

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ  
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ  
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

**В.О. Піддубний, І.О. Товкач**

# **ЕЛЕМЕНТНА БАЗА РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ НАПІВПРОВІДНИКИ ТА ДІОДИ**

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського  
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою  
«Радіотехнічні комп'ютеризовані системи»  
спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»*

Київ  
КПІ ім. Ігоря Сікорського  
2021

Рецензент *Черняк Микола Григорович*, канд. техн. наук, доц. кафедри систем керування літальними апаратами інституту аерокосмічних технологій, Національний технічний університет КПІ ім. Ігоря Сікорського

Відповідальний редактор *Жук Сергій Якович*, д-р техн. наук, проф.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 7 від 13.05.2021 р.) за поданням Вченої ради радіотехнічного факультету (протокол № 03/2021 від 25.03.2021 р.)*

Електронне мережне навчальне видання

Укладачі: *Піддубний Володимир Олексійович*, канд. техн. наук, доц.  
*Товкач Ігор Олегович*, канд. техн. наук.

# ЕЛЕМЕНТНА БАЗА РАДІОЕЛЕКТРОННОЇ АПАРАТУРИ НАПІВПРОВІДНИКИ ТА ДІОДИ

Елементна база радіоелектронної апаратури: В 4 ч. Ч. 2. Напівпровідники та діоди [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка» / КПІ ім. Ігоря Сікорського; уклад.: В.О.Піддубний, І.О.Товкач. – Електронні текстові дані (1 файл: 4,83 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021. – 117 с.

В навчальному посібнику наводяться матеріали лекцій розділів «Напівпровідникові матеріали» та «Напівпровідникові діодні структури» кредитного модуля «Елементна база радіоелектронної апаратури», який викладається студентам радіотехнічного факультету, що навчаються за освітньою програмою «Радіотехнічні комп'ютеризовані системи» спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка». Наводиться матеріал пов'язаний з активною радіоелементною базою, який достатній для ознайомлення студентів з принципом дії, сучасним станом напівпровідникової елементної бази та закладає основи для її правильного вибору при проектуванні електронної апаратури.

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021

## ЗМІСТ

Перелік умовних позначень та скорочень .....	5
ВСТУП .....	6
1. Лекція 1. НАПІВПРОВІДНИКОВІ МАТЕРІАЛИ .....	7
1.1. Загальні відомості про напівпровідники .....	7
1.2. Структура напівпровідника.....	8
1.3. Носії заряду в напівпровіднику .....	11
1.4. Зонні діаграми напівпровідника .....	15
1.5. Генерація та рекомбінація носіїв заряду .....	19
1.6. Електронейтральність напівпровідника.....	22
1.7. Концентрація вільних носіїв заряду в напівпровіднику .....	23
1.8. Рівент Фермі – електрохімічний потенціал.....	28
1.9. Струми в напівпровіднику. ....	30
1.10. Рівняння неперервності .....	37
1.11. Контрольні питання .....	40
2. Лекція 2. ЕЛЕКТРИЧНІ ПЕРЕХОДИ .....	41
2.1. Класифікація електричних переходів .....	41
2.2. Аналіз p-n переходу в нерівноважному стані .....	43
2.3. Вольт-амперна характеристика ідеалізованого p-n переходу .....	47
2.4. Характеристика реального p-n переходу .....	54
2.5. Ємності переходу .....	64
2.6. Гетероперехід .....	68
2.7. Модель діодних структур.....	70
2.8. Контактна різниця потенціалів .....	71
2.9. Контрольні запитання.....	75
3. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ .....	76

3.1. Класифікація НП діодів.....	76
3.2. Випрямні діоди.....	82
3.3. Змішувальні і детекторні діоди .....	85
3.4. Варікапи (конденсатори змінної ємності, керовані напругою).....	87
3.5. Тунельні діоди .....	90
3.6. Світлодіоди .....	91
3.7. Фотодіоди.....	92
3.8. Діоди Шоттки. Контакт метал-напівпровідник (Me-НП).....	96
3.9. Стабілітрони та стабістори.....	102
3.10. Імпульсні властивості діодів.....	108
3.11. Контрольні запитання.....	117
Список літератури.....	117

## Перелік умовних позначень та скорочень

БТ	біполярний транзистор
ВАХ	вольтамперна характеристика
ВЗ	валентна зона
ВЧ	високі частоти
ГІС	гібридні інтегральні схеми
ДБШ	діод з бар'єром Шоттки
ДНЗ	діод з нагромадженням заряду
ЗЗ	зона провідності
ІМС	інтегральна мікросхема
ЕРЕ	електрорадіоелементи
Ме-НП	метал-напівпровідник
НВЧ	надвисокі частоти
НП	напівпровідники
НЧ	низькі частоти
РЕА	радіоелектронна апаратура
HEMT	High Electron Mobility Transistor

## ВСТУП

Даний навчальний посібник призначений для підготовки бакалаврів за напрямком освітньої програми «Радіотехнічні комп'ютеризовані системи» спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка» та може бути використаний для інших освітніх програм.

Підготовка спеціалістів за дисципліною «Елементна база радіоелектронної апаратури» передбачає 36 годин лекцій, 18 годин лабораторних занять та домашню контрольну роботу, які орієнтовані на отримання знань і навичок в виборі пасивної та активної елементної радіоелектронної бази (ЕРЕ) сучасної електронної апаратури та систем побудованих на їх основі. Дисципліна складається з чотирьох розділів: Пасивні радіокомпоненти, напівпровідники та діоди, багатоперехідні структури та основи мікроелектроніки.

Тематика навчального посібника охоплює матеріал, який дозволяє студентам орієнтуватися в напівпровідникових матеріалах, розуміти будову та принципи дії електричних переходів, технологію виготовлення та застосування діодів, особливості конструктивної реалізації елементної бази інтегральних мікросхем. Матеріал лекцій пов'язаний з напівпровідниковими матеріалами, випрямними переходами та діодами, що побудовані на їх основі, викладений в цьому посібнику.

Навчальний посібник підготовлено відповідно до розділів «Напівпровідникові матеріали» та «Напівпровідникові діодні структури» робочої навчальної програми (силабусу) дисципліни «Елементна база радіоелектронної апаратури». Він містить необхідний теоретичний матеріал, який дозволяє застосовувати набуті знання для правильного вибору компонентної бази, обирати необхідні компоненти зі світової компонентної бази у відповідності до заданих схемотехнічних, експлуатаційних та інших вимог. При необхідності з матеріалом можна познайомитися і в [1-8].

## Лекція 1. НАПІВПРОВІДНИКОВІ МАТЕРІАЛИ

### 1.1. Загальні відомості про напівпровідники

**Напівпровідники (НП)** - це речовини, питомий опір  $\rho = \frac{RS}{l}$  (електрична провідність  $\gamma = \frac{1}{\rho}$ ) яких знаходиться між питомим опором (електричною провідністю) провідників та діелектриків, де  $R$  - опір,  $S$  - площа поперечного перерізу,  $l$  - довжина напівпровідника. (табл.1.1).

Таблиця 1.1

Характеристики матеріалів

Речовини	$\rho$ , Ом·м	$\gamma$ , см/м
Провідники	$<10^{-4}$	$>10^4$
Напівпровідники	$10^{-4} \dots 10^{10}$	$10^4 \dots 10^{-10}$
Діелектрики	$>10^{10}$	$<10^{-10}$

Особливостями НП є:

- при температурі абсолютного нуля ( $T = - 273 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ) напівпровідники та діелектрики на відміну від металів не проводять струм;
- з ростом температури у металів  $\rho$  збільшується а в НП – зменшується;
- сплав чистих металів з домішками має більший питомий опір ніж сам метал або його домішка, сплав напівпровідника з домішками, наприклад кремнію Si з фосфором P, має менше значення  $\rho$  ніж його складові;
- на метал слабо діє освітленість, радіація; при дії цих факторів на напівпровідник відбувається сильна зміна питомого опору.

Відомо багато речовин, які є напівпровідниками. До них належать хімічні елементи: германій Ge, кремній Si, селен Se, телур Te, бор B, вуглець C, фосфор P, сірка S, сурма Sb, арсеній As, сіре олово Sn, йод J. Напівпровідниками є

також близько 30 кристалів сполук три- та п'ятивалентних елементів, з яких найбільш відомими є арсенід галію GaAs, а також GaP, InSb, AlAs, GaN та ін. Широко застосовуються в електроніці кристали груп АІІВІ – ZnO, ZnS, CdS, С, HgS, HgTe і т.д. (близько 30). До напівпровідників належать також і інші бінарні сполуки: АІ ВІІ (CuCl, AgBr, ...), АІ ВІ (Cu<sub>2</sub>O, CuS, ...), АІ В (KSb, K<sub>3</sub>Sb, ...), АІІВІV (Mg<sub>2</sub>Sn, Ca<sub>2</sub>Si, ...), АІІВІ (GaS, In<sub>2</sub>Fe<sub>3</sub>, ...), АІВВІ (PbS, PbSe, ...), АІВІV (SiC), АV ВІ (Sb<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, Bi<sub>2</sub>S<sub>3</sub>, ...). Напівпровідникові властивості мають і потрійні сполуки, серед яких найбільш значущими є сполуки міді (CuAlS<sub>2</sub>, CuInS<sub>2</sub>, CuSbS<sub>2</sub>, CuFeSe<sub>2</sub>), сполуки цинку (ZnSiAs<sub>2</sub>, ZnGeAs<sub>2</sub>), свинцю (PbBiSe<sub>2</sub>), кадмію (CdHgTe) та інші. Часто використовуються напівпровідникові кристали твердих розчинів: GeSi, Ga(AsP), (InAl)Sb, GaAlAs та ін.

Для виготовлення активних ЕРЕ за звичай використовують чисті хімічні елементи (Ge, Si), фосфіди (InP), сульфід (ZnS), карбіди (SiC), оксиди (ZnO), та інтерметалічні сполуки (GaAs). Найбільше розповсюдження знайшли кремній (для виготовлення основної маси напівпровідникових приладів) та арсенід галію (для приладів НВЧ діапазону). Зараз перспективним є нітрид галію (GaN), який має хороші напівпровідникові властивості та високу теплоємність та теплопровідність. Вони використовуються для виробництва світлодіодів та лазерів, що працюють в ультрафіолетовій та блакитній областях спектру, а також використовують тонкі плівки матеріалу, вирощені на сапфірі або карбіді кремнію.

## 1.2. Структура напівпровідника

Основою кристалічної решітки НП є тетраедр (рис.1.1).

Тетраедр – це атом кремнію оточений чотирма іншими атомами того ж кремнію (кристалічна решітка типу алмаз). Це піраміда, в центрі якої знаходиться атом. Відстань між атомами і дорівнює  $d_0 = a\sqrt{3}/4$ , де  $a$  – постійна кристалічної решітки (рис.1.2).  $a_{\text{Ge}} = 0,565$  нм та  $a_{\text{Si}} = 0,542$  нм

( $1\text{нм}=10^{-9}\text{м}$ ). Тому в  $1\text{ см}^3$  германію знаходиться  $4,45 \cdot 10^{22}$  атома, а кремнію –  $5 \cdot 10^{22}$  атома.

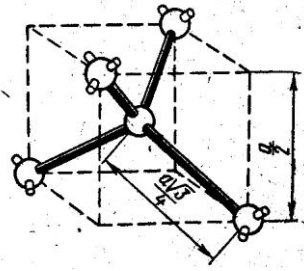


Рис.1.1. Тетраедр кристалічної решітки кремнію.

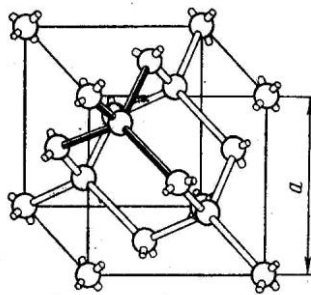


Рис.1.2. Кубічна структура утворена тетраедрами.

Атоми між собою пов'язані ковалентним (парно-електронним) зв'язком, який можна пояснити на прикладі об'єднання двох атомів водню  $\text{H}$  у молекулу  $\text{H}_2$  (рис.1.3).

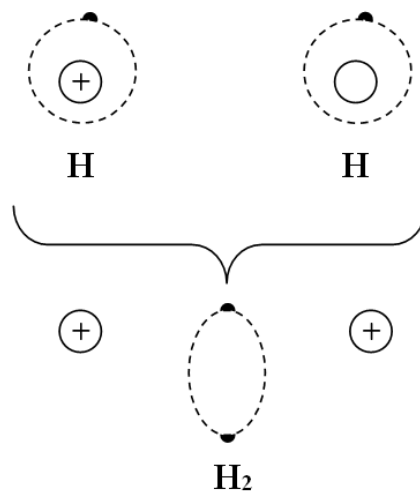


Рис. 1.3. Утворення ковалентного зв'язку

Валентні електрони атомів утворюють спільну електронну оболонку молекули. Сили притягання протонів ядра атома та електронів орбіти урівноважуються силами їх відштовхування. Тобто, для існування ковалентного зв'язку необхідна пара валентних електронів, спільних для двох сусідніх атомів.

У германію і силіцію (кремнію), які є чотиривалентними елементами, на зовнішній орбіті обертається по 4 валентні електрони, тому кожний атом утворює чотири ковалентні зв'язки з чотирма найближчими атомами (рис.1.4).

Однак, енергетичні зовнішні впливи на н/п призводять до відриву деяких валентних електронів від своїх атомів та переміщенню їх по кристалічних ґратах. Це електрони провідності.

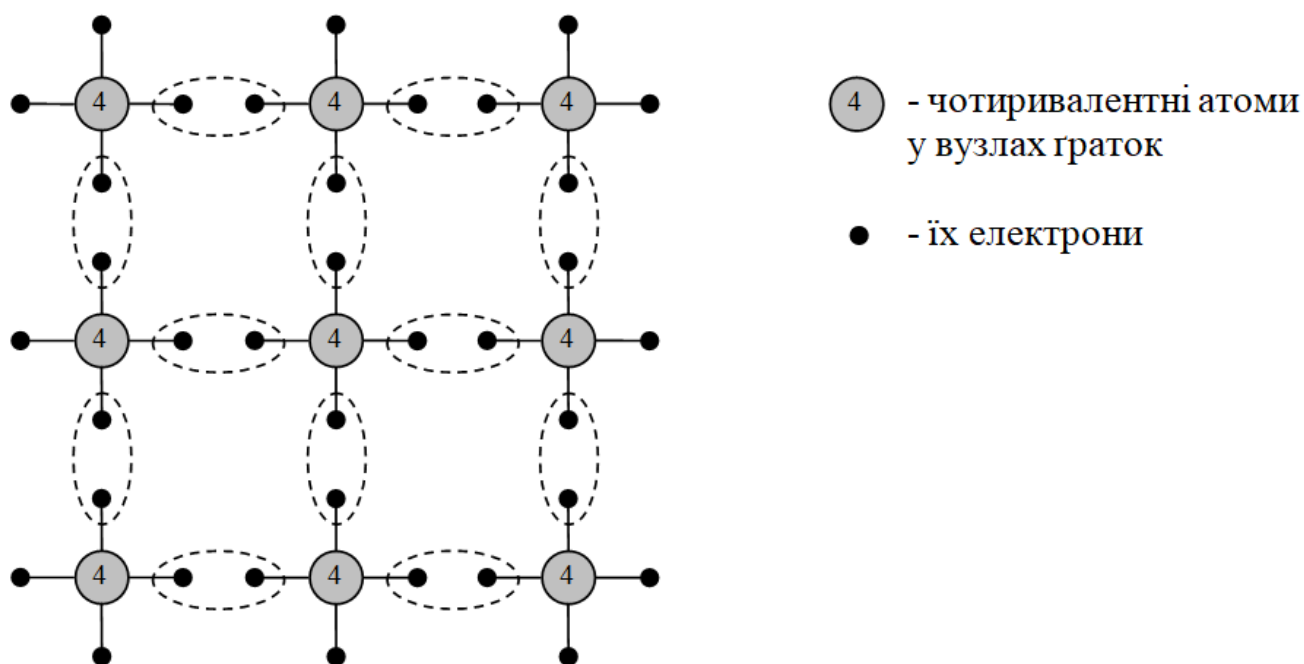


Рис. 1.4. Кристалічна решітка (ґрати) напівпровідника

При розриві ковалентного зв'язку і виходу електрона з атома, у кристалічних ґратах утворюється незаповнений зв'язок – дірка, який є некомпенсованим позитивним зарядом з зарядом електрона  $e$ . На цей

незаповнений зв'язок приходять валентні електрони з сусідніх атомів, а дірка переміщується далі по ґратах. Кількість зв'язків визначається валентністю елементу.

### 1.3. Носії заряду в напівпровіднику

При температурі абсолютного нуля рухомих носіїв зарядів в напівпровідникові не має. З підвищення температури зростає амплітуда коливань атомів в вузлах кристалічної решітки (підвищенням енергії електронів). При досягненні відповідного рівня може розірватися ковалентний зв'язок. Вільний електрон переміщується хаотично (Броунівський рух) з однаковою ймовірністю в будь-якому напрямку. Теплова швидкість електрона визначається як  $V = \sqrt{3kT/m_e^*}$ , де  $m_e^*$  – кінетична маса електрона,  $k$  – постійна Больцмана,  $T$  – температура.

При вивільненні електрона виникає дірка – незаповнений електронний зв'язок. Вона поводить себе як позитивний заряд, тобто рухається в електричному полі але в протилежному ніж електрон напрямку. Дірки також хаотично рухаються за тепловими законами.

Вивільнення пари електрон-дірка називається генерацією. Зникнення пари – рекомбінацією. Таким чином концентрація електронів  $n_i$  в чистому (власному – intrinsic) напівпровідникові дорівнює концентрації дірок  $p_i$ . Тобто  $n_i = p_i$ .  $n_i = 10^{10} 1/cm^3$ . Електропровідність утворена власними носіями називається власною провідністю.

Крім власної провідності існує і домішкова провідність. Вона виникає тоді, коли один із атомів кремнію заміщається домішкою, що має іншу валентність (рис.1.5, а).

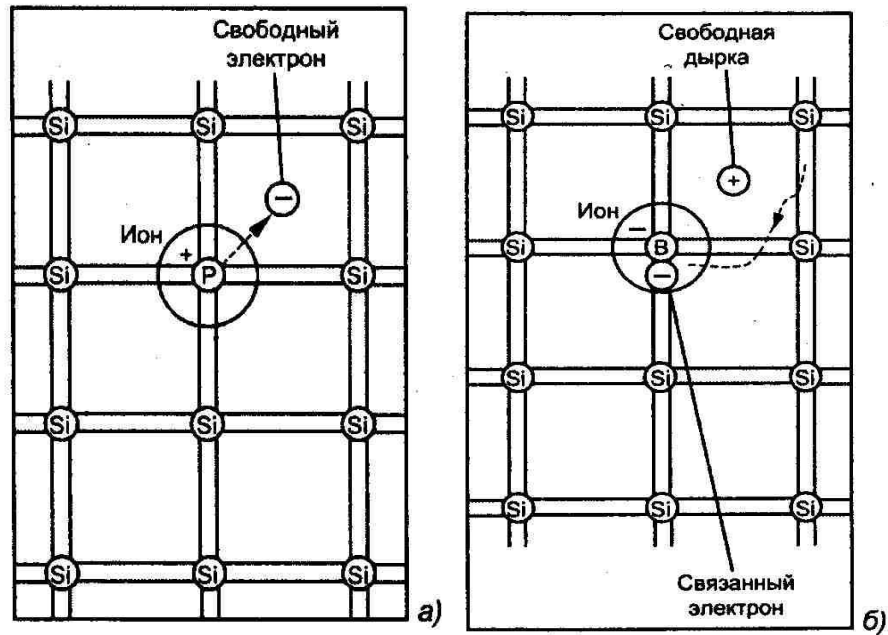


Рис.1.5. Домішкові напівпровідники а) *n*-типу, б) *p*-типу

У домішкових НП на основі кремнію частина атомів в кристалічних ґратках основної речовини замінена атомами іншої речовини – домішками *n*-типу (донорні 5-валентні атоми: арсену As (мышьяк), стибію Sb (сурьма), фосфору P) чи *p*-типу (акцепторні 3-валентні атоми: індію In, галію Ga, алюмінію Al, бору B).

Концентрація атомів домішок ( $N=10^{16}...10^{18}$  атомів/см<sup>3</sup>) значно більша концентрації атомів основного НП  $n_i = 10^{10}$  1/см<sup>3</sup>, тому домішки визначають тип електропровідності.

Так для НП *n*-типу електрони – це основні носії, дірки – неосновні. Це рухомі носії заряду. Біля атому фосфору залишився один нерухомий носій (ядро фосфору Фосфор – це донорна домішка). Їх концентрація  $N_D$ .  $N_D = 10^{16}$  1/см<sup>3</sup>.  $n_i = 10^{10}$  1/см<sup>3</sup>. Концентрація електронів в напівпровідникові з електронною провідністю складає  $n_n = n_i + N_D, n_i < N_D$ , тобто  $n_n \gg p_n$ . В *n*-напівпровідникові нерухомі заряди – позитивні іони домішки.

В  $p$ -напівпровіднику основні носії – дірки, неосновні – електрони. Їх концентрації  $p_p$  та  $n_p$ , відповідно. Для нього  $p_p \gg n_p$ . Основою домішкою в таких напівпровідниках є бор В. Він виступає як акцептор. Концентрація акцептора позначається як  $N_A$ . Бор позичає електрон у сусіднього атома (рис.1.5, б). В сусідньому атомі виникає дірка. Коли бор приєднав електрон він становиться нерухожим іоном домішки. Концентрація нерухомих зарядів  $N_A^-$ .

Перспективним матеріалом для електроніки є нітрид галію (твердий стабільний матеріал з високою теплоємністю та теплопровідністю). Для отримання провідності  $n$ -типу його легують кремнієм або киснем, для провідності  $p$ -типу — магнієм. Використовується для виробництва світлодіодів та лазерів ультрафіолетової та блакитної області спектру. Для активних ЕРЕ використовують тонкі плівки матеріалу, вирощені на сапфірі або карбіді кремнію.

В основі аналізу поведінки напівпровідника лежать зонні діаграми. Енергетичний спектр ізольованого (окремого) атома будується на основі планетарної моделі Бора (на дуальних властивостях електрона). Він виступає як корпускула (частинка) з масою  $m$  та зарядом  $e$ . Крім того він має електромагнітну енергію, тобто виступає як хвиля і в деяких умовах рухається проти електричного поля. Це можна пояснити лише наявністю властивостей електромагнітної хвилі, яка відбивається від решітки і міняє свій напрям.

Орбіта електрона навколо ядра стаціонарна, тобто доцентрова та відцентрова сили однакові. Імпульс електрона визначається як  $mV_e$ , де  $m$  - маса електрона,  $V_e$  - його швидкість. Електромагнітний імпульс  $h\nu/V_{ce}$ , де  $h\nu$  - квант електромагнітної енергії,  $\nu$  - частота коливань,  $V_{ce}$  - швидкість світла. Як відомо

$\nu = V_{ce}/\lambda$ , тоді  $\lambda = \frac{h}{mV_e}$  - довжина хвилі Дебройля. Якби електрон весь час випромінював енергію (втрачав її), то електрон рано чи пізно впав би на ядро.

Цього не відбувається. При русі електрона енергія не втрачається, якщо на

орбіті утворилася стояча хвиля Дебройля. Тобто на довжині орбіти електрона повинна вкладатися ціла кількість хвиль довжиною  $\lambda$ .  $2\pi r = n\lambda$ , де  $r$  - радіус орбіти при умові руху електрона по колу,  $n = 1, 2, 3, \dots$  - ціле число. Число  $n$  називається головним квантовим числом.

Розглянемо квантові числа:

- $n$  - головне квантове число визначає енергетичний рівень оболонки (головну вісь еліптичної орбіти електрона).  $n = 1, 2, 3, \dots$  Відповідає положенню елемента в таблиці Менделєєва.
- $l$  - орбітальне квантове число показує скільки в даній оболонці буде енергетичних підоболонки і характеризує малу вісь еліпсоїдної орбіти електрона.  $l = 0, 1, 2, 3, \dots, n - 1$ .
- $m_l$  - магнітне орбітальне квантове число характеризує скільки реальних орбіт як вони розташовані в атомі.  $m_l = 0, 1, 2, 3, \dots$  Їх може бути  $2l + 1$ .
- $m_s$  - магнітне квантове число вказує, в який бік обертається електрон (за годинниковою стрілкою чи проти).  $m_s = \pm 1/2$ .

Чотири квантових числа визначають квантову структуру.

Згідно принципу Паулі в атомі не може бути двох електронів, які мають чотири однакові квантові числа. На кожній орбіті може бути не більше двох електронів з різними спінами  $m_s = \pm 1/2$ .

Енергія  $W$  вимірюється в джоулях (Дж) або в електрон-вольтах (eV)  $1 \text{ eV} = 1 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ .

Спектр ізольованого атому (рис.1.6) - дискретний. Електрони знаходяться лише на дозволених енергетичних рівнях. Найвищий енергетичний рівень є рівнем іонізації - енергія, при якій електрон виривається з орбіти і покидає атом. За нуль приймається рівень  $2s$ . Чим вищий рівень тим менша віддаль між під оболонками.

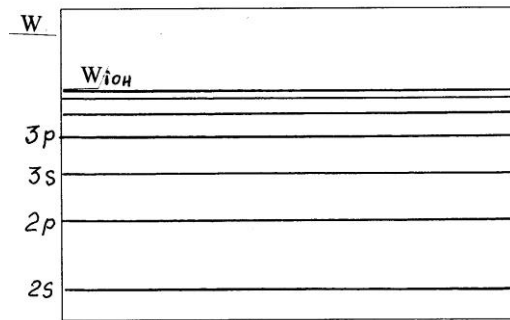


Рис.1.6. Енергетичний спектр окремого атома.

#### 1.4. Зонні діаграми напівпровідників

Під дією сусідніх атомів відбувається розщеплення енергетичних рівнів. Виникають зони провідності та валентна.

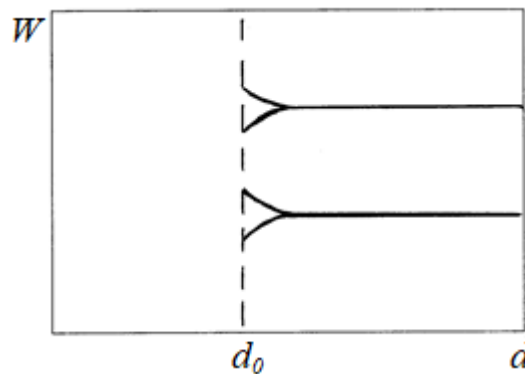


Рис.1.7. Розщеплення енергетичних рівнів в кристалічній решітці.

На рис.1.7:  $W$  – енергія електрона,  $d_0$  – постійна кристалічної решітки,  $l$  – відстань між атомами. При  $l < d_0$  атоми впливають один на інший, при  $l > d_0$  - атоми не впливають один на одного.

Спектр енергій електронів провідності утворює зону провідності (ЗП), а спектр валентних електронів – валентну зону (ВЗ), які можна умовно зобразити на рис.1.8.

Мінімальний рівень енергії електронів зони провідності називають дном зони провідності ( $W_d$ ) або  $W_c$ , а максимальний рівень валентної зони - стелею валентної зони ( $W_c$ ) або  $W_v$ .

