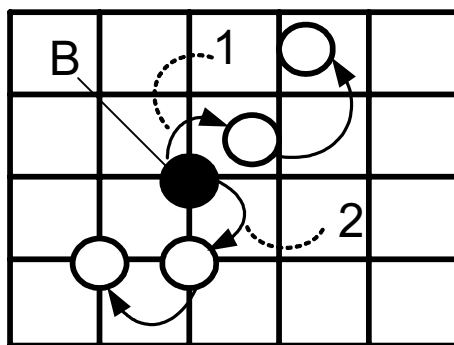


Рис. 1.18

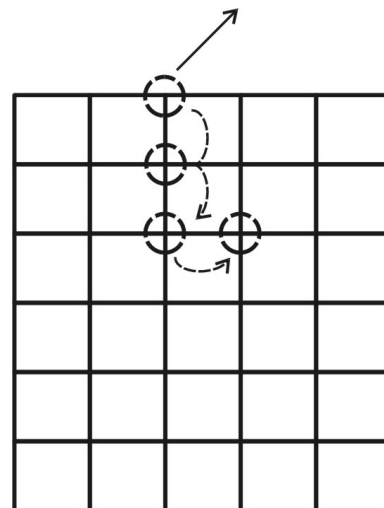


Рис. 1.19

Механізм Шоткі передбачає вихід атома з поверхні твердого тіла з виникненням вакансії, що мігрує у глибину грати (рис. 1.19).

Атоми проникнення та заміщення завжди з'являються внаслідок дифузії із зовнішнього середовища або проникнення іонів високих енергій (рис. 1.20).

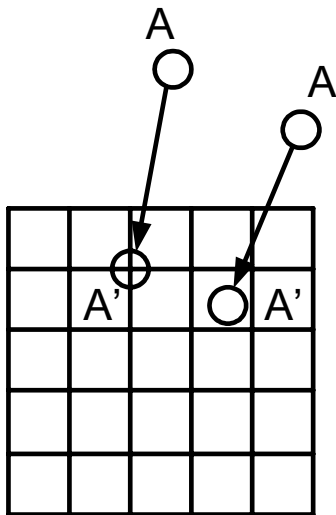


Рис. 1.20

До лінійних дефектів відносять крайові та гвинтові дислокації (рис. 1.21, 1.22). Крайова дислокація — скупчення вакансій у деякій напівплощині кристалічних ґрат. Її ядро має протяжність, перпендикулярну до площини рисунка (рис. 1.21).

Лінійні дефекти мають досить високу об'ємну або поверхневу густину. Цей показник нормується технічними умовами на напівпровідникову підкладку. Як і точкові, лінійні дефекти виникають в об'ємі кристала (рис. 1.23), переміщуються по ньому й виходять на вільну поверхню, що обмежує кристал (рис. 1.24), а також можуть переходити в епітаксціальний шар. На рис. 1.23 наведено послідовні етапи (1,2,3,4) розвитку петлі дислокацій. Такі дефекти мають значний вплив на електрофізичні властивості.

Поверхневі дефекти бувають як зовнішні, так і внутрішні. Зовнішні поверхні обмежують кристал і створюють стани Тамма в забороненій зоні. Внутрішніми поверхневими дефектами є межі двійників і блоків (рис. 1.25).

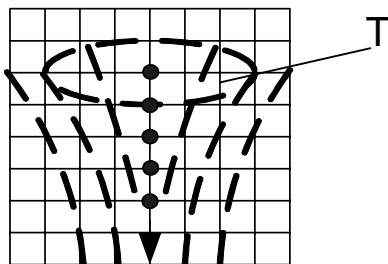


Рис. 1.21

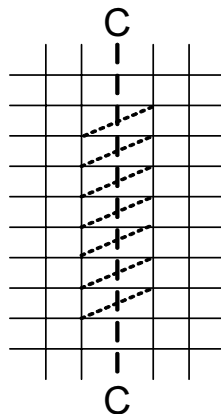


Рис. 1.22

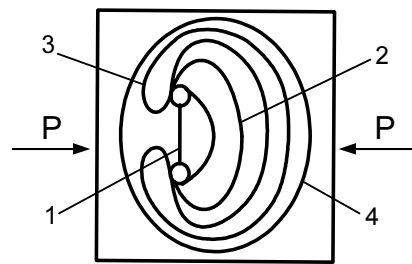


Рис. 1.23

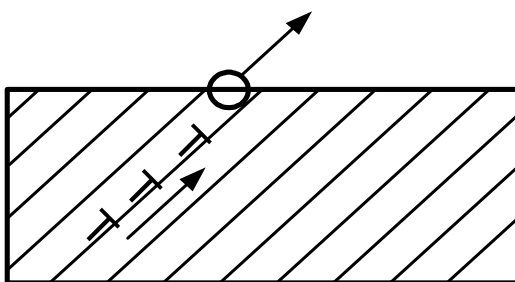


Рис. 1.24

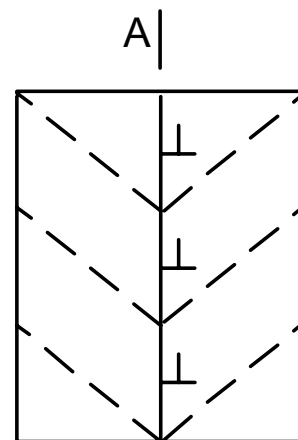


Рис. 1.25

1.3.4. МЕТОДИ АНАЛІЗУ СТРУКТУРИ ЕЛЕМЕНТІВ МІКРОСХЕМ

Розробка мікросхем потребує виконання великого обсягу науково-дослідних, проектно-конструкторських робіт, випробування, аналізу матеріалів елементів на різних етапах життєвого циклу. Витрати на контроль досягають 50% собівартості мікросхем. Аналіз структури відіграє значну роль у забезпеченні якості цих структур. Основними методами для аналізу є оптична й електронна мікроскопії, рентгеноструктурний та електронно-графічний аналізи, фазовий аналіз.

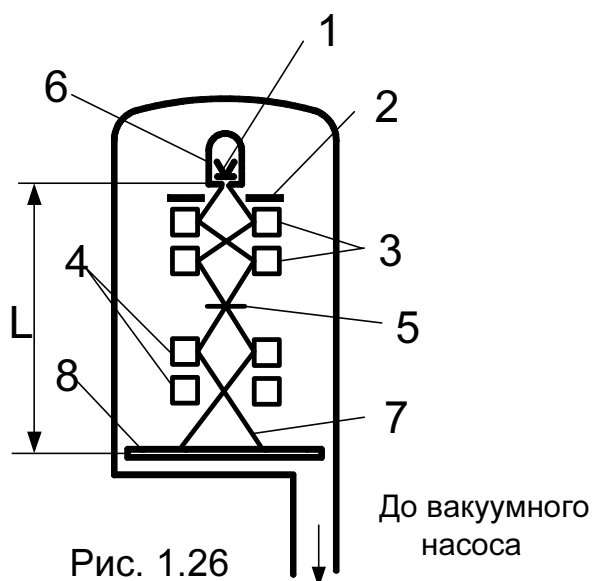
Оптична мікроскопія використовується в широкому діапазоні кратності збільшення ($\times 10$ – $\times 450$). Це дозволяє контролювати як грубі поверхневі дефекти, так і тонкі елементи кристалічної структури. До грубих дефектів відносять наявність побічних частинок на поверхні мікросхеми, тріщини шарів мікросхеми, порушення геометрії елементів. Висока роздільна здатність використовується для контролю густини дислокацій, характеру полікристалічної структури елементів мікросхем, макропор діелектричних шарів.

Обмежуються можливості оптичної мікроскопії напівдовжиною хвилі оптичного діапазону, що становить $\sim 0,25$ мкм. Технічна межа дещо вища.

Перехід до нанотехнологій потребує більш потужних засобів дослідження та контролю структури. Такими є електронна мікроскопія, рентгено- й електронно-графічний аналізи. Використовують трансмісійну та растрову електронні мікроскопії.

Трансмісійна електронна мікроскопія основана на різній проникній спроможності, різних коефіцієнтах розсіювання та відбиття різних фаз і хімічних елементів, структурних неоднорідностей елементів мікросхем.

Схему трансмісійного електронного мікроскопа наведено на рис. 1.26. Вона включає електронну пушку 1, діафрагму 2, магнітну фокусуючу систему 3,4, пристрій тримача зразка 5, колону 6, електронний пучок 7, люмінесцентний екран 8. Роздільна здатність таких мікроскопів досягає $5 \dots 8 \text{ \AA}$. Це дозволяє виділяти сегрегації точкових дефектів, дислокації, межі блоків, включення іншої фази. Для вивчення дефектів поверхні елементів користуються методами реплік, що дають зліпок поверхні. Роздільна здатність знижується до $50 \dots 100 \text{ \AA}$.



Методом безпосереднього дослідження поверхні є растрова електронна мікроскопія (рис 1.27). До схеми растрового електронного

мікроскопа (РЕМ) входять електронна пушка з катодом 1 і прискорюючим електродом 2, діафрагма 3, магнітна фокусуюча система 4, 5, електронний пучок 6, зразок 7, вторинний пучок 8, детектор 9, підсилювач 10, монітор 11, колона 12. Оснований РЕМ на зондуванні поверхні растром електронного пучка 6. Зображення виводиться на монітор 11. За роздільною здатністю растрова електронна мікроскопія займає проміжне положення між оптичною і електронно-трансмісійною і досягає 100...300 Å. Підготовка зразків для дослідження не така трудомістка, як у випадку трансмісійної мікроскопії.

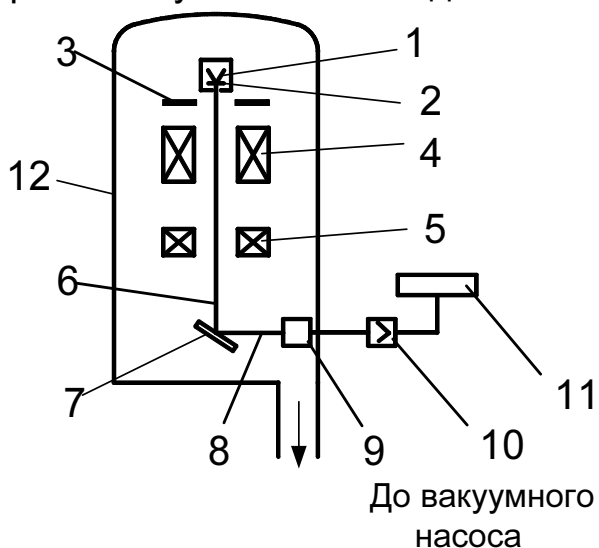


Рис. 1.27

Таким чином, оптична і електронна мікроскопії практично задовольняють потреби сучасної мікроелектроніки в дослідженні елементів мікросхем, їх структури і дефектів.

Відомо, яке значення в мікросхемах мають орієнтація кристала, симетрія, тип ґрат. Цю інформацію можна здобути методами рентгено-структурного та електронно-графічного аналізу. Вони базуються на явищі інтерференції рентгенівських променів і електронів при їх проходженні крізь кристалічні ґрати. Умови спостереження інтерференції задаються співвідношенням Вульфа – Бреггів

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (1.15)$$

де d - міжплощинна відстань; θ - кут падіння пучка; λ - довжина хвилі рентгенівського випромінювання або електронів.

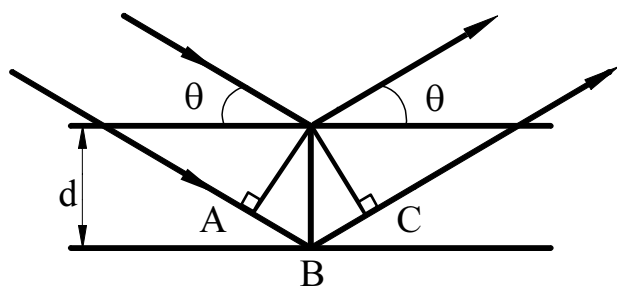


Рис. 1.28

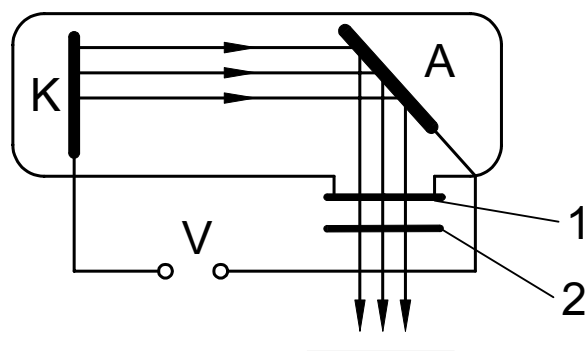


Рис. 1.29

Співвідношення (1.15), що впливає зі схеми рис. 1.28, у різних способах задовольняється або підбором θ при фіксованих λ (монохроматичне випромінювання), або, навпаки, фіксуванням θ при широкому спектрі λ (суцільний спектр).

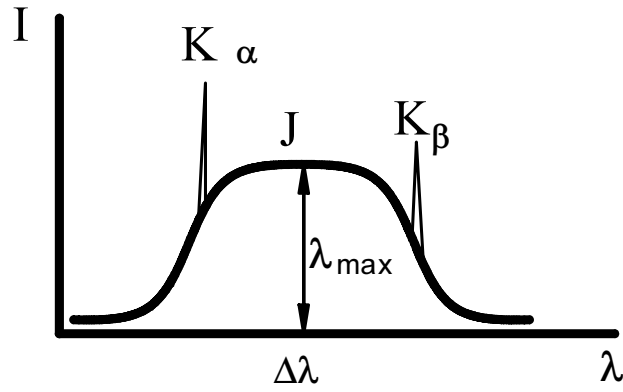


Рис. 1.30

Рентгенівське випромінювання одержують у рентгенівських трубках (рис. 1.29). Типовий вигляд спектра, зображений на рис. 1.30, має ділянку неперервного λ , на фоні якої виділяються лінії характеристичного випромінювання K_{α} і K_{β} .

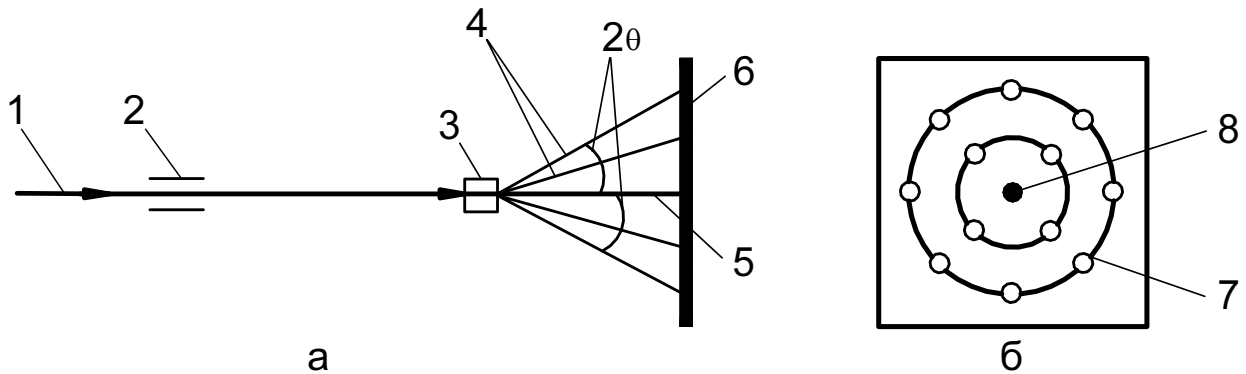


Рис. 1.31

У виробництві мікросхем користуються рентгенівськими гоніометрами на основі методу Лауе, який базується на рентгенівському випромінюванні з широким спектром (рис. 1.31). В методі Лауе рентгенівський пучок широкого спектра 1 через діафрагму 2 падає на монокристалічний зразок 3. Дифраговані пучки 4 падають на екран 6, де дають зображення лауєграми в вигляді

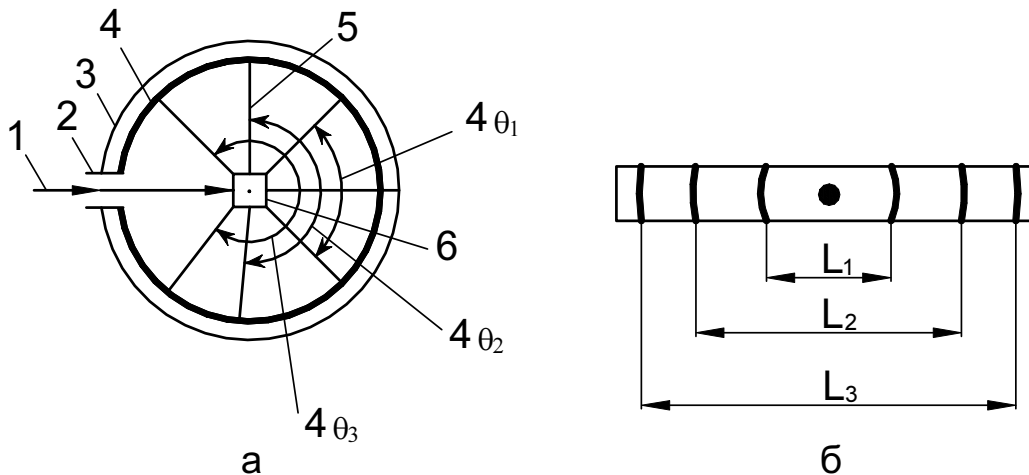


Рис. 1.32

системно розміщених рефлексів і не дифрагованого пучка 8. Для структурного аналізу кращим є метод Дебая – Шерера (рис. 1.32), в якому використовуються монохроматичне рентгенівське випромінювання 1, діафрагма 2, камера 3, рентгенівська плівка 4, дифраговані пучки 5 та полікристалічний зразок 6. Вигляд дебаєграми наведено на рис. 1.32, б.

У цьому випадку серед довільно орієнтованих кристалів зразка знайдуться такі, де кут θ задовольняє співвідношення Вульфа – Бреггів.

Рентгеноструктурний аналіз зручно використовувати для досить товстих зразків, а електронно-графічний – для аналізу плівок. Зразки мають бути товщиною не більше 1500...2000 Å, спеціально підготовленими, що робить метод досить трудомістким. Схему електроннографа наведено на рис. 1.33. Електроннограф має електронну пушку 1 з катодом 2 і електродом прискорення 3, діафрагму 4, електронний пучок 5, сфокусований магнітною системою 6 на зразок 7, дифраговані пучки 8 дають дифракційні кільця на екрані 9.

Як рентгеноструктурний, так і електронно-графічний аналізи дають можливість визначати міжплощинну відстань, індекси Міллера, сталі ґрати, тип ґрат, природу речовини, характер структури.

Електроннограма має вигляд концентричних кілець, що є результатом перерізу конусів відбиття атомних площин (рис. 1.34). Кожне кільце – це результат відбиття від множини однойменних кристалографічних площин. Кільця характеризуються товщиною ліній та їх структурою. Товщина лінії залежить від рівня дефектності та величини кристалітів. Дрібнокристалічна структура дає широкі (розмиті) лінії. Граничні стани – монокристалічний та некристалічний. Монокристал дає електроннограму у вигляді точкових рефлексів на місці ліній електроннограм полікристалів подібно електроннограмі, одержаній за методом Лауе (рис. 1.31,б). Від речовини в

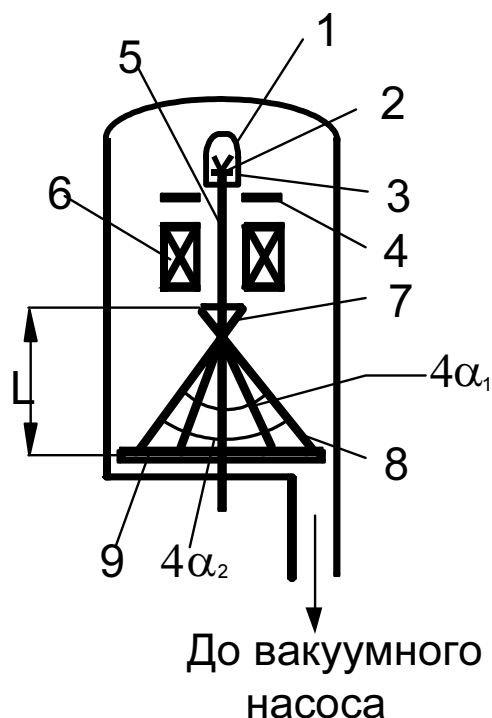


Рис. 1.33

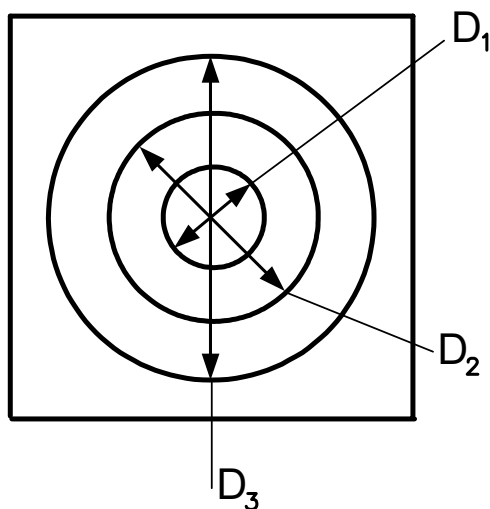


Рис. 1.34

1.31,б). Від речовини в

некристалічному стані отримують електроннограми із сильним фоном, на якому є піки на місці ліній (рис. 1.35). Такий характер електроннограми підтверджує наявність близького порядку в некристалічному стані та відсутність далекого.

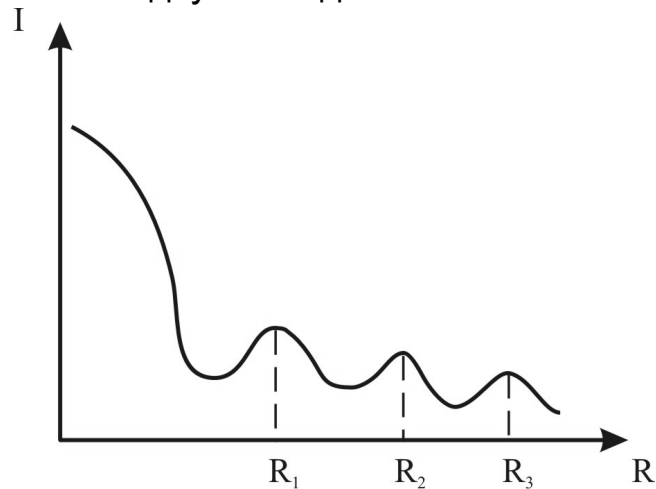


Рис. 1.35

Хімічний склад (стехіометрію) елементів мікросхем можна визначити методом рентгенівського мікроаналізу та мас-спектрометрії. Мікроаналіз виконується стандартними приладами РЕММА – растровими електронними мікроскопами і мікроаналізаторами.

Схему мас-спектрометра зображено на рис. 1.36. У ньому відбувається сепарація іонів, що піддаються аналізу, за масами. Це дозволяє визначити природу і вміст іонів.

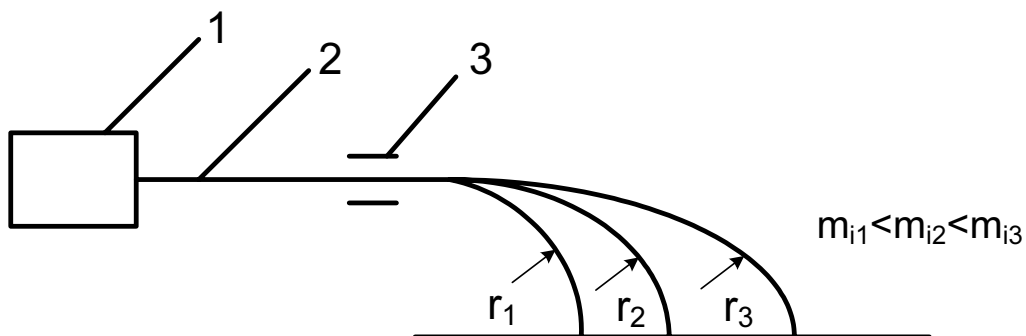


Рис. 1.36

1.4. ЕЛЕМЕНТИ КОНСТРУКЦІЇ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ІС

Розвиток напівпровідникових ІС характеризується сталим рівнем динаміки (закон Мура). Кожні п'ять років степінь інтеграції збільшується на одиницю. Це супроводжується розробкою нових елементів структури ІС, нових матеріалів, нових технологічних прийомів.

На цей час є багато загальноприйнятих конструктивних і технологічних рішень.

1.4.1. КЛАСИФІКАЦІЯ ІС

Відомо декілька основних класифікаційних ознак: степінь інтеграції, конструктивно-технологічне рішення, характер робочих функцій в радіоелектронній апаратурі. Перші дві ознаки розглядалися раніше детально. Остання ознака дає досить довгий ряд підгруп аналогових, імпульсних, логічних, цифрових, пам'яті та інших схем. У середині кожної із підгруп може бути різне конструктивно-технологічне рішення. Це можуть бути напівпровідникові або плівкові ІС. Плівкові схеми були розглянуті раніше. Напівпровідникові схеми, в свою чергу, поділяються на підгрупи нижчого рівня за такими ознаками: характер підкладки, матеріал, тип активних елементів, особливість елементів, тип логіки. Схему класифікації ІС за наведеними ознаками зображено

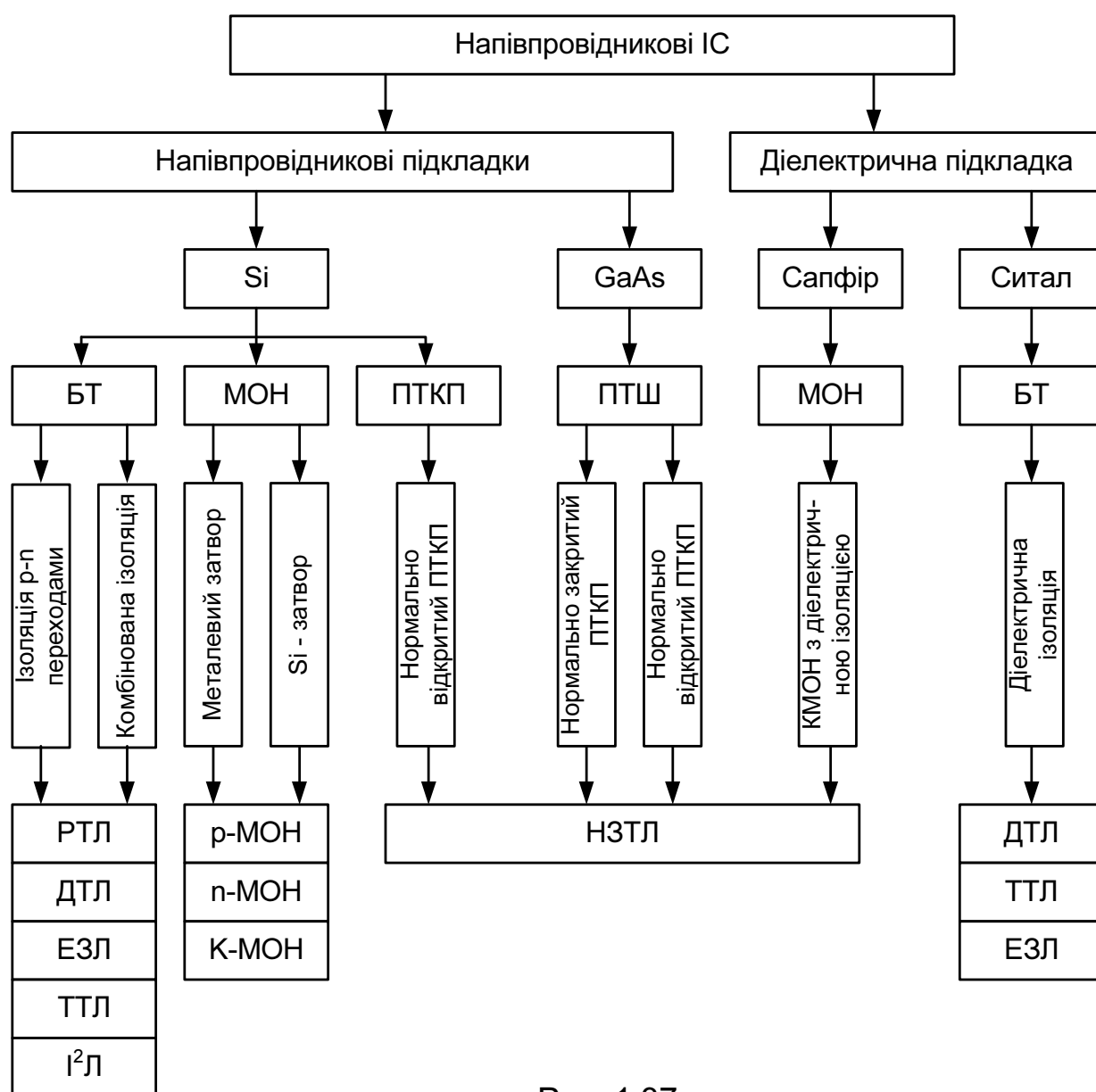


Рис. 1.37

на рис. 1.37, де РТЛ – резисторно-транзисторна логіка; ДТЛ – діодно-транзисторна логіка; ЕЗЛ – емітерно зв'язана логіка; ТТЛ –

транзисторно-транзисторна логіка; І²Л – інтегральна інжекційна логіка; р-МОН - польовий транзистор з каналом р типу; n-МОН - польовий транзистор з каналом n типу; К-МОН – комплементарна МОН пара транзисторів; ПТШ - польовий транзистор з діодом Шоткі.

