

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ХАРКІВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

Кіріченко М.В., Зайцев Р.В., Мінакова К.О.



**ФІЗИКА
НАПІВПРОВІДНИКОВИХ
ПРИЛАДІВ**

Навчальний посібник

Харків
2023

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ХАРКІВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

Кіріченко М.В., Зайцев Р.В., Мінакова К.О.

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ

Навчальний посібник



Харків

2023

ББК 32.852

УДК 621.382

Ф34

Кіріченко М.В., Зайцев Р.В., Мінакова К.О.

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ. Навчальний посібник. –

Харків: НТУ «ХПІ», 2023. – 179 с.

Рецензенти:

Доктор технічних наук, професор Г.С. Хрипунов

Кандидат фізико-математичних наук, доцент А.М. Дроздов

Рекомендовано
вченою радою НТУ «ХПІ»,
протокол № 2 від 28.02.2023 р.

Навчальне видання.

Для студентів технічного профілю, вчених, викладачів.

Для студентів спеціальності 176 Мікро- та наносистемна техніка.

© Кіріченко М.В. 2023

© Зайцев Р.В. 2023

© Мінакова К.О. 2023

Зміст

1. ОСНОВНІ ВІДОМОСТІ З ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ	7
1.1. Елементи зонної теорії.....	7
1.2. Власні та домішкові напівпровідники	13
1.3. Концентрації електронів та дірок.....	15
1.3.1. Рівноважний стан	15
1.3.2. Нерівноважний стан.....	25
1.3.3. Рівень інжекції.....	27
1.4. Кінетика носіїв заряду	27
1.5. Рекомбінація та генерація носіїв заряду	32
1.5.1. Механізми рекомбінації-генерації.....	32
1.5.2. Пряма міжзонна рекомбінація	33
1.5.3. Пасткова рекомбінація.....	34
1.5.4. Ударна рекомбінація.....	35
1.5.5. Поверхнева рекомбінація	36
1.5.6. Превалюючі механізми рекомбінації.....	37
Контрольні питання	38
2. КОНТАКТНІ ЯВИЩА У НАПІВПРОВІДНИКАХ	39
2.1. Методи формування електронно-діркових переходів.....	39
2.2. Електричні процеси в p - n -переході без зовнішньої напруги.....	44
2.3. Випрямляючі властивості p - n -переходу	48
2.4. ВАХ реального p - n -переходу	54
2.5. Бар'єрна та дифузійна ємності p - n -переходу.....	57
2.6. Перехідні процеси в p - n -переході.....	62
2.7. Пробій p - n -переходу	65
2.7.1. Лавинний пробій	65
2.7.2. Тунельний пробій.....	67
2.7.3. Тепловий пробій.....	69
2.8. Контакт метал - напівпровідник	70
2.8.1. Процеси в переході метал-напівпровідник	71

2.8.2. Випрямляючі властивості бар'єру Шотткі.....	74
2.8.3. Омічні контакти метал - напівпровідник.....	76
2.9. Гетерогенний перехід	77
Контрольні питання	80
3. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ.....	82
3.1. Загальні відомості про напівпровідникові діоди	82
3.2. Випрямляючі діоди	83
3.3. Імпульсні діоди.....	86
3.3.1. Перехідні процеси в імпульсних діодах	86
3.3.2. Діоди Шотткі	89
3.3.3. <i>p-i-n</i> -діоди	91
3.3.4. Діоди з накопиченням заряду	94
3.4. Стабілітрони та стабістори.....	95
3.4.1 Стабілітрони.	95
3.4.2 Стабістори.....	99
3.5. Варикапи	99
3.6. Тунельні та обернені діоди.....	102
3.6.1 Тунельні діоди	102
3.6.2 Обернені діоди.....	107
Контрольні питання	108
4. БІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ	110
4.1. Загальні відомості про біполярні транзистори.....	110
4.2. Режими роботи біполярних транзисторів та схеми вмикання.....	114
4.3. Фізичні процеси у біполярному транзисторі.....	115
4.4. Статичні характеристики біполярного транзистора.....	120
Контрольні питання	124
5. ПОЛЬОВІ ТРАНЗИСТОРИ.....	126
5.1. Загальні відомості про польові транзистори	126
5.2. Польові транзистори з керуючим переходом.....	129
5.3. Польові транзистори із ізольованим затвором.....	134
5.3.1. Ефект поля в структурі «метал – діелектрик – напівпровідник». 134	

5.3.2. МДН–транзистори з індукованим каналом.....	136
5.3.3. МДН-транзистори із вбудованим каналом.....	142
5.4 Проблеми з масштабуванням технології МДН-транзисторів.....	145
5.5 Нові технології наномасштабних МДН-транзисторів.....	146
Контрольні питання	149
6 НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ ДЛЯ СИЛОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ.....	150
6.1 Базові уявлення про прилади силової електроніки	150
6.2. Потужні силові MOSFET– транзистори	153
6.3 Біполярні транзистори із ізольованим затвором.....	157
6.4 Силова електроніка на широкозонних напівпровідниках.....	161
6.4.1 Силова електроніка на основі карбіду кремнію.....	161
6.4.2 Силова електроніка на основі нітриду галію	164
Контрольні питання	177
Рекомендована література.....	178

1. ОСНОВНІ ВІДОМОСТІ З ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Оскільки з фізики напівпровідників є велика кількість літератури, у розділі з відповідними посиланнями конспективно викладено ті відомості, які будуть використані під час аналізу властивостей напівпровідникових приладів, і навіть дані необхідні визначення. Основна увага приділена напівпровідниковим матеріалам, які широко застосовуються для виготовлення електронних приладів - моноатомним напівпровідникам кремнію (Si) та германію (Ge), а також напівпровідниковим сполукам A^3B^5 , з яких найбільше освоєно арсенід галію (GaAs). Математичні формули максимально спрощені з урахуванням специфіки цих матеріалів, і навіть умов експлуатації виробів (обмежений температурний спектр). Далі в посібнику наведений матеріал буде використаний для необхідних посилань, щоб не перевантажувати викладками основний текст.

1.1. Елементи зонної теорії

У твердих тілах із упорядкованою кристалічною структурою електрони мають дискретний енергетичний спектр. Дозволені енергетичні стани групуються у дозволені енергетичні зони, між якими знаходяться заборонені зони - енергетичні інтервали, недоступні для електронів. З урахуванням спінового виродження число дозволених s -станів у дозволеній зоні дорівнює подвоєній кількості атомів у кристалі, тому в одиниці об'єму кожна енергетична зона містить $N_{st} = 2N_{at}$ дозволених станів, де $N_{at} \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ - концентрація атомів у кристалі.

Ширина дозволених зон зростає зі збільшенням енергії. Якщо дві дозволені зони перекриваються, число дозволених станів у розширеній дозволеній зоні становить $N_{st} = 4N_{at}$.

Можливість заповнення електроном дозволеного рівня знижується зі збільшенням енергії рівня і зростає зі зростанням температури. Тому дозволені зони, що відповідають досить високим енергіям, залишаються порожніми аж до температури плавлення кристала. Остання дозволена зона, що містить

електрони, називається зоною провідності, тому що електрони, які в ній знаходяться, можуть пересуватися в якомусь визначеному напрямку (брати участь у провідності) і створювати електричний струм. Електрони, що повністю заповнюють валентну зону, брати участь у провідності неспроможні.

У металах зона провідності заповнена частково, а розташована під нею валентна – повністю. Тому електропровідність металів обумовлена лише електронами провідності та дуже велика. У нелегованих (власних) напівпровідниках при нульовій абсолютній температурі зона провідності порожня, а валентна зона, що знаходиться під нею, заповнена повністю. У цьому випадку електропровідність напівпровідника дорівнює нулю. При деякій заданій температурі деяка кількість електронів переходить із валентної зони до зони провідності.

У твердому тілі електрони узагальнені всім кристалом, тобто не належать якомусь конкретному атому. Поведінка електрона описується хвильовою функцією ψ , яка є рішенням рівняння Шредінгера. В ідеальному кристалі на електрон діє самоузгоджене електричне поле, яке є сумою полів іонів ґратки та всіх електронів кристала. Зонна теорія твердого тіла передбачає, що потенційна енергія електрона в цьому полі є періодичною функцією з періодом ґратки. При цьому рівняння Шредінгера має рішення у вигляді функції Блоха:

$$\psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \psi_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

де $\psi_{\vec{k}}$ - періодична функція з періодом ґратки кристала; \vec{k} – хвильовий вектор, \vec{r} – радіус-вектор.

Таким чином, хвильова функція $\psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ являє собою плоску хвилю $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ з періодично модульованою амплітудою.

Для вільного електрона з потенційною енергією E_0 модуляція амплітуди плоскої хвилі відсутня. У цьому випадку енергія електрона E та його імпульс \vec{p} складають:

$$E = E_0 + \hbar\omega = E_0 + m_0 v_n^2 \quad (1.1)$$

$$\vec{p} = \hbar\vec{k} = m_0 v_n \quad (1.2)$$

де m_0 - маса електрона; v_n – групова швидкість.

Залежність:

$$E = E_0 + \hbar\omega = E_0 + p^2/2m_0 = E_0 + \hbar^2 k^2/2m_0 \quad (1.3)$$

є законом дисперсії вільного електрона.

З (1.3) випливає, що групова швидкість вільного електрона становить:

$$\vec{v}_n = d\omega/d\vec{k} = dE/d(\hbar\vec{k}) = dE/d\vec{p} \quad (1.4)$$

Під дією зовнішньої сили \vec{F} імпульс та хвильовий вектор вільного електрона змінюються за законом:

$$\vec{F} = d\vec{p}/dt = d(\hbar\vec{k})/dt \quad (1.5)$$

У напівпровідниковому кристалі закон дисперсії (1.3) зазнає впливу поля періодичного потенціалу. Він може бути представлений у вигляді багатозначної функції $E(\vec{k})$, повністю визначеної в зоні Бріллюена - області \vec{k} -простору, розміри якої визначаються періодом кристалічної ґратки a . Для одновимірних ґраток $-\pi/a \leq k \leq \pi/a$. Для тривимірних ґраток кордону зони Бріллюена знаходяться у певній відповідності з межами кристалічного осередку в координатному просторі. Багатозначність функції $E(\vec{k})$ відповідає розподілу енергетичного спектра на дозволені зони.

У зоні провідності електрони заповнюють дозволені стани поблизу мінімальної енергії E_c (дна зони провідності). Енергії E_c відповідає значення

хвильового вектору \vec{k}_c . Якщо $\vec{k}_c = 0$ і $E(\vec{k}) = E(k)$ (тобто енергетичний мінімум знаходиться в центрі зони Бріллюена і функція $E(\vec{k})$ не залежить від напрямку хвильового вектору), то в околиці точки $\vec{k} = \vec{k}_c = 0$ функція $E(\vec{k})$, може бути представлена у вигляді

$$E(\vec{k}) = E_c + \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} k_x^2 + \frac{\partial^2 E}{\partial k_y^2} k_y^2 + \frac{\partial^2 E}{\partial k_z^2} k_z^2 \right] \quad (1.6a)$$

або

$$E = E_c + \hbar^2 k^2 / 2m, \quad (1.6b)$$

де

$$m_n = \hbar^2 / d^2 E / dk^2 |_{k=0} \quad (1.7)$$

Порівняння співвідношень (1.6b) і (1.3) показує, що поблизу дна зони провідності електрони можуть розглядатися як квазічастинки - електрони провідності, властивості яких відрізняються від властивостей вільних електронів лише значенням ефективної маси, визначеної (1.7). Енергія E_c може вважатися потенційною енергією, електрона провідності, енергія $\hbar^2 k^2 / 2m_n = p_n^2 / 2m_n$ - його кінетичною енергією, а величина

$$\vec{p}_n = m_n \vec{v}_n = \hbar \vec{k} \quad (1.8)$$

-квазіімпульсом електрона провідності.

При цьому величина \vec{v}_n зберігає значення групової швидкості, а співвідношення (1.5) залишається справедливим.

У загальному випадку $\vec{k}_c \neq 0$ і зворотна величина ефективної маси є симетричним **тензором**, який у діагональному вигляді має компоненти m_{n1}^{-1} , m_{n2}^{-1} , m_{n3}^{-1} . При цьому:

$$E = E_c + \frac{\hbar^2}{2} \cdot \left[\frac{(k_x - k_{cx})^2}{m_{n1}} + \frac{(k_y - k_{cy})^2}{m_{n2}} + \frac{(k_z - k_{cz})^2}{m_{n3}} \right] \quad (1.9)$$

$$\vec{p}_n = \hbar(\vec{k} - k_c) \quad (1.10)$$

Для напівпровідників типу A^3B^5 (наприклад, GaAs) енергетичний мінімум $E = E_c$ знаходиться в центрі зони Бріллюена ($\vec{k}_c = 0$), а ефективна маса електрона може вважатися скаляром ($m_{n1} = m_{n2} = m_{n3} = m_n$). Для моноатомних напівпровідників (Si, Ge) енергетичний мінімум $E = E_c$, знаходиться поблизу краю зони Бріллюена, $m_{n1} = m_{n2} = m_{nt}$ (поперечна ефективна маса) і $m_{n3} = m_{nl} = m_{n3}$ (поздовжна ефективна маса).

У **валентній зоні** незаповненими електронами залишаються лише дозволені стани поблизу максимальної енергії E_v (стелі валентної зони). При цьому виявляється зручним розглядати переміщення цих незаповнених станів, запровадивши поняття квазічастинок – дірок у валентній зоні. Заряд дірки позитивний і дорівнює заряду вільного електрона з протилежним знаком: $q_p = e$. Закон дисперсії дірок симетричний закону дисперсії електронів (1.6б), оскільки енергії E_v зазвичай відповідає нульове значення хвильового вектора $\vec{k}_v = 0$, і $E(\vec{k}) = E(k)$. Точка $\vec{k}_v = 0$ є точкою виродження - в ній сходяться дві дисперсійні гілки:

$$E_1 = E_v - \hbar^2 k^2 / 2m_{pl} \quad (1.11a)$$

$$E_2 = E_v - \hbar^2 k^2 / 2m_{ph} \quad (1.11б)$$

де $m_{pl} > 0$ та $m_{pl} > m_{ph}$ - ефективні маси легких і важких дірок.

Енергія E_v може вважатися потенційною енергією дірок, енергії $\hbar^2 k^2 / 2m_{pl.ph} = p_{pl.ph}^2 / 2m_{pl.ph}$ їх кінетичними енергіями, а величини $\vec{p}_{pl.ph} = m_{pl.ph} \vec{v}_{pl.ph} = \hbar \vec{k}$ - квазіімпульсами дірок. Величини $\vec{v}_{pl.ph}$ зберігають значення групових швидкостей.

Вдалині від меж дозволених зон закони дисперсії квазічастинок і вільних електронів якісно різні. Детальна інформація про властивості квазічастинок у напівпровідниках міститься, наприклад, у рекомендованій літературі.

Стан електронів та дірок зручно представляти за допомогою енергетичних діаграм, на яких зображуються тільки область забороненої зони шириною:

$$E_g = E_c - E_v$$

У напівпровідниках ширина забороненої зони становить близько 1 еВ. Цим вони відрізняються від діелектриків, у яких ширина забороненої зони становить кілька еВ.

При загальній концентрації дозволених станів у зоні провідності N_{stc} їх концентрація в діапазоні енергії від E_c до $E > E_c$ становить $N_{stc}(E)$. Густиною станів у зоні провідності називається концентрація дозволених енергетичних рівнів у одиничному інтервалі енергії $g_c(E) = dN_{stc}(E)/dE$. Поблизу дна зони провідності

$$g_c(E) = \sqrt{2}(E - E_c)^{\frac{1}{2}} m_{nd}^{\frac{3}{2}} / \pi^2 \hbar^3 \quad (1.12a)$$

де $m_{nd} = (M_c^2 m_{n1} m_{n2} m_{n3})^{1/3}$ - ефективна маса густини станів для електронів; M_c - число еквівалентних мінімумів енергії в зоні Бріллюена.

Аналогічно, поблизу стелі валентної зони

$$g_v(E) = \sqrt{2}(E_v - E)^{\frac{1}{2}} m_{pd}^{\frac{3}{2}} / \pi^2 \hbar^3 \quad (1.12b)$$

де $m_{pd} = (m_{pl}^{\frac{3}{2}} + m_{ph}^{\frac{3}{2}})^{2/3}$ - ефективна маса густини станів для дірок.

1.2. Власні та домішкові напівпровідники

Власними називають напівпровідники, що не містять домішкових атомів. Концентрації електронів і дірок у напівпровідниках однакові й у певного напівпровідника залежать тільки від температури:

$$n_i = n_i(T) \quad (1.13)$$

Домішковими називаються напівпровідники, леговані певними домішковими атомами з метою регулювання концентрацій електронів n та дірок p . Для цього використовуються домішкові атоми - донори та акцептори, що створюють у забороненій зоні неглибокі домішкові рівні. Донори з концентрацією N_d створюють домішкові рівні E_d , розташовані поблизу дна зони провідності, і характеризуються енергією активації:

$$\Delta E_a = E_c - E_d \quad (1.14)$$

Акцептори з концентрацією N_a створюють домішкові рівні E_a розташовані поблизу стелі валентної зони і мають енергію активації:

$$\Delta E_a = E_a - E_v \quad (1.15)$$

Енергії активації зазвичай не перевищують 0,1 еВ. Домішкові рівні та енергії активації показані на рис. 1.1.

Валентна оболонка донорів містить на один електрон більше, а акцепторів – на один менше, ніж в атомів напівпровідника. Тому донори та акцептори можуть іонізуватися, віддаючи один електрон у зону провідності або поглинаючи один електрон із валентної зони. При цьому нейтральні атоми донорів та акцепторів перетворюються на домішкові іони з концентраціями, відповідно, N_d^+ та N_a^- .



Рис. 1.1 - Енергетична діаграма напівпровідника з донорними (а) та акцепторними (б) домішками

Якщо електронейтральний напівпровідник містить лише донорну домішку, концентрація електронів перевищує концентрацію дірок:

$$n = p + N_d^+ > p \quad (1.16)$$

У разі легування акцепторами концентрація дірок більша, ніж електронів:

$$p = n + N_a^- > n \quad (1.17)$$

У першому випадку говорять про напівпровідник *n*-типу, електрони є основними носіями, а дірки - неосновними. У другому випадку напівпровідник має *p*-тип провідності, основними носіями є дірки, а неосновними - електрони.

Якщо концентрації донорних та акцепторних іонів однакові, то надлишкові електрони донорів поглинаються акцепторами. У цьому випадку напівпровідник називається компенсованим, а концентрації електронів та дірок дорівнюють власним концентраціям n_i .

В електронних приладах напівпровідник зазвичай містить два типи домішок. У цьому випадку тип його провідності залежить від того, яких

домішкових іонів більше: при $N_d^+ > N_a^-$ реалізується n -тип, а за $N_a^- > N_d^+$ - p -тип провідності.

1.3. Концентрації електронів та дірок

1.3.1. Рівноважний стан

У стані термодинамічної рівноваги функції розподілу електронів та дірок за енергіями відповідають статистиці Фермі-Дірака:

$$f_{n0}(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-F)/kT}} \quad (1.18)$$

$$f_{p0}(E) = 1 - f_{n0}(E) = \frac{1}{1 + e^{(F-E)/kT}} \quad (1.19)$$

Функції розподілу мають два параметри: енергію Фермі F та температуру T . Функції розподілу симетричні щодо точки $E = F$: $f_o(E - F) + f_o(F - E) = 1$, причому ймовірність заповнення енергетичного рівня $E = F$ дорівнює $1/2$. Температура характеризує ступінь «розмитості» функцій розподілу щодо осі $E = F$ (рис. 1.2). Напівпровідник називається невинродженим, якщо рівень Фермі розташований усередині забороненої зони на достатній відстані від її кордонів: $E_c - F \geq 3kT$, $F - E_v \geq 3kT$. У цьому випадку $f_{p0} \ll 1$, $f_{n0} \ll 1$, та функції розподілу відповідають статистиці Максвелла-Больцмана:

$$f_{n0}(E) = e^{(F-E)/kT} \quad (1.20)$$

$$f_{p0}(E) = e^{(E-F)/kT} \quad (1.21)$$

З урахуванням (1.12а,б) функції розподілу дозволяють пов'язати з енергією Фермі рівноважні концентрації електронів і дірок:

$$n_0 = \int_{E_c}^{\infty} g_c(E) f_{n0}(E) dE \quad (1.22)$$

$$p_0 = \int_{-\infty}^{E_v} g_v(E) f_{p0}(E) dE \quad (1.23)$$

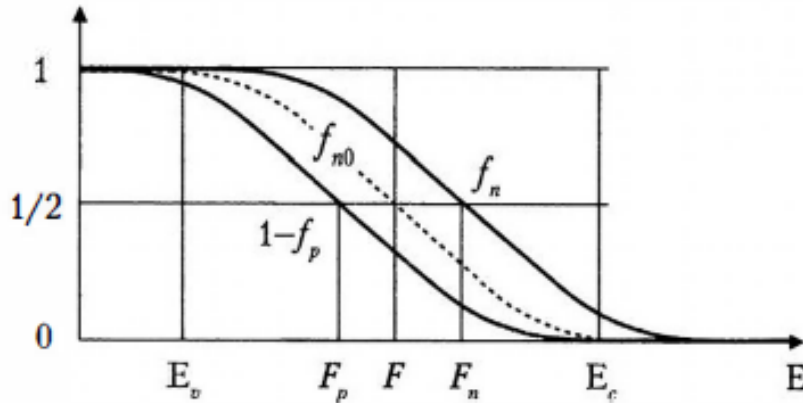


Рис. 1.2 - Функції розподілу: f_{n0} f_n $1 - f_p$

У (1.22, 1.23) враховано, що електрони займають лише енергетичні рівні поблизу дна зони провідності, а дірки поблизу стелі валентної зони. Власний напівпровідник може бути виродженим тільки при дуже високій температурі, що знаходиться за межами температурного діапазону експлуатації напівпровідникових приладів (найжорсткіший військовий діапазон: $-60 - +125^\circ\text{C}$). Тому енергію Фермі F_i , а також власні концентрації електронів та дірок можна знайти з використанням функцій розподілу (1.20, 1.21) та співвідношень (1.22, 1.23) за умови $n_0 = p_0 = n_i$

$$F_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_{pd}}{m_{nd}} \quad (1.24)$$

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} e^{-E_g/2kT} \quad (1.25)$$

де $N_{c,v} = 2(2\pi m_{nd,pd} kT/h^2)^{3/2}$ - ефективні густини квантових станів у зоні провідності та у валентній зоні, що мають значення $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Енергія Фермі F_i у власному напівпровіднику називається електростатичною енергією. З (1.24) випливає, що в діапазоні експлуатації напівпровідникових приладів рівень електростатичної енергії знаходиться

поблизу середини забороненої зони (див. рис. 1.1). У домішковому напівпровіднику для знаходження енергії Фермі, а також концентрацій електронів і дірок слід використовувати рівняння (1.22, 1.23), функції розподілу (1.18, 1.19) та умову електронейтральності:

$$n_0 + N_a^- = p_0 + N_d^+ \quad (1.26)$$

а також рівняння коефіцієнтів іонізації домішок N_d^+/N_d та N_a^-/N_a . Останні визначаються ймовірностями заповнення домішкових рівнів E_d та E_a відповідно електронами та дірками:

$$N_d^+/N_d = 1 - f_{nd0}(E_d) \quad (1.27)$$

$$N_a^-/N_a = 1 - f_{pa0}(E_a) \quad (1.28)$$

Функції $f_{nd0}(E_d)$ і $f_{pa0}(E_a)$ аналогічні функціям розподілу (1.18, 1.19) з поправкою на фактор виродження.

У разі коли концентрація основних носіїв набагато менше відповідної ефективної густини квантових станів ($p_0 < n_0 \ll N_c$ або $n_0 < p_0 \ll N_v$), напівпровідник є неvirодженим і допустимо використання функцій розподілу (1.20, 1.21). В цьому випадку із (1.20, 1.21) слідує, що

$$n_0 = N_c e^{(F-E_c)/kT} = n_i e^{(F-F_i)/kT} \quad (1.29)$$

$$p_0 = N_v e^{(E_v-F)/kT} = n_i e^{(F_i-F)/kT} \quad (1.30)$$

$$n_0 p_0 = n_i^2 \quad (1.31)$$

Співвідношення (1.31) є законом діючих мас для неvirодженого напівпровідника.

Для наших цілей немає потреби вирішувати повну систему рівнянь, що визначають рівноважні концентрації електронів та дірок. Розглянемо лише випадки, що практично важливі для напівпровідникових приладів.

1.3.1.1 Однорідний невідроджений напівпровідник з одним типом домішки

Припустимо, що напівпровідник легований тільки донорами. У цьому випадку рівень Фермі розташований вище за рівень F_i , проте нижче за домішковий рівень E_d (див. рис. 1.1). Тому майже всі донорні атоми іонізовані: $N_d^+ = N_d$. Якщо концентрація основних носіїв (у разі електронів) у будь-якій області приладу не позначається помітним чином на його характеристиках, визначати її не потрібно. В іншому випадку вона не повинна залежати від температури. Це досягається досить сильним легуванням напівпровідникового шару, коли концентрація донорів значно перевищує власну концентрацію носіїв за максимальної робочої температури: $N_d \gg n_{imax}$ (у кремнієвих ІС концентрація домішки у найменш легуваному шарі - підкладці – становить не менше 10^{15} см^{-3}). При цьому рівноважна концентрація основних носіїв (електронів) практично дорівнює концентрації донорів, а рівноважна концентрація неосновних (дірок) визначається законом діючих мас (1.31):

$$n_0 = N_d; p_0 = n_i^2/n_0 = n_i^2/N_d$$

Аналогічно для невідродженого напівпровідника p -типу, легуваного лише акцепторами, справедливі співвідношення:

$$p_0 = N_a; n_0 = n_i^2/p_0 = n_i^2/N_a$$

1.3.1.2 Однорідний невідроджений напівпровідник із двома типами домішки

Припустимо для визначеності, що маємо справу з напівпровідником n -типу: $N_d > N_a$. Положення рівня Фермі відповідає попередньому випадку (див.

рис. 1.1). При цьому іонізовано як акцепторні, так і донорні рівні. Акцепторні рівні E_a заповнені електронами з донорних рівнів, а електрони, що залишилися, їх концентрація - $N_d - N_a$, переходять з донорних рівнів E_d в зону провідності. Незалежність концентрації основних носіїв (електронів) від температури досягається виконанням умови:

$$N \gg n_{imax},$$

де $N = N_d - N_a$ - результуюча концентрація домішки; n_{imax} - власна концентрація при максимальній робочій температурі.

При цьому рівноважна концентрація основних носіїв (електронів) практично дорівнює результуючій концентрації домішки, а рівноважна концентрація неосновних (дірок) визначається законом діючих мас (1.31):

$$n_0 = N; p_0 = n_i^2/n_0 = n_i^2/N$$

Аналогічно для невиродженого напівпровідника p -типу при $N_a > N_d$ справедливі співвідношення:

$$p_0 = N; n_0 = n_i^2/p_0 = n_i^2/N$$

де $N = N_d - N_a$: результуюча концентрація домішки.

Таким чином, для однорідного невиродженого напівпровідника можна зробити загальні висновки.

Напівпровідник є невиродженим якщо результуюча концентрація домішки $N = N_d - N_a$ набагато менша за відповідну ефективну густину квантових станів ($N \ll N_c$ для n -типу, $N \ll N_v$ для p -типу):

$$N = |N_d - N_a| \ll \begin{cases} N_c & n - \text{тип} \\ N_v & p - \text{тип} \end{cases} \quad (1.32)$$

Рівноважна концентрація основних носіїв може вважатися рівною результуючій концентрації домішки, а рівноважна концентрація неосновних носіїв визначається законом діючих мас (1.31).

Для напівпровідника n -типу:

$$\begin{cases} n_0 = N \gg n_i \\ p_0 = n_i^2/n_0 = n_i^2/N \ll n_i \end{cases} \quad (1.33)$$

Для напівпровідника p -типу:

$$\begin{cases} p_0 = N \gg n_i \\ n_0 = n_i^2/p_0 = n_i^2/N \ll n_i \end{cases} \quad (1.34)$$

Положення рівня Фермі може бути встановлено із співвідношень (1.33, 1.34) та (1.29, 1.30).

1.3.1.3 Однорідний вироджений напівпровідник

Розглянемо для визначеності сильно вироджений напівпровідник n^+ -типу з концентрацією донорів $N_d \gg N_i$. Особливістю такого напівпровідника є розщеплення домішкового донорного рівня E_d у домішкову зону, яка перекривається із зоною провідності, а також розташування рівня Фермі F усередині результуючої дозволеної зони. Ця ситуація показана на рис. 1.3, а, де зображена зонна діаграма напівпровідника n^+ -типу і залежності густини дозволених станів в зоні провідності $g_c(E)$, домішкової зоні $g_d(E)$ і результуючій дозволеній зоні $g(E) = g_c(E) + g_d(E)$ від енергії.

Для порівняння на рис. 1.3, б представлена та ж інформація для слабологованого невиродженого напівпровідника n -типу. Хоча частина домішкових рівнів у домішковій зоні лежить нижче за рівень Фермі, у провідності можуть брати участь усі електрони введених донорів, оскільки їх хвильові функції перекриваються. Тому донори не можуть вважатися

неіонізованими, і концентрація основних носіїв - електронів - дорівнює концентрації донорів:

$$n_0 = N_d. \quad (1.35)$$

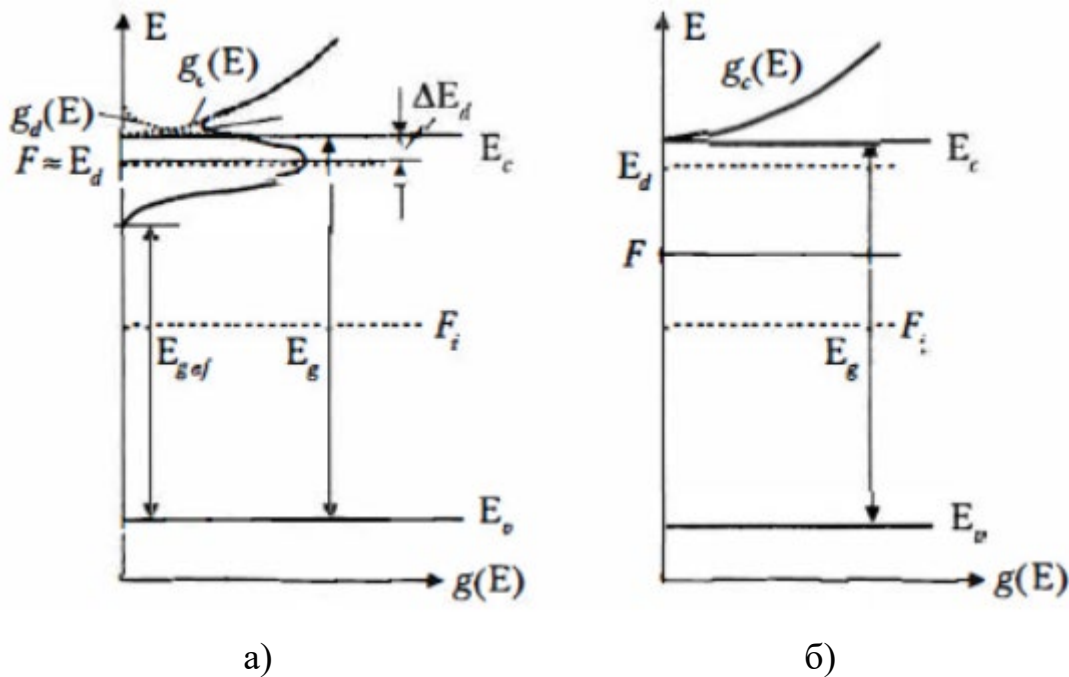


Рис. 1.3 - Зонна діаграма напівпровідника n -типу при $N_d \gg N_c$, і залежність від енергії густини дозволених станів у зоні провідності $g_c(E)$, домішкової зоні $g_d(E)$ і результуючій дозволеній зоні $g(E) = g_c(E) + g_d(E)$ від енергії (а); зонна діаграма невідродженого напівпровідника n -типу (б)

Концентрація неосновних носіїв – дірок – може бути знайдена з використанням рівнянь (1.22, 1.23), функцій розподілу (1.18, 1.19) та умови електронейтральності:

$$n_0 = p_0 + N_d,$$

якщо відома залежність від енергії густини дозволених станів $g(E) = g_c(E) + g_i(E)$ у результуючій дозволеній зоні.

Для кремнію з домішкою фосфору це завдання вирішено чисельно з використанням апроксимації $g_d(E)$ у вигляді гаусової функції. Простий метод, заснований на припущенні про симетричність функції $g_i(E)$ щодо осі $E = E_d$ запропонован у літературі. Хоча закон діючих мас у формі (1.31) для виродженого напівпровідника не застосовується, формально концентрацію дірок можна записати у вигляді:

$$p_o(N_d) = n_i^2 / N_{def}(N_d) \quad (1.36)$$

При цьому завдання знаходження концентрації неосновних носіїв - дірок полягає у пошуку функції $N_{def}(N_d)$. Оскільки дірковий газ невироджений, залишається справедливим співвідношення (1.30), яке спільно з (1.36) дозволяє пов'язати невідому концентрацію $N_{def}(N_d)$ з також невідомим положенням рівня Фермі:

$$N_{def} = (n_i^2 / N_v) e^{(F - E_v) / kT} \quad (1.37)$$

Звідси з урахуванням (1.25) отримаємо:

$$N_{def} = N_c e^{(F - E_c) / kT} \quad (1.38)$$

При $N_d \gg N_c$, вироджена домішкова зона містить в одиниці об'єму $2N_d$ рівнів, на яких знаходиться N_d електронів. Якщо, як передбачається, функція $g_d(E)$ симетрична щодо осі $E = E_d$, то при $T = 0$ заповнені всі домішкові рівні з енергіями $E \leq E_d$. Це означає, що енергія Фермі у ліміті $N_d \gg N_c$, близька до E_d (див. рис. 1.3, а):

$$F \approx E_d \quad (1.39)$$

Справедливість (1.39) підтверджується чисельними розрахунками не тільки при $T = 0$, а й за $T = 300$ К. З огляду на те, що $E_c - E_v = E_g$, відповідно до (1.37) отримуємо:

$$N_{def} \xrightarrow{N_d \gg N_c} N_{dm} \quad (1.40)$$

$$N_{dm} = N_c e^{-\Delta E_d/kT} \quad (1.41)$$

З іншого боку, за низького ступеня легування напівпровідник невироджений та

$$N_{def} \xrightarrow{N_d \ll N_c} N_d \quad (1.42)$$

Співвідношення (1.40) і (1.41) визначають асимптотичну поведінку шуканої функції $N_{def}(N_d)$ (рис. 1.4). Як асимптотично вірне наближення можна, наприклад, покласти

$$N_{def} \approx N_d / (1 + N_d/N_{dm}), \quad (1.43)$$

Або

$$N_{def} \approx N_{dm} \cdot th(1 + N_d/N_{dm}), \quad (1.44)$$

За аналогією з (1.35), (1.36), (1.41) та (1.44) для виродженого напівпровідника p^+ -типу отримуємо:

$$p_0 = N_a \quad (1.45)$$

$$n_o(N_a) = n_i^2 / N_{def}(N_a) \quad (1.46)$$

$$N_{am} = N_v e^{-\Delta E_a/kT} \quad (1.47)$$

$$N_{aef} \approx N_a / (1 + \frac{N_a}{N_{am}}) \quad (1.48)$$

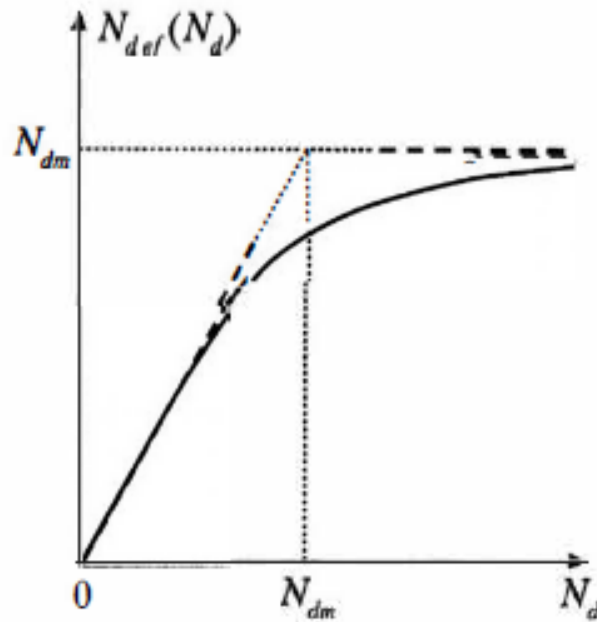


Рис. 1.4 - Характер функції $N_{def}(N_d)$ (суцільна лінія) та її асимптоти (1.43) та (1.44) (штрихові лінії)

Описаний метод визначення концентрацій неосновних носіїв у виродженому напівпровіднику побічно підтверджено експериментом. Значення параметрів, що визначають концентрацію дірок у n^+ -Si, для найпоширеніших донорних домішок наведено у табл.1.1.

Таблиця 1.1 - Величини параметрів, що визначають концентрацію дірок у n^+ -Si ($T = 300$ К)

$N_c, \text{см}^{-3}$	Донорна домішка	Енергія активації $\Delta E_d, \text{eV}$	$N_{dm}, \text{см}^{-3}$
$2,2 \cdot 10^{19}$	Фосфор (P)	0,043	$4,3 \cdot 10^{18}$
	Арсен (As)	0,049	$3,4 \cdot 10^{18}$

Зазначимо, що у виродженому напівпровіднику внаслідок перекриття домішкової зони із зоною провідності (для напівпровідника n -типу) або

валентною зоною (для напівпровідника p -типу) ефективна ширина забороненої зони E_{gef} зменшується (рис. 1.3).

1.3.2. Нерівноважний стан

Під впливом зовнішніх факторів функції розподілу електронів та дірок відхиляються від рівноважних. Ці відхилення виражаються у зміні середньої енергії носіїв заряду, а також у ненульовому середньому значенні імпульсу (точніше, квазіімпульсу). Після зняття зовнішнього впливу вид функцій розподілу повертається до рівноважного внаслідок зіткнень частинок між собою, з дефектами кристалічних ґраток, а також міжзонних переходів.

Для електронів провідності та дірок у валентній зоні рівноважні значення середньої енергії та імпульсу відновлюються відповідно за час релаксації імпульсу τ_p та час релаксації енергії τ_E . Цей характерний час має дуже малі значення - 10^{-13} - 10^{-11} с.

Міжзонні переходи відновлюють рівноважні значення концентрації електронів і дірок протягом життя нерівноважних носіїв τ . Час життя нерівноважних носіїв у напівпровідниках становить (10^{-9} - 10^{-5}) с, тобто значно перевищує час релаксації імпульсу та енергії.

Внаслідок цього при не надто сильних зовнішніх впливах нерівноважні функції розподілу схожі за виглядом на рівноважні (1.18, 1.19) або (1.20, 1.21), але зміщені за енергіями, що відповідає заміні енергетичного рівня Фермі F квазірівнями Фермі для електронів F_n та дірок F_p (див. рис. 1.2):

$$f_n(E) = \frac{1}{1+e^{(E-F_n)/kT}} \quad (1.49)$$

$$f_p(E) = \frac{1}{1+e^{(F_p-E)/kT}} \quad (1.50)$$

Квазірівень F_n характеризує заповнення електронами зони провідності, а квазірівень F_p - заповнення дірками валентної зони. Відсутність виродження електронного та діркового газів відповідає тепер умовам: $E_c - F_n \gg 3kT$,

$F_p - E_v \gg 3kT$. При цьому функції розподілу визначаються статистикою Максвелла-Больцмана. За аналогією з рівноважними функціями (1.20, 1.21):

$$f_n(E) = e^{(F_n - E)/kT} \quad (1.51)$$

$$f_{v0}(E) = e^{(E - F)/kT} \quad (1.52)$$

Положення квазірівнів Фермі визначають значення нерівноважних концентрацій електронів та дірок. За відсутності виродження ($f_n \ll 1, f_p \ll 1$) справедливі співвідношення, що відповідають співвідношенням (1.29-1.31) для рівноважного стану:

$$n = n_i e^{(F_n - F_i)/kT} = N_c e^{(F_n - E_c)/kT} \quad (1.53)$$

$$p = n_i e^{(F_i - F_p)/kT} = N_v e^{(E_c - F_p)/kT} \quad (1.54)$$

$$np = n_i^2 e^{(F_n - F_p)/kT} \quad (1.55)$$

Надмірними концентраціями електронів та дірок називаються їх перевищення над рівноважними:

$$\Delta n = n - n_0 \quad (1.56)$$

$$\Delta p = p - p_0 \quad (1.57)$$

Локальна електрична нейтральність напівпровідника відповідає виконанню рівності $p + N_d^+ = n + N_a^-$. Зрозуміло, однорідно легований напівпровідник у стані рівноваги електрично нейтральний: $p_0 + N_d^+ = n_0 + N_a^-$. Віднімаючи другу рівність з першої, отримуємо умову локальної нейтральності у вигляді:

$$\Delta n = \Delta p \quad (1.58)$$

1.3.3. Рівень інжекції

Відношення δ концентрації нерівноважних неосновних носіїв до рівноважної концентрації основних називається рівнем інжекції:

$$\delta = \begin{cases} p/n_0, & n_0 > p_0 \text{ (} n \text{ – тип)} \\ n/p_0, & p_0 > n_0 \text{ (} p \text{ – тип)} \end{cases} \quad (1.59)$$

В умовах електронейтральності за низького рівня інжекції в однорідному напівпровіднику концентрація основних носіїв близька до рівноважної:

$$n \approx n_0, \text{ (} n \text{ – тип)} \quad (1.60)$$

$$p \approx p_0, \text{ (} p \text{ – тип)} \quad (1.61)$$

При високому рівні інжекції $\delta \gg 1$ практично однакові концентрації основних, неосновних та надлишкових носіїв

$$n \approx p \approx \Delta n = \Delta p \quad (1.62)$$

1.4. Кінетика носіїв заряду

Спрямоване перенесення електронів і дірок (електричний струм) обумовлене градієнтом скалярних величин, які впливають на їх поведінку - концентрацій носіїв, електричного потенціалу, температури. Градієнти концентрацій електронів та дірок є причинами дифузійних струмів:

$$\vec{J}_{ndif} = eD_n \nabla n \quad (1.63)$$

$$\vec{J}_{pdif} = eD_p \nabla p \quad (1.64)$$

градієнт потенціалу $\nabla\varphi = -E$ – причиною дрейфових струмів:

$$\vec{J}_{ndr} = -en\mu_n \nabla\varphi = en\mu_n \vec{E} \quad (1.65)$$

$$\vec{J}_{pdr} = -en\mu_p \nabla\varphi = en\mu_p \vec{E} \quad (1.66)$$

градієнт температури – причиною термострумів (надалі вони не враховуються).

Таким чином, густина струму є сумою густин електронного та діркового струмів:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p \quad (1.67)$$

кожна з яких є сумою дифузійної та дрейфової складових:

$$\vec{J}_{n,p} = \vec{J}_{n,pdr} + \vec{J}_{n,pdif} \quad (1.68)$$

Незалежно від механізму струму, густини струмів визначаються концентраціями та середніми швидкостями руху носіїв:

$$\vec{J}_n = en\vec{v}_n \quad (1.69)$$

$$\vec{J}_p = en\vec{v}_p \quad (1.70)$$

Рівняння струмів (1.63), (1.64) містять кінетичні коефіцієнти - коефіцієнти дифузії $D_{n,p}$ і рухливості $\mu_{n,p}$ електронів і дірок. Самі рівняння струмів отримані шляхом інтегрування кінетичних рівнянь Больцмана, які відображають безперервність потоків функцій розподілу електронів і дірок. При малих зовнішніх збуреннях рухливості визначаються співвідношеннями:

$$\mu_{n,p} = e\tau_{p_{n,p}}/m_{n,p} \quad (1.71)$$

де $\tau_{p_{n,p}}$ - часи релаксації імпульсів електронів та дірок; $m_{n,p}$ – їх ефективні маси.

При $\vec{J}_{n,pdif} = 0$ з рівнянь (1.64) та (1.69, 1.70) випливає, що рухливості суть коефіцієнти пропорційності між дрейфовою швидкістю та напруженістю електричного поля:

$$v_{n,p} = \mu_{n,p} E \quad (1.72)$$

Основним механізмом релаксації імпульсу носіїв, що визначає значення $\tau_{p_{n,p}}$ і $\mu_{n,p}$ (1.71), є розсіювання на теплових коливаннях ґратки (акустичних фононах) і на іонах домішки. Для даного напівпровідника рухливість μ_i обумовлена розсіюванням на фононах залежить тільки від температури:

$$\mu_L(T) = \mu_L(T_0)(T/T_0)^{-3/2} \quad (1.73)$$

де $T_0 = 300$ К.

Рухливість μ_i , обумовлена розсіюванням на іонах домішки, залежить від концентрації домішкових іонів (а у випадку їх повної іонізації - від концентрації домішки N) і температури. Теоретичні формули, що визначають цю залежність, наведено, наприклад, у літературі. Температурна залежність рухливості μ_i описується співвідношенням:

$$\mu_i(T) = \mu_i(T_0)(T/T_0)^{3/2} \quad (1.74)$$

Для кожної фіксованої енергії частинок E результуюча рухливість визначається додаванням зворотних величин рухливостей для кожного механізму розсіювання:

$$\mu(E) = 1/[\mu_L^{-1}(E) + \mu_i^{-1}(E)]$$

однак для інтегральної рухливості (усередненої за всіма енергіями) це правило не виконується. Фактично застосовуються експериментальні дані чи їх апроксимації. Для кремнію при $T = 300$ К добрі результати дає апроксимація:

$$\mu(N_\Sigma) = \begin{cases} \mu_1, & N_\Sigma \leq N_1 \\ \mu_{n1}[1 - \lambda \ln(N_\Sigma/N_1)], & N_1 < N_\Sigma < N_2 \\ \mu_{n2}, & N_\Sigma \geq N_2 \end{cases} \quad (1.75)$$

де N_{Σ} - сумарна концентрація домішки, а значення параметрів основних носіїв наведені в табл. 1.2.

Для неосновних носіїв ефективні значення концентрацій домішки $N_{1,2}$ дещо вищі, тому що неосновні носії розсіюються також на основних, що рухаються назустріч.

Таблиця 1.2 - Величини параметрів апроксимації (1.75) для основних носіїв заряду в кремнії ($T = 300$ K)

Носії	$N_1, \text{см}^{-3}$	$N_2, \text{см}^{-3}$	$\mu_1, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	$\mu_2, \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$	λ
Електрони	$3 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{19}$	1300	85	0,115
Дірки	$2 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{19}$	500	50	0,145

Лінійна залежність $v_{n,p}(E)$ (1.72) порушується у сильних полях, коли на довжині вільного пробігу носії встигають набрати енергію, достатню для збудження оптичних фононів. В однорідних зразках дрейфова швидкість носіїв насичується зі зростанням поля (рис. 1.5), прагнучи у більшості напівпровідникових матеріалів до величини $v_s \approx 10^7 \text{см/с}$. Найбільш прості аналітичні результати виходять при апроксимації залежності $v(E)$ кусочно-лінійною функцією:

$$v(E) = \begin{cases} \mu E, & E \leq E_s \\ v_s = \mu E_s, & E > E_s \end{cases} \quad (1.76)$$

(штрихова лінія на рис. 1.5), де μ - рухливість носіїв у слабкому полі.

Граничні швидкості дрейфу електронів і дірок у кремнії становлять $v_{s,n} \approx 1,1 \cdot 10^7 (T_0/T)^{0,87} \text{см/с}$; $v_{s,p} \approx 0,95 \cdot 10^7 (T_0/T)^{0,87} \text{см/с}$, де $T_0 = 300$ K.

Ці значення мало залежать від концентрації домішки, оскільки швидкість обмежується при досягненні носіями енергії оптичного фонона. Напруженість поля E_s відповідна досягненню граничної швидкості, в залежності від ступеня легування становить:

$$E_s = \frac{v_s}{\mu}$$

E_s складає 15-25 кВ/см - для n -Si та 30-50 кВ/см - для p -Si.

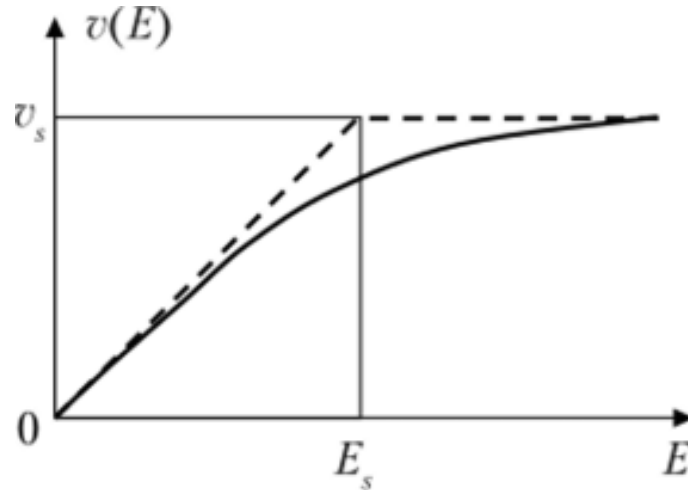


Рис. 1.5 - Залежність дрейфової швидкості носіїв заряду в напівпровіднику від напруженості електричного поля та її апроксимація (1.4.10)

Для невідроджених носіїв заряду коефіцієнт дифузії пов'язаний з рухливістю співвідношенням Ейнштейна:

$$D_{n,p} = \varphi_T \mu_{n,p} \quad (1.77)$$

де температурний потенціал:

$$\varphi_T = kT/e. \quad (1.78)$$

Для приладів, що розглядаються, немає необхідності враховувати дифузійні струми вроджених носіїв. Поняття квазірівнів Фермі дозволяє у невідродженому напівпровіднику виразити повну густину струму через градієнт єдиної скалярної величини – квазірівня Фермі. Відповідно до (1.54):

$$\nabla n = \nabla [n_i e^{(F_n - F_i)/kT}] = n_i e^{(F_n - F_i)/kT} (\nabla F_n - \nabla F_i)/kT = n (\nabla F_n - \nabla F_i)/kT.$$

Таким чином:

$$\vec{j}_n = n\mu_n \nabla F_i + eD_n n (\nabla F_n - \nabla F_i) / kT.$$

Аналогічний вираз може бути отриманий для струму дірок:

$$\vec{j}_p = p\mu_p \nabla F_i + eD_p (p \nabla F_p - \nabla F_i) / kT.$$

З урахуванням (1.77):

$$\vec{j}_n = n\mu_n \nabla F_n, \quad (1.79)$$

$$\vec{j}_p = p\mu_p \nabla F_p. \quad (1.80)$$

Енергетичні діаграми напівпровідника для випадків чистої дифузії електронів ($\vec{E} = \nabla F_i = 0$) і чистого дрейфу ($\nabla n \sim \nabla F_n - \nabla F_i = 0$) показані на рис. 1.6.