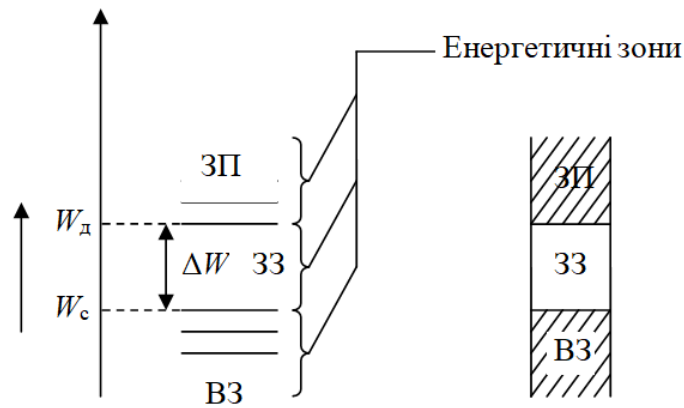


Рис. 1.8. Енергетична діаграма напівпровідника

При температурі нуля кельвіна верхня зона (зона провідності) не заповнена. Нижня зона (зона валентності) заповнена ковалентними електронами. При підвищенні температури іде руйнування ковалентних зв'язків. Виникає пара термоносіїв.

Ширина забороненої зони (ЗЗ) (мінімальна енергія, необхідна для звільнення валентного електрона)  $\Delta W_{ЗЗ} = W_c - W_v$  – фізична властивість напівпровідника. Для германію Ge  $\Delta W_{ЗЗ} = 0,72$  еВ, кремнію Si  $\Delta W_{ЗЗ} = 1,12$  еВ, арсеніду галія GaAs  $\Delta W_{ЗЗ} = 1,42$  еВ, нітриду галія GaN  $\Delta W_{ЗЗ} = 3,4$  еВ.

Вигляд зонної діаграми залежить від квазіімпульса електрона та від анізотропних властивостей НП. Квазіімпульс – це  $P^{\otimes} = 2\pi P/h \approx V_e$ , де імпульс електрона  $P = mV_e$ ,  $m$  та  $V_e$  – маса і швидкість електрона відповідно. Анізотропія характеризується індексами Міллера.

### Індекси Міллера

Індекси Міллера – це елементи кристалографії, які служать до прив'язки кристалографічних осей кристалу до координатної сітки (рис.1.9).

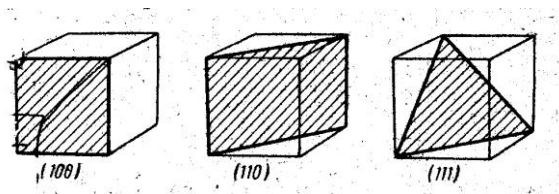


Рис.1.9. Позначення кристалічних площин індексами Міллера.

Площина, яка відсікає по осі  $X$  одиницю, позначається  $(111)$ , тобто по осі  $X - 1$ , по осям  $y, z - 0$ . Перпендикуляр до площини позначається, як  $[100]$ . Вигляд зонної діаграми залежить від квазіімпульса та орієнтації кристалографічних осей (рис.1.10). Це реальна діаграма, а ми будемо розглядати ідеальні.

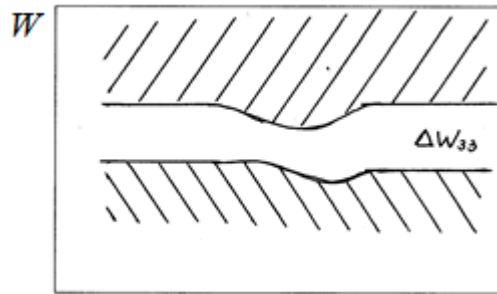


Рис.1.10. Реальна зонна діаграма НП.

Напівпровідники бувають власні та домішкові (донорні чи акцепторні).

### **Власні напівпровідники**

Кількість дірок у власному НП дорівнює кількості вільних електронів (концентрація електронів і дірок однакова)  $p_i = n_i$ , визначається динамічною рівновагою процесів генерації та рекомбінації  $v_{\text{ген}} = v_{\text{рек}}$ .

В кремнію концентрація вільних носіїв на три порядки менша, ніж у германію, завдяки більш високій енергії іонізації.

### **Напівпровідники з донорною домішкою**

Такі НП називаються ще електронними або  $n$ -типу (*negative* - негативний).

Введення донорних домішок призводить до появи на енергетичній діаграмі локальних рівнів (ЛР) поблизу зони провідності (рис. 1.11).

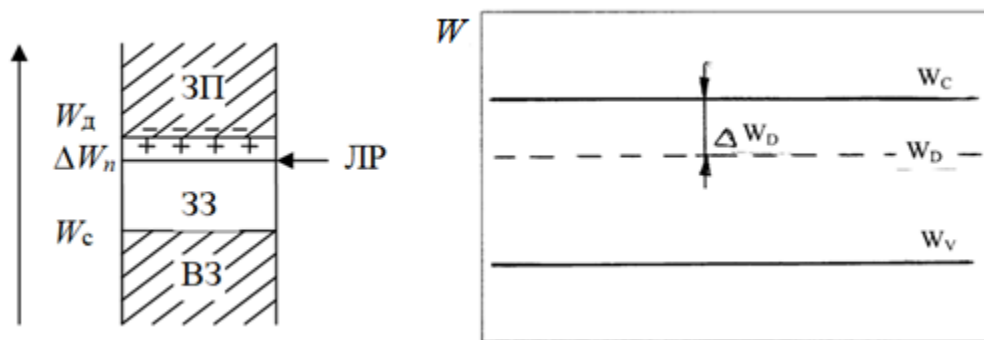


Рис.1.11. Зонна діаграма НП  $n$ -типу.

### Напівпровідники з акцепторною домішкою

НП з акцепторною домішкою є НП з дірковою електропровідністю або  $p$ -типу (*positive* - позитивний). Тут електрони будуть неосновними носіями, а дірки - основними. Їх концентрації  $p_p$  та  $n_p$ , відповідно. Для нього  $p_p \gg n_p$ .

Атоми акцепторної домішки захоплюють вільні електрони основного НП і утворюють діркову провідність, а самі стають негативними іонами.

Локальний рівень енергії акцепторів (ЛР) розміщений поблизу ВЗ і навіть при невеликих енергіях ( $\Delta W = 0,01 \dots 0,03$  еВ) електрони переходять на нього, утворюючи в н/п дірки (рис.1.12).

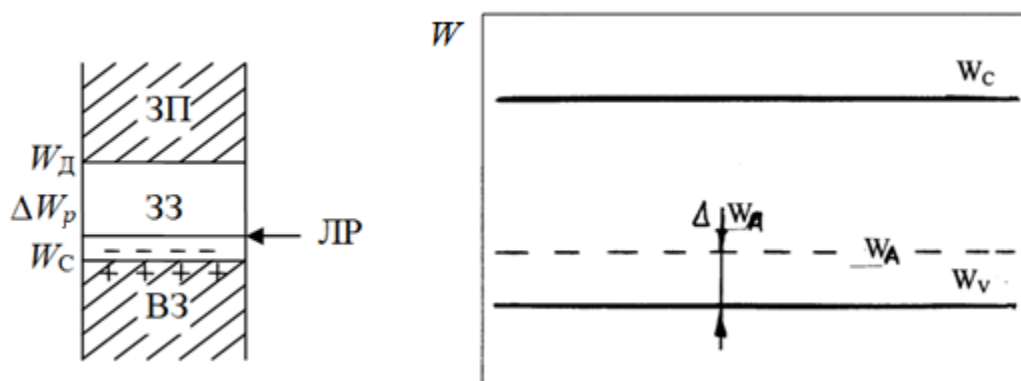


Рис.1.12. Зонна діаграма НП  $p$ -типу.

У акцепторному НП будуть існувати як рухомі (електрони і дірки) та і нерухомі (негативні іони акцепторів).

Таким чином на енергетичних діаграмах донорні і акцепторні домішки утворюють локальні енергетичні рівні, які лежать у забороненій зоні. Рівні донорів знаходяться біля дна ЗП з їх енергією іонізації  $\Delta W_D$ , а рівні акцепторів - у стелі валентної зони з їх енергією іонізації  $\Delta W_A$ .

### 1.5. Генерація та рекомбінація носіїв заряду

В напівпровіднику відбувається два процеси: генерація (виникнення рухомих та нерухомих носіїв заряду) та рекомбінація (їх зникнення).

Існує чотири види генерації – теплова, ударна, польова та світлова.

**Теплова генерація** виникає із-за Броунівського руху носіїв заряду. В чистому НП концентрація дірок дорівнює концентрації електронів  $n_i = p_i$ . В НП n-типу (електронна провідність) концентрація донорів складає  $N_D$ . Виникають рухомі носії заряду - основні  $n_n$  та неосновні  $p_n$  і нерухомі  $N_D^+$ . Для НП р-типу відповідно маємо -  $P_p, n_p, N_A^-$ . Таким чином із-за збільшення коливань кристалічної решітки ослаблюються ковалентні зв'язки та виникають вільні електрони.

**Ударна генерація** виникає в сильних електричних полях з напруженістю електричного поля  $E = 10^5 \dots 10^6$  В/см. (Напруженість електричного поля визначається як відношення  $E = U/d$ , де  $U$  - різниця потенціалів між двома точками,  $d$  - відстань між ними). Така напруженість виникає при виготовленні р-n переходу. Електрон і дірка прискорюються на шляху вільного пробігу. В таких полях вони набувають енергії достатньої для розриву ковалентних зв'язків. Це основа лавинного процесу.

**Польова генерація** – це перехід з валентної зони в зону провідності без подолання потенціального бар'єру забороненої зони. Умова для цього виникає в сильно легованих та дуже вузьких р-n переходах.

**Світлова** – виникає під дією світла. Вона може виникати в двох випадках. Перший виникає тоді коли енергія кванта світла  $h\nu$  більша ширини забороненої зони  $W_{зз}$ , тобто  $h\nu > W_{зз}$  (рис.1.13).

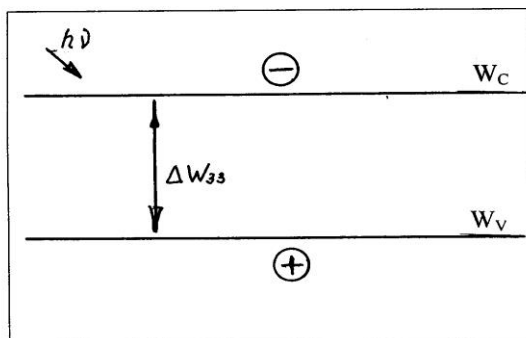


Рис.1.13. Світлова генерація (біполярна).

Електрон переходить в зону провідності а в нижній (валентній) зоні виникає дірка. Другий відбувається в НП з дуже малою енергією іонізації донорів  $W_c - W_D = \Delta W_D < h\nu$  (рис.1.14).

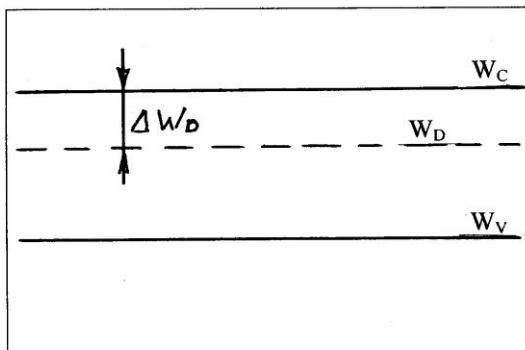


Рис.1.14. Світлова генерація на донорних рівнях.

Виникає генерація носіїв  $n, N_D^+$ .

**Рекомбінація** – це зникнення рухомих і нерухомих носіїв заряду. Є наступні види рекомбінації – міжзонна, на пастках, поверхнева та об’ємна.

**Міжзонна рекомбінація.** При ній електрон з зони провідності потрапляє в ковалентний зв’язок (пара електрон-дірка зникає). Відбувається досить рідко з

виділенням енергії (механічної чи електричної). Яка енергія виділяється залежить від вигляду енергетичної діаграми.

**Рекомбінація на пастках** (рис.1.15). В забороненій зоні є енергетичні дозволені рівні, які виникають за рахунок порушення структури кристалографічної решітки – дислокації, які виникають із-за механічних порушень решітки або із-за внесених матеріалів, наприклад золота ( $W_{Au}$ ). Електрони переходять на вільну пастку а потім в валентну зону. Така рекомбінація - ступенева.

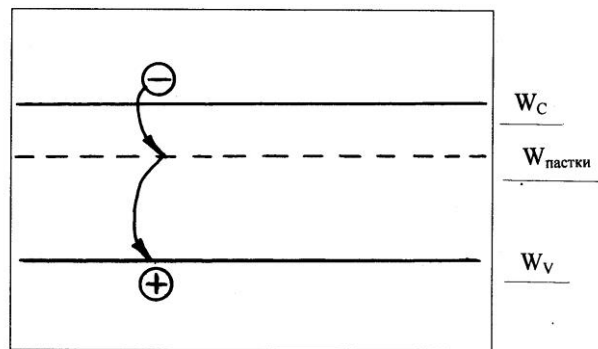


Рис.1.15. Рекомбінація на пастках.

В забороненій зоні є енергетичні дозволені рівні, які виникають за рахунок порушення структури кристалографічної решітки – дислокації, які виникають із-за механічних порушень решітки або із-за внесених матеріалів, наприклад золота ( $W_{Au}$ ). Електрони переходять на вільну пастку а потім в валентну зону. Така рекомбінація - ступенева.

**Поверхнева рекомбінація.** Вона виникає із-за того, що на поверхні НП дуже багато незаповнених ковалентних зв'язків. На ній інтенсивно іде як процес генерації так і процес рекомбінації. Для зменшення цих процесів утворюють захисну плівку, наприклад плівку оксиду кремнію  $SiO_2$ .

**Об'ємна.** Це повільна рекомбінація. Вона проходить в самому об'ємі НП значно повільніше.

## 1.6. Електронейтральність напівпровідника

Для чистого НП кількості електронів та дірок однакові  $n_i = p_i$ , для НП з електронною провідністю –  $n_n = p_n + N_D^+$ , для НП з дірковою провідністю –  $p_p = n_p + N_A^-$ . Реальний НП має як донорні домішки  $N_D$  так і акцепторні  $N_A$ . Якщо  $N_D > N_A$ , то це  $n$ -напівпровідник, якщо  $N_D < N_A$ , то  $p$ -напівпровідник. При умові  $N_D = N_A$  маємо компенсований НП. Тому для  $n$ -напівпровідника умова електронейтральності –  $n_n + N_A^- = p_n + N_D^+$ , а для  $p$ -напівпровідника –  $N_A > N_D$ . Електронейтральність встановлюється за час діелектричної релаксації  $\tau_\rho = \varepsilon_0 \varepsilon_{НП} \rho$ , (практично миттєво).

### Рівноважний та нерівноважний стани НП

При сталій температурі швидкість генерації носіїв заряду та рекомбінації однакові  $g_0 = r_0$ , де  $g_0$  і  $r_0$  – швидкості генерації та рекомбінації.

Нерівноважний стан виникає при порушенні умови рівноваги (при підвищенні чи пониженні температури, при зміні освітленості та інших змінах). Нехай в об'ємі НП концентрація електронів збільшилась на (надлишковою концентрацією)  $\Delta n = n - n_0$ , де  $n$  – концентрація електронів в нерівноважному стані,  $n_0$  – концентрація електронів в стані рівноваги. При припиненні дії НП повертається в рівноважний стан.

Швидкість зміни концентрації електронів в мікрооб'ємі визначається різницею швидкостей генерації та рекомбінації  $dn/dt = g_n - r_n$ .

Після зняття зовнішньої дії  $g_n = g_0 = \gamma_r n_0 p_0$ , де  $\gamma_r$  – коефіцієнт рекомбінації,  $\gamma_r = V_T \sigma_{ef}$   $V_T$  – теплова швидкість руху носіїв заряду,  $\sigma_{ef}$  – площа ефективного перерізу, що характеризує об'єм навколо дірки, при потраплянні в який обов'язково відбудеться рекомбінація. Тому  $dn/dt = \gamma_r n_0 p_0 - \gamma_r (n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p)$ . Враховуючи, що  $\Delta n \ll n_0, \Delta p \ll p_0$  та що  $\Delta n \Delta p \approx 0$ , маємо  $dn/dt = -\gamma_r (\Delta p n_0 + \Delta n p_0)$ . Якщо  $\Delta n = \Delta p$ , то

$dn/dt = -(\gamma_r n_0 + \gamma_r p_0)(n - n_0)$ . Швидкість зміни концентрації електронів

$dn/dt = -\left(\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_p}\right)(n - n_0)$  визначається часом життя нерівноважних носіїв

заряду  $\tau$  або  $\frac{dn}{dt} = -\frac{n - n_0}{\tau}$ . Це рівняння розосередження надлишкових зарядів

за рахунок рекомбінації. Розв'язок цього диференційного рівняння показаний на рис.1.16.

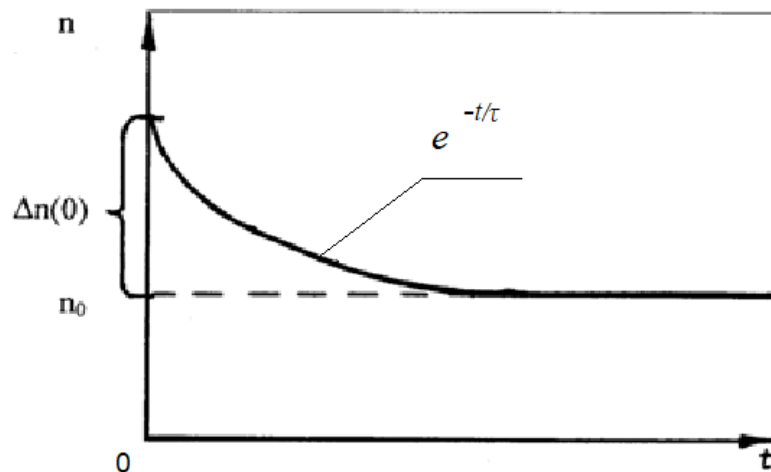


Рис.1.18. Зміна концентрації електронів в НП.

$\Delta n(t) = \Delta n(0)e^{-\frac{t}{\tau}}$ , де  $\Delta n(0)$  – концентрація надлишкових електронів після припинення зовнішнього впливу. Якщо  $t = \tau$ , то  $\Delta n(0)/\Delta n(t = \tau) = e$ .

Тобто час життя нерівноважних носіїв – це час, за який їх концентрація зміниться в  $e$  раз.

### 1.7. Концентрація вільних носіїв заряду в напівпровіднику

Концентрація електронів в зоні провідності визначається виразом

$$n = 2 \int_{W_c}^{\infty} F_n(W, T) \cdot P(W) dW,$$

де  $F_n(W, T)$  – функція Фермі-Дірака,  $P(W)$  – густина енергетичних рівнів в зоні провідності, обчислена для поточного рівня  $W$  в межах  $W + \Delta W$ .  $P(W)$  – функція квантової статистики.

$$P(W) = \frac{2\pi}{h^3} (2m_n^\otimes)^{3/2} (W - W_C)^{1/2},$$

де  $h$  - постійна (стала) Планка,  $m_n^\otimes$  - ефективна маса електрона, пов'язана з особливостями руху (кінетикою) електрона в решітці,  $W$  - поточна енергія.

Стала Планка – фундаментальна фізична величина, яка відображає квантову природу Всесвіту. Загальний момент імпульсу фізичної системи може змінюватись лише кратно величині сталої Планка. Тому у квантовій механіці фізичні величини виражаються через сталу Планка.

Ефективна маса пов'язана з особливостями руху електронів та дірок під впливом електричного поля. Електрон і дірка є корпускулами, тобто мають як корпускулярні властивості так і хвильові. При русі електронів через кристалічну решітку можуть виникнути умови, коли довжина хвилі Дебройля, яка визначається як  $\lambda = \frac{h}{mV_e}$ , де  $m$  – маса електрона,  $V_e$  – його швидкість,  $mV_e$

– імпульс електрона, сумісна з розмірами кристалічної решітки. Імпульс електрона визначається як  $mV_e$ , де  $m$  – маса електрона,  $V_e$  - його швидкість.

Електромагнітний імпульс визначається як  $\frac{h\nu}{V_{ce}}$ , де  $h\nu$  -квант електромагнітної енергії,  $\nu$  – частота коливань,  $\nu = V_{ce}/\lambda$ ,  $V_{ce}$  – швидкість світла. Якби електрон при русі навколо ядра атому весь час випромінював енергію (втрачав її), то електрон рано чи пізно впав би на ядро. Цього не відбувається.

При русі електрона енергія не втрачається, якщо на орбіті утворилася стояча хвиля Дебройля. При цьому електрон може відбиватися від ґратки і рухатися в протилежному напрямку, тобто масу електрона з класичних міркувань можна розглядати як негативну, позитивну чи нескінченну.

Ефективні маси електрона та дірки не рівні але близькі за значенням. Це виникає тому, що дірці треба ще перейти в вакансію.

Відомо, що функція Фермі-Дірака [1]:

$$F_n(W, T) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1},$$

де  $k$  – стала Больцмана (фізична стала, що визначає зв'язок між температурою та енергією),  $k = 1,380649 \times 10^{-23}$  Дж·К<sup>-1</sup>,  $W_F$  – рівень Фермі.

При  $W = W_F$ , маємо  $F_n(W, T) = 1/2$ .

**Рівень Фермі** – це енергія, ймовірність зайняття якої дорівнює  $1/2$ .

Таким чином:

- Енергетичні рівні нижче  $W_F$  зайняті електронами, а вище – не зайняті;
- $W_F$  – це найвища енергія електрона в твердому тілі при даних умовах.

Для чистого НП рівень Фермі знаходиться по середині забороненої зони.

Для  $n$ -НП концентрація електронів більша концентрації дірок  $n_n > p_n$ ,

тому рівень Фермі зміщується вище середини забороненої зони.

Рівень Фермі в  $p$ -НП лежить нижче середини забороненої зони.

### **Вироджені та неvirоджені НП**

Якщо збільшувати концентрацію донорів  $N_D$ , то буде збільшуватися концентрація електронів  $n_n$ , і НП становиться напівметалом.

Для НП з дірковою провідністю умовою виродження буде  $W_{F_p} - W_{V_p} \leq 2kT$ .

Таким чином виродження може наступити:

- при збільшенні концентрації домішок  $N_D \approx 10^{19}$  1/см<sup>3</sup>;
- при зменшенні ширини забороненої зони  $\Delta W_{zz} < 2kT$ ;
- при нагріванні (збільшується  $n_i, p_i$  і НП становиться напівметалом).

Для невироджених НП, більшість яких використовується в техніці,  $e^{\frac{W-W_F}{kT}} \gg 1$ . Це буде, якщо  $e^3 > 1$ , тобто  $27 > 1$ . Тобто при умові  $\frac{W-W_F}{kT} > 3$

нехтуємо 1 в знаменнику  $F_n(W, T) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1}$  і маємо

$$F_n(W, T) = e^{-\frac{W-W_F}{kT}} \quad \text{Це – функція Максвела-Больцмана [1].}$$

Тоді концентрація носіїв заряду  $n = 2 \int_{W_C}^{\infty} F_n(W, T) \cdot P(W) dW$

$$n = 2 \int_{W_C}^{\infty} e^{-\frac{W-W_F}{kT}} \frac{2\pi}{h^3} (2m_n^{\otimes})^{3/2} (W - W_C)^{1/2} dW.$$

Може бути обчислена аналітично. Концентрація електронів в зоні провідності для невиродженого  $n$ -НП

$$n = N_C e^{-\frac{W_C - W_{F_n}}{kT}},$$

дірок для невиродженого  $p$ -НП

$$p = N_V e^{-\frac{W_{F_p} - W_V}{kT}},$$

де  $N_C$  – максимально можлива кількість електронів в зоні провідності в невиродженому НП,  $N_V$  – максимальна кількість дірок в валентній зоні.  $N_C$  обчислюється за виразом  $N_C \approx 0,5 \cdot 10^{16} (m_n^{\otimes}/m)^{3/2} T^{3/2}$ ,  $N_V$  – за виразом  $N_V \approx 0,5 \cdot 10^{16} (m_p^{\otimes}/m)^{3/2} T^{3/2}$ . Відношення ефективної маси електрона до його фізичної маси  $(m_n^{\otimes}/m)$  величина табульована та наводиться в довідниках з напівпровідникових матеріалів. Для кремнію при температурі  $T=300$  К маємо:

$$- N_C = 2,8 \cdot 10^{19} \text{ 1/см}^3;$$

$$- N_V = 1,0 \cdot 10^{19} \text{ 1/см}^3.$$

## Потенціальні діаграми напівпровідника

В радіоелектроніці в зонній діаграмі зручніше замінити енергію на потенціал. Як пам'ятаємо,  $1 \text{ Дж} = 10^{19} \text{ еВ}$  а  $\varphi = W/e$ , де  $\varphi$  - потенціал,  $W$  - енергія,  $e$  - заряд електрона.

### Концентрація вільних носіїв заряду в домішковому НП

Для домішкових НП маємо.

Основні носії:

- $n$ -типу – електрони, концентрація  $n_n$ ,
- $p$ -типу – дірки, концентрація  $p_p$ .

Неосновні носії:

- $n$ -типу – дірки, концентрація  $p_n$ ,
- $p$ -типу – електрони, концентрація  $n_p$ .

Для НП:

- $n$ -типу –  $n_n \gg p_n$ ,  $n_n = N_D + n_i$ ,
- $p$ -типу –  $p_p \gg n_p$ ,  $p_p = N_A + p_i$ .

Швидкість рекомбінації визначиться як:

- $n$ -типу –  $r_0 = \gamma_r n_n p_n$ ,
- $p$ -типу –  $r_0 = \gamma_r n_p p_p$ ,

де  $\gamma_r$  – коефіцієнт рекомбінації,  $\gamma_r = V_T \sigma_{ef}$ , де  $V_T$  – теплова швидкість руху носіїв заряду,  $\sigma_{ef}$  – площа ефективного перерізу, що характеризує об'єм навколо дірки, при потраплянні в який обов'язково відбудеться рекомбінація.

Тоді умова рівноважного стану запишеться  $g_0 = \gamma_r n_0 p_0$ . Середній час

життя електронів можна визначити, як  $\tau_n = \frac{1}{\gamma_r p_0}$  а дірок, як  $\tau_p = \frac{1}{\gamma_r n_0}$ . Або

умовою термодинамічної рівноваги буде рівність  $r_0 = \frac{n_0}{\tau_n} = \frac{p_0}{\tau_p} = g_0$ .

І вона може бути записана:

$$n\text{-типу} - n_i^2 = n_n p_n,$$

$p\text{-типу} - n_i^2 = p_p n_p$ , та визначає кількість неосновних носіїв.

### 1.8. Рівень Фермі – електрохімічний потенціал

Ймовірність знаходження електронів в зоні провідності дорівнює ймовірності знаходження дірок в валентній зоні (носії заряду генеруються і рекомбінують парами електрон-дірка). Рівень Фермі для власного НП знаходиться по середині заборонної зони. В рівноважному стані  $n_0 = p_0$ , або

$$N_C e^{-\frac{\varphi_C - \varphi_F}{\varphi_T}} = N_V e^{-\frac{\varphi_F - \varphi_C}{\varphi_T}}.$$

$$\text{Звідки } \frac{N_C}{N_V} = e^{-\frac{\varphi_C - \varphi_F}{\varphi_T}} e^{-\frac{\varphi_F - \varphi_C}{\varphi_T}}, \text{ а } \varphi_{Fi} = \frac{\varphi_C + \varphi_V}{2} - \frac{\varphi_T}{2} \ln\left(\frac{N_C}{N_V}\right).$$

При  $N_C \approx N_V$ , то  $\ln(N_C/N_V) \rightarrow 0$  і  $\varphi_{Fi} = \frac{\varphi_C + \varphi_V}{2}$ . Позначимо  $\varphi_E = \varphi_{Fi}$ .

Рівень Фермі залежить від температури та концентрації домішок (рис.1.19).