Ознака першого рівня – тип підкладки. Основна частина мікросхем виконується на напівпровідникових підкладках, але можливі й діелектричні підкладки. Напівпровідникові підкладки виконуються на основі кремнію і арсеніду галію. Перспективним вважається фосфід галію. Як діелектричні підкладки використовують монокристали сапфіру, а з некристалічних – ситал.

Основною ознакою наступного рівня є тип транзистора: біполярні транзистори (БП), уніполярні на основі структур метал – окис – напівпровідник (МОН), де розрізняють транзистори каналами р і n типу (р-МОН, n-МОН), польовий транзистор з керованим переходом (ПТКП), польовий транзистор з діодом Шоткі (ПТШ), а також комплементарна пара МОН-транзисторів (к-МОН).

Класифікація мікросхем можлива також за типом логіки: ДТЛ – діодно-транзисторна, ТТЛ – транзисторно-транзисторна, РТЛ – резисторно-транзисторна, ЕЗЛ – емітерно зв'язана, І²Л – інтегральна інжекційна логіка.

Структура і технологія значною мірою визначаються типом ізоляції, методом реалізації елементів та їх електронним станом (р-МОН, n-МОН, к-МОН).

1.4.2. СТРУКТУРА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ІС

Дві основні структурні групи мікросхем, що суттєво різняться за типом транзисторів, а тому й топологічно-технологічними рішеннями, мають множину типових структурних схем.

Послідовне вдосконалення структури транзисторів мікросхем показано на рис. 1.38. На рис. 1.38, а, б зображено класичну структуру дифузійного біполярного транзистора прп типу. Він формується в монокристалічній підкладці кремнію р типу (Si_p, КДВ) з питомим опором 5...10 Ом·см товщиною 300 мкм. Структура виконується послідовною дифузією легуючих елементів для формування колекторної, базової, емітерної та колекторної n⁺ зон. Останнім формується шар металізації внутрішньосхемних сполучень. Більш прогресивною стала планарно-епітаксіальна технологія (рис. 1.38, в). Епітаксіальний шар має товщину 8...15 мкм з питомим опором 0,5...1 Ом·см. Такий опір досягається дифузією донорних домішок. Наступним кроком розвитку технології мікросхем стало введення потайного шару n⁺ на межі підкладки р-типу й епітаксіального шару Sin.

Потайний шар легується миш'яком або сурмою до малих рівнів питомого опору (рис. 1.38, г).

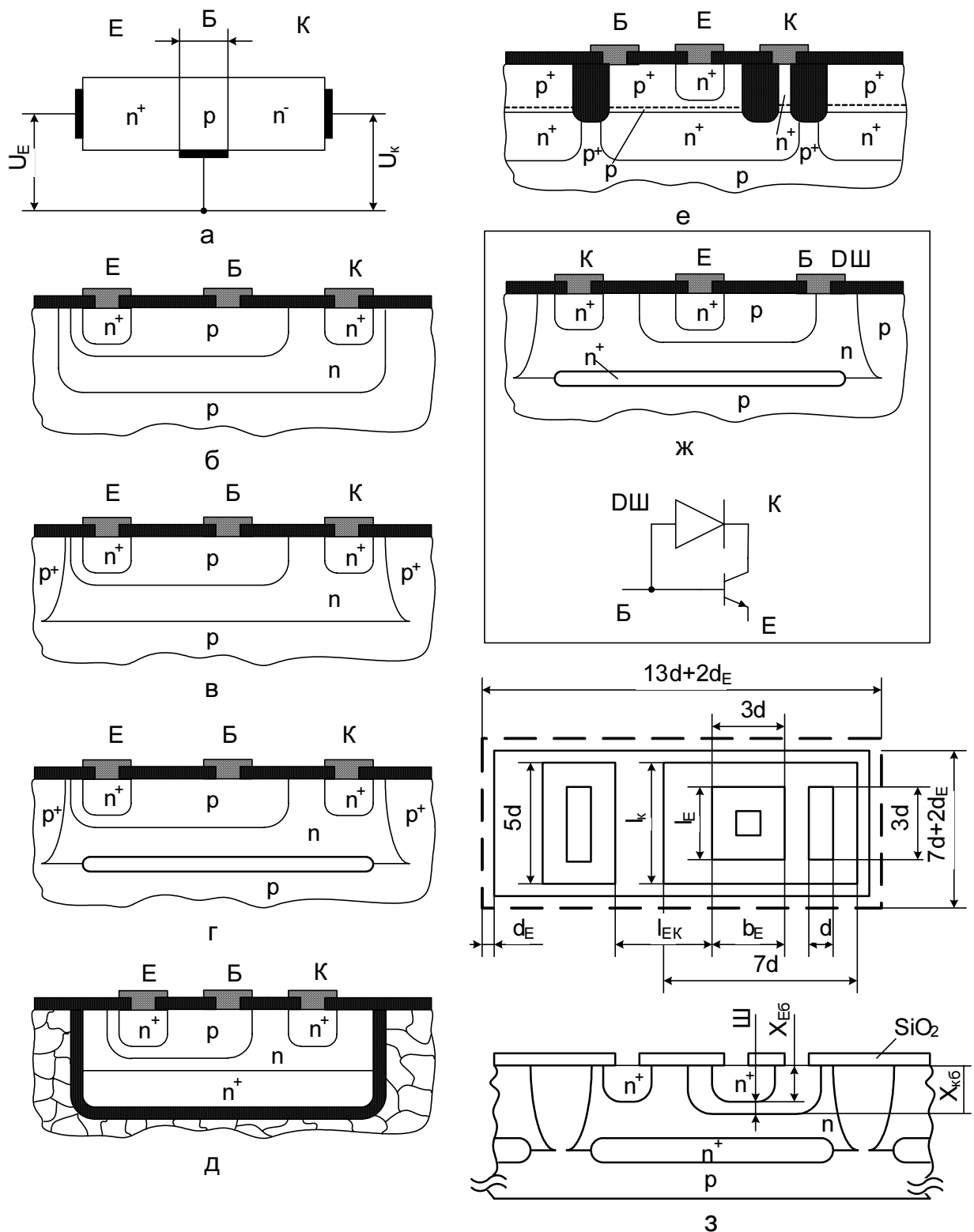


Рис. 1.38

Важливим елементом структури є ізоляція зони розміщення транзистора. На рис. 1.38, в, г показано ізоляцію зворотньо зміщеними р-п переходами за рахунок формування р⁺ областей до глибини епітаксiального шару. Ізоляція необхідна для запобігання паразитним зв'язкам між елементами мікросхеми. Така ізоляція потребує постійного зміщуючого потенціалу на підкладці.

Зворотно зміщений перехід має високий електричний опір. Таким чином, зона напівпровідника, в якому формуються емітер, база, колектор, обмежена р-п переходом.

На межі епітаксialьного шару та підкладки формується “потайний” шар n^+ з високою електропровідністю. Це зменшує опір колекторної області та збільшує крутизну вихідної характеристики.

Більш надійна ізоляція кармана транзистора шаром діелектрика SiO_2 у матриці полікремнію (рис. 1.38, д). Якість таких мікросхем вища за рахунок більшого на декілька порядків опору та меншої ємності шару діелектрика порівняно з р-п переходом. Така структура має високі степені інтеграції, але все ж надто складна у виробництві.

Проміжним варіантом є транзистори з комбінованою ізоляцією (рис. 1.38, е). У такій структурі бокова ізоляція виконується діелектриком SiO_2 у щілині, що проникає на глибину епітаксialьного шару. Від підкладки ізоляція активної області здійснюється р-п переходом. Така технологія дозволяє зменшити загальну площу транзистора майже на порядок. Під ізолюючою щілиною формується зона з підвищеною концентрацією акцепторів p^+ , що запобігає виникненню шунтуючих каналів n типу. Широко використовуються транзистори з діодом Шоткі (рис. 1.38, ж).

Типову топологію біполярного планарно-епітаксialьного транзистора наведено на рис. 1.38, з. Величина d залежить від методу літографії.

На цей час майже 50% мікросхем виготовляють на МДН (метал – діелектрик – напівпровідник) транзисторах. На основі МДН технологій створюють схеми середнього, великого та надвеликого степеня інтеграції.

Вони відрізняються від біполярних структур простою структурою, більш технологічні, мають високий вихід придатних, не потребують додаткової ізоляції, мають менші геометричні розміри, що дозволяє отримати більший степінь інтеграції. Така технологія використовується для реалізацій надвеликих мікросхем і мікропроцесорів. Їх швидкодія дещо менша, ніж мікросхем на біполярних транзисторах.

МДН транзистори мають просту структурну реалізацію (рис. 1.39). Розрізняють транзистори з індукованим (рис. 1.39, а, б) і вбудованим (рис. 1.39, в, г) каналами n або p типу. Досягається це за рахунок легування приповерхневої області епітаксialьного шару до потрібної електропровідності між високолегованими зонами n^+ або p^+ витоку (В) і стоку (С) необхідної геометрії.

Особливості функціонування МДН транзисторів розглядаються в підрозд. 3.2.3.

Провідність каналу модулюється потенціалом на затворі (З). Якість транзистора значною мірою визначається природою переходу підзатворний діелектрик – напівпровідник, де накопичуються заряди, що впливають на стан каналу та порогову напругу.

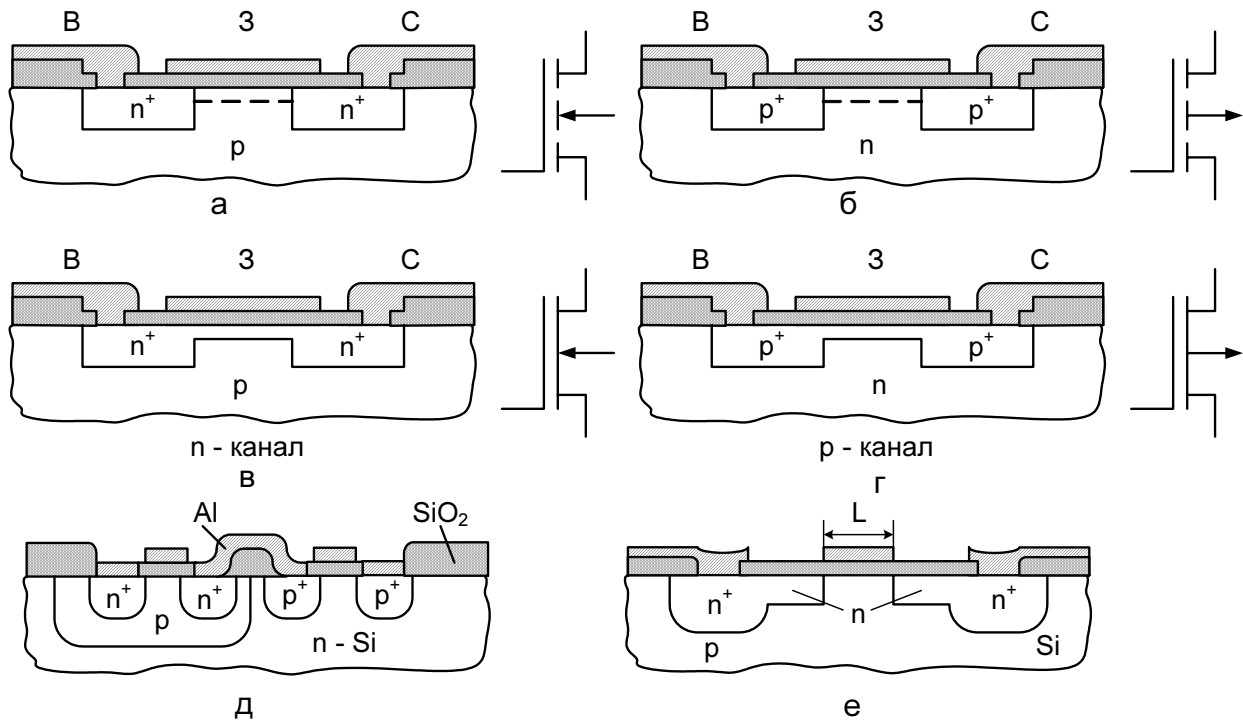


Рис. 1.39

Швидкодія та щільність упаковки транзисторів залежать від довжини каналу L . На сьогодні досягнуті значення 90 нм.

Використовують різні структурно-топологічні типи МДН транзисторів: комплементарних (рис. 1.39, д) і з самосуміщеним затвором (рис. 1.39, е).

Для реалізації самосуміщеного затвора використовують полікремній. Це дозволяє точно сполучити області витоку, стоку та затвору. В інших випадках затвор виконують із алюмінію або молібдену.

Пасивні елементи напівпровідникових мікросхем – конденсатори та резистори виконуються в єдиному технологічному циклі формування областей транзисторів. Так, дифузійний конденсатор може будуватися на р-п переході база – колектор (рис. 1.40,а) або база – емітер. Така структура має високий коефіцієнт ємності, який залежить від величини потенціалу на біполярних структурах:

$$C_0 = \frac{\epsilon\epsilon_0}{d}. \quad (1.16)$$

Більш високу якість мають конденсатори на основі МДН структур (рис. 1.40, б), ємність яких залежить від площі верхньої металевої обкладки та товщини шару діелектрика, як і в тонкоплівковому конденсаторі.

Резистори виконуються в емітерному (рис. 1.40, в), базовому (рис. 1.40, г) шарах, як “пінч”-резистор у каналі колекторного шару (рис. 1.40, д) або тонкоплівковий шар, як у ГІС (рис. 1.40, е).

Перші три резистори дифузійні. Вони мають позитивний і досить високий температурний коефіцієнт опору (ТКО). Розрухунок опору виконується таким чином, як і тонкоплівкових резисторів.

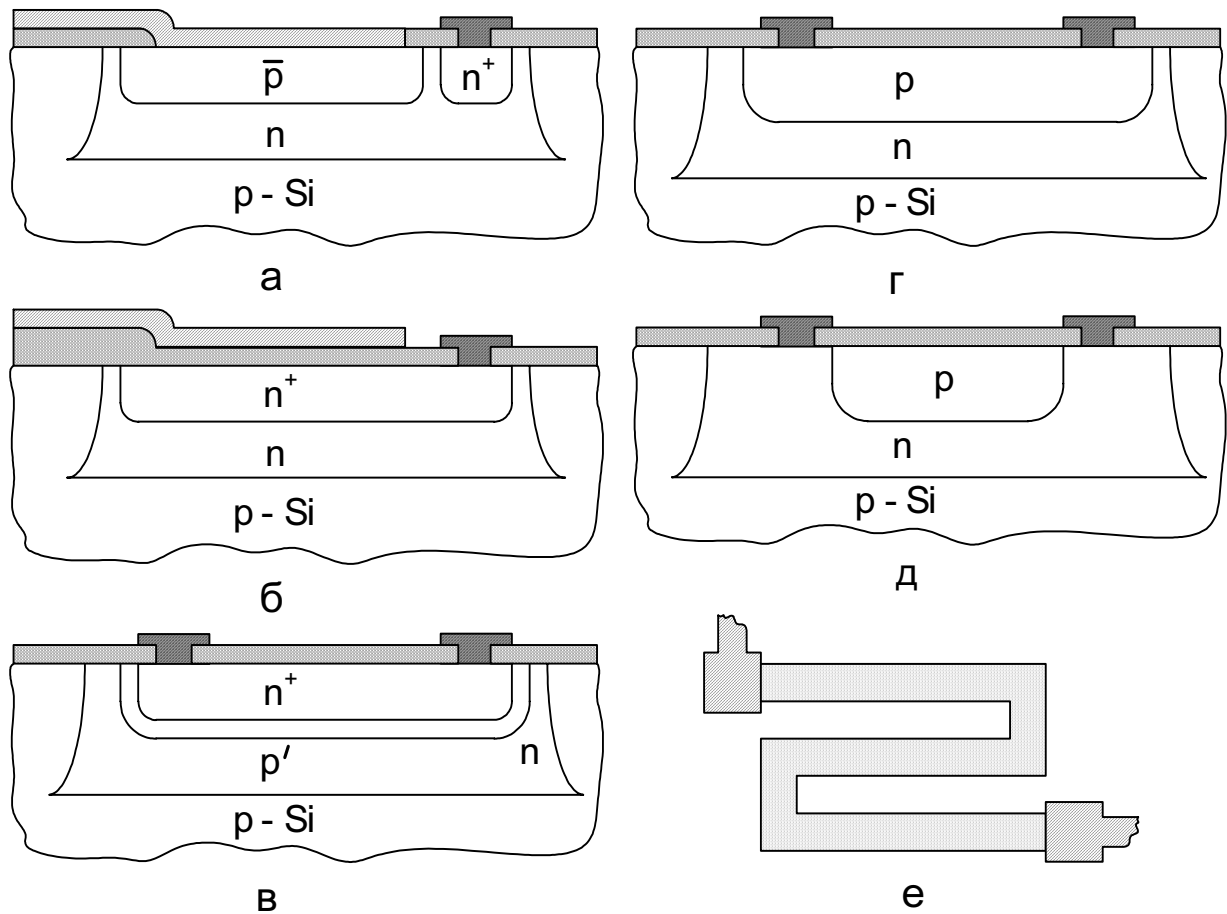


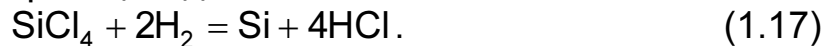
Рис. 1.40

Різні варіанти реалізації резисторів ІС показано на рис. 1.40, в, д, е.

1.4.3. ЕЛЕМЕНТИ ТЕХНОЛОГІЇ ІС

Основними процесами сучасної технології ІС є формування епітаксіального монокристалічного шару напівпровідника на поверхні монокристалічної напівпровідникової або діелектричної підкладки, окислення поверхні кремнію до утворення технологічного або структурного шару SiO_2 фотолітографія, дифузія легуючих елементів із технологічного середовища, конденсація тонких металевих плівок.

Епітаксіальний шар вирощується в реакційній камері шляхом виділення Si із тетрахлориду кремнію SiCl_4 при температурі $1150 \dots 1270^\circ\text{C}$ за рахунок реакції відновлення



Кремній осаджується на поверхню монокристалічної підкладки. Атоми мігрують до закріплення на місцях виходу дефектів на площину росту. Найчастіше таким місцем є недобудована кристалографічна площина (рис. 1.41). Процес відбувається послідовною добудовою кристалографічних площин епітаксіального шару до необхідної товщини.

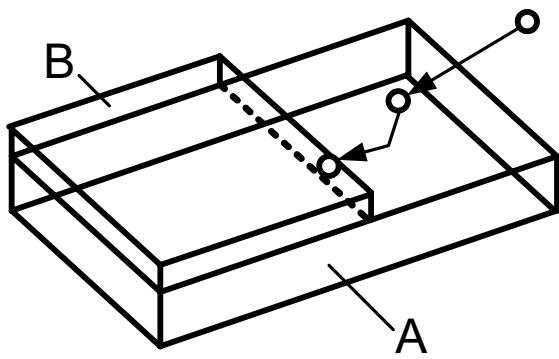


Рис. 1.41

Легуючі домішки додаються у вигляді газових добавок, наприклад фосфіду PH_3 . У цьому випадку епітаксialний шар легується фосфором.

Отримують технологічний шар n типу товщиною 8...15 мкм. У технології ІС використовуються процеси кремній – на – сапфірі та кремній – на – кремнії в планарно епітаксialних структурах.

Структура епітаксialного шару наслідує структуру підкладки, навіть її дефекти.

Типовим процесом у технології напівпровідникових ІС є формування окисного шару SiO_2 як технологічного, так і конструктивного. Технологічний шар використовується як маскуючий у процесах витравлення кремнію, дифузії та імплантації легуючих домішок, а також як захисний. Найважливішим конструктивним елементом на SiO_2 є шар підзатворного діелектрика польового транзистора.

Окислення поверхні напівпровідникової пластини кремнію виконують в середовищі сухого або вологого кисню. У першому випадку отримують високої якості окисний шар при невеликій швидкості росту. У зволоженому кисні швидкість росту SiO_2 більша, але якість структури невисока. Необхідні параметри процесу та SiO_2 досягаються компромісом.

Легування окремих областей напівпровідника з газової фази через вікна в SiO_2 виконується дифузією або імплантацією. Дифузія домішок ведеться при температурі близько 1000°C . Основним механізмом є послідовний перехід домішкового атома по вакансіях кристала у глибину кристала. Такі атоми у вузлах кристалічних ґрат виконують роль акцепторів або донорів (залежно від їхньої валентності).

Густина потоку атомів відповідає залежності

$$J_D = -D \text{grad}N, \quad (1.18)$$

де D – коефіцієнт дифузії, величина якого залежить від T .

Товщина дифузійного шару визначається тривалістю процесу дифузії:

$$X_0 = A\sqrt{Dt}. \quad (1.19)$$

Введення легуючих домішок з поверхні межі розчину називається загананням. Другим етапом є розганання, що дає можливість сформуванню необхідний профіль легування.

У напівпровідникових ІС послідовно формують області n і p типу дифузією відповідних атомів. Це багаторазова дифузія з послідовно зростаючою концентрацією дифузантів. Кількість можливих операцій – не більше трьох. Це визначається обмеженою розчинністю елементів,

крім того, кожна операція викликає зміну профілю концентрації, що обмежує температуру та збільшує тривалість усього процесу.

Альтернативним процесом легування є іонна імплантація, яка виконується шляхом бомбардування напівпровідника або епітаксильної плівки іонами домішок. Іони P^+ , B^+ , As^+ або інших елементів екстрагують з іонного джерела й розганяються в електричному полі з напругою до 300 кВ. Іони мають енергію до 300 KeV, що дозволяє одержати необхідний профіль легуючих домішок. Концентрація домішкових атомів залежить від струму пучка й терміну бомбардування. Обмеження верхнього рівня визначається явищем руйнування верхнього шару з появою точкових дефектів кристалічних ґрат. При великих дозах можливе перетворення монокристалічної структури в некристалічну. Після легування виконується відпалювання структури при температурі 600...900°C для зменшення густини дефектів і активації домішок.

Визначальним процесом, що забезпечує рівень інтеграції, є фотолітографія. У кремнієвій технології захисною маскою на кремнії є SiO_2 . Дифузія або селективне травлення Si виконується через попередньо сформовані вікна в SiO_2 . Топологія вікон відтворюється послідовно операціями нанесення фоторезисту, експонування, видалення незаполімеризованих ділянок.

Відтворення конфігурації елементів мікросхеми залежить від роздільної здатності методу, яка, в свою чергу, визначається довжиною хвилі випромінювання при експонуванні фоторезисту. В сучасних процесах фотолітографії використовується ближній ультрафіолетовий діапазон з довжиною хвилі 0,28 мкм. Теоретично граничне значення роздільної здатності дорівнює $\lambda/2$. Послідовність процесу фотолітографії показано на рис. 1.42, де ФШ – фотошаблон, ФР – фоторезист. Для виготовлення мікросхеми потрібно мати комплект фотошаблонів, кожен з яких задає конфігурацію окремого шару. Фотошаблон – це скляна пластинка, на одну сторону якої наноситься непрозорий шар металу або окису необхідної конфігурації.

Значні похибки виникають при послідовному сполученні шарів мікросхеми. Точність наразі залежить від техніки і технології розпізнавання спеціальних реперних знаків, що наносяться на поверхню напівпровідникової пластини і фотошаблонів. Автоматичні методи сполучення шарів основані на інтерференції променів, що відбиваються від реперних знаків. У цьому разі похибка може бути менше λ .

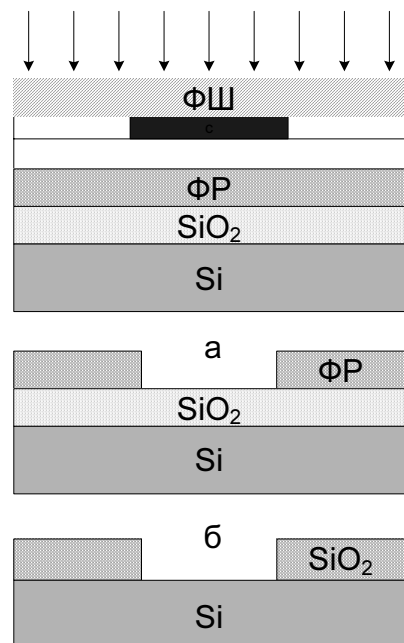


Рис. 1.42

Більшу роздільну здатність має рентгенівська літографія (до 0,1 мкм). Наступним етапом є розвиток електронної й іонної літографії. Іонна літографія може забезпечити роздільну здатність до 0,01 мкм. Це технологія прямої дії. Можна отримати рисунок шару без шаблону і фоторезиту, а також без класичних операцій витравлення.

2. ЕЛЕКТРОННІ ПРОЦЕСИ В ЕЛЕМЕНТАХ МІКРОСХЕМ

Зовнішні характеристики елементів мікросхем визначаються електронними процесами систем носіїв при зміні зовнішніх впливів. Відомо, що коректна побудова моделі систем частинок з вмістом більше трьох натикається на фактично нездоланні труднощі. Тому використовують різні наближення, які дозволяють звести задачу до одночастинкової моделі й розглядати статичну поведінку системи.

2.1. ОДНОЧАСТИНКОВІ МОДЕЛІ

Для аналізу поведінки електронів в елементах мікросхем часто використовують добре відомі з фізики твердого тіла такі одночастинкові моделі: електрон у потенціальної ямі, проходження електрона через потенціальний бар'єр, квантовий осцилятор.

2.1.1. ВІЛЬНИЙ ЕЛЕКТРОН

При визначенні фізичних властивостей металів і напівпровідників вводиться поняття вільних електронів, до яких відносять електрони з енергією відповідної зони провідності. Насправді такі електрони вільними не є, оскільки на них діє періодичний потенціал ґрат. Взагалі поведінка електрона описується рівнянням Шредінгера з хвильовою функцією, яка залежить від координати та часу: $\psi = f(x, y, z, t)$.

Прагнуть використовувати хвильову функцію, яка залежить тільки від координат. У таких випадках користуються стаціонарним рівнянням Шредінгера

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar} (E - U) \psi = 0, \quad (2.1)$$

де E – власна енергія електрона; U – енергія потенціального поля, яке діє на електрон. $\psi = f(x, y, z)$ - хвильова функція, що входить у рівняння Шредінгера. Вона має такі властивості: неперервність, однозначність, диференційованість, нормованість.

Умови нормування хвильової функції записують у вигляді

$$\int_V \psi \psi^* \cdot dV = 1. \quad (2.2)$$

Хвильова функція не має фізичного змісту, але значення $|\psi|^2$ визначає густину ймовірності знаходження частинки у заданій області.

Розв'язком рівняння Шредінгера є значення власної енергії електрона і вигляд її хвильової функції у певній області.

Вільний електрон – електрон, на який не діє зовнішнє потенціальне поле $U=0$. В одновимірному поданні поведінку електрона можна визначити рівнянням Шредінгера у вигляді

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi = 0 \quad (2.3)$$

або хвильовим рівнянням

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + k_x^2 \psi = 0, \quad (2.4)$$

де k_x - хвильовий вектор.

У загальному вигляді хвильовий вектор $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, де λ - довжина хвилі електрона.

Розв'язком рівняння є власна енергія електрона

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} k_x^2. \quad (2.5)$$

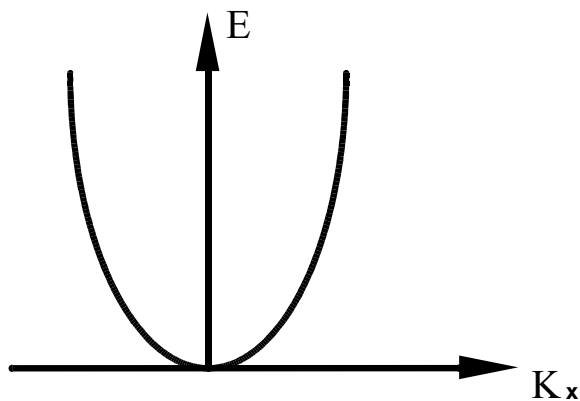


Рис. 2.1

Енергія вільного електрона неперервно змінюється за хвильовим вектором, тоді як частинка, що знаходиться під дією поля, може набувати тільки дискретного ряду значень енергії. Функцію дисперсії вільного електрона $E = f(k_x)$ показано на рис. 2.1.

2.1.2. ЕЛЕКТРОНИ У НАДТОНКИХ ПЛІВКАХ (ЕЛЕКТРОН У ПОТЕНЦІАЛЬНІЙ ЯМІ)

Одночастинковою моделлю поведінки електрона у надтонких плівках є модель електрона у потенціальній ямі. Загальноприйнята модель має вигляд, зображений на рис. 2.2.