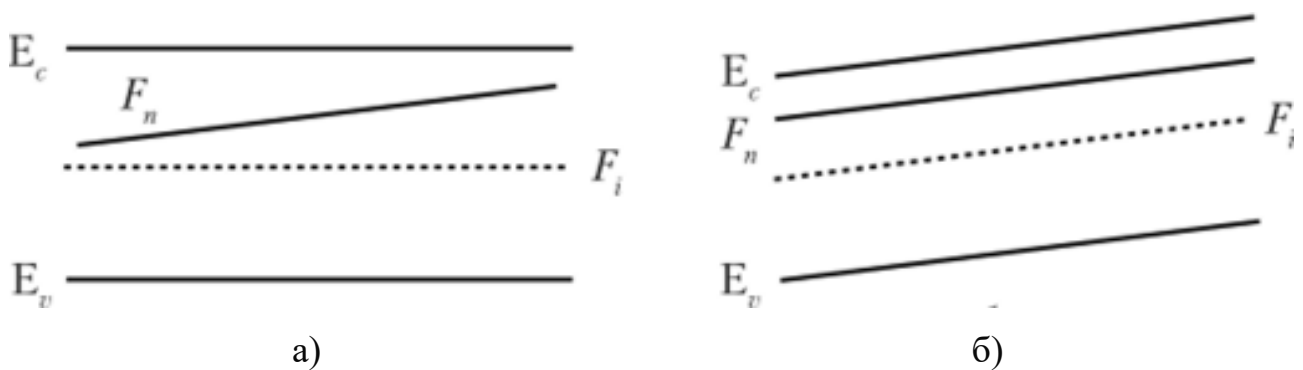


Рис. 1.6 - Енергетичні діаграми напівпровідника для чистої дифузії електронів (а) та чистого дрейфу (б)

1.5. Рекомбінація та генерація носіїв заряду

1.5.1. Механізми рекомбінації-генерації

Основними механізмами рекомбінації носіїв заряду у напівпровідниках є:

- 1) пряма міжзонна; 2) пасткова; 3) ударна (рекомбінація Оже); 4) поверхнева.

Кожному механізму рекомбінації відповідає протилежний механізм створення носіїв. Рекомбінація та генерація носіїв відбуваються парами: при кожному акті зникає або виникає електронно-діркова пара, що можна інтерпретувати як перехід електрона з валентної зони до зони провідності чи навпаки. Єдиний виняток становить захоплення носіїв на дрібні центри пасток в забороненій зоні і зворотний перехід в ту ж зону. Ці процеси надалі не розглядаються.

Процеси рекомбінації та генерації електронно-діркових пар характеризуються швидкістю рекомбінації r та швидкістю генерації g , які визначаються як число електронно-діркових пар, що рекомбінують та генеруються в одиниці об'єму в одиницю часу. Швидкість рекомбінації носіїв залежить від їхньої концентрації ($r = 0$, якщо $n = 0$ або $p = 0$). Швидкість генерації залежить від середньої енергії носіїв, тобто від температури. Від концентрації носіїв вона може залежати тільки у випадку, коли електронний або дірковий газ вироджений і помітна частина дозволених станів у валентній зоні або зоні провідності заповнена. Надалі будемо вважати, що швидкість генерації залежить тільки від температури (швидкість термогенерації). При цьому в стані рівноваги:

$$r = r_0 = g \quad (1.81)$$

Надмірною швидкістю рекомбінації називається різниця $r-g$. Іншою характеристикою процесів рекомбінації та генерації може служити час життя електронів τ_n і дірок τ_p , що визначається співвідношенням:

$$r - g = \Delta n / \tau_n = \Delta p / \tau_p \quad (1.82)$$

Поняття часу життя доцільно використовувати у тих випадках, коли воно не залежить від надмірної концентрації носіїв.

1.5.2. Пряма міжзонна рекомбінація

Пряма міжзонна рекомбінація називається випромінювальною, оскільки енергія, що виділяється при рекомбінації кожної пари, випромінюється у вигляді

фотона. Електрони та дірки мають енергії, відповідно близькі до E_c та E_v , тому енергія випромінюваних фотонів визначається шириною забороненої зони ($h\nu \approx E_c - E_v = E_g$), а довжина хвилі $\lambda = hc/E_g$, де h - стала Планка; c - швидкість світла. Швидкість випромінювальної рекомбінації пропорційна добутку концентрацій електронів та дірок:

$$r = \gamma np$$

У стані рівноваги з урахуванням (1.5.1) та (1.3.9):

$$r_0 = \gamma n_0 p_0 = g; \quad r - g = \gamma(np - n_0 p_0) = \gamma(np - n_i^2)$$

Порівняння цього результату з (1.82) показує, що в однорідному електронейтральному напівпровіднику для випромінювальної рекомбінації час життя не залежить від надмірної концентрації носіїв при низькому рівні інжекції:

$$\tau = 1/\gamma(p_0 + n_0) = 1/\gamma N \quad (1.83)$$

1.5.3. Пасткова рекомбінація

Пасткова рекомбінація (рекомбінація Шоклі-Ріда-Холла) здійснюється шляхом послідовного захоплення електронів і дірок глибокими рівнями пастками, які створюються в глибині забороненої зони фоновими домішками. Механізм пасткової рекомбінації досліджено Шоклі, Рідом і Холлом у припущенні, що в забороненій зоні є єдиний рівень пастки з енергією E_t і отримано співвідношення, що визначає надмірну швидкість рекомбінації:

$$r - g = \frac{c_n c_p N_t (np - n_1 p_1)}{c_n (n + n_1) + c_p (p + p_1)} = \frac{np - n_i^2}{\tau_{n_0} (n + n_1) + \tau_{p_0} (p + p_1)} \quad (1.84)$$

де N_t - концентрація пасток; $C_{n,p}$ – вірогідність захоплення пастками електронів та дірок; $\tau_{n_0,p_0} = 1/N_t C_{p,n}$; $n_1 = n_i e^{(E_t - F_i)/kT}$; $p_1 = n_i e^{(F_i - E_t)/kT}$

Порівняння співвідношень (1.84) та (1.82) з урахуванням (1.29, 1.30) показує, що в однорідному електронейтральному напівпровіднику час життя неосновних носіїв при пастковій рекомбінації не залежить від надмірної концентрації носіїв, якщо

$$n_0 + p_0 \gg n_1 + p_1 \quad (1.85)$$

і складає

$$\tau = \tau_{n0} - \text{для напівпровідника } n\text{-типу}; \quad (1.86)$$

$$\tau = \tau_{p0} - \text{для напівпровідника } p\text{-типу} \quad (1.87)$$

Таким чином, за умови (1.85) час життя неосновних носіїв явно не залежить від ступеня легування напівпровідника. Практично підвищення ступеня легування веде до збільшення концентрації пасток N_t внаслідок чого час життя зменшується.

1.5.4. Ударна рекомбінація

При ударній рекомбінації (рекомбінації Оже) енергія, що виділяється при рекомбінації електронно-діркової пари, передається третьому носієві - електрону або дірці, який після цього передає її кристалічній ґратці (фононам) за малий час релаксації енергії. Швидкість ударної рекомбінації пропорційна концентрації неосновних носіїв та квадрату концентрації основних носіїв. Використовуючи співвідношення (1.81) і (1.82), неважко показати, що для Оже рекомбінації час життя в однорідному електронейтральному напівпровіднику не залежить від надмірної концентрації носіїв при низькому рівні інжекції:

$$\tau = 1/A(n_0^2 + p_0^2) = 1/AN^2 \quad (1.88)$$

де A – константа Оже-рекомбінації.

1.5.5. Поверхнева рекомбінація

На поверхні напівпровідника обривається його кристалічна ґратка. Крім того, є різні поверхневі дефекти фізичної, хімічної чи механічної природи. Все це призводить до того, що в поверхневому шарі напівпровідника заборонена зона містить велику кількість дозволених станів, що сприяють підвищенню інтенсивності рекомбінаційно-генераційних процесів. Рекомбінація надлишкових носіїв заряду на поверхні викликає приплив до неї електронів і дірок. Таким чином, у напрямку, нормальному до поверхні, протікають рівні по абсолютній величині електронний та дірковий струми. У першому наближенні густина цих струмів пропорційна надмірній концентрації носіїв заряду на поверхні Δn_s і Δp_s :

$$j_{sn} = -e\Delta n_s s \quad (1.89)$$

$$j_{sp} = -e\Delta p_s s \quad (1.90)$$

де s - швидкість поверхневої рекомбінації, що характеризує інтенсивність механізму поверхневої рекомбінації.

Для ідеальної поверхні, еквівалентній будь-якій уявній поверхні в об'ємі напівпровідника, $s = 0$. Для поверхні ідеального металевого контакту $s = \infty$. Нескінченне значення швидкості поверхневої рекомбінації означає, що на поверхні напівпровідника завжди $\Delta n_s = \Delta p_s = 0$, тобто. поверхневі концентрації електронів і дірок завжди залишаються рівноважними ($n_s = n_0$, $p_s = p_0$). Такі ідеальні контакти називаються омичними. На поверхні реальних металевих контактів до напівпровідника швидкість поверхневої рекомбінації залишається кінцевою, але дуже високою. У моделях електронних приладів її зазвичай вважають нескінченною.

У напівпровідникових приладах та ІС поверхню напівпровідника ніколи не залишають відкритою. Щоб уникнути деградації характеристик приладу використовують пасивуючі покриття. У кремнієвих приладах та ІС хорошим покриттям, що пасивує, є діоксид кремнію SiO_2 . Залежно від його якості

швидкість поверхневої рекомбінації на пасивованій поверхні може становити від 10 до 10^3 см/с і вище.

1.5.6. Превалюючі механізми рекомбінації

Усі розглянуті механізми рекомбінації діють одночасно, причому результуючі швидкості рекомбінації та генерації підсумовуються:

$$r_{\Sigma} = \sum r_i; g_{\Sigma} = \sum g_i$$

а результуючий час життя становить $\tau_{\Sigma} = 1/\sum \tau_i^{-1}$.

Ступінь прояву різних механізмів рекомбінації залежить від особливостей зонної структури напівпровідника та ступеня його легування.

У моноатомних напівпровідниках (Si, Ge) випромінювальний механізм рекомбінації проявляється слабо, оскільки у них дно зони провідності і стеля валентної зони відповідають різним значенням квазіімпульсів електронів і дірок. Тому прямі (без зміни квазіімпульсу) міжзонні переходи можливі тільки для носіїв, що мають значну кінетичну енергію, і малоймовірні.

У невироджених моноатомних напівпровідниках ($N < 10^{19}$ см⁻³) превалюючим є пастковий механізм рекомбінації Шоклі-Ріда-Холла. Його інтенсивність залежить від чистоти матеріалу (концентрації глибоких пасткових рівнів N_t). При ступені легування $N = (10^{15} - 10^{17})$ см⁻³ час життя в кремнії становить зазвичай від 0,1 до 10 мкс, а при $N \sim 10^{14}$ см⁻³ може досягати 1 мс. Для деяких областей застосування бажане зниження часу життя. Це досягається шляхом спеціального легування напівпровідника домішками, що створюють глибокі пасткові рівні. Для кремнію такою домішкою є Au.

У вироджених напівпровідниках ($N > 10^{19}$ см⁻³) найбільш вірогідним є механізм Оже-рекомбінації, для якого час життя $\tau \sim 1/N^2$. При ступеню легування $N > 10^{20}$ см⁻³ час життя становить від 1 до 10 нс.

Прямі міжзонні переходи характерні для полярних напівпровідників типу A^3B^5 InP та ін) та їх сполук. У цих напівпровідниках енергетичний мінімум в зоні

провідності ($E = E_c$) і максимум у валентній зоні ($E = E_v$) розташовані в центрі зони Бріллюена ($\vec{p}_{n0} = \vec{p}_{p0} = 0$), і основним механізмом є випромінювальна рекомбінація ($\tau \sim 1/N$), що супроводжується випромінюванням фотонів з енергією E_g . Такі напівпровідники застосовуються для створення джерел монохроматичного випромінювання (у тому числі лазерів) ближнього інфрачервоного та оптичного діапазону.

Поверхнева рекомбінація проявляється у всіх напівпровідникових приладах біполярного типу, що ґрунтуються на використанні як основних, так і неосновних носіїв.

Контрольні питання

1. В чому відмінність енергетичної структури напівпровідників від металів та діелектриків.
2. Легування якими домішками дозволяє отримати напівпровідник донорний напівпровідник? Як одержати акцепторний напівпровідник?
3. Які носії заряду є основними в кремнію який легувано фосфором або бором?
4. Що таке енергія активації домішкових рівнів?
6. Назвіть умови переходу напівпровідника у вироджений стан.
7. Що є причиною дифузійного струму, а що викликає дрейфовий?
8. Дайте визначення бар'єрної та дифузійної ємності. Як вони залежать від зовнішньої напруги на p - n -переході?
9. Які типи рекомбінаційних втрат ви знаєте?
10. Які причини виникнення явища поверхневої рекомбінації?

2. КОНТАКТНІ ЯВИЩА У НАПІВПРОВІДНИКАХ

Під електронно-дірковим переходом (p - n -переходом) розуміють перехідний шар між двома областями напівпровідника з різним типом провідності, в якому існує внутрішнє електричне поле. Електронно-дірковий перехід є основою практично всіх напівпровідникових приладів, а саме різних типів діодів, біполярних і польових транзисторів, тиристорів, оптоелектронних приладів (світлодіодів і напівпровідникових лазерів). На його основі в напівпровідникових мікросхемах створюються інтегральні транзистори, діоди, резистори, конденсатори, а також області, що ізолюють вищезгадані елементи один від одного.

Крім p - n -переходу для створення напівпровідникових приладів широко використовуються контакт «метал-напівпровідник» і контакт двох напівпровідників з різною шириною забороненої зони (гетероперехід). Гетероперехід, що володіє рядом специфічних властивостей, є основою сучасних напівпровідникових приладів НВЧ-діапазону, оптоелектронних приладів (світлодіодів та напівпровідникових лазерів), а також фотоприймачів та сонячних елементів.

2.1. Методи формування електронно-діркових переходів

Сформувати p - n -перехід безпосереднім дотиком двох напівпровідникових кристалів практично неможливо, так як на поверхнях, що стикаються, завжди присутні різного роду адсорбовані атоми, забруднення, мікротріщини та інші дефекти, що різко змінюють властивості напівпровідників. Навіть якщо припустити, що всі ці забруднення та дефекти за допомогою хімічної або плазмової обробки усунуті, сформувати якісний p - n -перехід не вийде. Причина в тому, що сам факт наявності у кристала вільної поверхні викликає утворення в забороненій зоні напівпровідника дозволених енергетичних рівнів, що не дозволяє забезпечити ряд важливих властивостей p - n -переходу. Успіх у створенні напівпровідникових приладів, що використовують властивості

p-n-переходу, був досягнутий лише тоді, коли його навчилися формувати всередині напівпровідникових монокристалів.

Історично першим методом формування *p-n*-переходу був сплавний метод, послідовність операцій якого наведено на рис. 2.1. На поверхню пластини Si *n*-типу поміщали невелику таблетку з алюмінію, після чого пластину з таблеткою нагрівали до температури близько 580 °С, що трохи перевищує температуру евтектики сплаву Al-Si. В результаті нагрівання межа між пластиною Si і таблеткою Al розплавлялася, що супроводжувалося активним перемішуванням атомів Al в розплаві Si. Після охолодження розплавлена область кристалізувалася з утворенням Si, легованого атомами Al, які для кремнію є акцепторною домішкою. Таким чином, у пластині Si з провідністю *n*-типу утворювалась сильнолегована акцепторною домішкою область *p*-типу. Частина алюмінієвої таблетки на поверхні пластини використовувалася як контактна площадка. Для формування другого контакту на протилежній стороні пластини напиляли плівку зі сплаву Au-Sb, що містить 0,1% Sb, і проводили термічну обробку при температурі 400 °С. Сплавний метод виготовлення *p-n*-переходів нині практично не використовується.

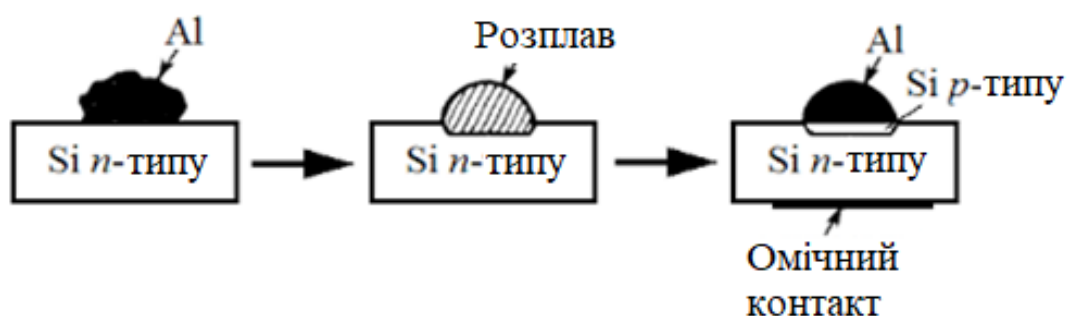


Рис. 2.1 - Формування *p-n*-переходу сплавним методом

Формування *p-n*-переходів в даний час здійснюють трьома методами: дифузійним методом, іонною імплантацією та епітаксією. У дифузійному методі (рис. 2.2) пластини напівпровідника (наприклад, з кремнію) поміщають в кварцову трубу, через яку пропускають газоподібні з'єднання (дифузанти), що містять домішки донорного або акцепторного типу. В якості

таких сполук зазвичай використовують газоподібні сполуки (PH_3 , AsH_3 , B_2H_6 , та ін) або легко-літучі рідкі сполуки (PCl_3 , AsCl_3 , BBr_3 та ін). В результаті хімічних реакцій, що протікають при температурі порядку 1000°C , домішкові атоми (P, As, B та ін) потрапляють в приповерхневий шар напівпровідникової пластини. При наступному нагріванні вони переміщуються від поверхні вглиб пластини, що і дозволяє отримувати p - n -переходи на потрібній глибині. Часто процес легування проводять через маски із оксиду кремнію або нітриду кремнію, які формуються на поверхні пластини за допомогою фотолітографії.

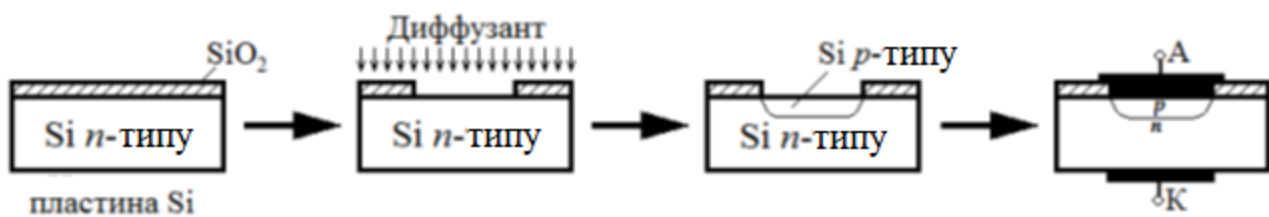


Рис. 2.2 - Формування p - n -переходу дифузійним методом

У методі іонної імплантації (рис. 2.3) напівпровідникові пластини поміщають у спеціальну камеру, в якій створено вакуум. Іонізовані домішкові атоми прискорюються до енергій у кілька десятків тисяч електронвольт і бомбардують пластину, проникаючи всередину. Оскільки енергія зв'язку атомів напівпровідника в кристалічній ґратці відносно мала (порядку кількох електронвольт), то при зіткненні іонів домішки з атомами напівпровідника останні вибиваються зі своїх вузлів, переходячи в міжвузля. В результаті вздовж траєкторії руху домішкових іонів в кристалі створюються радіаційні дефекти. Для відновлення вихідної кристалічної структури напівпровідникові пластини після іонної імплантації піддаються термічному або лазерному відпалу. У процесі відпалу крім відновлення вихідної кристалічної структури відбувається також перехід імплантованих домішкових атомів з міжвузлів у вузли кристалічних ґраток. Тільки перебуваючи у вузлах кристалічних ґраток, домішкові атоми здатні виконати функції донорів та акцепторів.

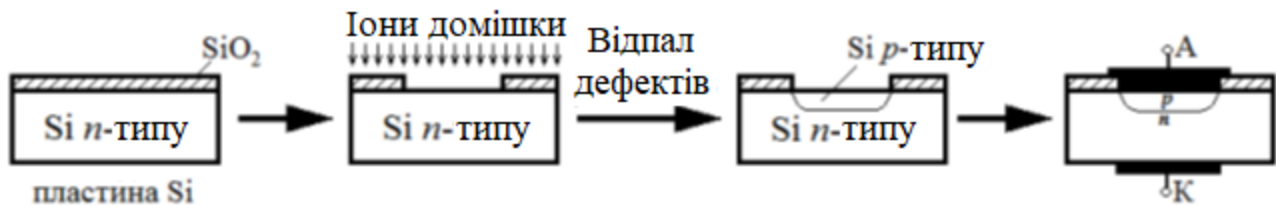


Рис. 2.3 - Формування $p-n$ -переходу методом іонної імплантації

У порівнянні з дифузійним методом іонна імплантація відрізняється більш високою керованістю процесом легування, з її допомогою можна формувати $p-n$ -переходи при відносно низькій температурі, забезпечуючи при цьому точне дозування домішки, що вводиться, і високу чистоту легування. Основними недоліками методу є утворення радіаційних дефектів в імплантованих шарах і більш складне технологічне обладнання.

Третій метод формування $p-n$ -переходів, заснований на використанні процесів епітаксії, застосовують набагато рідше перших двох. Під епітаксією розуміють процес вирощування монокристалічного шару напівпровідника на монокристалічній підкладці, в результаті якого епітаксійний шар закономірно повторює кристалічну структуру підкладки. Для отримання якісних епітаксійних шарів необхідно, щоб шар, що вирощується, і підкладка мали близькі кристалічні структури. Процес проводять зазвичай у кварцовій трубці при температурі порядку 1000 °С, куди надходять пари або газоподібні сполуки, що містять необхідні для вирощування епітаксійних шарів атоми (рис. 2.4). Наприклад, одна з можливих реакцій, в результаті якої на підкладці вирощують епітаксійні шари кремнію, полягає у відновленні тетрахлориду кремнію SiCl_4 у водні:

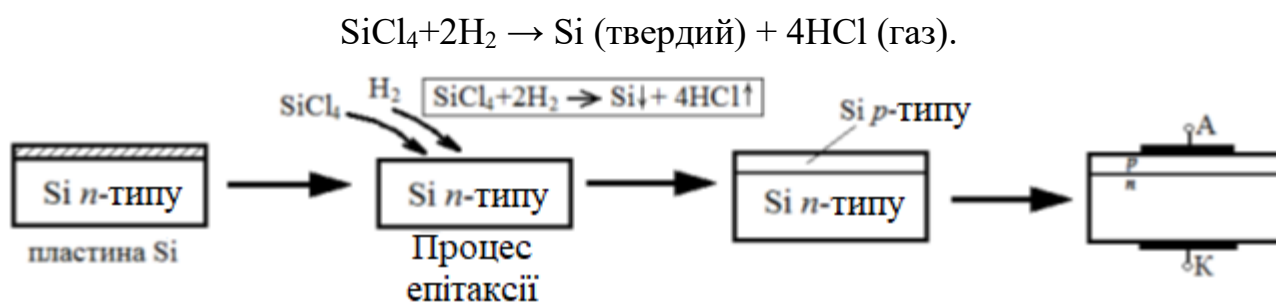


Рис. 2.4 - Формування $p-n$ -переходу методом епітаксії

Вивільнені в результаті реакції атоми кремнію формують епітаксійний шар, кристалічна структура якого визначається структурою підкладки. Легування епітаксійного шару проводиться шляхом додавання до робочих газів SiCl_4 і H_2 газоподібних дифузантив, що містять потрібні домішкові атоми, наприклад, B_2H_6 , PH_3 та ін. В результаті на підкладці *n*- або *p*-типу провідності можна виростити епітаксійний шар з протилежним типом провідності та сформувати таким способом *p-n*-перехід.

Якщо епітаксійний шар і підкладка з одного і того ж матеріалу, наприклад, з кремнію, а відмінність полягає тільки в різній концентрації домішкових атомів в епітаксійному шарі і підкладці, то це процес гомоепітаксії. Якщо ж підкладка і вирощуваний на ній епітаксійний шар являють собою різні матеріали, то це гетероепітаксія. Тільки за допомогою гетероепітаксії можуть бути сформовані гетеропереходи - структури з напівпровідників з різною шириною забороненої зони, що складають основу сучасних напівпровідникових приладів НВЧ-діапазону і оптоелектроніки.

За характером розподілу домішкових атомів на межі *p*- та *n*-областей напівпровідника розрізняють різкі та плавні *p-n*-переходи. Перехід, в якому товщина області зміни концентрації домішки значно менша за товщину самого *p-n*-переходу (шару, в якому локалізовано внутрішнє контактне електричне поле), називають різким *p-n*-переходом. Різкий *p-n*-перехід створюється зазвичай в процесі епітаксійного вирощування і (за певних умов) у методі іонної імплантації. Перехід, в якому товщина області зміни концентрації домішки порівняна або більше товщини самого *p-n*-переходу, називають плавним *p-n*-переходом. Плавний перехід створюють зазвичай при використанні дифузійного методу. При додатковому впливі лазерного випромінювання (лазерно-стимульована дифузія), що викликає локальне розплавлення приповерхневого шару напівпровідника, можна отримати різкий *p-n*-перехід.

За співвідношенням концентрацій домішкових атомів у *p*- і *n*-областях напівпровідника розрізняють симетричні та несиметричні *p-n*-переходи. У симетричних *p-n*-переходах концентрації донорів N_d та акцепторів N_a приблизно

рівні. Для несиметричних p - n -переходів концентрації донорів і акцепторів різко відрізняються (на 2–3 порядки). У напівпровідникових приладах зазвичай використовуються несиметричні p - n -переходи.

2.2. Електричні процеси в p - n -переході без зовнішньої напруги

Як зазначалося, p - n -перехід формується шляхом легування напівпровідника домішковими атомами донорного і акцепторного типу. Зазвичай при легуванні використовують так звані «дрібні» домішкові атоми, енергія іонізації яких значно менше ширини забороненої зони напівпровідника. Наприклад, у кремнії для багатьох домішок вона становить кілька десятків міліелектронвольт, тобто є співставною з величиною kT , яка при кімнатній температурі приблизно дорівнює 25 меВ. Це означає, що навіть при кімнатній температурі атоми донорів і акцепторів можна вважати повністю іонізованими, тобто практично всі акцепторні атоми приєднують до себе електрони, створюючи при цьому дірки, а донорні атоми віддають свої електрони, які стають вільними. Концентрації основних носіїв заряду n_n і p_p у цьому випадку приблизно рівні концентраціям домішок N_d і N_a . Крім основних носіїв заряду в напівпровіднику є також неосновні носії заряду, а саме, електрони в p -області n_p і дірки в n -області p_n . У стані термодинамічної рівноваги концентрації основних (n_n, p_p) та неосновних (n_p, p_n) носіїв пов'язані законом діючих мас, згідно з яким,

$$n_n \cdot n_p = p_p \cdot p_n = n_i^2 \sim \exp\left(-\frac{\Delta E_g}{kT}\right) \quad (2.1)$$

де n_i – концентрація власних носіїв заряду у напівпровіднику, обумовлена переходами електронів із валентної зони до зони провідності; ΔE_g – ширина забороненої зони напівпровідника; k - стала Больцмана; T – температура напівпровідника.

Розглянемо p - n -перехід у стані термодинамічної рівноваги, до якого не прикладена зовнішня напруга і який не освітлюється. Вважатимемо, що перехід несиметричний, причому $N_d \gg N_a$ (рис. 2.5, а). Таке співвідношення виконується

і для основних носіїв заряду, тобто $n_n \gg p_p$. Оскільки концентрація електронів у n -області істотно вище, ніж у p -області, виникає градієнт концентрації електронів вздовж осі x , що призводить до їх дифузії з n - в p -область. У процесі переміщення електронів в p -область вони рекомбінують там із дірками, у результаті їх концентрація зменшується до величини n_p (рис. 2.5, б).

Оскільки частина негативно заряджених електронів за рахунок дифузії перемістилася в p -область, то в n -області порушується електронейтральність, внаслідок чого в прилеглому до металургійного кордону p - n -переходу шарі ($-\delta_n \leq x \leq 0$) виникає об'ємний заряд позитивно заряджених іонів донорної домішки (рис. 2.5, в). Аналогічний процес відбувається і з дірками, які дифундують з p - в n -область, в результаті чого в шарі $0 \leq x \leq \delta_p$ виникає нерухомий негативний заряд іонів акцепторної домішки. Об'ємний заряд іонів донорів за абсолютною величиною дорівнює заряду іонів акцепторів. Подвійний електричний шар, що утворюється в області переходу $-\delta_n \leq x \leq \delta_p$, називається областю просторового заряду (ОПЗ). По суті, ця область і є p - n -переходом, товщина якого $\delta = \delta_n + \delta_p$.

Наявність подвійного електричного шару в ОПЗ призводить до виникнення внутрішнього контактного електричного поля, локалізованого в ОПЗ і направлено з n - в p -область (рис. 2.5, г). Це поле, діючи на вільні носії заряду, перешкоджає процесам дифузії електронів та дірок. Зрештою дифузійні потоки електронів і дірок через p - n -перехід повністю врівноважуються дрейфовими потоками, обумовленими впливом внутрішнього контактного поля \mathcal{E} на електрони і дірки. Настає термодинамічна рівновага, при якому положення рівня Фермі F_n і F_p однакове для n - і p -областей. Зонна діаграма, що відповідає термодинамічній рівновазі p - n -переходу, представлена на рис. 2.5, д. Видно, що енергія, яка відповідає дну зони провідності E_c та стелі валентної зони E_v , змінюється вздовж координати x (виникає вигин енергетичних зон). Для переходу електронів з n - у p -область (а дірок у протилежному напрямку) їм необхідно долати потенційний бар'єр $q \cdot \varphi_k$. Величина φ_k , називається контактною різницею потенціалів і визначається співвідношенням:

$$\varphi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} \quad (2.2)$$

де q - елементарний заряд.

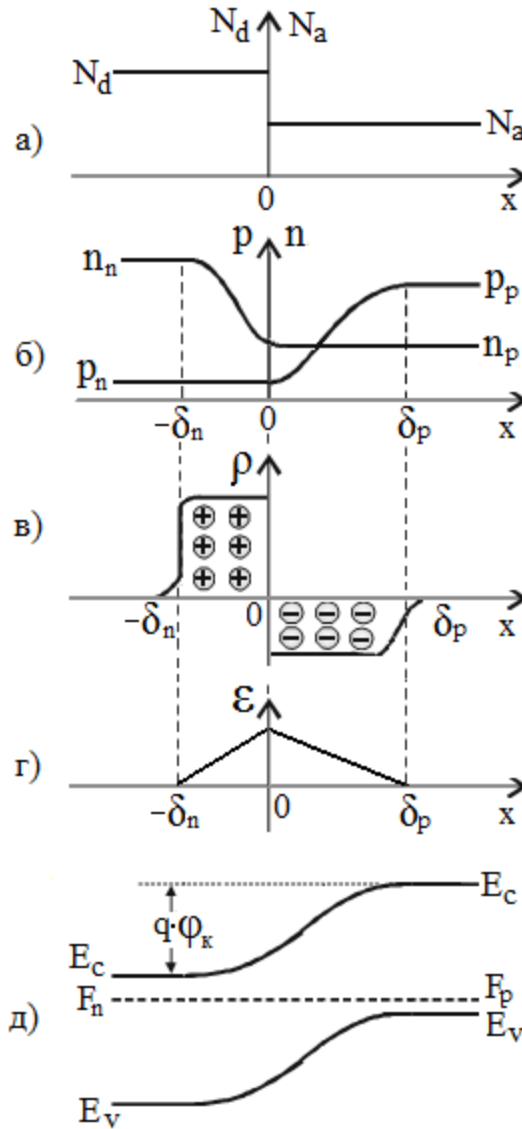


Рис. 2.5 - Електронно-дірковий перехід у рівноважному стані: а) розподіл концентрації N_d та N_a домішкових атомів; б) розподіл концентрації основних (n_n та p_p) та неосновних (p_n та n_p) носіїв заряду; в) розподіл густини заряду ρ іонів домішки; г) розподіл напруженості внутрішнього електричного поля; д) зонна діаграма p - n -переходу

Аналіз формули (2.2) показує, що контактна різниця потенціалів φ_k тим більша, чим більша концентрація домішок в p - і n -областях, оскільки в цьому випадку збільшуються заряд в ОПЗ і тим самим посилюється внутрішнє контактне електричне поле \mathcal{E} . Величина φ_k залежить від типу напівпровідника, так як у вираз (2.2) входить концентрація власних носіїв заряду n_i , яка, згідно з (2.1), експоненційно залежить від ширини забороненої зони напівпровідника ΔE_g . Чим більше E_g , тим менше n_i . Наприклад, у кремнії ($\Delta E_g = 1,12$ еВ) при кімнатній температурі $n_i \approx 1,5 \cdot 10^{10}$ см⁻³, а для германію ($\Delta E_g = 0,67$ еВ) n_i приблизно на три порядки вище. Величина φ_k експоненційно залежить від температури T . Незважаючи на те, що температура входить у чисельник виразу (2.2), більш істотну роль грає температурна залежність n_i . Зі зростанням температури значення n_i збільшується, а φ_k , відповідно, зменшується.

Важливою особливістю p - n -переходу є наявність подвійного електричного шару в ОПЗ, створеного некомпенсованими зарядами донорів та акцепторів. Ці заряди створюють внутрішнє електричне поле, локалізоване в межах ОПЗ. Товщина ОПЗ (товщина p - n -переходу) визначається виразом:

$$\delta = \delta_n + \delta_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right) \varphi_k}, \quad (2.3)$$

де ε – діелектрична проникність напівпровідника, ε_0 – діелектрична стала.

Слід зазначити, що даний вираз є справедливим тільки для різкого p - n -переходу, у випадку плавного переходу вираз для δ дещо відрізняється. Якщо p - n -перехід є несиметричним, наприклад, $N_d \gg N_a$, то $1/N_d \approx 0$ і вираз (2.2) набуває вигляду:

$$\delta = \delta_n + \delta_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right) \varphi_k} \approx \delta_p \quad (2.4)$$

З виразу (2.4) випливає, що у разі несиметричного p - n -переходу він здебільшого зосереджений у слабо легованій області напівпровідника. У реальних напівпровідникових приладах товщина p - n -переходу має значення від сотих часток до одиниць мікрометрів. Важливою особливістю p - n -переходу є те, що ОПЗ збіднена вільними носіями заряду, тобто є високоомною. Тому, якщо до напівпровідникового приладу, що містить p - n -перехід, прикладається зовнішня напруга, то вся вона переважно падає на p - n -переході.

2.3. Випрямляючі властивості p - n -переходу

Навіть за відсутності зовнішньої напруги, через p - n -перехід переміщуються електрони і дірки, створюючи електричний струм, який включає дифузійну і дрейфову складову. Причиною появи дифузійного струму густиною j_{dif} є наявність градієнта концентрації електронів і дірок в ОПЗ, що викликає їхню дифузію в протилежних напрямках. Враховуючи, що заряд у електронів негативний, а у дірок позитивний, напрямки електронної $j_{n,dif}$ та діркової $j_{p,dif}$ компонент дифузійного струму збігаються (рис. 2.6а), а сумарний дифузійний струм j_{dif} буде дорівнювати їх сумі:

$$j_{dif} = j_{n,dif} + j_{p,dif}$$

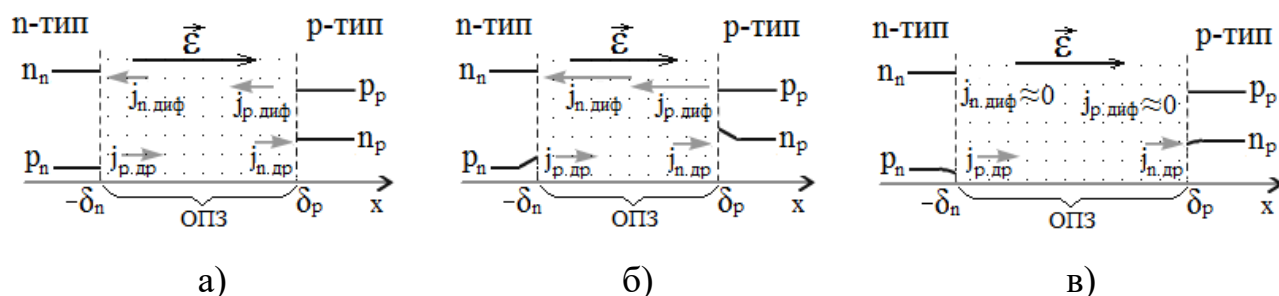


Рис. 2.6 - Електричні струми основних та неосновних носіїв заряду через p - n -перехід: а) при $U = 0$; б) за $U > 0$; в) при $U < 0$

Дифузія основних носіїв заряду призводить до утворення некомпенсованих зарядів іонів донорів та акцепторів, що створюють в ОПЗ

внутрішнє контактне електричне поле ϵ , спрямоване з n - у p -область. Це поле надає «гальмуючу» дію на основні носії заряду, що дифундують та яким доводиться долати потенційний бар'єр ϕ_k . З іншого боку, це внутрішнє поле, діючи на неосновні носії заряду, що знаходяться в області ОПЗ, створює дрейфовий струм густиною j_{dr} . Неосновні носії заряду n_p і p_n з'являються в області ОПЗ внаслідок хаотичного теплового руху з прилеглих до ОПЗ шарів, товщина яких дорівнює дифузійній довжині L_p (для дірок, що знаходяться зліва від границі $x < -\delta_n$) або L_n (для електронів, що знаходяться праворуч від границі $x > \delta_p$). Під дифузійною довжиною носіїв заряду розуміють відстань, яку проходять електрони чи дірки за середній час їхнього життя. Електронна $j_{n.dr}$ та діркова $j_{p.dr}$ компоненти дрейфового струму збігаються у напрямку з внутрішнім контактним полем, тобто $j_{dr} = j_{n.dr} + j_{p.dr}$. Без зовнішньої напруги ($U = 0$) дифузійний і дрейфовий струми повністю врівноважують один одного, і сумарний струм через p - n -перехід дорівнює нулю.

Якщо до p - n -переходу прикласти зовнішню напругу в прямому напрямку ($U > 0$), тобто «плюсом» - до p -області, а «мінусом» - до n -області, то це викликає появу в ОПЗ зовнішнього поля, спрямованого протилежно до внутрішнього контактного поля і частково його компенсуючого. В результаті контактна різниця потенціалів зменшиться до величини $(\phi_k - U)$, ймовірність для основних носіїв подолати потенційний бар'єр, що знизився, зросте, і, як наслідок, дифузійний струм j_{dif} істотно збільшиться. Праворуч від границі з ОПЗ ($x > \delta_p$) концентрація неосновних носіїв n_p різко збільшиться (рис. 2.6б). Цей процес називається *інжекцією неосновних носіїв заряду*. Концентрація інжекттованих через p - n -перехід електронів плавно зменшується від межі ОПЗ в глибину напівпровідника за рахунок їхньої рекомбінації з дірками. Аналогічний процес відбувається і з дірками, інжекттованими через p - n -перехід у зворотному напрямку, тобто з p - в n -область.

Слід зазначити, що дрейфовий струм j_{dr} крізь p - n -перехід при цьому залишається практично без змін, оскільки він залежить тільки від концентрації неосновних носіїв заряду n_p і p_n у прилеглих до ОПЗ шарах і від їх дифузійних

довжин L_n і L_p . Від напруженості електричного поля в ОПЗ j_{dr} не залежить. Навіть якщо зовнішнє поле істотно послабить внутрішнє контактне поле, все одно напруженість поля в ОПЗ достатня для того, щоб перекинути електрони, які потрапили в ОПЗ, з p - в n -область, а дірки в протилежному напрямку. В результаті при досить великій прямій напрузі на p - n -переході (для кремнію ця межа близько 75 мВ) дифузійний струм приблизно в 20 разів перевищить дрейфовий, і загальний струм через перехід в основному визначатиметься дифузійним струмом.

У несиметричному p - n -переході переважає дифузійний струм носіїв, інжекттованих з сильніше легованої області у більш слаболеговану (у діодах її називають базовою областю). Це пояснюється тим, що електронам і діркам при інжекції доводиться долати потенційний бар'єр однієї й тієї ж висоти, і тому більший внесок у загальний струм дають ті носії, концентрація яких вище. Це дозволяє керувати напрямом інжекції носіїв у p - n -переході, варіюючи ступінь легування p - та n -областей. Такий спосіб широко використовується в різних напівпровідникових приладах, зокрема він лежить в основі роботи біполярних транзисторів.

Якщо зовнішню напругу прикласти до p - n -переходу у зворотному напрямі ($U < 0$), тобто «мінусом» – до p -області, а «плюсом» – до n -області, то в цьому випадку зовнішнє електричне полі буде посилювати внутрішнє поле, в результаті чого потенційний бар'єр у переході збільшиться до величини $q(\varphi_k + U)$. При досить великій напрузі U дифузійний струм зменшиться практично до нуля, а дрейфовий залишиться без зміни. Неосновні носії заряду – електрони в p -області та дірки в n -області, що підійшли до p - n -переходу на відстань, яка не перевищує їх дифузійної довжини, втягуються полем в ОПЗ і переносяться в сусідню область, де вони стають основними носіями заряду. Цей процес, називається *екстракцією* і супроводжується зменшенням концентрації неосновних носіїв заряду поблизу меж ОПЗ (рис. 2.6в).

Таким чином, залежно від полярності напруги, що прикладається до p - n -переходу, електричний струм через нього буде змінюватися по-різному. При

прямих напругах він різко збільшується, при зворотній напрузі - залишається практично незмінним. Такий характер залежності струму від напруги (зсуву), що прикладається, визначає випрямляючі властивості p - n -переходу.

Для аналізу процесів, які відбуваються у p - n -переході, широко використовують його зонні енергетичні діаграми, зображені на рис. 2.7. Навіть за відсутності зовнішньої напруги U на переході дно зони провідності E_c зазнає вигину (рис. 2.7, а). Вільним електронам, які володіють енергією, приблизно рівною E_c , щоб перейти з n -області в p -область необхідно подолати енергетичний бар'єр $q \cdot \varphi_k$. Такий же бар'єр повинні подолати і дірки, що переходять з p -області в n -область. Цей енергетичний бар'єр можна зменшити, прикладаючи напругу у прямому напрямку (рис. 2.7, б), або збільшити, прикладаючи напругу у зворотному напрямку (рис. 2.7, в).

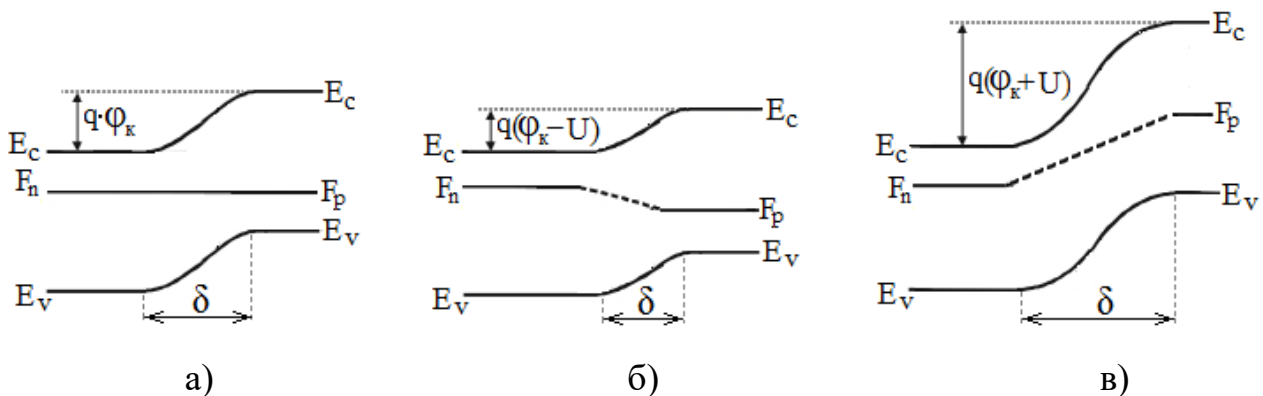


Рис. 2.7 - Зонні енергетичні діаграми p - n -переходу: а) за $U = 0$; б) за $U > 0$; в) при $U < 0$

При $U = 0$ рівні Фермі F_n і F_p в n - і p -областях збігаються, за наявності напруги вони зміщуються щодо один одного на величину $q \cdot \varphi_k$. Слід зазначити, що зміна зовнішньої напруги викликає як зміну напруженості електричного поля області p - n -переходу і висоти потенційного бар'єру, так і величини об'ємного заряду в p - n -переході та його товщини δ . При прямій напрузі об'ємний заряд і товщина p - n -переходу (товщина ОПЗ) зменшуються (рис. 2.7б), при зворотній напрузі – збільшуються (рис. 2.7, в).

Вольт-амперна характеристика (ВАХ) так званого ідеального p - n -переходу була вперше отримана Шоклі і носить його ім'я. Відповідно до формули Шоклі густина струму j через p - n -перехід залежить від прикладеної до нього напруги згідно з виразом:

$$j = j_s \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.5)$$

де j_s – густина струму насичення, що визначається виразом:

$$j_s = \frac{qL_n n_p}{\tau_n} + \frac{qL_p p_n}{\tau_p} \quad (2.6)$$

Аналіз формули показує, що при виконанні умови $qU \gg kT$ одиницею у квадратних дужках можна знехтувати. В цьому випадку густина струму j_f у прямому напрямку залежить від напруги U експоненційно. При прикладенні зворотної напруги ($U < 0$) і виконанні умови $|qU| \gg kT$ експонентою у квадратних дужках можна знехтувати порівняно з одиницею. Тоді зворотний струм $j_{back} \approx -j_s$. Графік ВАХ представлений на рис. 2.8.

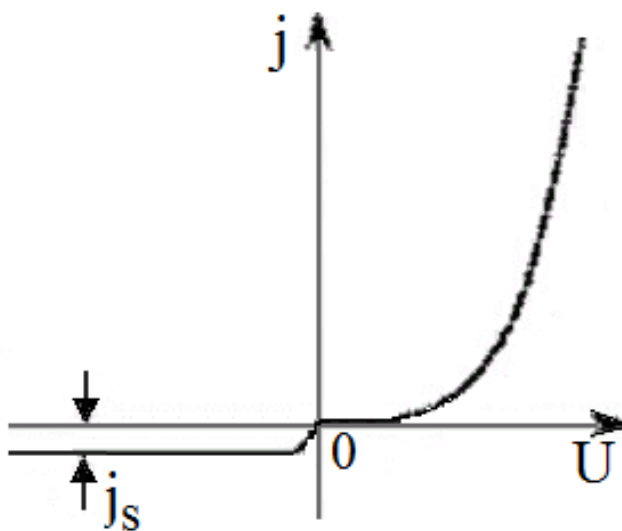


Рис. 2.8 - ВАХ ідеального p - n -переходу

Пряма гілка ВАХ p - n -переходу залежить від ширини забороненої зони напівпровідника E_g , в якому сформований перехід. Чим менше E_g , тим менше величина напруги, необхідної для суттєвого збільшення прямого струму через p - n -перехід. Наприклад, для германію ($\Delta E_g = 0,67$ еВ) напруга відкриття p - n -переходу дорівнює 0,2-0,3 В, а у кремнії ($\Delta E_g = 1,12$ еВ) p - n -перехід відкривається приблизно при 0,6–0,7 В. Графіки прямої гілки ВАХ для германієвих та кремнієвих p - n -переходів наведено на рис. 2.9а.

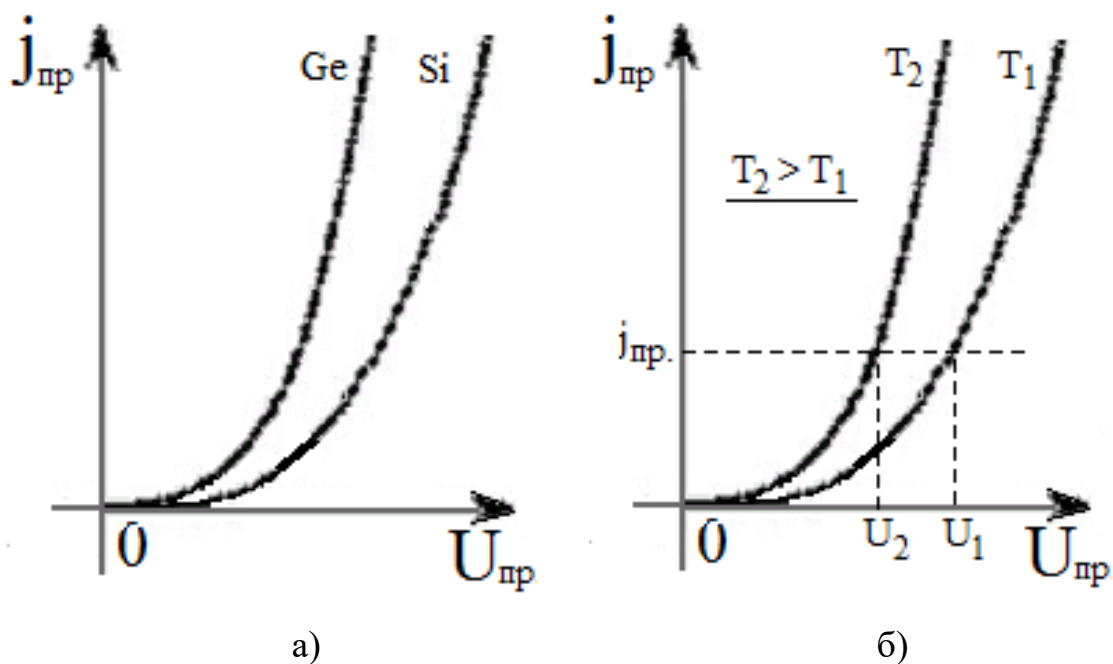


Рис. 2.9 - Прямі гілки ВАХ p - n -переходу: а) для напівпровідників із різною шириною забороненої зони; б) за різної температури напівпровідника

Пряма гілка ВАХ p - n -переходу залежить від температури напівпровідника. Зі зростанням температури зменшується висота потенційного бар'єру $q \cdot \phi_k$, що збільшує дифузійний струм через перехід. Крім того, змінюється розподіл носіїв заряду за енергіями. Електрони, наприклад, переходять на вищі енергетичні рівні поблизу дна зони провідності. З цих двох причин прямий струм через p - n -перехід збільшується зі зростанням температури при незмінній прямій напрузі (рис. 1.9б). Така властивість p - n -переходу дозволяє використовувати його як датчик температури. При пропусканні через p - n -перехід фіксованого

струму густиною j_f падіння напруги U на переході лінійно залежить від температури. Вимірявши U_1 за T_1 і U_2 за T_2 , можна визначити температурний коефіцієнт напруги ТКН. Надалі при відомому значенні ТКН і виміряному значенні U можна визначити температуру середовища, в яке поміщений датчик.