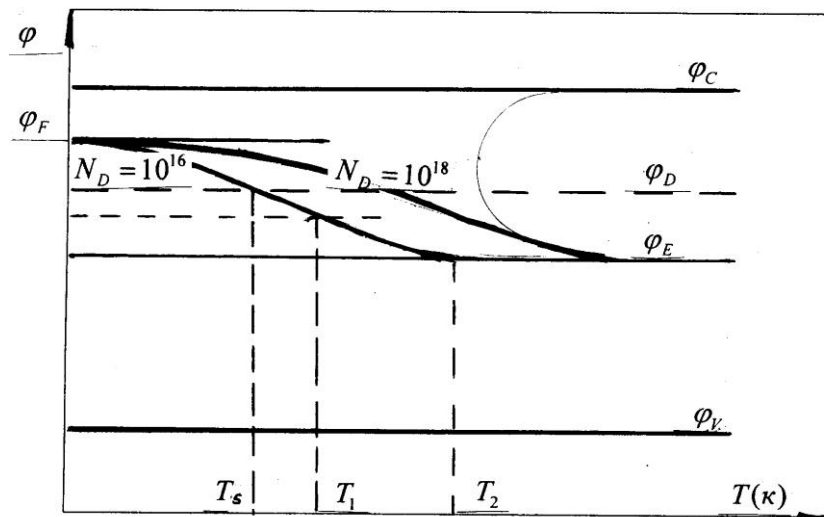


Рис.1.19. Температурна залежність рівня Фермі в НП n-типу для двох значень концентрації домішок

При температурі 0 К  $\varphi_F = \frac{\varphi_C + \varphi_D}{2}$  домішки не іонізовані. Зі збільшенням температури починається їх іонізація. При 30 % іонізації маємо температуру іонізації  $T_S$ . Всі домішки будуть іонізовані при  $T = 10..20$  К. Подальший ріст температури призводить до розриву ковалентних зв'язків, кількість розривів збільшується з ростом температури.  $\varphi_{Fn}$  поступово спускається до  $\varphi_E$ . Наступає теплове виродження НП. Домішкова провідність стає меншою чим власна.  $T_2$  – максимальна робоча температура. Робочий діапазон НП визначається як  $\Delta T = T_2 - T_1$ , де  $T_1$  – мінімальна робоча температура.  $T_1 = -60^\circ \text{C}$ . Визначається температурою, при якій нормально працюють інші складові НП приладів виготовлені з гуми та інших матеріалів). За температуру  $T_2$  прийнято вважати температуру, при якій власна провідність складає 1/10 домішкової провідності. Для кремнію  $T_2 = 250^\circ \text{C}$ , для германію  $T_2 = 100^\circ \text{C}$ . Концентрація носіїв  $10^{18}$ .

Таким чином більш легований НП має більшу робочу температуру. Це пов'язане з тим, що для досягнення співвідношення 1/10 потрібне більше значення  $n_i$ . Прилади побудовані на вироджених НП працюють при температурах до  $400^\circ \text{C}$ .

Для НП n-типу вираз  $\varphi_{Fn} = \varphi_C + \varphi_T \ln\left(\frac{n_n}{N_C}\right)$ . Він складається з двох частин.

Частина  $\varphi_T \ln\left(\frac{n_n}{N_C}\right)$  залежить від кількості домішок.

Гradient хімічного потенціалу (перепад концентрації домішок в НП) призводить до дифузії. Відбувається рух вільних частинок (електронів або дірок) від більшої концентрації до меншої (1-ий закон Фіка).

Дифузія породжує внутрішнє електричне поле. Під дією поля електрони дрейфують. Виникає дрейфовий струм. Однак в зовнішньому колі не має і маємо рівність дифузійного та дрейфового струмів.  $j_{др.ел.} = j_{диф.ел.}$ .  $Grad\varphi_F = 0$ .

Рівень Фермі не має перепаду.

## 1.9. Струми в напівпровіднику

В НП протікає два види струму:

- дрейфовий – виникає при наявності електричного поля;
- дифузійний – виникає при наявності градієнту хімічного потенціалу.

### Дрейфовий струм

Носії в напівпровіднику рухаються інакше чим в провідникові. Це пов'язано з їх взаємодією з кристалічною та іонною решітками, розсіюванням на дислокаціях, взаємодією електрон-дірка, електрон-електрон, дірка-дірка. Тому на відміну від вакууму, в якому електрони рухаються рівноприскорено, в НП носії заряду рухаються рівномірно. При відсутності поля – хаотично з тепловою швидкістю  $V_T = \sqrt{3kT/m^{\otimes}}$ .

Якщо напруженість електричного поля менша критичної ( $E_{кр} = 500$  В/см), то дрейфова швидкість набагато менша теплової  $V_{др} \ll V_T$ .  $V_{др} = at_{cep}$ ,  $t_{cep}$  – середній час вільного пробігу зарядженої частинки. Сила, що діє на частинку за 2 законом Ньютона  $F = am$ . З другого боку  $F = eE$ . Тоді прискорення  $a = eE/m$  і  $V_{др} = \frac{e}{m}t_{cep}E$ , де  $\frac{e}{m}t_{cep} = \mu$  – рухливість носія заряду. Відповідно, рухливість електрона –  $\mu_n = \frac{e}{m_n^{\otimes}}t_{cep}$ , рухливість дірки –  $\mu_p = \frac{e}{m_p^{\otimes}}t_{cep}$ .

**Рухливість** – це напрямлена дрейфова швидкість рухомого носія заряду в електричному поля напруженістю 1 В/см.  $\mu = \frac{V_{др}}{E}$  (см<sup>2</sup>/(В·с)).

Вона виникає лише при наявності електричного поля. Чим вища рухливість тим вища швидкодія НП приладу, тобто його робоча частота. В табл.1.2 наведені значення рухливостей для деяких НП.

Як видно рухливість електронів значно більша рухливості дірок  $\mu_n > \mu_p$ , тому транзистори *n-p-n* типу більш швидкодіючі, ніж транзистори *p-n-p* типу. Для НВЧ транзисторів використовують арсенід галію. Для більшості

транзисторів використовують кремній тому що, хоча значення рухливості носіїв заряду для нього і менша ніж для германію, однак температурний вплив значно менший.

Таблиця 1.2.

Значення рухливостей електронів і дірок для основних НП при  $T=300$  К

Рухливість	Германій	Кремній	Арсенід галію
Електронів, $\mu_n$	3900	1500	8500
Дірок, $\mu_p$	1900	450	400

Порівняльні характеристики деяких сучасних НП наведені в табл.1.3.

Таблиця 1.3

#### Характеристики деяких сучасних НП

Параметр	Нітрид галію	Кремній	Карбід кремнію
Ширина забороненої зони, еВ	3,4	1,12	3,2
Критична напруженість, МВ/см	3,3	0,3	3,5
Дрейфова швидкість насичення, $10^7$ см/с	2,5	1,0	2,0
Рухливість, $\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$	1000-2000	1500	650
Діелектрична проникність	9,5	11,4	9,7

Порівняння показують, що висока критична напруженість поля в GaN дає можливість створити високовольтні прилади, а велика ширина забороненої зони забезпечує стабільність властивостей при зміні температури та впливу радіації. Висока рухливість електронів та дрейфової швидкості малий опір та високу питому потужність в порівнянні з кремнієм Si. Рухливість залежить від температури, концентрації домішок, напруженості електричного поля.

#### 1. Залежність від температури.

При збільшенні температури збільшується амплітуда коливань атомів в решітці це призводить до зменшення рухливості. Основний тип розсіювання – решітковий на вузлах кристалічної решітки. При збільшенні температури зменшується середній час вільного пробігу зарядженої частинки, а відповідно, і

рухливість. Це можна записати, як  $T \uparrow \rightarrow t_{сер} \downarrow \rightarrow \mu \downarrow$ . Для  $T > T_0, T_0 = 300$ к емпірично отримана залежність  $\mu(T) = \mu_0(T_0)(T_0/T)^C$ , де для електронів –  $\mu_0 = \mu_n$ , для дірок –  $\mu_0 = \mu_p$  (при  $T = 300$ к), ступінь  $C$  залежить від типу носія і матеріалу НП.

Таблиця 1. 4.

Значення коефіцієнта  $C$  для деяких НП.

Тип носіїв	Кремній	Германій
$C_n$	2,6	1,66
$C_p$	2,3	2,33

Залежність рухливості електронів від температури приведена на рис.1.20.

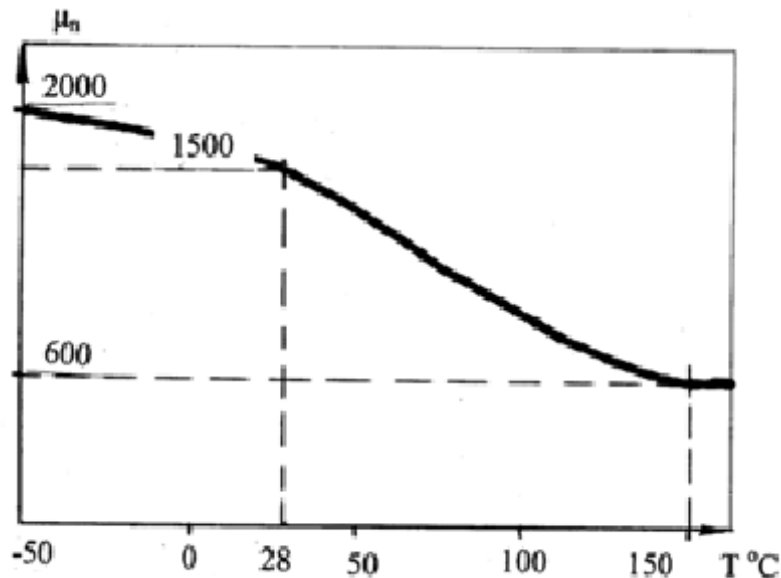


Рис.1.20. Залежність  $\mu(T)$

## 2.Залежність від концентрації домішок.

Чим більше домішок, тим більше нерухомих іонів домішок і менша рухливість. При вищих температурах ніж (10...20 к) вони всі іонізовані. Чим більше домішок, тим густіша іонна решітка, тобто при рості концентрації зменшується середній час вільного пробігу зарядженої частинки а відповідно і рухливість. Це можна записати, як  $N \uparrow \rightarrow t_{сер} \downarrow \rightarrow \mu \downarrow$ . Встановлено,що

$\mu(N) = \mu_0(N_0)(N_0/N)^{1/3}$ , при умові  $N > N_0$ , де  $N_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Залежність  $\mu(N)$  для  $T = 300 \text{ К}$  приведена на рис.1.21.

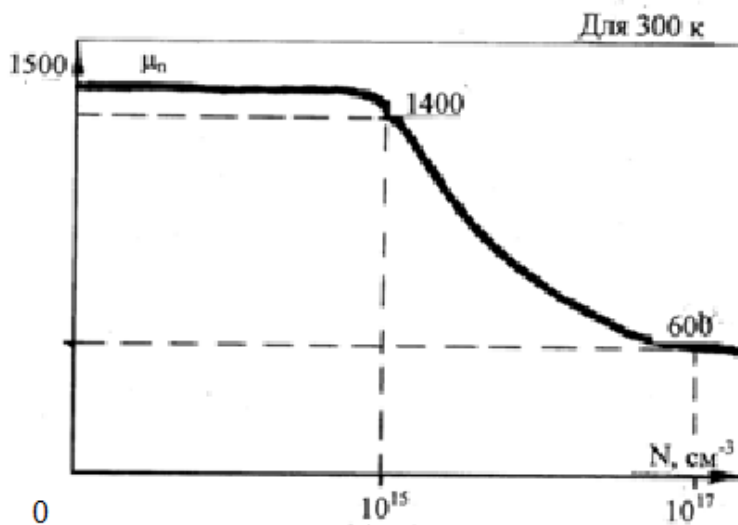


Рис.1.21. Залежність рухливості електронів від концентрації домішок  $\mu(N)$

### 3. Залежність від напруженості електричного поля (рис.1.22).

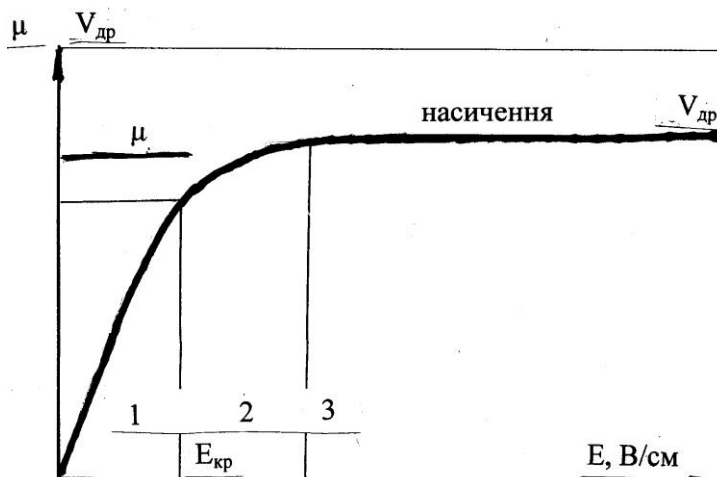


Рис.1.22. Залежність  $\mu$  та  $V_{др}$  для електронів від  $E$

Дрейфова швидкість, як і рухливість залежить від напруженості електричного поля  $V_{др} = \mu E$ . Для дрейфової швидкості є три ділянки:

Перша, на якій дрейфова швидкість пропорційна напруженості електричного поля. На цій ділянці рухливість має постійне значення.  $\mu = const$ .

Це омічна ділянка.  $V_{dp} = \mu E$  змінюється лінійно до критичного значення напруженості електричного поля. За критичне значення напруженості прийняте значення при якому  $V_{dp} \approx 0,1V_T$ ,  $E_{кр} \approx 500$  В/см.

Друга, на якій  $E > E_{кр}$  дрейфова швидкість  $V_{dp}$  зменшується пропорційно  $\sqrt{E}$ . Тоді  $\mu \equiv 1/\sqrt{E}$ . На цій ділянці  $V_{dp} \uparrow \rightarrow t_{сер} \downarrow \rightarrow \mu \downarrow$ .

Третя ділянка характеризується постійною (швидкістю насичення) швидкістю. Для кремнію –  $V_{нас} = 1 \cdot 10^7$  см/сек. Для арсеніду галію значення  $V_{нас}$  приблизно в три рази більше. Це явище обмежує швидкодію НП приладів. Дрейфова швидкість сумірна з тепловою. На шляху вільного пробігу носії заряду (електрони) набувають енергію  $\frac{m_n^{\otimes} V_T^2}{2} \approx \frac{m_n^{\otimes} 3kT}{2m_n^{\otimes}}$ . Звідси теплова швидкість  $V_T = \sqrt{\frac{3kT}{m_n^{\otimes}}}$ , а енергія  $\frac{m_n^{\otimes} V_T^2}{2} \approx \frac{3kT}{2}$ . Це енергія оптичного фонона. Електрон повністю віддає енергію кристалічній решітці і перевищити цю енергію не можливо.

### Густина дрейфового струму

Густина дрейфового струму визначається різницею  $j = j_n - j_p$ , де  $j_n$  – густина струму викликана рухом електронів,  $j_p$  – густина струму викликана рухом дірок. Як відомо  $j = \rho V_{dp}$ , де  $\rho$  – питомий заряд,  $V_{dp}$  – дрейфова швидкість.  $\rho = en$ , де  $e$  – заряд електрона,  $n$  – концентрація електронів.  $V_{dp} = \mu E$ . Тоді можна записати  $j = j_n - j_p = (en\mu_n + er\mu_p)E$ .

Множник в дужках – це електрична провідність НП, яка має розмірність сім·см.  $\sigma = en\mu_n + er\mu_p$ . Тоді  $j = \sigma E$ . Для власного НП  $n_i = p_i$ , тому  $\sigma_i = en_i(\mu_n + \mu_p)$ . Для НП n-типу  $n_n \gg p_n$  і  $\sigma_{-n} = en_n\mu_n$ .

Загальна густина дрейфового струму буде

$$J_{др} = J_n + J_p = e(\mu_n n + \mu_p p)E = \sigma E,$$

де  $\sigma$  – електропровідність НП,  $\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$ .

Питома електропровідність  $\sigma$  залежить від температури та концентрації домішок (рис. 1.23).

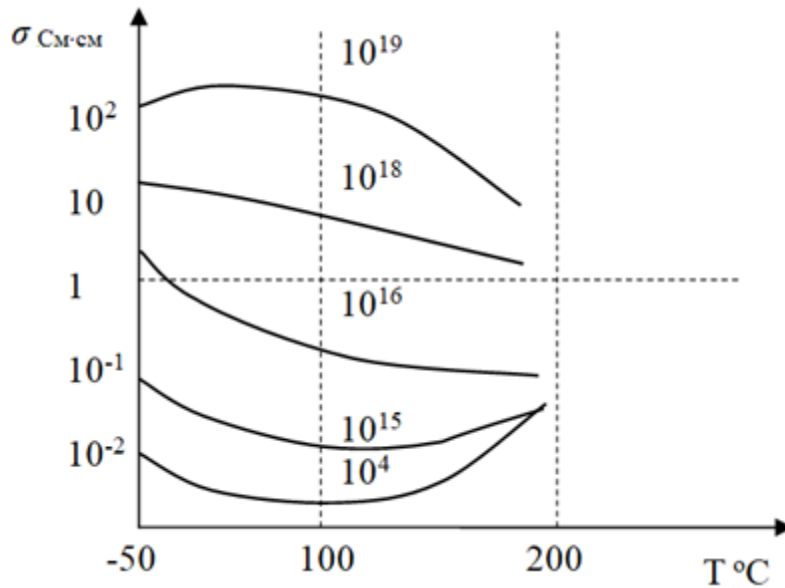


Рис. 1.23 Залежність питомої електропровідності від температури та концентрації домішок

Для НП  $p$ -типу  $p_p \gg n_p$  і  $\sigma_{-p} = e p_p \mu_p$ . Питомий опір НП  $\rho = 1/\sigma$  залежить від температури (рис.1.24).

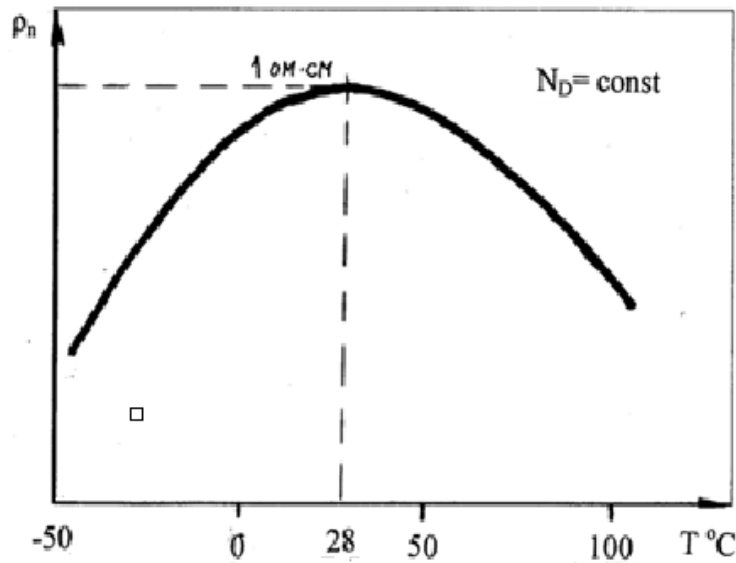


Рис.1.24. Залежність питомого опору НП  $n$ -типу

## Дифузійний струм

Дифузійний струм виникає між областями НП з різною концентрацією електронів (дірок) та намагається вирівняти їх концентрацію. Дірки за першим законом Фіка рухаються в напрямку меншої концентрації. За позитивний напрям руху в техніці прийнятий рух позитивних зарядів. Для того, щоб дрейфовий струм створений дірками був більший нуля при негативному градієнті концентрації необхідно поставити знак мінус.

Густина дифузійного струму пропорційна відношенню зміни концентрацій електронів ( $\Delta n$ ) або дірок ( $\Delta p$ ) до зміни відстані  $\Delta x$ , тобто градієнту концентрації

$$\text{grad } n = \frac{\Delta n}{\Delta x} \rightarrow \frac{dn}{dx}, \quad \text{grad } p = \frac{\Delta p}{\Delta x} \rightarrow \frac{dp}{dx}.$$

Тоді густини дифузійних струмів будуть

$$J_{\text{диф } n} = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad J_{\text{диф } p} = eD_p \frac{dp}{dx},$$

де  $D_n$  і  $D_p$  - коефіцієнти дифузії відповідно електронів і дірок.

Загальна густина дифузійного струму в н/п буде

$$J_{\text{диф}} = J_{\text{диф } n} + J_{\text{диф } p}.$$

У загальному випадку в н/п може існувати як електричне поле так і градієнт концентрації носіїв. Тоді струм, що протікає в НП ( $I = JS$ , де  $S$  – площа перерізу НП), буде мати як дрейфову, так і дифузійну складові

$$J_n = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx}, \quad J_p = ep\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx},$$

$$J = J_n + J_p,$$

Коефіцієнт дифузії пов'язаний з рухливістю. Для електронів  $D_n = \varphi_T \mu_n$

для дірок  $D_p = \varphi_T \mu_p$ , де  $\varphi_T = \frac{kT}{2}$ . Емпірично встановлено, що коефіцієнт

дифузії залежить від температури  $D = D_0 (T_0/T)^{1/2}$  і концентрації

$$D = D_0 (N_0/N)^{1/3}.$$

Густина повного струму в НП

$$j = j_{dp} + j_{diff} = j_{drn} + j_{drp} + j_{diffn} + j_{diffp} = en\mu_n E + ep\mu_p E + eD_n \frac{dn}{dx} - eD_p \frac{dp}{dx}.$$

Для визначення густини струму треба мати залежності  $n(x, y, z, t)$ ,  $p(x, y, z, t)$ ,  $E(x, y, z, t)$ . Знаходження струму – багатомірна задача, яка може бути вирішена лише чисельно. Для двомірного випадку можна отримати аналітичне рішення. Це рішення називається рівнянням неперервності.

### 1.10. Рівняння неперервності

Розглянемо зразок НП  $n$  типу. В ньому основними носіями є електрони. В рівноважному стані їх концентрація –  $n_{n0}$ . Неосновні носії – дірки. Їх концентрація –  $p_{n0}$ . Нехай під дією зовнішнього впливу в частині зразку об'ємом  $V_i$  порушено рівноважний стан. В ньому концентрація електронів  $n = n_{n0} + \Delta n$ . Після припинення дії система повертається в попередній стан.

Зміна концентрації в мікрооб'ємі  $-\frac{\partial n}{\partial t} = \Delta g_n - \frac{n - n_{n0}}{\tau_n} + \left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{j_n}$  пов'язана зі

змінною носіїв за рахунок генерації, рекомбінації та втікання та витікання

електронів (закон збереження заряду). Можна записати, що  $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \text{div} j_n$ , де  $e$  –

заряд електрону.  $\text{div} j_n$  – це потік вектора  $\Delta n$  з мікрооб'єму  $V_i$ , віднесений до

цього мікрооб'єму. Або  $\text{div} j_n = \frac{\partial \rho_n}{\partial t}$ , де  $\rho_n = en_n$  – густина струму. В об'ємі

маємо надлишок електронів, які намагаються вийти з нього. Тому перед нею

повинен стояти знак мінус. Але в техніці прийнято за напрям струму вважати

рух позитивних зарядів, тому залишається знак плюс. При умові  $\Delta g_n = 0$

рівняння неперервності можна записати  $\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_{n0}}{\tau_n} + \frac{1}{e} \text{div} j$ . Або

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_{n0}}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial t} (j_{nD} + j_{nOp}) = -\frac{n - n_{n0}}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{\partial}{\partial x} (eD_n \frac{\partial n_n}{\partial x} + e\mu_n n_n E).$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_{n0}}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial n_n}{\partial x} E + \mu_n n_n \frac{\partial E}{\partial x}.$$

де  $j_{nD}$  – дифузійний струм,  $j_{nOp}$  – дрейфовий. Для НП  $p$ -типу можна записати

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_{p0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_p}{\partial x^2} + \mu_p \frac{\partial p_p}{\partial x} E + \mu_p p_p \frac{\partial E}{\partial x}.$$

Ці рівняння не мають аналітичного рішення. Їх можна розв'язати лише чисельно. Нехай порушення не велике і складовими дрейфового струму можна

знехтувати і часові зміни відсутніми  $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ , то маємо  $D_n \frac{\partial^2 n_n}{\partial x^2} - \frac{n - n_{n0}}{\tau_n} = 0$

стаціонарне рівняння дифузії.

Розв'язок цього рівняння залежить від довжини зразка  $W$ .

Довжина  $W$  порівнюється з дифузійною довжиною  $L_n$  – для електронів чи  $L_p$  – для дірок. **Дифузійна довжина** – це шлях який проходить носій заряду

за час свого життя в результаті дифузії.  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$  – для НП  $n$ -типу.

$L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  – для НП  $p$ -типу.

Може бути два випадки розв'язку: перший – зразок довгий, говорять ще довга база,  $W \rightarrow \infty$ , другий – зразок короткий (база коротка)  $W < L_n, L_p$ . На початку зразка  $x = 0$  концентрація складає  $n_n = n_{n0} + \Delta n$ , де  $n_n$  – нерівноважна концентрація носіїв заряду (електронів),  $n_{n0}$  – концентрація носіїв до зовнішнього впливу,  $\Delta n$  – надлишкова концентрація.

Для випадку  $W \rightarrow \infty$  при  $x = \infty$   $n_n = n_{n0}$  прямуємо до рівноважного стану.

Для випадку  $x = W$   $n_n = n_{n0}$  розглядаємо рівноважний стан на кінці зразку. Залежність концентрації електронів для НП  $n$ -типу по довжині зразку показана на рис. 3.25 (для  $W \rightarrow \infty$ ) та рис.3.26 (для  $x = W$ ).

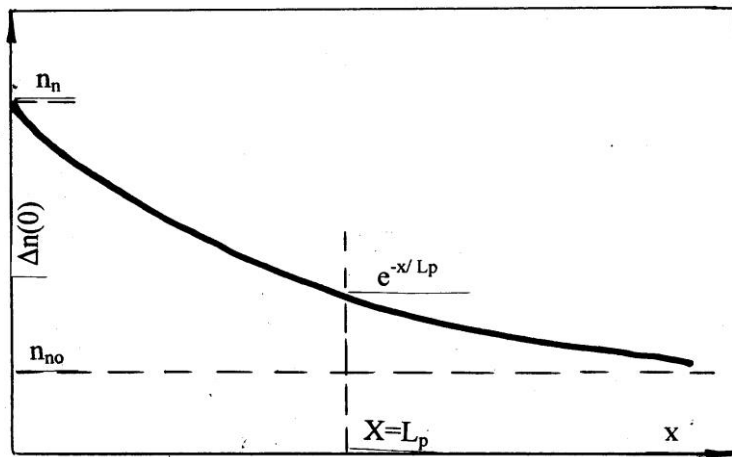


Рис.3.25. Концентрація електронів по довжині для зразка з довгою базою.

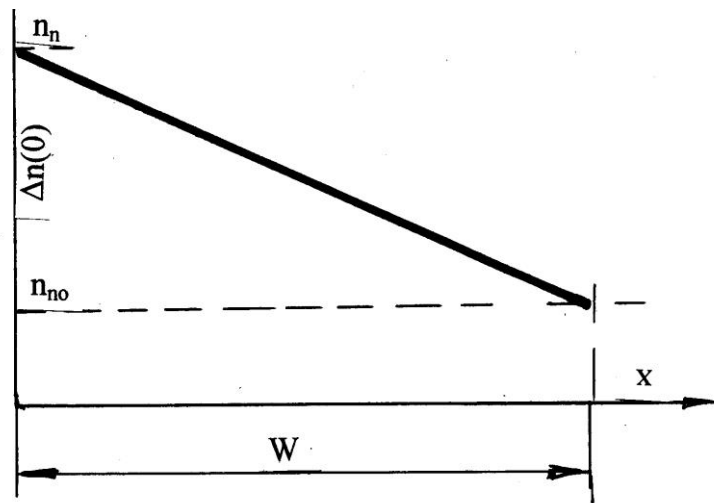


Рис.3.26. Концентрація електронів для зразка з короткою базою.