Граничні умови моделі такі:
В областях 1 і 3 $U > 0$, для визначеності $U \rightarrow \infty$. Можна вважати, що хвильові функції в областях 1 і 3 - $\psi_1 = \psi_3 = 0$. В області 2, де $U = 0$, відсутня дія зовнішнього поля, $\psi_2 \neq 0$ (при $0 < x < L$), а на межах області 2 $\psi_2 = 0$ (при $x = 0, x = L$).

Рівняння Шредінгера для області 2 має вигляд

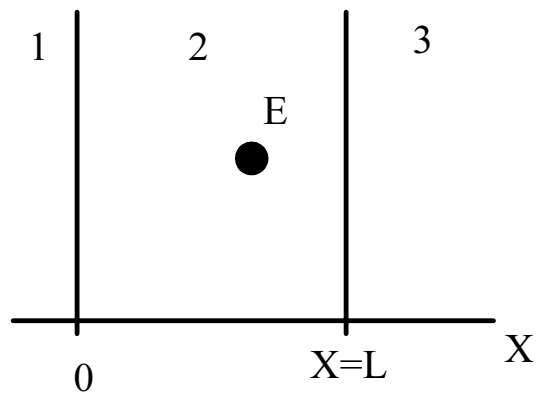


Рис. 2.2

$$\frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi_2 = 0, \quad (2.6)$$

а хвильове рівняння

$$\frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + k_x^2 \psi_2 = 0, \quad (2.7)$$

де хвильовий вектор

$$k_x^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E. \quad (2.8)$$

Загальний розв'язок рівняння Шредінгера такий:

$$\psi_2 = A e^{ik_2 x} + B e^{-ik_2 x}. \quad (2.9)$$

При $x = 0$, $\psi_2 = 0$ (граничні умови)

$$A + B = 0 \Rightarrow A = -B. \quad (2.10)$$

Таким чином,

$$\psi_2 = A (e^{ik_2 x} - e^{-ik_2 x}) = C \sin kx. \quad (2.11)$$

При $x = L$, $\psi_2 = 0$, що можливо, коли $kx = n\pi$; $k = n \frac{\pi}{L}$. Тоді власна енергія частинки у потенціальній ямі

$$E = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m L^2}, \quad (2.12)$$

а хвильова функція

$$\psi_2 = C \sin n \frac{\pi}{L} x. \quad (2.13)$$

Очевидно, що енергія частинки має дискретні значення, які визначаються квантовим числом n .

Можна також оцінити розподіл квантових частинок у межах потенціальної ями. Згідно з функцією $|\psi|^2$ (рис. 2.3) при малих значеннях енергії ($n=1$) – найбільша ймовірність знаходження частинки у центрі ями.

У міру зростання енергії ($n=2, 3, 4$) розподіл наближається до однорідного, що характерно для класичних частинок. Отже, одна й та ж частинка залежно від умов підпорядковується квантовим або класичним законам. Це принцип відповідності Бора.

У надтонких плівках або обмежених об'ємах напівпровідника частинки поведуться аналогічним чином. Якщо $d \cong \lambda$ (довжина хвилі електрона), то енергетичний спектр електрона плівки буде дискретним. При цьому спостерігається квантовий розмірний ефект, який характеризується осцилюючою залежністю провідності від товщини плівки (рис. 2.4).

На рис. 2.5, а зображено металеву плівку на діелектричній основі, а на рис 2.5, б – її енергетичну модель. U_0 - кулонівський потенціал позитивного іона, який обмежує рух електрона у плівці.

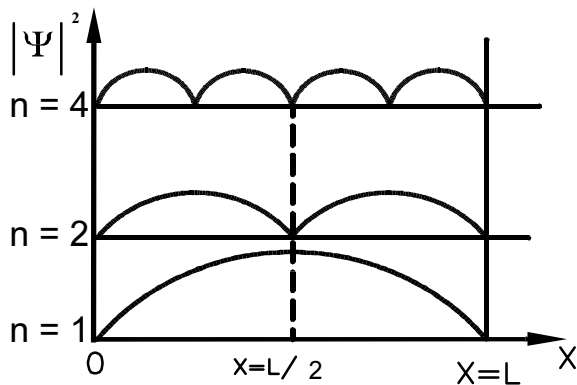


Рис. 2.3

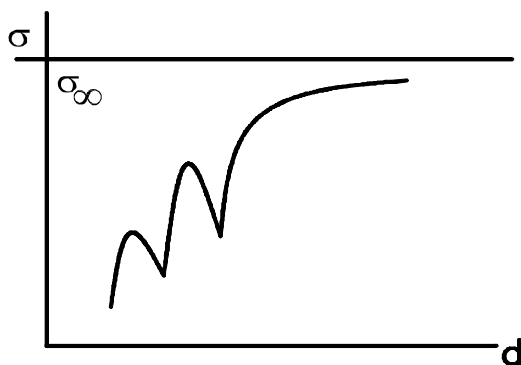


Рис. 2.4

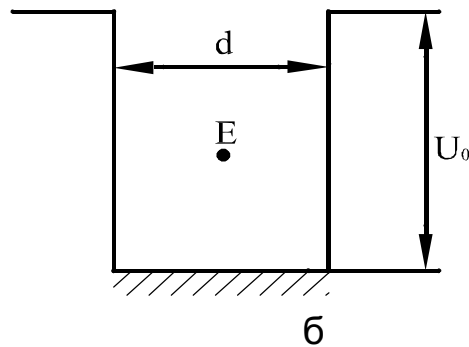
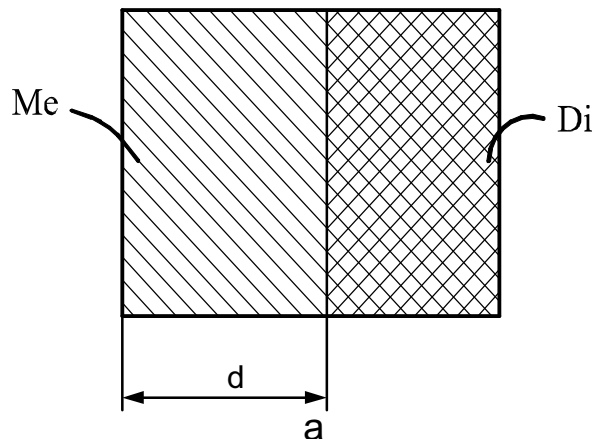


Рис. 2.5

2.1.3. СПІВВІДНОШЕННЯ НЕВИЗНАЧЕНОСТЕЙ ГЕЙЗЕНБЕРГА

Співвідношення невизначеностей запропоновані Гейзенбергом для оцінки метрологічних можливостей визначення стану квантових частинок. Вони виражаються системою нерівностей

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar; \Delta y \Delta p_y \geq \hbar; \Delta z \Delta p_z \geq \hbar; \Delta E \Delta t \geq \hbar. \quad (2.14)$$

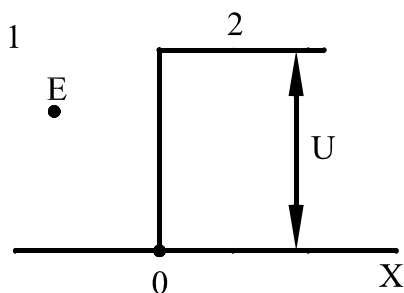
Більш важливим є визначення співвідношення невизначеностей як фундаментального принципу квантової теорії, що будь-яка фізична система не може знаходитися у станах, в яких координати її центра інерції й імпульс одночасно набувають певних точних значень.

Співвідношення невизначеностей суттєві для атомних систем. Пов'язано це з корпускулярно-хвильовою природою мікрочастинок. Стан їх визначається хвильовою функцією. Наявністю співвідношень (2.14) пояснюють ряд фізичних явищ, наприклад, тунелювання, нестабільність збудженого стану атомів, скінченне число станів системи квантових частинок та ін.

2.1.4. ПРОХОДЖЕННЯ ЧАСТИНКИ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦІАЛЬНИЙ БАР'ЄР

Практично вся мікроелектроніка і дискретні напівпровідникові прилади побудовані на створенні та керуванні електронними потоками шляхом формування та регулювання потенціальних бар'єрів.

Класична модель проходження частинок над потенціальним бар'єром дозволяє виявити основні закономірності. На рис. 2.6 показано одновимірну напівнескінченну модель. Граничні умови такі: в області 1 $x < 0$, $U = 0$; в області 2 $x > 0$, $U \neq 0$; на межі областей 1 і 2 при $x = 0$



$$\psi_1 = \psi_2; \quad \frac{d\psi_1}{dx} = \frac{d\psi_2}{dx} \quad (2.15)$$

Розглядаються такі можливі випадки поведінки частинок:

$$E \gg U, \quad (2.16)$$

$$E > U, \quad (2.17)$$

$$E = U, \quad (2.18)$$

$$E < U. \quad (2.19)$$

Поведінка частинок розглядається як поведінка хвилі, що падає з області 1 на межу розподілу областей 1 – 2. При цьому можливе відбиття хвилі або її проходження з області 1 в область 2. У теорії електромагнітного поля прийнято розглядати ймовірність відбиття – коефіцієнт відбиття R та ймовірність проходження – коефіцієнт проходження D . Повинна також виконуватися рівність

$$R + D = 1. \quad (2.20)$$

Для моделі, що розглядається, це означає, що частинки не втрачаються. Коефіцієнти R і D знаходять розв'язанням рівняння Шредінгера для областей 1 і 2:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi_1 = 0, \quad (2.21)$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi_2 = 0. \quad (2.22)$$

Хвильові рівняння мають вигляд

$$\frac{d\psi_1}{dx^2} + k_1^2 \psi_1 = 0, \quad (2.23)$$

$$\frac{d\psi_2}{dx^2} + k_2^2 \psi_2 = 0, \quad (2.24)$$

де хвильові вектори

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m E} \quad \text{і} \quad k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m (E - U)}, \quad (2.25)$$

Розв'язання рівнянь (2.21) і (2.22) можна подати у вигляді таких функцій:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}, \quad (2.26)$$

$$\psi_2 = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x}, \quad (2.27)$$

де A_1, B_1 - амплітуди падаючої та відбитої хвиль в області 1; A_2, B_2 - в області 2.

Оскільки модель - напівнескінченна, значення $X \rightarrow \infty$, відбита хвиля відсутня, а $B_2=0$. Спільне розв'язання двох рівнянь для хвильової функції з граничними умовами (2.15) дозволяє отримати такі залежності для R і D:

$$R = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2}, \quad R = \frac{(k_1 - k_2)^2}{(k_1 + k_2)^2}, \quad (2.28)$$

$$D = \frac{|A_2|^2 k_2}{|A_1|^2 k_1}, \quad D = \frac{4k_1 k_2}{(k_1 + k_2)^2}. \quad (2.29)$$

R і D залежно від умов (2.16) – (2.19) матимуть відмінні значення. У кожному випадку виконується умова (2.20).

Користуючись відношеннями (2.25) і (2.28), (2.29) і вводячи нову змінну

$$g = \frac{U}{E}, \quad (2.30)$$

R і D можна подати у вигляді таких виразів:

$$R = \frac{(1 - \sqrt{1-g})^2}{(1 + \sqrt{1-g})^2}, \quad (2.31)$$

$$D = \frac{4\sqrt{1-g}}{(1 + \sqrt{1-g})^2}. \quad (2.32)$$

Аналіз (2.31), (2.32) дає такі значення R і D за умов (2.16) – (2.18):

$$E \gg U; \quad q = 0; \quad R = 0; \quad D = 1; \quad (2.33)$$

$$E > U; \quad g < 1; \quad 0 < R < 1; \quad 0 < D < 1; \quad (2.34)$$

$$E = U; \quad g = 1; \quad R = 1; \quad D = 0. \quad (2.35)$$

У випадку, коли енергія частинки менша від висоти потенціального бар'єра $E < U$, $g > 1$, то R і D уявні.

Визначити D можливо, користуючись властивостями хвильової функції ψ_2 :

$$D = |\psi_2|^2 = A_2^2 e^{2ik_2 x} = D_0 e^{-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)} x}. \quad (2.36)$$

Видно, що D при не дуже великих $(U-E)$ і x має кінцеве значення. Отже, ситуації (2.18) і (2.19) характеризуватимуться нерівностями $0 < R < 1$; $0 < D < 1$.

Співвідношення (2.36) називається коефіцієнтом прозорості бар'єра та характеризує квантовий ефект тунелювання частинок через потенціальний бар'єр без зміни енергії. Це явище набуває все більшого значення у зв'язку зі зменшенням розмірів елементів

мікросхем. Воно покладено в основу функціонування тунельних напівпровідникових приладів.

2.1.5. КВАНТОВИЙ ОСЦИЛЯТОР

Модель класичного осцилятора використовується для аналізу поведінки атомів у кристалічних ґратах. Атоми мають між собою пружні зв'язки (рис. 2.7). Наявність таких зв'язків веде до узгоджених кооперативних рухів атомів у кристалічних ґратах. Розглядається система зв'язаних іонів. Зовнішні характеристики отримують на основі статистичного або термодинамічного аналізу. Проте деякі особливості поведінки атомів у кристалічних ґратах можна отримати, розглядаючи одночастинкову модель.

Початковою моделлю є класичний гармонічний осцилятор, який зображено на рис. 2.8, де m – маса тіла; f – пружний зв'язок. На тіло масою m діють дві сили: сила пружного зв'язку $F = -fx$ і сила інерції $F = m\ddot{x}$. Осцилятор характеризується циклічною частотою коливань ω і потенціальною енергією $U = \frac{fx^2}{2}$.

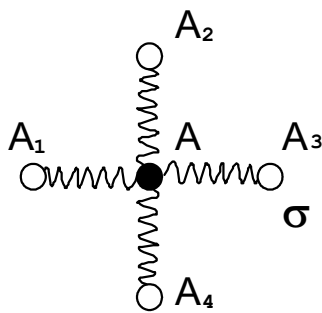


Рис. 2.7

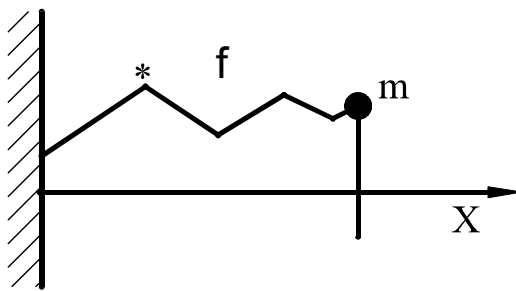


Рис. 2.8

Моделлю квантового осцилятора є потенціальна яма, обмежена потенціальною енергією класичного осцилятора (рис. 2.9).

Для такої системи розв'язання рівняння Шредінгера

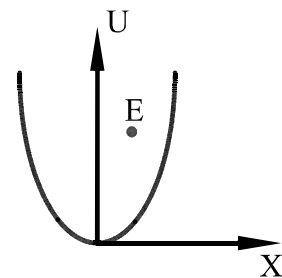
$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E - f \frac{x^2}{2} \right) \psi = 0, \quad (2.37)$$

дає значення енергії осцилятора

$$E = \left(\frac{1}{2} + n \right) \hbar\omega, \quad (2.38)$$

де $n = 0, 1, 2, \dots$ - квантове число.

Цікавим є значення енергії при $n=0$:



$$E = \frac{1}{2} \hbar \omega. \quad (2.39)$$

Це означає, що при $T=0$ квантовий осцилятор має кінцеве значення енергії, іншими словами – ненульові коливання атомів у вузлах кристалічних ґрат. Це є наслідком принципу невизначеності й характеризує ряд властивостей фізичних систем.

2.2. БАГАТОЧАСТИНКОВІ МОДЕЛІ

У напівпровідниках і мікросхемах явища, що формують властивості приладів, пов'язані з поведінкою систем частинок. Відповідно використовуються багаточастинкові моделі. У силу співвідношень невизначеності частинок у системах вважають невідмінними. Розрізняють системи ферміонів і бозонів.

Ферміони (електрони та дірки) характеризуються напівцілим спіном $s = \pm \frac{1}{2} \hbar$, підпорядковуються статистиці Фермі – Дірака й описуються антисиметричними хвильовими функціями, звідки впливає принцип Паулі. Принцип Паулі – це вимога, яка забороняє одночасне знаходження двох квантових частинок в одному й тому ж стані.

Бозони (фотони та фонони) характеризуються цілочисловим спіном $s = \pm \hbar$, симетричними хвильовими функціями, які підпорядковуються статистиці Бозе – Ейнштейна. Вони прагнуть до об'єднання.

Фонони – це квазічастинки, які характеризують коливання кристалічних ґрат.

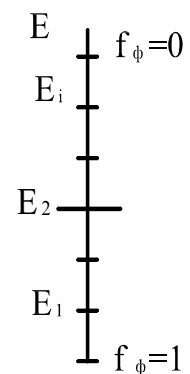
Енергія фонона $E_\phi = \hbar \omega_\phi$, де ω_ϕ – циклічна частота коливання кристалічних ґрат. Фонони введено для зручності розгляду взаємодії електронів та інших частинок із кристалічними ґратами.

2.2.1. ПОВНА ФУНКЦІЯ РОЗПОДІЛУ

Будь-яка система квантових частинок характеризується певним енергетичним спектром, у якому заповнення станів починається з найнижчих рівнів. Кількість частинок, що заселяють рівні (рис. 2.10), у деякому енергетичному інтервалі (E_1 , E_2) визначатиметься густиною станів і функцією розподілу. Повна функція розподілу

$$N(E) = \int_{E_1}^{E_2} q(E) f(E) dE, \quad (2.40)$$

де $q(E)$ – густина станів, яка є питомою характеристикою, що визначає кількість можливих станів на одиничному енергетичному інтервалі. Кожен зі станів може бути зайнятий частинкою.



Ймовірність заповнення станів визначається функцією розподілу $f(E)$, що має значення від 0 до 1.

2.2.2. ГУСТИНА СТАНІВ

Класичні частинки характеризуються координатами й імпульсами, задавання яких дозволяє визначити їхній стан у даний момент і можливі зміни в майбутньому. Квантові частинки, в силу співвідношень невизначеностей не піддаються такому визначенню. Їхня фазова траєкторія не може бути простежена у фазовому просторі, тому визначаються статистичні характеристики, одна з яких (густина станів) оцінюється як можлива кількість елементів $\Delta\Gamma$ фазового простору $\Gamma = xyzP_xP_yP_z$.

Можна виділити елементи фазового простору координат $\Delta\Gamma_v$ та імпульсів $\Delta\Gamma_p$. Тоді елемент фазового простору, виходячи із співвідношення невизначеностей, можна записати так:

$$\Delta\Gamma = \Delta\Gamma_v\Delta\Gamma_p = h^3, \quad (2.41)$$

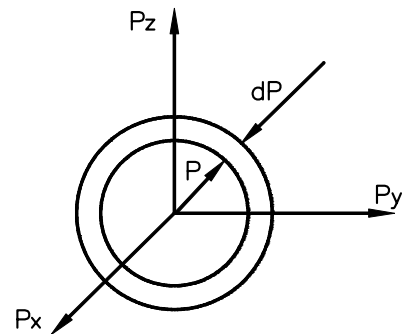
де $\Delta\Gamma_v = V$.

Зісно з рис. 2.11 приріст фазового простору імпульсів

$$\Gamma_p = 4\pi p^2 dp. \quad (2.42)$$

Густина станів з урахуванням (2.41) має вигляд

$$q(p) = \frac{4\pi p^2 dp}{\Delta\Gamma_p} = \frac{4\pi V}{h^3} p^2 dp. \quad (2.43)$$



Більш зручним для розгляду реальних систем є подання густини станів в енергетичному просторі. Перехід від простору імпульсів до енергетичного простору визначається співвідношенням, що зв'язує імпульс з енергією частинки:

$$P = (2mE)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.44)$$

Тоді густина станів в енергетичному просторі

$$q(E) = \frac{2\pi V}{h^3} (2m)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} dE. \quad (2.45)$$

У реальних системах користуються інтегральною характеристикою, в якій оцінюється кількість станів у деякому інтервалі енергій:

$$G = \int_0^E q(E) dE. \quad (2.46)$$

Зручно виразити G через контрольовані термодинамічні параметри, наприклад, через температуру T . Зв'язок енергії і температури визначається відомою формулою

$$E = \frac{3}{2}kT. \quad (2.47)$$

Найзручнішою є об'ємна питома характеристика густини станів:

$$N_c = \frac{G(T)}{V}. \quad (2.48)$$

Отже

$$N_c = \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^3} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.49)$$

де m^* - ефективна маса. Вона різна для густини станів у зоні провідності $N_c(m_n^*)$ і густини станів у валентній зоні $N_v(m_p^*)$.

У системах електронів або дірок, що знаходяться в реальних напівпровідниках, функція густини станів визначається, крім усього іншого, особливостями кристалографічного стану речовин. Для практичних розрахунків провідності густини станів у зоні провідності й у валентній зоні визначаються експериментально.

2.2.3. ВИРОДЖЕНІ СИСТЕМИ

Можливе відношення кількості частинок у системі $N(E)$ стосовно можливої кількості станів $G(E)$ може бути більше або менше одиниці:

$$\frac{N(E)}{G(E)} \geq 1, \quad (2.50)$$

$$\frac{N(E)}{G(E)} < 1. \quad (2.51)$$

Критерій (2.50) характеризує вироджену систему частинок, а співвідношення (2.51) – невироджену.

У виродженій системі всі стани до деякого E_{\max} зайняті частинками, а в невиродженій - частина станів вільна. У виродженій системі функція розподілу $f(E)=1$, а в невиродженій - $f(E)<1$.

Системи в невиродженому стані описуються функцією Максвелла – Больцмана, а у виродженому – Фермі – Дірака (ферміони) і Бозе–Ейнштейна (бозони).

2.2.4. ФУНКЦІЇ РОЗПОДІЛУ

Функція Максвелла – Больцмана використовується для характеристики невироджених систем частинок, якими найчастіше є системи в напівпровідникових приладах і елементах мікросхем. Вона має вигляд

$$f_b = e^{-\frac{E}{kT}} e^{\frac{\mu}{kT}}, \quad (2.52)$$

де E – енергія частинки; μ – хімічний потенціал системи.

Кількість частинок у системі визначається в повному інтервалі енергії від 0 до ∞ :

$$N(E) = \int_0^{\infty} g(E) f(E) dE. \quad (2.53)$$

З урахуванням (2.45), (2.49) і (2.52)

$$N(E) = \int_0^{\infty} \frac{2 \pi V}{h^3} (2m)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\mu}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}} \frac{1}{2} dE = V N_c e^{\frac{\mu}{kT}}. \quad (2.54)$$

При розгляді моделей елементів мікросхем і практичних розрахунків використовують концентрацію частинок

$$n = \frac{N(E)}{V} = N_c e^{\frac{\mu}{kT}} \quad (2.55)$$

і хімічний потенціал

$$\mu = kT \ln \frac{n}{N_c}. \quad (2.56)$$

Функція Фермі – Дірака використовується для характеристики вироджених систем ферміонів, якими є електрони провідності в металах, а також носії (електрони та дірки) у вироджених напівпровідниках.

Вона має вигляд

$$f_{\phi} = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} + 1}. \quad (2.57)$$

Її значення в різних енергетичних інтервалах такі:

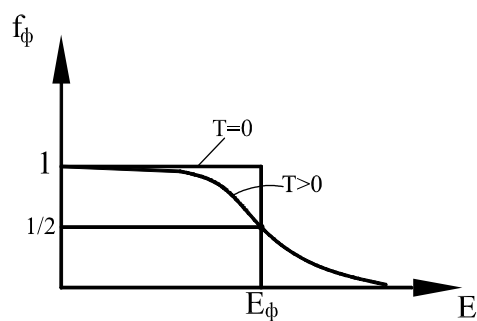
- при $T=0$, якщо $E > \mu$, то $f_{\phi}=0$,
- якщо $E < \mu$, то $f_{\phi}=1$;
- при $T > 0$, якщо $E=\mu$, то $f_{\phi}=1/2$,
- якщо $E > \mu$, то $f_{\phi} < 1/2$,
- якщо $E < \mu$, то $f_{\phi} > 1/2$.

Графічне зображення залежності $f_{\phi}(E)$ наведено на рис. 2.12.

При $T=0$ усі рівні від 0 до E_{\max} зайняті ($f_{\phi}=1$), а E_{\max} – рівень Фермі (E_{ϕ}).

Рівень Фермі – максимальний зайнятий рівень при $T=0$. Вище рівня Фермі стани вільні ($f_{\phi}=0$).

При $T > 0$ через термічне збудження деяка кількість частинок з рівнів, що знаходяться нижче рівня Фермі, переходить на рівні вище рівня Фермі. Тому з'являються вільні рівні нижче рівня Фермі і зайняті рівні вище E_{ϕ} . Ймовірність наявності вільних рівнів – це додаткова функція $(1 - f_{\phi})$. Вона менше від $1/2$ при $E < E_{\phi}$. Наявність зайнятих рівнів визначається самою функцією з ймовірністю більше $1/2$ при $E < E_{\phi}$. Рівень Фермі для $T > 0$ - це рівень з ймовірністю $1/2$.



Функція Бозе – Ейнштейна має такий вигляд:

$$f_E = \frac{1}{e^{\frac{E-\mu}{kT}} - 1}. \quad (2.58)$$

Вона застосовується для опису поведінки вироджених систем бозонів (фонони і фотони). На відміну від ферміонів бозони не підпорядковуються принципу Паулі й прагнуть до об'єднання. У вироджених системах бозонів хімічний потенціал дорівнює нулеві, а енергія частинок визначається як $E = h\nu$ і функція розподілу може бути подана залежністю

$$f_E = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (2.59)$$

У власних і домішкових невироджених напівпровідниках положення рівня Фермі визначається виходячи з подання функції розподілу Максвелла – Больцмана.

2.2.5. ЕЛЕКТРОНИ В ПЕРІОДИЧНОМУ ПОЛІ КРИСТАЛІЧНИХ ГРАТ

У кристалічних ґратах елементів мікросхем на кожен електрон діє результуюче поле всіх електронів та іонів системи. Пряме розв'язання задачі стану електронів з урахуванням усіх взаємодій неможливе. Тому йдуть шляхом зведення задачі до стаціонарної одноелектронної моделі. Для цього вводять адіабатичне й одноелектронне наближення.

Адіабатичне наближення припускає стаціонарність системи “швидких” електронів відносно “повільних” іонів ґрат, яке базується на великому значенні відношення

$$\frac{m_i}{m_e} \cong 1800, \quad (2.60)$$

де m_i - маса спокою іона; m_e - маса спокою електрона.

Це дозволяє використовувати стаціонарне рівняння Шредінгера

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} [(E - U(r))] \cdot \psi = 0, \quad (2.61)$$

де $U(r)$ - результуючий потенціал некомпенсованої електронно-іонної системи ґрати, що діє на виділений електрон.

Одержують потенціал на основі одноелектронного наближення, що враховує дію результуючого поля всіх електронів та іонів ґрати на один електрон $U(r)$.

Розглядають три наближення: сильнозв'язаних електронів, вільних електронів і слабозв'язаних електронів. В останньому випадку використовують функціонал

$$U(r) = U_0(r) + \delta U(r), \quad (2.62)$$

де $U_0(r)$ – поле позитивних іонів ґрати, компенсоване всіма електронами системи, крім одного;

$\delta U(r)$ – періодичний потенціал неповної локальної компенсації поля іонів, який відповідає періоду ґрати ($\delta U(r) \ll U_0(r)$).

Із властивостей періодичності силового поля ґрати випливає, що розв'язання рівняння Шредінґера (2.61) матиме вигляд

$$\psi(r) = u(r)e^{ikr}, \quad (2.63)$$

де $u(r)$ – періодична функція з періодом, що дорівнює сталім ґрат.

Функція (2.63), що являє собою загальний вигляд хвильової функції електрона в періодичному полі ґрати, іменується функцією Блоха. Розв'язання рівняння (2.61) з урахуванням (2.62) і (2.63) дає енергетичний спектр електронів у полі ґрати.

2.3. ЗОННА СТРУКТУРА НАПІВПРОВІДНИКІВ, ДІЕЛЕКТРИКІВ і МЕТАЛІВ

Наближені моделі поведінки електронів у періодичному полі кристалічних ґрати, як сильнозв'язаних, так і слабозв'язаних, приводять до введення зонної енергетичної структури у напівпровідниках, діелектриках і металах.

2.3.1. МОДЕЛЬ КРОНІГА-ПЕННІ

Класичною моделлю є модель Кроніґа – Пенні. По суті це модель слабозв'язаних електронів, у якій розглядається одновимірне переміщення електронів у періодичному полі ґрат (рис. 2.13).