2.4. ВАХ реального $p-n$ -переходу

Формула Шоклі (2.5) описує ВАХ ідеального $p-n$ -переходу. При її виведенні Шоклі використав кілька припущень, а саме:

- перехід є тонким, внаслідок чого носії заряду (електрони та дірки) проходять ОПЗ без рекомбінації один з одним, що дозволяє також знехтувати процесами генерації електронно-діркових пар у ОПЗ;

- вся зовнішня напруга, прикладена до напівпровідника, в якому сформований перехід, падає на ОПЗ, а падінням напруги на решті напівпровідника можна знехтувати.

Відомо, що у напівпровіднику постійно відбуваються процеси генерації електронно-діркових пар та їх рекомбінація. Середній час між актом генерації та рекомбінації пар називається *часом життя носіїв заряду*. Обидва ці процеси, що відбуваються у ОПЗ, впливають на струм, що протікає через $p-n$ -перехід. Вплив процесів генерації електронно-діркових пар у ОПЗ ілюструє рис. 2.10, а.

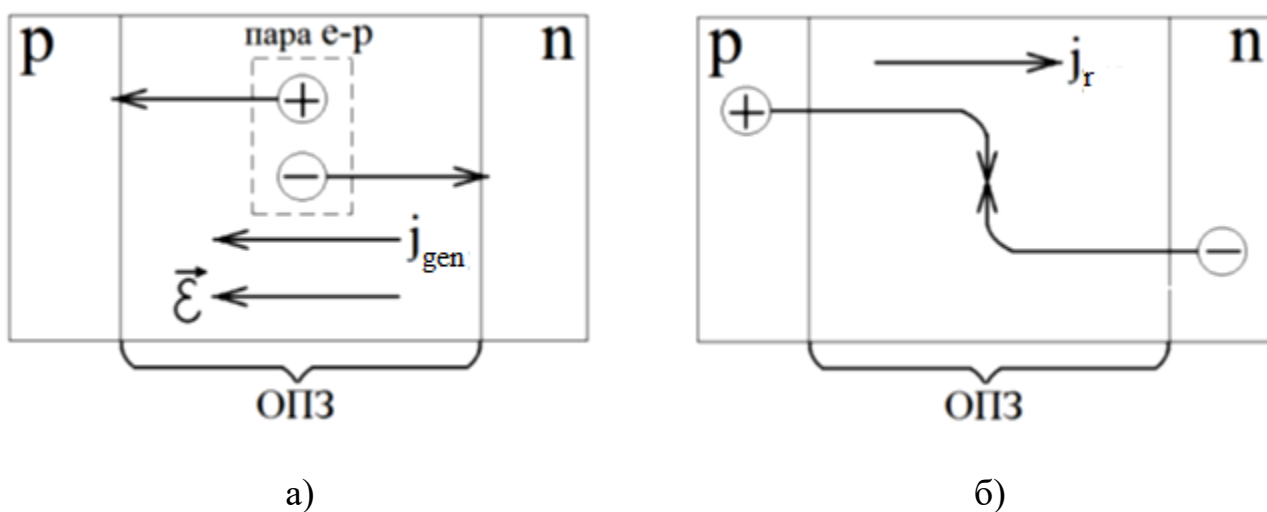


Рис. 2.10 - Виникнення додаткових складових струму через $p-n$ -перехід: а) генераційна складова j_{gen} ; б) рекомбінаційна складова j_r .

Носії, що виникають при генерації, розділяються внутрішнім електричним полем переходу так, що електрони переносяться в n -область, а дірки в p -область, створюючи при цьому додаткову складову струму, що називається *генераційним струмом* j_{gen} . За напрямком j_{gen} збігається з напруженістю внутрішнього електричного поля ϵ додається до дрейфового струму j_{dr} і збільшує, тим самим, зворотний струм через перехід.

Вплив рекомбінаційних процесів на величину струму через p - n -перехід ілюструє рис. 2.10, б. При прямій напрузі на p - n -переході частина основних носіїв заряду здатна подолати потенційний бар'єр, що знизився, і пройти через перехід, створюючи дифузійний струм j_{dif} . При невеликих прямих напругах, коли висота потенційного бар'єру ще досить велика, основна частина носіїв, що потрапили в ОПЗ, відкидатиметься внутрішнім полем назад - електрони повернуться в n -область, а дірки - в p -область. Але деякі електрони або дірки можуть бути захоплені в ОПЗ пастками (дефектами кристалічних ґраток, домішковими іонами та ін.), затриматися на них якийсь час і рекомбінувати з носіями протилежного знаку, що прийшли так само з іншої області. В результаті такого акту рекомбінації зникає один електрон з n -області та одна дірка з p -області, що еквівалентно перенесенню елементарного заряду через p - n -перехід. Ці процеси викликають появу рекомбінаційної складової струму j_r , яка за напрямом збігається з дифузійним струмом і збільшує, тим самим, прямий струм через p - n -перехід.

Розглянемо вплив величини та полярності зовнішньої напруги U на генераційну та рекомбінаційну складові струму. Зі зростанням прямої напруги товщина ОПЗ зменшується, що полегшує процес рекомбінації електронно-діркових пар в ОПЗ через збільшення потоку основних носіїв крізь перехід та відповідне зростання ймовірності їх захоплення пастками. Разом з тим, зі зростанням прямої напруги зменшується і висота потенційного бар'єру, дифузійний струм j_{dif} основних носіїв при цьому різко зростає, значно перевищуючи рекомбінаційну складову струму j_r . Інакше кажучи, при великих прямих напругах струм через p - n -перехід визначається в основному інжекцією

носіїв заряду, а не їх рекомбінацією. Вплив j_r проявляється лише на початковій ділянці прямої гілки ВАХ (рис. 2.11, а).

При зворотній напрузі товщина ОПЗ збільшується, потенційний бар'єр у переході зростає настільки, що потік основних носіїв через перехід припиняється, тому j_r зменшується практично до нуля. Однак збільшення товщини ОПЗ призводить до зростання кількості електронно-діркових пар, що генеруються в ОПЗ, внаслідок чого зростає вплив генераційної складової струму j_{gen} . При прямій напрузі товщина ОПЗ, навпаки, зменшується, отже, зменшиться практично до нуля і струм j_{gen} .

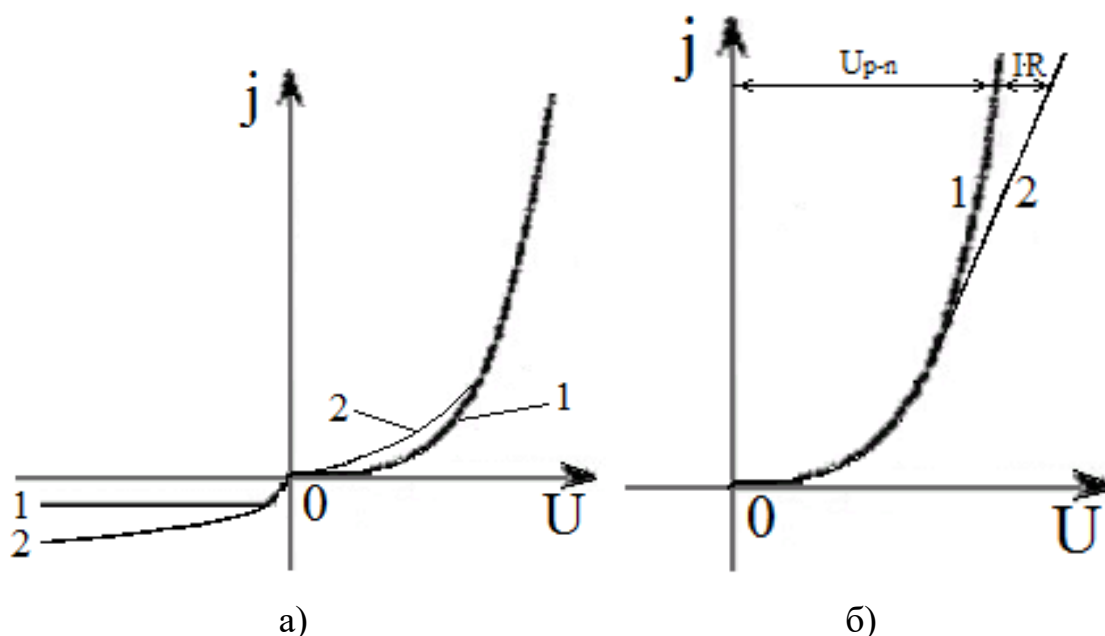


Рис. 2.11 - ВАХ $p-n$ -переходу: а) враховує генераційно-рекомбінаційні процеси; б) враховує падіння напруги на опорі напівпровідника (1 – для ідеального переходу, 2 – для реального переходу)

Відповідно до теорії $p-n$ -переходу генераційний струм j_{gen} пропорційний концентрації власних носіїв заряду n_i , а струм насичення j_s пропорційний квадрату n_i . Тоді відношення j_{gen}/j_s пропорційно $1/n_i$. Тому в $p-n$ -переходах широкозонних напівпровідників, у яких n_i мала, у величину зворотного струму j_{back} істотний внесок вносить генераційний струм j_{gen} , а в $p-n$ -переходах вузькозонних напівпровідників зворотний струм приблизно дорівнює струму насичення, тобто $j_{back} \approx j_s$. Наприклад, для германієвих $p-n$ -переходів зворотна

гілка ВАХ на рис. 2.11, а відповідає кривій 1, а для кремнієвих $p-n$ -переходів – кривій 2. Відсутність ділянки постійного струму на кривій 2 пояснюється тим, що зі зростанням абсолютної величини зворотної напруги збільшується товщина ОПЗ, пропорційно цьому зростає і струм j_{gen} .

При виведенні формули (2.5) для ВАХ ідеального $p-n$ -переходу Шоклі нехтував опором p - та n -областей напівпровідника, вважаючи, що вся зовнішня напруга падає на високоомному шарі ОПЗ. Зазвичай $p-n$ -переходи формують несиметричними, легуючи p - і n -області по-різному. Опір R слаболегованої області буде набагато вищим (її прийнято називати базовою), ніж сильнолегованої області. Зовнішня напруга U розподіляється між шаром ОПЗ та базовою областю, тобто $U = U_{p-n} + I \cdot R$. Формулу Шоклі (2.5) для ВАХ можна використовувати як і раніше, але замість U в неї треба підставляти $(U - I \cdot R)$. ВАХ реального $p-n$ -переходу з урахуванням впливу опору базової області показано на рис. 2.11, б (крива 2).

При малих струмах доданком $I \cdot R$ можна знехтувати і вважати, що $U \approx U_{p-n}$. Однак зі зростанням струму падіння напруги на базовій області $I \cdot R$ може стати порівнянним з напругою U_{p-n} на самому $p-n$ -переході, після чого на ВАХ з'явиться майже лінійна (омічна) ділянка. При подальшому зростанні струму слід враховувати, що R починає знижуватися через зростання концентрації інжектованих в базу носіїв, у результаті ВАХ відхиляється від прямої лінії. Цей вплив інжектованих до бази носіїв називають *ефектом модуляції опору бази*.

2.5. Бар'єрна та дифузійна ємності $p-n$ -переходу

В області $p-n$ -переходу існує подвійний електричний шар із нерухомих позитивно заряджених іонів донорів та негативно заряджених іонів акцепторів. Обидва ці заряди рівні за величиною і розташовані в межах ОПЗ завтовшки δ . При прикладенні до $p-n$ -переходу зовнішньої напруги U , крім зміни висоти потенційного бар'єру, змінюється товщина ОПЗ і заряд іонізованих домішкових атомів $Q_{\text{ОПЗ}}$. Зміна заряду $\Delta Q_{\text{ОПЗ}}$, викликана зміною напруги ΔU на $p-n$ -переході, аналогічна процесу у звичайному конденсаторі, де зміни напруги також

викликають зміну заряду на обкладинках конденсатора. Дана аналогія дозволяє говорити про ємність *p-n*-переходу:

$$C_{bar} = \frac{\Delta Q_{OPZ}}{\Delta U}$$

Ця ємність, обумовлена наявністю заряду в ОПЗ, називається *бар'єрною ємністю* C_{bar} . Для її визначення можна скористатися ємністю плоского конденсатора, оскільки для *p-n*-переходу функцію діелектрика виконує високоомна область ОПЗ товщиною δ , а функції обкладок - низькоомні області напівпровідника, що примикають до ОПЗ. Використовуючи вираз для ємності плоского конденсатора $C = \epsilon\epsilon_0 S/d$ (де d – відстань між обкладками), можна записати аналогічний вираз для бар'єрної ємності, замінивши d на товщину ОПЗ δ :

$$C_{bar} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{\delta} \quad (2.7)$$

Для визначення можна скористатися формулою (2.3), яка була отримана для випадку $U = 0$. За наявності зовнішньої напруги U у формулі (2.3) необхідно замінити контактну різницю потенціалів φ_k на $(\varphi_k - U)$ з урахуванням того, що для прямого зміщення $U > 0$, для зворотного $U < 0$. Тоді формула для товщини ОПЗ матиме вигляд:

$$\delta = \delta_n + \delta_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right) (\varphi_k - U)} \quad (2.8)$$

Якщо підставити (1.8) у (1.7), то після нескладних перетворень отримаємо:

$$C_{bar} = S \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0}{2} \frac{N_d N_a}{N_d + N_a} \frac{1}{\varphi_k - U}} \quad (2.9)$$

Аналіз формули (2.9) показує, що зі зростанням U величина C_{bar} збільшується, причому при $U \rightarrow \varphi_k$ ємність $C_{bar} \rightarrow \infty$. Залежність C_{bar} від зовнішньої напруги U показано на рис. 2.12.

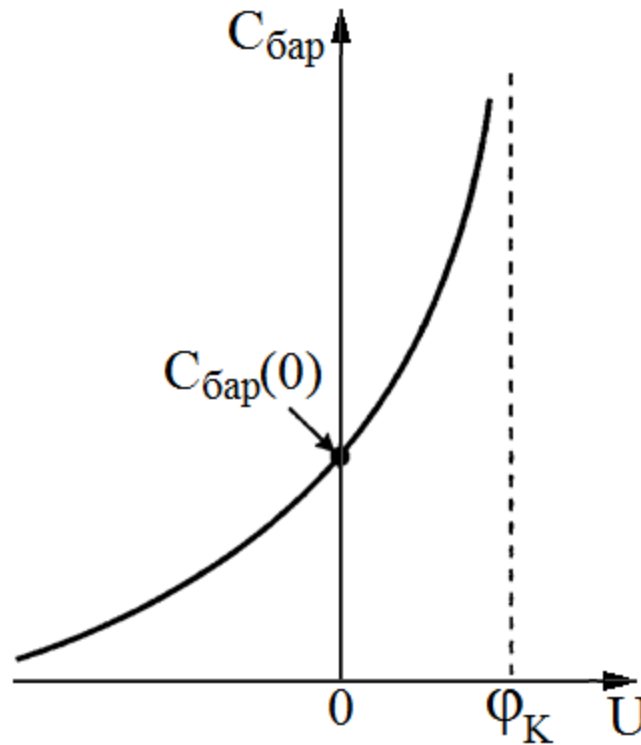


Рис. 2.12 - Залежність бар'єрної ємності від зовнішньої напруги

Величина C_{bar} залежить від площі p - n -переходу і зазвичай становить десятки та сотні пікофарад. Варіюючи за допомогою легування товщину p - n -переходу, можна змінювати бар'єрну ємність від одиниць до десятків тисяч пікофарад на квадратний сантиметр. Залежність C_{bar} від напруги використовується у варикапах (параметричних діодах), що широко застосовуються в LC -коливальних контурах як конденсатори змінної ємності, керовані напругою. У варикапах використовується зворотна напруга, оскільки при прямій нарузі через p - n -перехід протікає досить великий струм внаслідок різкого зменшення його опору, і добротність коливального контуру з варикапом виявляється занадто малою. У випрямляючих діодах бар'єрна ємність грає негативну роль, тому що вона діє як шунт, що знижує випрямляючі властивості

p - n -переходу. Особливо негативно це проявляється при випрямленні змінної напруги високої частоти.

На відміну від бар'єрної ємності, обумовленою наявністю нерухомих зарядів іонів домішки в ОПЗ, дифузійна ємність пов'язана зі зміною зарядів нерівноважних електронів та дірок при їх переміщенні через p - n -перехід під впливом зовнішньої напруги. При прямому включенні p - n -переходу носії заряду дифундують через знижений потенційний бар'єр (процес інжекції), потім дифундують від меж переходу вглиб напівпровідника, рекомбінуючи при цьому з носіями протилежного знаку - електрони з дірками, а дірки з електронами. В результаті концентрація інжекттованих електронів n_p і дірок p_n зменшується з координатою x за експоненціальним законом, прагнучі стаціонарного значення n_{p0} і p_{n0} , відповідно. На рис. 2.13 показано розподіл n_p для електронів у p -області при $x \geq p$ для двох різних значень напруги на p - n -переході. Для інжекттованих дірок характер розподілу p_n (ліворуч від ОПЗ при $x \leq -\delta_n$) аналогічний.

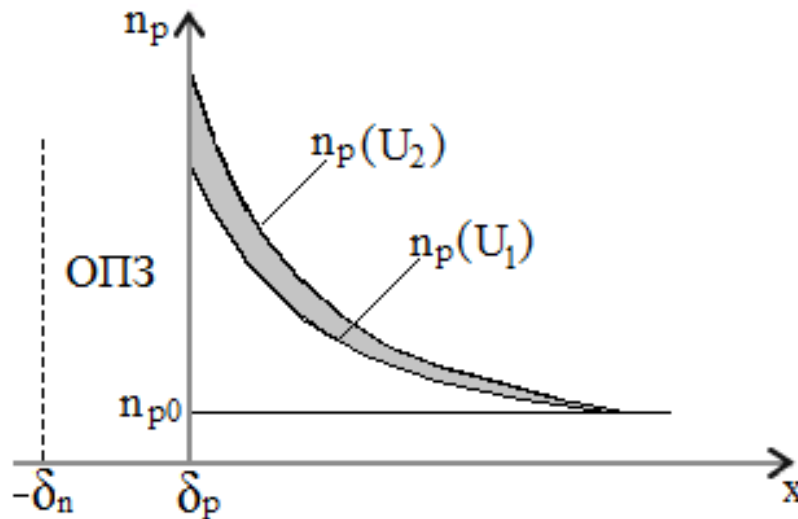


Рис. 2.13 - Розподіл інжекттованих через p - n -перехід електронів при двох різних напругах

Кількість неосновних носіїв заряду n_p і p_n , інжекттованих через p - n -перехід, залежить від величини прикладеної до переходу прямої напруги U (рис. 2.13). Чим більша напруга, тим більше негативний заряд, що переноситься з n - в p -

область, і позитивний заряд, що переноситься в протилежному напрямку. Таким чином, зміна прямої напруги на $U = U_2 - U_1$ викликає зміну інжектованого через перехід заряду на величину Q . Цей заряд пропорційний площі ділянки, показаної на рис. 2.13 сірим кольором. Як і у випадку бар'єрної ємності, це дозволяє говорити про ще один різновид ємності p - n -переходу. На відміну від бар'єрної ємності у разі зміни заряду ΔQ виникає за допомогою дифузії носіїв заряду через потенційний бар'єр, тому цю ємність назвали *дифузійною ємністю* C_{dif} .

$$C_{dif} = \frac{\Delta Q}{\Delta U}$$

Оскільки дифузійна ємність пов'язана з інжекцією заряду через перехід, вона впливає на електричні процеси в переході тільки при прямих напругах. Дифузійна ємність залежить від величини струму I через p - n -перехід і від дифузійної довжини носіїв L , оскільки ця довжина визначає відстань, на якій n_p і p_n досягають своїх стаціонарних значень n_{p0} та p_{n0} . Чим більша довжина ділянки, показаної на рис. 2.13 сірим кольором, тим більший заряд переноситься через перехід і тим більше C_{dif} . Замість дифузійної довжини L часто використовують час життя неосновних носіїв τ_p та τ_n , які пов'язані з L_n та L_p співвідношеннями $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ та $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ (D_n та D_p – коефіцієнти дифузії електронів та дірок, відповідно).

Розрахунки показують, що дифузійна ємність C_{dif} визначається виразом:

$$C_{dif} = \frac{q}{kT} \cdot (I_n \cdot \tau_n + I_p \cdot \tau_p) \quad (2.10)$$

Зазвичай під час виготовлення напівпровідникових приладів p - n -перехід формують несиметричним, наприклад, $N_d \gg N_a$. У цьому випадку $I_n \gg I_p$, повний струм $I \approx I_n$ і вираз (2.10) набуде вигляду:

$$C_{dif} \approx \frac{q}{kT} \cdot I \cdot \tau_n$$

Величина дифузійної ємності може сягати сотень і тисяч пікофарад, тобто вона значно перевищує бар'єрну ємність. Таким чином, при прямих напругах загальна ємність p - n -переходу визначається в основному дифузійною ємністю, а при зворотній напрузі - бар'єрною ємністю. На відміну від бар'єрної ємності, дифузійна ємність залежить від частоти прикладеної до p - n -переходу змінної напруги, оскільки для перенесення носіїв заряду через ОПЗ і поширення їх далі вглиб напівпровідника потрібен якийсь час. Якщо змінна напруга має період менше, ніж час життя носіїв, то носії, що інжектуються, не встигатимуть накопичуватися в прилеглих до ОПЗ областях, що призведе до зниження дифузійної ємності. Розрахунки показують, що C_{dif} зі зростанням частоти f змінної напруги зменшується приблизно за законом $1/\sqrt{f}$ і на високих частотах нею можна знехтувати.

2.6. Перехідні процеси в p - n -переході

Напівпровідникові діоди широко використовуються в таких областях, як імпульсні схеми радіоелектроніки, обчислювальної техніки та автоматики. Важливою характеристикою, що визначає їх придатність для вирішення такого роду завдань, є швидкодія, що визначається тривалістю процесів перемикання p - n -переходу з одного стану в інший. Такі процеси називають *перехідними*. Перехідні процеси в p - n -переході обумовлені двома явищами, а саме встановленням стаціонарного розподілу концентрації неосновних носіїв заряду в слабологованій області переходу і перезарядження бар'єрної ємності.

Розглянемо процеси, що відбуваються в p - n -переході при стрибкоподібному зміні полярності напруги, тобто при перемиканні його з відкритого стану в закритий. Схема для вивчення таких процесів представлена на рис. 2.14. Генератор імпульсів $ГІ$ формує імпульсну двополярну напругу, що прикладається до ланцюга, що містить діод D і резистор навантаження R_n .

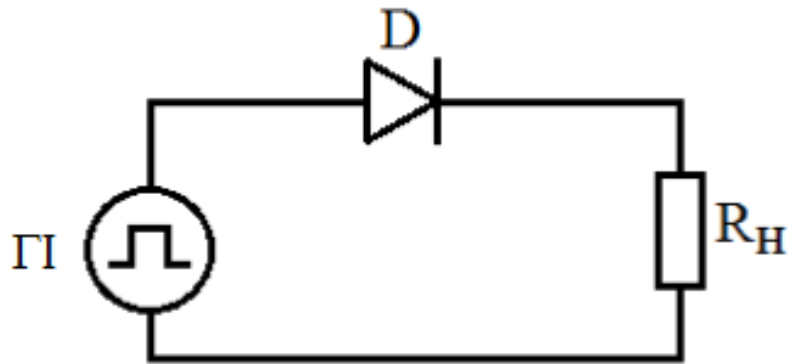


Рис. 2.14 - Схема для дослідження перехідних процесів у p - n -переході

Вважатимемо, що p - n -перехід несиметричний ($N_d \gg N_a$) і повний струм $I \approx I_n$. Поки до p - n -переходу прикладена пряма напруга, через ОПЗ з n - в p -область за рахунок інжекції надходять електрони, розподіл концентрації яких по координаті $x \geq p$ характеризується кривою $n_p(x)$ при t_0 (рис. 2.15, б). Розмір прямого струму $I_{пр}$ визначається градієнтом концентрації n_p за координатою x ($I_f \sim -dn_p/dx$) у точці $x = \delta_p$, а струм через перехід протікає з p - в n -область.

Нехай у момент часу $t = t_0$ відбувається перемикання напруги з прямої на зворотню (рис. 2.15, а). Відразу після цього надходження електронів з n -області припиняється і зліва від границі з ОПЗ ($x \leq \delta_p$) концентрація n_p різко зменшується. В результаті виникає зростання градієнта концентрації dn_p/dx , що викликає перебіг струму у зворотному напрямку.

Величина зворотного струму, обмежена навантажувальним резистором R_n і напругою, що формується джерелом імпульсів $ГІ$, приблизно дорівнює прямому струму I_f . Тому при зворотному включенні p - n -переходу градієнт концентрації, чисельно дорівнює тангенсу кута нахилу дотичної до $n_p(x)$ при $x = \delta_p$ (на рис. 2.15, б показаний тонкою лінією зліва від δ_p), такий же що і при прямому включенні, але протилежний за знаком. З часом відбуватимуться процеси розсмоктування неосновних носіїв, які були інжектвані при прямому включенні переходу. Розсмоктування відбувається в основному за рахунок процесів дифузії електронів в область ОПЗ, де вони електричним полем переносяться в n -область, а також за рахунок процесів рекомбінації електронів з дірками в p -області. Важливо, що попри зменшення концентрації n_p , градієнт концентрації у точці x

$= \delta_p$ зберігатиметься незмінним. Це призводить до того, що зворотний струм у процесі розсмоктування неосновних носіїв заряду залишається постійним, тобто у залежності струму I від часу t з'являється «полиця» (моменти часу t_1, t_2 і t_3).

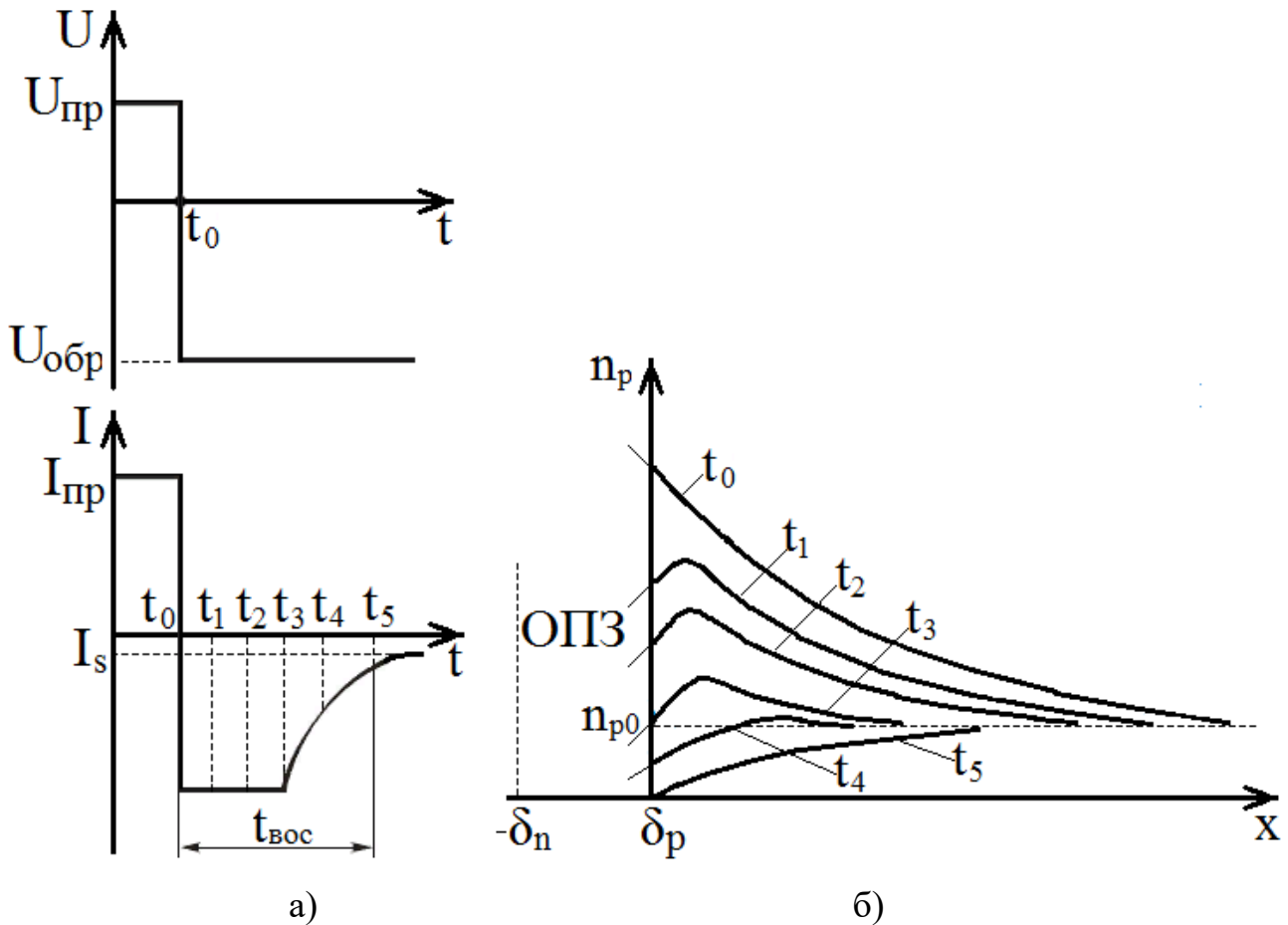


Рис. 2.15 - Перехідний процес у p - n -переході: а) осцилограми напруги та струму при перемиканні p - n -переходу з прямого у зворотне зміщення; б) розподіл концентрації інжекттованих носіїв у різні моменти часу

Весь цей інтервал часу від t_1 до t_3 концентрація n_p при $x = \delta_p$ перевищує рівноважну концентрацію n_p . Тільки при $t > t_3$ концентрація n_p на границі з ОПЗ стане дорівнювати рівноважній концентрації n_{p0} , після чого градієнт і кількість електронів, що йдуть через ОПЗ, почнуть монотонно зменшуватись. Зворотний струм при цьому поступово досягатиме значення струму насичення I_s . Тривалість перехідного процесу, що починається з моменту перемикання напруги U з прямого на зворотне, і закінчується моментом часу, коли зворотний

струм досягне значення $0,1 I_f$, називається *часом відновлення t від зворотного опору* (або часом відновлення зворотного струму). Інтервал часу від t_0 до t_3 називають *часом розмоктування неосновних носіїв*. Ці характеристики багато в чому визначають швидкодію більшості напівпровідникових діодів.

2.7. Пробій p - n -переходу

Під пробоем p - n -переходу розуміють різке збільшення зворотного струму через перехід при досягненні зворотною напругою деякої величини, що називається *напругою пробую*. Залежно від фізичних процесів, що викликають пробій p - n -переходу, розрізняють лавинний, тунельний та тепловий пробіи.

2.7.1. Лавинний пробій

Даний вид електричного пробую викликається ударною іонізацією атомів напівпровідника в ОПЗ, яка відбувається тоді, коли напруженість електричного поля ОПЗ перевищує деяке критичне значення. Неосновні носії заряду, що рухаються через ОПЗ, прискорюються настільки, що при зіткненні з атомами можуть розірвати зв'язок валентних електронів з атомами, тобто перевести їх із валентної зони в зону провідності з утворенням пари «електрон-дірка». Носії, що утворилися при цьому, здатні знову прискоритися електричним полем до енергії, достатньої для іонізації наступних атомів і генерації нових електронно-діркових пар. В результаті відбувається лавиноподібне наростання зворотного струму, тобто настає лавинний пробій. При виникненні лавинного пробую струм у зовнішньому ланцюзі обмежений лише зовнішнім опором. Лавинний пробій виникає у слабологованій області напівпровідника, де товщина p - n -переходу (товщина ОПЗ) достатня для розгону носіїв заряду до енергій, що перевищують енергію іонізації атомів напівпровідника.

Характеристикою лавинного пробую є коефіцієнт лавинного множення M , який показує, у скільки разів зворотний струм I_{back} перевищує силу струму I_0 , що дорівнює сумі струму насичення I_s і генераційного струму I_{gen} на момент початку пробую:

$$M = \frac{I_{back}}{I_0}$$

Коефіцієнт M визначається емпіричною формулою:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U_{back}}{U_{проб}}\right)^b}$$

де b - параметр, що залежить від матеріалу напівпровідника і типу електропровідності базової області p - n -переходу.

Останнє пояснюється тим, що концентрація неосновних носіїв у базовій області вища і саме вони визначатимуть струм I_0 та викликатимуть іонізацію атомів. Наприклад, для кремнію p -типу $b = 3$, а для того ж кремнію n -типу $b = 5$.

Величину $U_{проб}$ називають *напругою лавинного пробою*. При $U_{back} \rightarrow U_{проб}$ $M \rightarrow \infty$, що теоретично відповідає необмеженому наростанню зворотного струму. Залежність I_{back} від U_{back} при лавинному пробої показано на рис. 2.16 (крива 1). Видно, що при лавинному пробої зворотна напруга на p - n -переході залишається практично постійною у широкому діапазоні зміни зворотного струму.

Напруга лавинного пробою $U_{проб}$ залежить від типу напівпровідника (від його ширини забороненої зони E_g) і від температури. Чим більше ΔE_g , тим більшу енергію повинні мати носії, щоб іонізувати атоми напівпровідника. Тому зі збільшенням E_g збільшується і $U_{проб}$. Температура напівпровідника впливає як на ширину забороненої зони (ΔE_g зменшується зі зростанням температури), так і на довжину вільного пробігу носіїв заряду (λ зменшується зі зростанням температури). Останній чинник виявляється значнішим. Тому з підвищенням температури через зменшення довжини вільного пробігу носіїв їм складніше набрати енергію, необхідну для іонізації атомів напівпровідника. Отже, зі зростанням температури $U_{проб}$ зростає.

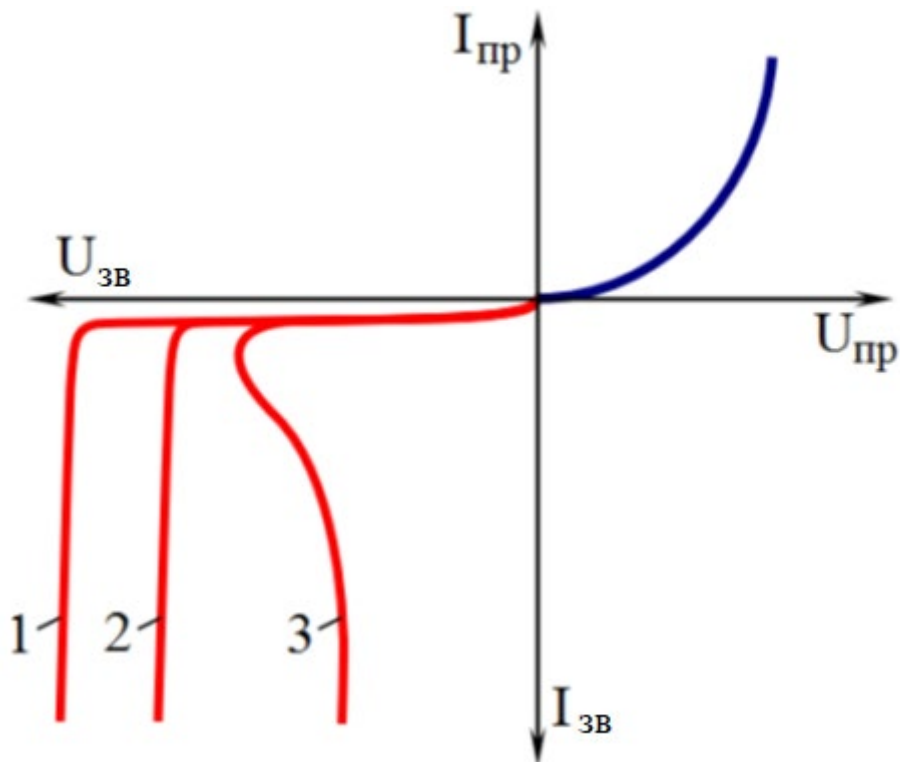


Рис. 2.16 - ВАХ $p-n$ -переходу при виникненні пробою: 1 – лавинний пробій; 2 – тунельний пробій; 3 – тепловий пробій

2.7.2. Тунельний пробій

Причиною виникнення тунельного пробою є тунельний ефект, що проявляється у просочуванні носіїв заряду крізь потенційний бар'єр, висота якого перевищує їхню енергію. Згідно з квантово-механічними розрахунками ймовірність просочування носія через потенційний бар'єр залежить від характеристик самого носія (його маси та енергії), а також від висоти та товщини бар'єру. Важливо, що при тунельному просочуванні енергія носія не змінюється.

На рис. 2.17 наведена зонна діаграма $p-n$ -переходу, до якого прикладена зворотна напруга, що викликає вигин енергетичних зон і збільшення потенційного бар'єру до величини $(\phi_k + U)$. Якщо зворотна напруга досить велика (відповідно, великий і вигин зон), то навпроти дозволених та заповнених енергетичних рівнів валентної зони розташовуватимуться дозволені та порожні рівні зони провідності. У цьому випадку можливий безпосередній перехід електронів із валентної зони напівпровідника до зони провідності (тунелювання). На рис. 2.17 цей процес показаний горизонтальною стрілкою.

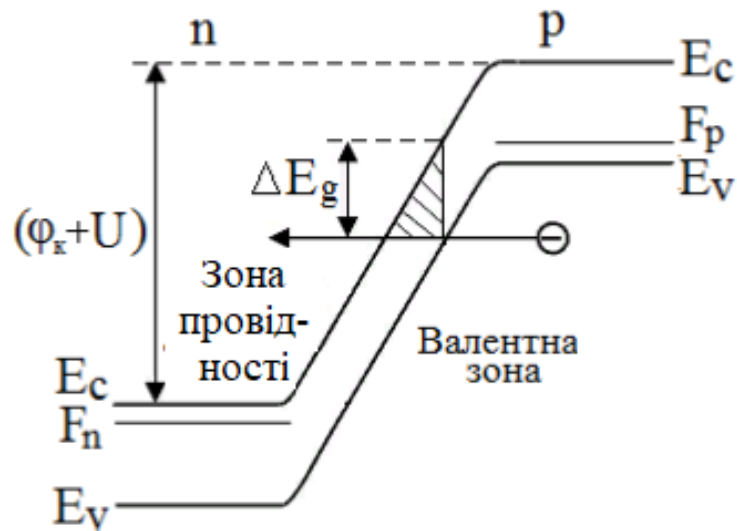


Рис. 2.17 - Зонна діаграма p - n -переходу із зворотним зміщенням

Імовірність такого тунелювання залежить від товщини потенційного бар'єру, що має приблизно трикутну форму, і від його висоти, яка дорівнює ширині забороненої зони E_g . Чим вищий рівень легування для формування p - n -переходу, тим менше товщина потенційного бар'єру. Зі зростанням зворотної напруги товщина бар'єру зменшується, що підвищує ймовірність тунелювання. Слід підкреслити, що йдеться не про товщину ОПЗ – області, в якій є електричне поле та викривлення енергетичних зон (вона збільшується зі зростанням зворотної напруги), а про товщину потенційного бар'єру на шляху електронів, що тунелюють.

Напруга тунельного пробою $U_{проб}$, як і для лавинного пробою, залежить від типу напівпровідника (від ширини забороненої зони ΔE_g) і від температури. Чим більша ΔE_g , тим менша ймовірність тунелювання і, відповідно, тим вища напруга пробою. Вплив температури на $U_{проб}$ обумовлений зміною ширини забороненої зони. Чим вища температура, тим менше ΔE_g . Тому зі зростанням температури напруга тунельного пробою зменшується. Різний характер впливу температури на $U_{проб}$ для тунельного та лавинного пробоїв дозволяє розрізнити ці два механізми пробою. Залежність I_{back} від U_{back} при тунельному пробої показано на рис. 2.16 (крива 2).

2.7.3. Тепловий пробій

Якщо до p - n -переходу прикладена зворотна напруга U_{back} , то через перехід протікатиме зворотний струм I_{back} і в ньому буде розсіюватися потужність:

$$P_{diss} = I_{back}U_{back}$$

Ця потужність, що розсіюється, викликає розігрів p - n -переходу і прилеглих до нього областей напівпровідника, що супроводжується генерацією носіїв заряду і збільшенням I_{back} . Збільшення зворотного струму, у свою чергу, призводить до зростання температури та подальшого зростання зворотного струму. Таким чином, розсіювання тепла в p - n -переході повинно призводити до неконтрольованого зростання температури переходу та зворотного струму через нього. Все саме так і відбувалося б, якби розсіювана потужність не відводилася в навколишнє середовище. Потужність P_{out} , що відводиться від p - n -переходу пропорційна перегріву p - n -переходу (різниці температур переходу T і навколишнього середовища T_{out}) і обернено пропорційна тепловому опору R_T ділянки «перехід-довкілля»:

$$P_{out} = \frac{T - T_{out}}{R_T}$$

В результаті цих двох процесів (розсіювання тепла в переході та його відведення в навколишнє середовище) має наступити теплова рівновага, при якій $P_{diss} = P_{out}$. Установлений баланс тепла, що розсіюється і відводиться, визначає встановлену (стаціонарну) температуру p - n -переходу. Але тепловий баланс може і не встановитися, якщо потужність, що розсіюється, занадто велика, а тепловідведення, що характеризується тепловим опором напівпровідникового приладу R_T , недостатнє. В цьому випадку можливе зростання температури переходу, що супроводжується різким зростанням зворотного струму, що призводить до теплового пробою. На ВАХ p - n -переходу з'являється різкий злам,

після якого напруга практично залишається постійною, а струм необмежено зростає (крива 3 на рис. 1.16). На відміну від електричного пробою (лавинного або тунельного) тепловий пробій часто є процесом незворотним і відбувається з руйнуванням *p-n*-переходу. Тепловий пробій може виникнути самостійно, але може виявитися і наслідком електричного пробою, що розвивається. Тому зазвичай у зовнішній ланцюг *p-n*-переходу послідовно включають обмежувальний резистор, опір якого підбирається так, щоб сила струму не перевищувала допустимих значень.

Особливістю теплового пробою є те, що на зворотній гілці ВАХ може з'явитися ділянка з негативним диференціальним опором (крива 3 на рис. 2.16). Виникнення такої ділянки пов'язане з тим, що зі зростанням температури концентрація носіїв заряду в області переходу збільшується, а опір, відповідно, різко зменшується, внаслідок чого зовнішня напруга перерозподіляється між *p-n*-переходом та обмежувальним резистором – на резисторі зростає, а на переході зменшується.

2.8. Контакт метал - напівпровідник

Контакти металу з напівпровідником знайшли широке застосування в електроніці, що обумовлено деякими особливостями такої структури. Метал і напівпровідник мають різні електрофізичні властивості: діелектричну проникність ϵ , ширину забороненої зони ΔE_g (у металу її немає, а у напівпровідника є) і роботу виходу електронів, причому у металу вона може бути як більшою, так і меншою, ніж у напівпровідника. Залежно від співвідношення робіт виходу і типу напівпровідника контакт метал-напівпровідник може мати випрямляючі властивості або бути омичним. Випрямляючі контакти використовуються для виготовлення діодів (діоди Шотткі), що мають високу швидкодію, що дозволяє використовувати їх у НВЧ-електроніці. Створення контактів, що не випрямляють, є важливою операцією при виготовленні зовнішніх контактних електродів для всіх напівпровідникових приладів.

Розглянемо кілька понять, що стосуються роботи виходу. Мінімальна енергія, необхідна для переходу електрона з енергетичного рівня дна зони провідності E_c у вакуум, називається *зовнішньою роботою виходу* чи електронною спорідненістю χ_0 . Мінімальна енергія, необхідна для переходу електрона у вакуум з енергетичного рівня Фермі, називається *термодинамічною роботою виходу* χ . Рівень вакууму - це енергія електрона, починаючи з якої він може вільно виходити за межі кристалу.

2.8.1. Процеси в переході метал-напівпровідник

На рис. 2.18а показана структура «метал-напівпровідник» n -типу, у якій термодинамічна робота виходу для металу χ більше роботи виходу для напівпровідника χ_n , тобто $\chi_m > \chi_n$. У металу рівень Фермі F_m приблизно збігається з верхнім заповненим рівнем валентної зони, а у напівпровідника n -типу F_n розташований поблизу дна зони провідності E_c . Через E_i позначено середину забороненої зони.

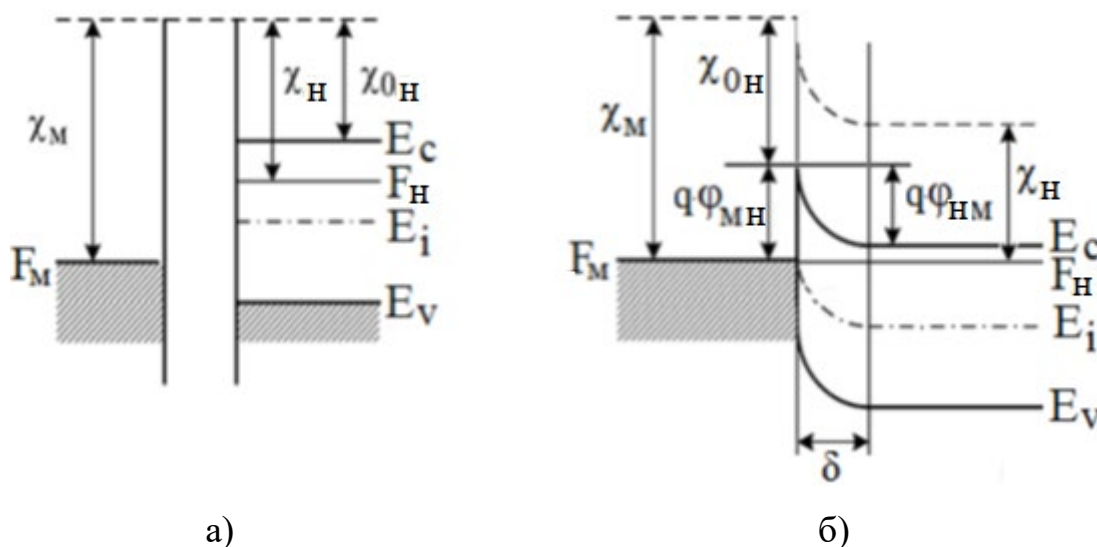


Рис. 2.18 - Зонна енергетична діаграма метал-напівпровідник n -типу:

а) без безпосереднього контакту; б) за наявності контакту

Зазвичай на вільній поверхні напівпровідника завжди є велика кількість обірваних зв'язків, які прагнуть захопити заряд з об'єму напівпровідника. На ній також можуть перебувати сторонні домішкові атоми та іони, що впливають на

процеси в області контакту напівпровідника з металом. Ми нехтуватимемо впливом цього поверхневого заряду, вважаючи контакт ідеальним. При ідеальному контакті металу з напівпровідником електрони за рахунок термоелектронної емісії переважно переходитимуть з матеріалу з меншою роботою виходу в матеріал, у якого робота виходу більша. Оскільки для представленої на рис. 2.18 структури прийнято умову $\chi_m > \chi_n$, то ній виникне потік електронів з напівпровідника n -типу в метал. В результаті в області напівпровідника, що примикає до межі розділу, виникне нескомпенсований заряд іонів донорів, що створюватиме внутрішнє електричне поле, спрямоване від напівпровідника до металу. Це поле буде гальмуючим для електронів, тому поступово потік електронів з напівпровідника в метал слабшатиме і настане термодинамічна рівновага, при якій рівні Фермі металу F_m і напівпровідника F_n будуть однаковими (рис. 2.18б). Енергетичні зони в області напівпровідника стануть вигнутими. Електронам, що мають енергію поблизу дна зони провідності E_c для переходу в метал, необхідно подолати потенційний бар'єр заввишки $q \cdot \varphi_{nm}$. Перехідний шар, в якому існує контактне електричне поле (область просторового заряду ОПЗ), називається *переходом Шотткі*, а потенційний бар'єр, що виникає при цьому, - *бар'єром Шотткі*. Аналогічний бар'єр можна створити і за допомогою контакту металу з напівпровідником p -типу, тільки співвідношення робіт виходу електронів у цьому випадку має бути зворотним, тобто $\chi_m < \chi_n$.

У напівпровідниках n -типу концентрація електронів залежить від різниці енергій між дном зони провідності E_c та рівнем Фермі F_n . Оскільки при наближенні до границі, що розділяє метал і напівпровідник, ця різниця збільшується через вигин зон вгору, то концентрація електронів у шарі товщиною δ буде менше, ніж в об'ємі напівпровідника. Інакше кажучи, ця область буде збіднена вільними носіями заряду. Зовнішня напруга, що прикладається до структури, падатиме в основному на переході (області ОПЗ). Зміна зовнішньої напруги істотно впливає на перенесення носіїв заряду через перехід. Це притаманно структурам, які мають випрямляючі властивості, наприклад, p - n -переходам.

Якщо для контакту металу з напівпровідником n -типу співвідношення робіт виходу електронів зворотне, тобто $\chi_m < \chi_n$, то електрони переважно будуть переходити з металу в напівпровідник, енергетичні зони в цьому випадку будуть вигнуті вниз, в результаті чого в області контакту виникне збагачений електронами шар, опір якого менший, ніж опір решти напівпровідника (рис. 2.19а). Зовнішня напруга буде рівномірно розподілятися напівпровідником, її зміни практично ніяк не вплинуть на характеристики контакту, тому такий контакт буде не випрямляючим. Невипрямляючі контакти метал-напівпровідник є основою омичних контактів при виготовленні напівпровідникових приладів, проте практично сформувати контакти з ряду причин буває непросто.

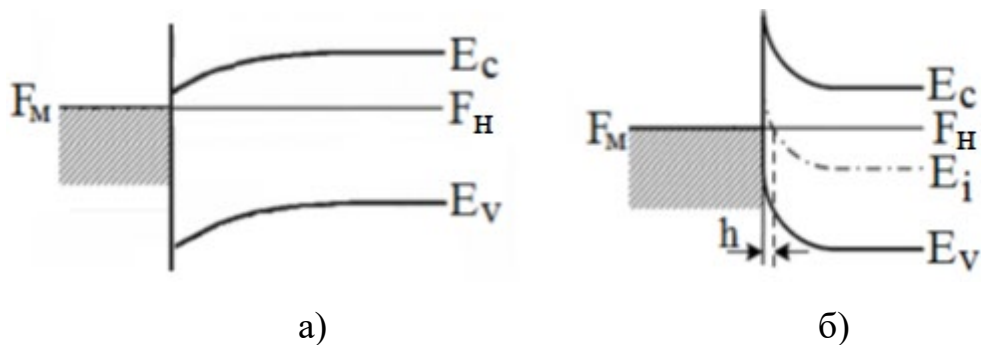


Рис. 2.19 - Контакт металу з напівпровідником n -типу: а) збагачений шар; б) інверсний шар

Крім збіднення або збагачення носіями заряду області контакту можлива їхня інверсія. Наприклад, при виконанні умови $\chi \gg \chi_n$ зони можуть вигнутися вгору настільки сильно, що рівень Фермі F_n поблизу кордону з металом виявиться нижчим за середину забороненої зони E_i (рис. 2.19б). Це означає, що поблизу кордону в тонкому шарі змінився тип провідності напівпровідника – у напівпровіднику n -типу з'явився шар p -типу завтовшки h . В інверсному шарі концентрація носіїв невелика, тобто він є збідненим і для нього притаманні випрямляючі властивості.