Для довгої бази розв'язок має вигляд  $n_n = n_0 + \Delta n(0)e^{-x/L_n}$ . Якщо  $x = L_n$ , то  $\Delta n(L_n) = \frac{\Delta n(0)}{e}$ , тобто на дифузійній довжині концентрація носіїв заряду зменшується в  $e$  раз.

На короткій базі  $W < L_n, L_p$  рішення має вигляд  $n_n = n_0 + \Delta n(0) \frac{\text{Sh}(W - x/L_n)}{\text{Sh} \frac{W}{L_n}}$ .

Для малих значень аргументу гіперболічний синус дорівнює самому аргументу.

Тоді маємо  $n_n = n_0 + \Delta n(0) \frac{W - x/L_n}{W} = n_0 + \Delta n(0) \left(1 - \frac{x}{W}\right)$ . Якщо  $x = W$ , то  $n_n = n_{n0}$ . Це

найбільш поширений в техніці випадок.

### 1.11. Контрольні питання

1. За якими характеристиками поділяються провідники, напівпровідники та діелектрики?
2. Які сучасні НП Ви знаєте?
3. Дайте визначення власного НП.
4. Чим відрізняється донорний НП від акцепторного?
5. Носії заряду в НП?
6. Що таке генерація пори носіїв? Чому вона виникає?
7. Які види генерації Ви знаєте?
8. Рекомбінація носіїв заряду. Коли вона виникає?
9. Наведіть зонну діаграму донорного НП.
10. Наведіть зонну діаграму акцепторного НП.
11. Наведіть зонну діаграму власного НП.
12. Рівноважний стан НП.
13. Що таке життя нерівноважних носіїв заряду.
14. Чим відрізняються вироджені НП від не вироджених?
15. Рівень Фермі. Що це таке?
16. Чому виникає дифузійний струм?
17. Чому дифузійний струм породжує дрейфовий?
18. Що таке рухливість носіїв заряду?
19. Який вираз для повного струму?
20. Який розв'язок рівняння неперервності для зразків з короткою та довгою базами?

## Лекція 2. ЕЛЕКТРИЧНІ ПЕРЕХОДИ

### 2.1. Класифікація електричних переходів

Всі НП структури, які використовуються в електроніці, мають як дві прилеглих області з різними провідностями. Між цими областями знаходиться перехідний шар (зона), який і є електричним переходом.

**Електричним переходом** називають шар, який виникає при контакті твердих тіл з різними типами або значеннями електричної провідності.

Всі електричні переходи можна розділити на два типи:

- $p$ - $n$  перехід, що виникає на контакті двох напівпровідників;
- перехід метал-НП.

Перехід, який виникає при контакті напівпровідників з дірковою і електронною провідністю називають  $p$ - $n$  переходом або електронно-дірковим переходом. Варіанти переходів, які виконані на НП однакової провідності наведені на рис.2.1.

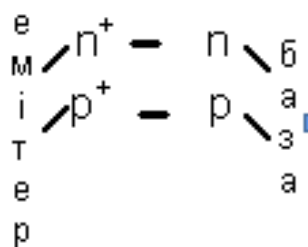


Рис.2.1. Варіанти  $p$ - $n$  переходів

Більш легований шар  $n^+$  називають емітером, менш легований  $p$  - базою. Такий тип переходу є несиметричним. В несиметричному переході  $n^+$ - $p$  концентрація донорів  $N_D$  в  $n^+$  шарі на декілька порядків більша, ніж концентрація акцепторів  $N_A$  в  $p$  шарі. До цього класу переходів також відносяться переходи типу

$$p^+ - n^-$$

Якщо концентрація донорів дорівнює концентрації акцепторів  $N_A \approx N_D$ , такий  $p-n$  перехід називається симетричним. Він застосовується значно рідше, ніж несиметричний.

Існують також переходи дірковий – власний НП ( $p-i$ ) та електронний – власний ( $n-i$ ). Важливим електроніці є також перехід метал – напівпровідник Ме – НП, який використовується в діодах Шотки.

### Утворення електронно-діркового переходу

Розглянемо електронно-дірковий перехід або  $p-n$  перехід.

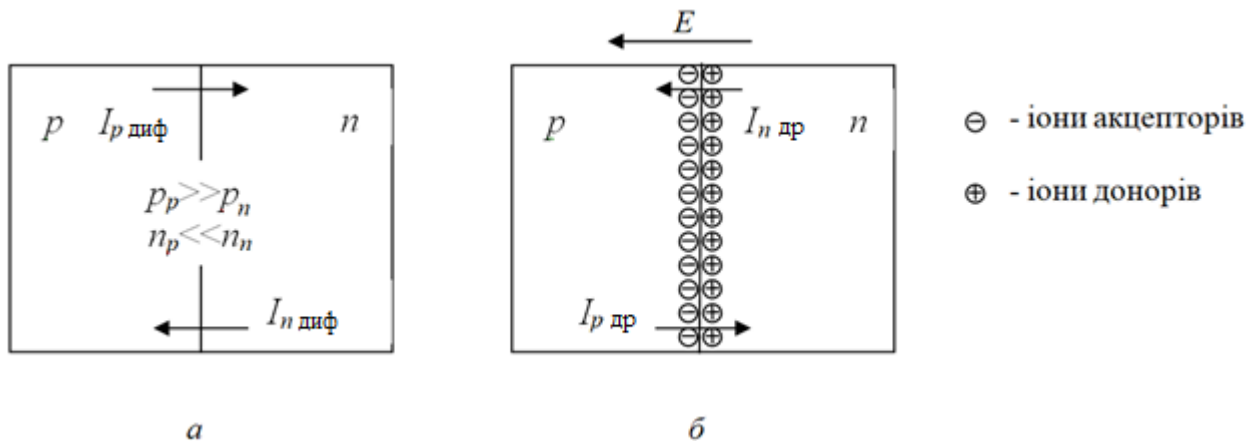


Рис.2.2. Утворення  $p-n$  переходу (а – дифузійні струми; б- дрейфові струми)

Оскільки концентрація дірок у дірковій області ( $p_p$ ) напівпровідника вище, ніж в електронній ( $p_n$ ), а концентрація електронів у електронній області ( $n_n$ ) вище, ніж у дірковій ( $n_p$ ), між областями буде існувати градієнт (перепад) концентрацій носіїв. Він призводить до появи дифузійного струму дірок з  $p$ -області в  $n$ -область ( $I_{p \text{ диф}}$ ) і дифузійного струму електронів з  $n$ -області в  $p$ -область ( $I_{n \text{ диф}}$ ) (рис. 2.27, а).

$$I_{\text{диф}} = I_{p \text{ диф}} + I_{n \text{ диф}}$$

З появою дифузійного струму концентрація носіїв зменшується, однак зрівняння концентрацій електронів і дірок не відбувається. Це пов'язано з тим,

що наявність дифузійного струму призводить до порушення електричної нейтральності НП: в  $p$ -області внаслідок переходу дірок виникає некомпенсований негативний заряд нерухомих іонів акцепторів, в  $n$ -області внаслідок переходу електронів виникає некомпенсований позитивний заряд іонів донорів. Тому між областями  $p$ - та  $n$ - виникають два шари, протилежних за знаком нерухомих зарядів, які й утворюють  $p$ - $n$  перехід.

Між шарами нерухомих зарядів  $p$ - $n$ -переходу виникає потенціальний бар'єр внутрішнє поле  $E$ , спрямоване від  $n$ -області до  $p$ -області. Воно заважає дифузії основних носіїв заряду (електрони, які рухаються з електронної області в діркову, намагаються повернутись в електронну область, а дірки – в діркову).

У той же час це поле сприяє переміщенню неосновних носіїв заряду, тому що для них напрямок поля буде прискорюючим. Рух неосновних носіїв під дією внутрішнього поля  $E$  призводить до появи дрейфового струму

В рівноважному стані струм через перехід не тече, що можливо тоді, коли струм, створений дифузією основних носіїв  $j_{\text{диф}}$  дорівнює дрейфовому струму, створеному неосновними носіями  $j_{\text{др}}$

$$j_{\text{диф}} = j_{\text{др}}, \quad \sum j = 0$$

Якщо до  $p$ - $n$  переходу не прикладається зовнішня напруга, то він знаходиться в рівноважному стані. При прикладенні зовнішньої напруги перехід знаходиться в незрівноваженому стані.

Права межа переходу називається емітерною межею, ліва – базовою межею переходу. Концентрація електронів на емітерній межі  $n_{no}$ , на базовій межі  $n_{p0}$  і  $n_{no} \gg n_{p0}$ . Концентрація дірок на базовій межі  $p_{po}$ , а на емітерній межі  $p_{n0}$  і  $p_{po} \gg p_{n0}$ .

## 2.2. Аналіз $p$ - $n$ переходу в нерівноважному стані

При роботі НП приладу до областей  $p$  та  $n$  подається зовнішня напруга  $U$ . Такий стан  $p$ - $n$  переходу називається нерівноважним.

Оскільки концентрація рухомих носіїв заряду в  $p$ - $n$  переході менша, ніж в областях  $n$  та  $p$  напівпровідника, опір  $p$ - $n$  переходу буде більший, ніж опір області  $n$  та  $p$ , тобто опори бази  $R_B$  та емітера  $R_E$  малі та близькі до нуля, тому можна вважати, що вся напруга прикладається до  $p$ - $n$  переходу

При дії зовнішньої напруги порушується рівновага між дифузійним і дрейфовим струмами в  $p$ - $n$  переході і крізь нього буде проходити електричний струм. Полярність і рівень прикладеної напруги визначають властивості  $p$ - $n$  переходу.

Зовнішня напруга може бути прямою  $U_{пр}$  і зворотною  $U_{зв}$ .

При прямому підключенні зовнішня напруга  $U_{ц}$  прикладається плюсом до  $p$ -області, мінусом до  $n$ -області. В нерівноважному стані до переходу прикладається зовнішня різниця потенціалів  $U$ . Якщо вона напрямлена проти контактної різниці потенціалів (рис.2.3а), то це зменшує потенціальний бар'єр для основних носіїв заряду  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U$ ,  $\Delta\varphi_0$  – потенціальний бар'єр в рівноважному стані. Це пряме ввімкнення  $p$ - $n$  переходу. При прямому зміщенні зовнішня різниця потенціалів  $U$  протилежна контактній різниці потенціалів  $\Delta\varphi_0$ , потенціальний бар'єр в переході зменшується.

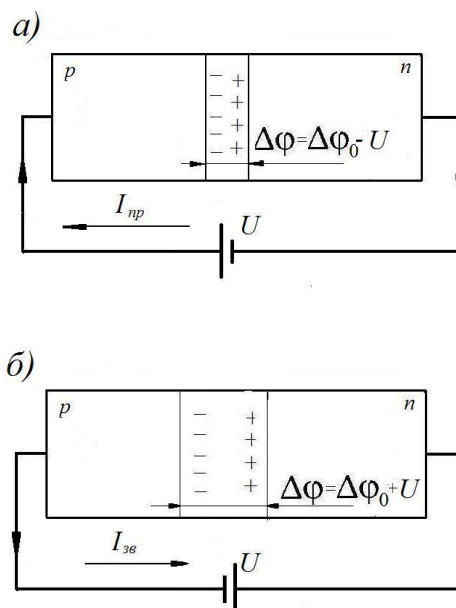


Рис. 2.3. Пряме (а) та зворотне (б) зміщення переходу

## Процеси в $p$ - $n$ переході при прямій напрузі. Інжекція

При прямій напрузі в  $p$ - $n$  переході:

- Величина потенціального бар'єру зменшується.
- Перехід збагачується основними носіями, при цьому:
  - а) Опір переходу падає
  - б) Через перехід тече дифузійний струм, створений основними носіями.
- Перехід стає вужчим, бо під дією прикладеної напруги  $U$  основні носії наближаються до металургійної межі.

У цьому випадку сумарна напруга  $p$ - $n$  переходу дорівнюватиме різниці  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U$ , що зменшує потенціальний бар'єр, який перешкоджає руху неосновних носіїв заряду (дірок в  $n$ -область та електронів в  $p$ -область).

Зменшення потенціального бар'єру призводить до збільшення дифузії основних носіїв заряду в області, де вони є неосновними (дірок в  $n$ -область, електронів в  $p$ -область). Цей процес всмоктування носіїв в базу називають інжекцією носіїв.

Це відповідно відбувається і з дірками  $p$ -шару. **Інжекція** - це процес переносу основних носіїв заряду крізь перехід при зниженні потенційного бар'єру. Область напівпровідника, що інжектуює дірки, буде емітером, а область, куди вони інжектуються – базою.

При прямій напрузі відбувається вприскування носіїв з емітера в базу, збільшення граничної концентрації неосновних носіїв в базі у порівнянні з рівноважним станом.

Якість інжектованого струму можна характеризувати коефіцієнтом та величиною інжекції.

Коефіцієнт інжекції визначається відношенням

$$\gamma = \frac{j_p}{j_p + j_n} = 1 - \frac{\rho_E}{\rho_B}$$

де  $j_p$ - струм інжекції дірок,  $j_n$ - струм інжекції електронів.

Якщо  $\rho_s \ll \rho_\delta$ , то  $\gamma \rightarrow 1$ . Чим ближче наближається  $\gamma$  до 1, тим кращий перехід.

Величина інжекції визначається як відношення приросту інжекттованих в базу дірок до концентрації електронів в базі.

$$\delta = \frac{\Delta P_n}{N_{n0}}$$

Вважається що якщо  $\delta < 1$ , то це малий рівень інжекції, а якщо  $\delta > 1$ , то – великий рівень. Інжекттовані носії в базу порушують розподіл концентрації, що викликає внутрішнє електричне поле в базі.

Наявність електричного поля додає до дифузійного процесу переносу носіїв в базу ще й дрейфовий процес переходу носіїв у базу. Такі прилади з підвищеною швидкістю переносу завдяки вбудованому полю є більш високочастотними і називаються дрейфовими приладами.

### **Процеси в $p$ - $n$ переході при зворотній напрузі. Екстракція**

При зворотному ввімкненні переходу потенціальний бар'єр для основних носіїв зростає  $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + U$ , тому що зовнішня різниця потенціалів протидіє проходу основних носіїв через перехід. Опір його зростає. Через перехід тече незначний зворотний струм  $I_{зв}$ , створений неосновними рухливими носіями заряду.

Зворотне підключення виникає при прикладанні зовнішньої напруги плюсом до  $n$ -області, мінусом до  $p$ -області. В цьому випадку вона буде збігатись за напрямом з контактною різницею потенціалів. Це призводить до зростання потенціального бар'єру на переході.

$$U = U_{зв} + \varphi_\kappa$$

При зворотній напрузі збільшується об'ємний некомпенсований заряд нерухомих іонів. Це збільшує товщину переходу

Кількість основних носіїв заряду, здатних проходити крізь потенціальний бар'єр, різко зменшується, а кількість неосновних носіїв

заряду, що проходять крізь перехід, збільшується, але їх мало. Це явище називається **екстракцією** носіїв.

Екстракція - це явище руху неосновних носіїв заряду крізь перехід при дії на нього зворотної напруги.

Різницю  $I_{др} - I_{диф}$  прийнято називати струмом екстракції (зворотнім струмом).

$$I_{зв} = I_{др} - I_{диф} \neq 0 \qquad I_{зв} \approx I_{др}$$

Він має напрямок, протилежний прямому струму, але набагато менший за нього, тому що кількість неосновних носіїв заряду через перехід дуже мала  $I_{зв} \ll I_{пр}$ .

Струм екстракції називають тепловим струмом і позначають  $I_{зв} = I_0$ .

Тому електронно-дірковий перехід має несиметричну провідність - у прямому напрямку його провідність значно більша, ніж у зворотному. Таким чином *p-n* перехід має вентельні властивості.

### 2.3. Вольт-амперна характеристика (ВАХ) ідеалізованого *p-n* переходу

Розглянемо для початку ВАХ ідеалізованого *p-n* переходу в ідеальних умовах. Умовами ідеалізації є:

1. Рівень інжекції малий  $\delta < 1, \frac{\Delta P_n}{N_{n0}}$ .

Нехтуємо виникненням електричного поля в базі, тобто вважаємо що носії через базу рухаються тільки із-за дифузії.

2. Вважаємо що перехід має нульову ширину  $l_0 = 0$ , тобто процесами в переході також нехтуємо.

3. Вважаємо, що вся напруга прикладається до переходу, тобто опори емітера і бази відсутні.

4. Вважаємо, що при відсутності зовнішнього поля всі процесі в переході визначаються дифузією, тобто можна скористатися результатом вирішення стаціонарного рівняння дифузії:

$$\frac{d^2 P_n}{dx^2} - \frac{\Delta P_n}{L_p^2} = 0,$$

де  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ ,  $\tau$  – проміжок часу з моменту генерації заряду до його рекомбінації (час життя, відповідно дірок чи електронів),  $L$  – відстань, пройдена за час життя (дифузійна довжина).  $L = \sqrt{D \cdot \tau}$ .

Коефіцієнт дифузії визначається виразом  $D = \mu \frac{kT}{e}$ , де  $\mu$  – рухомість носія заряду,  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – температура,  $e$  – заряд електрона. Дифузія визначає розподіл дірок по довжині бази (рис.2.4).

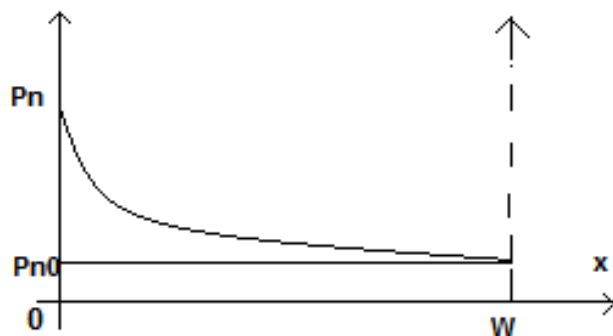


Рис.2.4. Розподіл концентрації дірок по довжині бази

Дірки, що розповсюджуються в базі, зустрічаються з електронами і рекомбінують.

Розглянемо концентрації дірок на початку та кінці бази.

На початку бази ( $x=0$ ), маємо

$$\Delta P_n(0) = P_n - P_{n0} = P(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1),$$

де  $\phi_T$  – температурний потенціал

$$\phi_T = \frac{kT}{e} = \frac{kT}{11600} \text{ [В]}, \quad k - \text{постійна Больцмана, } T - \text{температура.}$$

При  $T=300$  °С –  $\phi_T=26$  мВ.

На кінці бази ( $x=W$ ), маємо  $\Delta p_n(W)=0$ .

Розв'язком рівняння є вираз

$$\Delta P_n(x) = P_n(0)e^{-\frac{x}{L_p}}$$

Тоді

$$\frac{d\Delta P_n}{dx} = -\frac{1}{L_p} P_n(0)e^{-\frac{x}{L_p}} = -\frac{1}{L_p} P_{n0}(e^{\frac{U}{\varphi_t}} - 1)e^{-\frac{x}{L_p}}$$

або можна записати

$$\frac{d\Delta P_n}{dx} = -\frac{1}{L_p} P_{n0} \left( e^{\frac{U}{\varphi_t}} - 1 \right)$$

Нехай існує лише дифузійний струм, густина якого визначається виразом

$$J_{Dp} = -eD_p \frac{d\Delta p}{dx}$$

Густина діркового струму, який проходить межу  $x(0)$  та потрапляє в базу

$$J_{Dp} = \frac{eD_p P_{n0}}{L_p} \left( e^{\frac{U}{\varphi_t}} - 1 \right),$$

а електронного

$$J_{Dn} = \frac{eD_n N_{p0}}{L_n} \left( e^{\frac{U}{\varphi_t}} - 1 \right)$$

Струм прямо пропорційний площі переходу  $S$ , тому

$$I_0 = S * jD = eS \left( \frac{eD_p P_{n0}}{L_p} + \frac{eD_n N_{p0}}{L_n} \right) \left( e^{\frac{U}{\varphi_t}} - 1 \right),$$

де  $I_0$  є струмом насичення, зворотнім або тепловим струмом

Позначивши величини перед другими дужками як  $I_0$  маємо

$$I = I_0 \left( e^{\frac{U}{\varphi_t}} - 1 \right),$$

або

$$U = \varphi_t \ln \left( \frac{I}{I_0} + 1 \right)$$

Розглянемо зворотну гілку ВАХ переходу. Якщо прикласти до переходу зворотну напругу  $U_{ze} = -4\varphi_t = 0,1$  В то збільшення струму через перехід не

відбудеться. Це струм насичення, який пов'язаний з закриттям р-n переходу (рис.2.5).

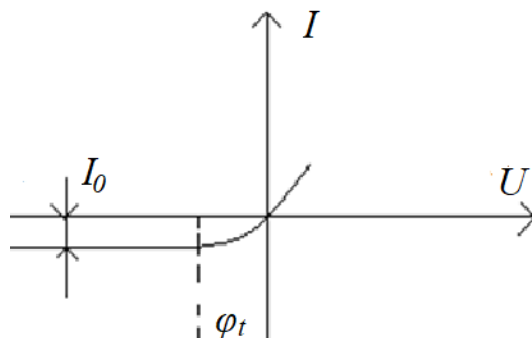


Рис.2.5. Зворотна гілка ВАХ переходу.

Зворотний струм (струм насичення, або тепловий струм) залишається практично незмінним та сильно залежить від температури, тому що він створений неосновними носіями, концентрація яких пропорційна квадрату концентрації власних носіїв  $n_i^2$ , яка інтенсивно збільшується при зростанні температури.

Тобто перехід має вентельні властивості. Зворотній струм складає частини мкА, прямий може сягати до десятків ампер. Характеристики кремнієвого (силіцієвого) і германієвого переходів різні (рис.2.6).

Їх неспівпадіння пояснюються тим, що у кремнію більша ширина забороненої зони, тобто його валентні електрони міцніше зв'язані з атомами і для їх відриву потрібна більша енергія іонізації. Германієвий перехід має ширину забороненої зони  $\Delta\varphi_{зз}=0,72$  еВ, а кремнієвий –  $\Delta\varphi_{зз}=1,12$  еВ. Тому при  $T=300\text{K}$  власна концентрація для германію складає  $n_{iGe} = 1 * 10^{13}$ , а для кремнію  $n_{iSi} = 1 * 10^{10}$  1/см<sup>3</sup> (кремнію на три порядки менша  $n_i$ ).

Таким чином вольт-амперна характеристика ідеального  $p-n$  переходу визначається виразом

$$I = I_0 \exp\left(\frac{U}{\varphi_T} - 1\right),$$

де  $I_0$  – зворотний струм, створений неосновними носіями,  $U$  - напруга на переході,  $\varphi_T$  – температурний потенціал.

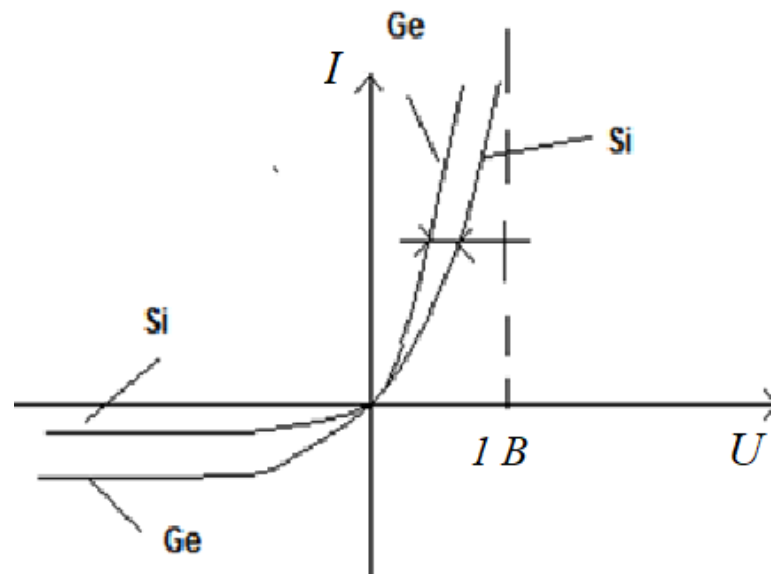


Рис.2.6. ВАХ германію і кремнію

При збільшенні температури зростають прямий і зворотній струми переходу. При фіксованій прямій напрузі  $U = const$  видно, що прямий струм зростає зі збільшенням температури. Пояснюється це тим, що при збільшенні температури зменшується величина потенціального бар'єру переходу і більше основних носіїв дифундують через бар'єр.

Верхньою робочою температурою вважається та, при якій провідність, створена власними носіями заряду  $n_i$  та  $p_i$  піднімається до 0,1 домішкової провідності. При перевищенні цієї температури відбувається теплове виродження переходу. Коли концентрація неосновних носіїв заряду зрівняється з концентрацією основних, то потенціальний бар'єр зникне. Тобто зникне основна властивість  $p-n$  переходу – одностороння провідність. Перехід перетвориться в резистор з малим опором.

## Основні характеристики переходу

Основними характеристиками переходу є опір постійному струмові та диференційний опір.

Розглянемо опір постійному струмові. На ВАХ переходу (рис.2.7) виберемо робочу точку, нехай це буде точка (А).

В робочій точці маємо

$$R_A = \frac{U_A}{I_A}.$$

Зі зміною положення робочої точки опір переходу змінюється.

Опір при зворотній напрузі значно більший ніж опір при прямій напрузі.

$$R_{\text{Азворот}} > R_{\text{Апрям}} = \frac{U_A}{I_A}.$$

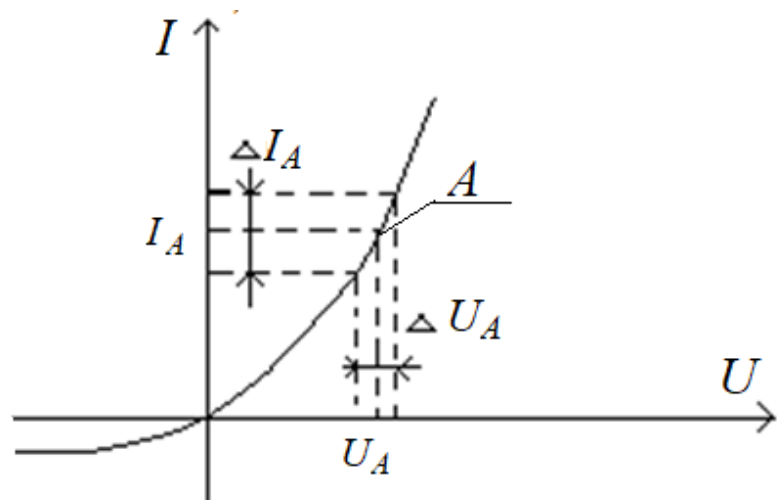


Рис.2.7. Визначення на ВАХ опору постійному струмові та опору в робочій точці

Диференційний опір визначається як похідна навколо робочої точки.

$$r_A = \frac{\Delta U_A}{\Delta I_A}.$$

Для точного визначення диференційного опору потрібно щоб відрізок мав квазілінійну залежність струму від напруги.

Робоча точка (А) визначає режим роботи компонента. Її вибирає інженер при проектуванні РЕА.

Визначимо теоретичне значення диференційного опору.

Формула ВАХ р-п переходу має вигляд:

$$U = \varphi_T \left( \ln \left( \frac{I}{I_0} + 1 \right) \right),$$

або, якщо записати її як залежність струму від напруги:

$$I = I_0 \left( e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right).$$

Підставивши вираз  $U = \varphi_T \left( \ln \left( \frac{I}{I_0} + 1 \right) \right)$  в  $r_A = \frac{\Delta U_A}{\Delta I_A}$ , отримаємо:

$$r_A = \frac{\varphi_T}{I + I_0}.$$

Оскільки струм насичення  $I_0$  при нормальних умовах завжди набагато менший прямого струму  $I$ , можемо записати :

$$r_A = \frac{\varphi_T}{I},$$

де  $I$  – прямий струм,  $\varphi_T$  – температурний потенціал.

$$\varphi_T = \frac{kT}{e} = \frac{kT}{11600} \text{ [В]},$$

де  $\varphi_T$  – температурний потенціал,  $k$  – постійна Больцмана,  $T$  – температура. При  $T=300$  маємо  $\varphi_T = 0,026$  В.