Граничні умови такі:

U_0 – висота бар'єра; a – стала ґрат, b – ширина бар'єра;

в області 1 при $-a < x < 0$ $U=0$, $\Psi_1 \neq 0$, в області 2 при $0 < x < b$ $U=U_0$,

$\Psi_2 \neq 0$, у точці $x=0$ виконується вимога рівності хвильових функцій ψ_1 і ψ_2 і їхніх похідних. Розглядаються рівняння Шредінґера:

- для області 1

$$\frac{d^2 \psi_1}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi_1 = 0; \quad (2.64)$$

- для області 2

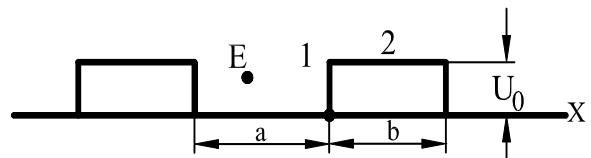
$$\frac{d^2 \psi_2}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U_0) \psi_2 = 0. \quad (2.65)$$

Хвильові вектори такі:

- для області 1

$$\alpha = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m E}; \quad (2.66)$$

- для області 2



$$\beta = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - U_0)}. \quad (2.67)$$

У періодичному полі ґрати розв'язання рівняння Шредінґера відносно хвильових функцій виконується через функції Блоха:

$$\psi(x) = U(x)e^{ikx}. \quad (2.68)$$

Отримують співвідношення у вигляді

$$F = \frac{P \sin \alpha a}{\alpha a} + \cos \alpha a = \cos ka, \quad (2.69)$$

де P – прозорість бар'єра b за умови, що $U_0 \rightarrow \infty$, $b \rightarrow 0$;

Функціонал F має вигляд згасаючої функції, як показано на рис. 2.14. Розв'язки мають тільки заштриховані області на графіку, що відповідає значенням $ka = \pm n\pi$. Отже, хвильовий вектор

$$k = \pm n \cdot \frac{\pi}{a}, \quad (2.70)$$

де $n=1, 2, \dots$

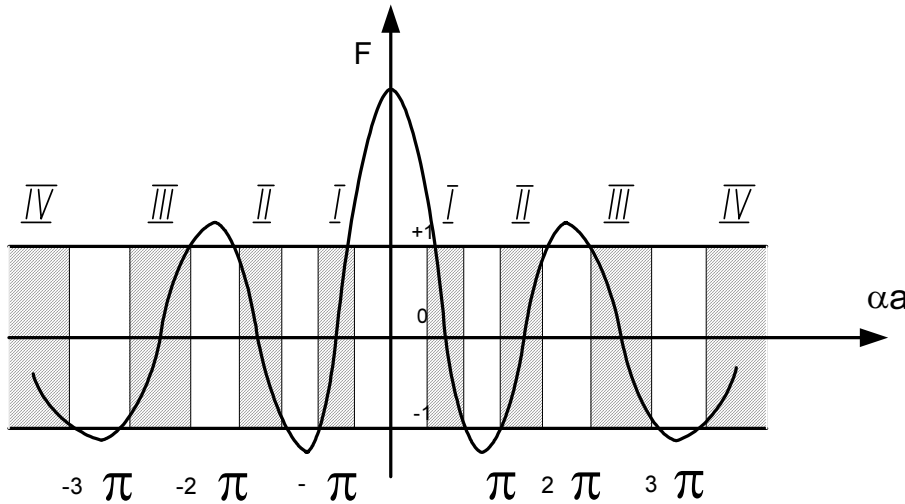


Рис. 2.14

Вільний електрон характеризується відсутністю зовнішнього потенціального поля, що приводить до неперервної функції дисперсії $E(k)$. Наявність періодичного потенціалу поля

у кристалічних ґратах спричиняє розрив дисперсійної кривої у точках $k = \pm n \frac{\pi}{a}$ (рис. 2.15).

Існують значення енергії за хвильовим вектором, які неперервно змінюються

всередині інтервалу від $-\frac{\pi}{a}$ до

$+\frac{\pi}{a}$, від $-2\frac{\pi}{a}$, до $+2\frac{\pi}{a}$ і т.д.

Кожна з областей неперервної зміни енергії за хвильовим

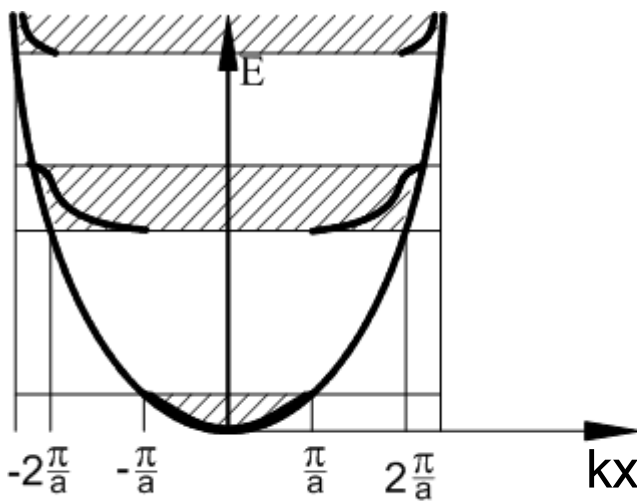


Рис. 2.15

вектором іменується зоною Бріллуена відповідного порядку.

Всередині зони функція $E=f(k)$ не відповідає параболі, має складний

вигляд, який у реальних структурах визначається зміною ефективної маси та густини станів.

Умовно вигляд цієї функції можна подати так: заштриховані області – дозволені зони енергій, а незаштриховані - заборонені (рис. 2.15). При наближенні до точки $n\frac{\pi}{a}$ функція проходить точку перегину (рис. 2.16). До аналогічного спектра можна прийти, якщо розглядати модель сильнозв'язаних електронів.

2.3.2. МЕТОД ЕФЕКТИВНОЇ МАСИ

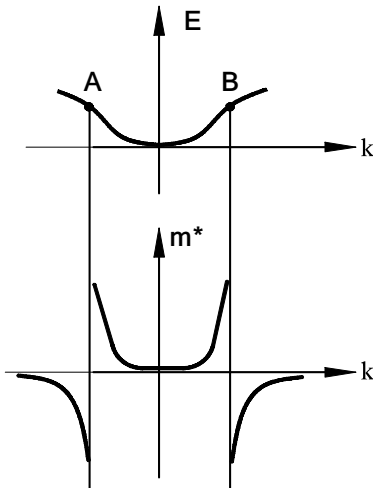


Рис. 2.16

Для зручності опису поведінки електронів у кристалічних ґратах з застосуванням законів класичної фізики введено поняття ефективної маси електрона та дірки. Ефективна маса визначається із залежності

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2E/dk^2}, \quad (2.71)$$

де $\frac{d^2E}{dk^2}$ - друга похідна енергії за хвильовим вектором.

Ефективна маса може мати значення, відмінне від маси спокою електронів, і змінювати знак (рис. 2.16).

Точки А і В – точки розриву дисперсійної кривої, точки зміни знака. У глибині зони Бріллюена $E = f(k)$ - парабола, а $m^* = m_e$. У міру наближення до краю зони ефективна маса змінюється.

У реальних приладах і процесах переносу беруть участь електрони та дірки з різними значеннями хвильового вектора. Діюче значення ефективної маси буде дещо усередненим за ансамблем. Тому при розрахунках використовують значення ефективної маси електронів і дірок, які визначаються експериментально для конкретних умов.

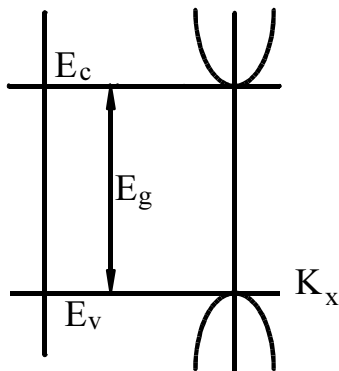


Рис. 2.17

Розрізняють ефективну масу рухливості носіїв і ефективну масу густини стану, до того ж значення ефективної маси прив'язується до певного кристалографічного напрямку.

Можуть розрізняти як ефективну масу за напрямком m_x , m_y , m_z , так і ефективну масу поздовжню та поперечну m_e і m_t за напрямками осей еліпсоїдів ізоенергетичних поверхонь.

2.3.3. ЗОННА СТРУКТУРА ВЛАСНИХ І ДОМІШКОВИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

У сучасній мікроелектроніці найчастіше використовують кремній, арсенід галію та напівпровідники групи A^2B^6 . Власні напівпровідники зображають енергетичними діаграмами, в яких виділяються значення енергій екстремумів зони провідності E_c і валентної зони E_v , які є вершинами функцій дисперсії у зонах провідності та валентної (рис. 2.17). Вважають, що такий спектр є однорідним в об'ємі незбуреного напівпровідника. Ширина забороненої зони E_g є функцією T .

Діелектрик відрізняється від напівпровідника тільки шириною забороненої зони. Наприклад, E_g кремнію - 1,12 еВ при $T=300$ К, а E_g двоокису кремнію - 9 еВ.

Елементи мікросхем формуються на домішкових напівпровідниках. Розрізняють донорні напівпровідники, які отримують легуванням елементами з валентністю більше на одиницю від валентності основного напівпровідника, й акцепторні, де легуючий елемент має валентність на одиницю менше від основного напівпровідника. У виробництві мікросхем легують як монокристалічні підкладки, так і кремнієві монокристалічні епітаксіальні шари.

Вигляд енергетичних діаграм домішкових напівпровідників у невідродженому стані наведено на рис. 2.18, а, б.

Домішковий рівень розміщується або біля дна зони провідності (донорний напівпровідник), або біля вершини валентної зони – (акцепторний напівпровідник). При великих концентраціях донорів і акцепторів, коли відстань між домішковими атомами $r \leq \lambda$ (λ - довжина

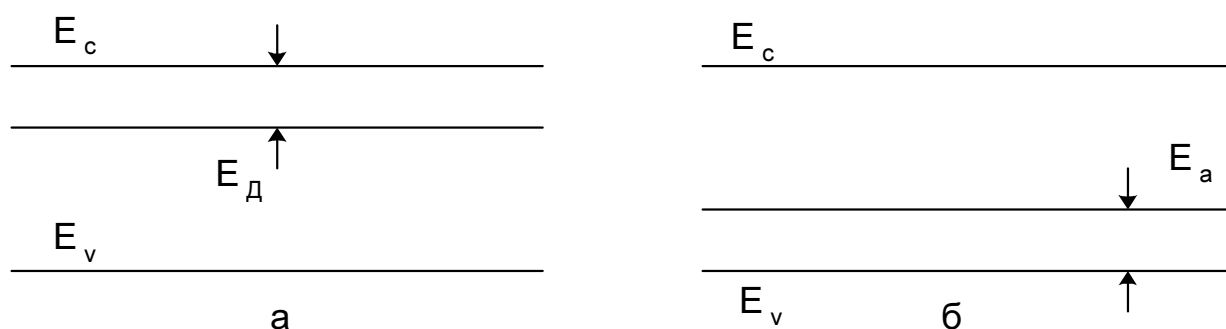


Рис. 2.18

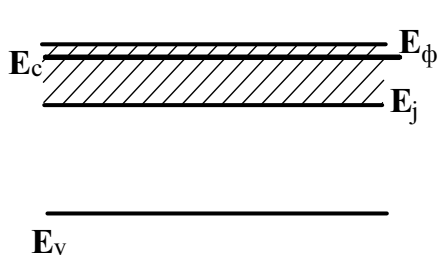


Рис. 2.19

хвилі де Бройля), настає виродження. За ефектом Штарка домішкові рівні E_d і E_a розщеплюються на підрівні, у результаті чого створюються підзони дозволених станів. На рис. 2.19 зображено енергетичну діаграму виродженого напівпровідника донорного типу.

При подальшому збільшенні концентрації підзони можливих станів перекривають зону валентну та провідності. Такий же вигляд має енергетична діаграма металу. Вироджений напівпровідник має електрофізичні властивості, подібні металу.

2.3.4. ЕНЕРГЕТИЧНІ ДІАГРАМИ НЕКРИСТАЛІЧНИХ РЕЧОВИН

Установлено, що існує клас речовин у некристалічному стані, які мають напівпровідникові властивості. Це халькогенідні склоподібні напівпровідники (ХСН).

Теоретично було доведено, що порушення порядку кристалічних ґрат веде до появи дозволених рівнів у забороненій зоні біля екстремумів.

Існує три моделі: Коломійця (а), Овшинського (в), Мотта (с) (рис. 2.20).

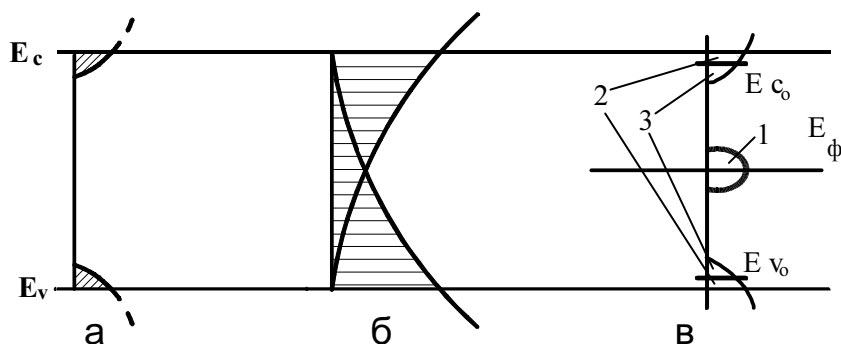


Рис. 2.20

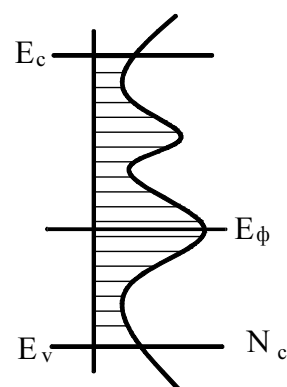


Рис. 2.21

У кожній із них є “хвости” зон дозволених станів, поширених на різну глибину. Розрізняють локалізовані та поширені стани (рис. 2.20, в в областях 3 і 2). Кожна модель розроблена для пояснення особливостей електрофізичних властивостей: модель Овшинського - для пояснення перемикальної здатності, а модель Мотта відображає електропровідність некристалічних напівпровідників.

Наявність дозволених рівнів у забороненій зоні веде до суттєвої зміни електричних та оптичних властивостей напівпровідника.

Енергетичну діаграма некристалічної SiO_2 наведено на рис. 2.21. Дозволені рівні в глибині зони викликають додаткові механізми переносу заряду в МОН структурах.

2.3.5. НОСІЇ У ВЛАСНИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

У напівпровіднику завжди існують підсистеми електронів, дірок й іонів кристалічних ґрат. Розрізняють рівноважний і нерівноважний стани системи в цілому. Розглянемо рівноважно невироджений стан носіїв у напівпровіднику.

У власних напівпровідниках завжди відбуваються два процеси:

1. Генерація носіїв, наслідком якої є поява пари електрон – дірка.

У рівноважному стані цей процес визначається термічним збудженням електронів з деякою ймовірністю переходу з валентної зони в зону провідності (рис. 2.22, поз. 1).

2. Рекомбінація (зворотний процес) – зона – зонний перехід, коли взаємодія електрона з діркою веде до анігіляції пари носіїв (рис. 2.22, поз. 2).

Таким чином, підсистеми електронів з концентрацією n і дірок з концентрацією p завжди однакові й знаходяться в термодинамічній рівновазі з ґратами. Кожна з підсистем характеризується своїми хімічними потенціалами μ_n і μ_p . У рівноважному стані системи мають спільний потенціал μ , що є звичайною ознакою встановлення рівноваги (рис. 2.23, а, б).

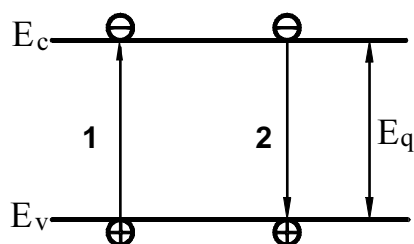


Рис. 2.22

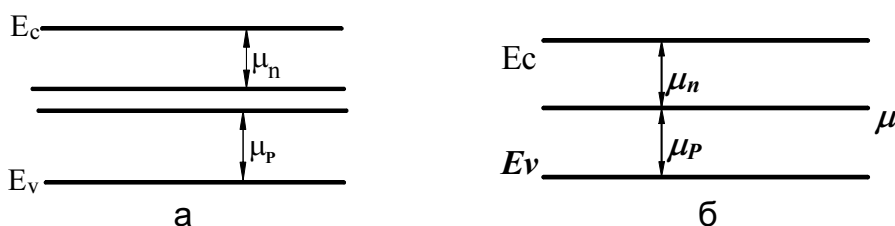


Рис. 2.23

Характеристика носіїв у власному напівпровіднику містить концентрацію рівноважних носіїв електронів і дірок $n_i = p_i$ і положення потенціалу μ . Ураховуючи, що система носіїв не вироджена, користуються функцією Максвелла – Больцмана й відповідними залежностями концентрації носіїв – $n = N_c e^{\frac{\mu_n}{kT}}$ і $p = N_v e^{\frac{\mu_p}{kT}}$, а також співвідношенням

$$E_q = -(\mu_n + \mu_p). \quad (2.72)$$

При цьому рівень E_c приймається за нульовий. З рівності концентрації електронів і дірок можемо записати

$$N_c e^{\frac{\mu_n}{kT}} = N_v e^{\frac{-(E_q + \mu_n)}{kT}}. \quad (2.73)$$

Тоді положення потенціалу μ_n визначається таким чином:

$$\mu_n = -\frac{E_q}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_c}{N_v}\right) = \mu = E_{\phi_i}, \quad (2.74)$$

де E_{ϕ_i} - рівень Фермі власного напівпровідника.

Енергетичну діаграму власного напівпровідника умовно зображують з рівнем Фермі посередині забороненої зони (рис. 2.24). Такий стан відповідає тільки випадку, коли $T=0$. Це нереальний стан, досягти його практично неможливо. У реальній ситуації, яка визначається природою напівпровідника, кристалографічним напрямком, рівнем енергії, ефективними масами електронів і дірок, а також температурою навколишнього середовища, рівень Фермі зміщується відносно середини забороненої зони вгору або вниз. З наведених співвідношень впливає визначення рівноважної концентрації:

$$n_i = N_c e^{\frac{\mu_n}{kT}} = (N_c N_v)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{-E_g}{2kT}} = p_i. \quad (2.75)$$

Таким чином, концентрація рівноважних носіїв у власному напівпровіднику є експоненціальною функцією температури і ширини забороненої зони. Збільшення E_g веде до

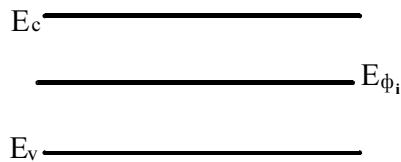


Рис. 2.24

різкого зменшення концентрації носіїв, тому практично речовини з однаковим енергетичним спектром залежно від ширини забороненої зони відносять до напівпровідників або діелектриків. Умовно можна визначити критичне значення

$E_{gкрит} = 2,5$ еВ. Підвищення температури завжди супроводжується інтенсивним зростанням концентрації носіїв, тому при низьких температурах звичайні напівпровідники поведуть себе як діелектрики.

2.3.6. НОСІЇ У ДОМІШКОВИХ НАПІВПРОВІДНИКАХ

За аналогією з власним напівпровідником розглянемо у донорному напівпровіднику збудження донорів з переходом електронів у зону провідності та появою позитивних іонів – іонізованих донорів. Взаємодіють дві підсистеми: електронів у зоні провідності та іонів на донорному рівні. Встановлено рівновагу, яка визначається рівнем Фермі за виразом

$$E_{\phi_d} = -\frac{E_d}{2} - \frac{kT}{2} \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right). \quad (2.76)$$

Положення E_{ϕ_d} залежить від температури. Коли $T=0$, $E_{\phi_d} = -\frac{E_d}{2}$.

При підвищенні температури рівень Фермі змінює свій стан і переміщується за траєкторією, яку показано на рис. 2.25.

Точка 1 - максимальне наближення рівня Фермі до екстремуму зони провідності. Із залежності $\mu = kT \ln \frac{n}{N_c}$ видно, що на положення рівня Фермі впливають лінійно температура передекспоненціального

множника і концентрація носіїв. Рівноважна концентрація донорного напівпровідника визначається залежністю

$$n_{id} = (N_c N_d)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_d}{2kT}}. \quad (2.77)$$

Тому при підвищенні температури експоненціально зростає концентрація. Великий вплив на положення $E_{\phi d}$ має зміна концентрації n_{id} . Така зміна буде доти, доки не почнеться виснаження домішок.

Точка 2 – рівень $E_{\phi d}$ – досягає значення E_d при повному виснаженні домішок, коли $n = Ng/2$ при температурі виснаження $T=T_s$.

У залежності для $\mu = kT \ln \frac{n}{N_c}$ вважають, що $\mu = -E_d$ (тому що E_c – нульовий рівень).

Із формули

$$E_d = kT_s \ln \frac{N_d}{2N_c} \quad (2.78)$$

визначається температура виснаження домішок:

$$T_s = \frac{E_d}{k \ln \frac{2N_c}{N_d}}. \quad (2.79)$$

Точка 3 досягається при температурі переходу стану домішкового напівпровідника у власний, коли $E_{\phi d} = E_{\phi i}$. Із цієї умови визначають температуру переходу до власного напівпровідника:

$$T_i = \frac{E_d}{k \ln \left(\frac{N_c N_v}{N_d^2} \right)}. \quad (2.80)$$

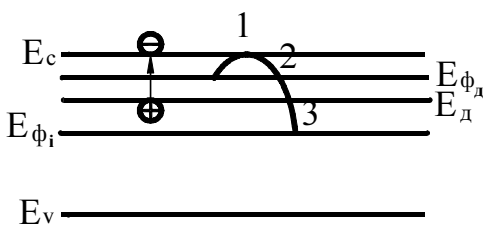


Рис. 2.25

Це суттєво для функціонування мікросхем і напівпровідникових приладів. Різниця веде до появи потенціального бар'єра керованого елемента приладу. При підвищенні T ВАХ змінює вигляд, отже, функція керування також змінюється.

Аналогічно донорному в акцепторному напівпровідникові рівень Фермі проходить ті ж критичні точки і при деякій температурі досягає положення рівня Фермі власного напівпровідника. Точки 1, 2, 3 відповідають точкам 1, 2, 3 донорного напівпровідника (рис. 2.26). Концентрація носіїв визначається залежністю

$$p_{ia} = (N_a N_v)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_a}{2kT}}. \quad (2.81)$$

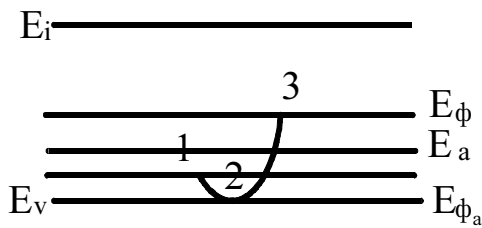


Рис. 2.26

де N_v - густина дозволених станів у валентній зоні; N_a - концентрація акцепторів.

Концентрація як функція температури $n = f(T)$ визначається у напівлогарифмічних координатах:

$$\ln n = f\left(\frac{1}{T}\right). \quad (2.82)$$

Для власних напівпровідників

$$n_i = (N_c N_v)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (2.83)$$

і тоді

$$\ln n_i = \ln(N_c N_v)^{\frac{1}{2}} - \frac{E_g}{2k} \frac{1}{T}, \quad (2.84)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = -\frac{E_g}{2k}. \quad (2.85)$$

Для домішкових напівпровідників

$$\ln n_d = \ln(N_c N_d)^{\frac{1}{2}} - \frac{E_d}{2k} \frac{1}{T}. \quad (2.86)$$

Функцію $\ln n(1/T)$ у широкому інтервалі T наведено на рис. 2.27. Нахил $\operatorname{tg} \beta$ домішкової ділянки А визначається положенням домішкового рівня. Ділянка В $[T_i; T_s]$ - стала концентрації носіїв, яка визначається ступенем легування напівпровідника. Нахил ділянки С власного напівпровідника $\operatorname{tg} \alpha$ залежить від ширини забороненої зони E_g . Таким чином, у широкому інтервалі температур домішкові напівпровідники проходять стан виснаження домішок і переходять у стан власних напівпровідників. Це необхідно враховувати при проектуванні й експлуатації напівпровідникових приладів і мікросхем, тому що може призвести до суттєвої зміни зовнішніх характеристик приладів - і аж до зникнення p-n переходу.

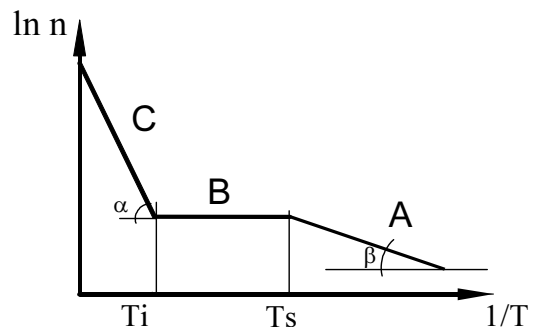


Рис. 2.27

2.4. ПРОВІДНІСТЬ МЕТАЛІВ, НАПІВПРОВІДНИКІВ І ДІЕЛЕКТРИКІВ

У загальнішому вигляді провідність розглядається як реакція носіїв заряду на дію зовнішнього електричного поля. Оскільки носії заряду являють собою систему, яка описується певною функцією розподілу (наприклад, невироджена класична система описується

функцією Максвелла – Больцмана), то зовнішнє електричне поле призводить до зміщення функції так, що

$$f=f_0+\Delta f. \quad (2.87)$$

У системі постійно відбуваються процеси збудження та релаксації. При сталій величині зовнішнього поля вони компенсують один одного. Це зображується рівністю

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_F = \left(\frac{df}{dt}\right)_R, \quad (2.88)$$

ліва частина якої – польове збудження, а права - релаксація. Процеси характеризуються сталою часу τ - часом релаксації. В цілому зміщення стану системи носіїв визначається кінетичним рівнянням Больцмана

$$f = f_0 + eF\tau \frac{df_0}{dp}. \quad (2.89)$$

Практичне вивчення процесів перенесення заряду частіше за все виконується з використанням закону Ома

$$j = \sigma F, \quad (2.89)$$

де j – густина струму; σ - провідність; F - напруга поля, тільки до деякого значення $F < F_{кр}$, тобто в слабкому полі. Тут припускається, що $\sigma = const$. У сильному полі закон Ома порушується. Відомо, що

$$\sigma = e n u, \quad (2.90)$$

де e - заряд електрона; n – концентрація; u – рухливість електронів.

Дрейфова швидкість електронів

$$U_g = u F, \quad (2.91)$$

а їх рухливість

$$u_n = \frac{e}{m_n} \tau_n, \quad (2.92)$$

де τ_n - час життя; m - маса частинки.

У напівпровіднику розрізняють рухливість електронів

$$u_n = \frac{e}{m_n^*} \tau_n \quad (2.93)$$

і дірок

$$u_p = \frac{e}{m_p^*} \tau_p, \quad (2.94)$$

де τ_n, τ_p - час життя; m_n^* і m_p^* - ефективна маса електронів і дірок. Відповідно час життя

$$\tau = \frac{L}{V}, \quad (2.95)$$

де L - транспортна довжина електронів або дірок; V – кінетична швидкість.

Транспортна довжина

$$L = \lambda v, \quad (2.96)$$

де λ - довжина вільного пробігу між двома послідовними взаємодіями;

ν - частота взаємодії.

Рухливість визначається значеннями ефективних мас електронів і дірок і переважно діючим механізмом розсіювання. Розрізняють три механізми:

- 1) розсіювання на фононах (на атомах кристалічних ґрат, що коливаються);
- 2) розсіювання на заряджених центрах (іонах домішок, заповнених пастках);
- 3) розсіювання на зовнішніх і внутрішніх поверхнях.

2.4.1. РУХЛИВІСТЬ НОСІЇВ ВИРОДЖЕНИХ І НЕВИРОДЖЕНИХ СИСТЕМ

Наведені механізми у невідроджених і вироджених системах, у високотемпературній і низькотемпературній областях діють по-різному. Розглянемо рухливість носіїв у невідродженій системі.

Високотемпературна область - це область, коли $T > \theta_D$, θ_D - температура Дебая, яка визначається за формулою

$$\theta_D = \frac{h\omega_D}{K}, \quad (2.97)$$

де ω_D - характеристична частота кристалічних ґрат (для кожної речовини θ_D має своє значення в інтервалі від 100 до 600 К). У цій області температур переважно діє розсіювання на фононах. Це насамперед позначається на довжині вільного пробігу, яка є оберненою функцією концентрації фононів:

$$\lambda = f\left(\frac{1}{n_\phi}\right). \quad (2.98)$$

Відомо, що $n_\phi = f(T/\theta_D)$, тоді

$$\lambda = f(1/T). \quad (2.99)$$

Рухливість визначається за функцією (2.92), де $V = f\left(T^{\frac{1}{2}}\right)$, тому

$$u = f\left(T^{\frac{3}{2}}\right). \quad (2.100)$$

Область низьких температур — це область, коли $T < \theta_D$. У цій області температур переважно діє механізм розсіювання на заряджених центрах. Використовується модель Резерфорда. Показано, що в цьому випадку $\lambda = \text{const}$, а $V = f(T^{1/2})$. Частота зіткнень $\nu = f(V^4)$, отже,

$$u = f(V^3) = f\left(T^{\frac{3}{2}}\right). \quad (2.101)$$

Графічне зображення $u=f(T)$ показано на рис. 2.28. Частіше за все напівпровідникові прилади й елементи мікросхем мають невідроджені

системи носіїв, рухливість яких підпорядковується температурній залежності $U=f(T^{-3/2})$.