2.8.2. Випрямляючі властивості бар'єру Шотткі

Розглянемо процеси, що відбуваються у зображеній на рис. 2.18 структурі «метал-напівпровідник», при прикладенні до неї зовнішньої напруги U . При прямій напрузі («плюсом» – до металу, «мінусом» – до напівпровідника) напруженість зовнішнього поля буде спрямована протилежно до внутрішнього контактного поля. В результаті поле в ОПЗ зменшиться, рівень Фермі F_n підніметься по енергії вгору, викривлення енергетичних зон зменшиться, і потенційний бар'єр для електронів $q \cdot \varphi_{nm}$, що переходять з напівпровідника в метал, зменшиться на величину $q \cdot U$. Потенційний бар'єр $q \cdot \varphi_{mn}$ для електронів, що переходять із металу в напівпровідник, при цьому не зміниться. Через знижений потенційний бар'єр виникне термоемісійний потік електронів з напівпровідника в метал, а потік електронів з металу в напівпровідник залишиться без зміни. В результаті через бар'єр Шотткі протікатиме прямий струм, спрямований з металу до напівпровідника.

Зовнішня напруга, прикладена у зворотному напрямку («мінусом» – до металу, «плюсом» – до напівпровідника), призведе до збільшення внутрішнього контактного поля, внаслідок чого потенційний бар'єр $q \cdot \varphi_{nm}$ зросте, а бар'єр $q \cdot \varphi_{mn}$ не зміниться. Як наслідок, потік електронів із напівпровідника в метал різко зменшиться, а потік електронів у зворотному напрямку (з металу у напівпровідник) залишиться без зміни. Отже, через бар'єр Шотткі протікатиме невеликий за величиною зворотний струм, густина якого практично не залежить від прикладеної зворотної напруги. ВАХ для переходу метал-напівпровідник представлена на рис. 2.20.

Розрахунки показують, що залежність густини термоемісійного струму j через перехід метал-напівпровідник від зовнішньої напруги U (ВАХ переходу) має вигляд:

$$j = j_s \left(e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.11)$$

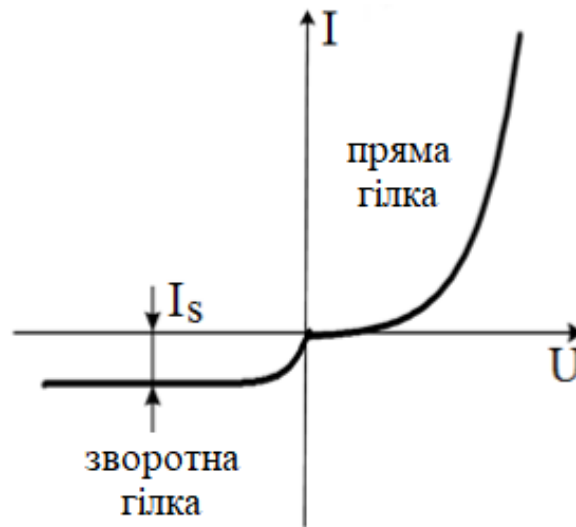


Рис. 2.20 - ВАХ переходу метал-напівпровідник

Густина струму насичення j_s визначається виразом:

$$j_s = A^* \cdot T^2 \cdot \exp(-q\phi_{\text{MH}}/kT)$$

де $A^* = (4\pi m^* k^2)/h^3$ – стала Річардсона для напівпровідників; m^* – ефективна маса електронів; k і h – сталі Больцмана та Планка, відповідно.

Формула (2.11) на вигляд збігається з формулою Шоклі для ВАХ p - n -переходу, відмінність тільки у виразі для густини струму насичення j_s . Між властивостями переходу метал-напівпровідник і p - n -переходом багато спільного, але є й принципово важливі відмінності. По-перше, контактне електричне поле практично повністю зосереджено тільки в напівпровіднику, так як концентрація носіїв заряду в металі значно вища за концентрацію носіїв заряду в напівпровіднику. У p - n -переході ОПЗ розподіляється в обох напівпровідниках, хоч і переважно у слаболегованому напівпровіднику. По-друге, перехід електронів з напівпровідника в метал та у зворотному напрямку відбувається не за рахунок дифузії, як у p - n -переході, а за рахунок внутрішньої термоелектронної емісії. При цьому потенційні бар'єри $q\phi_{\text{HM}}$ та $q\phi_{\text{MH}}$, які долають електрони при переході з напівпровідника в метал та у зворотному напрямку, різні (для аналізованої на рис. 2.18б структури $\phi_{\text{HM}} < \phi_{\text{MH}}$). По-третє, в залежності

від співвідношення робіт виходу χ_m і χ_n область контакту металу з напівпровідником може бути збіднена вільними носіями або збагачена. Це означає, що контакт має або випрямляючі властивості з утворенням бар'єру Шотткі, або є омичним, тобто ніякими властивостями, що випрямляють, не володіє. У p - n -переході контакт завжди має випрямляючі властивості.

І, нарешті, найважливіша відмінність, що визначає застосування бар'єру Шотткі в електроніці. Для розглянутої на рис. 2.18б структури зниження потенційного бар'єру $q \cdot \varphi_{nm}$, що виникає при прикладенні прямої напруги, викликає збільшення потоку основних носіїв (електронів) з напівпровідника в метал, де вони також є основними. Якщо переключити напругу з прямої на зворотну, то ніяких процесів, пов'язаних з розсмоктуванням неосновних носіїв заряду, що є типовими для p - n -переходів, не відбувається. Як наслідок, процес перемикання бар'єру Шотткі з прямого напрямку на зворотній відбувається швидко, що визначає основну перевагу діодів Шотткі перед звичайними діодами.

2.8.3. Омичні контакти метал - напівпровідник

Для того щоб напівпровідниковий прилад можна було використовувати в будь-яких пристроях, його зовнішні виходи необхідно приєднати до певних областей кристалу, в якому сформована структура приладу (діода, транзистора і т. д.). При цьому контакт таких зовнішніх (металевих) виходів не повинен мати випрямляючих властивостей, тобто бути омичним. Омичні контакти не повинні впливати на роботу напівпровідникових приладів, тому до них пред'являють такі вимоги:

- необхідно, щоб падіння напруги на контакті було суттєво меншим за падіння напруги на активній області напівпровідника;
- необхідно, щоб ВАХ контакту була лінійною та симетричною;
- необхідно, щоб була відсутня інжекція неосновних носіїв заряду через область контакту з подальшим розсмоктуванням.

Для задоволення перших двох вимог треба підібрати таку пару метал-напівпровідник, щоб контакт вийшов збагаченим вільними носіями заряду. Теоретично це можливо, але насправді цьому перешкоджає наявність на

поверхні напівпровідника різноманітних поверхневих станів (енергетичних рівнів). У напівпровіднику n -типу електрони захоплюються на ці стани і формують електричне поле, що виштовхує інші вільні електрони з області контакту, що, зрештою, призводить до утворення збідненого шару. Тому для реального контакту металу з напівпровідником висота бар'єру $q \cdot \varphi_{nm}$ визначається не тільки різницею робіт виходу χ_m і χ_n , а й густиною поверхневого заряду. В арсеніді галію, наприклад, через високу густина поверхневого заряду висота бар'єру $q \cdot \varphi_{nm}$ практично не залежить від виду металу.

Властивості контактів металу з напівпровідником залежать також від технології обробки поверхні напівпровідника перед нанесенням металу, виду металу або сплаву та способу їх нанесення на напівпровідник. Для слабологованих напівпровідників, що мають велику ширину забороненої зони, виготовити контакт метал-напівпровідник з малим значенням φ_{nm} практично неможливо. Щоб вирішити цю задачу, у приповерхневому шарі напівпровідника створюють додатковий високолегований шар, який забезпечує малу товщину ОПЗ, достатню для тунельного перенесення електронів через тонкий потенційний бар'єр. Цей прийом використовується, наприклад, для створення омичних контактів з алюмінію до кремнію n -типу.

2.9. Гетерогенний перехід

Під гетерогенним переходом (гетеропереходом) розуміють перехідний шар з існуючим там внутрішнім контактним електричним полем між двома різними напівпровідниками, що відрізняються шириною забороненої зони. Гетеропереходи в останні роки активно використовуються при виготовленні напівпровідникових приладів оптоелектроніки (світлодіоди, напівпровідникові лазери, фотоприймачі), а також приладів для НВЧ-електроніки. Типовими прикладами гетеропереходів є переходи на основі арсеніду галію, зокрема, GaAs-AlGaAs і GaAs-GaAsP, а також переходи на основі нітриду галію GaN-AlGaN і GaN-InGaN, які в даний час є найбільш затребуваними при виготовленні НВЧ-транзисторів та світлодіодів.

Якщо звичайні (гомогенні) p - n -переходи формуються в напівпровіднику в більшості випадків методом дифузії домішок або їх іонною імплантацією, гетеропереходи формуються тільки за допомогою епітаксії. В цьому випадку на монокристалічній підкладці з одного напівпровідника вирощується монокристалічний шар іншого напівпровідника, кристалічна структура якого закономірно повторює структуру підкладки. Головною вимогою для отримання якісного епітаксійного шару є те, що вирощуваний шар і підкладка повинні мати близькі за параметрами кристалічні структури.

Забезпечити гарне узгодження кристалічних структур в реальності буває вкрай складно, тому в області гетеропереходу виникають механічні напруження, що сприяють утворенню дислокацій. Дислокації створюють поблизу гетерограниці двох напівпровідників високу густину енергетичних рівнів, розташованих у забороненій зоні. Ці енергетичні рівні відіграють роль пасток чи центрів рекомбінації, що може суттєво вплинути на електричні та фотоелектричні властивості гетеропереходів. Надалі нехтуватимемо впливом цих факторів, вважаючи гетероперехід ідеальним.

Гетеропереходи можуть бути ізотипними та анізотипними. В ізотипних гетеропереходах обидва напівпровідники мають однаковий тип провідності, в анізотипному переході типи провідності контактуючих напівпровідників різні.

У загальному випадку напівпровідники, що контактують, можуть відрізнятися не тільки шириною забороненої зони, але також електронною спорідненістю і термодинамічною роботою виходу. Розглянемо анізотипний гетероперехід, у якого ширина забороненої зони ΔE_{gp} напівпровідника p -типу менше ширини забороненої зони ΔE_{gn} напівпровідника n -типу, а електронна спорідненість χ_{0p} у напівпровідника p -типу більше, ніж у напівпровідника n -типу, тобто $\chi_{0p} > \chi_{0n}$ (рис.2.21, а).

При утворенні гетеропереходу через різні роботи виходу електронів відбуватиметься перерозподіл носіїв заряду в приконтактній області і встановлення термодинамічної рівноваги, що характеризується однаковим положенням рівнів Фермі в обох напівпровідниках, тобто $F_n = F_p$ (рис. 2.21, б). У

цьому випадку дифузійний струм через перехід буде повністю компенсований дрейфовим струмом, що протікає під впливом електричного поля, яке виникло в області ОПЗ товщиною $\delta = \delta_p + \delta_n$. Наявність внутрішнього контактного поля призведе до вигину енергетичних зон – у напівпровіднику n -типу вони будуть вигнуті вгору, у напівпровіднику p -типу – вниз. Але оскільки ширина забороненої зони у напівпровідників, що контактують, різна, то виникне розрив енергетичних зон. Для дна зони провідності величина розриву дорівнює ΔE_c , для стелі валентної зони – ΔE_v (рис. 2.21, б).

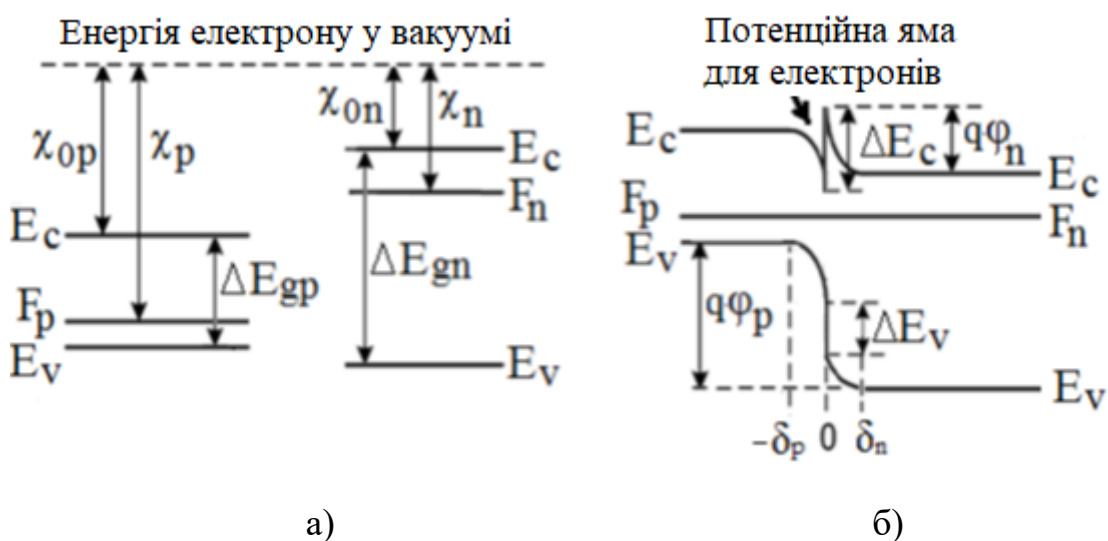


Рис. 2.21 - Зонні енергетичні діаграми: а) ізолюваних напівпровідників; б) для ідеального гетеропереходу

Оскільки поблизу межі розділу двох напівпровідників, що утворюють гетероперехід, є збіднений основними носіями шар, то цей шар матиме підвищений питомий опір. При прикладенні до такої структури зовнішньої напруги, практично вся вона падатиме на цьому шарі – області ОПЗ. Висота потенційного бар'єру для основних носіїв заряду зменшуватиметься при прямій напрузі («плюсом» – до p -області та «мінусом» – до n -області) і збільшуватиметься при зворотній напрузі. Таким чином, гетеропереходи можуть мати випрямляючі властивості.

Особливістю енергетичної структури гетеропереходу є те, що потенційні бар'єри для електронів $q\cdot\varphi_n$ та дірок $q\cdot\varphi_p$ різні. Наприклад, для аналізованої структури $\varphi_n < \varphi_p$. Це означає, що струм через такий гетероперехід буде здійснюватися в основному за рахунок електронів, а діркова складова струму буде дуже мала. Слід зазначити, що зонну енергетичну діаграму, аналогічну до тієї, що зображена на рис. 2.21б, можна отримати і для ізотипного гетеропереходу, у якого широкозонний та вузькозонний напівпровідники мають n -тип провідності. Для такого гетеропереходу електрони, що перейшли через знижений потенційний бар'єр з одного напівпровідника n -типу в інший такого ж типу, будуть також основними носіями заряду. Тому процес перемикання гетеропереходу з відкритого у закритий стан не супроводжується інжекцією неосновних носіїв заряду через перехід і подальшим розсмоктуванням. Отже, швидкодію таких ізотипних гетеропереходів можна суттєво підвищити.

Важливою особливістю гетеропереходу, що розглядається, є виникнення потенційної ями у вузькозонному напівпровіднику поблизу межі розділу. Наявність цієї потенційної ями дозволяє при подачі прямої напруги на гетероперехід накопичувати в ній електрони до високих концентрацій, створюючи так званий двовимірний електронний газ. Ця особливість структури гетеропереходу покладено в основу роботи транзисторів з високою рухливістю електронів, так званих НЕМТ-транзисторів.

Контрольні питання

1. Охарактеризуйте основні способи формування електронно-діркового переходу (p - n -переходу) у напівпровідниках.
2. Що таке контактна різниця потенціалів? Від яких чинників залежить?
2. Що таке область просторового заряду? Від чого залежать розміри цієї області?
4. Поясніть випрямляючі властивості p - n -переходу.
6. Як впливають на ВАХ ідеального p - n -переходу ширина забороненої зони напівпровідника та його температура?

7. Що таке генераційна та рекомбінаційна складові струму через реальний $p-n$ -перехід? Поясніть їхнє виникнення.
8. Дайте визначення бар'єрної та дифузійної ємності. Як вони залежать від зовнішньої напруги на $p-n$ -переході?
9. Поясніть характер зміни струму через $p-n$ -перехід при стрибкоподібній зміні напруги з прямої на зворотню.
10. Що таке пробій $p-n$ -переходу і які існують типи пробую?
11. Поясніть виникнення лавинного та тунельного пробую в $p-n$ -переході. Як впливають на напругу лавинного та тунельного пробую ширина забороненої зони напівпровідника та температура?
12. Що таке зовнішня робота виходу та термодинамічна робота виходу електронів із напівпровідника?
13. Поясніть утворення бар'єру Шотткі під час контакту металу з напівпровідником.
14. Поясніть випрямляючі властивості бар'єру Шотткі.
15. У чому відмінність бар'єру Шотткі від гомогенного електронно-діркового переходу?
16. Що таке гетерогенний перехід (гетероперехід)? Поясніть його зонну діаграму.

3. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

3.1. Загальні відомості про напівпровідникові діоди

Принцип роботи більшості напівпровідникових діодів ґрунтується на використанні різних фізичних явищ в електричних переходах, у яких існує внутрішнє контактне електричне поле. Найчастіше в діодах використовують електронно-діркові переходи, контакти метал-напівпровідник та гетеропереходи. Проте існують діодні структури, які не містять випрямляючих електричних переходів (наприклад, діоди Ганна), чи містять кілька переходів (наприклад, *p-i-n*-діоди).

При класифікації діодів використовують різні ознаки: вид електричного переходу; спосіб формування переходу; матеріал, з якого виготовлено перехід; фізичні процеси у переході; функціональне призначення діода; частотний діапазон роботи та ін. У довідниках по напівпровідникових приладах зазвичай наводиться класифікація діодів по застосуванню в радіоелектронній апаратурі або за призначенням. Ми будемо класифікувати напівпровідникові діоди за такими ознаками:

- за функціональним призначенням: випрямляючі, імпульсні, детекторні, параметричні, змішувальні, стабілітрони, стабістори, НВЧ-діоди та ін;
- за методом виготовлення переходу: сплавні, дифузійні, планарні, точкові, діоди Шотткі та ін;
- за напівпровідниковим матеріалом, з якого виготовлений діод: германієві, кремнієві, арсенід-галієві, карбід-кремнієві та ін;
- за фізичними процесами, які покладено в основу роботи діода: тунельні, фотодіоди, світлодіоди, діоди Ганна, лавино-прогонові та ін.

Властивості напівпровідникових діодів оцінюють за їх параметрами. Розрізняють загальні параметри, якими характеризується будь-який напівпровідниковий діод, та спеціальні параметри, притаманні окремим типам діодів. До загальних параметрів діодів відносять прямий і зворотний струм, пряму і зворотну напруга, максимальну потужність, що розсіюється, гранично

допустиму температуру переходу (для германієвих діодів ця температура становить 70 °С, для кремнієвих – 125 °С) та ін. До спеціальних параметрів відносяться диференціальний опір діода, загальна ємність, час відновлення зворотного опору, температурний коефіцієнт напруги стабілізації, тепловий опір «перехід-корпус» та ін.

Графічні позначення різних типів діодів показано на рис. 3.1. У позначенні напівпровідникових діодів допускається зображати корпус у вигляді кола (корпус можна і не показувати).

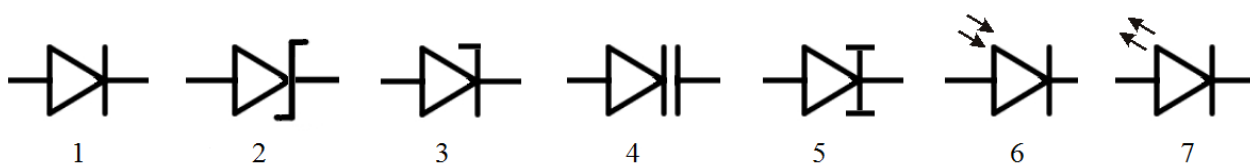


Рис. 3.1 - Позначення діодів: 1 – випрямляючий, імпульсний, детектуючий та НВЧ-діод; 2 – діод Шоттки; 3 – стабілітрон; 4 – варикап; 5 – тунельний та обернений діоди; 6 – фотодіод; 7 – світлодіод

3.2. Випрямляючі діоди

Під випрямляючими напівпровідниковими діодами розуміють діоди, призначені для перетворення змінного струму на постійний, до швидкодії та стабільності параметрів яких не пред'являється спеціальних вимог. Вони застосовуються в джерелах живлення для перетворення (випрямлення) змінної напруги в постійну, в обмежувальних та розв'язувальних ланцюгах, в ланцюгах керування та комутації. Для вирішення всіх цих завдань використовуються випрямляючі властивості *p-n*-переходу – здатність пропускати великий струм при прямому включенні та дуже малий струм (струм насичення) при зворотному включенні. Опір випрямляючого діода у прямому напрямі на кілька порядків відрізняється від опору, при вмиканні у зворотному напрямі. У випрямляючих діодах площа *p-n*-переходу зазвичай досить велика, тому їхня бар'єрна ємність відносно велика, що не заважає використовувати діоди для випрямлення змінних струмів промислової частоти.

Для виготовлення випрямляючих діодів зазвичай використовують дифузійні та епітаксійні методи формування несиметричних p - n -переходів. Найбільш важливими параметрами випрямних діодів є максимально допустимий прямий струм I_f , пряме падіння напруги U_f і максимально допустима зворотня напруга U_{back} . Для підвищення I_f та U_f необхідно зменшувати опір бази діода, що досягається збільшенням концентрації домішок у слаболегованій ділянці напівпровідника. Для підвищення U_{back} потрібно, навпаки, зменшувати рівень легування обох областей діода. Щоб задовольнити цим суперечливим вимогам, формують переходи типу p^+ - p - n або n^+ - n - p («+» означає високий рівень легування). Такі структури отримують у наступний спосіб. На вихідній сильно легованій пластині напівпровідника (наприклад, кремнію) вирощують епітаксійний слаболегований шар такого ж напівпровідника. У вирощеному епітаксійному шарі за допомогою дифузії акцепторів формують p -область, отримуючи тим самим n^+ - n - p -структуру. Крім високих значень I_f і U_{back} , дана структура дозволяє знизити зворотні струми I_{back} , а також зменшити бар'єрну ємність p - n -переходу C_{bar} . У сучасних потужних діодах величина прямого струму може досягати значень кілька тисяч ампер, а зворотна напруга – кілька кіловольт.

Основною сферою застосування випрямляючих діодів є перетворення змінної напруги промислової частоти (50 або 400 Гц) на постійне. У промисловості переважно застосовується змінний струм, проте у багатьох випадках необхідним є і постійний. Постійний струм, зокрема, використовується для заряджання акумуляторів та живлення більшості радіотехнічних пристроїв. Електродвигуни постійного струму, що мають плавне регулювання швидкості обертання і великий крутний момент при пуску, широко використовуються на транспорті (електровози, трамваї, тролейбуси, електромобілі). Постійний струм зазвичай отримують зі змінного за допомогою спеціальних діодів, що випрямляють його (для великих струмів використовують також тиристори). Схеми випрямників представлені на рис. 3.2.

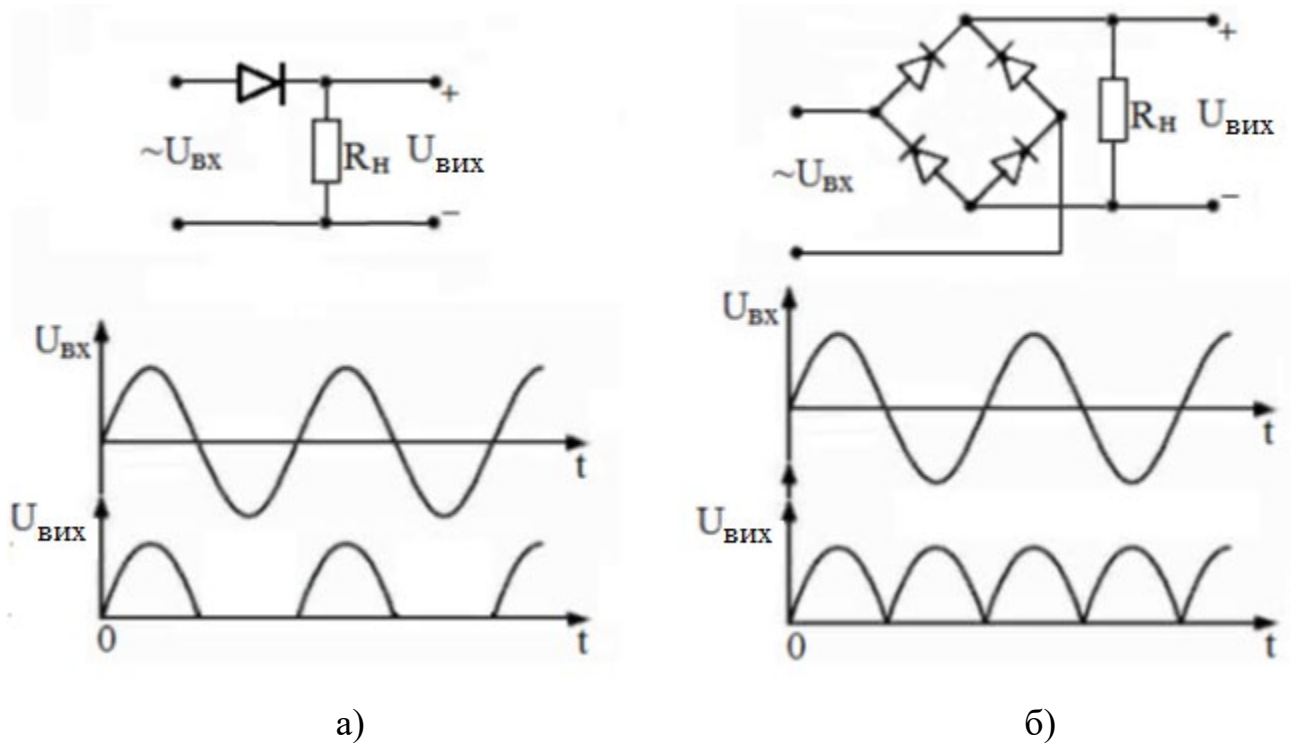


Рис. 3.2 - Випрямники змінного струму: а) однонапівперіодний; б) двонапівперіодний

Для малопотужних пристроїв, до якості живлення яких не висувають високих вимог, можна використовувати однонапівперіодну схему випрямлення (рис. 3.2, а). В цьому випадку через навантажувальний резистор R_n або інше навантаження струм протікає тільки протягом половини кожного періоду, коли напруга на діоді позитивна. Таке випрямлення змінного струму називається *однонапівперіодним*. Вихідна напруга виходить пульсуючою. Пульсації можна згладити за допомогою різних фільтрів на основі конденсаторів та дроселів, але в цілому якість випрямленого струму виходить недостатньо високою. Найбільш поширені схеми двонапівперіодного випрямлення на основі мостової схеми (рис. 3.2, б). У ній струм через навантаження протікає протягом усього періоду змінної напруги U_{ex} . На виході виходить також пульсуюча напруга, але після фільтрації величина пульсацій істотно менша, ніж при одноперіодному випрямленні.

Серед випрямляючих діодів слід особливо виділити діоди з бар'єром Шоттки. Такі діоди мають високу швидкодію, що обумовлено їх малим часом

відновлення зворотного опору. Ця властивість визначила широке застосування діодів Шотткі в імпульсних блоках живлення, імпульсних перетворювачах і регуляторах напруги. Промислово випускаються електронні пристрої, де випрямники з діодами Шотткі працюють на частотах вище 100 кГц. Також ці діоди знайшли застосування в сонячних батареях, які у світлий час доби перетворюють сонячну енергію на електричну та накопичують її в акумуляторах. Щоб у темний час доби не було зворотного процесу перетікання струму від акумуляторів до батареї, в них встановлюють випрямляючі діоди Шотткі. В даному випадку використовується одна з властивостей діодів Шотткі, а саме мале пряме падіння напруги на переході (на рівні 0,2 - 0,4 В).

3.3. Імпульсні діоди

3.3.1. Перехідні процеси в імпульсних діодах

Напівпровідникові діоди, що мають малу тривалість перехідних процесів і призначені для роботи в імпульсних режимах, називають імпульсними. Імпульсні діоди застосовують як комутуючі елементи, в генераторах імпульсів, а також для детектування високочастотних сигналів. Частота комутованих імпульсів може досягати 1 ГГц, а тривалість імпульсів близько 1 нс. Тому до імпульсних діодів пред'являються високі вимоги щодо швидкодії, яка багато в чому залежить від ємності діода та від тривалості перехідних процесів у діоді при перемиканні його з відкритого стану в закритий і навпаки.

Розглянемо процес перемикання діода при подачі на нього імпульсу напруги від джерела, що має малий вихідний опір у порівнянні з опором діода (рис. 3.3, а). При подачі прямої напруги $U_{пр}$ струм через діод не відразу досягає стаціонарного значення, оскільки в діоді відбуваються процеси накопичення неосновних носіїв заряду в базі діода, викликані інжекцією носіїв через знижений потенційний бар'єр. Ці процеси відбуваються досить повільно, оскільки пов'язані з дифузією інжекттованих носіїв від *p-n*-переходу вглиб бази діода.

При перемиканні діода з прямого напрямку на зворотний в початковий момент часу через діод протікає великий зворотний струм (приблизно рівний прямому струму), обмежений в основному об'ємним опором бази та зовнішнім опором навантаження (див. рис. 2.14, п. 2.6). З часом накопичені в базі неосновні носії заряду рекомбінують або потрапляють в ОПЗ і переносяться через $p-n$ -перехід у зворотному напрямку.

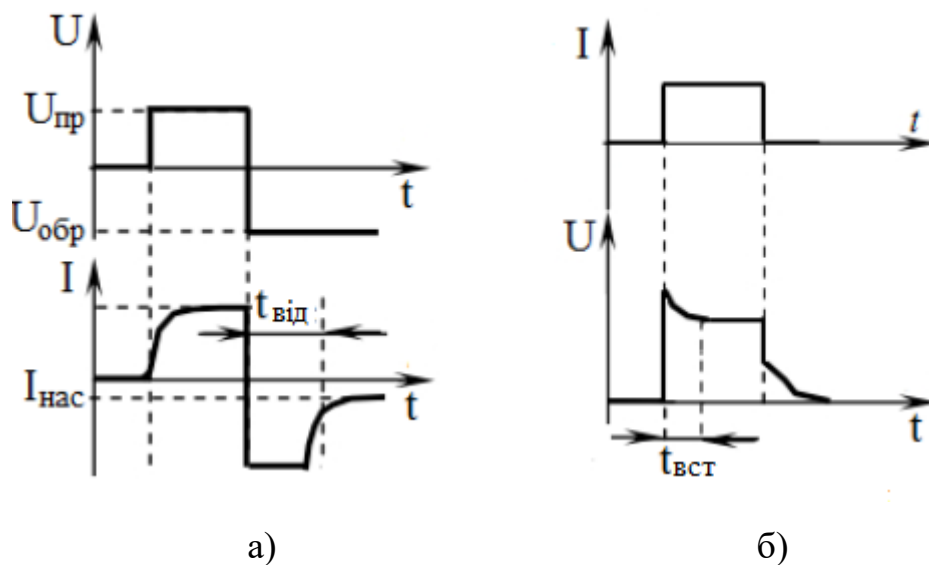


Рис. 3.3 - Перехідні процеси у діоді: а) під час подачі імпульсу напруги; б) при подачі імпульсу струму

Тільки після завершення процесів розсмоктування неосновних носіїв заряду зворотний струм зменшується до свого стаціонарного значення I_s (рис. 3.3, а). Час, протягом якого зворотний струм досягає стаціонарного значення (рівного $0,1 \cdot I_f$) після перемикання напруги з прямої на зворотну, називають *часом відновлення зворотного опору діода* $t_{від}$.

Розглянемо процес перемикання діода при подачі нього імпульсу струму від джерела з великим вихідним опором. При протіканні через діод імпульсу струму у прямому напрямку в початковий момент після вмикання спостерігається викид напруги (рис. 3.3, б). Поява цього викиду обумовлена процесами інжекції неосновних носіїв заряду, що викликає модуляцію опору бази діода. Поки в базі не встановиться стаціонарний розподіл неосновних носіїв

заряду, опір бази поступово зменшуватиметься до певного постійного значення. В результаті і напруга U на діоді стане постійною. Час, протягом якого пряма напруга на діоді набуває постійного значення після подачі імпульсу прямого струму називають *часом встановлення прямої напруги* $t_{вст}$. Після закінчення імпульсу струму напруга на діоді якийсь час буде відмінною від нуля, що обумовлено наявністю інжектованого через p - n -перехід заряду, локалізованого в прилеглих до ОПЗ шарах. По мірі розсмоктування цього заряду неосновних носіїв величина напруги поступово зменшиться до нуля.

Для прискорення перехідних процесів у кремнієвих імпульсних діодах вихідний кремній легують домішковими атомами золота, які створюють у квазінейтральному об'ємі бази рекомбінаційні центри. Це призводить до збільшення швидкості рекомбінації неосновних носіїв заряду та зменшення їхнього часу життя. Однак такий спосіб підвищення швидкодії діодів призводить до зниження їх максимально допустимих імпульсних струмів та зворотної напруги. Інший спосіб підвищити швидкодію імпульсного діода – зробити базу діода тонкою, порівняною з дифузійною довжиною носіїв заряду. У цьому випадку нерівноважні носії здатні швидко продифундувати через тонку базу і рекомбінувати на тильній поверхні бази. Тонку базу можна, наприклад, сформувати за допомогою епітаксійного нарощування високоомного базового шару на низькоомній підкладці.

На швидкодію імпульсного діода впливає його ємність, яку прагнуть зробити гранично малою, що досягається за рахунок зменшення площі переходу. Перші імпульсні діоди з малою площею переходу були виготовлені методом електроформування. Для їх виготовлення до ретельно підготовленої пластини Si чи Ge притискалася голка з вольфраму чи фосфористої бронзи (зазвичай у вигляді пружини) з діаметром вістря від кількох мікрометрів до 20–30 мкм. Потім через контакт пропускався потужний короткий імпульс струму, внаслідок чого за рахунок приварювання виводу формувався бар'єр Шотткі або p - n -перехід, що утворюється в результаті впровадження в ділянку під контактом домішкових атомів.

Недоліком точкових діодів, виготовлених методом електроформування, є великий опір бази, який визначається так званим опором розтікання, тобто опором області напівпровідника під точковим контактом, де згущуються лінії струму, що протікає через перехід. Крім того, відтворюваність параметрів таких діодів була невисокою. В даний час імпульсні діоди виготовляють на основі локального легування напівпровідників через маску, що формується фотолітографією (планарна технологія). Розміри вікон маски, крізь які впроваджують домішкові атоми, може бути менше 1 мкм. Легування здійснюють за допомогою дифузії чи іонної імплантації домішок. Як напівпровідник переважно використовують кремній, рідше германій і арсенід галію. Планарна технологія дозволяє виготовити на одному кристалі безліч діодних структур з близькими характеристиками.

Крім діодів зі звичайними $p-n$ -переходами до імпульсних діодів відносяться деякі спеціальні види діодів, в яких використовуються властивості складніших структур, ніж звичайний гомогенний $p-n$ -перехід. До таких діодів, насамперед, відносяться діоди Шотткі, діоди Мотта, $p-i-n$ -діоди та діоди з накопиченням заряду.

3.3.2. Діоди Шотткі

Напівпровідникові діоди, в основу роботи яких покладено властивості випрямляючого контакту метал-напівпровідник, називають *діодами Шотткі*. Відмінною особливістю діодів Шотткі є те, що вони працюють на основних носіях заряду. В них відсутні процеси інжекції неосновних носіїв заряду, що виникають при прикладанні до діода прямої напруги. Електрони, що перейшли через знижений потенційний бар'єр з напівпровідника n -типу в метал, є також в металі основними носіями заряду. Тому ніяких процесів розсмоктування цього заряду із зміною полярності напруги на діоді немає. Як наслідок, швидкодія діодів Шотткі істотно вище за швидкодію звичайних діодів на $p-n$ -переході. Це дозволяє використовувати діоди Шотткі на частотах вище 100 ГГц.

Швидкодія діодів Шотткі обмежена в основному процесами перезарядки бар'єрної ємності переходу. Тривалість таких процесів визначається не тільки

бар'єрної ємністю, а й опором бази діода. Для зменшення опорю бази діода його слід виготовляти, використовуючи напівпровідник *n*-типу з високою концентрацією донорної домішки. Однак для запобігання процесам тунелювання носіїв заряду через потенційний бар'єр, отримання високої пробивної напруги та зменшення бар'єрної ємності переходу потрібно, навпаки, зменшувати ступінь легування, збільшуючи тим самим товщину бар'єру Шотткі (області ОПЗ в напівпровіднику). Вирішити це протиріччя можна за допомогою епітаксійного вирощування високоомного шару на низькоомній підкладці, створюючи двошарову *n-n*⁺-структуру.

Діоди Шотткі в порівнянні з діодами на основі гомогенних *p-n*-переходів, крім кращих частотних властивостей, мають ряд додаткових переваг:

- менша пряма напруга, яку можна змінювати шляхом вибору відповідної пари метал-напівпровідник;

- вищий прямий струм, що обумовлено низькими значеннями прямої напруги і хорошим тепловідведенням від металевого електрода;

- мала інерційність діода в режимах детектування та комутації електричних сигналів (на 1-2 порядки нижче, ніж у звичайних кремнієвих діодів, легованих золотом);

- нижчий рівень шуму в порівнянні зі звичайними діодами на *p-n*-переході.

Діоди Шотткі широко застосовуються для детектування електромагнітних хвиль НВЧ-діапазону, включаючи міліметрові та субміліметрові довжини хвиль. Як напівпровідниковий матеріал для виготовлення діодів Шотткі широко використовується арсенід галію, в якому рухливість електронів істотно вища, ніж у кремнії. Діоди Шотткі також знайшли застосування у помножувачах частоти. Для множення частоти може бути використана нелінійна залежність опорю діода або ємності від прикладеної до діода напруги (нелінійний опір або нелінійна ємність).

Діоди Шотткі можна застосовувати як приймачі випромінювання, детектори ядерного випромінювання, модулятори світла. Вони широко використовуються для випрямлення високочастотної змінної напруги. Для

виготовлення таких діодів можна використовувати кремній чи арсенід галію. Однак при вирощуванні за допомогою епітаксії шарів арсеніду галію є проблема з отриманням низького рівня легування домішковими атомами. Як наслідок, пробивна напруга діодів Шоттки на основі арсеніду галію виявляється досить низькою, що є суттєвим недоліком для їх використання у низці завдань. Великий інтерес як напівпровідниковий матеріал для виготовлення діодів Шоттки останнім часом викликає карбід кремнію SiC. Діоди на його основі мають малий опір у відкритому стані, що дозволяє комутувати великі струми без суттєвого виділення тепла. Велика ширина забороненої зони ($\Delta E_g = 3,3$ eV) дає можливість забезпечити дуже малі струми витоку та можливість експлуатації таких діодів за високих температур (на рівні 600 °C). Висока теплопровідність SiC дозволяє ефективно відводити тепло від активних областей, забезпечуючи малу величину теплового опору діода. Сукупність таких характерних рис карбід-кремнієвих діодів Шоттки забезпечила їх широке використання в силовій електроніці.

До діодів на основі структури «метал-напівпровідник» належать також діоди з бар'єром Мотта. Відмінність бар'єру Мотта від бар'єру Шоттки полягає в тому, що між металом M і сильно легованим напівпровідником n^+ -типу є шар із власною провідністю (i -шар). На відміну від бар'єру Шоттки зі структурою $M-n^+$ у діоді Мотта використовується структура $M-i-n^+$. Таким чином, товщина шару, збідненого вільними носіями заряду, суттєво зростає, а бар'єрна ємність навпаки зменшується. Якщо до такого діода прикласти зовнішню напругу, то вся вона в основному падатиме на високоомному i -шарі, в результаті чого товщина збідненого шару в n -області не буде залежати від напруги, що для деяких застосувань діодів Мотта дуже важливо.

3.3.3. $p-i-n$ -діоди

Діоди такого типу мають структуру, в якій дві сильнолеговані області p - та n -типу розділені досить товстою областю з провідністю, близькою до власної, тобто i -областю (рис. 3.4а). Розподіл основних та неосновних носіїв заряду показано на рис. 3.4б. У i -області концентрації електронів і дірок приблизно однакові. В результаті дифузії дірок з p -області в i -область, а також електронів з

n -області в i -область на границі з i -областю виникає нескомпенсований заряд іонів домішок густиною ρ (рис. 3.4в), що створює в p - i - n -діоді внутрішнє контактне електричне поле (рис. 3.4г). Розподіл електричного поля в i -області в ідеальному випадку можна вважати однорідним, що відрізняє p - i - n -структуру від звичайного p - n -переходу. Наявність електричного поля викликає вигин енергетичних зон та появу контактної різниці потенціалів ϕ_k .

Наявність i -області з низькою концентрацією носіїв заряду, яку можна умовно прийняти за ізолятор, по краях якої є тонкі протилежно заряджені шари, дозволяє вважати таку структуру плоским конденсатором. Її електрична ємність визначається розмірами i -шару та його діелектричною проникністю. При досить товстій i -області ємність p - i - n -діода практично не залежить від прикладеної зовнішньої напруги.

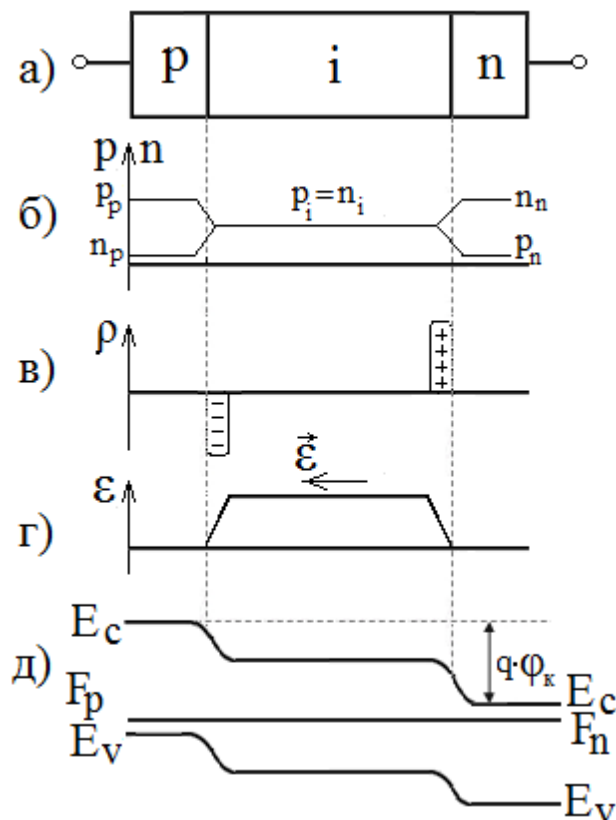


Рис. 3.4 - p - i - n -діод: а) структура; б) розподіл концентрації носіїв заряду; в) розподіл густини об'ємного заряду; г) розподіл напруги внутрішнього контактного поля; д) зонна енергетична діаграма

При подачі прямої напруги в i -область через знижений потенційний бар'єр інжектуються дірки з p -області та електрони з n -області. Опір i -області і всього діода в цілому зменшується, причому значення опору залежить від величини прямого струму, що протікає через діод. При зворотній напрузі дірки та електрони за рахунок екстракції йдуть з i -області в p - і n -області, відповідно. Зменшення концентрації носіїв в i -області призводить до зростання опору i -області і всього діода. Диференціальний опір p - i - n -діода при зміні знаку напруги змінюється на кілька порядків, у той час як ємність діода при досить товстій i -області практично не змінюється. Наприклад, змінюючи постійну складову струму через діод, можна варіювати величину опору в межах від 0,1 Ом до 10 кОм.

Промислово випускаються p - i - n -діоди з різною товщиною i -шару, площею структури, розсіюваною потужністю та швидкодією. Ємність p - i - n -діодів зазвичай лежить в інтервалі від 0,1 до 3 пФ. У потужних діодах для НВЧ-діапазону товщина i -області робиться великою (порядку 0,1-0,5 мм), щоб вони могли працювати при великих амплітудних значеннях напруги (більше 1 кВ) та імпульсної потужності понад 10 кВт. Велика товщина i -області дає можливість збільшувати площу перерізу діода без суттєвого зростання його ємності, що дозволяє покращити тепловідведення та підвищити середню робочу потужність.

Такі властивості p - i - n -діода визначили його широке використання у НВЧ-електроніці. Вони, зокрема, широко використовуються для створення перемикаючих ланцюгів (НВЧ-мультиплексорів). При нульовій або зворотній напрузі p - i - n -діод має високий активний опір і малу ємність, а отже, і високий реактивний опір на високих частотах. Діод у цьому стані не пропускає високочастотний сигнал. При прямій напрузі та величині струму порядку 1 мА типовий p - i - n -діод має величину опору порядку 1 Ом, тобто діод переходить у провідний стан. P - i - n -діоди знайшли також широке застосування в НВЧ-електроніці як змінні і ступінчасті атенюатори, амплітудні модулятори, плавні і ступінчасті фазообертачі. Наприклад, для створення ступінчастих фазообертачів, широко застосовуваних у фазованих антенних ґратах, p - i - n -діоди

включаються з певним інтервалом у лінію передачі. Перемикачі на $p-i-n$ -діодах стабільні в роботі та відрізняються малими втратами у НВЧ-діапазоні.

3.3.4. Діоди з накопиченням заряду

Різновидом імпульсних діодів є діоди з накопиченням заряду (ДНЗ), які також називають *діодами з різким відновленням зворотного струму* (опору). Характерною особливістю таких діодів є те, що в них при перемиканні прямої напруги на зворотну імпульс зворотного струму має майже прямокутну форму (рис. 3.5, а). При цьому значення t_1 може бути суттєвим на відміну від t_2 , яке має дуже малу величину.

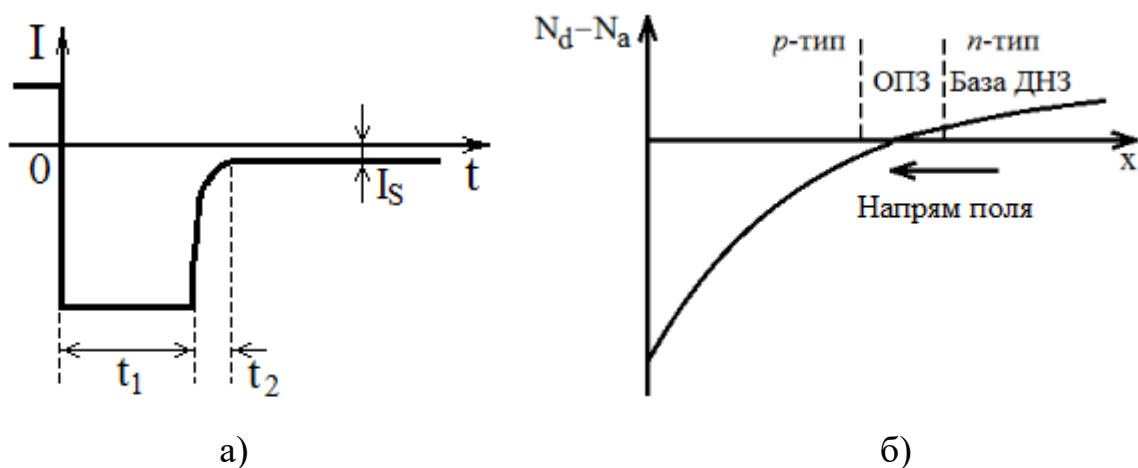


Рис. 3.5 - Діод з накопиченням заряду: а) перехідний процес у ДНЗ; б) розподіл домішкових атомів у ДНЗ

Отримання малої тривалості t_2 обумовлено формуванням внутрішнього вбудованого електричного поля в базовому шарі діода, що межує з ОПЗ. Дане поле може бути сформоване внаслідок неоднорідного легування бази діода домішковими атомами (рис. 3.5, б) у процесі її епітаксійного вирощування. Напрямок цього внутрішнього електричного поля такий, що воно гальмуватиме носії заряду, інжектвані через ОПЗ при прямій напрузі, що, у свою чергу, перешкоджатиме їх переміщенню від кордону ОПЗ вглиб бази діода. Таким чином, інжектвані через $p-n$ -перехід носії заряду компактніше концентруватимуться поблизу границі з ОПЗ. При подачі на діод зворотної

напруги відбуваються процеси розсмоктування неосновних носіїв заряду, але при цьому внутрішнє електричне поле в базі діода сприятиме їх переміщенню ближче до ОПЗ, де вони захоплюються полем p - n -переходу і переносяться або в n -область (електрони), або в p -область (дірки). У момент часу t_1 , коли надмірна концентрація неосновних носіїв на межах ОПЗ спадає до нуля (див. рис. 2.15, б з п. 2.6), концентрація неосновних носіїв у базі стає дуже малою, отже, буде малим і час t_2 протягом якого величина зворотного струму зменшується до величини струму насичення I_s . Діоди з накопиченням заряду широко використовуються як напівпровідникові розмикачі струму у формувачах надкоротких імпульсних сигналів тривалістю менше 1 нс. Вони також знайшли застосування у схемах множення частоти. Наприклад, помножувач ДНЗ при частоті вхідного сигналу 2 ГГц і вхідної потужності 2 Вт дозволяє отримати вихідний сигнал частотою 10 ГГц потужністю 0,15 Вт. На низьких частотах можна отримати ще більшу вихідну потужність.

3.4. Стабілітрони та стабістори

3.4.1 Стабілітрони.

Напівпровідникові діоди, відмінною особливістю яких є слабка залежність величини напруги від величини струму в області електричного пробою, називають *стабілітронами*. Як випливає з назви діодів, їхнє основне призначення - стабілізація напруги. В основу принципу дії стабілітрону покладено явище пробою, що виникає при досягненні зворотною напругою деякого критичного значення, що називається напругою пробою. Пробій характеризується різким зростанням зворотного струму (рис. 3.6, а). На зворотній гілці ВАХ в області пробою є ділянка, на якій струм змінюється в широкому діапазоні від $I_{cm.min}$ до $I_{cm.max}$ при невеликій зміні напруги на стабілітроні від $U_{cm.min}$ до $U_{cm.max}$. Робоча точка, що визначається номінальним струмом $I_{cm.ном}$ та номінальною напругою $U_{cm.ном}$, вибирається приблизно в середині цієї ділянки. Крутизна у сфері робочої точки характеризується диференціальним опором $r_{диф} = \Delta U_{cm} / \Delta I_{cm}$.