Узагальнено поведження р-п переходу, його енергетичні діаграми та вольт-амперні характеристики при прикладеній прямій (рис.2.8а) та зворотній напругах (рис.2.8б) можна показати на одному рисунку.

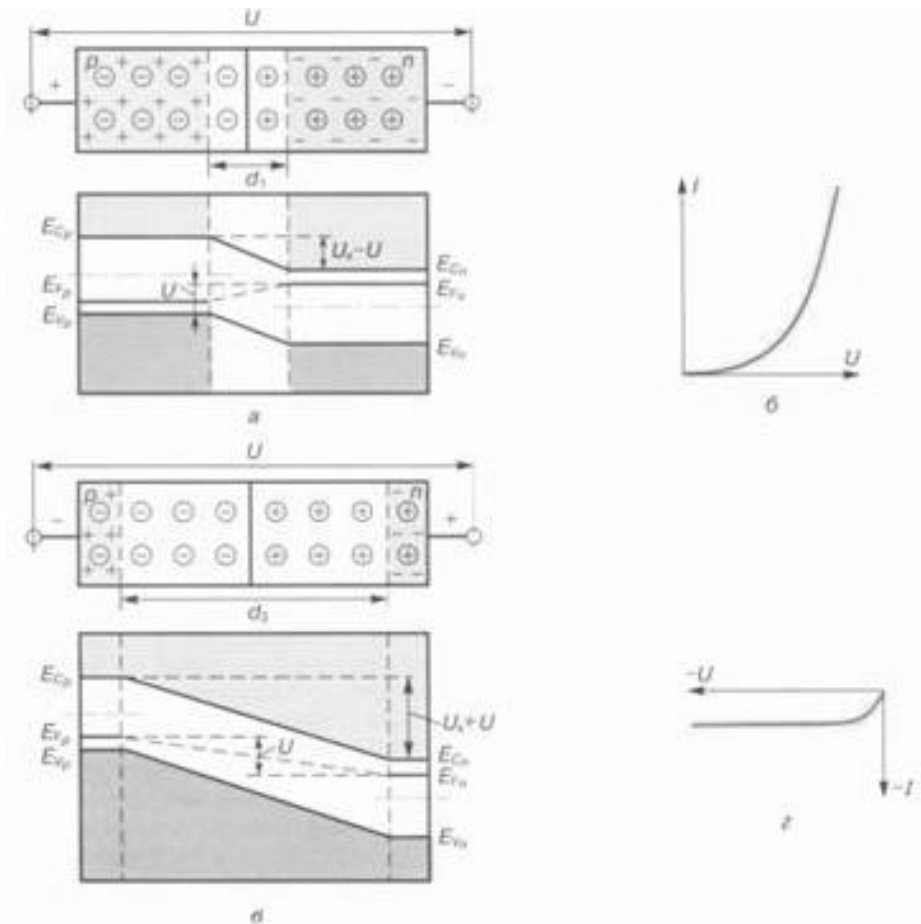


Рис.2.8. До пояснення роботи р-п переходу при прямому (а) та зворотному ввімкненні (б)

## 2.4. Характеристика реального р-п переходу

ВАХ ідеального переходу визначається виразом

$$I = I_0 \exp\left(\frac{U}{\phi_T} - 1\right),$$

де  $I_0$  – зворотний струм, створений неосновними носіями,  $U$  – напруга на переході,  $\phi_T$  – температурний потенціал.

Необхідно згадати, що для ідеального  $p-n$  переходу об'ємні опори емітера і бази не враховуються, вся зовнішня напруга прикладається безпосередньо до переходу, не враховується генерація носіїв в переході та електричне поле в базі.

ВАХ реального  $p-n$  переходу відрізняється від ідеального: вона проходить нижче, що відповідає більшому зворотному та меншому прямому струму (рис.2.9).

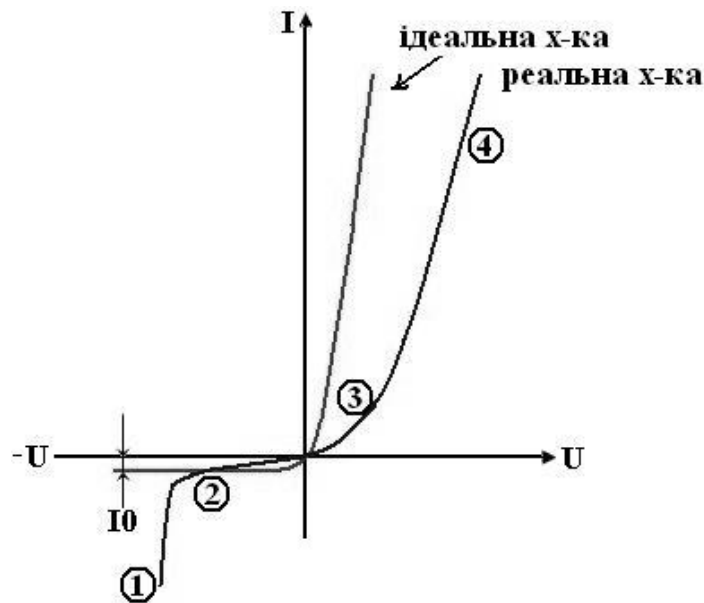


Рис.2.9. ВАХ ідеалізованого і реального переходів

На характеристиці можна бачити чотири характерні ділянки:

- 1 – пробійний перехід, стрімке збільшення струму при подальшому зростанню зворотної напруги. (На цій ділянці працюють стабілітрони).
- 2 – збільшення зворотного струму при збільшенні зворотної напруги.
- 3 – на ділянці струм реального переходу більший струму інжекції.
- 4 – на прямій гілці реальний струм менший від ідеалізованого.

Розгляд почнемо з ділянки 2 (збільшення зворотного струму при збільшенні зворотної напруги).

При подачі зворотної напруги  $U_{зв}$  в реальному переході буде протікати зворотній струм, який складається з трьох складових:

$$I_{зв} = I_0 + I_{ген} + I_{ст}$$

де :  $I_{ген}$  – струм генерації;

$I_{ст}$  – струм стікання;

$I_0$  – тепловий струм.

Тепловий струм (струм насичення) визначається виразом

$$I_0 = e \cdot S \cdot \left( \frac{p_{n_0} \cdot D_p}{L_p} + \frac{n_{p_0} \cdot D_n}{L_n} \right)$$

Тепловий струм створюють неосновні носії, які лежать на відстані дифузійної довжини від металургійної межі. Для електронів це –  $L_n$ ; (створює електрони) та дірок –  $L_p$  (створює дірки). Струм сильно залежить від температури. Це відбувається тому, що складові  $p_{n_0}$  та  $n_{p_0}$  пропорційні квадрату концентрації власних носіїв заряду.

Тому при подачі зворотної напруги (мінусом до НП р-типу, а плюсом до НП n-типу) в реальному р-n переході, останній збіднюється рухливими носіями.

**Струм генерації.** Виникнення струму генерації пояснюється рис.2.10. Струм генерації виникає при прикладенні зворотної напруги  $U$ .

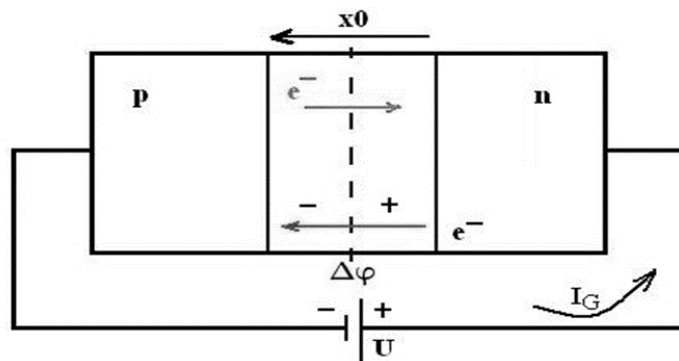


Рис.2.10. Виникнення струму генерації

Прикладення зовнішньої напруги визиває збільшення внутрішнього поля переходу  $\Delta\phi = \Delta\phi_0 + U$ . Перехід розширюється і при наявності температури розриваються ковалентні зв'язки і виникає пара електрон-дірка.

Відбувається регенерація теплових носіїв, і виникає струм генерації:

$$I_{ген} = eSl_{пер}(U) \frac{n_i}{\tau_p + \tau_n}$$

де  $l_{пер}$  - ширина переходу, яка залежить від прикладеної зворотної напруги. При збільшенні зворотної напруги, ширина переходу збільшується.

$$l_{пер}(U) \equiv \sqrt{U_{звор}}$$

**Струм стікання** – це струм, який створений процесами на поверхні напівпровідника. Для збільшення опору стікання шлях поверхні подовжують. Це поверхнева ізоляція:

$$I_{ст} = \frac{U_{звор}}{R_{ст}}$$

де  $I_{ст}$ ,  $R_{ст}$  – відповідно струм та опір стікання.

При кімнатній температурі  $T=300K$ , головною складовою зворотнього струму : у Ge p-n переході є тепловий струм ( $I_0$ ), при тій же температурі у Si – струм генерації ( $I_{ген}$ ). (У Si  $I_{зв} \ll I_{ст}$ )

При підвищенні температури основною складовою зворотного струму є тепловий струм. Це пояснюється шириною забороненої зони.

Ділянка **1** рис.4.7 характерна **пробоєм** – стрімким збільшенням струму при подальшому зростанні зворотної напруги.

Пробій може бути:

- електричним ( при зворотній напрузі );
- тепловим ( при прямій напрузі );
- змішаним.

Розглянемо спочатку електричний пробій.

Є три види електричного пробою: лавинний, тунельний (Зенерівський), поверхневий.

Лавинний пробій спостерігається при широкому переході (ширшим ніж довжина вільного пробігу). В цьому випадку електрони (неосновні носії)

проходять  $p$ - $n$  перехід. При зростанні  $U_{зв}$  енергія неосновних носіїв та їх дрейфова швидкість зростають. Вони набувають додаткової кінетичної енергії. Ці носії при відповідній напрузі можуть розбивати ковалентні зв'язки, так наприклад, в кремнії: виникає 2 електрона та 1 дірка, тобто виникає лавинний процес (ударна іонізація), яка різко збільшує зворотній струм переходу, тому що електрони мають енергію, достатню для проходження крізь потенціальний бар'єр  $p$ - $n$  переходу.

Процес лавинного пробую характеризується коефіцієнтом лавинного множення, і визначається :

$$M = \frac{I}{I_0}$$

де  $I_0$  – струм, створений неосновними носіями, які входять в перехід,  $I$  – струм, який виходить з переходу.

Коефіцієнт лавинного множення може бути набагато більший одиниці:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_m}\right)^n}$$

де  $U$  – прикладена зворотна напруга,  $U_m$  – напруга лавинного пробую,  $n$  – емпіричний коефіцієнт.

Коли  $U_{зв}$  прямує до  $U_m$ , то дріб наближається до одиниці, відповідно  $M$  прямує до нескінченності. Напруга лавинного пробую  $U_m$  для кремнію (Si) залежить від питомого опору бази:

$$U_m = \alpha \cdot \rho_{\sigma}^m \frac{I}{I_0}, \quad \begin{array}{l} m = 0.65 \\ \alpha = 86.0 \\ n = 5.0 \end{array}$$

Таким чином, змінюючи опір бази, можемо змінювати напругу лавинного пробую  $U_m$ . Цей ефект використовується для стабілізації напруги. Діоди призначені для роботи в такому режимі, називаються стабілітронами. Вони виготовляються з кремнію, оскільки кремнієві діоди мають достатньо круту

зворотну гілку, і в широкому діапазоні робочих струмів у них не виникає теплового пробою, що призводить до появи на зворотній гілці ВАХ ділянки з негативним опором.

Отже лавинний пробій – це відновлюємий пробій. Якщо струм крізь перехід обмежений опором зовнішнього кола і потужність, яка виділяється на переході малі, то пробій може бути зворотний. В іншому випадку електричний пробій може перейти у тепловий. Він незворотній.

Тунельний пробій виникає в сильно легованих  $p$ - $n$  переходах, тобто у (вироджених) напівпровідниках при великій концентрації домішок у  $p$ - та  $n$ -областях структур (порядку  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ ), що визначає велику напруженість поля на вузькому  $p$ - $n$  переході. В цьому випадку енергія Фермі буде у зоні провідності (для  $n$ -області) і у валентній зоні (для  $p$ -області). По обидва боки переходу будуть однакові енергетичні рівні, тому носії заряду переходять із одної області у другу без витрати енергії (рис.5.2).

Як відомо, електрон, який має енергію, недостатню для переходу через потенціальний бар'єр, все таки може подолати його, якщо за бар'єром є такий самий вільний енергетичний рівень, на якому він знаходиться перед бар'єром. Він залишає одну область НП з тією енергією з якою входить у другу. Це стає можливим при великій напруженості поля, яка зміщує енергетичні поля. Електрони рухаються у бік  $p$ - $n$  переходу під дією прямої напруги і проходять крізь нього (ніби крізь тунель), навіть не витрачаючи енергії.

Із збільшенням  $U_{зв}$  товщина бар'єру зменшується і напруженість поля у ньому росте. Якщо  $p$ - $n$  перехід достатньо тонкий, то вже при порівняно невисокій зворотній напрузі ( $U_{зв}$ ) поле на переході досягає такого значення, при якому починається інтенсивне тунелювання електронів крізь  $p$ - $n$  перехід і його пробій. Отже для виникнення тунельного пробою необхідно виконати наступні умови: перехід повинен бути вузьким, проти зайнятих носіями рівнів у  $p$ -шарі, в  $n$ -шарі повинні знаходитися вільні рівні.

Тобто **тунельний пробій** – це перехід носіїв заряду із зайнятого енергетичного рівня р-шару на вільний енергетичний перехід n-шару без зміни енергії. Він виникає в сильнолегованих напівпровідниках з низькоомною базою. ( $U_{зв} \gg 8V$ ). Виникнення тунельного пробію показано на енергетичній зонній діаграмі (рис.2.11).

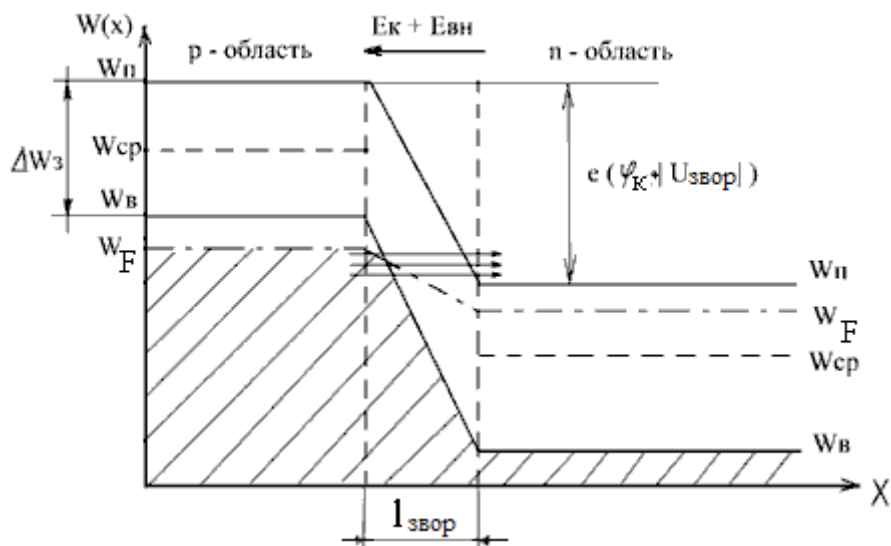


Рис.2.11. Виникнення тунельного пробію

Поверхневий пробій відбувається в місцях виходу переходу на поверхню НП кристалу і наявності поверхневого поля, що збільшує напруженість поля у приповерхневих шарах переходу. Наприклад при наявності на поверхні позитивного заряду електрони із *n*- області притягуються до поверхні, заповнюючи частину області *p-n* переходу, що приводить до зменшення товщини переходу у приповерхневих шарах і збільшенню ймовірності пробію (рис.2.12).

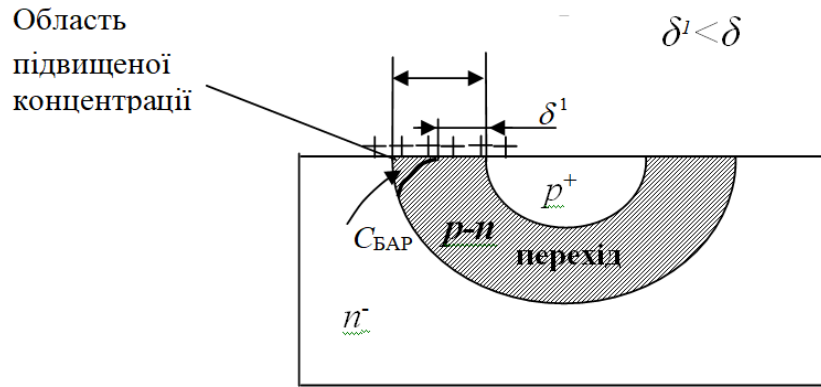


Рис.2.12. Поверхневий пробій

Тепловий пробій виникає внаслідок порушення рівноваги між теплом, що виділяється у *p-n* переході і теплом, що відводиться від нього.

Він виникає при перегріві *p-n* переходу. При цьому *p-n* перехід сплавляється і втрачає вентильні характеристики, перетворюючись на резистор (рис.2.13):

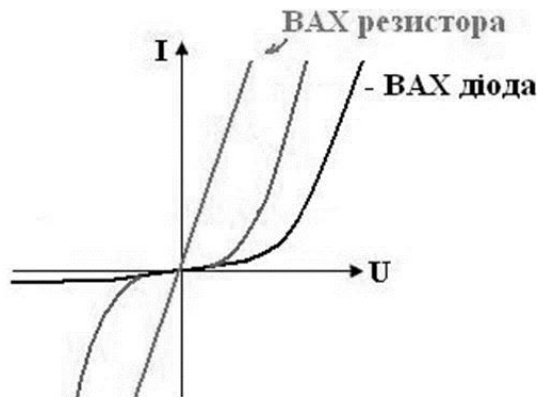


Рис.2.13. Тепловий пробій

Потужність відводу :

$$P_{від} = \frac{T_n - T_0}{R_T}$$

Для позбавлення від виникнення теплового пробою від *p-n* переходу потрібно відводити тепло. Потужність, що відводиться визначається виразом

$$P_{від} = U_{зв} \cdot I_{зв} ,$$

де  $P_{nid}$  – потужність, що підводиться,  $P_{від}$  – потужність, що відводиться,  $T_n$  – температура переходу,  $T_o$  – температура зовнішнього середовища,  $R_T$  – тепловий опір, що визначається перепадом температур, необхідний для відводу тепла від переходу в зовнішнє середовище.

Звідси можна знайти максимальне допустиме значення зворотної напруги.

$$U_{зв} = \frac{T_n - T_o}{R_T \cdot I_{зв}}$$

Тобто допустима зворотна напруга тим вища, чим менший зворотній струм переходу, тепловий опір і температура середовища та чим вища допустима температура переходу. В момент пробою відбувається спад напруги на переході буде  $\Delta U$  (рис.2.14).

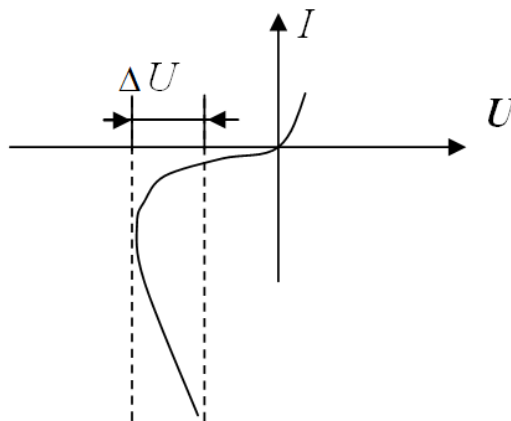


Рис. 2.14. Пробій переходу

Тепловий пробій спостерігається переважно у германієвих переходах. Зворотній струм кремнієвих переходів настільки малий, що тепловий пробій в них практично неможливий.

Верхньою температурою (максимальною) вважається для германію – 70...80 °С, для кремнію – 120...150 °С.

### Відмінності прямої гілки ВАХ переходу (ділянки 3 та 4)

**Перша відмінність** – ділянка 3 (струм реального переходу більший струму інжекції).

У кремнію при прямій напрузі  $U_{np}$  приблизно рівній 0.3-0.4В протікають два струми:  $I_{np} = I_{інж} + I_{рек}$ ,

де  $I_{інж}$  та  $I_{рек}$  – відповідно струм інжекції (створений двома носіями дірками та електронами), та струм рекомбінації.

Частина основних носіїв (електронів та дірок) в р-п переході можуть рекомбінувати. Це створює наскрізний струм рекомбінації:

$$I_{рек} = eSl \frac{n_i \varphi_T}{(\Delta\varphi_0 - U)\tau_n} \cdot e^{\frac{U}{\varphi_T}},$$

де  $\tau_n$  – час життя електрона ;

Струм інжекції та струм рекомбінації прямо пропорційний прикладеній до р-п переходу напрузі ( $U$ ).

При збільшенні вхідної напруги струми  $I_{інж}$  та  $I_{рек}$  зростають не однаково. При малих напругах переважно зростає струм рекомбінації, тому що  $I_{рек} \sim e^{U/2\varphi_T}$ , а  $I_{інж} \sim e^{U/\varphi_T}$ . При  $U_{np} < 0,4$  В переважає струм рекомбінації. При  $U_{np} > 0,4$  В – струм інжекції. Тому на ВАХ кремнієвого переходу існує «п'ята».

**Друга відмінність** – ділянка 4 (реальний струм менший від ідеалізованого). Вона пов'язана з наявністю реальних опорів бази та емітера. Залежність струму (р-п переходу) від напруги має вигляд:

$$I = I_0 \exp\left(\frac{U}{\varphi_T} - 1\right).$$

Якщо опори емітера та бази переходу не рівні нулю ( $R_e \neq 0, R_b \neq 0$ ), то частина напруги падає на цих опорах:

$$I = I_0 \left( e^{\frac{U - I(R_e + R_b)}{\varphi_T}} - 1 \right)$$

або можна записати :

$$U = \varphi \ln I_0 \left( \frac{I}{I_0} + 1 \right) + I(R_e + R_\delta),$$

тобто до переходу прикладається менша напруга.

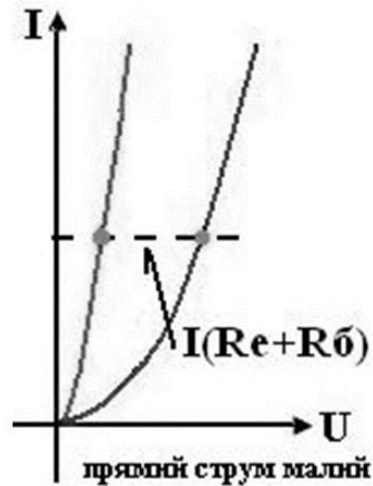


Рис.2.15. Вплив опорів бази та емітера на пряму гілку ВАХ переходу

Якщо  $R_e$  та  $R_\delta$  мають великі значення, то ВАХ не є експоненціальною, а перетворюється в пряму лінію.

## 2.5 Ємності переходу

Ємність переходу в першу чергу пов'язана з нагромадженням об'ємних зарядів. Існує бар'єрна та дифузійна ємності.

Бар'єрна ємність визначається нерухожими іонами атомів домішок, дифузійна – рухомими носіями заряду.

Крім них в реальному діоді існує ще і корпусна ємність (рис.2.16).

Загальна ємність діода складається з трьох складових:

$$C_{\text{діода}} = C_{\text{бар}} + C_{\text{диф}} + C_{\text{корп}},$$

де  $C_{\text{бар}}$  – бар'єрна ємність,  $C_{\text{диф}}$  – дифузійна ємність,  $C_{\text{корп}}$  – корпусна ємність.

Вони погіршують характеристики р-п переходу при роботі на змінному струмові обмежуючи його частотні властивості. Це пов'язано з часом заряду і розряду ємності, яка характеризується постійною часу:

$$\tau = R(C_{бар} + C_{диф} + C_{корп}).$$

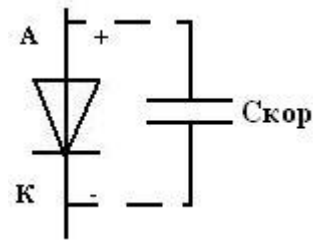


Рис.2.16. Корпусна ємність діода

### Бар'єрна ємність

Бар'єрна ємність ( $C_{бар}$ ) визначається нерухомими іонами атомів домішок. Вона утворюється об'ємним зарядом нерухомих іонів атомів домішок  $Q$ , який розміщується в  $p-n$  переході (рис.2.17).

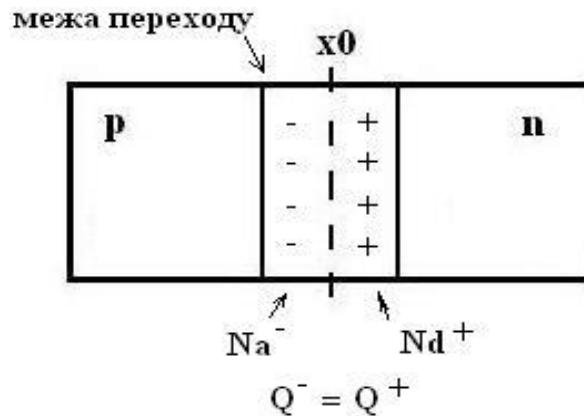


Рис.2.17. Виникнення бар'єрної ємності

На межі переходу зосереджені заряди  $Q^+$  та  $Q^-$ . В рівноважному стані вони створюють бар'єрну ємність, яка визначиться виразом:

$$C_{бар}(0) = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{HP} S}{l_0},$$

де  $l_0$  – ширина переходу в рівноважному стані.

При зміні напруги прикладеної до переходу він змінює свою ширину. Так, наприклад, для несиметричного переходу при подачі напруги маємо

$$l(U) = l_0 \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0 \pm U}{\Delta\varphi_0}}.$$

При зворотній напрузі перехід розширюється, при прямій звужується. Бар'єрна ємність визначиться як:

$$C_{\text{БАР}}(U) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{НП}} S}{l(U)} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\text{НП}} S}{l_0} \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\Delta\varphi_0}{U} \Delta\varphi_0}}.$$

Бар'єрна ємність залежить від типу переходу (технології виготовлення)

$$C_{\text{БАР}}(U) = \frac{C_{\text{БАР}}(0)}{\left(1 + \frac{\Delta\varphi_0}{U}\right)^m},$$

де  $C_{\text{БАР}}(0)$  – бар'єрна ємність при нульовій напрузі.

Для лінійної зміни домішок в переході  $m = 0,2$ , для різкого переходу  $m = 0,5$ , для надрізкого переходу  $m = 1,0$ .

Вольтфарадна характеристика переходу для різних технологій виготовлення показана на рис.2.18.

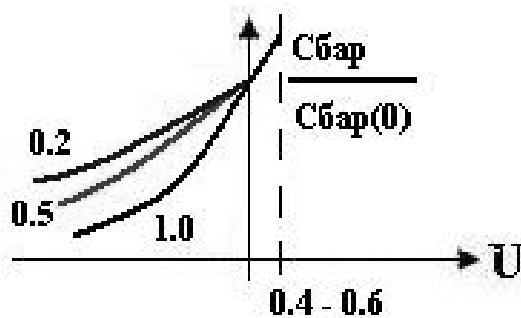


Рис.2.18. Бар'єрна ємність для різних переходів

Бар'єрна ємність є і при прямій напрузі.(до  $U_{np} = 0.4...0.6$  В). Далі за рахунок інжекції ( $U_{np} > 0.6$  В) бар'єрна ємність втрачає свою функцію, перехід насичується, опір бази зменшується і бар'єрна ємність ним шунтується.