Рухливість носіїв у виродженій системі визначається за формулою

$$U = \frac{eL_{\phi}}{m^*V_{\phi}}, \quad (2.102)$$

де L_{ϕ} , V_{ϕ} – транспортна довжина і швидкість носіїв з енергією Фермі.

У такій системі у зв'язку з тим, що всі рівні заповнені, дія зовнішнього поля викликає реакцію тільки носіїв на рівні Фермі, енергія якого повністю визначена. Тому вважають, що $V_{\phi} = \text{const}T$.

При розсіюванні на фононах у високотемпературній області при $T > \theta_D$ $\lambda = f(\frac{1}{T})$, $V_{\phi} = \text{const}T$. Тоді рухливість має таку залежність від температури:

$$U = f(\frac{1}{T}). \quad (2.103)$$

Оскільки σ визначається функцією $\sigma = en\mu$, а у виродженій системі $n = \text{const}T$, то

$$\sigma = f(\frac{1}{T}). \quad (2.104)$$

У низькотемпературній області частота взаємодії носіїв є функцією швидкості частинок при розсіюванні на заряджених центрах $\nu = f(V^4)$, а враховуючи, що $V_{\phi} = \text{const}T$, рухливість не залежить від T ($\mu = \text{const}T$).

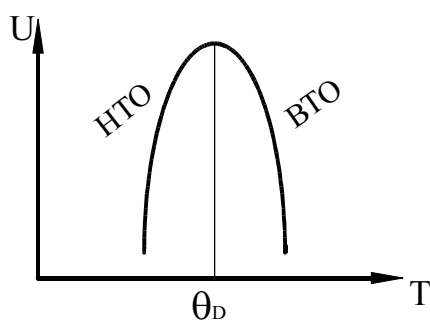


Рис. 2.28

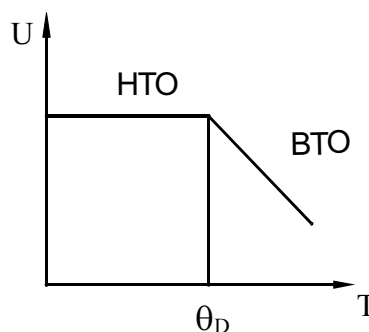


Рис. 2.29

Функцію $\mu=f(T)$ виродженої системи зображено на рис. 2.29. Такі залежності мають місце в об'ємних зразках, де доля носіїв, розсіюваних на фононах і заряджених центрах, набагато більша від носіїв, що розсіюються на зовнішніх поверхнях.

2.4.2. ПРОВІДНІСТЬ ТОНКИХ ТА ОСТРІВЦЕВИХ ПЛІВОК

Розсіювання на поверхні може бути дзеркальним і дифузним, що характеризується коефіцієнтом дзеркальності $P_0=0...1$. Якщо $P_0=0$, то спостерігається тільки дифузне відбиття (рис. 2.30), а при $P_0=1$ – дзеркальне (рис. 2.31). Реальні об'єкти характеризуються проміжними

значеннями P . Завжди є ділянки поверхні, на яких виконуються умови дзеркального $\frac{\lambda}{H} \gg 1$ і дифузного $\frac{\lambda}{H} \ll 1$ відбиття. $S(H)$ — параметр неоднорідності поверхні, λ - довжина хвилі електрона. Неможливо створити поверхню з чистим відбиттям. У мікросхемах у міру збільшення степеня інтеграції можуть існувати елементи, у яких відношення транспортної довжини L до геометричного параметра d набагато більше одиниці $L/d \gg 1$. За такої умови можна сподіватись, що більша частина носіїв досягає поверхні та розсіюється на ній.

Дзеркальне відбиття (рис. 2.31) характеризується виконанням такої умови: сума проекцій імпульсів падіння та відбиття електрона дорівнює проекції імпульсу незбуреного електрона на напрямок зовнішнього поля. Це означає, що дзеркальне відбиття не впливає на зміну функції розподілу, а отже, й на рухливість і провідність системи.

Таким чином, при $P < 1$ і $\frac{L}{d} > 1$ спостерігається залежність $\sigma = f(d)$, що

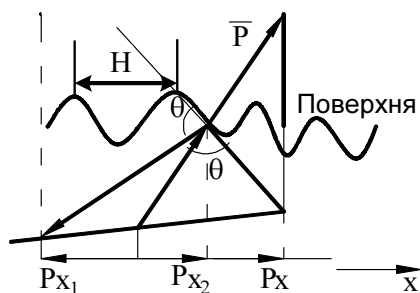


Рис. 2.30

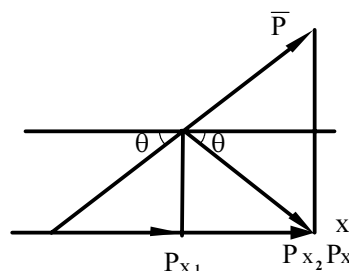


Рис. 2.31

наближається до провідності об'ємного зразка σ_∞ при $d \rightarrow \infty$. Ця функція характерна для класичного розмірного ефекту (рис. 2.32).

За наявності просторово-енергетичних обмежень спостерігається квантовий розмірний ефект. Якщо геометричний параметр елемента мікросхеми d має значення, близьке до довжини хвилі електрона λ , то енергія електронів у такому елементі квантується згідно з квантовою моделлю електрона у потенціальній ямі. Дискретний енергетичний спектр носіїв у цих умовах перетворюється в ряд енергетичних підзон, що не перекриваються за рахунок розширення основних рівнів при взаємодії електронів з поверхнею (рис. 2.33). Ефект квантування виникає за умови $\Delta E > kT$. Функція $\sigma = f(d)$ зовнішнього прояву квантового розмірного ефекту носить осцилюючий характер (рис. 2.34). У напівпровідникових

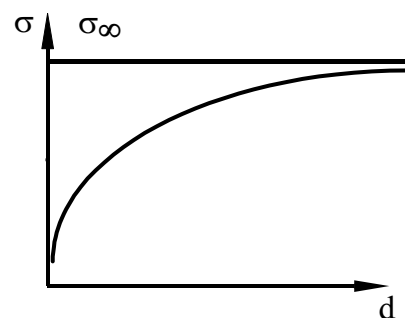


Рис. 2.32

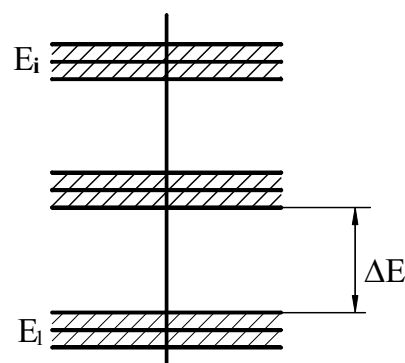


Рис. 2.33

структурах сучасних мікросхем можливе проявлення цього ефекту, він може служити джерелом шуму.

Зовсім інші механізми визначають провідність острівцевих плівок. Острівці на поверхні підкладки розташовуються з деяким розподілом по радіусу R і відстані між ними σ .

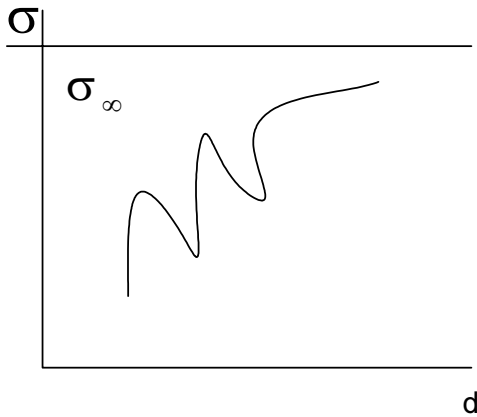


Рис. 2.34

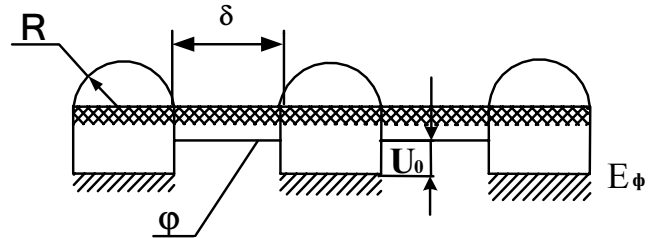


Рис. 2.35

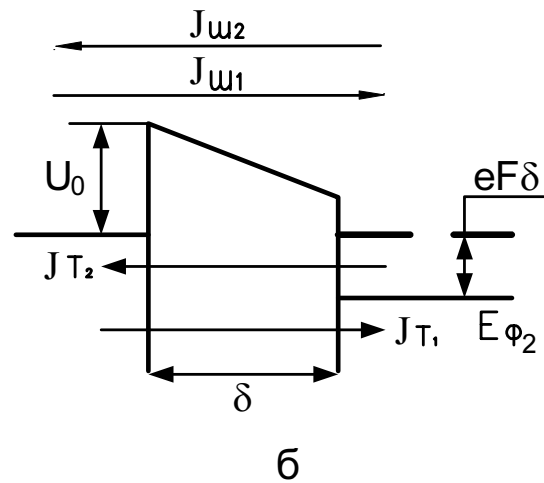
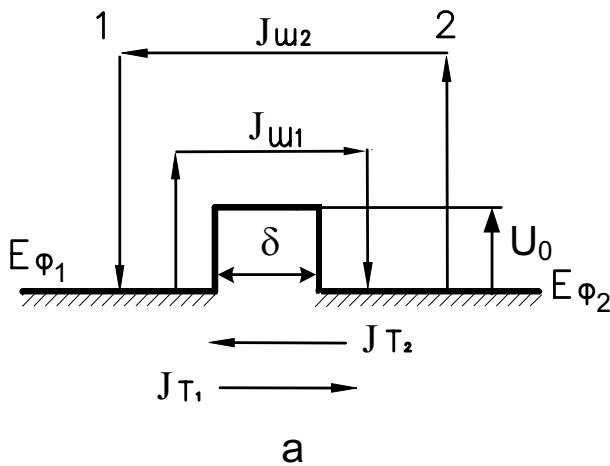


Рис. 2.36

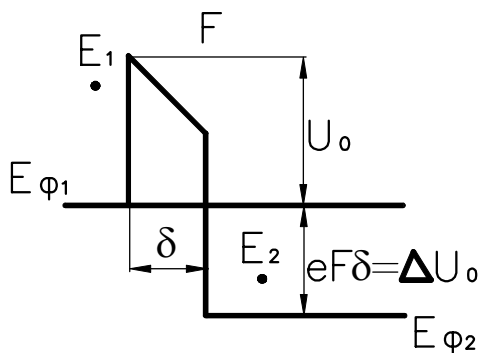


Рис. 2.37

У випадку простішої моделі приймають однорідний розподіл із певними величинами σ і R (рис. 2.35).

Провідність острівцевих плівок визначається перенесенням заряду між острівцями через потенціальні бар'єри. Енергетичний бар'єр між острівцями

(рис. 2.36, а) створюється кулонівським потенціалом острівця. Ширина бар'єра σ відповідає відстані між острівцями. За відсутності зовнішнього поля $F=0$ і умови, що рівні Фермі острівків дорівнюють $E_{\phi 1}=E_{\phi 2}$, бар'єр симетричний. Між острівцями встановлюється рівновага за кількістю обміну електронами шотківськими або

тунельними переходами. Якщо є електрон в області 1 з енергією E_1 , то він може здійснювати перехід в область 2, і навпаки. Вірогідність переходу

$$W = W_0 e^{\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (2.105)$$

де $\Delta E = U_0 - E$.

З моделі проходження електрона над потенціальним бар'єром відомо, що при умові $E \gg U_0 \Rightarrow R=0, D=1$, але при $E > U_0 \Rightarrow 0 < R < 1, 0 < D < 1$ (див. (2.33) – (2.35)).

При $E < U_0$ з цієї самої моделі випливає можливість тунельного переходу з області 1 в область 2, і навпаки. Вона визначається ймовірністю

$$W_{12} = D f_1 (1 - f_2), \quad (2.106)$$

де D - прозорість бар'єра, що визначається за формулою

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{h} \sqrt{2m(U_0 - E)} d}, \quad (2.107)$$

де f_1 - функція розподілу Фермі у області 1; f_2 - функція розподілу Фермі в області 2.

За визначенням тунельний перехід може бути за наявності електрона на рівні E в області 1 і за відсутності електрона на цьому самому рівні в області 2, куди здійснюється перехід без зміни енергії. Якщо острівці ідентичні, то функції розподілу в областях 1 і 2 однакові. Перехід з області 1 в область 2 відповідає переходу з області 2 в область 1, тобто $W_{12} = W_{21}$, і тому тунельні потоки дорівнюють один одному ($I_{T12} = I_{T21}$).

Таким чином, рівновага станів двох острівців є динамічною рівновагою, визначеною рівністю потоків носіїв за механізмами Шоткі ($I_{W12} = I_{W21}$) і тунелювання ($I_{T12} = I_{T21}$). За наявності зовнішнього поля бар'єр деформується так, як показано на рис. 2.36, в. Видно (див. рис. 2.37), якщо з боку острівця 1 висота бар'єра умовно береться U_0 , а з боку 2 – $(U_0 + \Delta U_0)$, то це змінює можливість збудження носіїв в областях 1 і 2. У такому випадку

$$W_{12} = W_0 e^{\frac{\Delta E_{12}}{kT}}, \quad (2.108)$$

де $\Delta E_{12} = U_0$, а

$$W_{21} = W_0 e^{-\frac{\Delta E_{21}}{kT}}, \quad (2.109)$$

де $\Delta E_{21} = U_0 + eF\sigma$. Отже, $w_{12} > w_{21}$.

При тунелюванні порушується рівність функції розподілу електронів острівців так, що $f_1 > f_2$ і, отже, $W_{12} > W_{21}$ і $j_{T1} > j_{T2}$. З'являється спрямований перенос електронів з першого острівця в другий.

2.4.3. ПРОВІДНІСТЬ ВЛАСНИХ І ДОМІШКОВИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Провідність власних напівпровідників визначається концентрацією і рухливістю рівноважних електронів і дірок:

$$\sigma = e(nu_n + pu_p). \quad (2.110)$$

У рівноважному стані $n=p$, тому

$$\sigma = en_i(u_n + u_p), \quad (2.111)$$

де n_i - концентрація рівноважних носіїв. Вона визначається за формулою

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (2.112)$$

Тут N_c , N_v - густина станів у зоні провідності та валентній зоні, що є функцією $T^{3/2}$ і визначається так:

$$N_c = \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (2.113)$$

$$N_v = \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (2.114)$$

де m_n^* , m_p^* - ефективні маси електронів і дірок.

Рухливість електронів і дірок у високотемпературній області також є функцією температури $U=f(T^{-3/2})$.

Загальна залежність провідності може бути виражена функцією

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (2.115)$$

де σ_0 не залежить від температури і визначається тільки природою напівпровідника.

Для зручності зображення цю функцію записують у вигляді

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (2.116)$$

У напівлогарифмічних координатах нахил функції $\sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$

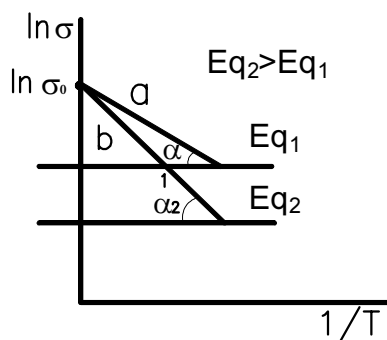


Рис. 2.38

визначається шириною забороненої зони напівпровідників E_{q1} і E_{q2} (рис. 2.38).

Провідність домішкових напівпровідників залежить від концентрації основних носіїв та їх рухливості, наприклад донорних:

$$\sigma_d = en_{n_0} U_n. \quad (2.117)$$

Така функція може бути визначена залежністю

$$\sigma_d = \sigma_{0np} e^{-\frac{E_d}{2kT}}, \quad (2.118)$$

де E_d - положення донорного рівня.

Лінеаризований вигляд функції (2.118) такий:

$$\ln \sigma_d = \ln \sigma_d - \frac{E_d}{2k} \cdot \frac{1}{T}. \quad (2.119)$$

Повну функцію провідності зображено на рис. 2.39, де T_s - температура виснаження; T_i - точка переходу до власної провідності.

Аналогічно провідності власних напівпровідників провідність домішкових визначається лінійною залежністю зі зміщенням по осі температур у низькотемпературну область за межі температури виснаження домішок T_s . Нахил ділянки А змінюється при зміні

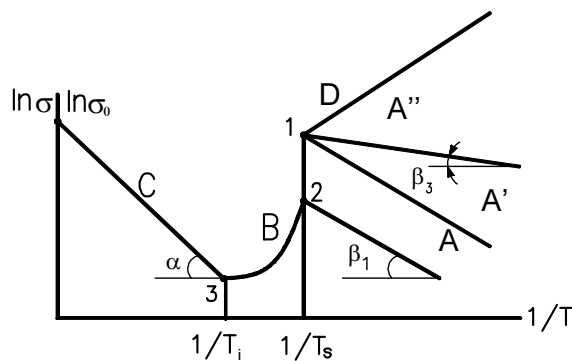


Рис. 2.39

положення донорного рівня. Паралельне перенесення ділянки А можливе за рахунок зміни концентрації донорів до початку виродження A' . Подальше збільшення концентрації донорів приводить до появи підзони домішкових рівнів, яка перекривається із зоною провідності A'' типової ділянки провідності виродженої системи (ділянка Д). У точці 2 досягається стан виснаження домішок. При подальшому збільшенні температури концентрація n_{n0} залишається незмінною, а рухливість зменшується як $U_n = f(T^{-\frac{3}{2}})$. Це приводить до зменшення провідності до точки 3, яка відповідає рівності рівнів Фермі домішкового та власного напівпровідників і є точкою переходу до власної провідності (ділянка С).

2.4.4. СИСТЕМИ НЕРІВНОВАЖНИХ НОСІЇВ

Нерівноважні носії — це носії, які не знаходяться в термодинамічній рівновазі з кристалічними ґратами. Вони з'являються внаслідок дії зовнішніх факторів, таких, як дифузія носіїв з прилеглого об'єму напівпровідників або зовнішнього середовища, дрейф носіїв в результаті дії зовнішнього електричного поля (інжекція), збудження носіїв дією зовнішніх електромагнітних полів або інших збуджуючих факторів (світлове, рентгенівське або корпускулярне випромінювання). Рівноважні носії з'являються за рахунок термічного збудження у деякому об'ємі напівпровідника.

Поведінка нерівноважних носіїв підпорядковується рівнянню неперервності, яке містить усі три складові, тобто: дифузійний потік, дрейфовий потік і внутрішню генерацію. Повне рівняння неперервності

має вигляд

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + UF \frac{\partial n}{\partial x} + g + R_n, \quad (2.120)$$

де g - швидкість генерації; R_n - швидкість рекомбінації.

Впливає це з розгляду потоку носіїв (рис. 2.40) у виділеному об'ємі напівпровідника.

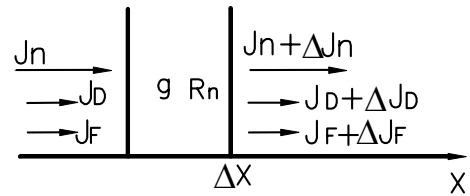


Рис. 2.40

Дифузійний потік визначається через градієнт концентрації:

$$j_D = -D_n \frac{dn}{dx}, \quad (2.121)$$

де D_n - коефіцієнт дифузії (у цьому випадку - електронів).

Дрейфовий потік є функцією рухливості й напруженості зовнішнього поля:

$$j_F = nu_n F. \quad (2.122)$$

У рівнянні неперервності ці потоки є дифузійними та дрейфовими складовими.

Швидкість генерації визначається як

$$g = I\alpha\eta, \quad (2.123)$$

де I - інтенсивність променевого потоку; α - коефіцієнт поглинання випромінювання у напівпровіднику; η - квантовий вихід — кількість носіїв, збуджених одним квантом випромінювання.

Одночасно з цими процесами відбувається процес рекомбінації зі швидкістю

$$R_n = \frac{-\Delta n}{\tau_n}, \quad (2.124)$$

де $\Delta n = n - n_0$ - концентрація нерівноважних носіїв; n_0 - рівноважні носії, які завжди присутні у напівпровіднику; τ_n - час життя нерівноважних носіїв.

Таким чином, повне рівняння неперервності охоплює всі можливі варіанти стану системи з нерівноважними носіями.

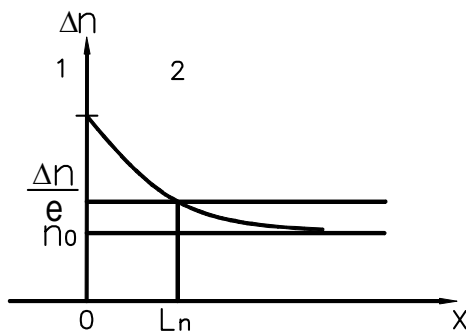


Рис. 2.41

Розглянемо динамічний і стаціонарний стани.

У стаціонарному випадку розподіл концентрації носіїв характеризується дифузійною довжиною. Її значення впливає з моделі, зображеної на рис. 2.41. Стаціонарний нерівноважний стан з деяким розподілом носіїв встановлюється в області 2. Розподіл

характеризується градієнтом $\frac{dn}{dx}$, що

визначає дифузійний потік з області 1 в область 2. В області 2

відбувається рекомбінація носіїв. У стаціонарному випадку для цієї моделі рівняння безперервності має вигляд

$$D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + R_n = 0. \quad (2.125)$$

Розв'язком цього рівняння є залежність

$$n - n_0 = \Delta n_0 e^{-\frac{x}{L_n}}, \quad (2.126)$$

де L_n - дифузійна довжина.

Дифузійна довжина - це довжина, на якій концентрація носіїв зменшується в e раз.

Коли $x = L_n$, то

$$n - n_0 = \frac{\Delta n_0}{e}. \quad (2.127)$$

Електрофізичні властивості напівпровідників характеризуються кінетичними коефіцієнтами. До них відносяться: коефіцієнт дифузії (D_n, D_p), рухливість (U_n, U_p), час життя (τ_n, τ_p), дифузійна довжина (L_n, L_p).

Зв'язок коефіцієнтів дифузії й рухливості виражається співвідношеннями Ейнштейна

$$D_n = \frac{kT}{e} U_n \quad \text{і} \quad D_p = \frac{kT}{e} U_p. \quad (2.128)$$

Зв'язок дифузійної довжини з коефіцієнтом дифузії і часом життя має вигляд

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n}. \quad (2.129)$$

Процес рекомбінації відбувається майже безперервно і у кінцевому підсумку визначає релаксацію системи, виведеної з рівноваги. Час життя носіїв визначається їх рекомбінацією R .

Швидкість рекомбінації у загальному випадку

$$R_n = \gamma_n \Delta n P_n, \quad (2.130)$$

де $\gamma_n = A_n v_n$ - коефіцієнт рекомбінації. A_n - перетин захоплення, який визначається як перетин деякої сфери, в центрі якої є іон. Взаємодія електрона з іоном приводить до рекомбінації. Вірогідність захоплення електрона іоном у межах сфери не дорівнює 0.

Відомо три механізми рекомбінації. У кожному з них виконуються закони збереження енергії й імпульсу.

Перший механізм – випромінювальний (рис. 2.42, поз. 1). У цьому випадку енергія електрона змінюється на $\Delta E = E_1 - E_2$, де E_1 - початкове значення енергії, E_2 - кінцеве значення енергії

Рекомбінація супроводжується народженням одного або декількох фотонів з енергією $h\nu$. Мають виконуватися умова збереження енергії

$$nh\nu = \Delta E, \quad (2.131)$$

де n - число фотонів, народжених в одному акті випромінювальної рекомбінації, та умова збереження імпульсу

$$\overline{P}_e + \overline{P}_i = 0, \quad (2.132)$$

де P_e - імпульс електрона; P_i - імпульс іона (дірки).

Випромінювальна рекомбінація можлива у випадку, коли імпульси електрона і дірки однакові й протилежні за знаком. У такому вигляді ця умова є умовою відбору, тобто у рекомбінації беруть участь тільки пари електрон - дірка, що відповідають цій умові. Це знижує вірогідність механізму випромінювальної рекомбінації.

На основі такого процесу побудовано світловипромінювальні діоди.

Другий механізм – безвипромінювальна (фононна) рекомбінація (рис. 2.42, поз. 2). При цьому енергія $\Delta E = nE_\phi$, де E_ϕ - енергія народжених фононів. Кількість народжених фононів визначається за формулою

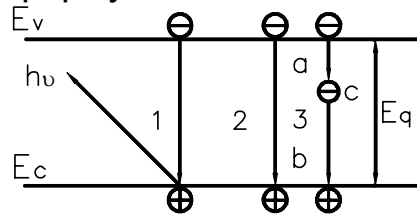


Рис. 2.42

$$n_\phi = \frac{\Delta E}{h\omega_\phi}. \quad (2.133)$$

Якщо $n_\phi = 1$, то це однофононний процес, а при $n_\phi > 1$ - багатохонний. Його можливість дуже мала. Імпульс передається

іонам ґрат без жорсткого правила відбору.

Третій механізм - рекомбінація через центри рекомбінації (рис. 2.42, поз. 3). Центри рекомбінації - глибокі рівні у забороненій зоні напівпровідника.

Перехід здійснюється в два етапи: перший етап (a) - захоплення електрона центром С, другий b – захоплення електрона діркою. Цей механізм має високу вірогідність.

2.4.5. ВНУТРІШНІЙ ФОТОЕФЕКТ

Одним з механізмів збудження нерівноважних носіїв є їх генерація зовнішнім випромінюванням. Поширеним у технічних приладах є процес збудження нерівноважних носіїв опроміненням напівпровідника в оптичному або інфрачервоному діапазоні. Явище відрізняється збільшенням провідності, що й є фотопровідністю:

$$\sigma_\phi = e\Delta n (U_n + U_p). \quad (2.134)$$

Ефект виникає за умови, коли величина кванта випромінювання більша від ширини забороненої зони напівпровідника або дорівнює їй:

$$h\nu \geq E_g. \quad (2.135)$$

При цьому народжується пара електрон – дірка, які є нерівноважними відносно ґрат напівпровідника (рис. 2.43). Цей ефект має місце тільки у невідроджених системах.

Концентрація нерівноважних носіїв визначається як

$$\Delta n = g\tau_n. \quad (2.136)$$

Фотопровідність характеризується спектральною характеристикою (рис. 2.44, де λ_c - червона довгохвильова межа; λ_s - синя

короткохвильова межа; 1 - домішкова фотопровідність; 2 - фотопровідність власного напівпровідника). Цей спектр порівнюється зі спектром поглинання, зображеним на тому ж рисунку (α - крива спектра поглинання).

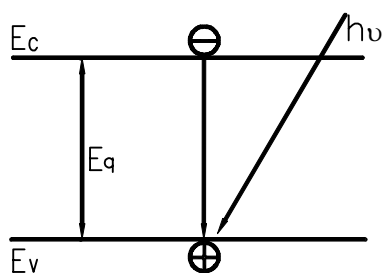


Рис. 2.43

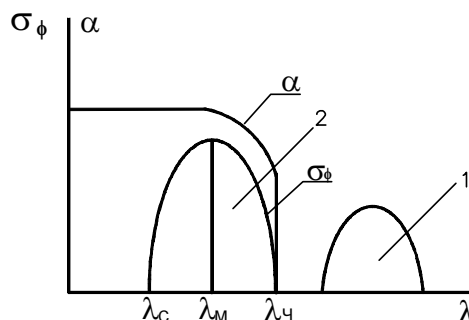


Рис. 2.44

Домішкова фотопровідність збуджується енергією кванта значно меншою, ніж фундаментальна, оскільки $E_d \ll E_q$. Спектр 1 домішкової фотопровідності віднесений по шкалі довжин хвиль у довгохвильову область - дальню інфрачервону область до 15 мкм.

Червона межа визначається з рівняння:

$$h \frac{c}{\lambda_c} = E_q. \quad (2.137)$$

Ділянка власної фотопровідності відрізняється наростанням фотопровідності при збільшенні енергії фотона й коефіцієнта поглинання α . Проте при досягненні деякого значення λ_m має місце максимум фотопровідності з наступним спадом, незважаючи на сталість значення α .