Принцип дії стабілітрона пояснюється так. Згідно рис. 3.6, б):

$$U_{\text{вх}} = U_{\text{ст}} + (I_{\text{ст}} + I_{\text{н}}) \cdot R_{\text{обм}}$$

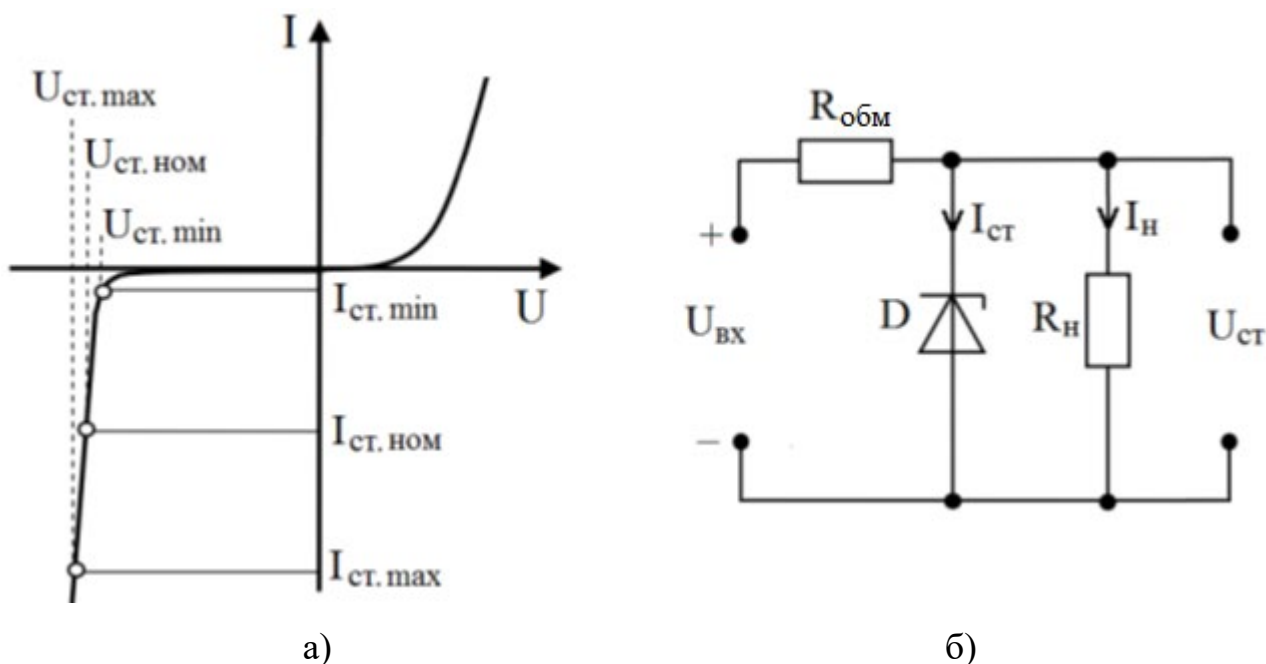


Рис. 3.6 - Стабілітрон: а) вольт-амперна характеристика; б) схема вмикання

Якщо з якихось причин вхідна напруга зміниться на величину $\Delta U_{\text{вх}}$, то це викличе зміни напруги стабілізації $\Delta U_{\text{ст}}$ та струмів через стабілітрон $\Delta I_{\text{ст}}$ та навантаження $\Delta I_{\text{н}}$, внаслідок чого:

$$\Delta U_{\text{вх}} = \Delta U_{\text{ст}} + (\Delta I_{\text{ст}} + \Delta I_{\text{н}}) \cdot R_{\text{обм}}$$

Виразивши $\Delta I_{\text{ст}}$ та $\Delta I_{\text{н}}$ через $\Delta U_{\text{ст}}$, отримаємо:

$$\Delta U_{\text{вх}} = \Delta U_{\text{ст}} + \left(\frac{\Delta U_{\text{ст}}}{r_{\text{диф}}} + \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{R_{\text{н}}} \right) \cdot R_{\text{обм}}$$

Після нескладних перетворень отримаємо:

$$\Delta U_{ст} = \frac{\Delta U_{вх}}{1 + \frac{R_{обм}}{r_{диф}} + \frac{R_{обм}}{R_H}}$$

Звідси випливає, що більше відношення $R_{обм}/r_{диф}$, тим меншою мірою зміни вхідної напруги впливають на напругу стабілізації.

Пробій p - n -переходу, що виникає при досягненні зворотною напругою U_{back} напруги пробою $U_{пр}$, буває трьох видів: лавинний, тунельний (зенерівський пробій) і тепловий. У стабілітронах використовують тільки перші два види пробою, при цьому резистор $R_{обм}$, що обмежує струм в ланцюгу, включений в електричну схему, виключає переростання лавинного або тунельного пробою в тепловий пробій. Промислово випускаються стабілітрони з напругою стабілізації $U_{ст}$ у дуже широкому діапазоні - від 1,5 до 200 В. Величина $U_{ст}$ багато в чому визначається концентрацією домішки в базі стабілітрону, оскільки рівень легування впливає на товщину ОПЗ, на напруженість електричного поля в ОПЗ та на механізм пробою. Низьковольтні стабілітрони з $U_{ст} \leq 4,5$ мають високий рівень легування (низький опір бази), тому для них характерний тунельний пробій. У стабілітронів із низьким рівнем легування (з високоомною базою) пробій носить лавинний характер. У таких стабілітронів $U_{ст} \geq 7$ В. У діапазоні від 4,5 до 7 В у стабілітронах проявляють себе обидва механізми пробою - тунельний і лавинний.

Принциповою відмінністю цих двох механізмів пробою є температурна залежність напруги пробою, що визначає напругу стабілізації $U_{ст}$ стабілітрона. Якщо домінуючим механізмом пробою є тунельний пробій, то $U_{ст}$ падає зі зростанням температури через зменшення ширини забороненої зони напівпровідника, оскільки в цьому випадку зменшується висота потенційного бар'єру і, як наслідок, збільшується ймовірність тунелювання носіїв через бар'єр. Якщо домінує лавинний пробій, то напруга стабілізації, навпаки, збільшується зі зростанням температури через зменшення довжини вільного пробігу носіїв, оскільки в цьому випадку для іонізації атомів напівпровідника потрібна більша напруженість електричного поля. Тому стабілітрони, у яких $U_{ст}$ менше 4,5 В,

мають негативний температурний коефіцієнт напруги стабілізації α_{cm} , а у стабілітронів з U_{cm} більше 7 В він, навпаки, позитивний. Стабілітрони з напругою стабілізації в діапазоні від 4,5 до 7 В, в яких проявляються обидва механізми пробою, можуть мати значення α_{cm} , близьке до нуля. Для виключення температурного дрейфу в стабілітронах з лавинним механізмом пробою використовують послідовно з'єднаний діод, включений у прямому напрямку. Зі збільшенням температури напруга на такому діоді падає, що може частково компенсувати зростання напруги на стабілітроні.

Крім звичайних (однополярних) стабілітронів, знаходять застосування двоанодні стабілітрони, які призначені для стабілізації напруги обох полярностей. Для виготовлення таких стабілітронів застосовують дифузію домішкових атомів в пластину кремнію *n*-типу одночасно з двох сторін. В результаті виходить структура з двома зустрічно увімкненими *p-n*-переходами. При подачі напруги будь-якої полярності один з *p-n*-переходів двоанодного стабілітрона працює в режимі електричного пробою, а інший виконує функцію термокомпенсатора.

Широке застосування знайшли особливі імпульсні лавинні стабілітрони, які називають *пригнічувачами перехідних імпульсних перешкод*, а також *супресорами* або *TVS-діодами* (TVS-Transient Voltage Suppressor). Вони призначені для захисту електроапаратури від перенапруг, що виникають при розрядах блискавок та статичної електрики. Наприклад, вони застосовуються в імпульсних блоках живлення, драйверах електродвигунів, інверторах, засобах телекомунікації, трансформаторних підстанціях. Такі імпульсні стабілітрони відрізняються малою бар'єрною ємністю та малою тривалістю перехідних процесів. При виникненні електричного пробою в імпульсному стабілітроні неосновні носії заряду в його базі практично не накопичуються, що і зумовлює його високу швидкодію. Лавиноподібне зростання струму при різкій зміні напруги на імпульсному стабілітроні визначається часом прольоту носіїв через ОПЗ *p-n*-переходу і становить близько 10^{-11} с. Тому такі стабілітрони ефективні

для захисту складних технічних об'єктів від потужних короткочасних імпульсних впливів.

3.4.2 Стабістори.

Стабістори, як і стабілітрони, призначені для стабілізації напруги. На відміну від стабілітронів, робота яких ґрунтується на використанні лавинного або тунельного пробою, у стабісторах використовується пряма гілка ВАХ діода. Тому напруга стабілізації в кремнієвих стабісторах, що визначається напругою відкриття діода, може мати значення близько 0,7 В, що істотно менше аналогічних значень стабілітронів. Можна об'єднати послідовно кілька стабісторів і отримати напругу стабілізації 1,4 або 2,1 В. Стабістори мають негативний температурний коефіцієнт напруги стабілізації, оскільки напруга на стабісторі при постійному струмі завжди зменшується зі зростанням температури. У зв'язку з цим стабістори часто використовують для температурної компенсації стабілітронів з позитивним коефіцієнтом напруги стабілізації.

3.5. Варикапи

Варикапами називають напівпровідникові діоди, принцип дії яких ґрунтується на використанні залежності ємності від зворотної напруги. Основна сфера застосування варикапів – електричне налаштування частоти коливальних контурів. Вони також застосовуються в параметричних підсилювачах та генераторах НВЧ-коливань, у помножувачах та дільниках частоти, модуляторах частоти, фазообертачах. Основним елементом варикапу є *p-n*-перехід (або бар'єр Шоттки), бар'єрна ємність якого нелінійно залежить від напруги (рис. 3.7, а). При використанні варикапа для варіації ємності використовується тільки зворотна напруга, хоча в області прямої напруги бар'єрна ємність змінюється більш істотно. Це пов'язано з тим, що при прямих напругах опір *p-n*-переходу зменшується, а струм різко збільшується, що призводить до зростання втрат потужності та зниження добротності коливального контуру, у який увімкнений

варикап. З цієї причини не використовується дифузійна ємність $p-n$ -переходу (виключенням є помножувачі частоти).

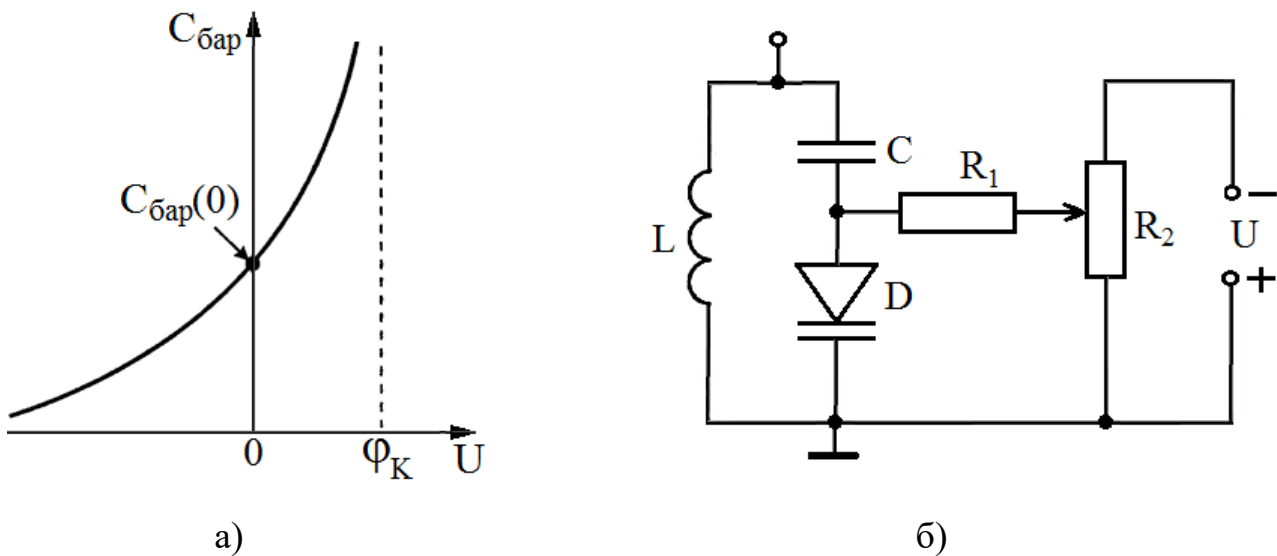


Рис. 3.7 - Залежність бар'єрної ємності від напруги (а) та схема вмикання варикапу (б)

На рис. 3.7, б показаний коливальний контур, частота якого може перебудовуватися за допомогою варикапу D . Конденсатор C запобігає замиканню напруги U , що подається на варикап, через індуктивність L . Ємність конденсатора повинна істотно перевищувати ємність варикапа $C_{вар}$. У цьому випадку загальна ємність коливального контуру приблизно дорівнює ємності варикапа, а резонансна частота контуру f_0 визначається виразом:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_{вар}}}$$

Якщо за допомогою потенціометра R_2 варіювати зворотну напругу, що подається через резистор R_1 на варикап D , можна змінювати його ємність і, тим самим, резонансну частоту f_0 коливального контуру. Резистор R_1 унеможливає шунтування коливального контуру при переміщенні ручки потенціометра.

Варикапи зазвичай використовують у коливальних контурах, що працюють в області високих та надвисоких частот. При цьому коливальний контур повинен мати високу добротність, а вона тим вища, чим менший активний опір коливального контуру. Тому опір бази варикапа (слаболегованої області p - n -переходу) має бути дуже малим. Зменшувати його за рахунок вищого ступеня легування небажано, оскільки це знижує напругу пробою варикапу. Вирішенням проблеми є використання структури переходу типу n^+ - n - p . Її можна виготовити за допомогою епітаксії - на вихідній підкладці n^+ -типу вирощується епітаксійний шар n -типу і в ньому формується p - n -перехід.

Технологія виготовлення варикапів має особливості. Залежно від методу формування p - n -переходу, він може бути різким або плавним. Наприклад, при сплавному або епітаксійному методі перехід виходить різким, а при дифузійному методі - плавним. Для різких p - n -переходів, у яких концентрації домішки N_d і N_a не залежать від координати (рис. 2.5, а), залежність бар'єрної ємності від напруги має кореневий характер (див. вираз (2.9)). Для плавних p - n -переходів концентрація домішки поблизу переходу змінюється плавно, а саме, при віддаленні від ОПЗ концентрація домішкових атомів збільшується приблизно за лінійним законом. Для таких плавних переходів і залежність бар'єрної ємності від напруги виходить більш плавною порівняно з різкими p - n -переходами. Щоб отримати залежність бар'єрної ємності від напруги ще більш різку, ніж навіть у різкого p - n -переходу, необхідно створювати в базі варикапа аномальний розподіл домішок, для якого з видаленням від ОПЗ концентрація домішки зменшується. Такий аномальний розподіл концентрації домішкових атомів можна створити в процесі епітаксійного вирощування n -шару на n^+ -підкладці, збільшуючи ступінь легування шару в міру збільшення його товщини. Результат такого процесу показано на рис. 3.8. У n -області праворуч від ОПЗ концентрація донорів зменшується, а не збільшується, як це буває у звичайних плавних p - n -переходах.

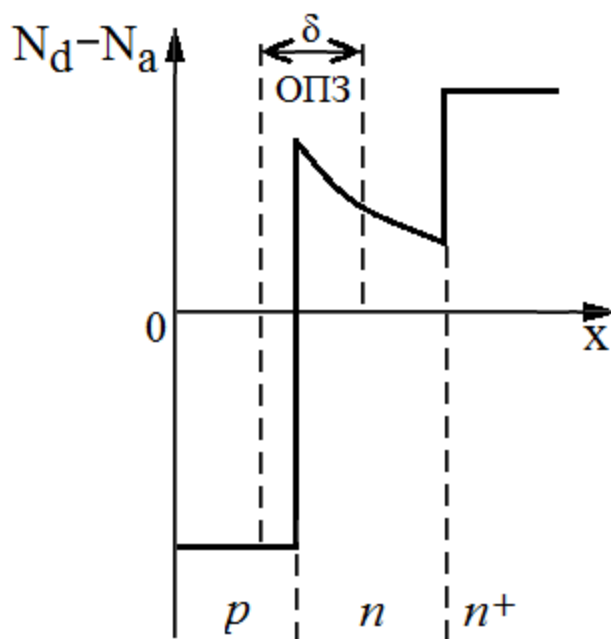


Рис. 3.8 - Розподіл домішкових атомів у варикапі з різкою залежністю ємності від напруги

3.6. Тунельні та обернені діоди

3.6.1 Тунельні діоди

Тунельні діоди є напівпровідниковими діодами з вольт-амперною характеристикою N -типу, принцип дії яких заснований на ефекті тунелювання носіїв заряду через потенційний бар'єр в p - n -переході. Сутність тунельного ефекту полягає в тому, що мікрочастинка, що володіє енергією менше висоти потенційного бар'єру, здатна проникнути крізь цей бар'єр з певною ймовірністю, яка залежить від його товщини.

Тунельний діод був виготовлений в 1958 японським фізиком Лео Есакі, який в 1973 отримав Нобелівську премію за експериментальне виявлення ефекту тунелювання електронів в діодах такого типу. Для отримання тунельного ефекту в p - n -переході використовують високий рівень легування з концентрацією домішки на рівні 10^{18} - 10^{20} см^{-3} . При такій високій концентрації домішок товщина області просторового заряду p - n -переходу має значення порядку 0,01 $\mu\text{м}$, а напруженість внутрішнього контактного поля може досягати 10^5 - 10^6 В/см . Контактна різниця потенціалів має практично максимальне значення для цього типу напівпровідника.

При такому високому ступені легування напівпровідник стає виродженим. У ньому відбувається розщеплення дискретних енергетичних домішкових рівнів у домішкові зони, які для донорів зливаються із зоною провідності в n -області, а для акцепторів - з валентною зоною в p -області. Рівні Фермі при цьому виявляються розташованими у відповідних дозволених зонах: рівень Фермі F_n в n -області знаходиться вище дна зони провідності E_c , а рівень Фермі F_p в p -області знаходиться нижче від стелі валентної зони E_v (рис. 2.10, а). При цьому рівень Фермі F_n приблизно збігається з верхніми заповненими електронами рівнями зони провідності. Інакше кажучи, всі рівні, що лежать нижче за рівень F_n , заповнені електронами. Аналогічно і для p -області: всі рівні валентної зони, що знаходяться нижче F_p , також заповнені електронами. На рис. 3.9, а ці заповнені електронами рівні заштриховані.

В результаті навпроти дозволених та заповнених електронами енергетичних рівнів валентної зони будуть знаходитися такі ж дозволені та заповнені електронами рівні зони провідності (рис. 3.9, а). Між ними є потенційний бар'єр трикутної форми (показаний сірим кольором), висота якого дорівнює ширині забороненої зони ($E_c - E_v$). Оскільки товщина потенційного бар'єру мала, то виникають процеси тунелювання електронів через нього, причому тунелювання електронів з однаковою ймовірністю можливе як із зони провідності у валентну зону, так і зворотному напрямку. Результуючий струм у цьому випадку (за відсутності зовнішньої напруги) дорівнюватиме нулю.

Нехай до діода прикладено невелику пряму напругу U , що зміщує енергетичні рівні в n -області вгору, а в p -області - вниз. В результаті навпроти дозволених та заповнених рівнів зони провідності n -області виявляться дозволені порожні рівні валентної зони в p -області (рис. 3.9, б). Виникне тунелювання електронів з n - в p -область, що еквівалентно протіканню тунельного струму j_T , спрямованого з p - в n -область. При збільшенні напруги U від 0 до U_1 область перекриття заповнених та порожніх рівнів зростатиме, внаслідок чого тунельний струм збільшуватиметься (ділянка а-б на рис. 3.10). Максимальний ступінь перекриття заповнених рівнів у зоні провідності та

порожніх у валентній зоні буде тоді, коли стеля валентної зони E_v в p -області буде розташовуватися навпроти рівня Фермі F_n (рис. 3.9, б). І тут тунельний струм досягне максимальної величини I_1 . Важливо, що при невеликій прямій напрузі (менше U_1) помітного зменшення контактної різниці потенціалів немає, тому внесок дифузійного струму у загальний струм практично дорівнює нулю.

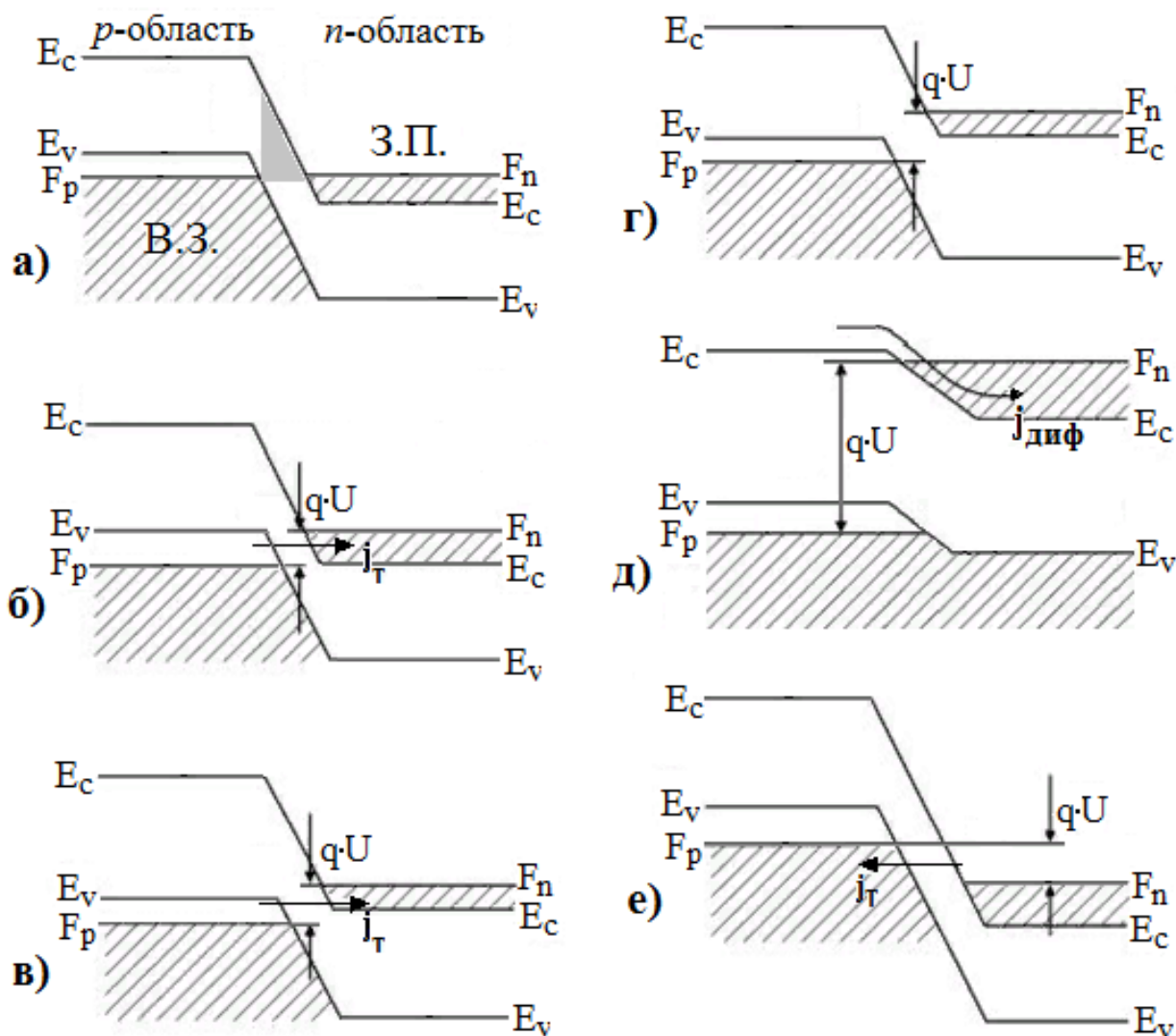


Рис. 3.9 - Зонні енергетичні діаграми тунельного діода при різних напругах

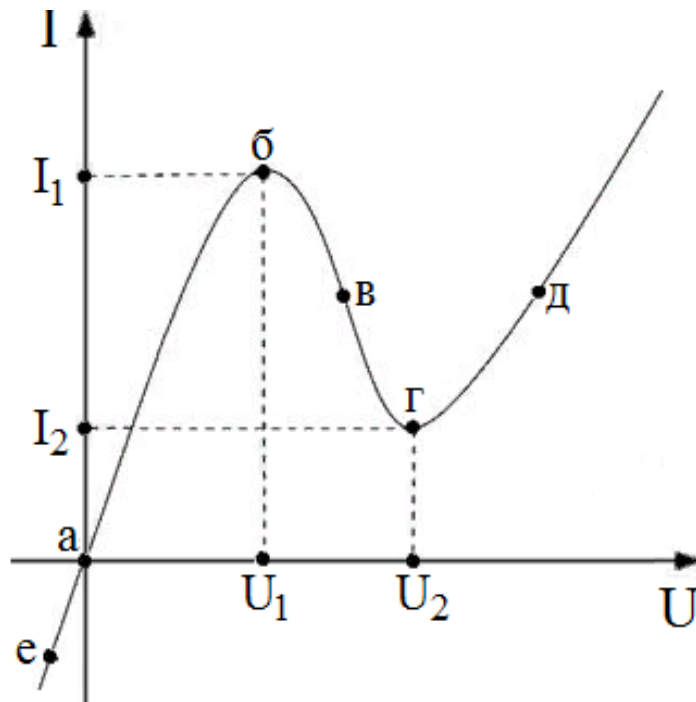


Рис. 3.10 - ВАХ тунельного діода

При подальшому підвищенні прямої напруги ($U > U_1$) ступінь перекриття заповнених рівнів у зоні провідності та порожніх рівнів у валентній зоні починає зменшуватися, оскільки частина заповнених рівнів виявляється навпроти забороненої зони (рис. 3.9, в). Це спричиняє зменшення тунельного струму (крива б-в на рис. 3.10). Зменшення тунельного струму відбуватиметься до тих пір, поки напруга U не досягне величини U_2 , а дно зони провідності E_c в n -області не буде розташовуватися навпроти стелі валентної зони E_v в p -області рис. 3.9, г). В цьому випадку всі заповнені рівні в зоні провідності n -області виявляться навпроти забороненої зони, внаслідок чого тунельний струм зменшиться практично до нуля. Але за рахунок зменшення контактної різниці потенціалів з'явиться дифузійний струм і загальний струм I_2 буде відмінний від нуля (рис. 3.10).

При подальшому збільшенні прямої напруги ($U > U_2$) контактна різниця потенціалів продовжуватиме зменшуватися, що призведе до зростання дифузійного струму. Ділянка г-д на рис. 3.10 відповідає ВАХ звичайного p - n -переходу, що описується формулою Шоклі.

Якщо тунельний діод увімкнений у зворотному напрямку, то енергетичні рівні в p -області змістяться вгору, а енергетичні рівні в n -області - вниз (рис. 3.9, е). Це призведе до того, що навпроти заповнених рівнів валентної зони в p -області будуть розташовуватися порожні рівні зони провідності в n -області, що призведе до протікання тунельного струму з n -області в p -область (ділянка а-е на рис. 3.10).

Головною особливістю тунельних діодів, яка й визначила їхнє широке застосування в електронній техніці, є наявність на ВАХ діода ділянки з негативним диференціальним опором (ділянка б-в-г на рис. 3.10). Якщо вмикати тунельні діоди в будь-які електронні схеми, можна з їх допомогою компенсувати процеси розсіювання енергії в активному опорі. Наприклад, у коливальному контурі за рахунок втрат в активному опорі амплітуда електромагнітних коливань з часом зменшується. Тунельний діод дозволяє компенсувати втрати енергії в контурі та отримати незгасаючі коливання. Тунельні діоди здатні виконувати різні функції, що використовується при проектуванні підсилювачів, генераторів та змішувачів у широкому спектральному діапазоні, включаючи міліметрові довжини хвиль. На тунельних діодах можна проектувати й різні імпульсні пристрої, наприклад тригери, мультівібратори та інші пристрої з дуже малим часом спрацьовування.

Принцип дії тунельних діодів ґрунтується на тунелюванні електронів через потенційний бар'єр. Процес тунелювання є безінерційним, його тривалість становить приблизно 10^{-13} - 10^{-14} с. Помітного накопичення неосновних носіїв у базі тунельних діодів майже немає, оскільки вони застосовуються при відносно невеликих напругах. Тому їхній робочий частотний діапазон обмежений лише наявністю власної ємності діода, основу якого становить бар'єрна ємність p - n -переходу, а також індуктивністю висновків. Найбільшого поширення набули тунельні діоди, виготовлені на основі Ge, GaAs, і навіть з GaSb. Ці діоди знаходять широке застосування як генераторів і високочастотних перемикачів, що мають робочі частоти близько 30-100 ГГц.

3.6.2 Обернені діоди.

Обернені діоди є напівпровідниковими діодами, в яких провідність при зворотній напрузі через тунельний ефект істотно вища, ніж при прямій напрузі. Така особливість звернених діодів досягається зменшенням концентрації домішок порівняно з тунельним діодом до величини близько 10^{18} см^{-3} . Ступінь легування домішковими атомами підбирається такою, щоб рівень Фермі F_p практично збігався зі стелею валентної зони E_v напівпровідника p -типу, а рівень F_n - з дном зони провідності E_c напівпровідника n -типу (рис. 3.11а).

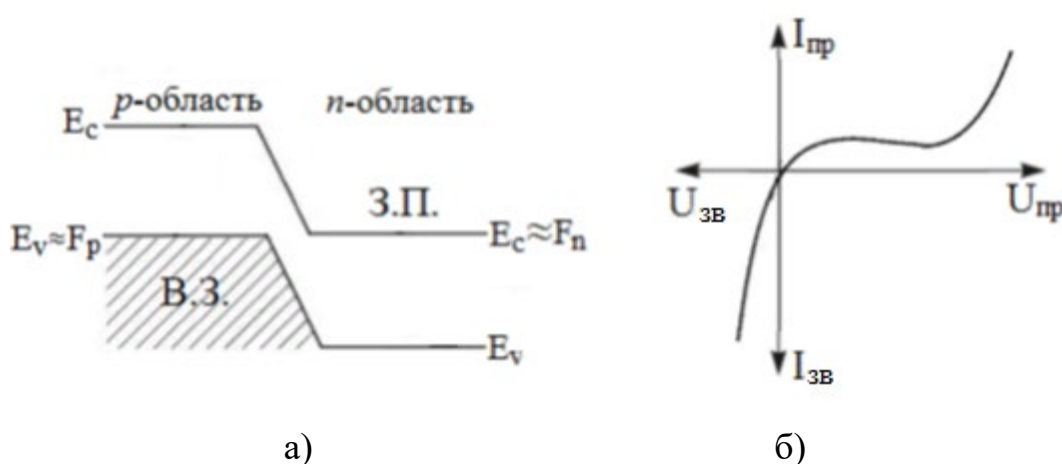


Рис. 3.11 - Обернений діод: а) зонна енергетична діаграма; б) вольт-амперна характеристика

Такі напівпровідники називають слабо виродженими, оскільки в них концентрація домішок більше, ніж у звичайних діодів, але менше, ніж у тунельних.

Якщо до такого p - n -переходу прикласти зворотну напругу, то енергетичні рівні напівпровідника p -типу змістяться вгору, а напівпровідника n -типу - вниз. В результаті навпроти заповнених електронами рівнів валентної зони p -області з'являться порожні рівні зони провідності n -області. Це створить умови для тунелювання електронів через потенційний бар'єр і призведе до протікання через перехід тунельного струму. Зі зростанням зворотної напруги тунельний струм

зростатиме (рис. 3.11, б). При цьому зворотний струм буде досить великим при невеликих зворотних напругах U_{back} (на рівні кілька десятків мілівольт).

Якщо до p - n -переходу прикласти пряму напругу, то енергетичні рівні напівпровідника p -типу змістяться вниз, а напівпровідника n -типу - вгору. В результаті заповнені електронами рівні валентної зони p -області виявляться навпроти забороненої зони, тунелювання електронів стане неможливим. Але при цьому зменшиться потенційний бар'єр, що викличе появу прямого дифузійного струму електронів з n -області в p -область і дірок у зворотному напрямку. Але важливо відзначити, що помітне зростання прямого струму відбудеться тільки за відносно великої напруги (рис. 3.11, б). Наприклад, для германієвих p - n -переходів напруга відкривання переходу становить приблизно при 400 мВ, для кремнієвих – при 600 мВ. Тому в діапазоні декількох десятків мілівольт зворотний струм значно перевершуватиме прямий струм. Звідси і назва - *обернений діод*.

Характерною особливістю обернених діодів, також як і тунельних діодів, є їхня висока швидкодія, обумовлена тунельним механізмом переміщення носіїв через перехід і відсутністю накопичення неосновних носіїв при малих прямих напругах. Це забезпечує оберненим діодам прекрасні частотні характеристики, що дозволяють використовувати їх у НВЧ-діапазоні як детектори малих сигналів, в змішувачах НВЧ-діапазону, а також як перемикаючі пристрої.

Контрольні питання

1. Які фактори впливають на швидкодію імпульсних діодів?
2. Що таке час відновлення зворотного опору діода?
3. Чим відрізняються властивості діодів Шотткі та напівпровідникових діодів на p - n -переході?
4. Що таке p - i - n -діоди і в чому полягає їхня перевага перед звичайними діодами на p - n -переході?
5. Що таке діоди з накопиченням заряду та у чому особливість їх роботи у перехідному режимі?

6. Поясніть принцип роботи стабілітронів та стабісторів.
7. Що таке варикапи? У чому полягає принцип дії варикапів та для вирішення яких завдань вони використовуються?
8. Поясніть принцип роботи тунельних діодів. Для вирішення яких завдань вони використовують?
9. Які особливості роботи обернених діодів?

4. БІПОЛЯРНІ ТРАНЗИСТОРИ

4.1. Загальні відомості про біполярні транзистори

Біполярним транзистором називають триелектродний напівпровідниковий прилад із двома взаємодіючими електричними $p-n$ -переходами, підсилювальні властивості якого зумовлені явищами інжекції та екстракції неосновних носіїв заряду. Термін "біполярний" вказує на те, що робота такого транзистора пов'язана з процесами, в яких беруть участь носії заряду обох знаків (електронів та дірок). Транзистор призначений для посилення електричних коливань струму, напруги або потужності, а також для генерації коливань або комутації сигналів. Творцями транзистора є американські фізики Дж. Бардін та У. Браттейн (1948р.). Практично через півроку після демонстрації можливостей напівпровідникового транзистора вони змогли виготовити та показати в роботі радіоприймач на транзисторах, що стало початком занепаду електроніки на вакуумних лампах. За це відкриття вони разом із У. Шоклі у 1956 році були удостоєні Нобелівської премії.

Структура біполярного транзистора включає три області, що чергуються та мають різні типи провідності. Залежно від типу електропровідності областей, що чергуються, розрізняють транзистори $n-p-n$ та $p-n-p$ -типів (рис. 4.1). Від кожної області є зовнішні виводи, які називаються *емітером*, *базою* та *колектором*.

У транзисторі є два $p-n$ -переходи: емітерний (або емітер-база) і колекторний (або колектор-база). Штрихуванням відзначені області просторового заряду (ОПЗ) емітерного та колекторного переходів. Важливою особливістю біполярних транзисторів є те, що товщина бази повинна бути істотно меншою за дифузійну довжину неосновних носіїв заряду. У цьому випадку майже всі носії заряду, інжектвані в базу через емітерний перехід, здатні без рекомбінації переміститися до колекторного переходу і вплинути на струм через нього.

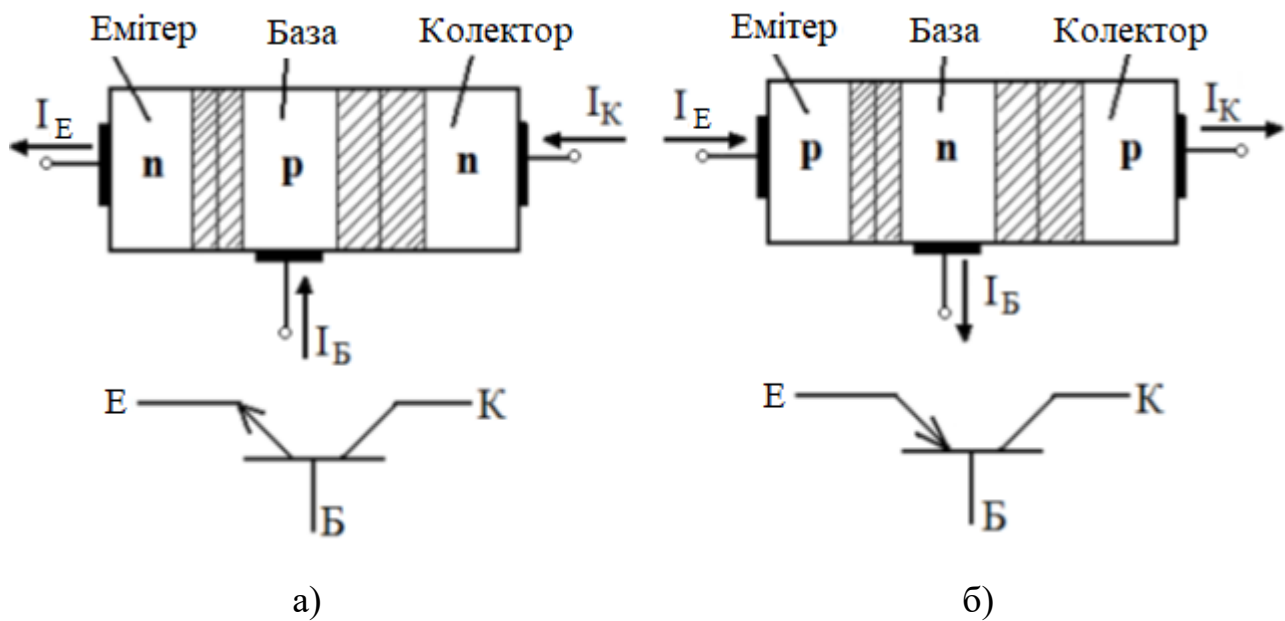


Рис. 4.1 - Спрощена структура біполярного транзистора та його умовне графічне позначення: а) *n-p-n*-транзистор; б) *p-n-p*-транзистор

Області емітера, бази та колектора легують по-різному, що обумовлено їх призначенням. Емітер призначений для ефективної інжекції носіїв заряду (електронів або дірок) у базу транзистора, тому його легують набагато сильніше, ніж базу. База, розташована між емітером та колектором, призначена для передачі інжектованих з емітера носіїв до колектора. Якщо база легована однорідно, то жодного електричного поля у ній немає, і рух неосновних носіїв заряду від емітера до колектора здійснюється лише з допомогою дифузії. Такі транзистори називаються *дифузійними* або *бездрейфовими*. У реальних біполярних транзисторах, виготовлених за дифузійною технологією, база легована неоднорідно, що призводить до утворення в ній електричного поля, що здатне суттєво прискорити рух носіїв заряду через базу. Такі транзистори називаються *дрейфовими*. Колектор призначений для екстракції (витягування) неосновних носіїв з бази в колектор електричним полем свого *p-n*-переходу. Колектор легують слабо, щоб забезпечити високу напругу пробою колекторного переходу.

Типові структури біполярних транзисторів, виготовлених різними методами, наведено на рис. 4.2. Обидва *p-n*-переходи у **сплавного транзистора**

виготовляються аналогічно тому, як у розглянутого раніше сплавного *p-n*-переходу, тільки переходи формують з обох сторін монокристалу Ge або Si. У сплавних транзисторах важко створити дуже тонку базу, тому вони призначені переважно лише для низьких і середніх частот.

Сплавно-дифузійні транзистори виготовляють з використанням сплавної та дифузійної технологій. У цьому випадку матеріал, що наплавляється, містить як донорні (сурма), так і акцепторні (індій) домішки, розміщується на вихідній напівпровідникової пластині і нагрівається до температури, що перевищує її температуру плавлення в результаті чого утворюється емітерний перехід. Паралельно з цим за високої температури відбувається дифузія домішок з розплаву вглиб кристала. Оскільки швидкість дифузії у домішок різна (у сурми вона вища, ніж у індію), то за час дифузії вони поширюються на різну глибину, при цьому в тонкому базовому шарі концентрація донорів (сурми) буде вищою за концентрацію акцепторів (індію). Колектором служить вихідна пластина напівпровідника *p*-типу. Особливістю такої структури є те, що в області бази через неоднорідне легування домішковими атомами по глибині виникає електричне поле. Це поле, діючи на інжектовані з емітера в базу носії, сприяє їхньому швидшому переміщенню через базу, що підвищує швидкодію транзисторів. Товщина бази транзисторів, виготовлених у такий спосіб, може бути зменшена до 0,5-1 мкм, а робочі частоти досягають значень 500-1000 МГц.

Дифузійно-планарні транзистори виготовляють з використанням дифузії домішкових атомів монокристалічну пластину кремнію через вікна маски з SiO₂, що формується на поверхні кристала за допомогою фотолітографії. Після першої фотолітографії формується маска, через яку вводяться акцептори (наприклад, бор). В результаті створюється базова область транзистора. Потім вся поверхня кристала окислюється, після чого за допомогою другої фотолітографії в окисленому шарі кремнію (у шарі SiO₂) формується маска для дифузії донорів (наприклад, фосфору або миш'яку). В результаті утворюється емітерна область транзистора. На заключному етапі до всіх областей транзистора виготовляють зовнішні виводи.

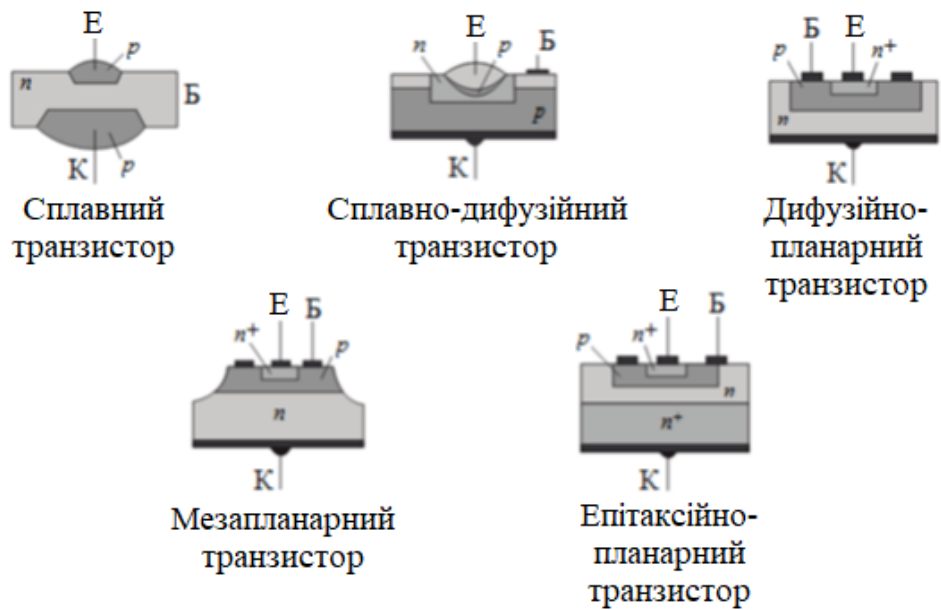


Рис. 4.2 - Типові структури біполярних транзисторів, виготовлені різними методами

Мезапланарні транзистори виготовляють методом подвійної дифузії з подальшим витравленням певних ділянок кристала, в результаті чого активна частина транзисторів набуває вигляду столоподібної мезаструктури. При цьому зменшуються площі обох переходів (емітерного та колекторного), що зменшує їх бар'єрні ємності. Все це сприяє підвищенню швидкодії мезапланарних транзисторів. Робочі частоти таких транзисторів можуть сягати сотень мегагерц.

Епітаксіально-планарні транзистори мають колекторну область, що складається з двох шарів: високоомного n -шару, що примикає до бази, і низькоомного n^+ -шару, що примикає до зовнішнього виводу. Високоомний n -шар у транзисторах n - p - n -типу одержують методом епітаксійного нарощування монокристалічного шару напівпровідника n -типу на низькоомній сильнолегованій підкладці n^+ -типу. Високоомний шар необхідний для збільшення товщини ОПЗ колекторного переходу, що дозволяє зменшити бар'єрну ємність та підвищити її пробивну напругу. Низькоомний n^+ -шар дозволяє знизити опір колектору і зменшити тим самим втрати потужності в транзисторі.

4.2. Режими роботи біполярних транзисторів та схеми вмикання

Залежно від напруги, що прикладається до емітерного та колекторного переходів, розрізняють чотири режими роботи транзистора, які носять назви: *нормальний активний режим, інверсний активний режим, режим насичення (або режим двосторонньої інжекції)* та *режим відсічення*. У нормальному активному режимі до емітерного переходу прикладається пряма напруга, а до колекторного – зворотна. Найбільш ефективно керування транзистором здійснюється саме в цьому режимі. Транзистор при цьому може виконувати функції активного елемента електричного ланцюга, а саме, посилення електричних сигналів, генерування електричних коливань і т.і. Призначення колектору та емітеру можуть змінитись, якщо змінити полярність прикладеної до транзистору напруги, тобто на колекторний перехід подати пряму напругу, а на емітерний – зворотну. У цьому випадку інжекція носіїв (електронів чи дірок) відбувається з колектора, а збираються вони в області емітера. Такий режим роботи називається активним інверсним режимом.

Якщо до емітерного та колекторного переходів прикладено пряму напругу, то цей режим називають режимом насичення (або режимом двосторонньої інжекції). В цьому випадку інжекція носіїв заряду в базу транзистора здійснюється як з емітера, так і з колектора. Нарешті, режим, коли до обох переходів прикладено зворотну напругу, називають режимом відсічки. У цьому режимі через обидва переходи транзистора протікають малі струми. Режими відсічки та насичення зазвичай використовуються в імпульсних або цифрових схемах. Наприклад, електронний ключ на біполярному транзисторі знаходиться в режимі насичення, коли ключ відкритий, і в режимі відсічки, коли ключ закритий. При використанні біполярних транзисторів у різних пристроях їх вмикають по-різному. Розрізняють три основні схеми вмикання: із загальним емітером (ЗЕ), із загальною базою (ЗБ) та із загальним колектором (ЗК). Термін "загальний" означає, що даний електрод транзистора є загальною точкою для двох джерел живлення, що формують постійне зміщення на обох переходах транзистора. При цьому у вхідному ланцюзі на постійне зміщення може

накладатися змінний вхідний сигнал $U_{вх}$, а з резистора навантаження у вихідному ланцюзі зніматися змінний вихідний сигнал $U_{вих}$. Усі три схеми представлені на рис. 4.3.

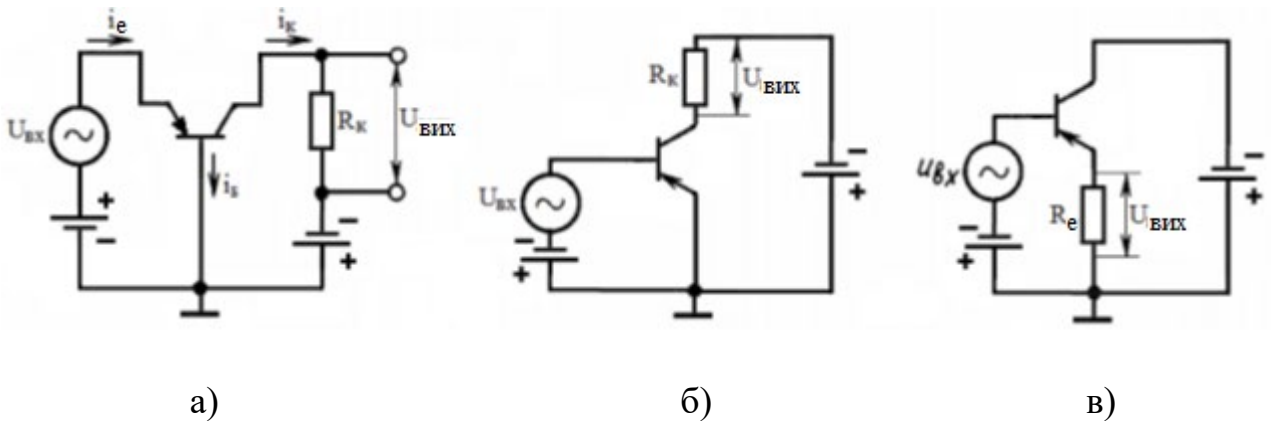


Рис. 4.3 - Схеми вмикання біполярного $p-n-p$ -транзистора: а) із загальною базою; б) із загальним емітером; в) із загальним колектором

У схемі з ЗБ (рис. 4.3а) змінний вхідний сигнал надходить на емітер, а вихідний знімається з резистора R_K , увімкненого у ланцюг колектора. При цьому до емітерного переходу прикладене пряме зміщення, а до колекторного – зворотне. Спільним для входу та виходу є вивід бази, підключений до загальної шини. У схемі з ЗЕ (рис. 4.3б) вхідним електродом транзистора є вивід бази, вихідним – вивід колектора, а загальним для них є вивід емітера. У схемі з ЗК (рис. 4.3в) вхідним електродом транзистора є вивід бази, вихідним – вивід емітера, а загальним для входу та виходу – вивід колектора. Вихідний сигнал знімається з резистора R_e , увімкненого в ланцюг емітера. Найбільш широкого поширення набули схеми вмикання з ЗЕ та з ЗБ. Схеми вмикання з ЗК використовують у основному в емітерних повторювачах напруги.

4.3. Фізичні процеси у біполярному транзисторі

Біполярний транзистор може працювати в декількох режимах, що відрізняються характером струмів, які протікають через нього: при постійному струмі, при малому змінному сигналі, при великому змінному сигналі і в

імпульсному режимі. Якщо транзистор працює у режимі постійного струму, через нього протікають стаціонарні потоки носіїв заряду (електронів і дірок). Залежності постійних струмів від напруги на переходах визначаються статичними ВАХ транзистора. Якщо транзистор працює у режимі малого змінного сигналу, то на його роботу крім стаціонарних потоків носіїв заряду впливають процеси накопичення і розсмоктування носіїв, і навіть кінцева швидкість їх поширення в базі транзистора. При роботі транзистора в режимі великого змінного сигналу та у імпульсному режимі на роботу транзистора істотно впливає нелінійність його статичних характеристик.