Інтенсивне інжектування починається для кремнію при  $U_{np} = 0,5 \dots 0,6$  В, для германію при  $U_{np} = 0,3 \dots 0,4$  В.

### Дифузійна ємність

З подачею прямої напруги завдяки інжекції основних носіїв заряду (дірок) з емітера в базу з'являється дифузійний струм, що утворює незрівноважений заряд бази (рис.2.19).

Інжектвані в базу носії повинні мати час, щоб за рахунок дифузії дійти до кінця бази.

Коли відбувся розподіл інжектваних в базу носіїв заряду, то сформований заряд приблизно дорівнює заштрихованій площі. Процес формування заряду не миттєвий. На це потрібен час. Тобто існує ємність.

Ємність, яка відображає процес нагромадження інжектваних носіїв, і є дифузійною ємністю:

$$C_{\text{диф}} = \frac{dQ}{dU}.$$

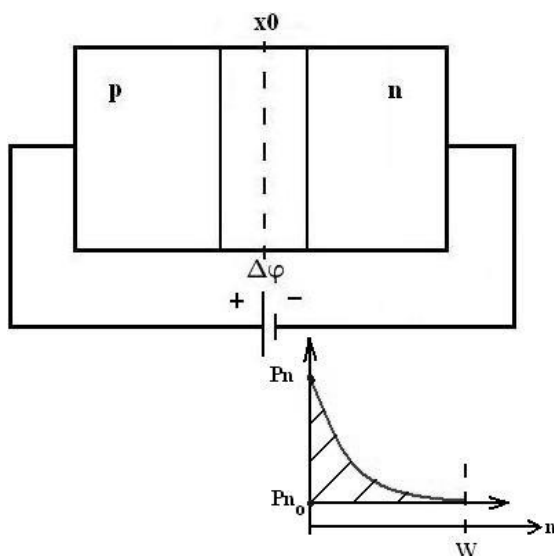


Рис.2.19. Розподіл інжектваних в базу носіїв заряду

Розряд дифузійної ємності – це виведення інжектваного заряду в базу. Дифузійна ємність пов'язана з величиною струму  $I_p$ , та часом життя  $\tau_p$ . За умови довгої бази ( $W_b \gg L_p$ ):

$$C_{\text{диф}} = \frac{I_p \tau_p}{\varphi_T}.$$

Для короткої бази ( $W_b < L_p$ ), де  $t_D$  час дифузії.

$$C_{\text{диф}} = \frac{I_p t_D}{\varphi_T}.$$

Як видно, чим більший прямий струм, тим більша дифузійна ємність.

Вольт-фарадну характеристику дифузійної ємності наведено на рис.2.20.

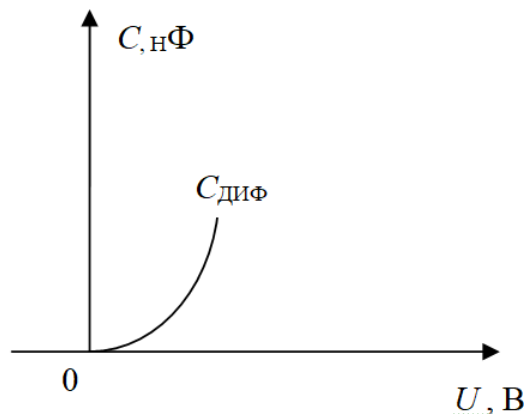


Рис.2.20. Залежність дифузійної ємності  $C_{\text{диф}}$  від напруги

Хоча накопичення нерівноважних рухомих носіїв заряду здійснюється не в переході, а в базі, для зручності аналізу, дифузійну ємність вважають складовою ємності  $p$ - $n$  переходу, підключеною паралельно до бар'єрної ємності.

## 2.6. Гетероперехід

**Гетероперехід** – це електричний перехід, який виникає при контакті двох напівпровідників з близькою кристалічною структурою і різною шириною забороненої зони.

Застосовують у польових та біполярних НВЧ транзисторах (до сотень ГГц), світло- та фотодіодах.

В них найчастіше використовуються структура  $\text{Al}_x\text{Ga}_x\text{As} - \text{GaAs}$ .

Нехай першим буде н/п  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (ширина забороненої зони  $\Delta\phi_{33}=1,8\text{ В}$ ) – напівпровідник  $n$ -типу, другим  $\text{GaAs}$  (ширина забороненої зони  $\Delta\phi_{33}=1,4\text{ В}$ ) –  $p$ -тип провідності. Зонна діаграма напівпровідників до контакту показана на рис.4.20.

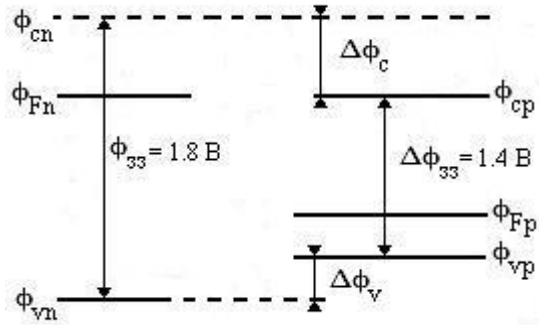


Рис.2.21. Матеріали гетеропереходу до з'єднання НП

Для них різниця складає:

- в заборонених зонах –  $\Delta\phi_{33} = \Delta\phi_{331} - \Delta\phi_{332}$
- для дна зони провідності –  $\Delta\phi_c = \phi_{cn} - \phi_{cp}$
- для стелі валентної зони –  $\Delta\phi_v = \Delta\phi_{331} - \Delta\phi_{332} - \Delta\phi_c$ .

Зонна діаграма переходу в рівноважному стані показана на рис.2.22.

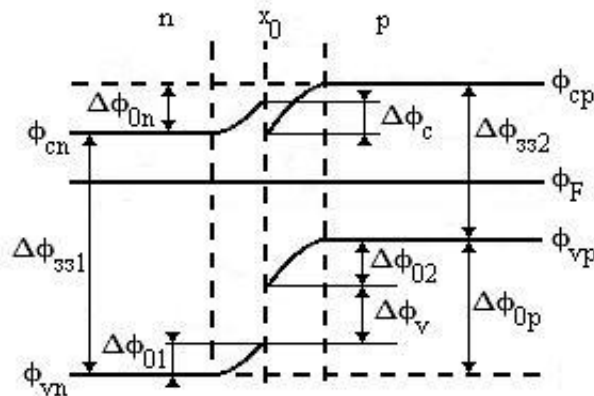


Рис.2.22. Гетероперехід в рівноважному стані

Існують розриви дна зони провідності і стелі валентної зони. Потенціальний бар'єр це різниця рівнів Фермі до контакту

$$\Delta\phi_0 = \phi_{Fn} - \phi_{Fp} = \Delta\phi_{01} + \Delta\phi_{02}$$

Бар'єри для електронів та дірок різні. Потенціальний бар'єр - це різниця між рівнем Фермі та контактом.

$$\Delta\varphi_{0n} \ll \Delta\varphi_{0p}$$

Гетеропереходи принципово мають різні потенціальні бар'єри для електронів та дірок.

В звичайному *p-n* переході щоб досягти рівня інжекції близького до 1

$$\gamma = \frac{j_p}{j_p + j_n} = 1 - \frac{\rho_e}{\rho_o}, \quad N_e \gg N_o,$$

де  $j_p$  – струм інжекції дірок,  $j_n$  – струм інжекції електронів, перехід повинен бути обов'язково сильно несиметричний, тобто база повинна бути більш високоомна ніж емітер.

Для гетеропереходу це не потрібно тому, що за рахунок різної ширини забороненої зони база може бути теж сильно легованою ( $N_B \gg N_E$ ).

Це дозволяє в транзисторах робити вузьку сильнолеговану базу, що збільшує робочу частоту.

## 2.7. Модель діодних структур

Моделлю будь-якого об'єкту називається таке його представлення, яке відповідає за своїми властивостями досліджуемому об'єкту і дозволяє замінити його при дослідженні, проектуванні, вивченні.

Схему заміщення діода можна зобразити в вигляді (рис.2.23).

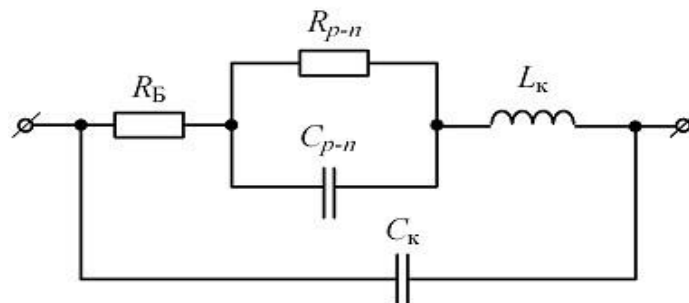


Рис.2.23. Схема заміщення *p-n* структури

де  $C_{p-n} = C_{\text{БАР}} + C_{\text{ДИФ}}$  – ємність переходу, яка залежить від напруги;  $R_{p-n}$  – опір переходу,  $R_{p-n} = \frac{U}{I}$  (з ВАХ);  $R_{\text{Б}}$  – опір бази, (В переході концентрація дірок в емітері ( $p$  - області) в 10-100 разів більша за концентрацію електронів в базі ( $n$  - області) . Це означає, що  $r_{\text{Е}} \ll r_{\text{Б}}$ );  $L_{\text{к}}$  – індуктивність виводів.

Зі схеми заміщення діода видно, що ефективність його роботи з ростом частоти зменшується. Це зв'язано з наявністю ємності  $p-n$  переходу, яка його шунтує, опору об'єднаної області переходу та наявністю опору слабо легованої області бази.

Ємність кремнієвих діодів при зворотній напрузі (і прямій до 0,4...0,5 В) буде бар'єрною. При більшій прямій напрузі вона стає дифузійною.

## 2.8. Контактна різниця потенціалів

На межах  $p-n$  переходу виникає контактна різниця потенціалів  $\Delta\varphi_0$  ( $\varphi_{\text{к}}$ ), потенціальний бар'єр, величина якої визначається різницею рівнів Фермі в матеріалах до контакту (рис.2.24).

В рівноважному стані в н/п перепаду рівнів Фермі не має, тобто

$$\text{grad } \varphi_p = 0$$

Ліворуч від металургійної межі (координати переходу  $x_0$ , в якій концентрації електронів та дірок однакові) зображено потенціальну діаграму  $p$ -шару, а праворуч  $n$ -шару. З'єднуємо їх.

Маємо ширину забороненої зони та величину контактної різниці потенціалів (потенціальний бар'єр)

$$\Delta\varphi_{\text{зз}} = \varphi_{\text{ср}} - \varphi_{\text{вр}};$$

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{\text{Ер}} - \varphi_{\text{Ен}},$$

де  $\varphi_{\text{ср}}$  – дно зони провідності,  $\varphi_{\text{вр}}$  – стеля валентної зони,  $\varphi_{\text{Ер}}$  – середина забороненої зони  $p$ -НП,  $\varphi_{\text{Ен}}$  – середина забороненої зони  $n$ -НП.

Причиною виникнення потенціального бар'єру є перепад концентрацій  $p_{\text{р0}} \gg p_{\text{н0}}$ , тому величина потенціального бар'єру визначиться як

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{P_{po}}{P_{no}}$$

$$\varphi_T = \frac{kT}{e} = \frac{kT}{11600} \text{ [В]},$$

де  $\varphi_T$  – температурний потенціал,  $k$  – постійна Больцмана,  $T$  – температура.

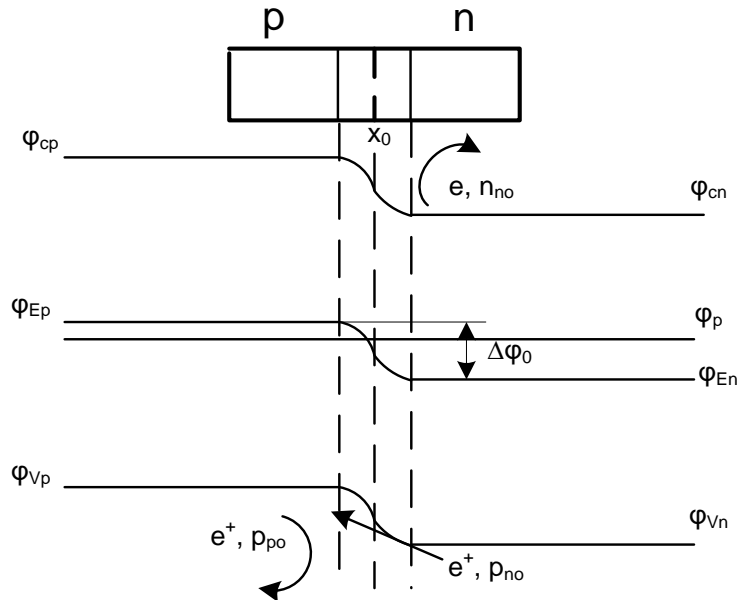


Рис.2.24. Потенціальна діаграма переходу в рівноважному стані

Контактна різниця потенціалів збільшується з концентрацією домішок, та зменшується зі збільшенням температури. Чому? Тому що при цьому збільшується власна концентрація носіїв а домішкова практично не змінюється.

Значення контактної різниці потенціалів для германієвих переходів  $\varphi_k = 0,36 \text{ В}$  при  $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $T = 300^\circ\text{К}$ ; для силіцієвих (кремнійових) переходів -  $\varphi_k = 0,6 \text{ В}$ .

Перепад концентрації спричиняє дифузію рухливих носіїв заряду в напрямі від більшої концентрації до меншої, тобто електрони з шару  $n^+$ , де їх більше переходять в шар  $p$ , де їх менше, а дірки з  $p$  в  $n^+$ . Через перехід тече дифузійний струм, створений основними носіями. Шари  $l_{no}$  і  $l_{po}$ , які прилягають до металургійної межі, збіднюються основними носіями. Перехід з

шириною  $l_o = l_{no} + l_{po}$  є збідненим шаром. В шарі  $l_{no}$  залишається некомпенсований заряд, створений нерухомими позитивними іонами донорних домішок з концентрацією  $N_\delta^+$ , а в  $l_{po}$  – некомпенсований заряд, створений нерухомими негативними іонами акцепторних домішок з концентрацією  $N_A^-$ .

Некомпенсований позитивний нерухомий об'ємний заряд, створений іонами донорів в шарі  $l_{no}$  дорівнює

$$Q^+ = eN_\delta^+ S l_{no},$$

де  $e$  – заряд електрона,  $S$  – площа  $p-n$  переходу.

а заряд, створений нерухомими іонами акцепторів в шарі  $l_{po}$

$$Q^- = eN_A S l_{po}.$$

Нерухомі заряди, створені іонами в шарах  $l_{no}$  і  $l_{po}$  однакові:  $Q^+ = Q^-$ , а оскільки  $N_\delta^+ \gg N_A$ , то з цього випливає, що

$$\frac{l_{no}}{l_{po}} = \frac{N_A}{N_\delta^+}, \text{ і при } N_\delta^+ \gg N_A, l_{no} \ll l_{po},$$

тобто в несиметричному переході  $n^+ - p$  перехід зосереджений у високоомному шарі, базі  $l_o \approx l_{po}$

Контактна різниця потенціалів залежить від температури. Із збільшенням температури вона зменшується. При збільшенні температури зростають концентрації неосновних носіїв  $p_{no}$  і  $n_{po}$ , тому що вони пропорційні квадрату концентрації власних носіїв  $n_i^2$ . Це видно із умови термодинамічної рівноваги (рівність  $r_0 = \frac{n_0}{\tau_n} = \frac{p_0}{\tau_p} = g_0$ ), яка може бути записана для НП  $n$ -типу –  $n_i^2 = n_n p_n$  та НП  $p$ -типу –  $n_i^2 = p_p n_p$ , та визначає кількість неосновних носіїв. Концентрації

основних носіїв в робочому діапазоні температур напівпровідника залишаються практично незмінними  $n_{no} = N_{\delta} + n_i \approx N_{\delta}$ ,  $p_{po} = N_A + n_i \approx N_A$ .

При збільшенні температури збільшується власна провідність, через стрімке зростання  $n_i$ , і роль домішкової провідності зменшується. Відбувається теплове виродження  $p - n$  переходу. Концентрації неосновних носіїв  $n_{po}$ ,  $p_{no}$  зростають, концентрація основних носіїв  $n_{no}$ ,  $p_{po}$  залишаються практично незмінними, відношення  $\frac{n_{no}}{n_{po}}$  та  $\frac{p_{po}}{p_{no}}$  наближаються до одиниці, а логарифм цих відношень прямує до 0, тобто  $\Delta\varphi_0 \rightarrow 0$ . Це означає,  $p - n$  перехід практично зникає.

В рівноважному стані  $p - n$  перехід характеризують максимальною напруженістю електричного поля на металургійній межі та шириною переходу.

Максимальна напруженість електричного поля визначається як

$$E_{\text{макс}} = \frac{eN_A l_p}{\varepsilon\varepsilon_0} = \frac{eN_{\delta} l_n}{\varepsilon\varepsilon_0},$$

де  $\varepsilon_0$  – діелектрична проникність вільного простору,  $\varepsilon$  – діелектрична проникність напівпровідника.

Ширина переходу  $l_0$  дорівнює і складає 1...5 мкм.

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta\varphi_0}{e} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_{\delta}} \right)}.$$

Для несиметричного переходу  $n^+ - p$  ( $N_{\delta} \gg N_A$ ) ширина переходу залежить від концентрації  $N_A$  і перехід зосереджений в високоомній базі  $l_{po}$ :  $l_0 \approx l_{po}$ .

Для виготовлення  $p-n$  переходу використовують найчастіше використовують дифузію домішок. При необхідності створити надтонкий шар в десяті долі мікрметра, використовують іонну імплантацію, бомбардування

іонами домішки електронною гарматою з енергією іонів від 100 MeV до 1 GeV. Енергія потоку визначає глибину імплантації.

Для вирощування тонких плівок НП на поверхні підкладки використовують епітаксію. Це вирощування плівки на НП основі (підкладці) з повторенням її кристалічної решітки. Така технологія застосовується для виготовлення надрешіток а також для виготовлення транзисторів з високою рухливістю електронів (HEMT – *High Electron Mobility Transistor* – польовий транзистор). В них використовується контакт двох НП близьких за характеристикою, наприклад Si та GaAs, з різною шириною забороненої зони (гетероперехід). Особливістю таких транзисторів є робота на частотах до 100 МГц. Вони використовуються в вхідних колах малошумних підсилювачів супутникового зв'язку.

Якщо перехід виготовляється з одного матеріалу, то він називається гомо перехід.

## 2.9. Контрольні запитання

1. Чому виникає електронно-дірковий перехід?
2. Пряме та зворотне зміщення переходу.
3. Що таке інжекція?
4. В чому полягає явище екстракції?
5. Чому виникають вентильні властивості переходу?
6. ВАХ ідеального та реального переходів.
7. В чому суть тунельного пробою?
8. Їмності переходу. В яких приладах вони використовуються?
9. Чому в переході Me-НП не має дифузійної ємності?

## Лекція 3. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ДІОДИ

### 3.1. Класифікація котушок індуктивності

НП діодом називають електроперетворювальним приладом з одним та з двома виводами.

#### Класифікація НП діодів

Діоди можна класифікувати:

- За видом електричного переходу: точковий, лощинний
- За виглядом процесів: лавинний, тунельний
- За видом перетворення енергії: світло діоди, фотодіоди
- Електричний струм – в електричний струм.
- За методом виготовлення: сплавні, дифузійні, епітаксіальні

Діоди можна поділити також на пасивні діоди (не підсилюють) та активні діоди (можуть генерувати та підсилювати струм) (тунельний).

#### Умовне позначення діодів

Найчастіше застосовуються: випрямні діоди, стабілітрони, варікапи, тунельні і оборотні, діоди Ганна, діоди шотки, генератори шуму, імпульсні діоди, стабілізатори струму, світлодіоди, магнітодіоди, фотодіоди.

Система позначення діодів

**1 елемент.** Літера ( або цифра ) визначає початковий напівпровідниковий матеріал або його сплави

Г або 1 – германій

К або 2 – кремній

А або 3 – арсенід галію

І або 4 - з'єднання індію

**2 елемент.** Літера, що вказує клас приладу.

А – НВЧ діод;

Б – прилад з об'ємним ефектом (Ганна );

В – варікап;

- Г – генератор шума;
- Д – випрямні, універсальні і імпульсні діоди;
- И – тунельний та обернений діод;
- К – стабілізатор струму;
- Л – світлодіод;
- С – стабілітрон і стабістор;
- Н - діодні тиристори
- У - тріодні тиристори.
- Ц – випрямні стовпці або блоки.

**3 елемент.** Тризначне число, яке визначає технологічний тип приладу, його призначення і номер розробки (останні дві цифри), окрім стабілітронів і стабісторів.

Перша цифра 3-го елемента відповідає типу діодів:

– для НВЧ діодів ( **А** ):

- |                  |                 |
|------------------|-----------------|
| 1 – змішувальні  | 2 – детекторні  |
| 4 – параметричні | 5 – регулювання |
| 6 – помноження   | 7 – генераторні |

– для варікапів ( **В** ):

- 1 – підстройки
- 2 – помноження

– для діодів ( **Д** ):

- 1 – випрямні малої потужності (  $I_{пр}$  до 0,3 А );
- 2 – випрямні середньої потужності (  $I_{пр}$  до 10 А );
- 4 – універсальні ( з робочою частотою до 1 ГГц );
- імпульсні з часом відновлення:
- 5 – більше 150 нс,
- 6 –  $30 \div 150$  нс,
- 7 –  $5 \div 30$  нс,
- 8 –  $1 \div 5$  нс,

9 – менше 1 нс;

– для тунельних та обернених діодів (**И**):

1 – підсилювальні,

2 – генераторні,

3 – перемикання,

4 – оборотні;

– для стабілітронів і стабісторів останні дві цифри означають:

при напрузі стабілізації  $U_{ст} < 10$  В – десяті долі  $U_{ст}$  ;

при  $U_{ст} = 10 \div 99$  В – номінальне  $U_{ст}$  ;

при  $U_{ст} = 100 \div 199$  В – різницю між номінальним  $U_{ст}$  і 100 В .

**4 елемент.** Літера, що означає класифікацію діодів в середині технологічного типу по одному або декільком електричним параметрам.

Якщо дві літери, то остання з них означає конструктивну модифікацію даного діода (1,2 – з гнучкими виводами, 3 – жорсткі виводи і т.д.).

Наприклад, діод КД215А – це кремнієвий універсальний діод середньої потужності, 15 розробка, А – розкид параметрів.

За кордоном існують три основні системи позначень напівпровідникових елементів: американська (JEDEK), європейська (PRO ELECTRON) і японська (JIS). В JEDEK перша цифра показує кількість *p-n*-переходів: 1 – діод, 2 – транзистор, 3 – тиристор. Після цифри стоїть літера, потім серійний номер і різні параметри для пристроїв даного типу.

**Система маркування JEDEC (США) напівпровідникових приладів :**

*Перший елемент* означає число *p-n* переходів: 1 – діод; 2 – транзистор; 3 – тиристор.

*Другий елемент* – буква "N" і "P" (типономінал).

*Третій елемент* – цифри (серійний номер).

*Четвертий елемент* – буква, вказуюча на можливі зміни параметрів (характеристик) приладу в межах одного типомінала по ЕІА. Якщо корпус

світлодіода або іншого напівпровідникового приладу малий, то в скороченій маркуванні перша цифра і буква "N" - не ставляться.

Існує колірна система маркування (табл.3.1).

Таблиця 3.1.

Колірна маркування напівпровідникових діодів за системою JEDEC:

числове значення	буквене значення	колір смуги	числове значення	буквене значення	Колір смуги
0	-	чорний	5	E	зелений
1	A	коричневий	6	F	синій
2	У	червоний	7	G	фіолетовий
3	З	оранжевий	8	H	сірий
4	D	жовтий	9	I	білий

У колірному маркуванні напівпровідникових діодів перша цифра (одиниця) і буква "N" опускаються. Номери з двох цифр (1N66...) - позначаються однією чорною смугою і двома кольоровими, якщо в позначенні використовується буква, то вона указується четвертою смугою.

Номери з трьох цифр (1N237...) - позначаються трьома кольоровими смугами, четверта смуга указує букву.

Номери з чотирьох цифр (1N1420...) - позначаються чотирма кольоровими смугами і п'ятою чорною, якщо потрібно позначити букву, то її позначають п'ятою кольоровою смугою. Кольорові смуги знаходяться ближче до катода або перша від катода – широка, тип діода читається від катода.

#### **Європейська система маркування PRO ELECTRON НП приладів:**

*Перший елемент* означає початковий матеріал (А - германій; У - кремній; З - арсенід галія; D -антимонид індія; R - сульфід кадмію).

*Другий елемент* визначає підклас приладу (А - малопотужний діод; У - варікап; З - малопотужний НЧ транзистор; D - могутній НЧ транзистор; Е -

тунельний діод; F - малопотужний ВЧ транзистор; G - декілька приладів в одному корпусі; H - магніодіод; L - могутній ВЧ транзистор; M - датчик Холу; P - фотодіод.фототранзистор; Q - світлодіод; R - малопотужний регулюючий або перемикальний прилад; S - малопотужний перемикальний транзистор; T - могутній регулюючий або перемикальний транзистор; U - могутній перемикальний транзистор; X - умножительный діод; Y - могутній випрямний діод; Z - стабілітрон).

*Третій елемент* цифри і букви: 100...999 - прилади широкого застосування, Z10...A99 - прилади для промислової і спеціальної апаратури.

*Четвертий і п'ятий елементи* букви і цифри, що позначають, - для стабілітронів - допустима зміна номінальної напруги стабілізації (буква) і напруга стабілізації, B (цифра): A = 1 %; B = 2%; C = 5%; D = 10%; E = 15%

### **Маркування НП приладів за японською системою JIS-C-7012**

У Японії широко використовується промисловий стандарт JIS асоціації Electronic Industries of Japan, який є комбінацією між системами позначень JEDEC і Pro-Electron.

Умовне позначення складається з п'яти елементів:

*Перший елемент* цифра, позначає вид (клас) н/п приладу: 0 - фотодіод, фототранзистор; 1 - діод; 2 - транзистор; 3 - тиристор.

*Другий елемент* буква "S" означає "Semiconductor" ("Напівпровідник").

*Третій елемент* буква, що позначає тип приладу: A - високочастотний транзистор з PNP переходом; Y - низькочастотний транзистор з NPN переходом; 3 - високочастотний транзистор з NPN переходом; D - низькочастотний транзистор з PNP переходом; E - діод Есаки (чотиришаровий діод із структурою PNPN); F - тиристор; G - діод Ганна (чотиришаровий діод із структурою NPNP); H - одноперехідний (не інжектированный) транзистор; 1 - польовий транзистор з Р-каналом; К - польовий транзистор з N-каналом; М - симетричний тиристор (семістор); Q - світлодіод; R - випрямний діод; S - слабкострумовий діод; T - лавинний діод; V - варікап; Z - стабілітрон.

Четвертий елемент позначає реєстраційний номер, починаючи з числа 11...

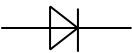
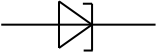
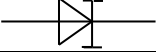
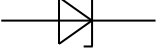
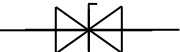
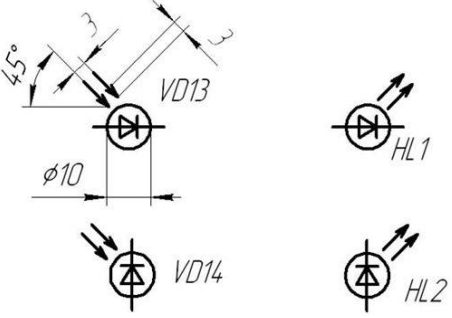
П'ятий елемент буква (може бути відсутнім), позначає різні додаткові модифікації - "А" або "В"

Шостий елемент додатковий індекс "N", "M" або "S", що показує відношення до вимог спеціальних стандартів. У фотоприладів третій елемент маркіровки відсутній.