Синя межа фотопровідності λ_c спрямована до $\sigma_\phi = 0$, що пов'язано з цілим рядом механізмів, які спричиняють різке зменшення концентрації нерівноважних носіїв:

- *перший механізм* - генерація зв'язаних пар електрон - дірка, що не беруть участі в переносі заряду (ексітонне поглинання);

- *другий механізм* - поглинання випромінювання електронами провідності;

- *третій механізм* - поглинання випромінювання оптичними коливаннями ґрат;

- *четвертий механізм* — переважна дія рекомбінації через центри рекомбінації у приповерхневій області напівпровідника, що приводить до збільшення швидкості рекомбінації та зменшення концентрації носіїв.

Усі ці механізми у сукупності визначають λ_c . Такий вид спектра фотопровідності мають фоторезистори.

Практично в усіх системах при дії зовнішніх факторів, які зміщують функцію розподілу, спостерігається перехід з рівноважного у нерівноважний стан. Зворотний перехід системи - релаксація. Ці

процеси чітко просліджуються при дії імпульсів випромінювання на напівпровідник.

У момент дії імпульсу t_1 (рис. 2.45, а) у напівпровіднику відбувається генерація нерівноважних носіїв та їх рекомбінація, тому із загального вигляду рівняння неперервності

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + u \cdot F \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + g + R_{\Delta n}, \quad (2.138)$$

виключаються дифузійна та дрейфова складові. Тоді

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = g - \frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (2.139)$$

Розв'язком цього рівняння є залежність

$$n - n_0 = \Delta n_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}} \right), \quad (2.140)$$

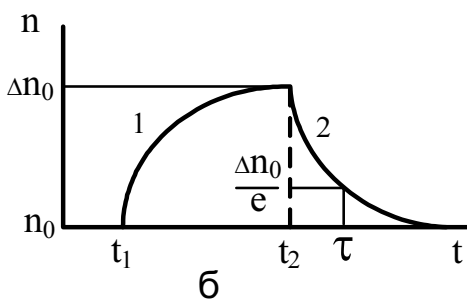
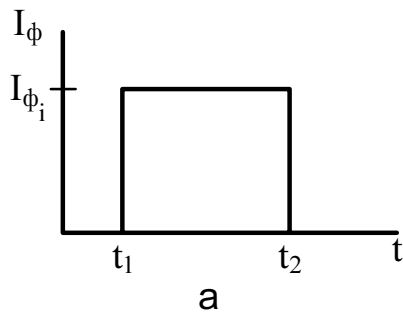


Рис. 2.45

де n_0 - концентрація рівноважних носіїв (темнова концентрація); Δn_0 - концентрація носіїв у нерівноважному стаціонарному стані системи; τ_n - стала часу переходу системи із рівноважного стану у нерівноважний.

Цей процес зображується експонентою 1 (рис. 2.45, б). У точці t_2 (момент припинення дії світowego імпульсу) спостерігається тільки рекомбінація, і рівняння неперервності набуває вигляду

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (2.141)$$

Його розв'язком є

$$n - n_0 = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}}. \quad (2.142)$$

Крива 2 переходу системи від нерівноважного стану у рівноважний - це її релаксація (рис. 2.45, б). Можливо визначити значення сталої часу релаксації системи τ_n за умови $t = \tau_n$. Це досягається якщо

$$n = n_0 + \frac{\Delta n_0}{e}. \quad (2.143)$$

Процеси релаксації мають місце в різних за природою системах і відіграють важливу роль у функціонуванні радіотехнічних засобів.

2.4.6. ПРОВІДНІСТЬ У СИЛЬНОМУ ПОЛІ

Вище розглядалася провідність у слабкому полі, де $F < F_{кр}$

$(F_{кр} = 10^3 \frac{В}{М} - \text{межа сильного і слабого полів}).$ Нижче розглянемо провідність у сильному полі, де $F > F_{кр}$.

У сучасних мікросхемах збільшення степеня інтеграції приводить в окремих областях кристала до появи електричного поля з напругою більше критичної. У сильних полях порушується закон Ома, тому що провідність є функцією поля. Оскільки $\sigma = neU$, то провідність може бути польовою функцією концентрації носіїв $n=f(F)$ або рухливості $U=f(F)$. Може бути також і те, і друге разом.

Найпоширенішим механізмом дії поля на концентрацію носіїв є термоелектронна іонізація Френкеля. У реальних напівпровідникових приладах і елементах мікросхем завжди бувають дефекти структури, що спричиняють появу глибоких електронних рівнів у забороненій зоні напівпровідника. Захоплення носіїв цими рівнями створює можливість у подальшому змінненні концентрації за рахунок активаційного процесу збудження (рис. 2.46, а). Такі іонізовані центри розглядаються як кулонівські з кулонівським потенціалом. Прикладене зовнішнє сильне поле викликає деформацію зон (нахил рівнів E_c і E_v) і, отже, деформацію кулонівських потенціалів. З урахуванням суперпозиції полів буде зміщення кулонівських потенціалів на величину ΔE (рис. 2.46, б), що приводить до зростання можливості збудження центра і переходу електрона у зону провідності. З рівності

$$E'_\alpha = E_\alpha - \Delta E \quad (2.144)$$

впливає, що вірогідність збудження

$$W = W_0 e^{-\frac{E_\alpha}{kT}} e^{\frac{\Delta E}{kT}}. \quad (2.145)$$

Зміщення енергії активації ΔE визначено Френкелем за польовою залежністю

$$\Delta E = \beta_\phi F^{\frac{1}{2}}, \quad (2.146)$$

Стала Френкеля

$$\beta_\phi = \sqrt{\frac{e^3}{\pi \epsilon \epsilon_0}}, \quad (2.147)$$

де ϵ - діелектрична проникність матеріалу напівпровідника; ϵ_0 - абсолютна проникність; e - заряд електрона. Густина струму у сильному полі визначається залежністю

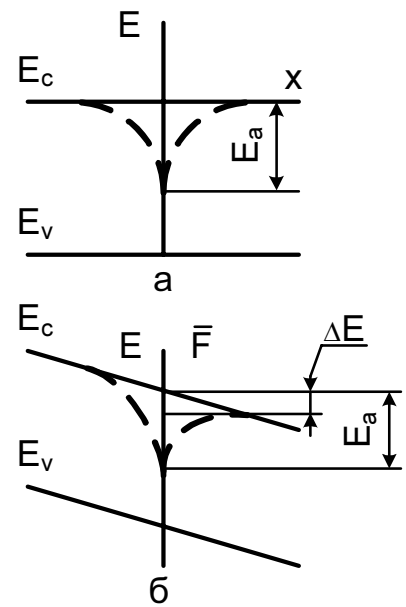


Рис. 2.46

$$j = eN_k U F e^{-\frac{E_a}{kT}} e^{\frac{\beta_\Phi F^2}{kT}}, \quad (2.148)$$

де N_k - концентрація кулонівських центрів.

Зазвичай експериментально визначені залежності подаються у напівлогарифмічних координатах ($\ln j$, $F^{1/2}$) і мають вигляд прямих з нахилом α :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\beta_\Phi}{kT}. \quad (2.149)$$

У реальних об'єктах перехід електронів виконується з вільним імпульсом, що не враховано у теорії Френкеля. Було розроблено теорію Хіла й розглянуто випадки збудження електронів у "сферу" та "напівсферу".

Показано, що густина струму визначається гіперболічною функцією

$$j = f(\operatorname{ch} \alpha - \operatorname{sh} \alpha). \quad (2.150)$$

У реальних структурах стан ґрат в межах кулонівського центра може значно відрізнятись від незбудженого об'єму.

У сильному полі має місце залежність рухливості від поля $U = f(F)$. У загальному вигляді рухливість

$$U = \frac{e\lambda v}{m^* V} \quad (2.151)$$

є функцією довжини вільного пробігу λ і ефективної маси m^* . На довжині λ електрон одержує додаткову енергію $\Delta E = e\lambda F$.

Це відповідає збільшенню кінетичної енергії за відомою формулою $\Delta E = \frac{m v^2}{2}$. Очевидно, що швидкість електрона буде функцією поля:

$$V = f(F^2). \quad (2.152)$$

У високотемпературній області, коли $T > \theta_D$, при розсіюванні на фононах рухливість визначатиметься функцією

$$U = f(v^{-1}) = f(F^{-2}). \quad (2.153)$$

В області низьких температур при $T < \theta_D$ переважають розсіювання на заряджених центрах. Функція рухливості має вигляд

$$U = f(F^{\frac{3}{2}}). \quad (2.154)$$

Ефективна маса може змінюватися у напівпровідниках, які мають складну функціональну залежність енергії по хвильовому вектору $E = f(K)$ з двома і більше мінімумами. Наприклад, арсенід галію, що широко використо-

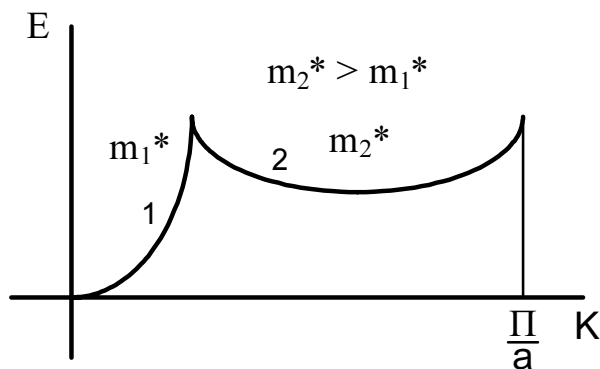


Рис. 2.47

вугється у мікроелектроніці, має два мінімуми (дві долини) – дводолинний напівпровідник (рис. 2.47). Кожна долина характеризується своєю ефективною масою, а отже, і своїми значеннями рухливості носіїв. Перехід носіїв під дією сильного поля з долини 1 у долину 2 супроводжується утворенням електронних доменів у зразках напівпровідника, ввімкнених у зовнішній електричний ланцюг, їх зривом і переміщенням, що у зовнішньому електричному ланцюзі відображується послідовністю імпульсів з періодом T . Таке явище іменується ефектом Ганна, а прилади на його основі - діодами Ганна.

2.4.7. ПРОВІДНІСТЬ НЕКРИСТАЛІЧНИХ СТРУКТУР

У мікроелектроніці використовуються некристалічні речовини, такі, як діелектрики, напівпровідники та халькогенідні склоподібні напівпровідники (ХСН). Вони мають енергетичні діаграми, що становлять комплекс із відомих діаграм Коломійця, Овшинського і Мота (див. рис. 2.20).

1. Модель Коломійця відповідає елементарній моделі некристалічного стану, у якій дозволені рівні у забороненій зоні (хвіст зон) з'являються за рахунок зміщення атомів з положення рівноваги (див. рис. 2.20, а).

2. Модель Овшинського розроблена для пояснення особливостей провідності ХСН, наприклад, ефекту переключення із високоомного стану у низькоомний, (див. рис. 2.20, в).

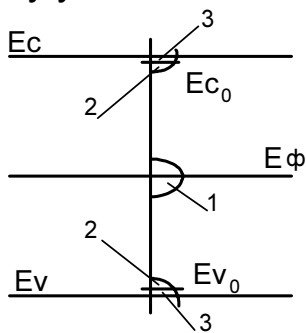


Рис. 2.48

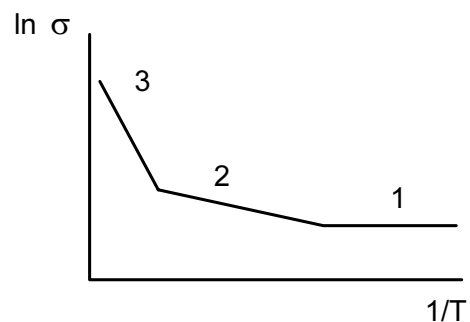


Рис. 2.49

3. Модель Мотта (рис. 2.48) пояснює присутність у функції провідності некристалічних напівпровідників від температури трьох ділянок.

Перша ділянка безактиваційної провідності (рис. 2.49, відр. 1) (стрибкова провідність) визначається переходами носіїв між дозволеними рівнями нижче і вище рівня Фермі (рис. 2.48, обл. 1).

Друга ділянка (рис. 2.49, відр. 2) викликається перенесенням заряду між локалізованими станами хвостів зон по області 2, (рис. 2.48).

На *третьій ділянці* (рис. 2.49, відр. 3) перенесення здійснюється по нелокалізованих (поширених) станах, що відповідає області 3

(рис. 2.48) у забороненій зоні напівпровідника.

Локалізовані стани - це дозволені стани у хвостах зон, можливість переходу між якими дорівнює нулеві.

Поширені стани - це дозволені стани поблизу екстремумів зон, можливість обміну носіями між якими не дорівнює нулеві.

У елементах мікросхем, зокрема у тонкоплівкових конденсаторах, можливий перенос заряду по одному з перелічених вище механізмів залежно від напруги поля, температури та густини станів. Це збільшує втрати й знижує добротність конденсаторів.

3. АКТИВНІ ЕЛЕМЕНТИ МІКРОСХЕМ

3.1. ЕНЕРГЕТИЧНА СТРУКТУРА, ЗАРЯДИ ТА ПОТЕНЦІАЛИ АКТИВНИХ ЕЛЕМЕНТІВ МІКРОСХЕМ

Сучасна мікроелектроніка базується на створенні та керуванні потенціальними бар'єрами, що забезпечує необхідну функціональну зміну потоків носіїв, а отже, формування й перетворення корисних сигналів. Тому знання контактних явищ й уміння керувати ними забезпечують проектування та створення об'єктів мікроелектроніки.

3.1.1. КОНТАКТ МЕТАЛ - МЕТАЛ

У природі в усіх випадках контакту двох різнорідних речовин на межі виникає контактна різниця потенціалів. У мікроелектроніці часто використовують переходи метал - метал і можлива поява контактної різниці потенціалів повинна враховуватися. Природу контактної різниці потенціалів видно зі схеми, зображеної на рис. 3.1, а, що відображує стан металу 1 (Me1) і металу 2 (Me2) до приведення в контакт, де θ_0 - нульовий потенціал; χ_1 і χ_2 - робота виходу Me1 і Me2 відповідно.

Робота виходу - це робота, яку необхідно здійснити для переміщення одиничного заряду з поверхні тіла в нескінченність. Вона визначається експериментально, її значення залежить від умов підготовки зразка, стану поверхні, з якої виходить заряд, навколишнього середовища та методу визначення.

Після приведення в контакт першого та другого металів, системи носіїв взаємодіють і приходять у рівноважний стан, зумовлений рівністю рівнів Фермі (рис. 3.1, б). На межі виникає стрибок потенціалів:

$$e\phi_0 = \chi_1 - \chi_2 = eV_k, \quad (3.1)$$

де V_k - контактна різниця потенціалів.

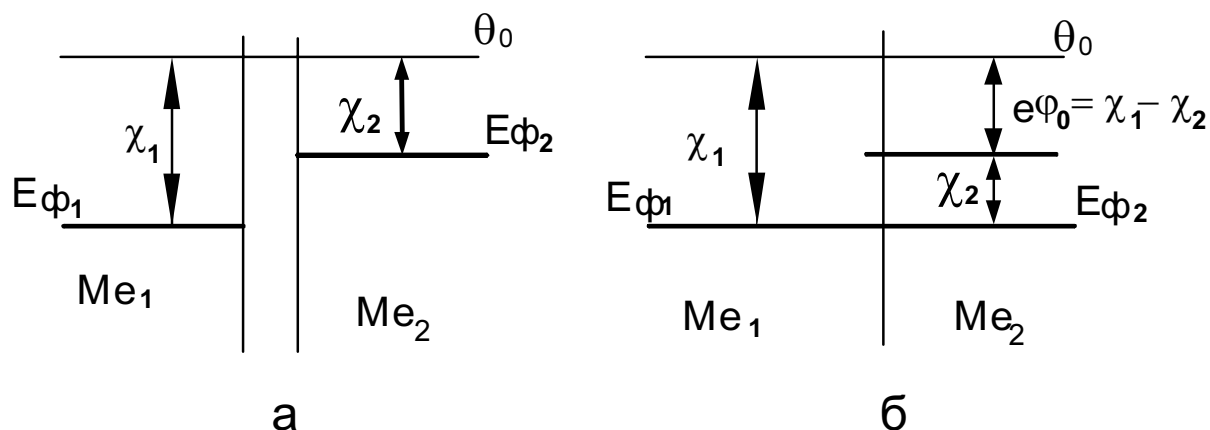


Рис. 3.1

У мікросхемах увімкнення резисторів у ланцюг здійснюється переходом "плівка резистивна - плівка провідна" (Gr-Cu,Gr-Au). Існують обмеження щодо сумісності резистивних і провідникових шарів. Враховуються хімічна активність і можливість появи значних рівнів контактних потенціалів. У мікроелектроніці пари повинні підбиратися з близькими значеннями робіт виходу.

У техніці пари з великими значеннями V_k застосовуються як термопари.

3.1.2. КОНТАКТ НАПІВПРОВІДНИКІВ p і n ТИПУ (p - n ПЕРЕХІД)

У початковому стані p і n області напівпровідника визначаються своїми енергетичними діаграмами з властивими їм рівнями Фермі і роботами виходу (рис. 3.2, а).

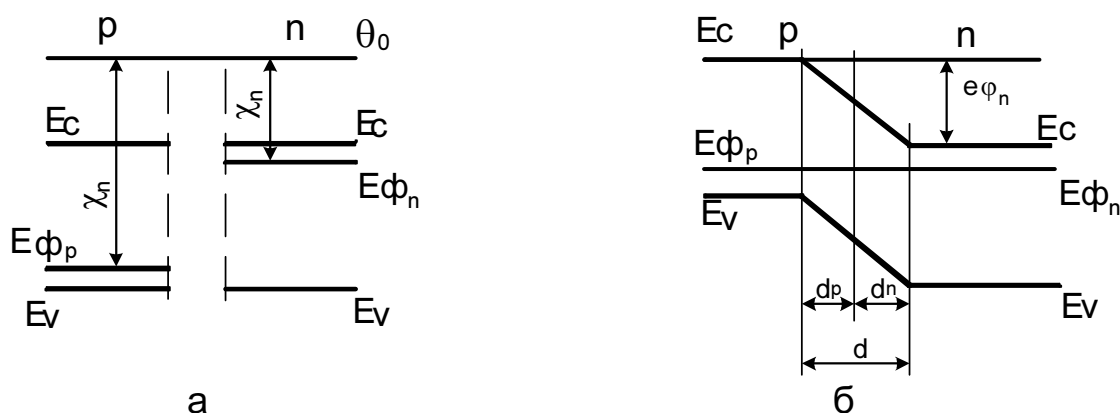


Рис. 3.2

При приведенні в контакт взаємодія систем носіїв p і n областей встановлює рівновагу із загальним рівнем Фермі. Рівноважний стан p-n переходу подається енергетичною діаграмою (рис. 3.2, б), в якій виділяються незбурені p і n області з відносним положенням рівнів Фермі, E_c і E_v , типові для даних напівпровідників. Спостерігається деяка перехідна область шириною d , у якій здійснюється плавний перехід між E_c і E_v рівнями, зумовлений розподілом зарядів і потенціалів у цій області. Вона іменується областю просторового заряду (ОПЗ). Виділяють області шириною d_p і d_n з розподілом ОПЗ в областях p і n відповідно. Такий стан енергетичної діаграми визначається сталими потоками носіїв з області p в область n і навпаки, а також розподілом зарядів некомпенсованих іонізованих атомів домішок.

У початковому стані області характеризуються концентрацією основних і неосновних носіїв (рис. 3.3, а). На межі спостерігається великий градієнт концентрації носіїв, що викликає появу дифузійних потоків електронів і дірок відповідно:

$$j_{D_n} = D_n \frac{dn}{dx}; \quad (3.2)$$

$$j_{D_p} = D_p \frac{dp}{dx}. \quad (3.3)$$

У рівноважному стані встановлюється деякий кінцевий градієнт dn/dx і dp/dx як результат визначеного профілю концентрації електронів і дірок (рис. 3.3, б).

Електрони, що продифундували в область р, і дірки - в область n, є нерівноважними для цих областей. На дифузійній довжині L_n в області р і довжині L_p в області n йде рекомбінація з основними носіями. В результаті цього з'являються некомпенсовані негативно заряджені акцептори в р області та позитивно заряджені донори в області n. Вони створюють позитивний заряд в області n і негативний - в області р (рис. 3.4), величини яких визначаються такими залежностями:

$$Q_n = \int_0^{d_n} \rho_n(x) dx, \quad (3.4)$$

$$Q_p = \int_0^{-d_p} \rho_p(x) dx, \quad (3.5)$$

де $\rho_n(x)$, $\rho_p(x)$ - густина зарядів в n і р областях. Заряди Q_n і Q_p визначають граничний потенціал ϕ_0 і контактну різницю потенціалів V_k . Це внутрішнє поле р-n переходу, що викликає дрейфові потоки електронів і дірок j_{Fn} , j_{Fp} . Рівноважний стан настає, коли дрейфові та дифузійні потоки дорівнюють один одному, тобто $j_{Dn} = j_{Fn}$, $j_{Dp} = j_{Fp}$. Таким чином, рівноважний стан р-n переходу, поданий енергетичною діаграмою рис. 3.2, б є динамічним.

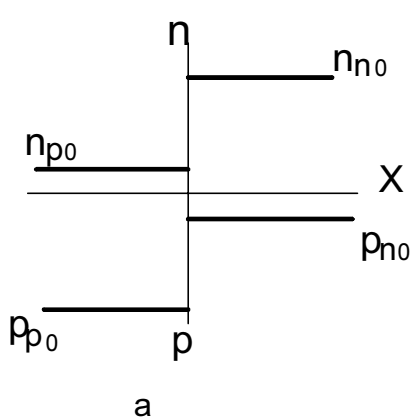


Рис. 3.3

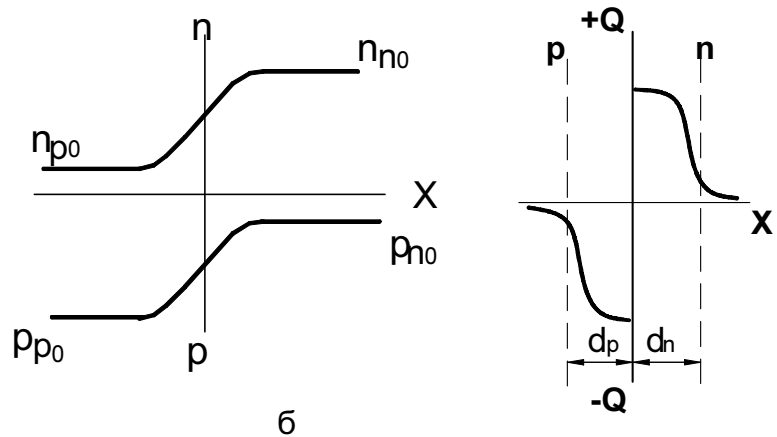


Рис. 3.4

3.1.1. ФУНКЦІЯ ЗМІНИ ПОТЕНЦІАЛУ В р - n ПЕРЕХОДІ

Зміна потенціалу в р-n переході визначається зміною зарядів в ОПЗ і може бути подана роз'язанням рівняння Пуассона:

$$\frac{d^2 E_n(x)}{dx^2} = \frac{e\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (3.6)$$

де $E_n(x) = -e\varphi(x)$.

У р - n переході при нормальних температурах і найчастіше застосовуваних легуючих елементах р і n областей, густина розподілу заряду на межі ОПЗ визначається концентрацією акцепторної та донорної домішок N_a і N_d . Враховуючи мале значення енергії положення акцепторних і донорних рівнів E_a і E_d , вважають, що $\rho(x) \approx -dp = -ep_{p_0}$, а $\rho(x) \approx -dn = en_{n_0}$. Відповідно, рівняння Пуассона мають вигляд

$$\frac{d^2 E_n(x)}{dx^2} = -\frac{e^2 p_{p_0}}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad \frac{d^2 E_n(x)}{dx^2} = \frac{e^2 n_{n_0}}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (3.7)$$

Ці рівняння можна розв'язати для таких граничних умов:

$$x = -d_p, \quad \varphi(x) = \varphi_0 \quad \text{і} \quad x = d_n, \quad \varphi(x) = 0.$$

Для $x = -d_p$, $\frac{d\varphi(x)_p}{dx} = 0$, а для $x = d_n$, $\frac{d\varphi(x)_n}{dx} = 0$. У точці $x=0$

$$E(x)_p = E(x)_n \quad \text{і} \quad \frac{dE(x)_p}{dx} = \frac{dE(x)_n}{dx}.$$

Розв'язок рівняння Пуассона для $x < 0$

$$E(x) = E_0 - \frac{e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} p_{p_0} (d_p + x)^2, \quad (3.8)$$

а для $x > 0$ -

$$E(x) = \frac{e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} n_{n_0} (d_n - x)^2. \quad (3.9)$$

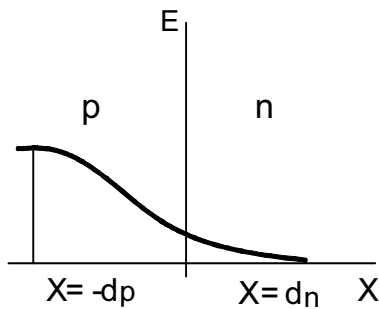


Рис. 3.5

Функція $E(x)$ не лінійна, а квадратична в ОПЗ для прийнятих умов розподілу n_{n_0} і p_{p_0} (рис. 3.5). Розглянута модель найпростіша, а в реальних приладах ця функція більш складна.

Загальна ширина р-n переходу залежить від концентрації носіїв і визначається залежністю

$$d = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e^2} (e\varphi \pm eV) \frac{p_{p_0} + n_{n_0}}{p_{p_0} n_{n_0}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.10)$$

3.1.2. ПРЯМЕ ЗМІЩЕННЯ р-n ПЕРЕХОДУ

У робочому режимі на р-n перехід подається різниця потенціалів. Залежно від напрямку прикладеного зовнішнього

електричного поля говорять про зміщення переходу в прямому або зворотному напрямках.

При прямому зміщенні зовнішнє поле протилежне внутрішньому. Це приводить до зміщення рівня Фермі в області n відносно p на величину eV , а отже, і рівнів E_c і E_v так, що висота бар'єра $e\phi$ зменшується на eV :

$$e\phi = e\phi_0 - eV. \quad (3.11)$$

Зменшується й ширина бар'єра d . Енергетичну діаграму прямо зміщеного p - n переходу показано на рис. 3.6. Збільшується ймовірність переходу електронів з області n в область p , а дірок - з області p у область n . Це створює на межі незбуреної області концентрацію електронів:

$$n_{p(0)} = n_{n_0} e^{\frac{e\phi}{kT}}. \quad (3.12)$$

З урахуванням (3.11) формула (3.12) набуває вигляду

$$n_{p(0)} = n_{n_0} e^{\frac{e\phi_0}{kT}} e^{\frac{eV}{kT}} = n_{p_0} e^{\frac{eV}{kT}}. \quad (3.13)$$

Електрони в p області є нерівноважними носіями, їхня поведінка підпорядковується рівнянню неперервності, що має вигляд

$$D_{n_p} \frac{d^2 n_p(x)}{dx^2} - \frac{n_p(0) - n_{p_0}}{\tau_{n_p}} = 0. \quad (3.14)$$

Перша складова лівої частини рівняння відображує дифузійний потік, а друга - рекомбінацію нерівноважних носіїв.

При незмінному зовнішньому полі встановлюється стаціонарний розподіл нерівноважних носіїв $n_p(x)$ і $p_n(x)$. З'являється градієнт носіїв, що викликає дифузійний потік:

$$j_{D_{n_p}} = D_{n_p} \frac{dn_p(x)}{dx}. \quad (3.15)$$

Розв'язок рівняння неперервності такий:

$$n_p(x) - n_{p_0} = (n_p(0) - n_{p_0}) \cdot e^{-\frac{x}{L_{n_p}}}. \quad (3.16)$$

З урахуванням (3.12) вираз (3.16) набуває вигляду

$$n_p(x) = n_{p_0} + n_{p_0} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_{n_p}}}, \quad (3.17)$$

де L_{n_p} - дифузійна довжина електронів в області p . Функція для області n

$$p_n(x) = p_{n_0} + p_{n_0} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_{p_n}}}, \quad (3.18)$$

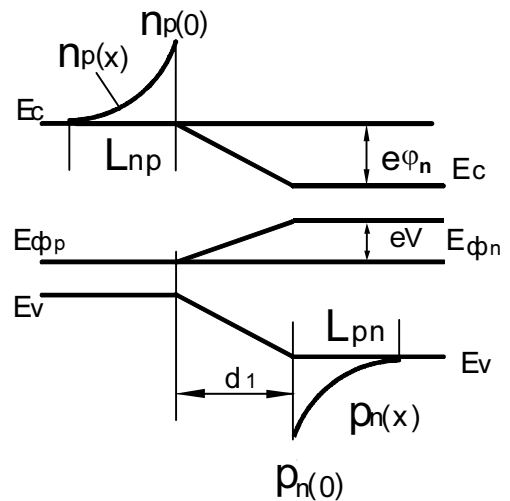


Рис. 3.6

де L_{p_n} - дифузійна довжина дірок в області n.