Розглянемо процеси у біполярному транзисторі, які зумовлюють його підсилювальні властивості. Будемо для визначеності розглядати транзистор $p-n-p$ -типу (для $n-p-n$ -транзистора процеси ідентичні), що увімкнений в активному режимі за схемою з ЗБ, тобто емітерний перехід увімкнений у прямому напрямку, а колекторний – у зворотному (рис. 4.4а).

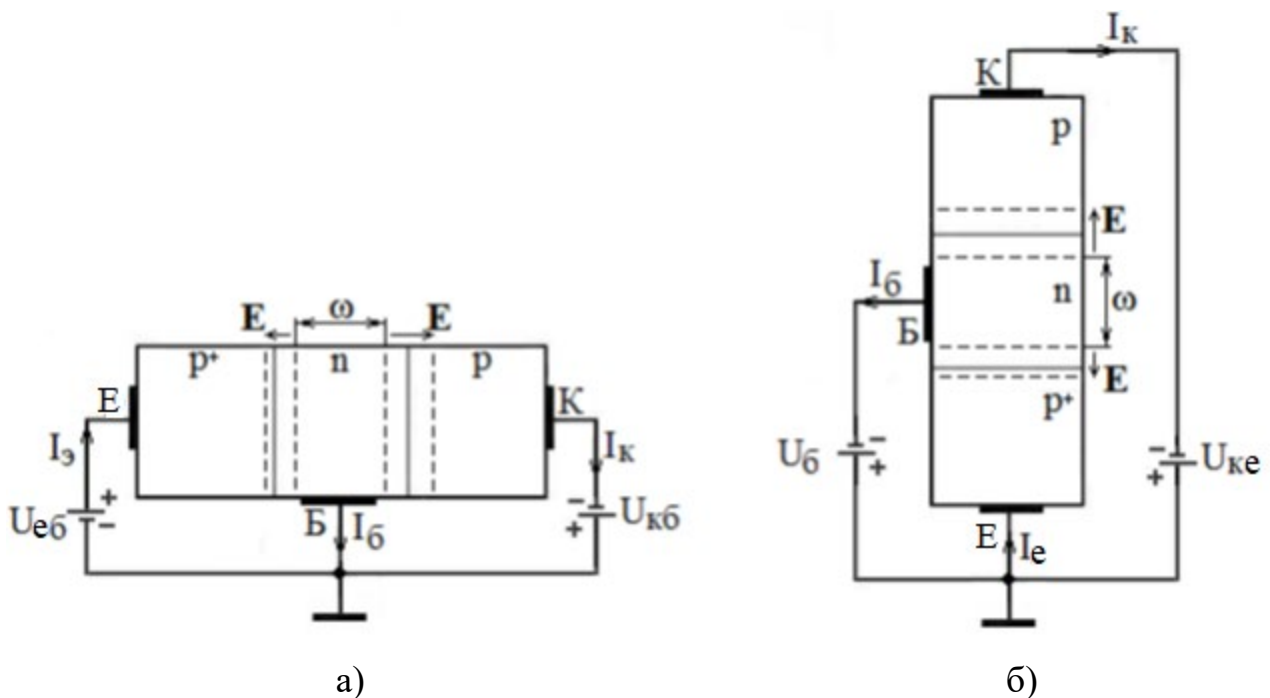


Рис. 4.4 - Транзистор $p-n-p$ -типу в активному режимі: а) схема з ЗБ; б) схема з ЗЕ

Через емітерний перехід, зміщений у прямому напрямку, інжектуватимуться носії заряду, а саме, дірки з емітера в базу та електрони в

протилежному напрямку з бази в емітер, що призведе до протікання через перехід емітерного струму I_e :

$$I_e = I_{ep} + I_{en},$$

де I_{ep} та I_{en} – діркова та електронна складові струму емітера.

Як зазначалося, в біполярних транзисторах концентрація домішкових атомів в емітері на кілька порядків перевищує концентрацію домішкових атомів у базі. Оскільки ступінь легування емітера набагато вищий за ступінь легування бази, то складова струму I_{ep} істотно перевищує I_{en} . Таким чином, можна вважати, що $I_e \approx I_{ep}$. Для підсилювальних властивостей біполярного транзистора важливо, щоб частка складової струму з емітера в базу I_{ep} була якнайближчою до 1. Ця особливість транзистора характеризується коефіцієнтом інжекції емітера γ :

$$\gamma = I_{ep}/I_e = I_{ep}/(I_{ep} + I_{en})$$

Інжектвані з емітера до бази неосновні носії заряду (у нашому випадку – дірки) переміщуються до колекторного переходу за допомогою дифузії і дрейфу (за наявності внутрішнього поля в базі), частково рекомбінуючи з основними носіями заряду (електронами). Оскільки базу транзистора прагнуть зробити гранично тонкою (товщина бази не перевищує дифузійної довжини носіїв заряду), то основна частина інжектованих носіїв здатна досягти колекторного переходу. В області ОПЗ колекторного переходу, зміщеного у зворотному напрямку, електричне поле E спрямоване з n - в p -область, тобто в нашому випадку з бази в колектор (рис. 4.4, а). Дірки, що дійшли до ОПЗ колекторного переходу, під впливом внутрішнього електричного поля переноситимуться з бази в колектор (процес екстракції), створюючи колекторний струм I_{kp} .

Слід зазначити, що струм I_{kp} залежатиме від кількості дірок, що дійшли до переходу, але не залежатиме від напруженості поля в ОПЗ, а значить і від напруги на колекторному переході. Оскільки через малу товщину бази основна

частка дірок досягає колекторного переходу, можна вважати, що $I_{kp} \approx I_{ep}$. Ця приблизна рівність виконується тим точніше, чим менше вплив процесів рекомбінації дірок з електронами в об'ємі бази, на поверхні кристала та на виводі бази. Потрібно також, щоб колектор ефективно збирав носії заряду, що дійшли до нього, тому площа колекторного переходу повинна бути істотно більше площі емітерного переходу. Ефективність переміщення неосновних носіїв заряду через базу транзистора характеризується коефіцієнтом перенесення $\chi = I_{kp}/I_{ep}$.

Через зворотно зміщений колекторний перехід протікає не тільки I_{kp} , а й зворотний струм насичення I_{ks} , який значно менше струму I_{kp} . Тому можна вважати, що повний струм через колекторний перехід I_k приблизно дорівнює I_{kp} . Враховуючи також зразкові рівності $I_{kp} \approx I_{ep}$ та $I_e \approx I_{ep}$, отримуємо, що повний колекторний струм $I_k \approx I_e$. Рівність струмів I_k та I_e була б точною, якби процеси рекомбінації носіїв у базі повністю були відсутні. Насправді це не так – лише частину емітерного струму забезпечують дірки, і лише частина їх доходить до колекторного переходу. Тому струм колектора I_k , викликаний інжекцією неосновних носіїв заряду через емітерний перехід, дорівнює:

$$I_k = \gamma \cdot \chi \cdot I_e = \alpha \cdot I_e \quad (4.1)$$

де $\alpha = \gamma \cdot \chi$ - коефіцієнт передачі струму емітера.

Типові значення складають від 0,95 до 0,99. Таким чином, колекторний струм дещо менший за емітерний струм, що пов'язано в основному з процесами рекомбінації дірок з електронами в процесі їх руху через базу. Оскільки кількість дірок, що увійшли з емітера в базу трохи більше їх кількості, що пішли з бази в колектор, то для того, щоб у базі не накопичувався позитивний заряд дірок (для збереження електронейтральності бази), до неї повинні надходити електрони, що компенсують цей заряд. Це призводить до появи струму бази, спрямованого так, як показано на рис. 4.4, а. Величина струму бази I_b мала, вона зазвичай становить від 1 до 5% величини емітерного струму.

Таким чином, у транзисторі, включеному за схемою з ЗБ, ніякого посилення струму не відбувається. Але тут необхідно враховувати одну важливу обставину - опір прямо зміщеного емітерного переходу набагато менше опору зворотно зміщеного колекторного переходу. Найчастіше вхідний опір дорівнює десяткам Ом, а вихідний – десяткам тисяч Ом. Це означає, що в колекторний ланцюг можна вмикати досить великий опір навантаження, не справляючи помітного впливу на роботу транзистора (див. рис. 4.3, а). Якщо на вхід транзистора подати змінну напругу, що призводить до появи в емітерному струмі змінної складової, це викличе появу такої ж змінної складової в колекторному струмі. Але враховуючи великий опір в колекторному ланцюзі, змінна напруга на ньому буде значно більшою, ніж на вході. Таким чином, транзистор посилить сигнал по напрузі, а коефіцієнт посилення визначатиметься співвідношенням вихідного та вхідного опорів. Оскільки є посилення сигналу за напругою, то транзистор посилюватиме сигнал і за потужністю. З фізичної точки зору посилення змінного сигналу за потужністю пов'язане з відбором енергії від джерела живлення вихідного колекторного ланцюга.

Слід врахувати, що коефіцієнт посилення за напругою через кінцевий час прольоту носіїв через базу транзистора зі зростанням частоти сигналу буде знижуватися. Він знижується на 3 дБ, якщо частота сигналу, що посилюється, досягає так званої граничної частоти транзистора. Для багатьох біполярних транзисторів гранична частота може досягати сотень мегагерц і вище.

Розглянемо транзистор, увімкнений у активному режимі за схемою із загальним емітером (рис. 4.4, б). Згідно з першим законом Кірхгофа:

$$I_e = I_k + I_b.$$

З урахуванням (4.1) отримаємо:

$$\frac{I_k}{\alpha} = I_k + I_b$$

Після нескладних перетворень отримаємо:

$$I_k = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_b = \beta \cdot I_b \quad (4.2)$$

де $\beta = \alpha/(1-\alpha)$ – коефіцієнт передачі струму бази.

Оскільки значення α близько до одиниці, то β може бути дуже великим. Наприклад, при $\alpha = 0,99$ значення β виходить рівним 99. Це означає, що невеликі зміни струму бази ІБ можуть викликати великі зміни колекторного струму I_k , тобто невеликим струмом у вхідному ланцюзі (ланцюзі бази) можна керувати великим струмом у вихідному ланцюзі (ланцюзі колектора). Крім посилення за струмом, транзистор у схемі з ЗЕ через велику відмінність вихідного та вхідного опорів посилює сигнал за напругою та потужністю. Тому в підсилювальних каскадах частіше використовують схеми включення з ЗЕ, ніж схеми з ЗБ.

4.4. Статичні характеристики біполярного транзистора

Статичні вольт-амперні характеристики біполярного транзистора являють собою функціональні залежності між постійними вхідними та вихідними струмами (I_{ex} та I_{eux}) та напругами (U_{ex} та U_{eux}) за відсутності навантаження в ланцюзі колектора. Найбільший практичний інтерес становлять такі характеристики:

- вхідна характеристика, що є залежністю $I_{ex} = f_1(U_{ex})$ при $U_{eux} = const$;

- вихідна характеристика, що являє собою залежність $I_{eux} = f_2(U_{eux})$ при $I_{ex} = const$.

У деяких випадках використовують характеристику зворотної передачі за напругою (зв'язок між U_{ex} і U_{eux} при $I_{ex} = const$), а також передавальну характеристику (зв'язок між I_{eux} та I_{ex} при $U_{ex} = const$). У біполярному транзисторі струми взаємопов'язані, тому статичні характеристики кожної зі схем вмикання відрізняються між собою. Розглянемо статичні характеристики $p-n-p$ -транзистора, увімкненого за схемою з ЗБ та ЗЕ.

Для схеми з ЗБ сімейство вхідних характеристик являє собою залежності, зображені на рис. 4.5, а. Загальний характер цих залежностей визначається прямо зміщеним емітерним переходом. Тому залежність I_e від U_{eb} при $U_{kb} = 0$ на вигляд повністю збігається з прямою гілкою ВАХ p - n -переходу. Якщо до колекторного переходу прикладена зворотна напруга U_{kb} , то вхідна ВАХ зміщується по осі ординат вгору, тобто при тій самій напрузі на емітерному переході U_{eb} струм I_e зростає. Це пов'язано з ефектом модуляції товщини бази, відомим як *ефект Ерлі*. Як впливає з рис. 4.5, б, зі збільшенням зворотної напруги на колекторному переході товщина його ОПЗ збільшується (на рис. 4.5, б ОПЗ колекторного переходу показана пунктиром), що призводить до зменшення товщини бази від 1 до 2. Концентрація $p_n(x)$ при $x = x_e$ при фіксованій напрузі на емітерному переході при цьому не зміниться. В результаті градієнт концентрації інжектованих в базу дірок dp_n/dx збільшиться (залежність $p_n(x)$ стане більш крутою), що призведе до зростання струму через емітерний перехід. Слід зазначити, що при $U_{kb} < 0$ і $U_{eb} = 0$ існує невеликий струм емітера I_{e0} , що стає рівним нулю лише за певної зворотної напруги.

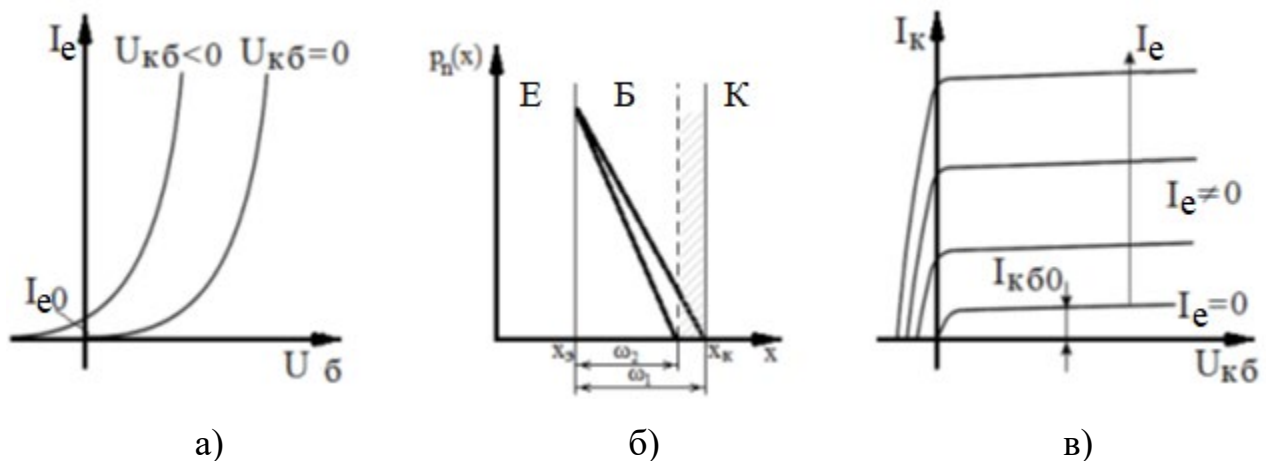


Рис. 4.5 - Статичні характеристики у схемі з ЗБ: а) вхідні ВАХ; б) розподіл дірок, інжектованих з емітера в базу, при $U_{eb} = const$; в) вихідні ВАХ

Вихідні характеристики транзистора у схемі з ЗБ, що становлять залежності I_k від U_{kb} при фіксованих значеннях струму I_e , показані на рис. 4.5, в.

Слід зазначити, що по осі абсцис відкладається абсолютне значення зворотної напруги, яке для $p-n-p$ -транзистора негативне. При $I_e = 0$ вихідна ВАХ аналогічна зворотній гілці $p-n$ -переходу. При $I_e > 0$ і $|U_{kb}| > 0$ (активний режим роботи транзистора) переважна більшість інжектованих до бази дірок (для $p-n-p$ -транзистора) досягає границі з ОПЗ колекторного переходу і переноситься його контактним полем через перехід і далі у зовнішній ланцюг, створюючи колекторний струм.

Напруженість електричного поля в колекторному переході, що визначається зовнішньою напругою U_{kb} , на величину колекторного струму не впливає, що і проявляється в наявності горизонтальних ділянок на вихідних ВАХ. При цьому значення I_k на кожній із цих ділянок згідно (4.1) дорівнює $\alpha \cdot I_e$ ($\alpha \approx 1$). Невелике зростання струму I_k обумовлено ефектом Ерлі. При збільшенні зворотної напруги на колекторному переході товщина бази ω зменшується, що призводить до зменшення впливу рекомбінаційних процесів в базі і збільшення коефіцієнта перенесення дірок χ . В результаті підвищується коефіцієнт передачі струму емітера α , а, отже, і струм I_k при постійному струмі I_e .

Для того, щоб струм I_k зменшити до нуля, необхідно подати на колекторний перехід пряму напругу певної величини. Цей випадок відповідає режиму насичення (емітерний та колекторний переходи зміщені у прямому напрямку). У режимі насичення існують зустрічні потоки інжектованих дірок з емітера в базу і з колектора в базу, що при певних значеннях U_{kb} , які залежать від струму I_e , призводить до $I_k = 0$.

Для $p-n-p$ -транзистора, увімкненого за схемою з ЗЕ, вхідними характеристиками є залежності, зображені на рис. 4.6, а. При $U_{ke} = 0$ залежність I_b від U_{be} ідентична ВАХ $p-n$ -переходу. При прикладенні до колекторного переходу зворотної напруги ($U_{ke} < 0$) криві вхідних ВАХ зміщуються по осі ординат вниз, тобто при фіксованій напрузі U_{be} струм I_b зменшується зі зростанням $|U_{ke}|$. Причиною цього є наступне. При поясненні підсилювальних властивостей біполярного транзистора наголошувалося, що струм бази I_b виникає як наслідок рекомбінації неосновних носіїв заряду при їх поширенні

через базу транзистора. Крім рекомбінаційної складової $I_{rec.b}$, до струму бази входить ще одна складова – зворотний струм через колекторний перехід I_{kb0} , який істотно менший за $I_{rec.b}$, тому $I_b \approx I_{rec.b}$. Величина $I_{rec.b}$, пропорційна кількості інжектованих в базу неосновних носіїв, може бути розрахована за такою формулою:

$$I_{rec.b} = q \cdot S \cdot \int_0^{\omega} \frac{p_n(x)}{\tau_p} dx$$

де S – площа емітерного переходу; τ_p - час життя дірок; інтегрування ведеться по всій товщині бази ω .

Як впливає з геометричного значення певного інтеграла, рекомбінаційна складова струму бази $I_{rec.b}$ буде пропорційна площі під кривою $p_n(x)$, що зображена на рис. 4.5б. Тому при фіксованій прямій напрузі U_{be} зі зростанням зворотної напруги U_{ke} через зменшення товщини бази ω струм бази I_b (точніше – його рекомбінаційна складова $I_{rec.b}$) буде зменшуватися. Отже, вхідні ВАХ транзистора, увімкненого за схемою з ЗЕ (рис. 4.6а), будуть зі збільшенням $|U_{ke}|$ зміщуватися вниз.

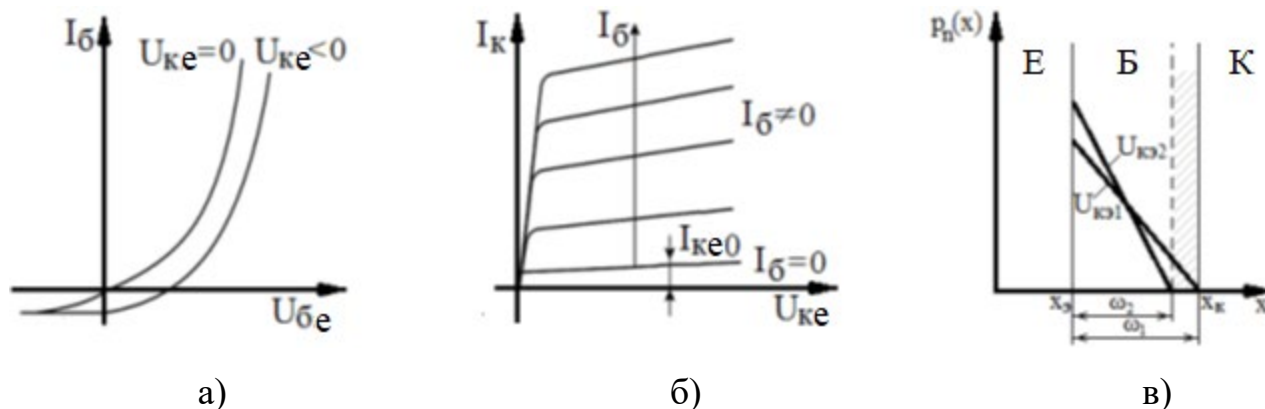


Рис. 4.6 - Статичні характеристики у схемі з ЗЕ: а) вхідні ВАХ; б) вихідні ВАХ; в) розподіл дірок, інжектованих з емітера в базу, при $I_{rec.b} = const$

Сімейство вихідних характеристик p - n - p -транзистора, увімкненого за схемою з ЗЕ, наведено на рис. 4.6, б. Особливістю вихідних характеристик

транзистора у схемі з ЗЕ порівняно з аналогічними характеристиками транзистора, увімкненого за схемою ЗБ (рис. 4.5, в), є те, що вони повністю знаходяться в першому квадранті координатних осей. Це пов'язано з тим, що у схемі з ЗЕ напруга U_{ke} розподіляється між обома переходами, і при $U_{ke} < U_{be}$ напруга на колекторному переході змінює знак і стає прямою, у результаті транзистор з активного режиму переходить в режим насичення. Як видно із рис. 4.6, б, у режимі насичення показники зливаються майже в одну лінію, тобто струм колектора залежить від струму бази.

Зміщення вихідних статичних характеристик вгору зі збільшенням струму бази I_b відбувається відповідно до формули (4.2), згідно з якою струм I_k дорівнює $\beta \cdot I_b$ (без урахування зворотного струму насичення через колекторний перехід I_{ke0}). В активному режимі є «полога» ділянку ВАХ, на якій колекторний струм I_k слабо залежить від напруги U_{ke} . Але, на відміну від схеми з ЗБ, у схемі з ЗЕ має місце помітне зростання струму I_k зі зростанням U_{ke} , що обумовлено різним проявом ефекту Ерлі для обох схем. З рис. 4.6в слідує, що при різних напругах на колекторі U_{ke} ($U_{ke1} < U_{ke2}$) площі під кривими $p_n(x)$ однакові (струм бази постійний), а градієнти концентрації dp_n/dx – різні. Зі зростанням $|U_{ke}|$ нахил $p_n(x)$ при $x = x_e$ збільшується, відповідно збільшується струм емітера I_e . В результаті зростає і струм колектора I_k , що проявляється у помітному нахилі вихідних ВАХ транзистора, що працює в активному режимі.

Контрольні питання

1. Що таке біполярний транзистор? У чому особливість його структури? Які типові структури біполярних транзисторів?
2. Які існують режими роботи та схеми вмикання біполярних транзисторів?
3. Що таке коефіцієнт інжекції, коефіцієнт перенесення носіїв у базі, коефіцієнти передачі струму бази та струму емітера?
4. Поясніть процеси у біполярному транзисторі, увімкненому за схемою із загальною базою.

5. Пояснити посилення сигналу у біполярному транзисторі, увімкненому за схемою із загальною базою.
6. Пояснить посилення сигналів у біполярному транзисторі, увімкненому за схемою із загальним емітером.
7. Пояснить статичні ВАХ біполярного транзистора, увімкненого за схемою із загальною базою.
8. Пояснить статичні ВАХ біполярного транзистора, увімкненого за схемою із загальним емітером.

5. ПОЛЬОВІ ТРАНЗИСТОРИ

5.1. Загальні відомості про польові транзистори

Польовий транзистор є напівпровідниковим приладом, в якому керування струмом через транзистор здійснюється шляхом модуляції провідності каналу за допомогою поперечного електричного поля. Напівпровідниковий прилад, що нагадує сучасний польовий транзистор, здатний посилювати електричні коливання, був запатентований американським дослідником Ю. Лалієнфельдом у 1925 р. Спрощена схема такого транзистора наведена на рис. 5.1. Подача напруги на керуючий електрод призводила до виникнення вертикального (поперечного) електричного поля, що змінює провідність напівпровідника і тим самим впливає на силу струму в горизонтальному напрямку (ефект поля). Набагато пізніше У. Шоклі та А. Пірсон провели експерименти зі схожою конструкцією транзистора, в якому замість повітряного зазору використовувалася тонка пластина слюди. Дослідження призвели до негативного результату, оскільки лише близько 10 % наведеного біля поверхні напівпровідника заряду брало участь у модуляції провідності.

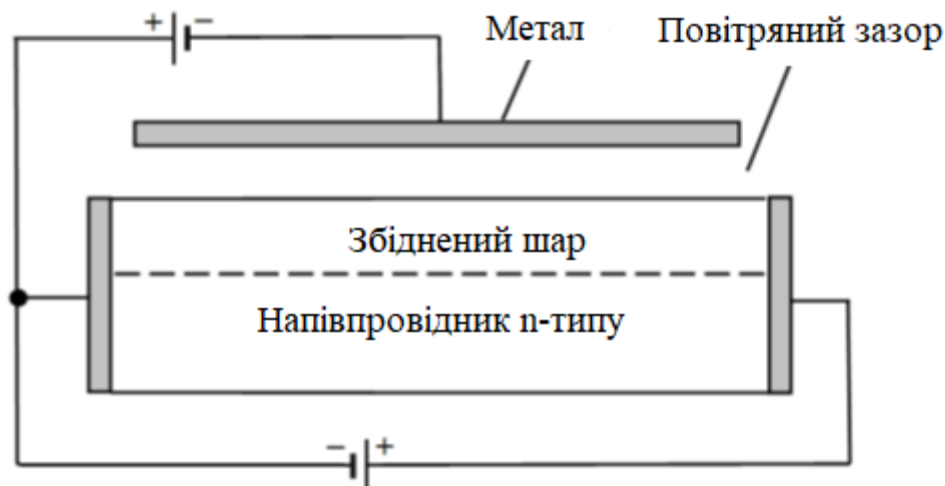


Рис. 5.1 - Спрощена конструкція прототипу польового транзистора

В даний час відомо, що причиною цього є поверхневі стани у напівпровіднику, наявність яких теоретично було доведено І.Є. Таммом та У.

Шоклі. Сам факт обриву періодичного потенціалу на границі кристала призводить до виникнення в забороненій зоні напівпровідника дозволених енергетичних рівнів. Шоклі пояснив виникнення поверхневих станів наявністю некомпенсованих валентних зв'язків у поверхневих атомів напівпровідника, що також призводить до появи у забороненій зоні дозволених рівнів. До такого результату призводить і наявність на поверхні напівпровідника адсорбованих атомів або структурних дефектів. Незалежно від причини виникнення поверхневих станів вони серйозно впливають на ефект поля, виконуючи роль пасток для вільних носіїв заряду, що переміщуються поблизу поверхні напівпровідника. Саме тому використовувати ефект поля для створення транзистора тривалий час не виходило. Для усунення впливу поверхневих станів було запропоновано кілька рішень. По-перше, керувати провідністю каналу можна за допомогою *p-n*-переходу, сформованого на деякій відстані від поверхні, де поверхневі стани ніякої ролі не відіграють. Альтернативний варіант – використовувати замість *p-n*-переходу перехід метал-напівпровідник. По-друге, між керуючим електродом і поверхнею напівпровідника сформувати тонкий діелектричний шар, який частково компенсує «обірвані» валентні зв'язки у поверхневих атомів. Перше рішення призвело до створення польових транзисторів із керуючим переходом, друге – до польових транзисторів із ізольованим затвором. Всі ці різні типи польових транзисторів стали вироблятися лише у 60-ті роки минулого століття.

Польовий транзистор має три електроди: витік (В), стік (С) і затвор (З). Через витік та стік із зовнішнього ланцюга крізь канал транзистора протікає струм. Затвор служить для керування провідністю каналу і, відповідно, величиною струму через канал. У польовому транзисторі струм обумовлений протіканням через канал основних носіїв заряду, що відрізняє його від біполярного транзистора. Тому для польового транзистора використовують термін «уніполярний» транзистор. Основними носіями заряду в каналі польового транзистора можуть бути електрони, або дірки. Якщо канал має електронну провідність, то транзистор називають *n*-канальним, якщо діркову провідність –

p-каналним. Залежно від конструкції та способу модуляції провідності каналу розрізняють польові транзистори з керуючим переходом та транзистори з ізольованим затвором. Як керуючий перехід використовується *p-n*-перехід або контакт метал-напівпровідник (бар'єр Шоткі). У транзисторах із ізольованим затвором металевий затвор ізолюваний від каналу тонким шаром діелектрика. Такі транзистори скорочено називають МДН-транзисторами, оскільки вони мають структуру "метал-діелектрик-напівпровідник". Використовують також назву МОН-транзистор (метал-оксид-напівпровідник). МДН-транзистори поділяються на транзистори з вбудованим каналом та з індукованим каналом. У першому випадку канал створений технологічно, тобто «вбудований» шляхом введення відповідної домішки, а саме - донорної для отримання каналу *n*-типу або акцепторної для отримання каналу *p*-типу. У другому випадку канал утворюється (індукується) тільки при подачі на затвор напруги потрібної полярності, абсолютна величина якої перевищує граничне значення. Класифікація польових транзисторів разом із їх умовними позначеннями наведена на рис. 5.2.

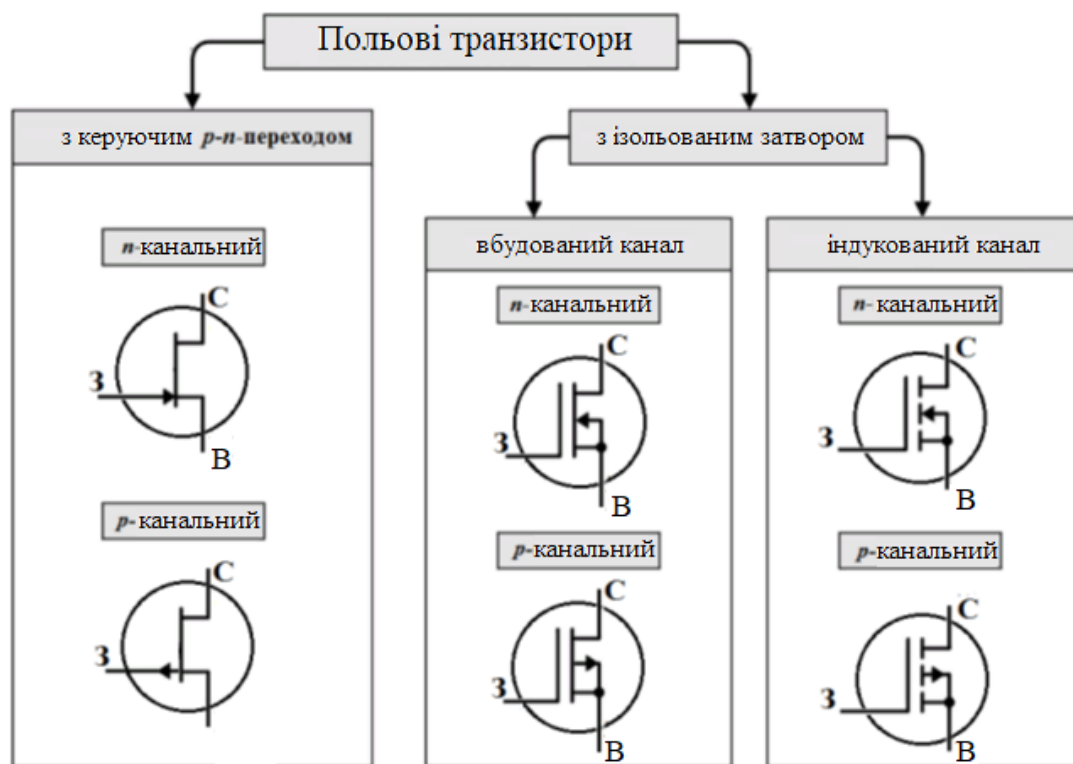


Рис. 5.2 - Класифікація польових транзисторів та їх умовні позначення

МДН-транзистори знаходять широке застосування у сучасній електроніці. Наприклад, у цифрових інтегральних мікросхемах (ІМС), де більшість структурних елементів є транзисторами, польові транзистори практично повністю витіснили біполярні. Це обумовлено наступними причинами. По-перше, площа, яку займає на кристалі МДН-транзистор, істотно менше площі, яку займає біполярний транзистор. По-друге, польові транзистори відрізняє високий вхідний опір, що забезпечує їм мале споживання енергії. Тому ступінь інтеграції, що характеризується кількістю транзисторів на одиниці площі кристала, таких ІМС вище, ніж в ІМС на біполярних транзисторах. По-третє, технологія виробництва ІМС на МДН-транзисторах простіша, ніж на біполярних транзисторах.

5.2. Польові транзистори з керуючим переходом

У польових транзисторах з керуючим переходом (JFET - Junction Field-Effect Transistor) модуляція провідності каналу здійснюється за допомогою прикладеної до затвору зворотної напруги, що викликає збільшення розмірів області ОПЗ і, як наслідок, зменшення товщини каналу. На рис. 5.3 показана структура польового транзистора з керуючим p - n -переходом, в якому струм через канал забезпечують електрони (канал n -типу). Весь транзистор сформований у тонкому шарі n -типу, який зазвичай отримують за допомогою епітаксії. У цьому шарі за допомогою іонної імплантації або дифузії формують області витоку та стоку n^+ -типу, а також область затвора p^+ -типу. Каналом є шар n -типу, розміщений між високоомними областями ОПЗ затвора та підкладки. Якщо між витоком і стоком прикласти напругу, то електрони будуть переміщуватися каналом, створюючи струм через нього. При цьому струм через транзистор може протікати за відсутності напруги на затворі. Важливо відзначити, що полярність напруги на витоку та стоку повинна бути такою, щоб основні носії заряду в каналі (у нашому випадку електрони) рухалися від витоку до стоку.

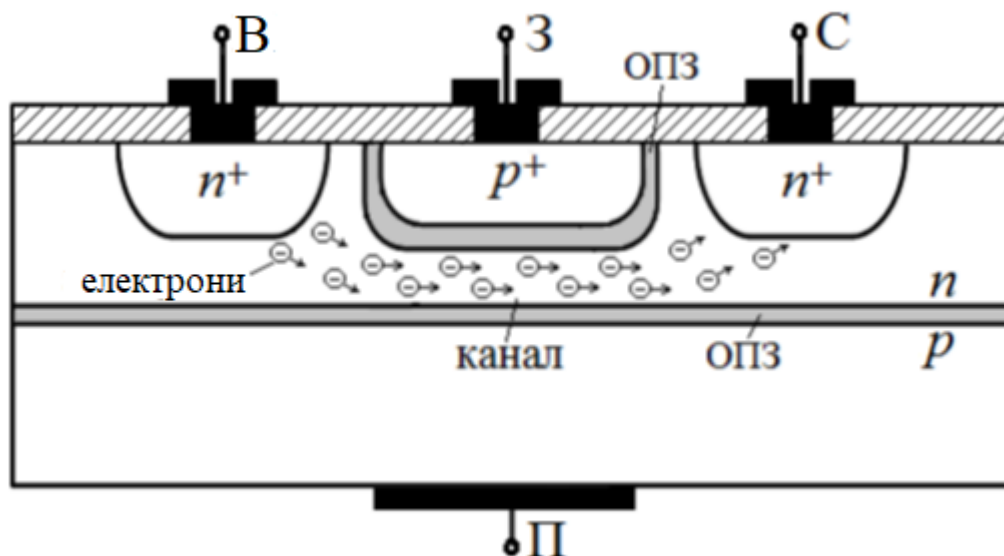


Рис. 5.3 - Структура польового транзистора з керуючим переходом і каналом n -типу: В - виток; З – затвор, С – сток; П – підкладка; ОПЗ – область просторового заряду

Якщо до затвора прикласти негативну щодо витоку напругу $U_{ЗВ}$, то p^+n -перехід між затвором і каналом буде увімкненим у зворотному напрямку, товщина ОПЗ p^+n -переходу збільшиться, що, відповідно, призведе до зменшення товщини каналу. В результаті збільшиться опір каналу, і при незмінній напрузі між стоком та витоком $U_{СВ}$ струм у каналі зменшиться. Таким чином, змінюючи напругу на затворі $U_{ЗВ}$, можна керувати струмом через канал (струмом стоку I_C). Якщо напруга $U_{ЗВ}$ настільки велика, що межа ОПЗ досягає підкладки, відбувається перекриття каналу, і струм через канал стає практично рівним нулю. Напруга $U_{ЗВ}$, при якій відбувається перекриття каналу, називають *напругою відсічення* $U_{ЗВ.відс}$. Якщо виконується умова $|U_{ЗВ}| > |U_{ЗВ.відс}|$, то транзистор перебуває у режимі відсічення.

Як керуючий електричний перехід зазвичай використовують $p-n$ -перехід. Іноді в транзисторі роблять четвертий електрод від підкладки П, який можна використовувати як додатковий електрод керування. Досить поширені польові транзистори з керуючим гетеропереходом чи переходом метал-напівпровідник (бар'єром Шотткі). Польові транзистори з керуючим гетеропереходом виготовляють переважно методом епітаксії напівпровідникових сполук групи

A^3B^5 і твердих розчинів на їх основі. Бар'єри Шотткі зазвичай виконують нанесенням тонкого металевого шару на кристали кремнію або арсеніду галію. Незалежно від типу керуючого переходу, їх принцип дії приблизно однаковий.

Розглянемо залежність струму стоку I_C через канал від напруги між стоком та витоком U_{CI} . Якщо напруга на затворі U_{ZI} фіксована, то опір каналу транзистора постійний, тому струм стоку I_C відповідно до закону Ома повинен змінюватися пропорційно U_{CB} . Ця пропорційність виконується, поки напруга U_{CB} не перевищує деякої величини, яка називається *напругою насичення* $U_{CB.nac}$. Причиною відхилення від лінійної залежності між I_C і U_{CB} є те, що опір каналу зі зростанням U_{CB} при досягненні $U_{CB.nac}$ починає змінюватись. Це пов'язано з тим, що товщина ОПЗ між областю затвора p^+ -типу і каналом n^+ -типу, показана на рис. 5.4 сірим кольором, змінюється по довжині каналу, а саме, з боку стоку вона більша, ніж з боку витоку. Дійсно, в n -канальному транзисторі напруга на стоку має бути більшою, ніж на витоці, тобто $U_{CB} > 0$. Керування струмом через транзистор здійснюється за допомогою зворотної напруги на затворі, тобто $U_{ZB} < 0$. При наближенні до стоку напруга між затвором і каналом по абсолютній величині збільшується, в результаті збільшується і товщина ОПЗ. При досягненні напруги насичення $U_{CB.nac}$ ця високоомна область ОПЗ може досягти границі з підкладкою, як показано на рис. 5.4. Слід зазначити, що канал завжди перекривається з боку стоку як для n -канальних транзисторів, так і для p -канальних.

При подальшому зростанні U_{CB} область перекриття каналу збільшується, його опір $R_{кан}$ також збільшується, при цьому залежність між $R_{кан}$ і U_{CB} приблизно пропорційна. Оскільки згідно із законом Ома струм $I_C = U_{CB}/R_{кан}$, то це призводить до того, що зі зростанням U_{CB} струм I_C залишається приблизно постійним. Насправді, залежність довжини перекритої частини каналу від напруги U_{CB} є не зовсім лінійною (ближчою до кореневої), тому при $U_{CB} > U_{CB.nac}$ спостерігається слабке зростання I_C .

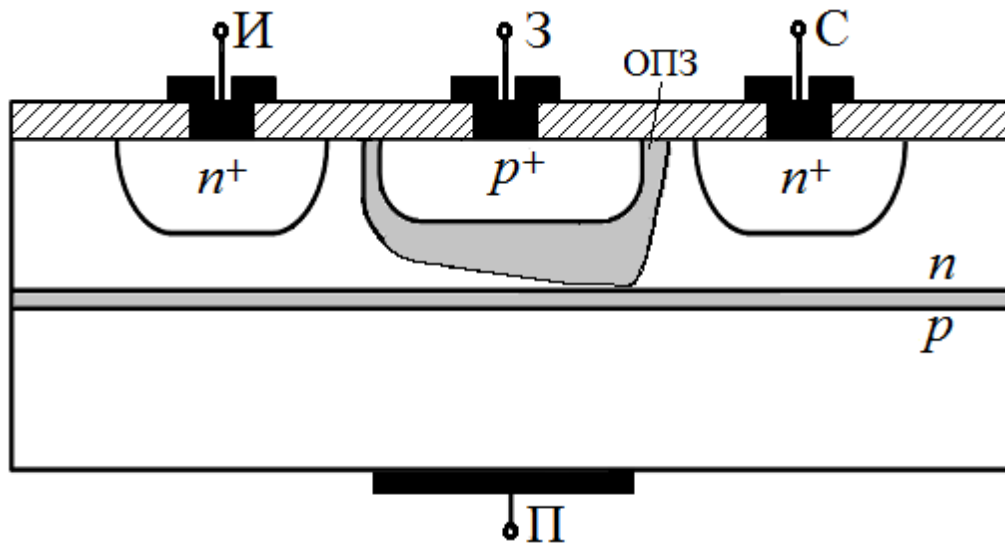


Рис. 5.4 - Перекриття каналу транзистора при $U_{CB} = U_{CB,нас}$

Вхідні ВАХ у польових транзисторів відсутні, оскільки вхідний струм у них практично дорівнює нулю. Сімейство вихідних ВАХ, виміряних при різних значеннях напруги на затворі $U_{ЗВ}$, наведено на рис. 5.5, а.

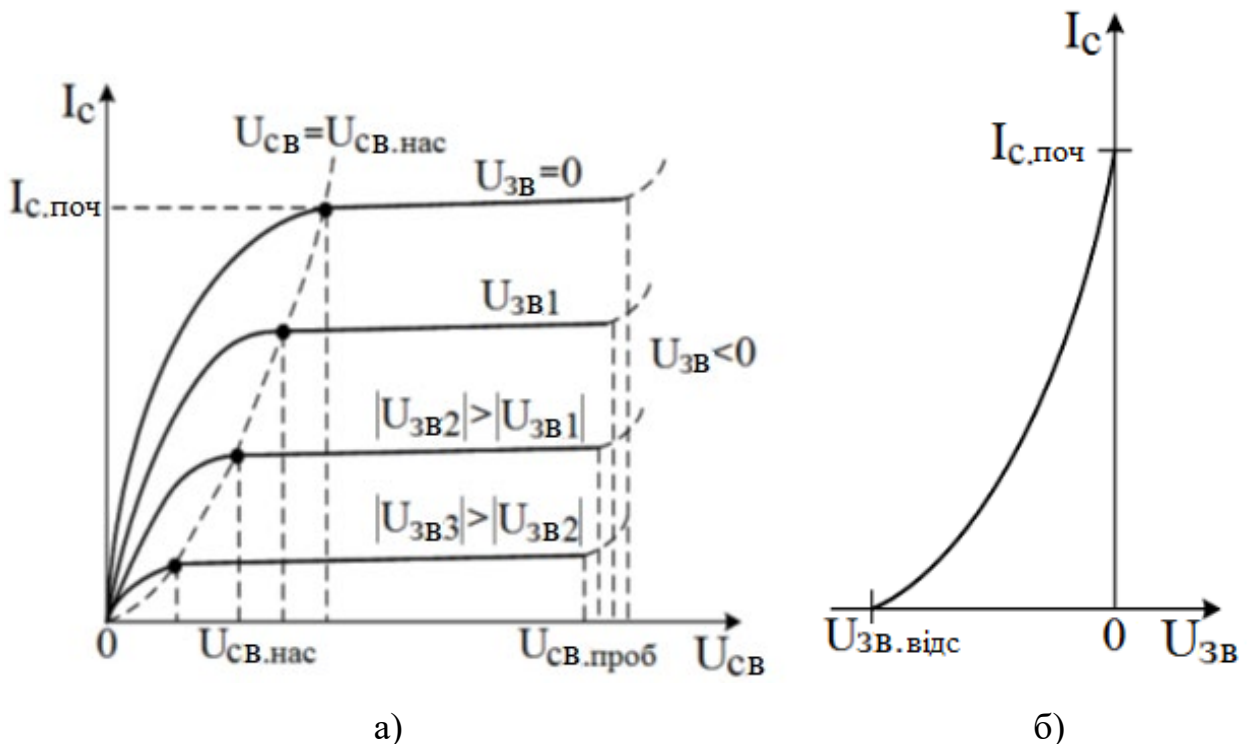


Рис. 4.5 - Характеристики польового транзистора з керуючим $p-n$ -переходом і каналом n -типу: а) вихідна ВАХ; б) характеристика передачі

Всі ВАХ можна розбити на три ділянки: лінійний, насичення та пробою. Усі графіки $I_C=f(U_{CB})$ на лінійній ділянці виходять із початку координат й в залежності від величини U_{3B} розходяться під різними кутами. Тангенс кута нахилу графіків $I_C=f(U_{CB})$ обернено пропорційний опору каналу, який зі зростанням $|U_{3B}|$ зменшується. При наближенні напруги U_{CB} до напруги насичення $U_{CB,нас}$ струм I_C плавно переходить на ділянку насичення, яка характеризується дуже слабким зростанням I_C .

При збільшенні абсолютної величини напруги на затворі U_{3B} вихідні характеристики $I_C = f(U_{CB})$ на ділянці насичення зміщуються вниз, при цьому значення $U_{CB,нас}$ знижується. Струм I_C , що протікає через транзистор при $U_{3B} = 0$ і $U_{CB} = U_{CB,нас}$ називається *початковим струмом стоку* $I_{C,поч}$. Якщо збільшувати напругу між стоком та витокom U_{CB} , то може виникнути пробій p - n -переходу «затвор-канал», який у кремнієвих транзисторах носить лавинний характер. Зворотна напруга на p - n -переході «затвор-канал» досягає максимального значення з боку стоку. Воно визначається сумою напруги U_{CB} та абсолютного значення напруги $|U_{3B}|$. Отже, зі зростанням $|U_{3B}|$ напруга пробою $U_{CB,проб}$ зменшується.

Ще однією важливою характеристикою польового транзистора є його характеристика передачі, що є залежністю $I_C = f(U_{3B})$ при $U_{CB} = const$ (рис. 4.5б). Оскільки основним робочим режимом транзистора є режим насичення, то практично значущою є характеристика передачі при постійній напрузі U_{CB} , що перевищує $U_{CB,нас}$. Особливістю характеристик передачі польового транзистора є зменшення струму стоку I_C зі зростанням зворотної напруги на керуючому p - n -переході. При досягненні напруги відсічення $U_{відс}$ струм I_C прагне до нуля. Для різних значень напруги U_{CB} якогось помітного зміщення характеристик передачі відносно осі ординат не спостерігається через малу зміну струму стоку I_C в області насичення. Тому залежність $I_C = f(U_{3B})$ практично однакова для всіх напруг $U_{CB} \geq U_{CB,нас}$.

Характеристика передачі дозволяє визначити крутизну польового транзистора, що є відношенням збільшення струму стоку ΔI_C до збільшення

напруги «затвор-витік» $\Delta U_{ЗВ}$. По суті крутизна транзистора характеризує керуючу дію напруги затвора на керований струм стоку. Максимальне значення крутизна має за $U_{ЗВ} = 0$ (рис 5.5б). Крутизна польових транзисторів з керуючим *p-n*-переходом у малопотужних приладів може бути лише на рівні 1–2 мА/В, а у потужних силових транзисторів перевищувати 1 А/В.

5.3. Польові транзистори із ізольованим затвором

5.3.1. Ефект поля в структурі «метал – діелектрик – напівпровідник»

В основі роботи польових транзисторів із ізольованим затвором знаходяться властивості структури «метал-діелектрик-напівпровідник» (МДН-структури), яка зображена на рис. 5.6. Як діелектрик зазвичай виступає тонкий шар SiO_2 , сформований на монокристалічному напівпровіднику. По суті ця структура є плоским конденсатором, однією з обкладок якого є металевий електрод (затвор), другою обкладкою служить напівпровідник. Особливістю такого конденсатора є наявність у приповерхневому шарі напівпровідника, а також на його межі з діелектриком електричних зарядів різної природи. Ці заряди можуть бути створені вільними електронами та дірками, іонізованими донорами чи акцепторами, а також зарядженими дефектами кристалічної структури. У МДН-структурі на відміну *p-n*-переходу існує гетерограниця, що розділяє напівпровідник з діелектриком, наприклад, Si-SiO_2 . На поверхні, що контактує з діелектриком, напівпровідника є велика кількість обірваних атомних зв'язків (поверхневих станів), що прагнуть захопити заряд з об'єму напівпровідника. На межі розділу «напівпровідник-діелектрик», як і на межі «метал-напівпровідник», можуть знаходитися сторонні домішкові атоми та іони. Електричний заряд може утворитися і в діелектрику. Як наслідок, це призводить до того, що даний заряд індукує у напівпровіднику рівний йому за величиною і протилежний за знаком заряд в об'ємі напівпровідника.

Якщо одну з обкладок такого МДН-конденсатора (затвор) подати напругу, то на другій обкладці (в приповерхневому шарі напівпровідника) з'явиться заряд, рівний за величиною і протилежний за знаком заряду на затворі. Якщо заряд у

напівпровіднику, індукований зовнішньою напругою, перевищує заряд на поверхневих станах, це призводить до помітної зміни концентрації вільних носіїв заряду в приповерхневому шарі і, як наслідок, до зміни поверхневої провідності напівпровідника. Це і є суть ефекту поля. Якщо створити умови для протікання струму поблизу поверхні напівпровідника між парою електродів (витоком і стоком), то напругою на затворі можна керувати струмом у напівпровіднику.

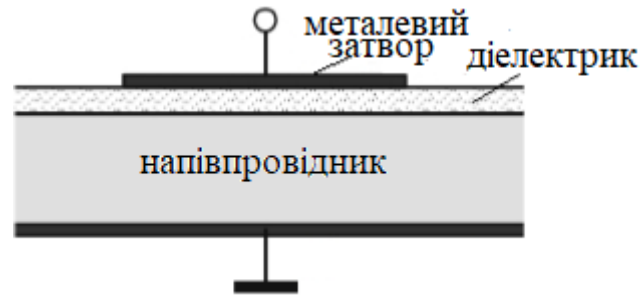


Рис. 5.6 - МДН-структура

На рис. 5.7 показані енергетичні діаграми МДН-структури за різних значень напруги U на металевому електроді. Вважатимемо, що напівпровідник має n -тип провідності. Рис. 5.7, а відповідає випадку відсутності напруги на електроді ($U = 0$), при якому вигину енергетичних зон у приповерхневому шарі напівпровідника практично немає (режим плоских зон). Це означає, що вплив заряду, що існує на гетерограницях МДН-структури, незначний.