Схемне позначення діодів наведено в табл.3.2.

Таблиця.3.2

Умовне позначення діодів

1. Діод Випрямний блок Загальне позначення	
2. Тунельний діод	
3. Оборотний діод	
4. Стабілітрон	
а) однобічний	
б) двобічний	
1. Фото та світлодіоди	

Конструктивно діод має НП кристал, який розміщують в герметичному корпусі. На корпус наносять маркування типу діодів. Електричні властивості діодів визначають її статичними ВАХ і параметрами, які наводяться в довідниках.

Найчастіше застосовуються: випрямні діоди, стабілітрони, варікапи, тунельні і оборотні, діоди Ганна, діоди Шоткі, генератори шуму, імпульсні діоди, стабілізатори струму, світлодіоди, магнітодіоди, фотодіоди.

Конструктивно діод - це НП кристал, який розміщують в герметичному корпусі. На корпус наносять маркування типу діодів. Електричні властивості діодів визначають її статичними ВАХ і параметрами, які наводяться в довідниках.

### 3.2. Випрямні діоди

Призначення випрямних діодів:

- 1) Для випрямлення (перетворення змінного струму в постійний);
- 2) Для розв'язки в електричних колах управління та комутації;
- 3) Для обмеження напруги в мережах, що мають індуктивності;

Характеристики випрямних діодів можна розділити на:

- Статичні
- Динамічні

Статичні описують роботу діода в колах постійного струму (0.01 А – 1000 А).

До них відносяться:

$I_{пр.макс}$  – максимальний прямиий струм при подачі прямої напруги.

$U_{зв.макс}$  - максимальна зворотна напруга при заданому зворотному струмові.

Максимальна зворотна напруга лежить у межах від 0,1 В до 2000 В і визначається із умови  $U_{зв.макс} \approx (0,5 \dots 0,8) U_{пр}$ , де  $U_{пр}$  – пробивна напруга.

$P_0$  – потужність, яку може розсіяти діод. Вибирають  $P_0 < P_{макс}$ , де  $P_{макс}$  – максимальна допустима потужність розсіювання діода.

Та інші, наприклад, максимальна та мінімальна робочі температури та інше.

**Динамічні параметри** характеризують якість діода при роботі на змінному струмові:

- Випрямлений струм (середній за періодом прямий струм).
- Середнє значення випрямленої напруги.
- Середнє значення зворотної напруги.
- Середній випрямлений струм.
- Максимальна робоча частота ( $f_{\text{макс}}$ ). Вище максимальної частоти діод не працює.
- Гранична частота ( $f_{\text{гр}}$ )– та частота на якій випрямлений струм падає до певної заданної межі  $f_{\text{гр}} < f_{\text{макс}}$ .
- Ємності діода (бар'єрна, дифузійна, повна).
- Опір постійному струму.
- Диференційний опір в робочій точці А на ВАХ діода

$$r_A = \frac{\Delta U_A}{\Delta I_A}, \quad r_A = \frac{\varphi_T}{I + I_0}.$$

Оскільки струм насичення  $I_0$  при нормальних умовах завжди набагато менший прямого струму  $I$ , можемо записати :

$$r_A = \frac{\varphi_T}{I},$$

де  $I$  – прямий струм,  $\varphi_T$  – тепловий потенціал.

Для випрямлення напруги найчастіше використовують кремнієві діоди. Вони високотемпературні, мають хороші електричні параметри і працюють на частотах до 100 кГц.

Існують окремі діоди, діодні стовпи (декілька послідовно ввімкнених діодів) та діодні мости (діоди ввімкнені по мостовій схемі).

### **Послідовне і паралельне сполучення діодів**

Для збільшення  $U_{зв}$  можна послідовно поєднувати декілька діодів (наприклад, у діода D1009А зворотна напруга  $U_{зв}=5$  кВ). Схема ввімкнення показана на рис.3.1.

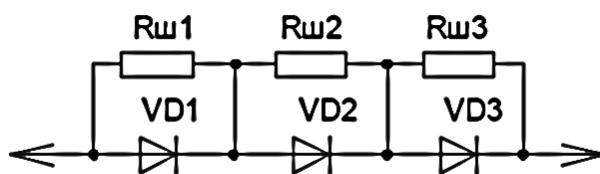


Рис.3.1. Послідовне ввімкнення діодів

Зворотна напруга із-за відмінностей параметрів діодів розподіляється не рівномірно. Тому можливе перевищення зворотної напруги на одному з діодів, наприклад для діода типу Д226 це 400 В. Для того, щоб не було пробоїв треба вирівнювати напругу на кожному з діодів, для цього потрібно шунтувати кожен діод резистором. Головне правильно підібрати кількість діодів і навантаження на кожен діод.

Коефіцієнт навантаження:

$$K_H = \frac{U_m}{n \cdot U_{звор.макс}},$$

де  $U_m$  – напруга, що проводиться до гілки,  $n$  – кількість шунтів,  $U_{звор.макс}$  – максимальна зворотна напруга на один діод.

Іноді для покращення динамічних процесів паралельно до  $R_{ш}$  (опір шунта) ставиться ємність, причому  $C_{ш} \gg C_{діода}$ .

Для збільшення випрямленого струму діоди можна ввімкнути **паралельно**. Прямий опір діодів також має достатньо великий розкид, тому послідовно з діодом ставлять додатковий опір, значення якого вибирається із умови  $R_{\partial} \gg R_{np}$ , де  $R_{np}$  – опір діода прямому постійному струму. Схема послідовного ввімкнення показана на рис.3.2.

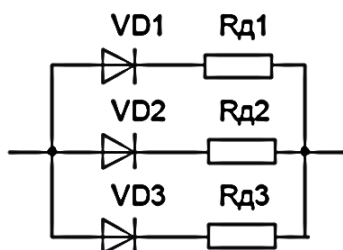


Рис.3.2. Паралельне ввімкнення діодів

Коефіцієнт навантаження за струмом визначається виразом

$$K_I = \frac{I_m}{n \cdot I_{\text{прям.макс}}},$$

де  $I_m$  – максимальне значення прямого струму,  $I_{\text{пр.макс}}$  – максимальний прямий струм діода,  $n$  – кількість діодів.

За звичай прийнято задавати  $K_n$  та  $K_i$  в межах 0,5...0,8.

### 3.3. Змішувальні і детекторні діоди

Змішувальні і детекторні діоди – це випрямні діоди, що працюють на частотах більших за 300 МГц.

Їх призначення:

- Нелінійне перетворення електричних сигналів сигналів.
- Змішування двох ВЧ сигналів.
- Детектування ВЧ сигналів.

**Статичні** параметри ВЧ діодів аналогічні параметрам НЧ діодів. Це  $I_{\text{пр.макс}}$  – максимальний прямий струм,  $U_{\text{зв.макс}}$  – максимальна зворотна напруга,  $P_0$  – потужність, яку може розсіяти діод та інші.

На **динамічні параметри** звертають особливу увагу. До них відносяться:

- Гранична частота ( $f_{\text{гр}}$ ) – та частота на якій випрямлений струм падає до наперед заданої заданної межі  $f_{\text{гр}} < f_{\text{макс}}$ .
- Індуктивність діода –  $L_d$ .
- Барєрна ємність діода при заданій зворотній напрузі –  $C_{\text{БАР}}$ .
- Дифузійна –  $C_{\text{диф}}$  (для діодів з барєром Шоткі відсутня).
- Корпусна ємність –  $C_K$ .
- Максимальні допустимі значення напруг та струмів ( $I_{\text{пр.макс}}$ ,  $U_{\text{зв.макс}}$ ),
- Потужність розсіювання (для германієвих діодів - 10-40 мВт, для кремнієвих – 100 мВт).
- Нормована зворотна напруга  $U_{\text{н.зв}}$  (напруга, при якій досягається необхідний зворотній струм).
- Енергія вигорання при прямій напрузі –  $E_{\text{вигор}} = (10^{-6} \dots 10^{-7} \text{ Дж})$ . Якщо на

вхід ВЧ тракту подати короткий ( $10^{-8}$  сек), потужний імпульс, діод вигорить. Використовується в радіолокації для виводу з ладу радіолокаційних станцій.

- Відносна шумова температура –  $t_{ш} = P_{ш.ВД} / P_{ш.Р}$ , де  $P_{ш.ВД}$  – потужність шумів діода,  $P_{ш.Р}$  – потужність шумів узгодженого навантаження.

Змішувальні діоди використовуються в схемах супергетеродинних приймачів для змішування інформаційного сигналу, що приймається, та сигналу гетеродина. Вони служать для переносу інформації на проміжну (більш низьку) частота, яка легше оброблюється електронною схемою.

В змішувачі стоїть діод з нелінійною ВАХ. Завдяки нелінійності характеристики на змішувачі виникають комбінаційні частоти  $nf_2 \pm mf_1$ , де  $f_2$  – частота гетеродина,  $f_1$  – частота сигналу. Після змішувача стоїть фільтр, який виділяє проміжну частоту  $f_{пром} = f_2 - f_1$ .

### Параметри змішувальних діодів

**Коефіцієнт шуму** (нормований коефіцієнт шуму) –  $K_{ш} = L_{пер} \cdot (t_{ш} + K_{ш.ППЧ} - 1)$ ,  $L_{пер} = 10 \lg(P_{вх} / P_{вих})$  – втрати перетворення (типове значення  $L_{пер} = 3 \dots 10$  дБ),  $P_{вх}$  – потужність вхідного сигналу,  $P_{вих}$  – потужність сигналу на виході ППЧ,  $t_{ш}$  – шумова температура,  $K_{ш.ППЧ}$  – коефіцієнт шуму ППЧ.

Для зменшення шумів змішувальний діод охолоджується до температури рідких азоту (77 К), водню (20 К) чи гелію (4,2 К). В такому випадку можна досягти нормованого коефіцієнту шуму  $K_{ш} \approx 1,5 \dots 2,0$  дБ.

Особливостями діодів є те, що вони працюють при невеликих потужностях (10...100 мВт). Виготовляються в основному безкорпусними чи в метало-керамічному корпусі коаксіальної форми, патронного типу чи як хвильоводні вставки для міліметрового діапазону хвиль, тому корпусна ємність та індуктивність діода дуже малі.

**Детекторні діоди** в залежності від співвідношення опорів діода  $R_{діода}$  і навантаження  $R_n$  характеризуються чутливістю (приростом напруги чи струму при зміні потужності вхідного сигналу) за струмом чи за напругою.

Чутливість за струмом –  $B_I = \Delta I / P_{ex} \approx 2 \dots 10$  А/Вт. Чутливість за напругою –  $B_U = \Delta U / P_{ex} \approx 1 \dots 50$  В/Вт.

### 3.4. Варікапи (конденсатори змінної ємності, керовані напругою)

**Варікапом** називається напівпровідниковий діод відносно низької частоти, у якого в якості основного параметра використовується бар'єрна ємність  $p$ - $n$  переходу, здатна змінюватися при зміні зворотної напруги.

Ємність змінюється від одиниць до десятків і навіть сотень пФ.

На рис.3.3 наведена одна із схем включення варікапа. Варікап  $C_V$  підключається паралельно до  $LC$ -контурі. Управління ємністю варікапа здійснюється постійною напругою  $U$ , яка знімається з потенціометра  $R_2$ .

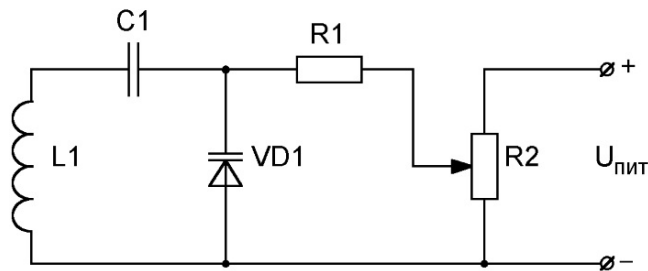


Рис.3.3. Схема включення одного варікапа

Конденсатор  $C_P$  необхідний для того, щоб індуктивність  $L$  не закорочувала варікап за постійним струмом.  $C_P \gg C_V$ . Конденсатор  $C_P$  на ємність контура не впливає.

Резистор  $R_1$  – високоомний. Він служить для того, щоб джерело постійної напруги управління не шунтувало варікап.

Розглянута схема має недолік – змінна напруга контура прикладається до варікапу, і тому його ємність змінюється. Це призводить до розстроювання контура. Щоб позбавитись цього недоліка використовують іншу схему, де ставлять два варікапи, які включені послідовно назустріч один одному (рис.3.4).

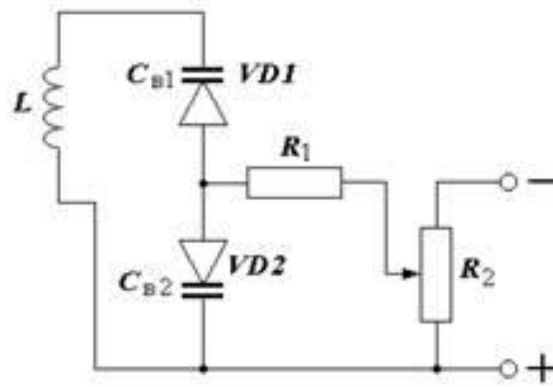


Рис.3.4. Схема включення двох варікапів

В такій схемі при будь-якій зміні напруги в контурі ємність одного варікапа збільшується, а другого – зменшується, загальна ж ємність не змінюється. За постійною напругою варікапи підключені паралельно, тому обидва управляються однаковою напругою управління.

Варікапи можуть застосовуватися також для модуляції сигналу. В цьому випадку сигнал модуляції подається на виводи варікапа, і за його законом буде змінюватись амплітуда коливання.

Основною характеристикою є вольт-фарадна характеристика  $C=f(U_{обр})$ .

Частотний діапазон використання варікапа обмежується його добротністю, яка не повинна бути менше добротності коливального контура, в якому він встановлений. Добротність варікапа  $Q_B = \frac{X_C}{r}$ , де  $X_C$  – реактивний опір варікапа,  $r$  – повний опір втрат залежить від частоти (рис.3.4.).

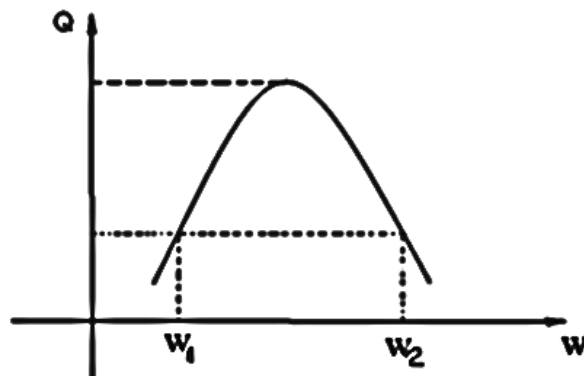


Рис.3.4. Добротність варікапа

Добротність не є сталою величиною і змінюється при  $U_{ном}$ .

Максимальне значення добротності дорівнює приблизно  $Q=1,2 \cdot (r_{пер}/r_{базис})^{0,5}$ .

Інші параметри варікапів наведені в табл.3.3.

Таблиця 3.3.

Параметри варікапів

Назва параметру	Фізичний зміст
номінальна ємність $C_{НОМ}$ (десятки сотні пФ)	ємність між выводами варікапа при номінальній напрузі зміщення ( $U_{НОМ}$ )
максимальна ємність $C_{МАКС}$	ємність варікапа при заданій мінімальній напрузі зміщення ( $U_{МИН}$ )
мінімальна ємність $C_{МИН}$	ємність варікапа при заданій напрузі зміщення ( $U_{МАКС}$ )
коефіцієнт перекриття $K_C = \frac{C_{МАКС}}{C_{МИН}}$ (десятки)	відношення максимальної ємності діода до мінімальної
добротність $Q_B = \frac{X_c}{r}$ ; $Q_B = \frac{1}{\omega C_r}$	відношення реактивного опору варікапа до повного опору втрат при номінальній частоті та $T=20^0$ С
максимально допустима напруга $U_{МАКС}$	максимальне миттєве значення змінної напруги, яка забезпечує задану надійність
$TKE = \frac{\Delta C}{C \Delta T} \cdot \frac{1}{^0C}$	відношення відносної зміни ємності при заданій напрузі до викликаншої її абсолютної зміни температури навколишнього середовища
максимальна допустима потужність $P_{МАКС}$	максимальне значення потужності, яка розсіюється на варікапі, при якій забезпечується задана надійність при довготривалій роботі

**Основне призначення варікапів** – електронна настройка коливального контура підсилювачів, генераторів, модуляторів, фазообертачів та інш.

Різновидом варікапів є варактори та параметричні діоди.

**Варактори** – це малопотужні варікапи з ємністю близько 0,1 пФ, Вони застосовуються як параметричні, множувальні і настроювальні діоди.

**Параметричні діоди** – особливий вид варакторів з низьким рівнем шуму.

**Множувальні діоди** – використовуються для підвищення частоти. Якщо нам потрібно достатньо потужний НВЧ сигнал, а потужного джерела нема, то можемо подати на множувальний діод, який має нелінійну характеристику. І із утвореного спектру вибрати за допомогою селективного пристрою (коливального контуру) потрібну нам гармоніку, наприклад, третю або іншу.

**Настроювальні діоди** використовуються на НВЧ і служать для настроювання резонансної частоти коливальних кіл надвисоких частот.

### 3.5. Тунельні діоди

**Тунельний діод** – це активний діод. Він може підсилювати, генерувати та перемикає коливання. ВАХ тунельного діода має  $N$  подібну форму. На рис.3.5 зображено ВАХ  $p$ - $n$  переходів з різною концентрацією домішок.

При великій концентрації домішок товщина  $p$ - $n$  переходу буде дуже малою (до 0,01 мкм), а напруженість електричного поля – дуже високою. В цьому випадку положення енергетичних зон змінюється, рівні Фермі зміщуються в ЗП  $n$ -області і в ВЗ  $p$ -області.

По обидва боки  $p$ - $n$  переходу з'являються однакові енергетичні рівні зони провідності (ЗП) та валентні зони (ВЗ). За цих умов електрон, що має енергію, недостатню для переходу через потенціальний бар'єр  $p$ - $n$  переходу, все ж таки долає його, якщо за бар'єром є такий самий вільний енергетичний рівень, як і той, на якому він знаходився перед бар'єром. Він залишає одну область напівпровідника з енергією, з якою входить у другу.

Таким чином, при прямій напрузі електрони переходять із однієї області у іншу без витрат енергії, утворюючи струм.

На рис.3.5 цифрою 1 позначена ВАХ звичайного діода, цифрою 2 – оберненого діода, а цифрою 3 – тунельного. Поряд вказана концентрація домішок в НП.

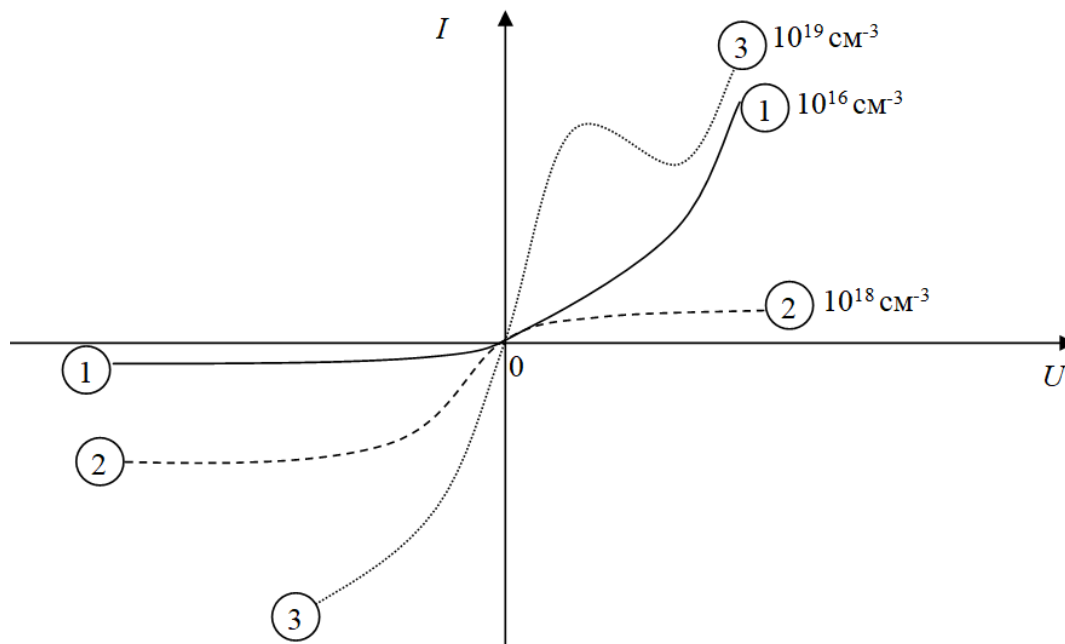


Рис.3.5. ВАХ *p-n* переходів з різною концентрацією домішок

### 3.6. Світлодіоди

**Світлодіоди** – це джерела некогерентного електромагнітного випромінювання (видимого і ближнього ІК діапазонів). Принцип роботи заснований на рекомбінаційній електролюмінесценції в *p-n*-переході. **Люмінесценція** – це нетеплове (холодне) випромінювання тілами світла, що відбувається після поглинання речовиною енергії збудження, тривалість випромінювання набагато більше періоду світлових коливань. У електролюмінесценції джерелом збудження є зовнішнє електричне поле (прикладання напруги до *p-n*-переходу в прямому напрямку). Через перехід потече струм, і це призведе до інжекції неосновних носіїв.

Основні параметри світлодіодів:

**Спектральна характеристика** – залежність потужності оптичного випромінювання від довжини хвилі.

**Діаграма направленості** світлового випромінювання – залежність потужності оптичного випромінювання від кута.

**Яскравість світіння**  $L$  [кд/м<sup>2</sup>] – це сила світла, витікаючого з одиниці площі джерела. Одиниця її вимірювання – кандел на квадратний метр (кд/м<sup>2</sup>). Чим більше струм, тим більше електронів і дірок поступають в зону рекомбінації в одиницю часу, тим яскравіше світитися світлодіод.

**Пряма напруга.** За звичай вона складає (1...6 В).

**Максимально допустима зворотна напруга** – це гранично допустима зворотна напруга, при якій світлодіод ще залишається в робочому стані і після перевищення якої відбувається електричний пробій.

**Температура.** Є температура на поверхні кристала і в області *p-n* переходу. Від першої залежить термін служби, від другий – світловий вихід. З підвищенням температури *p-n* переходу яскравість світлодіода падає, тому що зменшується внутрішній квантовий вихід із-за впливу коливань кристалічної решітки. Падіння яскравості з підвищенням температури не однаково у світлодіодів різних кольорів. Воно більше у AlGaInP- і AlGaAs-світлодіодів, тобто у червоних і жовтих, і менше у InGaN, тобто у зелених, синіх та білих.

ВАХ для деяких світлодіодів наведена на рис.3.6.

### 3.7. Фотодіоди

**Фотодіод** – це приймач оптичного випромінювання, який перетворює падаюче на його *p-n* перехід світло в електричний заряд. Принцип дії фотодіода заснований на внутрішньому фотоелектричному ефекті в напівпровіднику, суть якого полягає в збільшенні кількості електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні під час опромінювання напівпровідникового матеріалу. Дія фотонів спричинює помітне зростання зворотного струму через діод і виникнення фотогальванічного (вентильного) ефекту на переході.

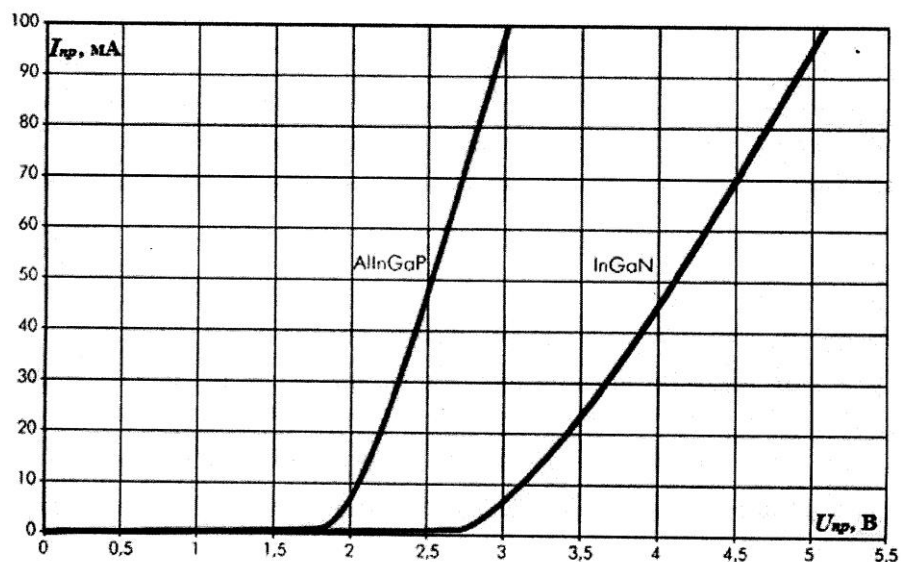


Рис.3.6. ВАХ червоного та зеленого світлодіодів

За відсутності освітлення концентрації носіїв, розподіл потенціалів та енергетична зонна діаграма фотодіода повністю відповідають звичайній p-n структурі. Зворотний струм фотодіода називають темновим ( $I_T$ ):

При опроміненні структури діода електромагнітними хвилями в напрямку, перпендикулярному площині p-n переходу, в результаті поглинання фотонів з енергією, більшою, ніж ширина забороненої зони, в n-області виникають електронно-діркові пари (фотоносії). При дифузії фотоносіїв вглиб n-області основна частка електронів і дірок не встигає рекомбінувати і доходить меж p-n переходу. Дірки переходять в p-область, а електрони не можуть подолати поле переходу і скупчуються біля межі p-n-переходу. Тобто струм через перехід обумовлений дрейфом неосновних носіїв, який називають фотострумом  $I_{\Phi}$ . Фотопровідність діода визначається інтенсивністю та спектром освітлення і не залежить від прикладеної напруги. Більшість фотодіодів працюють у широкому оптичному діапазоні видимої (0,38...0,74 мкм) та інфрачервоної (1,5...3,2 мкм) частин спектру.

Основними параметрами фотодіодів є:

**чутливість** – характеризує зміну струму чи напруги на виході фотодіода у разі подачі оптичного сигналу і кількісно дорівнює відношенню зміни сигналу до світлового потоку, що спричинив ці зміни.

**шуми** – хаотичний сигнал з випадковою амплітудою і спектром, який виникає із-за шуму НП (фотонний шум).

**темновий опір** – опір фотодіода за відсутності падаючого на нього випромінювання у діапазоні його спектральної чутливості;

**стала часу** – час, протягом якого фотострум у фотодіоді після освітлення або затемнення змінюється на 63%, тобто в  $e$  разів по відношенню до  $s$   
 $\Delta\varphi_0 = (0,7...0,8) \Delta\varphi_0 = (0,7...0,8)$  вого початкового значення.

Основними характеристиками фотодіодів є:

**Вольт-амперна характеристика** фотодіода, яка показує залежність струму діода від прикладеної до нього напруги.

**Світлова характеристика** фотодіода – це залежність фотоструму від освітленості. Пряма пропорційність фотоструму від освітленості пояснюється тим, що товщина бази у фотодіода набагато менша дифузійної довжини носіїв заряду, тому практично усі носії заряду, які виникають в базі при освітленні приймають участь в утворенні фотоструму;

**Спектральна характеристика** фотодіода – це залежність фотоструму від довжини хвилі опромінення, яке падає на фотодіод.

Фотодіоди можуть працювати у двох режимах:

1) в режимі фотоперетворювача (фотодіодний режим) – з зовнішнім джерелом;

2) в режимі фотогенератора (фотогальванічний режим) – без зовнішнього джерела електричної енергії

Режим фотоперетворювача. Фотодіод вмикають в коло послідовно з зовнішнім джерелом живлення  $E$  (рис. 3.7 а). Це забезпечує зворотне зміщення переходу.