Збільшення V приводить до росту дифузійних потоків j_{Dn} і j_{Dp} порівняно з рівноважним станом і, відповідно, до зменшення дрейфових потоків так, що їхня рівність порушується. Практично дифузійні потоки значно перевищують дрейфові й в остаточному підсумку визначають прямий струм через перехід.

3.1.3. ЗВОРОТНЕ ЗМІЩЕННЯ p-n ПЕРЕХОДУ

Зворотне зміщення p-n переходу досягається його ввімкненням у зовнішній ланцюг, що створює зовнішнє поле, яке є паралельним внутрішньому полю переходу. В області ОПЗ ці поля складаються, що викликає збільшення бар'єра на величину eV :

$$e\varphi = e\varphi_0 + eV. \quad (3.19)$$

На енергетичній діаграмі (рис. 3.7) це відображується зміщенням рівня Фермі n області вниз щодо рівня Фермі p області. Рівні E_c і E_v переміщуються еквідистантно.

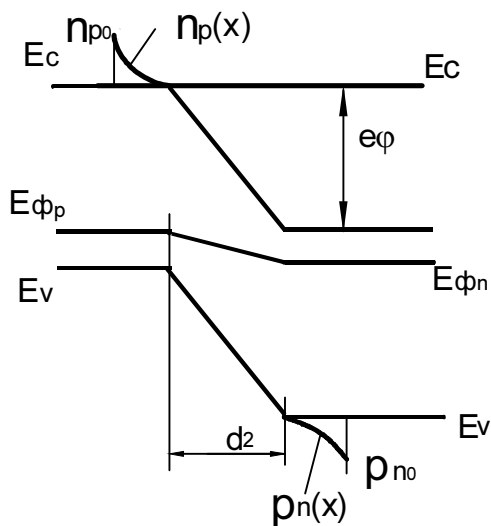


Рис. 3.7

Сильне поле p-n переходу викликає екстракцію носіїв з ОПЗ. Електрони вимиваються в область n, а дірки – в область p. Концентрація носіїв, що залишилися, мала, тому ОПЗ є високоомною. Кінцевий зворотний струм переходу викликається підживленням ОПЗ дифузійними потоками носіїв: дірок з області n (j_{Dp}) електронів з області p (j_{Dn}). Дифузія визначається градієнтом дірок і електронів на границях ОПЗ в p і n областях за рахунок профілів концентрації неосновних носіїв.

Таким чином, як при прямому, так і при зворотному зміщенні результуючі струми через перехід мають дифузійну природу.

3.1.4. ВОЛЬТ-АМПЕРНА ХАРАКТЕРИСТИКА p-n ПЕРЕХОДУ

Графічно вольт-амперну характеристику ВАХ p-n переходу зображено на рис. 3.8. Пряма гілка визначається сумою струмів електронів і дірок при прямому зміщенні:

$$i_{\Sigma} = i_n + i_p, \quad (3.20)$$

де $i_n = e j_{Dn}$, а $i_p = -e j_{Dp}$.

З огляду на те, що

$$j_{Dn} = D_n \frac{dn_p(x)}{dx} \quad \text{і} \quad j_{Dp} = -D_p \frac{dp_n(x)}{dx}, \quad (3.21)$$

на межі переходу ($x=0$) з урахуванням (3.17) і (3.18) одержують

$$i_{\Sigma} = e \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right) \left[\exp\left(\pm \frac{eV}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (3.22)$$

У короткому запису

$$i_{\Sigma} = i_s \left[\exp\left(\pm \frac{eV}{kT}\right) - 1 \right], \quad (3.23)$$

де знак “+” - пряме зміщення, “-” - зворотне.

При зворотному зміщенні зворотна гілка ВАХ викликається також сумою дифузійних струмів і подається аналогічною залежністю.

Розбіжність між прямою та зворотною гілками полягає у досягненні граничного значення зворотного струму, що називається *струмом насичення* i_s . Він досягається, коли $e^{-eV/kT} \ll 1$, і тоді $i = -i_s$.

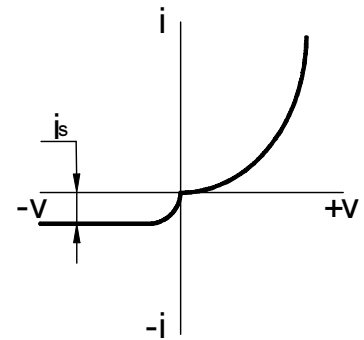


Рис. 3.8

3.1.5. ПРОБІЙ p-n ПЕРЕХОДУ

При досить великих зворотних зміщеннях настає різке зростання струму, що характеризує пробій p-n переходу. Розрізняють такі механізми пробою (рис. 3.9): тепловий (1), лавинний (2), тунельний (3).

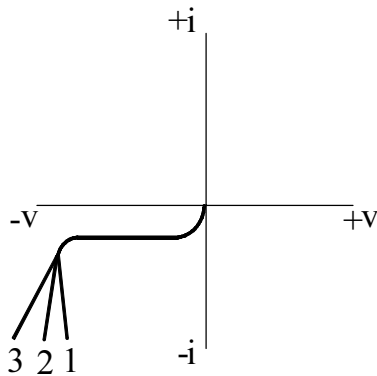


Рис. 3.9

Тепловий пробій настає тоді, коли порушується баланс енергії, що виділяється в переході (W_B) і переноситься від p-n переходу (W_0) так, що $W_B > W_0$. Процес саморозвивається. Його характеристика (1) має ділянку негативного диференціального опору.

Лавинний пробій пов'язаний з лавинним розмноженням носіїв в області p-n переходу при досягненні енергії носіїв (E_H) більше енергії іонізації (E_i) атомів речовини переходу $E_H > E_i$. Енергія носіїв досягається в досить широкому переході:

$$E_H = edF, \quad (3.24)$$

де F - напруга поля.

Тунельний пробій спостерігається у вузькому р-п переході, коли хвильові функції носіїв n і p областей перекриваються і ймовірність тунелювання зростає.

3.1.6. ЄМНІСТЬ р-п ПЕРЕХОДУ

У зв'язку з накопичуванням просторового заряду р і n областей структура р-п переходу має електричну ємність, що визначає її частотні властивості. Розрізняють бар'єрну та дифузійну ємності.

Бар'єрна ємність утворюється некомпенсованими зарядами іонізованих донорних і акцепторних атомів домішок і визначається як ємність плоского конденсатора:

$$C_B = \frac{\epsilon\epsilon_0 \cdot S}{d}, \quad (3.25)$$

де S – площа переходу; d – ширина р-п переходу,

$$d = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e^2} (e\phi \pm eV) \frac{n_{n_0} + p_{p_0}}{n_{n_0} \cdot p_{p_0}} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (3.26)$$

Вона залежить від концентрації р і n легованих областей і величини зміщенні V. Позитивне зміщення викликає збільшення ємності, а зворотне – зниження. Така залежність дозволяє керувати величиною ємності та використовувати цей ефект для створення спеціальних напівпровідникових приладів – *варикапів*. Величина цієї ємності визначає частотні й імпульсні властивості приладу.

Дифузійна ємність характеризується зміною заряду ОПЗ при прямому зміщенні за рахунок накопичення продифундованих у р області неосновних носіїв електронів, а в n області - дірок, що на дифузійній довжині L_{np} і L_{pn} не встигли рекомбінувати. Енергетичну діаграму показано на рис. 3.6. Величини зарядів нерівноважних носіїв Q_n і Q_p визначаються так:

$$Q_n = \int_0^{-L_{np}} n_p(x) dx, \quad (3.27)$$

$$Q_p = \int_0^{L_{pn}} p_n(x) dx. \quad (3.28)$$

З іншого боку, накопичення зарядів пропорційно дірковому й електронному струмам. Ємність має вигляд

$$C_{\text{диф}} = \frac{eS}{kT} (i_n \tau_n + i_p \tau_p), \quad (3.29)$$

де S - площа переходу; i_n - електронний струм; τ_n - час життя електронів; i_p - дірковий струм; τ_p - час життя дірок.

Частотна залежність дифузійної ємності

$$C_{\text{диф}} = f(\omega)^{-\frac{1}{2}}. \quad (3.30)$$

Оскільки дифузійна ємність є результатом накопичення некомпенсованих носіїв при прямому зміщенні і залежить від часу життя зарядів, то вона є залежною від періоду, а отже, і частоти зовнішнього сигналу. На високих частотах ємністю $C_{\text{диф}}$ можна знехтувати.

3.1.7. ТРАНЗИСТОРНІ СТРУКТУРИ

Транзисторна структура являє собою тришарову структуру з напівпровідників, що мають різні типи провідності і створюють два протилежно ввімкнених р-п переходи (рис. 3.10, а). На рис. 3.10, б зображено енергетичну діаграму біполярного транзистора n-p-n типу.

У рівноважному стані переходи емітер-база (Е-Б) і база колектор (Б-К) характеризуються попарно однаковими потоками носіїв дифузійних і дрейфових потоків електронів і дірок.

Для створення робочого режиму транзисторної структури необхідно забезпечити пряме зміщення переходу Е-Б і зворотне зміщення переходу Б-К. У такому випадку енергетична діаграма матиме вигляд, зображений на рис. 3.11. Дифузійна довжина $L_{\text{нб}}$ неосновних носіїв у базовій області визначається ступенем її легування.

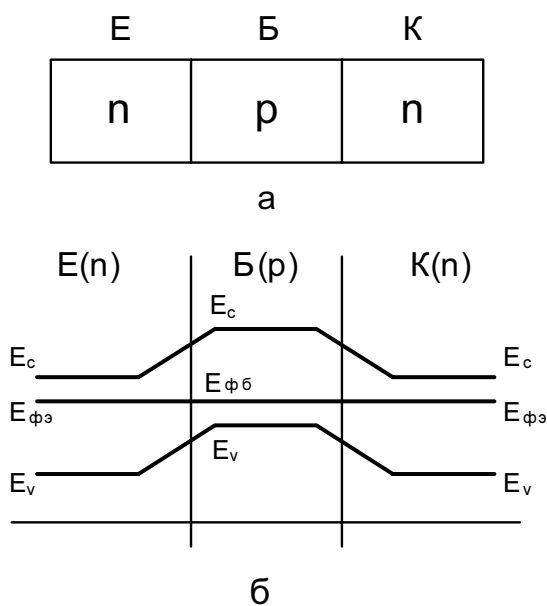


Рис. 3.10

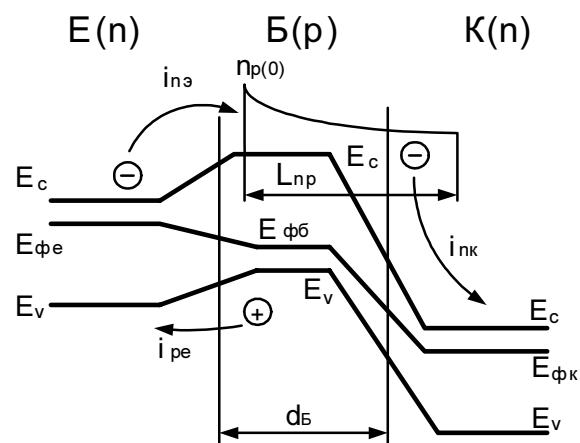


Рис. 3.11

У робочому режимі прямозміщений перехід Е-Б забезпечує інжекцію електронів з емітерної області у базову, де вони частково рекомбінують на дифузійній довжині $L_{\text{нб}}$, а електрони, що залишилися, досягають переходу Б-К, сильне поле якого виносить носії в область

колектора. Прагнуть забезпечити високий коефіцієнт передачі, що характеризує втрати електронів у базовій області, та наблизити їх до нуля за рахунок забезпечення нерівності

$$L_{nб} \gg d_{\delta}. \quad (3.31)$$

Збільшити довжину вільного пробігу можливо за рахунок зменшення швидкості рекомбінації при зниженій концентрації дірок у базовій області, що досягається меншим легуванням бази. Це так само призводить до зниження діркового струму емітера, що збільшує коефіцієнт інжекції:

$$\gamma = \left(\frac{\partial I_{pe}}{\partial I_e} \right). \quad (3.32)$$

До групи внутрішніх параметрів відносяться ефективність емітера, коефіцієнт перенесення β , ефективність колектора α^* .

Ефективність емітера при правильній організації структури наближається до одиниці, що впливає із залежностей

$$\gamma = 1 - \frac{I_{pe}}{I_{ne}}, \quad (3.33)$$

$$\gamma = 1 - \frac{P_{po} d_{\delta}}{n_{no} L_{nб}}, \quad (3.34)$$

$$\gamma = 1 - \frac{N_A \cdot d_{\delta}}{N_D \cdot L_{nб}}. \quad (3.35)$$

де I_{pe} - потік дірок з бази в емітер; I_{ne} - потік електронів з емітера в базу; P_{po} , n_{no} - основні носії у базі та емітері; N_A , N_D - концентрація акцепторів й донорів у базі та емітері; $L_{nб}$ - дифузійна довжина електронів у базі транзистора.

Коефіцієнт перенесення β показує, яка частина інжектованих у базу електронів досягає колектора:

$$\beta = \left(\frac{\partial I_{nk}}{\partial I_{ne}} \right), \quad (3.36)$$

$$\beta = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{d_{\delta}}{L_{nб}} \right)^2. \quad (3.37)$$

Ефективність колектора α^* близька до 1.

Зовнішнім параметром транзистора є коефіцієнт посилення по струму:

$$\alpha = \left(\frac{\partial I_k}{\partial I_e} \right), \quad (3.38)$$

$$\alpha = \gamma \beta \alpha^*. \quad (3.39)$$

Очевидно, що α наближається до одиниці, коли співвідношення $\frac{d_{\delta}}{L_{nб}}$ достатньо мале.

3.1.8. ТУНЕЛЬНИЙ ДІОД

Тунельний р - n перехід створюється у контакті вироджених р і n областей напівпровідника. Перенесення заряду здійснюється за рахунок тунелювання. В інтегральних схемах або напівпровідникових приладах таке перенесення можливе між острівцями острівкової плівки, виділеннями металевої фази у діелектрику, структурах метал - бар'єр - метал, вироджених областях напівпровідників, розділених високоомними областями. Різні варіанти зазначених систем, створених навмисно або таких, що з'явилися випадково як паразитні області, присутні у реальних структурах. При проектуванні мікросхем, а також при формуванні їх моделей з наступним аналізом процеси тунелювання необхідно враховувати.

Енергетичну діаграму тунельного переходу у рівноважному стані зображено на рис. 3.12, а.

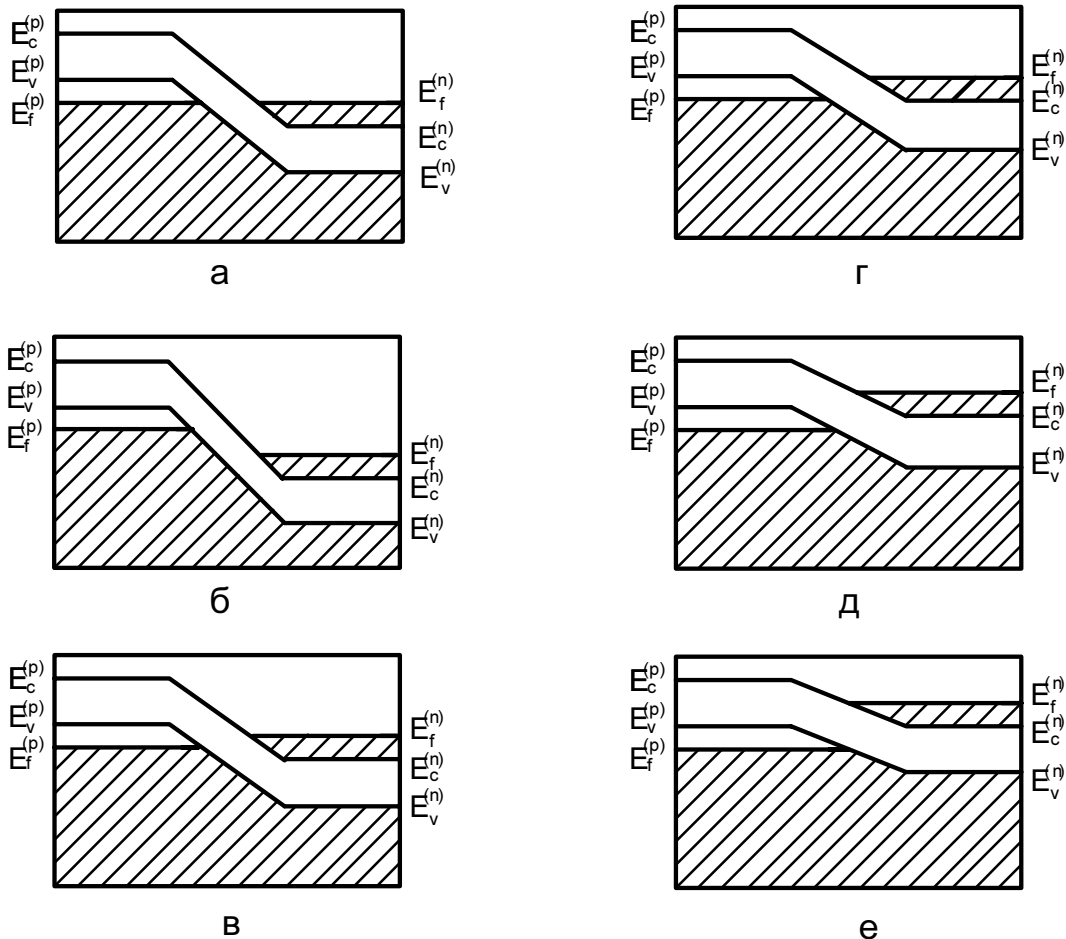


Рис. 3.12

Явище тунелювання спостерігається при переході носіїв із зайнятого рівня з одного боку на такий же вільний рівень з іншого боку бар'єра без зміни енергії. Ймовірності переходів з n у р область і навпаки визначають за такими формулами:

$$W_{n-p} = Df_{fn}(1 - f_{fp}), \quad (3.40)$$

$$W_{p-n} = Df_{fp}(1 - f_{fn}), \quad (3.41)$$

де D - прозорість бар'єра що у загальному випадку визначається як:

$$D = D_0 e^{-\frac{2}{h} \sqrt{2m(U_0 - E)} d}, \quad (3.42)$$

а $f_{\phi n}, f_{\phi p}$ - функції розподілу Фермі – Дірака у n і p областях в інтервалі від E_V до E_C , які визначають ймовірності наявності електронів на енергетичних рівнях у цьому інтервалі; $(1 - f_{\phi p}), (1 - f_{\phi n})$ - додаткові функції, що характеризують наявність вільних рівнів у n і p областях (рис. 3.13). У рівноважному стані виконуються такі рівності: $f_{\phi n} = f_{\phi p}$, $W_{p-n} = W_{n-p}$, а отже, і потоки J_{Tp-n} , J_{Tn-p} дорівнюють один одному.

Таким чином, як і у випадку звичайного випрямного p-n переходу, рівноважний стан тунельного діода є динамічним.

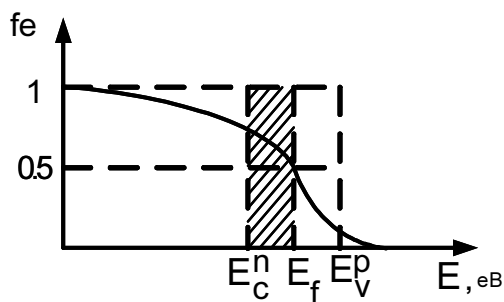


Рис. 3.13

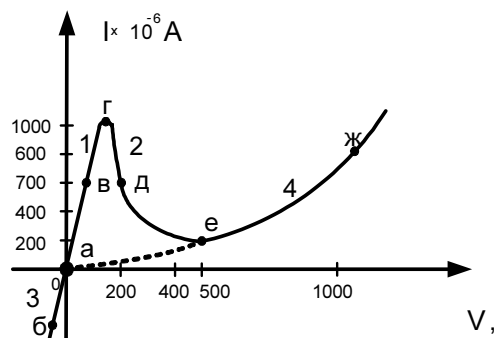


Рис. 3.14

ВАХ тунельного діода характеризується наявністю ділянки негативного диференціального опору і має вигляд, зображений на рис. 3.14, де ділянка 1 – збільшення тунельного струму при наростанні позитивного зміщення, ділянка 2 – негативного диференціального опору, ділянка 3 – тунельного струму при зворотньому зміщенні, ділянка 4 – дифузійного струму.

Точка Г – максимум тунельного струму, у точці е – нульовий тунельний струм. Такий вигляд ВАХ з ділянкою НДО зручний для створення високочастотних генераторів.

Енергетичну діаграму переходу, що відповідає випадку максимуму тунельного струму, зображено на рис. 3.12, г. Інтервал енергій, у яких можливе тунельне перенесення,

скорочується до $\Delta E = E_V^p - E_C^n$. При цьому у p області рівні, на яких можливий обмін, лежать вище рівня Фермі, а в області n - нижче. З функції Фермі – Дірака (рис. 3.13) видно, що для такого положення рівнів виконуватимуться нерівності $f_{\phi n} > f_{\phi p}$, $(1 - f_{\phi p}) > (1 - f_{\phi n})$, $W_{p-n} < W_{n-p}$. Таким чином, тунельний обмін електронами у точці А створює максимальний струм i_m як різницю $i_m = i_{tn-p} - i_{tp-n}$.

Енергетичну діаграму ділянки 1 зображено на рис. 3.12, в. При зміщенні в інтервалі $0 < U < U_m$ переміщення рівнів у n області щодо p області приводить до переважної наявності заповнених рівнів у n області, що лежить нижче рівня Фермі. Рівень $E_{\phi p}$ лежить в інтервалі $[E_{\phi n}; E_C]$. Скорочення кількості заповнених рівнів у області p викликає до збільшення потоку тунелюючих електронів з області n в область p.

Енергетичну діаграму ділянки 2 зображено на рис.3.12, д. Тунельний обмін можливий в інтервалі $[E_v^p; E_c^n]$. З енергетичної діаграми та функції Фермі випливає, що асиметрія розподілу зайнятих і вільних рівнів у міру збільшення зміщення зменшується, що знижує ймовірність переходу носіїв з області n до області p. Загальну кількість носіїв в активному інтервалі n області визначають за формулою

$$N(E) = \int_{E_c}^{E_v} q_{\phi_n} f_n dE, \quad (3.43)$$

Зменшення струму на ділянці НДО пов'язане зі зменшенням кількості електронів на дозволених рівнях у n області, які можуть тунелювати на вільні рівні p області. У точці е зміщення таке, що рівні E_{v_p} , E_{c_n} збігаються і відсутнє поле дозволених енергетичних рівнів для тунельного обміну. Тунельний струм дорівнює нулеві. Далі на ділянці 4 протікає тільки дифузійний струм.

Енергетична діаграма ділянки 3 має вигляд, зображений на рис. 3.12, б. Видно, що в області p в інтервалі енергій, дозволених для обміну, рівні переважно зайняті електронами, тобто $f_{\phi_n} < f_{\phi_p}$, тому тунельний потік електронів з області p в область n більше потоку з області n у область p.

3.2. ПОВЕРХНЕВІ ЯВИЩА

Реальні мікросхеми формуються в монокристалах або монокристалічних шарах, епітаксильно вирощених на монокристалічних підкладках, що мають обмежуючі поверхні. Наявність поверхонь є порушенням структури, що істотно відрізняє реальні монокристали від ідеальних.

3.2.1. ЗБІДНІННЯ, ЗБАГАЧЕННЯ, ІНВЕРСІЯ

Атоми поверхні мають вільні зв'язки, що призводить до появи додаткових рівнів у забороненій зоні напівпровідника. Вони іменуються рівнями Тамма і розташовуються поблизу рівня Фермі власного напівпровідника (рис. 3.15). Наявність таких рівнів викликає зміну електрофізичних властивостей приповерхневих областей, зокрема збільшення швидкості рекомбінації, а отже, зниження концентрації носіїв і провідності. На відміну від об'ємної провідності виділяють поняття поверхневої провідності. Її вимірюють три-та чотиризондовими методами. Такий стан властивий для ювенільно чистих поверхонь - поверхонь, на яких присутні тільки атоми даної речовини. У реальних мікросхемах поверхні, що обмежують елементи, знаходяться в контакті з атомами та молекулами речовини, що складають навколишнє середовище. Завжди існує взаємодія іонів різної природи, що призводить до їх конденсації з навколишнього середовища на обмежувальні поверхні.

Залежно від їхньої природи на поверхні накопичується негативний або позитивний заряд. Відповідно до цього змінюється енергетичний стан напівпровідника вздовж осі, перпендикулярної до поверхні. Виражається це у викривленні (вигині) зон (рис. 3.16). У загальному випадку негативний заряд на поверхні призводить до позитивного вигину зон (вигин вгору), а позитивний - до негативного (вигин вниз). Виникає поверхневий бар'єр ϕ_0 і область просторового заряду поширюється у середину напівпровідника по осі x на довжину екранізації Дебая:

$$L_D = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 kT}{e^2 n_{po}} \right)^{1/2}. \quad (3.44)$$

На цій довжині змінюється відносне положення домішкового рівня E'_D , що приводить до залежності

$$n_i = (N_C N_D)^{1/2} \times e^{-E'_D / 2kT} \quad (3.45)$$

і зміни концентрації основних носіїв у бік зменшення. Таке явище називається збіднінням приповерхневої області провідника основними носіями.

При подальшому підвищенні негативного заряду, а отже, і збільшенні вигину зони настає момент, коли рівень Фермі власного напівпровідника $E_{\phi i}$ перетинає домішковий рівень у деякій точці А (рис. 3.16, в). В області $x < x_A$ домішковий рівень розташовується

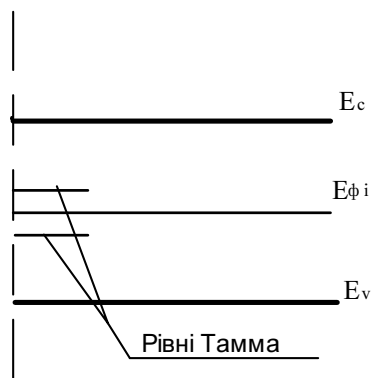


Рис. 3.15

нижче $E_{\phi i}$ і є акцепторним, а при $x > x_A$ - донорним. Тому область $0 < x < x_A$ має діркову провідність, а область при $x > x_A$ - електронну. Явище зміни типу провідності називається явищем інверсії, а відповідна область $0 < x < x_A$ - інверсною. Такий стан створюється навмисно при реалізації польових транзисторів з інверсним каналом. У випадку позитивного заряду на поверхні негативний вигин зон напівпровідника n типу производить

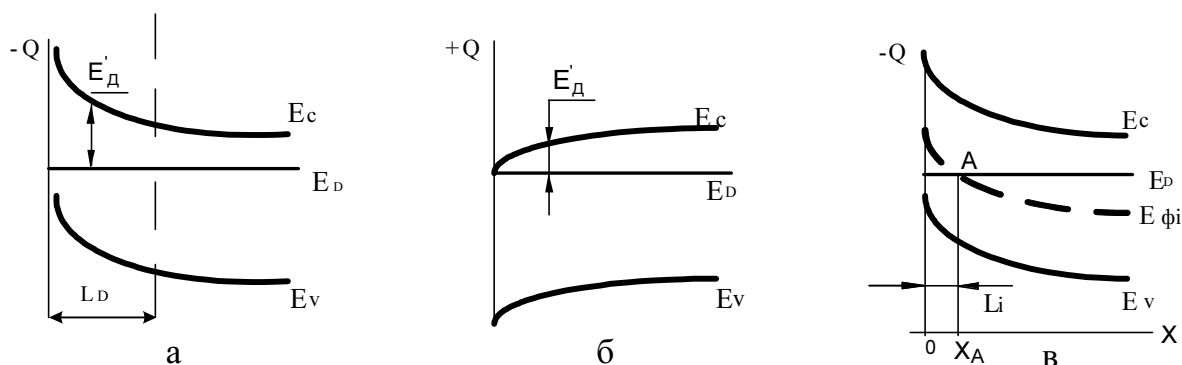


Рис. 3.16

до збагачення основними носіями (рис. 3.16, б). Для напівпровідника р типу стан збагачення викликається негативним зарядом, а збідніння - позитивним.

У реальних мікросхемах і напівпровідникових приладах наявність приповерхневих областей з величиною й типом провідності, що відрізняються, може змінювати зовнішні характеристики або призводити до параметричних і повних відмов внаслідок появи каналів поверхневої провідності між ізольованими областями переходів. Для запобігання паразитним каналам зв'язку. Вживаються спеціальні конструктивно-технологічні заходи.

3.2.2. КОНТАКТ МЕТАЛ - НАПІВПРОВІДНИК

Контакт метал - напівпровідник широко застосовується в мікросхемах і дискретних напівпровідникових приладах для організації виводів окремих елементів у приладах і внутрішній комутації в мікросхемах, а також для реалізації активних елементів, наприклад діодів Шоткі.