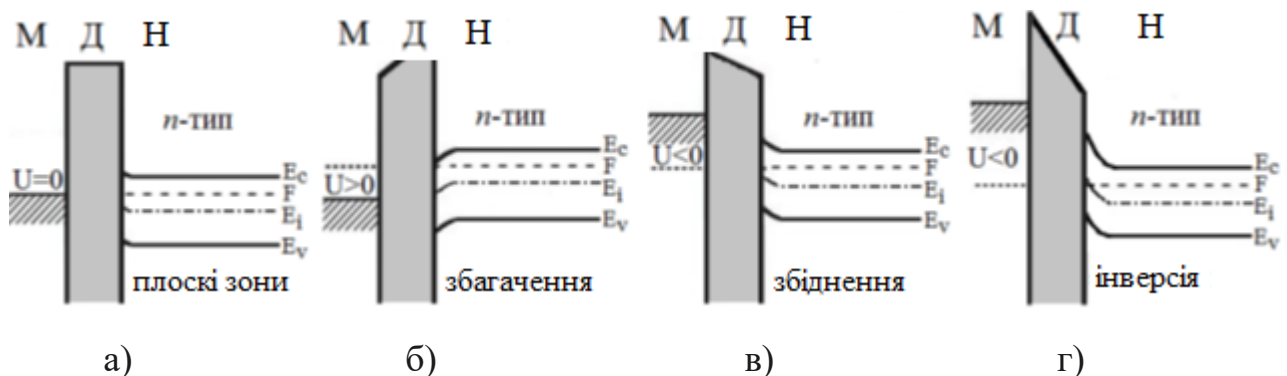


Рис. 5.7 - Енергетичні діаграми МДН-структури при різних значеннях напруги на металевому електроді: а) режим плоских зон; б) режим збагачення; в) режим збіднення; г) режим інверсії (М – метал, Д – діелектрик, Н – напівпровідник)

При подачі на електрод позитивної відносно напівпровідника напруги ($U > 0$) електрони з глибини напівпровідника змістяться до поверхні, у результаті концентрація основних носіїв заряду біля поверхні зросте (режим збагачення). Поблизу поверхні виникне електричне поле, спрямоване від металу до напівпровідника, що призведе до вигину енергетичних рівнів електронів вниз (рис. 5.7, б). Відстань між дном зони провідності E_c та рівнем Фермі F зменшиться, що для напівпровідника n -типу вказує на збільшення концентрації електронів поблизу поверхні.

Якщо змінити полярність напруги на металевому електроді ($U < 0$), то у приповерхневому шарі напівпровідника виникне електричне поле, спрямоване від напівпровідника до металу, енергетичні рівні електронів вигнуться вгору (рис. 5.7, в). Значення ($E_c - F$) при цьому збільшиться, що вказує на зменшення концентрації електронів у приповерхневому шарі (режим збіднення). Якщо напруга U по абсолютній величині перевищить деяке порогове значення, що залежить від ступеня легування напівпровідника, поблизу межі розділу рівень Фермі може виявитися нижче середини забороненої зони ($F < E_i$). Це означає, що відбулася інверсія типу провідності, тобто у напівпровіднику n -типу поблизу кордону виник шар p -типу (рис. 5.7, г).

5.3.2. МДН–транзистори з індукованим каналом

МДН-транзистор із ізольованим затвором являє собою польовий транзистор, затвор якого електрично ізольований від каналу з високою провідністю тонким шаром діелектрика, а керування провідністю каналу здійснюється шляхом модуляції концентрації носіїв заряду в каналі. Модуляція концентрації носіїв заряду здійснюється за рахунок ефекту поля в структурі «метал-діелектрик-напівпровідник». Найчастіше МДН-транзистори виготовляють з кремнію, а підзатворний шар діелектрика формують з діоксиду кремнію SiO_2 , тому такі транзистори називають *транзисторами типу «метал - оксид - напівпровідник»* або *МОП-транзистор* (у закордонній літературі використовують аббревіатуру MOSFET). Якщо за відсутності напруги на затворі канал з високою провідністю у транзисторі існує, такі транзистори називаються

польовими транзисторами з вбудованим каналом. Якщо для утворення каналу в транзисторі необхідно додати напругу до затвора, такі транзистори називаються польовими транзисторами з індукованим каналом. Залежно від типу основних носіїв у каналі транзистори розрізняють МДН-транзистори n -канальні та p -канальні.

Структура МДН-транзистора з індукованим каналом n -типу наведена на рис. 5.8. У слаболегованій підкладці p -типу методом іонної імплантації або дифузії сформовані сильнолеговані донорною домішкою області витоку та стоку n^+ -типу. Для використання транзисторів в електронних пристроях у ньому формують зовнішні виводи: витік, стік та затвор. Іноді зовнішній вивід формують і до підкладки, але зазвичай він електрично з'єднаний з витоком усередині корпусу транзистора.

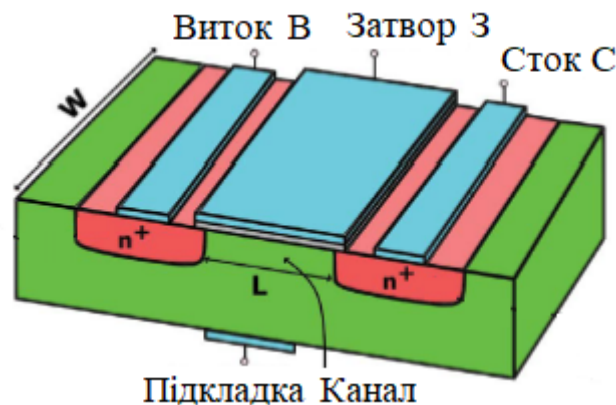
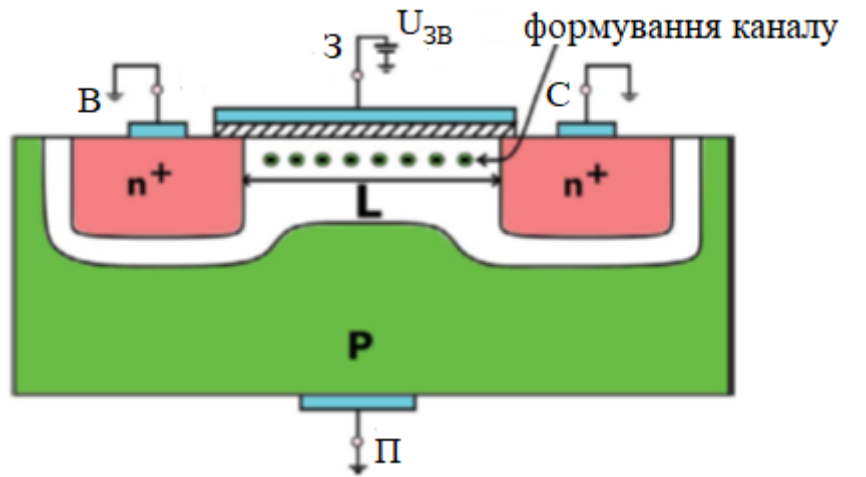
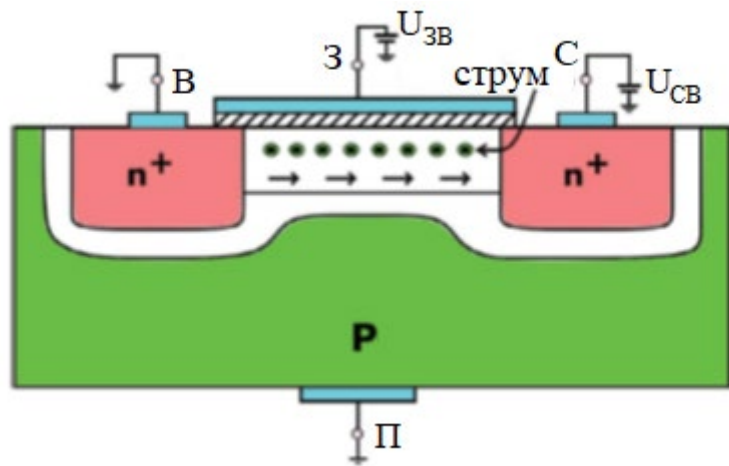


Рис. 5.8 - Структура МДН-транзистора з індукованим каналом n -типу

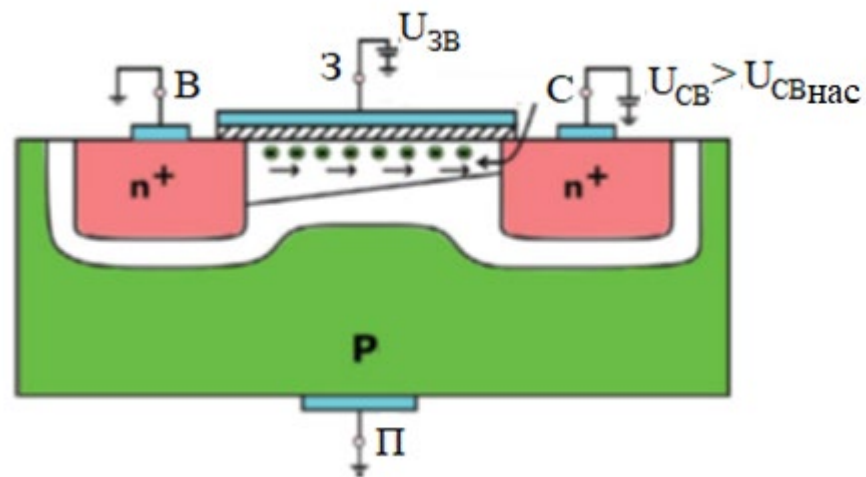
Якщо на затворі транзистора встановити напругу $U_{ЗВ}$, що дорівнює нулю, а між стоком і витоком подати напругу $U_{СВ}$ будь-якої полярності, то струм між стоком і витоком протікати практично не буде, тому що один з p - n -переходів (з боку стоку або витоку) завжди буде зміщений у зворотному напрямку. Якщо ж на затвор подати напругу $U_{ЗВ} > 0$, то за рахунок ефекту поля приповерхневий шар під затвором збагачуватиметься електронами і збіднюватиметься дірками (рис. 5.9, а).



а)



б)



в)

Рис. 5.9 – Робота МДН-транзистора з індукованим каналом *n*-типу при різних величинах U_{CB} : а - формування каналу; б – протікання струму; в – перекриття каналу при $U_{CB} > U_{CB,нас}$

Якщо напруга $U_{ЗВ}$ перевищить граничне значення $U_{зр}$, то у приповерхневому шарі відбудеться інверсія типу провідності і виникне канал n -типу, що з'єднує області витоку та стоку (на рис. 5.9, б). За наявності напруги між стоком та витоком через канал протікатиме струм стоку I_C . Для того щоб електрони рухалися від витоку до стоку, напруга $U_{СВ}$ повинна бути позитивною (на стоку - плюс, на витоці мінус). Якщо збільшувати напругу $U_{ЗВ}$, то концентрація електронів у каналі зростатиме, що призведе до зростання провідності каналу та збільшення струму I_C . Якщо на затвор подати негативну напругу $U_{ЗВ} < 0$, то в приповерхневому шарі напівпровідника збільшиться концентрація дірок і ніякого струмопровідного каналу n -типу не виникне.

Оскільки напруги $U_{ЗВ}$ та $U_{СВ}$ мають однакову полярність щодо витоку (у нашому випадку $U_{ЗВ} > 0$ і $U_{СВ} > 0$), так само як і для польового транзистора з керуючим p - n -переходом, напруга між затвором і напівпровідником буде змінюватися по довжині каналу, а саме, з боку стоку вона буде меншою, з боку витоку більшою. Це призведе до того, що напруженість вертикального електричного поля, перпендикулярного каналу, буде зменшуватись у напрямку від витоку до стоку. В результаті товщина індукованого каналу буде не однорідною - з боку витоку вона буде більшою, з боку стоку меншою. При досягненні $U_{СВ}$ напруги насичення $U_{СВ.нас}$, різниця потенціалів між затвором і каналом біля стоку стане дорівнювати граничній напрузі $U_{зр}$ і канал з боку стоку перекриється (рис. 5.9, в). Таким чином, напругу насичення $U_{СВ.нас}$ можна визначити згідно з виразом:

$$U_{СВнас} = U_{ЗВ} - U_{гр}$$

При подальшому збільшенні $U_{СВ}$ канал перекривається не в одній точці, а на ділянці кінцевої довжини поблизу стоку, яка збільшується зі зростанням $U_{СВ}$. Ця область перекритої ділянки збіднена вільними носіями заряду, тому є високоомною. Практично вся напруга, прикладена між стоком та витоком, падає на перекритій ділянці каналу. Напруженість поздовжнього електричного поля на

цій ділянці значно більша, ніж у решті каналу. Це призведе до того, що електрони, що досягають кінця не перекритої частини каналу, захоплюються сильним електричним полем і переносяться з каналу в область стоку. В результаті, незважаючи на перекриття частини каналу, зменшення струму стоку I_C насправді не відбувається.

Зі зростанням напруги U_{CB} область перекриття може поширитися аж до витоку, що призведе до змикання збіднених шарів обох $p-n$ -переходів, а саме, «витік-підкладка» та «стік-підкладка». Зазвичай це спостерігається у польових транзисторах із коротким каналом. Як наслідок, напруженість поздовжнього електричного поля різко зростає, викликаючи збільшення інжекції електронів із витоку, які сильним полем переносяться до стоку. Всі ці процеси супроводжуються значним збільшенням струму через транзистор. Таким чином, наскрізне перекриття каналу є різновидом пробою польового транзистора. У транзисторах з великою довжиною каналу напруга, при якій може виникнути наскрізне перекриття каналу, перевищує напругу лавинного пробою $p-n$ -переходу з боку стоку, тому для таких транзисторів цей різновид пробою не виникає.

Як і всіх польових транзисторів, найважливішими статичними характеристиками МДН-транзисторів з індукованим каналом є сімейства вихідних ВАХ (залежностей I_C від U_{CB} при $U_{ЗВ} = const$) і характеристик передачі (залежностей I_C від $U_{ЗВ}$ при $U_{CB} = const$), які наведені на рис. 5.10. На вигляд вихідні ВАХ МДН-транзисторів з індукованим каналом дуже схожі на ВАХ транзисторів з керуючим $p-n$ -переходом.

Як і в транзисторів з керуючим $p-n$ -переходом, характеристики виходять із початку координат і містять у собі три ділянки: лінійну, у якій струм I_C приблизно пропорційний напрузі U_{CB} ; ділянку насичення, у якій струм I_C практично постійний, і ділянку пробою з різким наростанням струму. Кути нахилу характеристик на лінійній ділянці збільшуються із зростанням напруги на затворі $U_{ЗВ}$, що вказує на те, що зі зростанням $U_{ЗВ}$ відбувається зменшення опору каналу транзистора. Зі зростанням напруги U_{CB} та наближенні її до

напруги насичення $U_{CB,нас}$ зростання струму I_C плавно сповільнюється, тому що канал транзистора з боку стоку починає звужуватися і, як наслідок, його опір починає збільшуватися. Зрештою, при $U_{CB} = U_{CB,нас}$ канал поблизу стоку перекривається. При подальшому зростанні напруги U_{CB} довжина перекритої ділянки каналу зростає (приблизно пропорційно U_{CB}), а струм I_C при цьому незначно збільшується (ділянка насичення). Як видно із рис. 5.10а, зі зростанням напруги U_{3B} вихідні ВАХ зміщуються вгору, а напруга насичення $U_{CB,нас}$ зростає.

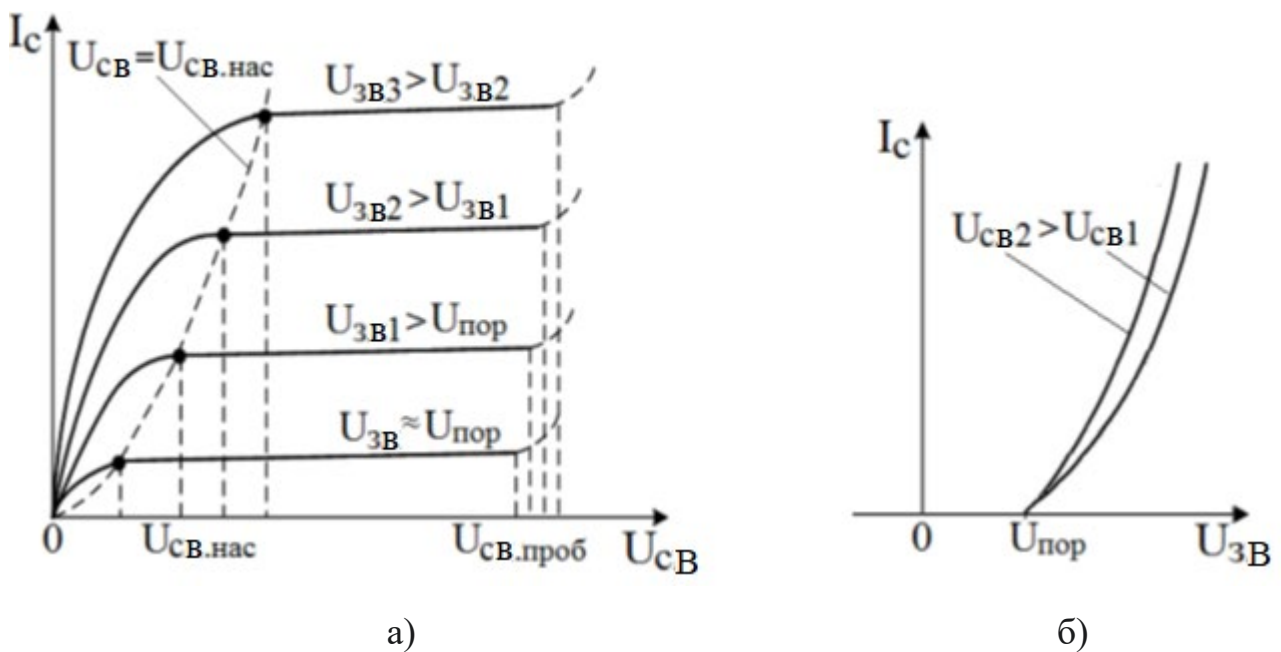


Рис. 5.10 - Сімейства характеристик МДН-транзистора з індукованим каналом n -типу: а) вихідні ВАХ; б) характеристики передачі

На відміну від транзистора з керуючим переходом у МДН-транзистора з індукованим каналом на сімействі вихідних ВАХ відсутня характеристика з напругою $U_{3B} = 0$, оскільки канал виникає тільки при $U_{3B} > U_{зр}$. Характеристика при $U_{3B} \approx U_{зр}$ є зворотною гілкою p - n -переходу «стік-підкладка». При великих напругах U_{CB} може виникнути електричний пробій, який для МДН-транзистора буває двох видів: пробій p - n -переходу «стік-підкладка» і пробій підзатворного діелектрика. Пробій p - n -переходу зазвичай носить лавинний характер. При цьому на величину напруги пробією впливає напруга на затворі U_{3B} - чим більше U_{3B} , тим більше $U_{CB,проб}$. Це пояснюється тим, що в транзисторі з індукованим

каналом на стік і затвор подаються напруги однієї полярності, в результаті зі зростанням $U_{ЗВ}$ напруга між областями стоку транзистора і його підкладкою зменшується. Тому для того, щоб стався електричний пробій переходу «стік-підкладка», потрібна вища напруга $U_{СВ}$.

Сімейство характеристик передачі МДН-транзистора з індукованим каналом представлено на рис. 5.10б. Напруги між стоком та витокком $U_{СВ1}$ та $U_{СВ2}$ відповідають ділянці насичення вихідної ВАХ. Якщо напруга $U_{ЗВ}$ менша за граничну напругу $U_{зр}$, то струмопровідного каналу в транзисторі немає і струм стоку $I_C \approx 0$. При $U_{ЗВ} > U_{зр}$ характеристики монотонно зростають, що обумовлено зменшенням опору каналу. Оскільки при фіксованій напрузі $U_{ЗВ}$ зі зростанням напруги $U_{СВ}$ на ділянці насичення струм стоку I_C слабо зростає, то характеристики передачі транзистора зі зростанням напруги $U_{СВ}$ зміщуються вгору. Якщо напруга $U_{СВ}$ відповідає ділянці насичення, то характеристики передачі збільшуються приблизно за параболічним законом. Якщо ж напруга $U_{СВ}$ відповідає лінійній ділянці, то характеристика передачі зростає згідно з лінійним законом.

5.3.3. МДН-транзистори із вбудованим каналом

На відміну від МДН-транзисторів з ізолюваним затвором, у яких для утворення провідного каналу між стоком і витокком необхідно до затвору прикласти напругу $U_{ЗВ}$, що перевищує деяку граничну величину $U_{зр}$, в транзисторах з вбудованим каналом такий канал існує вже при $U_{ЗВ} = 0$. Він являє собою тонкий приповерхневий шар, у якого тип електропровідності протилежний типу електропровідності підкладки транзистора. Його можна сформулювати за допомогою локальної дифузії або іонної імплантації відповідних домішкових атомів у приповерхневий шар підкладки. Він може виникнути в процесі термічного окиснення поверхні підкладки через перерозподіл домішок у приповерхневому шарі. Канал у транзисторі може утворитися як результат виникнення електричного заряду (електронів або дірок) на поверхневих енергетичних рівнях, що існують на межі розділу «діелектрик-напівпровідник».

Структура МДН-транзистора із вбудованим каналом n -типу показана на рис. 5.11. У підкладці p -типу (зазвичай її виготовляють із монокристалічного кремнію) під затвором сформований канал n -типу провідності. Наявність вбудованого каналу призводить до того, що за відсутності напруги на затворі ($U_{зв} = 0$) через транзистор під дією напруги $U_{св}$ протікає струм стоку I_C , що визначається напругою $U_{св}$ та опором каналу.

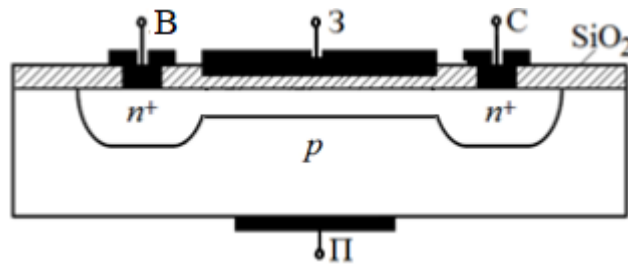


Рис. 5.11 - Структура МДН-транзистора з вбудованим каналом n -типу

Модуляція опору каналу проводиться подачею напруги на затвор відносно витіку, причому напруга $U_{зв}$ на затворі може бути обох полярностей. За однієї полярності опір каналу зменшується, за іншої – зростає. У транзисторі з каналом n -типу при $U_{зв} > 0$ електричне поле, спрямоване від затвора до підкладки, втягує в канал електрони з підкладки, внаслідок чого канал збагачується основними носіями заряду, і його опір зменшується. Якщо зафіксувати напругу $U_{св}$, то при збільшенні керуючої напруги $U_{зв}$ опір каналу буде зменшуватися, а струм стоку I_C збільшуватися. Транзистор працює в режимі збагачення.

Якщо $U_{зв} < 0$, електричне поле, спрямоване від підкладки до затвора, переносить частину електронів з каналу в підкладку. Канал при цьому збіднюється основними носіями заряду, його опір збільшується, а струм стоку I_C відповідно зменшується. Транзистор працює у режимі збіднення. Якщо напруга $U_{зв}$ по абсолютній величині перевищить деяке значення, що називається напругою відсічки $U_{відс}$, то електрони практично повністю витісняються з каналу, внаслідок чого струм $I_C \approx 0$.

Незважаючи на те, що вплив напруги на затворі транзисторів з індукованим і вбудованим каналами дещо відрізняється, їх принцип дії та

структура практично однакові. Як наслідок, статичні характеристики МДН-транзисторів з індукованим та з вбудованим каналами аналогічні за формою та математичним описом. Відмінність полягає лише у зміщенні вихідних ВАХ щодо осі ординат (рис. 5.12, а). Сімейство вихідних характеристик транзистора з вбудованим каналом містить ВАХ з напругою $U_{зв} = 0$. Наявна область з різким зростанням струму I_C зі збільшенням напруги $U_{св}$ (лінійний режим). Присутня область, де струм I_C збільшується дуже слабо зі зростанням $U_{св}$ (режим насичення). Як і у випадку транзистора з індукованим каналом, область насичення виникає через перекриття частини каналу з боку стоку високоомною областю $p-n$ -переходу "стік-підкладка". При подальшому збільшенні напруги $U_{св} > U_{св.нас}$ довжина перекритої ділянки, а значить і опір каналу, збільшується приблизно пропорційно $U_{св}$. Струм стоку I_C при цьому дуже слабо зростає. Як і для транзистора з керуючим переходом, струм стоку області насичення цієї характеристики називають початковим струмом стоку $I_{с.пoch}$. При $U_{зв} \neq 0$ вихідні ВАХ зміщуються вгору чи вниз залежно від полярності напруги $U_{зв}$ та типу електропровідності каналу.

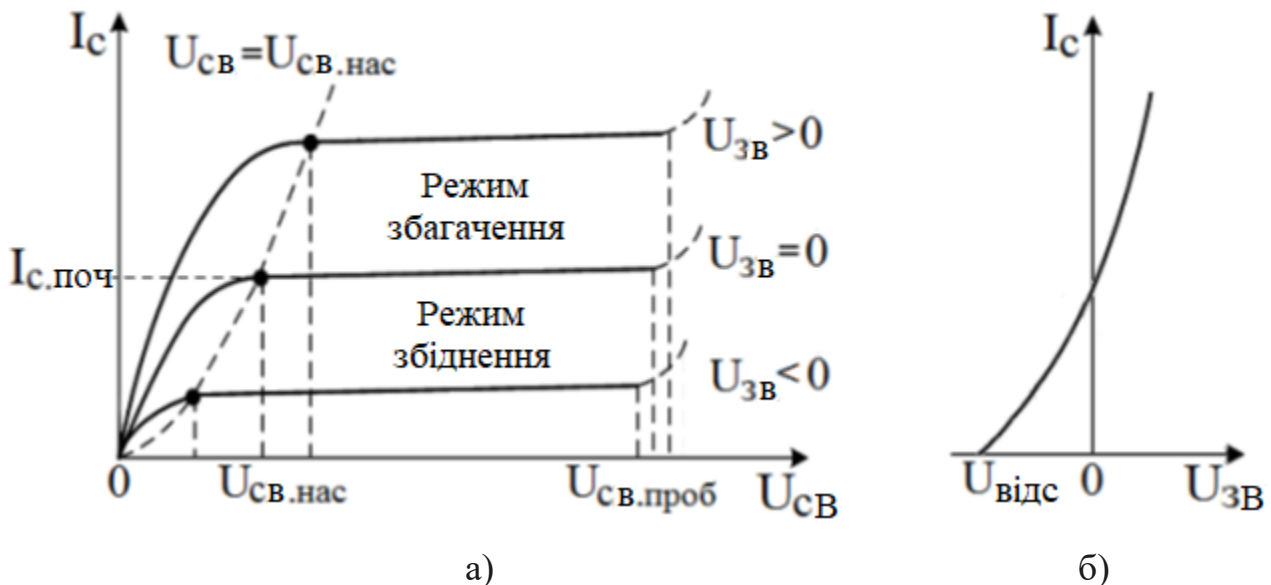


Рис. 5.12 - Сімейства характеристик МДН-транзистора із вбудованим каналом n -типу: а) вихідні ВАХ; б) характеристики передачі

Характеристика передачі польового транзистора з вбудованим каналом, що є залежністю $I_C = f(U_{3B})$ при $U_{CB} = const$, показана на рис. 5.12б. Напруга U_{CB} відповідає ділянці насичення, де струм I_C дуже слабо залежить від U_{CB} . Тому залежності $I_C = f(U_{3B})$ практично однакові для різних значень U_{CB} . Як і для інших типів польових транзисторів, струм стоку I_C монотонно зростає зі зростанням U_{3B} . Якщо U_{3B} менше напруги відсічення $U_{відс}$, то струм I_C стає практично рівним нулю (режим відсічення).

5.4 Проблеми з масштабуванням технології МДН-транзисторів

Енергоефективність вважається одним із найважливіших параметрів проектування Інтернету речей (IoT). Щоб мати покращену функціональність і продуктивність без шкоди для терміну служби батареї, існує потреба досліджувати нові технології, які можуть подолати обмеження масштабування технології МДН-транзисторів і забезпечити більшу енергоефективність.

Прогрес у галузі напівпровідників відбувався за експоненціальною характеристикою, яка стала відомою як закон Мура. Але чи здійсняться ці експоненціальні прогнози, чи фізичні обмеження напівпровідників та технологій зроблять їх неможливими? Серія досліджень присвячена поточному стану і майбутнім перспективам виготовлення МДН-транзисторів на основі кремнію, і деякі з таких обмежень, що впливають на розвиток МДН-транзисторів будуть розглянуті далі.

Насичення швидкості та зниження рухливості. З більшим зменшенням розмірів МДН-транзисторів результируючий ефект електричного поля збільшується, і носії заряду в каналі демонструють високу швидкість. Отже, між електричним полем і швидкістю носія заряду не буде лінійної залежності. Цей ефект називається насиченням швидкості, що призводить до зменшення струму насичення та до зниження швидкості перемикавання транзистору.

Тунельний струм через ізолятор затвора При надмірному зменшенні розміру елементів МДН-транзисторів зростає тунельний струм, що протікає через підзатворний діелектрик затвора МДН-транзистора. Для типового

матеріалу підзатворного діелектрика - оксиду SiO_2 ця межа тунелювання була збільшена і стає вузьким місцем для застосувань із наднизьким енергоспоживанням. Щоб зменшити втрати пов'язані із тунельним струмом, потрібно вести пошук нових високодіелектричних матеріалів для використання в якості підзатворного діелектрика.

Ефекти сильного поля. При зменшенні розміру елементів МДН-транзисторів напруга живлення не масштабується з тією ж швидкістю, що й довжина. Щоб збільшити швидкість і ефективність транзистору, напруга живлення не була масштабована пропорційно довжині каналу. Через це в каналі МДН-транзисторів існує сильне електричне поле. При таких високих полях виникає кілька небажаних ефектів, одним із таких ефектів є ефект гарячих носіїв.

Обмеження потужності. Напруга живлення інтегральних схем, не масштабується так швидко, як довжина каналу зменшенні розміру елементів МДН-транзисторів. Оскільки споживана потужність МДН-транзисторів прямо пропорційна квадрату використовуваної напруги живлення, величина споживаної потужності буде домінувати, коли довжина каналу стає меншою.

Обмеження матеріалів. Такі матеріали, як кремній (Si), діоксид кремнію (SiO_2), алюміній (Al), мідь (Cu), досягають своїх фізичних меж і не можуть продемонструвати очікувані характеристики. Наприклад, надійність SiO_2 погіршується, коли він стає тоншим; у зв'язку з цим дослідникам необхідно знайти нові матеріали для підтримки обмежень фізичного масштабування. Однак нові матеріали можуть ускладнити виробництво та викликати проблеми з надійністю; ці параметри необхідно враховувати при виборі матеріалів.

5.5 Нові технології наномасштабних МДН-транзисторів

Gate-All-Around (GAA) Nanowire (NW) MOSFET - щоб покращити електричне поле затвору, було введено кілька структур затвору. На рисунку 5.13 показана еволюція багатозатворних транзисторів для покращення електростатичного керування затвором. Отже, структура GAA стала найстійкішою до ефектів короткого каналу серед усіх нових структур приладів для даної товщини кремнієвої підкладки.

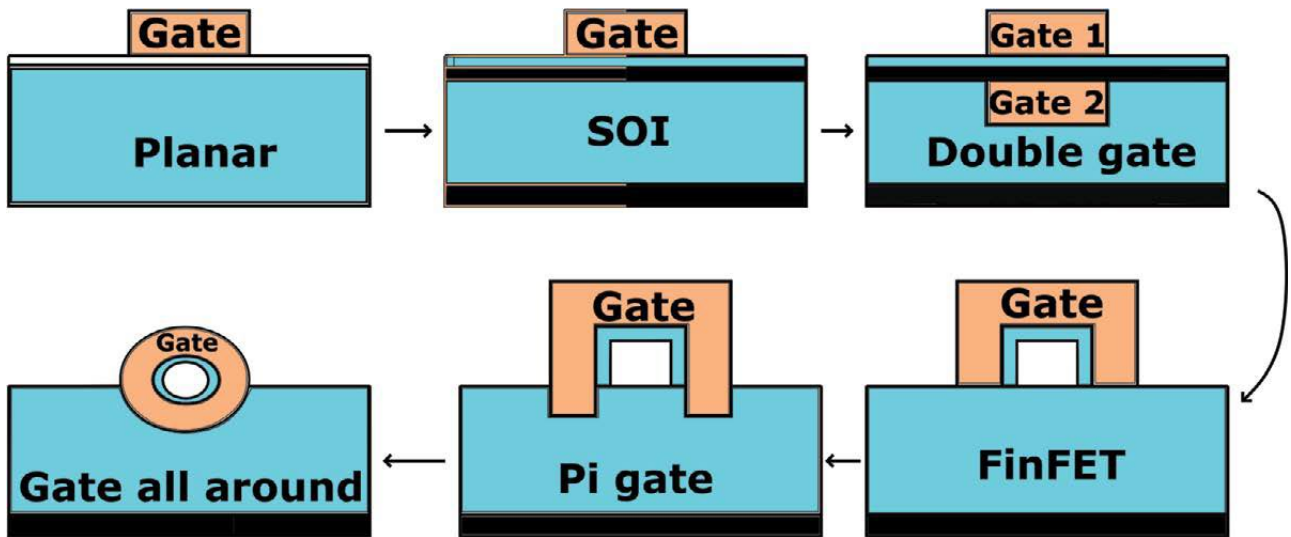


Рис. 5.13 - Еволюція структури пристрою від планарних з одним затвором до GAA транзисторів

Fin Field-Effect Transistor (FinFET) — це МДН-транзистор із подвійним затвором, де затвор «обернутий» навколо каналу, а стік і витік сформовані як «плавники», як показано на рисунку 5.14. В цій структурі відсутній корпус MOSFET, що зменшує струми витоку, присутні в об'ємному МДН-транзисторі.

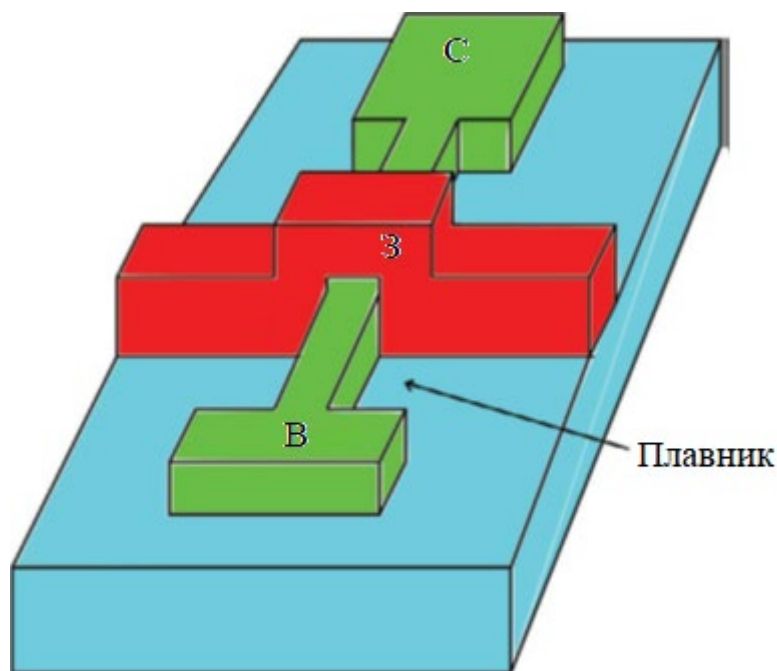


Рис. 5.14 - FinFET транзистор

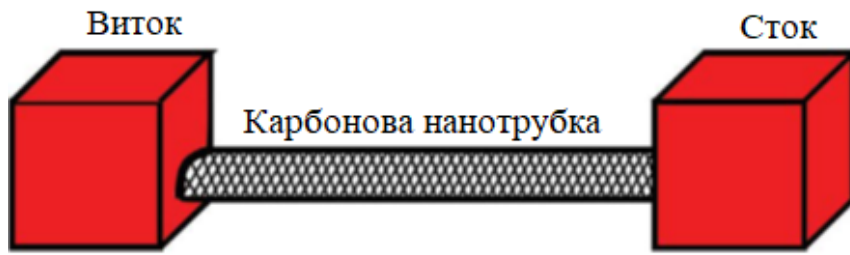


Рис. 5.15 – Польовий транзистор на основі вуглецевої нанотрубки

Вуглецеві нанотрубки FET (CNTFET) - одношарові вуглецеві нанотрубки демонструють високу провідність і відмінну рухливість носіїв завдяки своєму малому діаметру. Було експериментально продемонстровано, що ці трубки можуть демонструвати металеві або напівпровідникові характеристики залежно від їхнього коефіцієнта хіральності. Використовуючи напівпровідникові вуглецеві нанотрубки як каналний елемент, було створено CNTFET, як показано на рисунку 5.15.

Тунельний польовий транзистор (TFET) - серед варіацій пост-МДН-пристроїв TFET виявилися перспективним кандидатом на пристрої для розробки електронних схем із низьким енергоспоживанням. TFET працює за принципом механізму зонно-смугового тунелювання, а не термоелектронної емісії МДН-транзисторів. Отже, він досягає високого співвідношення I_{ON}/I_{OFF} і різкого підпорогового коливання (<60 мВ/дек) при нижчих напругах живлення, а фізичну структуру TFET показано на рисунку 5.16.

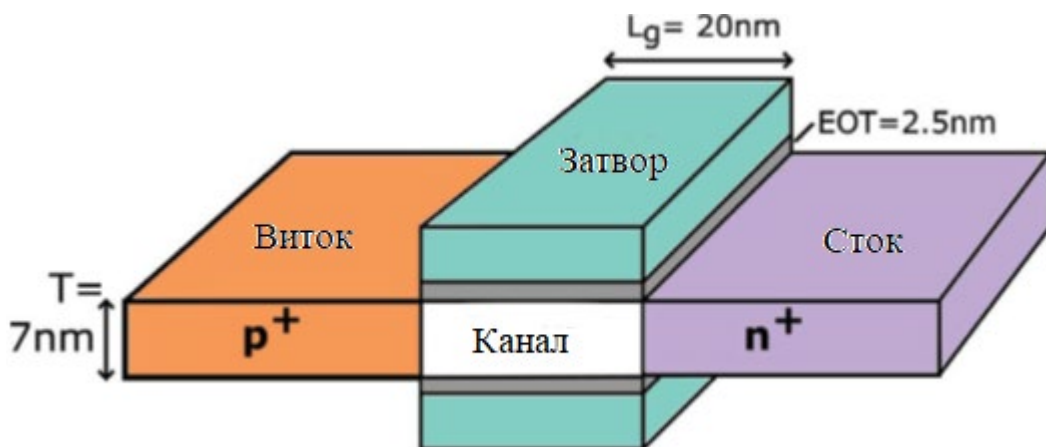


Рис. 5.16 – Тунельний польовий транзистор

Контрольні питання

1. Що таке польовий транзистор? Які існують різновиди польових транзисторів?
2. Поясніть роботу польового транзистора з керуючим $p-n$ -переходом.
3. Поясніть вихідну ВАХ та характеристику передачі польового транзистора з керуючим переходом.
4. У чому полягає ефект поля у структурі «метал-діелектрик-напівпровідник»? Поясніть енергетичні діаграми приповерхневої області напівпровідника за різних напруг на МДН-структурі
5. Пояснити роботу МДН-транзистора з індукованим каналом.
6. Поясніть статичні характеристики та характеристики передачі МДН-транзистора з індукованим каналом. Що таке напруга насичення?
7. Поясніть статичні характеристики та характеристики передачі МДН-транзистора із вбудованим каналом. Що таке напруга відсікання?

6 НАПІВПРОВІДНИКОВІ ПРИЛАДИ ДЛЯ СИЛОВОЇ ЕЛЕКТРОНІКИ

6.1 Базові уявлення про прилади силової електроніки

Силова електроніка являє собою область електроніки, основним завданням якої є перетворення і комутація електричної енергії. Термін «силова електроніка» почав широко використовуватися в другій половині 20-го століття з метою чіткішого розмежування між «звичайною» слаботоковою електронікою, що використовує напівпровідникові прилади з робочими струмами до 10 А, і силовою електронікою з робочими струмами, що досягають десятків кілоампер. Силова електроніка активно використовується в різних галузях промисловості та енергетики. Перелічимо основні області, у яких без компонентів силової електроніки неможливо вирішити практично жодного завдання.

1. Транспорт, в першу чергу, автомобільний та залізничний (системи керування двигуном та трансмісією в автомобілі, випрямно-інверторні перетворювачі магістральних електровозів, регулятори швидкості та моменту обертання електродвигунів, електронасоси палива тощо).

2. Енергетика, пов'язана з генерацією, передачею та перетворенням електричної енергії (випрямлячі, компенсатори реактивної потужності, перетворювачі частоти, обладнання для передачі електроенергії на великі відстані постійним струмом).

3. Електрометалургія (установки для електролізу під час виробництва кольорових металів, електромагнітне перемішування металу, установки для індукційного нагрівання).

4. Електропобутова техніка (холодильники, пральні машини, пилососи, кондиціонери, електроінструменти).

5. Імпульсні джерела живлення (AC/DC- та DC/DC-конвертори, зарядні пристрої, інвертори, коректори коефіцієнта потужності).

6. Телекомунікаційне обладнання.

Дослідження показують, що найбільше електричної енергії у світі споживають електродвигуни (понад 55 %). Класичні нерегульовані приводні

електродвигуни, більшість з яких складають асинхронні електродвигуни, вже давно вичерпали свої можливості підвищення коефіцієнта корисної дії (ККД). Істотно підвищити ККД можна за допомогою енергозберігаючого електроприводу. У цьому випадку електродвигун підключається не безпосередньо до мережі змінного струму, а до спеціального пристрою, який називається *статичним перетворювачем електроенергії*. Використання таких перетворювачів дозволяє економити до 40 % енергії, що споживається електродвигунами.

Зазвичай у перетворювачах використовується наступна схема перетворення електричної енергії. Змінна напруга, що надходить з мережі живлення, випрямляється за допомогою діодних мостових схем (або за допомогою тиристорно-діодних мостів), після чого згладжується ємнісним або індуктивно-ємнісним фільтром. Випрямлена постійна напруга за допомогою електронних ключів на потужних напівпровідникових приладах перетворюється на імпульси, тривалість яких змінюється за певним законом (зазвичай синусоїдальний закон). Широтно-модульовані імпульси потрібної амплітуди та частоти надходять на обмотки електродвигуна. Оскільки обмотки електродвигунів мають велику індуктивність, то в результаті усереднення струм через них виходить близьким до синусоїдального. При цьому частота змінного струму в обмотках вже ніяк не пов'язана з частотою змінної напруги, а визначається конкретним режимом роботи електродвигуна.

Комутація постійної напруги за допомогою електронних ключів потрібна не тільки для отримання змінної напруги з постійної (DC/AC-перетворювачі), але і для перетворення постійної напруги в таку ж постійну, але іншої величини (DC/DC-конвертори). При цьому можлива конвертація напруги як у бік зниження, і у бік підвищення. Чим вища робоча частота електронних ключів, тим ефективніше відбувається перетворення напруги такими приладами. Електронні ключі можна виконати на основі біполярних транзисторів, потужних польових транзисторів з вертикальним каналом (MOSFET), біполярних транзисторів із ізольованим затвором (IGBT), а також за допомогою тиристорів, що

вимикаються керуючим електродом. Здебільшого ці електронні компоненти виготовляють із кремнію, але останніми роками для їх виготовлення стали активно застосовувати широкозонні напівпровідники (карбід кремнію і нітрид галію).

Електронні ключі на біполярних транзисторах мають в принципі непогані характеристики перемикавання, зокрема, у них досить висока напруга в закритому стані (аж до 1500-2000 В) і невелике падіння напруги у відкритому стані, що дорівнює напрузі насичення між колектором і емітером. Тому вони були першими силовими транзисторними ключами, які отримали масове застосування в силовій електроніці у 70-х роках минулого століття. Проте біполярні транзистори мають низку серйозних недоліків.

По-перше, невисока швидкість комутації. Через велику величину часу замикавання вони не можуть перемикатися з частотою більше 10 кГц.

По-друге, через малий коефіцієнт передачі струму для їхнього вмикання потрібний відносно великий базовий струм (струм керування).

По-третє, вони не закриваються миттєво, тобто струм колектора має досить велику величину навіть при зменшенні струму керування до нуля, внаслідок чого з'являється так званий струмовий хвіст.

Все це призвело до того, що в більшості приладів силової електроніки біполярні транзистори в 90-ті роки були практично повністю витіснені потужними MOSFET-транзисторами та біполярними транзисторами із ізольованим затвором (IGBT-транзисторами). MOSFET-транзистори як електронні ключі мають багато переваг перед біполярними транзисторами:

- мінімальний час перемикавання, що дозволяє використовувати їх для комутації напруги з частотою сотні кілогерц;
- низький опір у відкритому стані (на рівні 1 мОм) та високий опір у закритому стані (на рівні 10 МОм);
- досить великий струм у відкритому стані (на рівні десятків та сотень ампер);
- керування низьковольтною напругою;

- стійкість до лавинного пробою.

Ці переваги, характерні для приладів на основних носіях заряду, дещо знецінюються їх відносно високим падінням напруги між стоком і витком у відкритому стані, що призводить до зростання потужності, що розсіюється в MOSFET-транзисторі. Альтернативою MOSFET-транзисторам стали IGBT-транзистори, які дещо поступаються їм за швидкодією, але мають більш високу напругу в закритому стані і нижчу напругу у відкритому стані. Тому MOSFET-транзистори частіше застосовуються для малопотужних перетворювачів, у яких робочі напруги не перевищують кількох сотень вольт, а IGBT-транзистори – для потужних перетворювачів, у яких робочі напруги перевищують 1000 В, а потужність знаходиться на рівні 1 МВт. Ще потужніші перетворювачі (більше 3 МВт) поки що реалізуються на тиристорах, що замикаються, за умови, що необхідна частота комутації не перевищує значень приблизно 50 кГц. У майбутньому передбачається заміна таких тиристорів на IGBT-транзистори.

6.2. Потужні силові MOSFET– транзистори

У польових транзисторах з індукованим каналом структура яких показана на рис. 5.8 з п. 5.3.2, всі три електроди - виток (В), затвор (З) і стік (С) знаходяться на одній поверхні, а канал транзистора розташовується паралельно його поверхні поблизу межі розділу напівпровідника з діелектриком. Для потужних MOSFET-транзисторів з робочими струмами кілька сотень ампер опір каналу має бути дуже малим, інакше в ньому буде розсіюватися занадто велика теплова потужність. Зменшити опір каналу можна, скоротивши до мінімуму його довжину та збільшивши ширину, що вимагає збільшення ширини електродів виток, затвору та стоку. Але збільшення площі електродів не тільки збільшує габаритні розміри транзисторів, але збільшує також паразитні ємності, що знижує швидкодію транзисторів. При цьому істотного зменшення опору каналу досягти неможливо через наявність на межі розділу напівпровідника з діелектриком поверхневих станів, що виконують роль пасток носіїв заряду в

каналі. Процеси захоплення носіїв на пастки з подальшим звільненням знижують рухливість носіїв, що не сприяє зменшенню опору каналу. Таким чином, планарна структура MOSFET-транзисторів із горизонтальним каналом виявилася неефективною для використання їх у силовій електроніці.

Істотного прогресу вдалося досягти, використовуючи вертикальну структуру MOSFET-транзисторів з коротким каналом, розташованим перпендикулярно поверхні кристала (рис. 6.1, а). Електроди витoku та затвору розташовані на одній стороні кристала, а електрод стоку – на протилежному боці. Области витoku n^+ -типу сформовані всередині області p^+ -типу. Областю стоку є підкладка n^+ -типу, на якій вирощений слаболегований епітаксійний шар n^- -типу. Насправді на рис. 6.1, а показана тільки частина транзистора, а саме структура його базової комірки. Для транзисторів цього типу кількість паралельно з'єднаних базових комірок на кристалі може становити тисячі. Це забезпечує опір такої багатокомірної структури у відкритому стані на рівні 1 мОм.

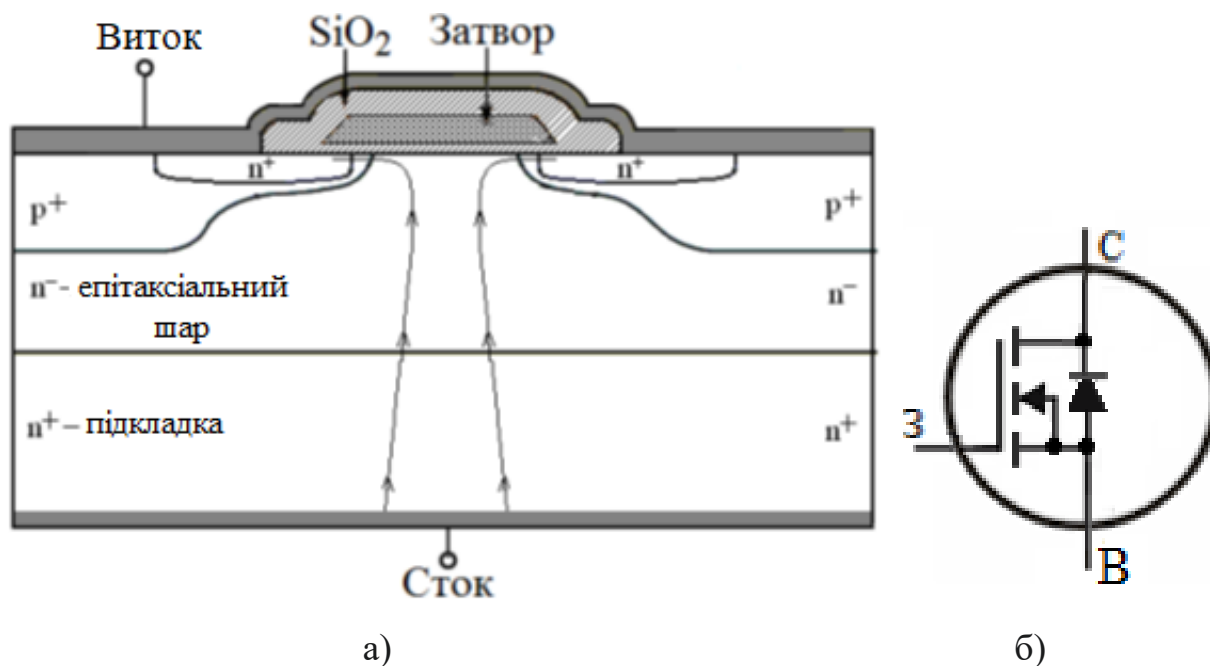


Рис. 6.1 - Потужний MOSFET-транзистор: а) структура базового осередку; б) умовне графічне позначення транзистора

При подачі на затвор позитивної напруги щодо витoku під ним в p^+ -області будуть накопичуватися електрони, а дірки, навпаки, підуть з приповерхневого

шару вглиб p^+ -області. Якщо напруга на затворі перевищить порогове значення, то в p^+ -області поблизу межі розділу напівпровідника з діелектриком SiO_2 індукуватиметься канал n -типу, через який електрони будуть переміщатися від виток до стоку за наявності напруги U_{CB} (стрілками на рис. 6.1, а показано напрямок протікання струму). Довжина цього каналу, за винятком короткої горизонтальної ділянки в p^+ -області, визначається сумарною товщиною підкладки та епітаксійного шару, яка відносно мала. Переріз каналу, навпаки, дуже великий та фактично визначається площею кристала, що забезпечує низький опір відкритого каналу. Оскільки опір транзистора між стоком і витком при відкритому каналі дуже малий, це дозволяє комутувати струми, що істотно перевищують 100 А. При закритому каналі транзистор здатний витримувати напругу, що становить кілька сотень вольт.

Швидкість перемикання каналу з відкритого стану в закритий і навпаки обмежена лише тривалістю процесів перезарядки паразитних ємностей між електродами MOSFET-транзистора. Тому перемикання може бути дуже швидким, що забезпечує низькі втрати при комутації струму через канал. Ця властивість і визначила їхнє широке використання в багатьох приладах, що вимагають високої частоти перемикання.

Слід зазначити, що опір каналу багато в чому залежить від товщини епітаксійного шару n -типу, яка також впливає і на максимальну напругу $U_{CB,max}$ між стоком та витком при закритому каналі (напруга пробою). Чим менша товщина епітаксійного шару, тим менший опір каналу і тим менше $U_{CB,max}$ транзистора. Тому транзистори з великими робочими струмами I_C мають $U_{CB,max}$ лише на рівні кількох десятків вольт, а транзистори з великими значеннями $U_{CB,max}$ – невеликі робочі струми (лише на рівні десятків ампер).

Відмінною особливістю MOSFET-транзисторів з вертикальною структурою (рис. 6.1, а) є наявність між витком і стоком p - n -переходу, який фактично працює як звичайний діод. Його називають *внутрішнім антипаралельним діодом* (body diode). У звичайному режимі роботи транзистора, коли напруга $U_{CB} > 0$, цей діод не впливає на роботу транзистора,

оскільки він увімкнений у зворотному напрямку. Якщо $U_{CB} < 0$, то струм протікає через транзистор, але не через канал, а через антипаралельний діод. На умовному графічному зображенні MOSFET-транзисторів з вертикальним каналом (рис. 6.1б) цей діод показаний, а графічне зображення звичайного MOSFET-транзистора з горизонтальним каналом цього діода немає.

При роботі таких MOSFET-транзисторів на індуктивне навантаження (обмотки двигунів або трансформаторів) паралельно транзистору необхідно вмикати діоди, до яких висувають високі вимоги щодо швидкодії та максимальної зворотної напруги. У внутрішнього антипаралельного діода час відновлення зворотного опору приблизно такий самий, як і у звичайних випрямляючих діодів – близько 100 нс. Це дуже багато, тому такий діод у високочастотних схемах не використовують. Зазвичай у таких випадках паралельно транзистору вмикають швидкодіючий зовнішній діод. У мостових випрямних схемах використання внутрішніх діодів також досить проблематично, оскільки MOSFET-транзистор відкривається значно швидше, ніж закривається внутрішній діод, що може призвести до різких викидів струму. Деякі виробники таких транзисторів вбудовують у структуру транзистора спеціальні ультрашвидкі діоди з дуже малим часом відновлення зворотного опору. В них для зменшення часу розсмоктування використовують або опромінення електронами бази діода (найчастіше використовуваний варіант), або легування бази діода атомами платини.

Вольт-амперні характеристики потужних MOSFET-транзисторів на вигляд ідентичні ВАХ звичайних польових транзисторів з індукованим каналом (рис. 6.2). Вони також мають область лінійного наростання стоку I_C та область насичення, де струм I_C при збільшенні напруги між стоком та виток U_{CB} практично залишається постійним. Відмінність лише у значеннях I_C і U_{CB} , які можуть у десятки разів перевищувати значення, типові для звичайних MOSFET-транзисторів.

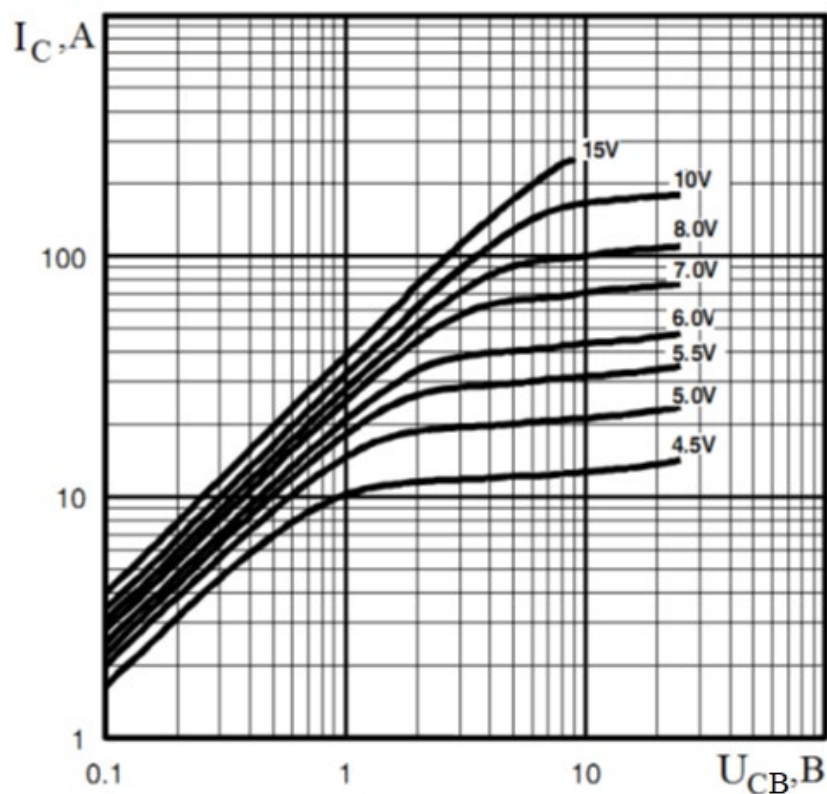


Рис. 6.2 - Вихідні ВАХ потужного MOSFET-транзистора при різних напругах на затворі

6.3 Біполярні транзистори із ізольованим затвором

Потужні MOSFET-транзистори з вертикальним каналом, що з'явилися в 80-х роках минулого століття, мали характеристики, близькі до характеристик ідеального ключа і були виключно популярними ключовими елементами. Однак швидко з'ясувалося, що серйозним недоліком, який обмежує область застосування таких транзисторів, є недостатньо високі значення максимальної напруги між стоком і витокм $U_{CB,max}$. Виявилось, що опір відкритого каналу R_{on} є пропорційним квадрату напруги пробію транзистора $U_{проб}$. Чим менше R_{on} , тим менше $U_{проб}$ і, тим менше $U_{CB,max}$. Тому створення високовольтних MOSFET-транзисторів з досить низьким значенням R_{on} було непростим завданням.

В середині 80-х років виникла ідея поєднати в одному приладі найкращі властивості польового та біполярного транзисторів, що призвело до створення комбінованого приладу, названого *біполярним транзистором із ізольованим*

затвором (IGBT – Insulator Gate Bipolar Transistor). IGBT-транзистори є продуктом розвитку технології силових транзисторів зі структурою «метал-діелектрик-напівпровідник», яка функціонально включає два транзистори: біполярний (що утворює силовий канал) і польовий (що утворює канал керування).

Структура базової IGBT-комірки показана на рис. 6.3, а. Весь IGBT-транзистор складається з великої кількості базових комірок, сформованих на кристалі. Тому сумарна площа каналів базових комірок, якими протікає струм від колектора до емітера (на рис. 6.3, а напрям струму показано стрілками), практично дорівнює площі кристала транзистора, що забезпечує комутацію великих струмів IGBT-транзистором.

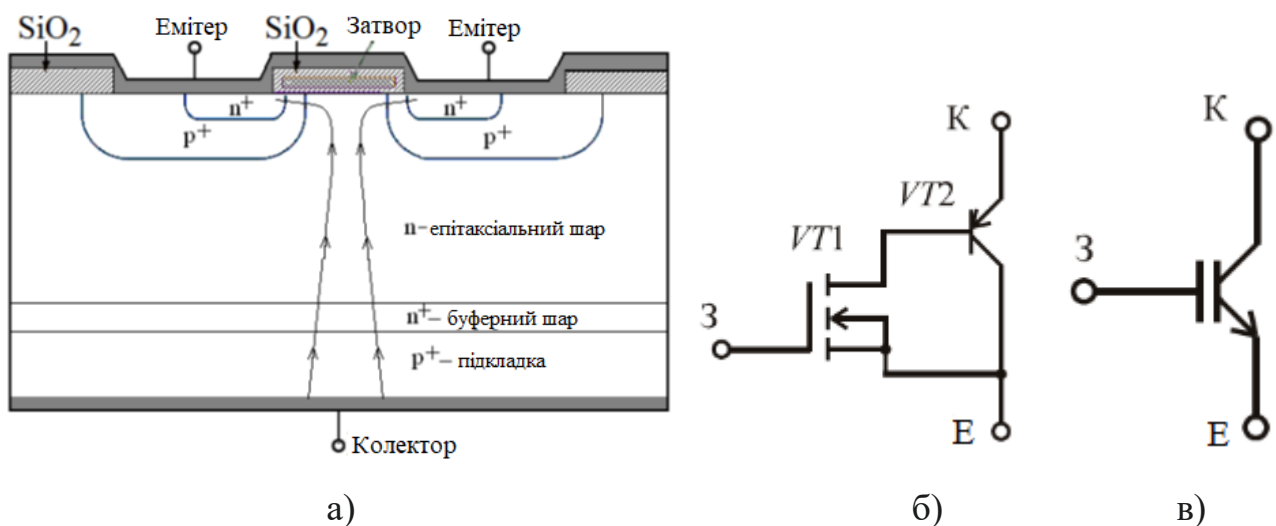


Рис. 6.3 - IGBT-транзистор: а) структура базової комірки; б) еквівалентна схема; в) умовне графічне позначення

Структура IGBT-комірки схожа на структуру комірки розглянутого раніше вертикального МДН-транзистора. Відмінність полягає в тому, що в ній є додатковий шар p -типу (підкладка), який виконує функцію колектора біполярного транзистора. Еквівалентна схема IGBT-транзистора показана на рис. 6.3, б, його умовне графічне позначення – на рис. 6.3, в. Слід звернути увагу, що електроди транзистора прийнято називати «емітер», «колектор» і «затвор» (а не «база», як у звичайного біполярного транзистора). При цьому на еквівалентній

схемі «колектору» IGBT-транзистора відповідає «емітер» вихідного біполярного $p-n-p$ -транзистору, а «емітеру» IGBT-транзистора – «колектор» біполярного $p-n-p$ -транзистору.

Процес вмикання IGBT-транзистора можна пояснити за його еквівалентною схемою в такий спосіб. При подачі на затвор позитивної напруги щодо витоку транзистора $VT1$ (емітера IGBT-транзистора) індукується канал n -типу, в результаті чого з області емітера n^+ -типу електрони переносяться в область n -типу, що є стоком $VT1$ і одночасно умовною базою $VT2$. Накопичення негативного заряду в базі $p-n-p$ -транзистору $VT2$ призводить до його відкриття та виникнення струму від емітера до колектору. Таким чином, польовий транзистор $VT1$ керує вмиканням та вимкненням біполярного транзистора $VT2$, що відображено у його умовному графічному позначенні (рис. 6.3в).

IGBT-транзистори мають ряд важливих переваг перед потужними MOSFET- та біполярними транзисторами.

По-перше, для робочих струмів вище 100 А падіння напруги між колектором та емітером U_{KE} , так само як і для біполярних транзисторів, знаходиться в діапазоні 1,5–3,5 В. Це значно менше, ніж падіння напруги U_{CB} для потужних MOSFET-транзисторів у відкритому стані з такими самими робочими струмами. Як наслідок, потужність, що розсіюється, при однакових струмах в IGBT-транзисторах істотно менше, ніж у MOSFET-транзисторах. На рис. 6.4 наведено сімейство вихідних ВАХ IGBT-транзистора для різних напруг на затворі U_{ZE} .

Видно, що для транзистора у відкритому стані падіння напруги U_{KE} на лінійній ділянці становить лише близько 3 В.

По-друге, IGBT-транзистори мають високий вхідний опір і низький рівень керуючої потужності. Це забезпечує можливість більш простого керування, ніж для приладів зі струмовим керуванням (тиристорів та біполярних транзисторів) у високовольтних та високочастотних приладах.

По-третє, IGBT-транзистори добре проводять струм у прямому напрямку та практично не проводять у зворотному. Крім того, вони мають підвищену стійкість до коротких замикань.

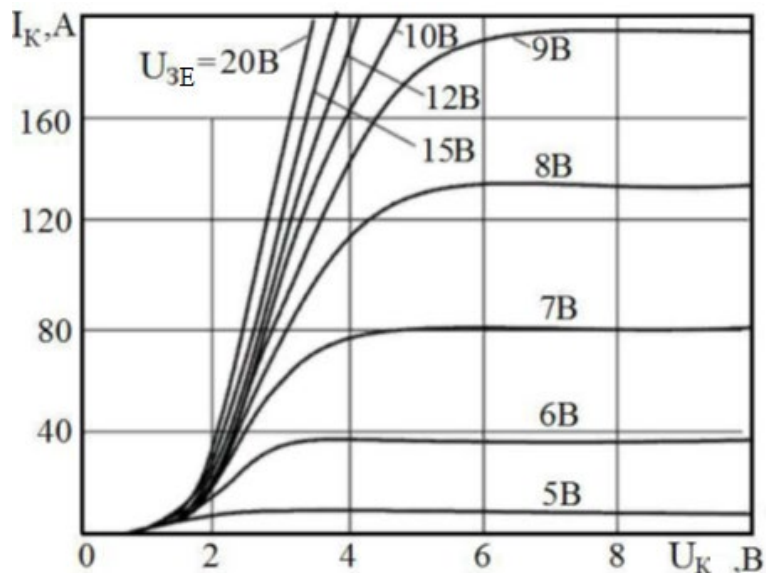


Рис. 6.4 - Вихідні ВАХ IGBT-транзистора при різних напругах на затворі

Однак за швидкістю перемикавання вони поступаються MOSFET-транзисторам, хоч і перевершують біполярні транзистори. Типові значення часу розсмоктування накопиченого заряду та спадання струму при вимиканні MOSFET- та IGBT-транзисторів знаходяться в діапазонах 0,2-0,4 та 0,2-1,5 мкс відповідно. Це призводить до того, що при закриванні IGBT-транзистора струм колектора має «хвіст» за рахунок невеликої провідності, викликаній відносно невисокою швидкістю закривання. Тому для приладів, у яких потрібна високочастотна комутація відносно невисокої напруги, найбільш підходять MOSFET-транзистори, а для низькочастотних та високовольтних приладів – IGBT-транзистори.

Широке застосування IGBT-транзистори знайшли у зварювальних апаратах, системах керування потужним електроприводом, зокрема на міському електричному транспорті. У порівнянні з тиристорними пристроями застосування IGBT-транзисторів дозволяє забезпечити високий ККД та можливість плавного регулювання ходу транспортних засобів.

IGBT- транзистори застосовують не тільки для керування роботою пристроїв, що мають потужність понад 1 кВт, вони також знайшли широке застосування і в побутовій техніці для керування відносно малопотужними приводами з широким діапазоном регулювання швидкості обертання. Їх з успіхом застосовують як високовольтні ключі для електронного запалювання у автомобілях. IGBT-транзистори широко використовуються в імпульсних блоках живлення телекомунікаційних та серверних систем.

6.4 Силова електроніка на широкозонних напівпровідниках

6.4.1 Силова електроніка на основі карбїду кремнію

Базовим матеріалом напівпровідникової електроніки є кремній. Більшість приладів (різні типи діодів і транзисторів, тиристори і мікросхеми) виконані з кремнію і значно меншою мірою з германію і арсенїду галїю. Проте, на думку спеціалїстів, кремній практично вичерпав свої можливості. Істотно покращити основні технічні параметри потужних MOSFET- та IGBT-транзисторів з цілого ряду причин навряд чи можливо. Зокрема відносно невисока критична напруженість поля електричного пробоя в кремнії обмежує максимальну напругу між стоком і витоком в польових MOSFET-транзисторах при закритому каналі. Відносно невисока ширина забороненої зони і, як наслідок, досить високе значення концентрації власних носіїв заряду призводить до досить великих зворотних струмів у *p-n*-переходах. Крім того, невелика ширина забороненої зони обмежує використання кремнієвих приладів при високих температурах (зазвичай не вище 175 °C).

Все це призвело до того, що на початку 21 столїття увага розробників напівпровідникових приладів переключилася на напівпровідникові матеріали з великою шириною забороненої зони (широкозонні напівпровідники). Основними кандидатами на роль замінників кремнію та арсенїду галїю є карбїд кремнію SiC та нїтрид галїю GaN. Для силової електроніки дуже перспективними матеріалами є синтезований алмаз і оксид галїю. Дослідження з цими матеріалами почалися кілька років тому, поки що тільки створені лабораторні

зразки, що мають унікальні характеристики. Але говорити про їхнє широке промислове виробництво поки що передчасно.

У карбїду кремнію при кімнатній температурі ширина забороненої зони $\Delta E = 3,2$ еВ (у нітриду галію $\Delta E = 3,45$ еВ; у кремнію $\Delta E = 1,12$ еВ). Тому зворотні струми у діодах на SiC істотно нижчі, ніж у діодах на Si. Завдяки такій великій ширині забороненої зони, прилади на SiC можуть зберігати свою працездатність при температурах вище 500 °С. Карбїд кремнію має більш високу стійкість до радіації, ніж кремній, що обумовлено високою густиною упаковки та сильними іонними зв'язками атомів у решітці SiC. Стала ґратки у карбїду кремнію $a = 0,31$ нм (у кремнію $a = 0,357$ нм). Тому вплив радіації (наприклад, опромінення протонами) не призводить до такої деградації структури, як у кристалічній ґратці кремнію. Це робить діоди та транзистори на SiC практично незамінними в обладнанні військового та космічного призначення, а також в атомній енергетиці.

Для SiC критична напруженість поля, за якої виникає електричний пробій, $E_{кр} = 2,2$ МВ/см (у кремнію $E_{кр} = 0,25$ МВ/см). Це означає, що при тій же напрузі пробою діод, виготовлений з SiC, може мати ступінь легування бази на два порядки вище ніж кремнієвий діод. Це дозволяє зменшити опір бази діода і, тим самим, знизити потужність, що розсіюється в діоді.

Теплопровідність карбїду кремнію $\lambda = 4,5$ Вт/(см К), що приблизно дорівнює теплопровідності міді і в 3 рази вище, ніж у кремнію. Це спрощує відведення тепла від активних областей кристала до корпусу і далі у навколишнє середовище. Для приладів з високою потужністю, що розсіюється, це вкрай важливо.

Все це зумовило сферу використання силових приладів на карбїді кремнію. В основному такі прилади призначені для пристроїв середньої (1–10 кВт) та великої потужності (10 кВт–1 МВт). Напівпровідникові прилади на основі SiC широко використовуються в устаткуванні для нафто- та газовидобутку, в металургії та машинобудуванні, в авіаційній та космічній техніці, в

електромобілях, у нафтохімічному виробництві, у потужних радарх, пристроях НВЧ-зв'язку, в атомній енергетиці.

В даний час на основі SiC промисловістю випускаються діоди Шотткі, польові транзистори MOSFET та JFET, біполярні транзистори BJT, біполярні транзистори з ізольованим затвором IGBT, а також тиристри на напругу до 10 кВ. Зокрема, доступними для широкого застосування є швидкодіючі діоди Шотткі з максимальною зворотною напругою до 1700 В. Використовуються вони переважно в імпульсних джерелах живлення та в інверторах для сонячних батарей. Головна перевага високовольтних SiC-діодів Шотткі полягає в їх високих динамічних характеристиках. Час зворотного відновлення цих діодів надзвичайно низький, що призводить до мінімальних втрат на перемикання у типових застосуваннях імпульсної силової електроніки. Час відновлення зворотного опору у SiC-діодів Шотткі становить приблизно 15 нс, що в 2-3 рази менше, ніж у FRD-діодів, що швидко відновлюються на кремнії. Такі відмінні динамічні характеристики SiC-діодів дозволяють використовувати їх на частотах аж до 500 кГц, забезпечуючи високу ефективність пристроїв на рівні 92%. Завдяки відсутності струму зворотного відновлення знижуються електромагнітні перешкоди.

Відмінною особливістю MOSFET-транзисторів на SiC є їхній дуже низький опір каналу у відкритому стані. Наприклад, при напрузі пробою 600 В опір каналу в них має величину порядку 0,4 Ом, що практично на порядок менше, ніж у аналогічних транзисторів на кремнії. Малий опір каналу у поєднанні з високою густиною струму та теплопровідністю дозволяє використовувати для силових приладів кристали SiC малої площі. При цьому максимальний струм стоку досягає 50 А, а напруга пробою – 1200 В. Малий заряд затвора, необхідний для відкриття каналу, мінімізує втрати енергії на перемикання та забезпечує транзистору відмінні динамічні характеристики. З інших особливостей таких транзисторів слід відзначити низький рівень власного електромагнітного шуму та стійкість до коротких замикань. Як і діоди Шотткі, транзистори на SiC

застосовуються переважно у імпульсних джерелах живлення, коректорах коефіцієнта потужності, схемах керування електроприводами, інверторах тощо.

6.4.2 Силова електроніка на основі нітриду галію

Нітрид галію (GaN) є хорошим перспективним матеріалом для енергетичних пристроїв наступного покоління, які можуть значно перевершити традиційні силові пристрої на основі кремнію завдяки вищій стійкості до пробою, швидшій швидкості перемикання та вищій теплопровідності. У 1993 році А. Khan і співавт. продемонстрував перший GaN транзистор на основі гетеропереходу AlGaIn/GaN, натхненний розробкою польових транзисторів з гетероструктурою GaAs (HFET). Ефект поляризації в гетеропереході індукує двовимірний електронний газ (2DEG) у гетероструктурі з високою густиною приблизно 10^{13} см⁻², що на один порядок вище, ніж у GaAs. Крім того, 2DEG також має рухливість вище 2000 см²/(В·с). Доцільність створення силового пристрою GaN була підтверджена HFET, вирощеними на сапфіровій підкладці з напругою пробою до 1 кВ N.Q. Чжан та ін. у 2000 році. У 2010 році комерційний пристрій GaN-on-Si вперше був випущений корпораціями International Rectifier (IR) і Efficient Power Conversion (EPC), а потім багатьма іншими компаніями, такими як GaN system, Transform, Navitas, Panasonic тощо.

Загалом пристрої живлення GaN можна класифікувати на дві категорії: бічні та вертикальні структури. У звичайних кремнієвих силових пристроях вертикальна структура є основною. Порівняно з боковою, вертикальна структура може забезпечити більш високу густину потужності без збільшення площі. Через відсутність великих за розміром та недорогих високоякісних підкладок GaN, вертикальна структура GaN все ще обмежена академічними дослідженнями.

На відміну від цього, недорогий AlGaIn/GaN HFET, вирощений на Si з боковою структурою, стає комерційним шляхом у промисловості через економічну перевагу його сумісності з процесом виготовлення МДН структур на Si із можливістю інтеграції з високою густиною. Крім того, пристрої живлення GaN-on-Si можна виготовляти на пластинах більшого діаметру (200 мм і більше), що знижує вартість виготовлення. Завдяки каналу 2DEG, AlGaIn/GaN HFET

може реалізувати високе значення показника добротності завдяки малому опору ввімкнення та малому заряду затвора, що є корисним для підвищення частоти перемикавання до рівня мега герц. Бічні пристрої підходять для діапазону низької та середньої напруги (напруги приблизно до 1,2 кВ), щоб замінити існуючі пристрої живлення Si та розширити ринок, який включає велику частину джерел живлення для фотоелектричних інверторів, центрів обробки даних, виявлення світла та визначення дальності (LIDAR) і так далі. Незважаючи на те, що пристрої GaN-on-Si обмежені довгостроковою надійністю, у 2021 році вони змінили ринок споживчої електроніки та швидких зарядних пристроїв.

З останнього десятиліття Si став основним вибором підкладки для потужних транзисторів з високою рухливістю електронів (HEMT) на основі GaN через великий розмір вирощуваних кристалів і низьку вартість. Проблеми, пов'язані з неузгодженістю ґратки та термічною невідповідністю, були подолані вдосконаленими системами металоорганічного хімічного осадження з парової фази (MOCVD) з кількома епітаксціальними рішеннями. Високоякісний товстий шар Ga(Al)N без тріщин можна отримати на кремнієвих підкладках розміром до 8 дюймів. Разом із прогресом технологій виготовлення пристроїв на основі GaN широко повідомляється про бічні та вертикальні електронні пристрої, продуктивність яких з кожним роком зростає. Однак через обмеження епітаксії GaN і технологічні проблеми дефекти (дислокації, точкові дефекти тощо) все ще широко присутні у матеріалах на основі GaN і різко впливають на продуктивність пристрою, особливо коли вони знаходяться під високим рівнем напруженості електричних полів.

Таким чином, такі ключові проблеми, як епітаксія GaN матеріалів, робота в режимі високої потужності, надійність пристроїв тощо, привертають велику увагу та вимагають термінових рішень.

Наразі надійність все ще є ключовим обмеженням для виходу HEMT на масовий ринок. Через недосконалий кристал (Al)GaN і дефекти, які виникають під час процесів виготовлення, HEMT, мають ймовірність, виходу з ладу під час перемикавання, що може призвести до аварій для всієї системи. Таким чином,

надійність пристрою повинна бути вивчена поглиблено та оцінена на відповідність деяким стандартам для забезпечення безпеки. У приладових структурах необхідні НЕМТ на основі GaN з високою напругою пробою, низьким опором у відкритому стані, високою частотою перемикання тощо. Питання надійності пристрою часто впливають з двох аспектів: провідності 2DEG та керованості затвора.

Далі розглянемо надійність пристрою, починаючи з динамічного R_{on} , надійності затвора (особливо нестабільності напруги) та інших поширених питань, щоб зрозуміти фізичну основу проблем з надійністю реальних пристроїв.

На відміну від традиційних пристроїв живлення на основі Si, проблеми з нестабільним опором увімкнення (R_{on}) зазвичай виникають у пристроях живлення GaN. Зокрема, після динамічного перемикання динамічний R_{on} буде більшим за статичне значення, що призводить до неточної оцінки потужності споживання. Цей розділ зосереджується на динамічному R з точки зору фізичних механізмів, методів визначення характеристик і поточного стану GaN НЕМТ. Як ми знаємо, пристрої на основі GaN можуть забезпечити підвищену енергоефективність і вищу густину потужності в приладах силової електроніки з низькими втратами потужності та високою частотою перемикання. Хоча GaN пристрої в силових електронних перетворювачах мають переваги, нещодавно розроблені пристрої все ще мають деякі проблеми, такі як динамічне явище R_{on} . Динамічний R_{on} — це опір в увімкненому стані, вимірний одразу після перемикання НЕМТ із високоомного вимкненого стану в увімкнений стан. Оскільки динамічне значення R_{on} більше, ніж статичне R_{on} , втрати на провідність будуть вищими, ніж очікувалося, тим самим знижуючи ефективність перетворювачів. Що стосується бічних пристроїв живлення GaN-on-Si, то динамічна деградація R_{on} , що виникає через захоплення носіїв пастками у буферному шарі, поверхнєве захоплення та нестабільність затвора (рис. 8 а), розглядається як головна проблема.

Коли на сток пристрою подається висока напруга в закритому стані, позитивне зміщення між стоком і затвором спричиняє інжекцію електронів у

затворну область, і інжектовані електрони захоплюються поверхневими дефектами бар'єрного шару AlGa_N у область «затвор-сток». Позитивна напруга між стоком і підкладкою також призведе до того, що електрони будуть інжектовані з підкладки та захоплені дефектами в буферному шарі Ga_N. З одного боку, накопичення згаданих вище негативних зарядів призводить до зменшення густини 2DEG. З іншого боку, під час перехідного стану з жорстким перемиканням ефект гарячих електронів призводить до того, що деякі електрони в каналі захоплюються найближчими дефектами, що також призведе до зменшення щільності 2DEG.

Іншою причиною деградації динамічного R_{on} є нестабільність затвора. Для p -Ga_N НЕМТ, захоплення електронів відбуватиметься в області затвора, коли затвор перевантажений. Оскільки напруга перевантаження затвора зменшуватиметься під впливом попередньо встановленого зміщення затвора у відкритому стані, позитивне зміщення порогової напруги (V_{TH}) також може призвести до збільшення динамічного R_{on} . Відповідно до останніх досліджень, закритий стан з високою напругою, на додаток до напруги у відкритому стані затвора, також може призвести до позитивного зсуву V_{TH} у p -Ga_N НЕМТ з бар'єром Шотткі на контакті. Через швидкість перемикання Ga_N-пристроїв швидкість вимірювання RON вимірювальною схемою є ключовою проблемою. Наприклад для напівпровідниковий аналізатор при вимірюванні динамічного опору увімкнення затримка перемикання приладу буде відносно великою, тому цей метод тестування не рекомендується. Тим часом, завдяки меншій затримці, вищій частоті дискретизації та нижчій вартості тестер подвійних імпульсів широко використовується для оцінки динамічних характеристик силових пристроїв, включаючи динамічне R_{on} . Система із притисною схемою контактів зазвичай використовується для кількісної оцінки динамічного R_{on} за різних умов перемикання, включаючи час вимкненого стану, напругу у вимкненому стані, температуру, частоту, робочий цикл, струм увімкненого стану і напруга на затворі. Така схема фіксує високу напругу «сток-витік» в закритому стані поблизу падіння напруги у відкритому стані, щоб забезпечити вимоги до

точності вимірювання напруги у відкритому стані. Варто зазначити, що схема із притискними контактами потребує достатньо швидкого відгуку, щоб точно виміряти низьку напругу увімкненого стану після перемикавання з високої напруги у вимкненому стані.

Динамічне погіршення R_{on} пов'язане з режимом перемикавання GaN-пристроїв. У різних режимах перемикавання збільшення R_{on} є різним. Показано, що приріст R_{on} комерційних пристроїв GaN у режимі жорсткого перемикавання більший, ніж у режимі м'якого перемикавання. При напрузі 400 В, R_{on} в 1,55-1,6 рази перевищує статичний опір. З іншого боку, чим вище частота перемикавання пристрою, тим більше збільшення R_{on} . Оскільки GaN пристрої широко застосовуються у високочастотних приладах комутації, збільшення R_{on} призведе до додаткових втрат у ланцюзі. Крім V_{DS} і частоти перемикавання, існує багато інших факторів, які впливають на R_{on} GaN пристроїв, таких як температура переходу, напруга вимкнення, струм навантаження та робочий цикл.

Таким чином, необхідно виконати аналіз характеристик і подальшу оптимізацію пристроїв GaN. Що стосується методів оптимізації, оптимізація буферної області є поширеним методом оптимізації, але важко досягти низького динамічного R_{on} при збереженні високої напруги пробою. Виявлено, що існує компроміс між напругою пробою та динамічним R_{on} . Запропоноване компромісне рішення, в якому буферні шари AlGaN у поєднанні з легованим вуглецем буфером GaN під ним одночасно демонструють високі властивості пробою та хороші властивості перемикавання. Порівняно з об'ємними буферними шарами, легованими С, концентрація глибоких пасток, що повільно реагують, набагато менша в областях пристрою, прилеглих до каналу, що призводить до пригнічення динамічного R_{on} .

Деградація затвору впливає на продуктивність НЕМТ на основі GaN тимчасово або постійно. Ефективність затвора вимірюється в умовах імпульсу для вивчення відновлюваної деградації, тоді як незворотню деградацію зазвичай можна визначити з характеристик постійного струму. Струм витoku затвора (I_G), час пробою (t_B), нестабільність V_{th} тощо часто вимірюють для оцінки надійності

затвора, на яку також сильно впливає концепція затворного модуля. Коли затвор піддається відносно високому зміщенню, I_G змінюватиметься залежно від часу дії напруги і, нарешті, різко зросте до великого значення або навіть призведе до остаточного руйнування. Статистика t_B часто підкоряється розподілу Вейбулла, що змінюється залежно від напруги зміщення.

За допомогою таких залежних від напруги функцій розподілу робоча напруга (V_O) може бути виведена за експоненціальним або степеневим законами для затворів, які зберігають ефективність своєї роботи протягом 10 років. При експоненціальному підборі V_O , при частоті відмов 63%, знаходиться в діапазоні від 7 до 8 В для p -GaN E-HEMT і приблизно 16,5 В для MIS HEMT з діелектриком затвора LPCVD SiN_x. Механізм деградації затвору широко досліджується, і були запропоновані деякі теорії. У p -GaN E-HEMT з затвором на основі бар'єру Шотткі, еквівалентна схема з двох послідовних з'єднаних переходів, та бар'єру Шотткі (J_S), утворених структурою метал/ p -GaN, і p - i - n структурою (J_P) – p -GaN/AlGaN/GaN, була використана для розуміння компонентів I_G . При позитивній напрузі на затворі J_S має зворотне зміщення і майже домінує над I_G . Дефекти можуть утворюватись у сильному електричному полі, і акцептори магнію будуть компенсовані, що в кінцевому підсумку призводить до відмови J_S , таким чином можна виявити високий I_G через те, що більша частина напруги впаде на прямому J_P . Інше пояснення полягає в тому, що згенеровані дефекти утворюють шляхи витоку через p -GaN, що призведе до різкого збільшення I_G . Крім того, вважається, що погіршення бар'єру AlGaN у J_P також є однією з можливостей відмови затвору особливо в омічному випадку, коли струм може протікати через J_P , таким чином, тепловий пробій є причиною для відмови затвора.

У MIS HEMT пробій затвора зазвичай приписують станам на границі між діелектриком затвора та бар'єром AlGaN. З іншого боку, слід поставити під сумнів якість самого діелектрика затвора, чи достатньо він міцний, щоб утворити низький I_G під сильним електричним полем. Наприклад, ефективність пробою затвора HEMT з діелектриками затвора LPCVD SiN_x сильно залежить від

стехіометрії SiN_x . Таким чином, було запропоновано двошарову діелектричну схему затвора, що складається з багатого Si прошарку SiN_x і високоомного шару SiN_x , що блокує струм витоку, і може не тільки пригнічувати ефект захоплення, але й підтримувати низький струм витоку та велику напругу зсуву на затворі. Нестабільність напруги зсуву критично впливає на роботу пристрою та викликає ще одну проблему в НЕМТ на основі GaN. Зазвичай негативний зсув буде присутній, коли сумарні позитивні заряди зберігаються в стеку затворів, а позитивний зсув напруги є результатом дії збережених чистих негативних зарядів. Негативний зсув V може спричинити фальшиве вмикання, що призведе до ризику з точки зору безпеки. З іншого боку, позитивний зсув V може негативно вплинути на строк роботи чи швидкість перемикання пристрою.

У стробованих E-HEMT p -GaN більшість нестабільностей напруги після тривалої експлуатації пов'язані з утворенням та/або реактивацією дефектів у шарі p -GaN, AlGaN та/або на межах розділу областей біля затвора. Наприклад, дефекти, що утворюються в області виснаження J_S , поблизу поверхні розділу металів з високою напруженістю електричного поля (E), будуть компенсувати акцептори Mg, оскільки негативні заряди накопичуються в цій області. За результатом чого, можна спостерігати позитивний зсув напруги. Динамічна нестабільність напруги у стробованих E-HEMT p -GaN, яка зазвичай досліджується за допомогою вимірювання подвійних імпульсів, сильно залежить від структури енергетичної зони затвора. J_S і J_P , очевидно, впливають на характер транспорту носіїв через затвор. Баланс між дірковим тунельним струмом через бар'єр Шотткі та термоелектронним струмом через бар'єр AlGaN призводить до зміни загального заряду, що зберігається в p -GaN, і, таким чином, до виникнення зсуву напруги. Варто зазначити, що зсув напруги може бути негативним і/або позитивним для p -GaN E-HEMT, оскільки накопичення заряду в J_S і J_P змінюватиметься залежно від напруги, часу імпульсу, висоти бар'єру Шотткі тощо. Для MIS НЕМТ зазвичай характерна наявність позитивного довгострокового зсуву напруги через захоплення електронів у діелектрику затвора та/або на межі розділу за допомогою відносно сильного електричного

поля. Щоб придушити ефект захоплення, вводяться проміжні шари, такі як *in situ* SiN_x, оксиди та збагачений кремнієм SiN_x, і в результаті спостерігаються значні покращення. Як показано ΔV_{th} після дії напруги протягом 10⁴ с зменшився з 1,2 В для пристрою з високоомним SiN_x до 0,3 В для пристрою з SiN_x, багатим на Si, вбудованим між AlGaN і високоомним SiN_x. Позитивний зсув напруги у MIS HEMTs також спостерігається при вимірюванні у імпульсному режимі розгортки із високою напругою бази. Гістерезис +0,84 В можна бачити, коли напруга бази підвищується від 3 до 15 В. Це свідчить про те, що динамічна нестабільність напруги також є проблемою для MIS HEMT.

Останнім часом, через швидкий розвиток HEMT на основі GaN, дослідники його надійності більше зацікавлені в надійності побутових і промислових пристроїв. Такі питання, як динамічна напруга пробою (V_B), стійкість до енергії перенапруги та стійкість до короткого замикання, широко вивчаються в наукових публікаціях. Було виявлено, що на динамічну V_B , впливають об'ємні пастки, показуючи вищі значення, ніж статична V_B , а також зростаюча тенденція зі зменшеною шириною імпульсу. Розроблений метод, заснований на випробуваннях без обмеження індуктивного перемикавання (U_{IS}), показує, що динамічна V_B може забезпечити додаткову перенапругу GaN HEMT і запас енергії стрибка в енергетиці. Однак нещодавно запущені в комерційний обіг GaN HEMT все ще не мають можливості підтримувати роботу в режимі лавинного пробою або мають дуже незначну ефективність такої роботи через відсутність *p-n*-переходів між витоком і стоком, які можуть витягти дірки під час ударної іонізації. Ще однією проблемою, що виникає, є здатність до короткого замикання, яка перешкоджає застосуванню GaN HEMT у приладах з високим струмом, наприклад, силових агрегатах електромобілів. У більшості застосувань HEMT в електронному режимі можуть страждати від екстремальних умов експлуатації, що призводять до короткого замикання, для якого потрібна належним чином розроблена схема захисту. Таким чином, для початку бажано провести ретельне вимірювання та повний аналіз поведінки при короткому замиканні.

6.4.2.1 Технологічні проблеми у виготовленні пристроїв на основі GaN з бічною структурою.

Під час виготовлення пристроїв з бічною структурою на основі GaN деякі інші технічні проблеми привертають велику увагу до покращення продуктивності пристрою. Оскільки втрати напруги у відкритому та закритому стані є критично важливими для силових пристроїв, зниження омичного контактного опору та придушення пікової напруженості електричного поля є двома важливими аспектами, які будуть обговорюватися в цьому розділі.

Щоб мінімізувати питоме значення R_{on} і, отже, втрати потужності в системі, опір омичних контактів, які забезпечують передачу струму від пристрою до зовнішньої схеми і навпаки, має бути незначним відносно до базового шару пристрою. У HEMT на основі GaN омичні контакти витік-сток формуються на гетероструктурі AlGaN/GaN. Найпростіший підхід полягає в тому, щоб перенести металеві електроди, які вже використовуються для GaN n -типу, до системи AlGaN/GaN. Зокрема, слід враховувати деякі важливі фактори. Наприклад, AlGaN є матеріалом із ширшою забороненою зоною, ніж GaN, і зазвичай це нелегований шар, тому формування омичного контакту на гетероструктурі AlGaN/GaN може бути складнішим, ніж на GaN n -типу. Транзистори GaN можуть забезпечити суттєве покращення продуктивності як у режимі безперервної провідності, так і в імпульсному режимі на високих частотах. У прикладі 600/650 В GaN + Si Cascode може запропонувати вихідну потужність 3,3 кВт з піковим ККД $> 99\%$, $> 98,5\%$ і $> 98\%$ на частотах 100, 200 і 300 кГц, відповідно. Підтверджено, що GaN HEMT в електронному режимі здатні забезпечувати максимальну вихідну потужність 400 Вт і дуже високу густину потужності 30 Вт/дюйм³ з високою частотою 1 МГц і ефективністю перетворення 96,4%. Ці докази переконливо доводять, що з пристроями живлення на основі GaN можна досягти чудової продуктивності. Однак слід підкреслити, що в пристроях з бічною структурою на основі GaN для високочастотних і потужних застосувань все ще існують різні проблеми. Вони все ще страждають від пов'язаної з поверхнею дисперсії струму, поганого

розсіювання тепла, високої густини дефектів і нездатності підтримувати лавинний пробій. Крім того, проблеми з їхньою надійністю та стабільністю є ключовими обмеженнями для силових пристроїв на основі GaN для виходу на висококласні програми та масові ринки.

6.4.2.2 Тенденції розвитку інтегральних схем силової логіки на основі GaN.

Інтегральні схеми на основі GaN мають такі переваги, як низькі паразитні параметри, висока густина потужності, висока робоча частота тощо. Якщо логічні мікросхеми на комплементарних метал-оксид-напівпровідникових транзисторах (CMOS) можна створити на платформі GaN НЕМТ, загальна продуктивність буде значно покращена. Однак звичайні GaN НЕМТ є переважно *n*-канальними пристроями. Ключовою перешкодою для реалізації логічних мікросхем CMOS на основі GaN є підвищення продуктивності пристроїв з *p*-каналом GaN. У 2016 р. було розроблено першу технологію GaN CMOS, у якій NMOS в Е-режимі з рухливістю каналу $300 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ було досягнуто шляхом втоплення бар'єру AlGaIn, а PMOS – з рухливістю у каналі $20 \text{ см}^2/\text{Vs}$ була досягнута шляхом видалення верхнього шару *p*-GaIn у структурі AlGaIn/GaIn/*p*-GaIn. У 2021 році було реалізовано монолітну інтеграцію *n*-канальних і *p*-канальних GaN польових транзисторів E-mode та виготовлення комплементарних логічних мікросхем на основі GaN. Інвертори демонструють стабільну роботу, пригнічене статичне розсіювання потужності, високу термічну стабільність і великий запас по шуму. Однак рухливість дірок все ще знаходиться на дуже обмеженому рівні приблизно $10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, що створює суттєву невідповідність із рухливістю електронів.

Таким чином, покращення рухливості дірок є одним із напрямів розвитку та інновацій монолітних ІС на основі GaN у майбутньому. Ще одна нова тенденція досліджень НЕМТ на основі GaN – це повністю GaN силові мікросхеми, для яких потрібні різні модулі, включаючи напівмост, діод, конденсатор, драйвер, контролер мертвого часу, перемикач рівня, ШІМ, діагностику та захист тощо. призначений для інтеграції одного або кількох

модулів. Однак найскладнішою проблемою для повністю GaN IC на стандартній підкладці Si є перехресні перешкоди та ефект зворотного стробування через відсутність ефективної ізоляції. Ці дві проблеми можна вирішити за допомогою технології вирощування GaN на підкладках із кремнію на ізоляторі (SOI) у поєднанні з методом траншейної ізоляції, за допомогою якого HEMT та їхні відповідні шари Si(111) пристрою повністю ізольовані.

6.4.2.3 Силкові прилади на основі GaN

Завдяки наявності масивних підкладок GaN, пристрої живлення на основі GaN з вертикальною структурою були продемонстровані з багатообіцяючою продуктивністю, такою як високий струм, висока напруга, низька густина дефектів, хороший термоконтроль, мала площа мікросхеми та можливість ефективної реалізації лавинного пробію. Типовий пристрій живлення на основі GaN складається з каналного/контактного шару, дрейфового шару, буферного шару та кінцевого електроду. В останні роки розробка вдосконалених вертикальних силових випрямлячів GaN, включаючи діоди з бар'єром Шотткі (SBD), випрямлячі з бар'єром Шотткі (JBS), *p-n* діоди тощо, а також вертикальні силові транзистори з GaN, такі як струмові вертикальні електронні транзистори з апертурою (CAVET), польові транзистори з переходом (JFET), польові транзистори метал-оксид-напівпровідник (MOSFET) і реберні польові транзистори (FinFET), продемонструвала потенціал вертикального пристрою GaN для електростанцій наступного покоління. Висока продуктивність вертикальних GaN випрямлячів була досягнута завдяки оптимізації епітаксії матеріалів і виготовлення пристроїв. Товстий дрейфовий шар створюється для досягнення високих напруг пробію. Напруга в матеріалах GaN добре контролюється, а густина дислокацій знижується до відносно низького діапазону. Тому товщина дрейфового шару у вертикальних силових пристроях, наприклад, SBD, зазвичай перевищує 10 μm .

Іншою важливою проблемою з точки зору матеріалу є контроль концентрації носіїв. При хорошому контролі легування вуглецем і кремнієм шляхом точного регулювання умов епітаксійного росту концентрація носіїв

може бути налаштована на низькому рівні приблизно 10^{15} см^{-3} , що є вигідним для роботи пристрою, таким чином, пристрої можуть нарешті реалізувати високий V_B і низький R_{on} . Для виготовлення пристроїв багато зусиль було зосереджено на розробці ефективних методів пасивації країв, які можуть пом'якшити ефекти скупчення електричного поля на краях пристрою, таким чином збільшуючи напруги пробою. Основні методи кінцевих країв, розроблені в останні роки, можна підсумувати як формування граней, польові пластини та іонна імплантація. Скошена форма граней зі злегка легованим шаром може ефективно пригнічувати скупчення електричного поля, особливо в $p-i-n$ -діодах. І в більшості випадків таке рішення дозволяє уникнути дуже гострого краю, де зосереджується електричне поле, і його часто використовують разом із польовими пластинами, які можуть розширити область виснаження вздовж поверхні пристрою при зворотному зміщенні. Тому в приладах з польовими пластинами і скошеними гранями спостерігався лавинний пробій. Іонна імплантація - це ще одна дієва техніка обрізання краю, яка все ще розробляється для силових пристроїв GaN оскільки механізми реалізації достатньо широко вивчені. Основними підходами у випадку використання іонної імплантації є формування кінцевого розширення переходу, високорезистивної області та частково компенсованої крайової області. Завдяки якійсній епітаксії матеріалу та виготовленню пристрою лавинний пробій, що є добре відтворюваним та неруйнівним, можна спостерігати в останніх розробках вертикальних пристроїв на основі GaN.

Для подальшого покращення продуктивності пристрою було розроблено кілька передових випрямлячів потужності GaN, щоб подолати обмеження базових GaN SBD та $p-i-n$ -діодів. GaN JBS, об'єднані випрямлячі $p-n$ /Шотткі (MPS) і траншейні випрямлячі з бар'єром Шотткі зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник (TMBS) продемонстрували високу продуктивність. Вертикальні транзистори на основі GaN також були розроблені завдяки їх вищій густині струму та відсутності проблеми деградації динамічного R у порівнянні з бічними HEMT. Щоб досягти нормального вимкнення, були запропоновані та

продемонстровані рішення CAVET, trench MOSFET, FinFET тощо з високими пороговими напругами та низьким опором увімкнення. З дрейфовим шаром GaN товщиною 13 μm , вирощеним на підкладці GaN, CAVET з вертикальною траншеєю мали напругу пробую 1,7 кВ, опір увімкнення 1,0 мОм·см² і порогову напругу 2,5 В. У 2018 реалізували перший вертикальний GaN FinFET було продемонстровано, що V_B і питома величина R_{on} становлять 1,2 кВ і 1 мОм·см² відповідно. Доведено, що інші вертикальні пристрої, наприклад JFET, також досягають високої продуктивності, що вказує на те, що вертикальні транзистори на основі GaN справді мають свої переваги в енергетиці.

Варто зазначити, що всі ці вертикальні пристрої на основі GaN все ще знаходяться в стадії розробки, і кожна технологія все ще має свої проблеми, які потрібно вирішити. Наприклад, пристрої CAVET досить складні і вимагають значних зусиль для епітаксiального нарощування шарів. Більшість вертикальних пристроїв GaN, про які повідомляється, виготовляються на високоякісних окремих підкладках GaN, які все ще обмежені невеликими розмірами та високою вартістю. Таким чином, наразі вони непридатні для масового виробництва. Завдяки величезному прогресу технології епітаксiального росту високоякісні шари GaN товщиною $> 10\text{-}\mu\text{m}$ без тріщин можна отримати на кремнієвих підкладках, що дає велику надію на зниження вартості GaN вертикальних силових пристроїв. Перші вертикальні силові діоди GaN-on-Si були продемонстровані в 2014 році з використанням квазівертикальної структури. З областю дрейфу товщиною лише від 1 до 1,5 мкм ці діоди демонстрували V_B від 200 до 300 В з R_{on} від 6 до 10 мОм·см². У 2018 році створено квазівертикальні діоди GaN-on-Si на 820 В. Пізніше в 2019 році успішно виготовили повністю вертикальні потужні МОН-транзистори GaN-on-Si з R_{on}, s_p 5 мОм·см² і V_B 520 В. У 2021 році продемонстрували високу V_B 602 В для квазівертикального GaN-on-Si SBD. Завдяки прискореним темпам досліджень і розробок очікується, що в недалекому майбутньому буде досягнутий подальший прогрес бічних і вертикальних силових пристроїв GaN-on-Si.

Контрольні питання

1. У чому особливість структури потужного MOSFET-транзистора з вертикальним каналом?
2. Що таке внутрішній антипаралельний діод (body diode)?
3. Поясніть роботу біполярного транзистора із ізольованим затвором (IGBT-транзистора).
4. Порівняйте особливості роботи IGBT-транзисторів та потужних MOSFET-транзисторів. У чому полягає перевага IGBT-транзисторів перед MOSFET-транзисторами?
5. У чому полягає переваги напівпровідникових приладів на широкозонних напівпровідниках (SiC і GaN) порівняно з приладами на кремнії?

Рекомендована література

1. Karl W. Boer, Udo W. Pohl. Semiconductor Physics. Second Edition. Springer Nature Switzerland AG 2023.
2. Schubert, T. F. Jr and Kim, E. M. 2015. Fundamentals of electronics: Book 2. Synthesis Lectures on Digital Circuits and Systems 10, no. 2: 1–366.
3. Kishore, K. L., 2008. Electronic Devices and Circuits, BS Publications, Hyderabad.
4. Xiao, Hong. 2001. Introduction to Semiconductor Manufacturing Technology, Pearson Prentice Hall, p. 453.
5. Drexler, K. E. 2006. Engines of Creation 2.0 — The Coming Era of Nanotechnology, Wowio.

КІРІЧЕНКО Михайло Валерійович

ЗАЙЦЕВ Роман Валентинович

МІНАКОВА Ксенія Олександрівна

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПРИЛАДІВ

Навчальний посібник

Електронне видання

План 2023 р.

Підписано до друку 02.02.23. Формат 60×90 1/16. Папір друк. №2.
Друк – цифровий. Гарнітура Times New Roman. Ум. друк. арк. 11,2.
Обл.–вид. 6,1.