У контакті метал напівпровідник системи носіїв у металі і напівпровіднику характеризуються своїми рівнями Фермі та роботами виходу. У результаті взаємодії цих двох систем установлюється термодинамічна рівновага за рахунок обміну носіями. За умови $\chi_{\text{ме}} > \chi_{\text{н/п}}$ ймовірність переходу носіїв з напівпровідника в метал більша за ймовірність зворотного переходу. Внаслідок цього на межі метал – напівпровідник накопичується негативний заряд майже в одній атомній площині, тому що система носіїв у металі вироджена і спектр квазінеперервний. У приповерхневій області напівпровідника довжиною L_D накопичується просторовий заряд некомпенсованих позитивних іонів-донорів. L_D є функцією концентрації донорів і визначається так само, як довжина екранування Дебая в розподілі просторового заряду за наявності поверхневого потенціалу. Вигин зон призводить до появи поверхневого бар'єра висотою ϕ_0 (рис. 3.17, а).

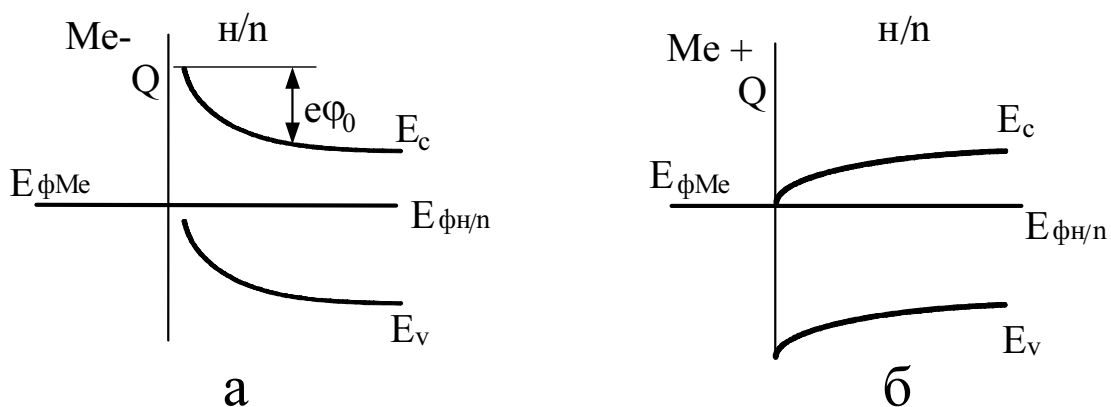


Рис. 3.17

Такий бар'єр є випрямним і характеризується ВАХ ідеального переходу:

$$i = i_s \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (3.46)$$

де i_s визначається перенесенням основних носіїв.

За наявності прямого зміщення бар'єр має вигляд, зображений на рис. 3.18, а. Таке зміщення при позитивному потенціалі на металі і негативному - на напівпровіднику призводить до зниження висоти бар'єра на величину eV і, відповідно, збільшення ймовірності переходу електронів з напівпровідника в метал, тобто збільшенню прямого струму на позитивній гілці ВАХ.

Енергетичну діаграму при негативному зміщенні зображено на рис. 3.18, б. Величина бар'єра збільшується на eV , а тому зменшується ймовірність переходу носіїв, що відповідає малому струму негативної гілки ВАХ.

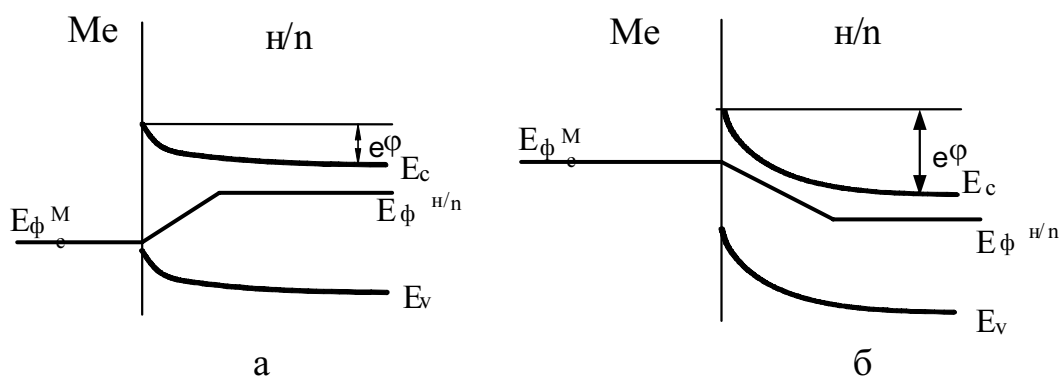


Рис. 3.18

Ефект випрямлення (на його основі побудовано діоди Шоткі) відрізняється порівняно з p-n переходом великою швидкодією, тому що він оснований на інших механізмах перенесення заряду. Однак перехід метал - напівпровідник має менші значення пробивних напруг, що пов'язано з меншою шириною ОПЗ і можливістю появи тунельних зворотних струмів.

Для реалізації контактів з p і n областями напівпровідника використовується непрямої омичний контакт метал - напівпровідник. Досягається це підбором пар метал - напівпровідник з роботою виходу $\chi_{Me} < \chi_{n/p}$. У цьому випадку в рівноважному стані на поверхні металу накопичується позитивний заряд, що призводить до негативного вигину зон і збільшення концентрації основних носіїв у приповерхневій області напівпровідника. Такий контакт не є випрямним і його опір менший за опір незбуреної області напівпровідника, тому він є інжектуючим (див. рис. 3.17, б).

На практиці створення контактів підібрані пари метал напівпровідник, що близькі за роботами виходу, забезпечують відносно слабкі структурні порушення в області ОПЗ, і дозволяють у рівноважному стані одержати інжектуючий контакт.

Незалежно отримані χ_{me} і $\chi_{n/p}$ не завжди відповідають цим значенням у сформованому контакті. Це пов'язано зі зміщеннями квазірівня Фермі напівпровідника за рахунок досить високої густини дозволених рівнів у забороненій зоні, викликаній дефектами приповерхневої області напівпровідника. Тому, наприклад, для пари Al-Si $\chi_{Al} = \chi_{Si} = 4,0$ еВ контакт може бути випрямним.

Для забезпечення омичності контакту на глибину, більшу за L , напівпровідник легують до виродження (створюється кишенька n^+ -сильнолегована). У цій області рівень ϕ свідомо наближається до E_c або навіть буде всередині зони провідності, що й забезпечує омичність контакту.

3.2.3. СТРУКТУРА МЕТАЛ - ДІЕЛЕКТРИК - НАПІВПРОВІДНИК (МДН)

Близько 50% виробництва мікросхем реалізується на основі МДН структур. В основі таких мікросхем знаходяться польові транзистори з ізолюваним затвором. Елементарну схему такого транзистора зображено на рис. 3.19, де затвор є плівкою металу або полікремнію, підзатворний діелектрик виконується з двоокису кремнію, канал транзистора може бути вбудованим або індукованим. Витік і стік виконуються як високолеговані області p^+ або n^+ у високоомній підкладці кремнію n типу або p типу.

МДН – структура у розрізі А-А має три області: метал, діелектрик і напівпровідник.

У вихідному стані метал визначається положенням рівня Фермі та роботою виходу χ_{me} , діелектрик – рівнем Фермі, роботою виходу χ_{Di} , рівнями E_c і E_v , напівпровідник – рівнями E_c , E_v , E_f і роботою виходу напівпровідника $\chi_{n/p}$. У контакті відбувається взаємодія систем носіїв металу і напівпровідника з урахуванням станів діелектрика так, що рівноважна структура має загальний рівень Фермі і бар'єри меж метал - діелектрик і діелектрик - напівпровідник.

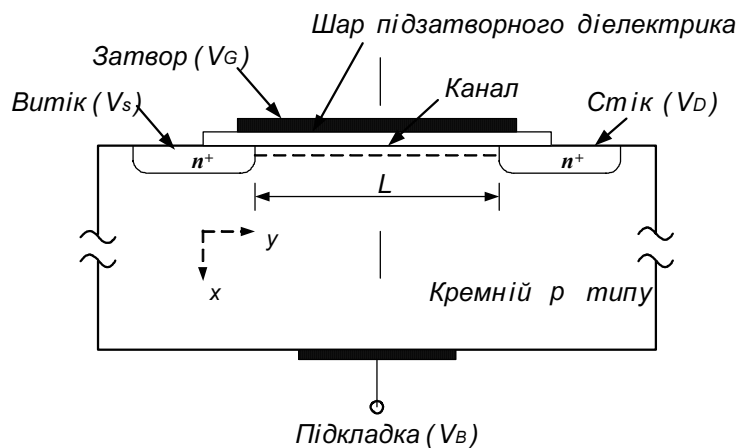


Рис. 3.19

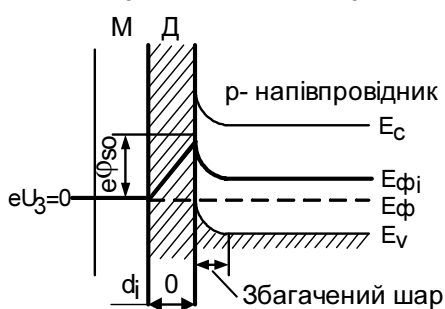


Рис. 3.20

У реальній структурі під час виготовлення підзатворного діелектрика накопичуються заряди. Сумарний заряд залежно від особливостей технологічного процесу може бути позитивним або негативним, з центром на різній відстані від

межі діелектрик - напівпровідник. Якщо сумарний заряд негативний, то енергетична діаграма МДН структури у першому наближенні матиме вигляд, зображений на рис. 3.20, де d_{Di} – товщина шару підзатворного діелектрика (у даному випадку - ширина бар'єра).

Природа заряду така (рис. 3.21): на межі діелектрик - напівпровідник завжди існують незаповнені зв'язки окису кремнію, так що структура являє собою SiO_n , з $n < 2$. Незаповнені зв'язки сприяють захопленню заряду та формують нерухомий граничний заряд у діелектрику Q_f . Аналогічний заряд на обірваних зв'язках Si формується у приповерхневому шарі кременію Q_{it} . У забороненій зоні напівпровідника з'являються дозволені

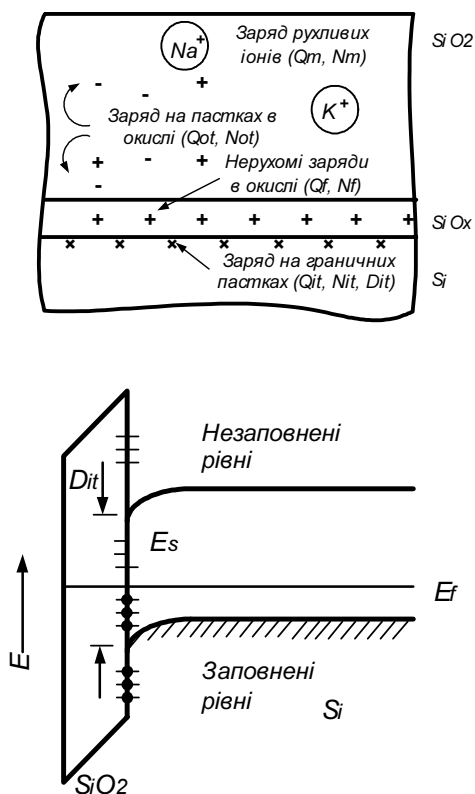


Рис. 3.21

поверхневі стани з густиною N_{SS} , що сприяють захопленню заряду і формуванню перемінного заряду з деяким розподілом по ширині забороненої зони. У процесі окислювання технологічні гази передають у формований окисел легкі, рухливі іони Na^+ , K^+ , H^+ , у результаті чого в окислі з'являється рухливий заряд легких іонів Q_m , що може під дією зовнішнього електричного поля змінювати своє положення. Дефекти некристалічного SiO_2 створюють пастки, на які потрапляє заряд в окислі Q_{ot} . Зовнішні характеристики транзистора залежать від величини сумарного накопиченого заряду, його знаку і положення центра заряду в окислі відносно межі діелектрик - напівпровідник. В основному всі заряди розміщуються в зоні шириною приблизно 60 \AA в області межі діелектрик - напівпровідник. Величина заряду, його структура, густина станів визначаються прийнятою технологією та культурою виробництва.

Практично наявність заряду неминуча. Пов'язано це з природою межі діелектрик - напівпровідник, зокрема, з наявністю переходу від правильної структури монокристала кремнію до некристалічної будови підзатворного діелектрика.

Процес окислення супроводжується одночасною дифузією атомів кисню з газової фази на вільній межі діелектрика до переходу діелектрик - напівпровідник і атомів кремнію до поверхні діелектрика. Процеси дифузії мають бути збалансовані по швидкості реакцій окислення й швидкості реструктуризації об'ємів плівки діелектрика, що

відбувається поступово в процесі росту плівки. При порушенні цього балансу з'являються механічні напруги в шарі діелектрика і на межі діелектрик - напівпровідник, що призводить до руйнування й відшарування плівки. Відомі два процеси окислення: у середовищі вологого кисню і у середовищі сухого кисню. Перший характеризується високою швидкістю росту плівки, але поганою якістю, другий – низькою швидкістю росту при гарній якості. Часто процес проводять у два етапи: швидке нарощування у вологому кисні та формування якісної плівки в сухому кисні. Контрольними параметрами, що характеризують якість діелектрика та якість переходу діелектрик - напівпровідник, є: сумарний заряд, (Q_{sum}), густина станів (N_{ss}), ємність діелектрика (C_{Di}), ємність області просторового заряду $C_{опз}$, ємність плоских зон $C_{пз}$ і напруга плоских зон $V_{пз}$. Вони визначають порогову напругу транзистора, його частотні й імпульсні властивості. Крім того, некристалічний стан діелектрика визначає своєрідну енергетичну діаграму, що характеризується наявністю дозволених рівнів у забороненій зоні напівпровідника. Це спричиняє появу активної складової струму в ланцюгу метал - напівпровідник, наявність якого зменшує якість транзистора, зокрема, знижує вхідний опір, а також збільшує втрати у вхідному колі. У польовому транзисторі керування провідністю каналу здійснюється подачею зміщення на затвор, що призводить до зміни провідності каналу аж до інверсії. У результаті взаємодії систем носіїв металу і напівпровідника через електричне поле зміщення на межах метал - діелектрик і діелектрик - напівпровідник з'являються заряди, що створюють поверхневий потенціал на межі діелектрик - напівпровідник. Як результат – викривлення зон приповерхневої області напівпровідника на довжині екранування Дебая L_D . Викривлення зон призводить до появи збідненої або збагаченої основними носіями приповерхневої області напівпровідника. При деякому значенні потенціалу $V_{пз}$ енергетична

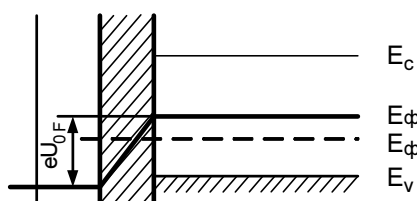


Рис. 3.22

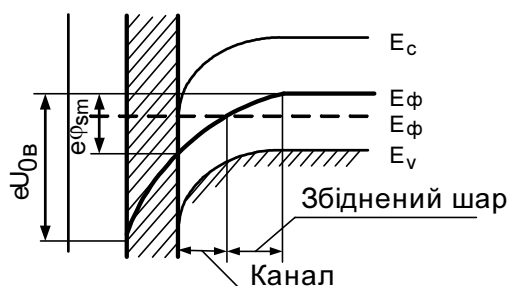


Рис. 3.23

діаграма має вигляд, зображений на рис. 3.22. Такий стан є станом “плоских зон”. Ця назва відтворює характер функцій $E_c = f(x)$; $E_{фi} = f(x)$; $E_v = f(x)$.

Негативний вигин зон у випадку напівпровідника р типу до перетину $E_{фi}$ і E_a викликає появу інверсного каналу з носіями n типу (рис. 3.23).

Показані на рис. 3.20 і рис. 3.23 стани добре відстежуються на вольт-фарадній характеристиці ВФХ (рис. 3.24).

МДН структура у вхідному колі транзистора має певну ємність, що змінюється залежно від величини та

знака зміщення на затворі. У найпростішому випадку еквівалентна схема являє собою дві послідовно з'єднані ємності C_D , C_{OP3} (рис. 3.25).

C_D — ємність шару діелектрика, що визначається як ємність плоского конденсатора:

$$C_D = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d_D}, \quad (3.47)$$

C_{OP3} — ємність шару ОПЗ:

$$C_{OP3} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{L_D}. \quad (3.48)$$

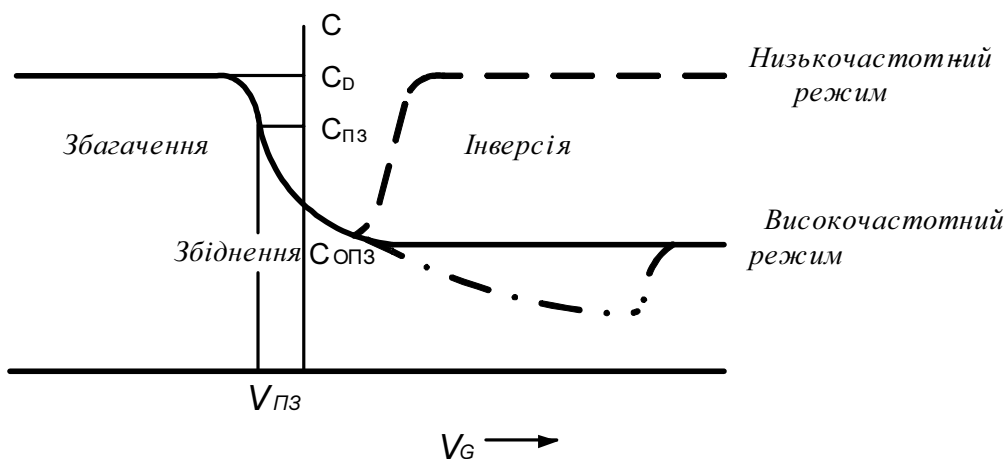


Рис. 3.24

Виконують виміри ефективної ємності:

$$C_{эф} = \frac{C_D \cdot C_{опз}}{C_D + C_{опз}}. \quad (4.19)$$

Можливі два граничних випадки:

1) $C_D \gg C_{опз}$, тоді $C_{эф} = C_{опз}$;

2) $C_{опз} \gg C_D$, тоді $C_{эф} = C_D$.

Усі інші випадки проміжні. Вольт-фарадна характеристика має вигляд, зображений на рис. 3.24. Вимірювати ВФХ можна високочастотним і низькочастотним методами. У високочастотному методі частота тестового сигналу - від 1 кГц до 1 МГц. У низькочастотному методі частота тестового сигналу менше 10 Гц.

Низькочастотний метод використовується для визначення ємності, пов'язаної з перезарядженням глибоких рівнів у забороненій зоні напівпровідника. Це можливо, коли стала часу перезарядження менша від періоду тестового сигналу ($\tau < T$).

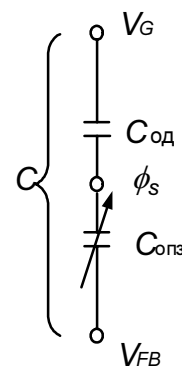


Рис. 3.25

У промисловості використовується високочастотний метод. Для міжопераційного контролю якості підзатворного діелектрика визначаються такі параметри: N_a , N_d , C_d , $C_{опз}$, $C_{пз}$, N_{ss} , Q_{sum} , $V_{пз}$.

ВФХ умовно поділяється на три зони:

1. Область збагачення, що характеризується високою концентрацією носіїв з системою носіїв, близькою до виродженої. Це дає змогу отримати МДН структуру у вигляді плоского конденсатора. Такий стан використовується у мікросхемах для реалізації конденсаторних структур.

2. Область збідніння, яка характеризується густиною поверхневих станів та їх розподілом по забороненій зоні напівпровідника. Положення цієї ділянки по осі V визначається сумарним зарядом $Q_{sum} = C_{пз} V_{пз}$. Характеристика зміщується вправо або вліво залежно від величини та знака заряду. Це використовується у міжопераційному контролі.

3. Стан інверсії, що дозволяє визначити ємність ОПЗ із умови $C_{опз} \ll C_d$, $C_{еф} = C_{опз}$. За цією ділянкою визначають N_d , N_a , $n_{п0}$, $p_{п0}$. Метод потребує попереднього незалежного визначення товщини шару діелектрика та деяких його фізичних параметрів, таких, як ϵ_0 і n_d (коефіцієнта заломлення).

3.2.4. СТРУКТУРА МЕТАЛ - ДІЕЛЕКТРИК - МЕТАЛ

Усі мікроелектронні структури метал - діелектрик - метал використовуються як пасивні елементи, наприклад тонкоплівкові конденсатори, як паразитні елементи перетину трас в ПС, як перспективні активні елементи метал - бар'єр - метал.

У 70-х роках активно велися дослідження тонкоплівкових, активних елементів - діодів і транзисторів. При цьому були отримані параметри, тотожні напівпровідниковим приладам. Недолік даних структур полягає у малому виході придатних елементів.

Матеріали діелектриків, що застосовуються найчастіше: електровакуумне та боросилікатне скло, моноокис кремнію (SiO), п'ятиокис танталу (Ta_2O_5), нітрид кремнію (SiN) та інші матеріали з високими електричними властивостями та значеннями ϵ .

Структури, що застосовують, можуть бути симетричними та асиметричними. Якщо обидва метали мають однакові роботи виходу, то енергетична діаграма симетрична. Положення рівня Фермі в діелектрику визначається спектром дозволених рівнів у забороненій зоні діелектрика і залежно від його особливостей може зміщуватися вниз або вгору від середини забороненої зони. У протилежному випадку бар'єр несиметричний, що може викликати появу ВАХ діодного типу. Таким чином отримують плівкові діоди. За наявності зміщення змінюється характер енергетичної діаграми і, відповідно, висота бар'єра з одного боку діелектрика (рис. 2.36 і рис. 2.37)

При порівняно невеликій висоті бар'єра в таких системах можлива Шотківська провідність (надбар'єрне перенесення заряду) при достатньо високій температурі. При малій ширині діелектрика має місце кінцева ймовірність тунелювання, яка визначається прозорістю бар'єра. Існує й активна складова струму, яка пов'язана з перенесенням носіїв по дозволених станах поблизу рівня Фермі - стрибкова провідність (безактиваційний механізм провідності). Це перенесення впливає на добротність тонкопліткових конденсаторів. У виробництві мікросхем густина станів поблизу рівня Фермі діелектрика залежить від режиму конденсації діелектрика та його стехіометрії.

ВИСНОВОК

У першій частині згідно з програмою підготовки фахівців за напрямком "Електронні апарати" розглянуто класифікацію мікросхем, елементи конструкції та технології ГС і напівпровідникових ІС, електронні процеси в пасивних та активних елементах мікросхем. Досить динамічний розвиток мікроелектроніки потребує від фахівця в галузі електроніки поглибленої базової підготовки з мікроелектроніки, щоби мати можливість самостійно підтримувати свій науково-технічний рівень, достатній для успішного вирішення фахових проблем.

У науково-дослідних організаціях постійно ведуться пошуки нових електронних явищ і технологічних процесів для реалізації мікросхем з кращими масогабаритними та функціональними параметрами. Прикладом може бути перспектива використання явища високотемпературної надпровідності та відкриття Бозе-конденсатів.

Подальший ріст степеня інтеграції призводить до локалізації електронних процесів у просторово й енергетично обмежених об'єктах, що потребує враховувати квантові властивості носіїв і їх систем, отже, й відповідну підготовку фахівців.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Аваев Н.А., Наумов Ю.Е., Фролкин В.Г. Основы микроэлектроники. – М.: Радио и связь, 1991.
2. Митрофанов О.В., Симонов Б.М., Коледов Л.А. Физические основы функционирования изделий микроэлектроники. – М.: Высш. шк., 1987.
3. Коледов Л.А., Ильина Э.М. Гибридные интегральные микросхемы. – М.: Высш. шк., 1987.
4. Козеннов Г.Г., Кремлев В.Я. Полупроводниковые интегральные микросхемы. – М.: Высш. шк. 1987.
5. Бондарь Б.Г. Основы микроэлектроники. – К.: Вища шк., 1987.
6. Лещенко М.Є. Фізичні основи мікроелектроніки. – Х.: Нац. аерокосм. ун-т. «Харк. авіац. ін-т», 2000.
7. Фізичні основи електронної техніки / За ред. З.Ю. Готри. – Л.: Вид-во нац. ун-ту. «Львівська політехніка», 2002.
8. Росада Л. Физическая электроника и микроэлектроника. – М.: Высш. шк., 1991.
9. Микросхемы для бытовой радиоаппаратуры: Справочник. – М.: Радио и связь, 1993.
10. Нефедов А.В. Интегральные микросхемы и их зарубежные аналоги: Справочник. – В 12 т. – М.: Радио софт, 2000.

ЗМІСТ

Вступ.....	3
1. Елементи конструкції та технології мікросхем.....	6
1.1. Елементи конструкції ГІС.....	7
1.2. Елементи технології ГІС.....	11
1.3. Структура елементів ГІС.....	15
1.3.1. Кінетика конденсації та росту плівок.....	15
1.3.2. Монокристалічний, полікристалічний та некристалічний стани елементів мікросхем.....	17
1.3.3. Дефекти кристалічної структури елементів мікросхем.....	20
1.3.4. Методи аналізу структури елементів мікросхем.....	22
1.4. Елементи конструкції напівпровідниках ІС.....	26
1.4.1. Класифікація ІС.....	27
1.4.2. Структура напівпровідникових ІС.....	28
1.4.3. Елементи технології ІС.....	32
2. Електронні процеси в елементах мікросхем.....	36
2.1. Одночастинкові моделі.....	36
2.1.1. Вільний електрон.....	36
2.1.2. Електрони у надтонких плівках (електрон у потенціальній ямі).....	37
2.1.3. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга.....	39
2.1.4. Проходження частинки через потенціальний бар'єр.....	39
2.1.5. Квантовий осцилятор.....	42
2.2. Багаточастинкові моделі.....	43
2.2.1. Повна функція розподілу.....	43
2.2.2. Густина станів.....	44
2.2.3. Виродженні системи.....	45
2.2.4. Функції розподілу.....	45
2.2.5. Електрони в періодичному полі кристалічних ґрат.....	47
2.3. Зонна структура напівпровідників, діелектриків і металів.....	48
2.3.1. Модель Кроніґа – Пенні.....	48
2.3.2. Метод ефективної маси.....	50
2.3.3. Зонна структура власних і домішкових напівпровідників.....	51
2.3.4. Енергетичні діаграми некристалічних речовин.....	52
2.3.5. Носії у власних напівпровідників.....	52
2.3.6. Носії у домішкових напівпровідників.....	54
2.4. Провідність металів, напівпровідників і діелектриків.....	56
2.4.1. Рухливість носіїв вироджених і невироджених систем.....	58
2.4.2. Провідність тонких та острівцевих плівок.....	59
2.4.3. Провідність власних і домішкових напівпровідників.....	63
2.4.4. Системи нерівноважних носіїв.....	64
2.4.5. Внутрішній фотоефект.....	67
2.4.6. Провідність у сильному полі.....	69
2.4.7. Провідність некристалічних структур.....	72

3. Активні елементи мікросхем	74
3.1. Енергетична структура, заряди та потенціали активних елементів мікросхем.....	74
3.1.1. Контакт метал - метал.....	74
3.1.2. Контакт напівпровідників р і n типу (р-n перехід).....	75
3.1.2.1. Функція зміни потенціалу в р-n переході.....	76
3.1.2.2. Пряме зміщення р-n переходу.....	77
3.1.2.3. Зворотне зміщення р-n переходу.....	79
3.1.2.4. ВАХ р-n переходу.....	79
3.1.2.5. Пробій р-n переходу.....	80
3.1.2.6. Ємність р-n переходу.....	81
3.1.2.7. Транзисторні структури.....	82
3.1.2.8. Тунельний діод.....	84
3.2. Поверхневі явища.....	86
3.2.1. Збідніння, збагачення, інверсія.....	86
3.2.2. Контакт метал - напівпровідників.....	88
3.2.3. Структура метал - діелектрик - напівпровідник (МДН).....	90
3.2.4. Структура метал - діелектрик - метал.....	94
Висновок.....	95
Бібліографічний список.....	96

Лещенко Микола Єфремович
Овчаренко Віталій Євгенович

ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

Частина 1

Редактори: С.П. Гевло, Л.О. Кузьменко

Зв. план, 2004

Підписано до друку 23.11.2004

Формат 60x84 1/16. Папір офс. № 2. Офс. друк.

Ум. друк. арк. 5,5. Обл.-вид. арк. 6,19. Наклад 150 прим.

Замовлення 502. Ціна вільна

Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського

„Харківський авіаційний інститут”

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

<http://www.khai.edu>

Видавничий центр „ХАІ”

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

izdat@khai.edu