Перетин навантажувальної лінії з ВАХ фотодіода визначає значення напруги на фотодіоді  $U_\phi$  і навантаженні  $U_H = E - U_\phi$  (рис.3.7 б).

За відсутності освітлення напруга на діоді має максимальне значення, а на навантаженні – мінімальне значення. За наявності світлового потоку збільшується зворотний струм через фотодіод і напруга на навантаженні зростає (рис.3.7 в).

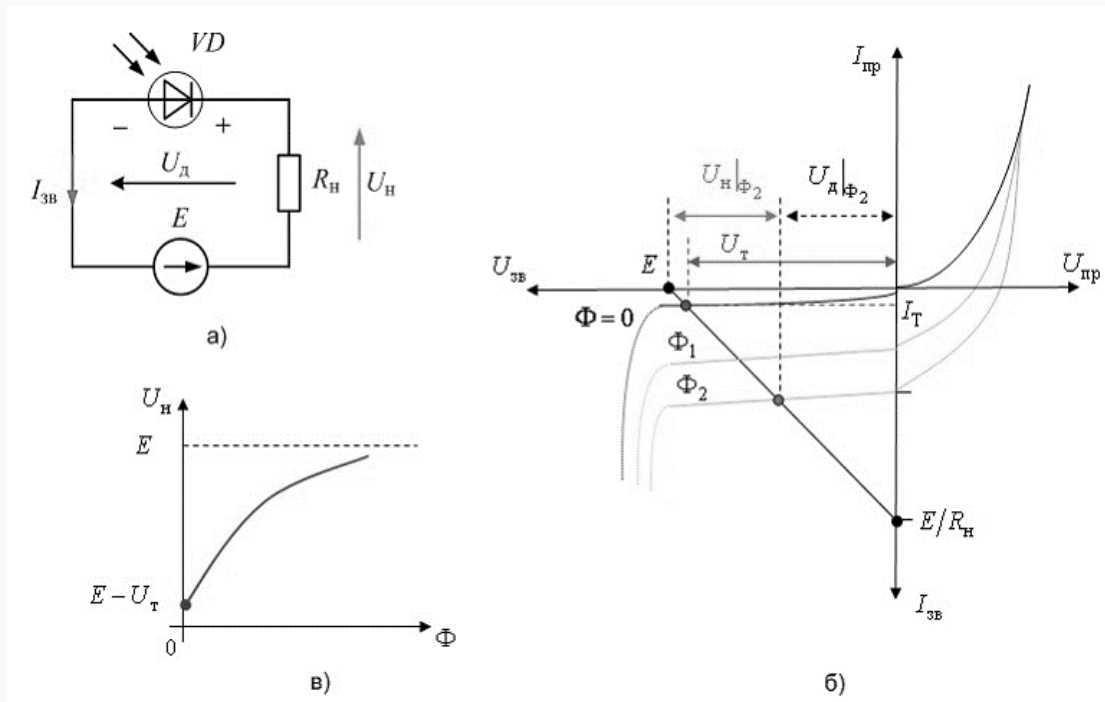


Рис. 3.7. Схема увімкнення фотодіода (а), лінія навантаження на ВАХ діода (б), зміна напруги на навантаженні при збільшенні інтенсивності світлового потоку опромінювання фотодіода (в)

В режимі фотогенератора джерела енергії не має. Фотоносії заряджають  $p$ -область кристалу позитивно відносно  $n$ -області. Виникає різниця потенціалів (фото ЕРС).

$$E_\phi = \varphi_T \ln\left(\frac{I_\phi}{I_T} + 1\right).$$

Фото ЕРС не може перевищувати контактної різниці потенціалів (для кремнієвих структур  $\Delta\varphi_0 = (0,7...0,8)$  В, для германієвих  $\Delta\varphi_0 = (0,3...0,4)$  В).

### 3.8. Діоди Шотткі. Контакт метал-напівпровідник (Me-НП)

В електроніці достатньо часто використовується перехід метал-напівпровідник (Me-НП). Його особливість – це відсутність дифузійної ємності.

Згадаємо особливості переходе Me-НП.

Існує два види такого переходу – омічний (невипрямний) та випрямний.

Умовне зображення переходу показане на рис.3.8.

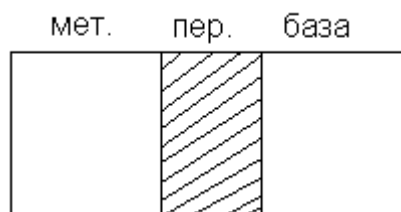


Рис.3.8. Структура переходу Me-НП

**Омічним** називається перехід, в якому при контакті перехід збагачується основними носіями заряду бази. При будь-якій зовнішній напрузі (прямій чи зворотній) питомий опір переходу залишається меншим ніж питомий опір бази, тобто в основну частку в опір переходу вносить база і ВАХ переходу близька до омічної.

Невипрямні контакти створюються при сполученні металу з напівпровідником *n*-типу, якщо виконується нерівність  $A_m < A_{nn}$ , чи напівпровідником *p*-типу за умови  $A_m > A_{pp}$ . В таких контактах поблизу межі в напівпровіднику накопичуються основні носії, що веде до створення збагачених шарів. Дійсно, у контакті металу з напівпровідником *n*-типу за умови  $A_m < A_{nn}$  буде превалювати вихід електронів із металу у напівпровідник і їхнє накопичення поблизу зони контакту у шарі напівпровідника. У разі контакті металу з напівпровідником *p*-типу за умови  $A_m > A_{pp}$  більше електронів перейде із напівпровідника в метал, аніж у зустрічному напрямі, в приграничній області напівпровідника утвориться шар, збагачений дірками.

Утворення збагачених шарів біля границі контакту метал-напівпровідник означає, що опір контакту не залежить від величини й полярності прикладеної напруги. Омичні контакти створюють у місцях приєднання виводів до  $p$ - і  $n$ -напівпровідникових структур, підбираючи відповідні метали. В мікроелектроніці найбільш розповсюдженим металом для омичних контактів є алюміній.

**Випрямний** перехід (перехід Шотткі) – це такий перехід, в якому він при контакті збіднюється основними носіями бази. Вони створюються при сполученні металу з напівпровідником  $n$ -типу, якщо виконується нерівність  $A_m > A_{np}$ , чи напівпровідником  $p$ -типу, якщо виконується нерівність  $A_m < A_{np}$ .

Для створення випрямного контакту метал-напівпровідник  $p$ -типу потрібно, щоб виконувалась умова  $A_m < A_{np}$ . Після створення контакту частина електронів переходить з металу в НП. Це пов'язане з тим, що, робота виходу електронів із металу менша за свою величиною. В приповерхневому шарі НП відбуваються процеси рекомбінації цих електронів з основними носіями – дірками. Кількість дірок зменшується, і поблизу контакту з'являється об'ємний від'ємний заряд іонів акцепторів. Утворюється електричне поле, яке зупиняє подальший перехід електронів із металу в напівпровідник і забезпечує рівновагу в області контакту.

Завдяки великій електропровідності металу електричне поле в нього не проникає, і різниця потенціалів створюється в приповерхневому шарі НП. Утворюється потенціальний бар'єр (бар'єр Шотткі)

$$\Delta\varphi_0 = \frac{A_m - A_{np}}{e},$$

де  $e$  – заряд електрона.

Якщо прикласти зовнішню напругу плюсом до металу, то потенціальний бар'єр збільшиться, збільшиться також і опір приконтактного шару

напівпровідника. Після зміни полярності зовнішньої напруги потенціальний бар'єр знизиться, і опір контакту зменшиться порівняно зі станом рівноваги.

Контакти металів з напівпровідниками  $n$ -типів утворюють бар'єри Шотткі за умови  $A_m > A_{nn}$ . Електронам легше перейти із НП в метал, ніж із металу в НП. Тому в початковий момент після контактування струм із напівпровідника в метал буде перевищувати зворотний струм із металу в НП і в приповерхневих областях НП і металу будуть накопичуватися об'ємні – негативні в металі та позитивні іони в НП. Зі сторони НП утвориться шар з великим опором, збіднений на основні носії і в області контакту виникне потенціальний бар'єр.

При прямій напрузі – питомий опір зменшується та тече великий струм. При зворотній напрузі навпаки – питомий опір збільшується, струм тече малий. Це типова випрямна ВАХ.

### Потенціальна діаграма контакту

Розглянемо потенціальну діаграму Ме-НП в рівноважному стані (рис.3.9).

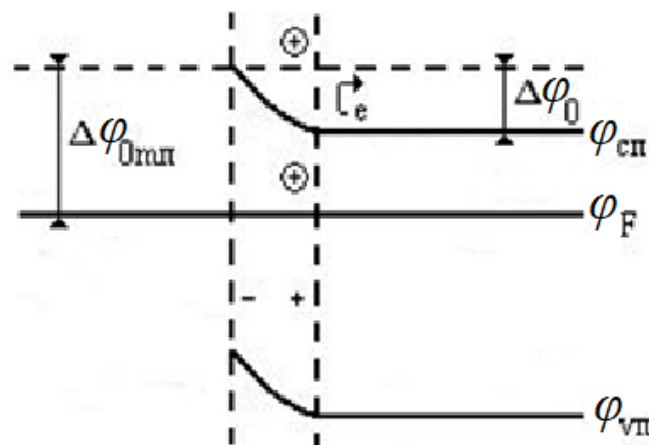


Рис.3.9. Потенціальна діаграма Ме-НП в рівноважному стані

При такому контакті  $\varphi_{сп}$  викривляється в верх. Концентрація збільшується, перехід збіднюється основними носіями заряду бази (тобто електронами). В базі виникає позитивний заряд. В металі, в якому з'являються

додаткові електрони, виникає негативний заряд. Утворюється поле. Виникає бар'єр  $\Delta\phi_0$  для електронів, які переходять з металу в базу.

### Потенціальні діаграми для невірноважного стану

Розглянемо дію **прямої напруги** (рис.3.10).

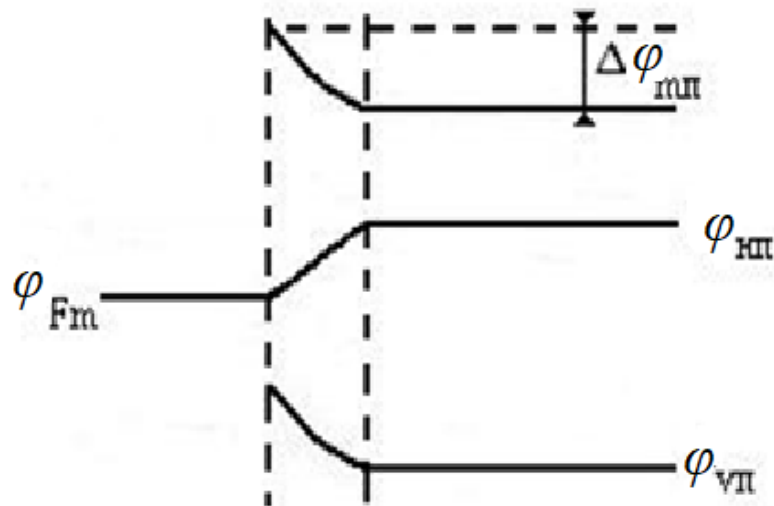


Рис.3.10. Потенціальна діаграма Ме-НП при подачі прямої напруги

**При подачі прямої напруги**, тобто якщо прикласти «+» до металу, а «-» – до напівпровідника (рис.5.6), зовнішня напруга буде зменшувати контактну різницю потенціалів і величину потенціального бар'єра  $\Delta\phi_{MH} = \Delta\phi_{0MH} - U$ , тому **електрони переходять із металу в НП**. Виникає прямий струм. При цьому більше електронів зможе переходити з напівпровідника в метал і струм зростатиме за експоненціальним законом. Це пряме ввімкнення контакту ( $U_{пр}$ ).

**При зворотній напрузі** (рис.3.11).

Якщо ж прикласти «+» до напівпровідника, а «-» – до металу потенційний бар'єр зростає  $\Delta\phi_{MH} = \Delta\phi_{0MH} + U$  і перехід запирається. Пройти бар'єр може тільки дуже мала кількість електронів, тому струм через перехід малий.

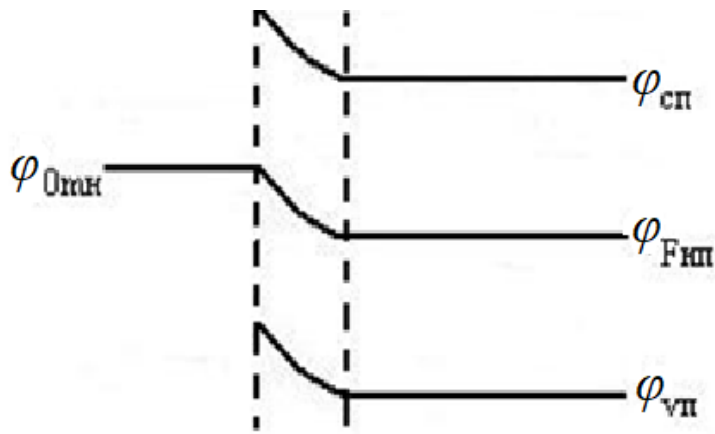


Рис.3.11. Потенціальна діаграма Ме-НП при подачі зворотної напруги

Запишемо вираз для ВАХ контакту

$$I = I_0(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1),$$

де  $I_0$  – зворотній струм.

Для контакту Ме-НП він визначиться як

$$I_0 = A \cdot S \cdot T^2 e^{-\frac{\Delta\varphi_{МН}}{\varphi_T}}$$

де  $S$  – площа переходу,  $A$  – постійна складова (для кремнію  $A=110 \text{ А}/(\text{см}^2\text{К}^2)$ ).

Цей струм залежить від температури та потенціального бар'єру і на декілька порядків більший ніж тепловий струм, а тому ВАХ при прямій напрузі (рис.5.14) характеризується залежністю виду:

$$U = \varphi_T \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right).$$

Тобто перехід Шоткі є логарифмуючим переходом. Це пояснюється тим, що в звичайному  $p-n$  переході при напрузі 0,3...0,4 В є струми рекомбінації, які спотворюють ВАХ, а в переході Шоткі їх немає.

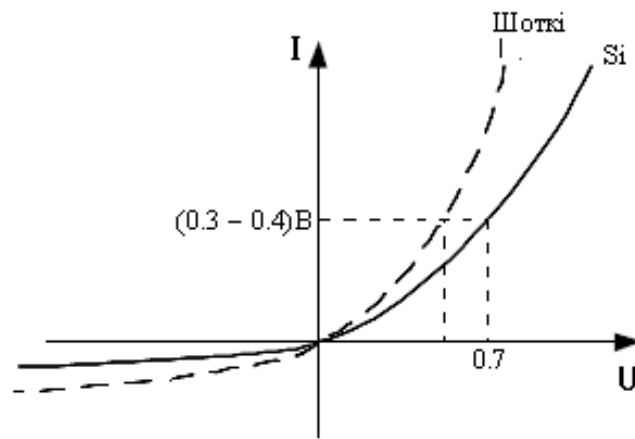


Рис.3.12. ВАХ р-n переходів та Шоткі

Перехід Шоткі більш високочастотний ніж звичайний р-n перехід. В переході струм створюють основні носії бази. Порушується нейтральність бази, яка миттєво відновлюється відновлюється за час релаксації. Електрони джерела напруги поповнюють базу, немає інжекції а відповідно і немає дифузійної ємності.

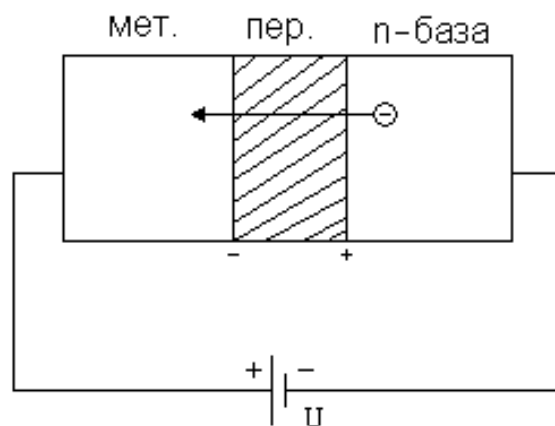


Рис.3.13. Прямий струм в переході

### Параметри діодів з бар'єром Шоткі (ДБШ)

Діоди з бар'єром Шоткі побудовані на основі структури Ме-НП мають наступні параметри:

$$U_{пр}=0,5\div 0,6 \text{ В}; I_{пр}=1\div 2 \text{ А}; U_{зв.проб.}=200\div 400 \text{ В};$$

Зворотній струм через перехід Шотткі повністю відсутній, тому що в металі не існує неосновних носіїв зарядів.

#### **Переваги переходу Шотткі:**

- Відсутність зворотного струму;
- Робота високих та надвисоких частотах;
- Висока швидкодія (завдяки відсутності інжекції) при перемиканні із відкритого стану в закритий і навпаки.

ДБШ застосовуються в основному для перемикання різних сигналів.

### **3.9. Стабілітрони та стабістори**

**Стабілітрон** – це прилад, який призначений для стабілізації напруги, в якому використовується зворотна гілка ВАХ, де напруга слабо залежить від струму.

Для стабілізації напруги від 8 В до 200 В використовують кремнієві діоди з лавинним пробоем, від 6 В до 8 В – лавинний і тунельний а від 3,5 до 6 В – тунельний.

До стабілітронів також відносяться і **стабістори** – стабілізуючі прилади, що завдяки наявності «пяти» на прямій гілці ВАХ кремнієвого діода, можуть стабілізувати напругу близьку до 0,7 В.

Для збільшення напруги стабілізації використовують послідовне ввімкнення двох і більше діодів. Стабістори використовуються для стабілізації напруг менших за 3,5 В.

Класифікація стабілітронів:

- Стабілітрони загального призначення
- Прецензійні (Мають мале значення температурного коефіцієнту стабілізації напруги).
- Імпульсні.
- Двоанодні.

## Схема ввімкнення стабілітрона

Умовне позначення та схема ввімкнення стабілітрона показані на рис.3.14

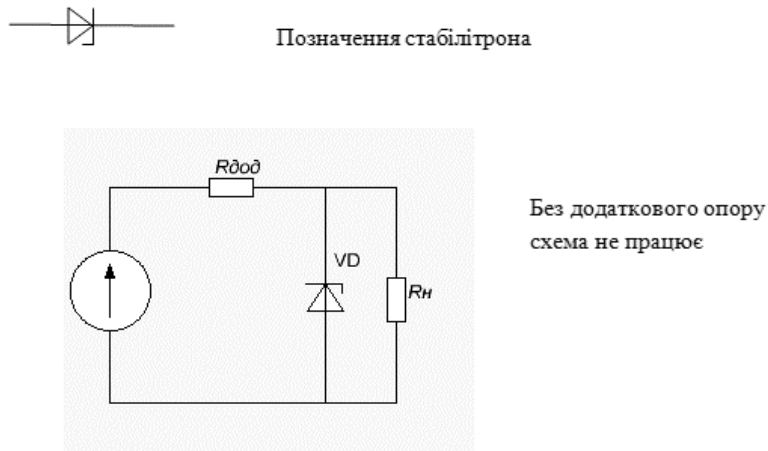


Рис.3.14. Умовне позначення та схема ввімкнення стабілітрона

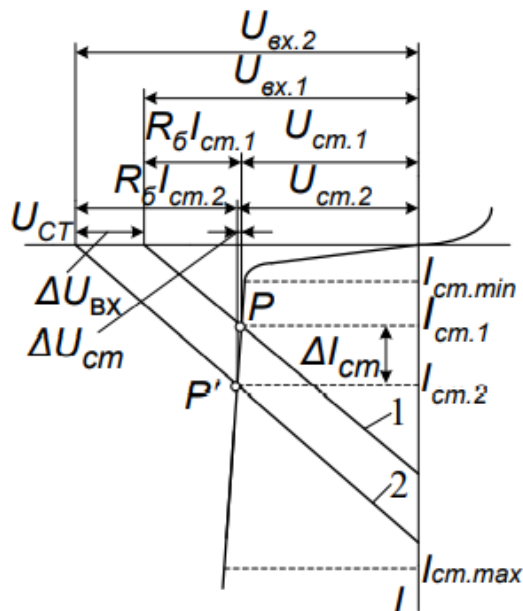


Рис.3.15. ВАХ діода (стабілітрона) на ділянці стабілізації

Нехай напругу  $U_{вх1}$  і опір баластного (додаткового) резистора  $R_{доd}$  обрано таким чином, що робоча точка на ВАХ (рис.3.15) відповідає струму стабілітрона  $I_{ст1}$ . При зростанні вхідної напруги на  $\Delta U_{вх}$  робоча точка зміщується в положення  $I_{ст2}$ , тобто струм стабілітрона збільшується на  $\Delta I_{ст}$ . Напруга на стабілітроні зросте при цьому  $\Delta U_{ст}$ , а різниця  $(\Delta U_{вх} - \Delta U_{ст})$  буде

виділятися на баластному резисторі  $R_{\text{дод}}$ . Таким чином, напруга на навантаженні залишатиметься майже незмінною.

Призначення стабілітрона це зменшення пульсацій випрямленої напруги  $\Delta U_{\text{ст}} \ll \Delta U_{\text{вх}}$ . Форма напруги після випрямляча (пилкоподібна лінія) та після стабілізації (пряма) показані на рис.3.16.

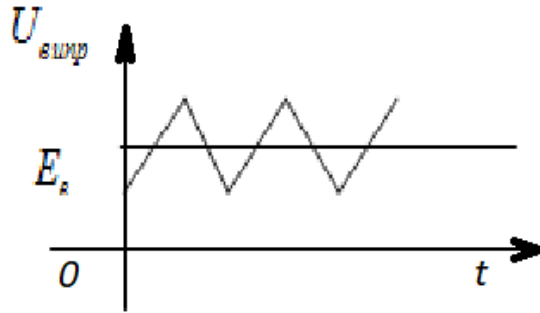


Рис.3.16. Напруги до і після стабілізації

При  $R_{\text{дод}}=0$ , пульсації повністю переходять на навантаження, при великому значенні  $R_{\text{дод}}$  на ньому втрачається значне значення напруги. Тому  $R_{\text{дод}}$  вибирають в десяті долі опору навантаження.

Можна записати, що

$$U_{\text{вх}} = I_0 R_{\text{дод}} + U_{\text{ст}},$$

а приріст визначиться як

$$\Delta U_{\text{вх}} = \Delta I_0 R_{\text{дод}} + \Delta U_{\text{ст}} = R_{\text{дод}} \left( \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{R_{\text{дод}}} + \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{R_{\text{н}}} \right) + \Delta U_{\text{вх}}.$$

Напруга стабілізації на навантаженні зміниться на

$$\Delta U_{\text{ст}} = \frac{\Delta U_{\text{вх}}}{\left( 1 + \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{R_{\text{дод}}} + \frac{\Delta U_{\text{ст}}}{R_{\text{н}}} \right)},$$

тобто залишиться майже постійною.

Схема стабілізації при змінні навантаження  $R_{\text{н}}$  записана нижче.

$$I_{\text{нав}} \uparrow \rightarrow I_0 \uparrow (I_{\text{ст}} + I_{\text{нав}}) \rightarrow I_0 r_{\text{дод}} \uparrow \rightarrow U_{\text{ст}} \uparrow \rightarrow I_{\text{ст}} \downarrow$$

Як матеріал в сучасних стабілітронах використовують кремній, що обумовлено малим зворотним струмом діодів і стійкістю до підвищених температур. У германієвих діодах зі зростанням зворотного струму швидко настає тепловий пробій, що призводить до виходу його з ладу.

### Основні параметри стабілітронів

Напруга стабілізації  $U_{ст}$  – номінальна величина напруги на стабілітроні за заданого зворотного струму стабілітрона в ділянці пробою. Напруга стабілізації приблизно дорівнює напрузі пробою.

Диференціальний (динамічний) опір стабілітрона  $r_{cm} = \frac{dU_{cm}}{dI_{cm}}$ . Чим

менший опір  $r_{cm}$ , тим краща стабілізація напруги.

Опір постійному струму в робочій точці

$$R_{cm} = \frac{U_{cm}}{I_{cm}}$$

характеризує втрати у діоді в певній робочій точці.

Добротність (коефіцієнт якості) стабілітрона  $Q$  – відношення статичного опору до диференціального при заданому струмові стабілізації:

$$Q = \frac{R_{cm}}{r_{cm}}$$

$Q$  для якісних стабілітронів має бути якомога більшим. Для сучасних стабілітронів діапазон  $Q$  становить 20...100.

Температурний коефіцієнт напруги стабілізації показує зміну напруги стабілізації від температури,

$$R_{cm} = \frac{1}{U_{cm}} \cdot \frac{dU_{cm}}{dT} \cdot 100\%$$

Залежно від виду пробою стабілітрона ТКН може бути додатним або від'ємним. Якщо пробій тунельний, то ТКН від'ємний, а якщо пробій лавинний, то ТКН – додатний. Для зменшення ТКН використовують послідовне з'єднання двох або декількох стабілітронів з ТКН різного знака. Якщо ТКН додатний,

послідовно зі стабілітроном можна з'єднати р-п перехід у прямому напрямі. Такий спосіб компенсації використовується у прецизійних стабілітронах, у яких послідовно з основним р-п переходом у прямому напрямі ввімкнено два компенсувальні переходи. Такі стабілітрони мають ТКН 0,01 %/°С, тоді, як у звичайних він становить 0,05...0,09 %/°С.

Для термокомпенсації ТКН високовольтних стабілітронів використовують послідовно під'єднані терморезистори з від'ємним температурним коефіцієнтом опору.

Мінімальний ( $I_{ст.мин}$ ) та максимальний ( $I_{ст.маx}$ ) струми стабілізації.

Мінімальний струм стабілізації обмежується шумами стабілітрона. У стабілітронах з лавинним механізмом пробою в ділянці розвивання пробою (якщо значення струмів 0,1...0,7 мА) спостерігаються спонтанні флуктуації струму та напруги (шуми). Ці флуктуації спричиняються утворенням мікрозон р-п переходу, в яких розвивається пробій. У разі малих струмів пробій має нестійкий характер і ефективна напруга шумів на стабілітроні досягає декількох сотень мікрвольтів. Зі зростанням струму пробій переходить у стійкий стан і шуми зменшуються.

Максимальний струм стабілізації обмежується допустимою потужністю розсіювання стабілітрона. У сучасних стабілітронах його діапазон – від десятків міліамперів до десятків амперів.

Коефіцієнт стабілізації:

$$K_{ст} = \frac{\Delta U_{вх}}{\Delta U_{ст}} \cdot \frac{U_{ст}}{U_{вх}}.$$

Крім розглянутих параметрів, у довідниках також наводять прямий спад напруги, допустимий прямий струм і експлуатаційні параметри стабілітронів.

НП стабілітрони, крім стабілізації напруги, використовуються для обмеження постійної та імпульсної напруг, як елементи міжкаскадного зв'язку, керовані ємності, генератори шумів тощо.

**Стабістори** – це напівпровідникові діоди, призначені для стабілізації малих напруг. Вони на відміну від стабілітронів працюють за прямого зміщення. У стабісторах використовується слабка залежність напруги від струму за прямого зміщення  $p-n$  переходу «п'ята» ВАХ кремнієвого діода (рис. 3.17). Напруга стабілізації  $U_{ст}$  відповідає прямому падінню напруги на діоді та становить  $0,5 \dots 1,5$  В.

Щоб зменшити вплив опору бази на диференціальний опір стабісторів, їх створюють на основі низькоомного  $n$ -кремнію. Товщина бази при цьому має бути якомога меншою. Внаслідок великої концентрації домішок в областях  $p$  та  $n$  ширина  $p-n$  переходу мала, тому напруга пробою не перевищує  $10$  В. Для стабілізації більшої напруги послідовно з'єднують декілька стабісторів. Стабістори мають від'ємний ТКН тому використовуються для температурної компенсації стабілітронів з додатним ТКН.

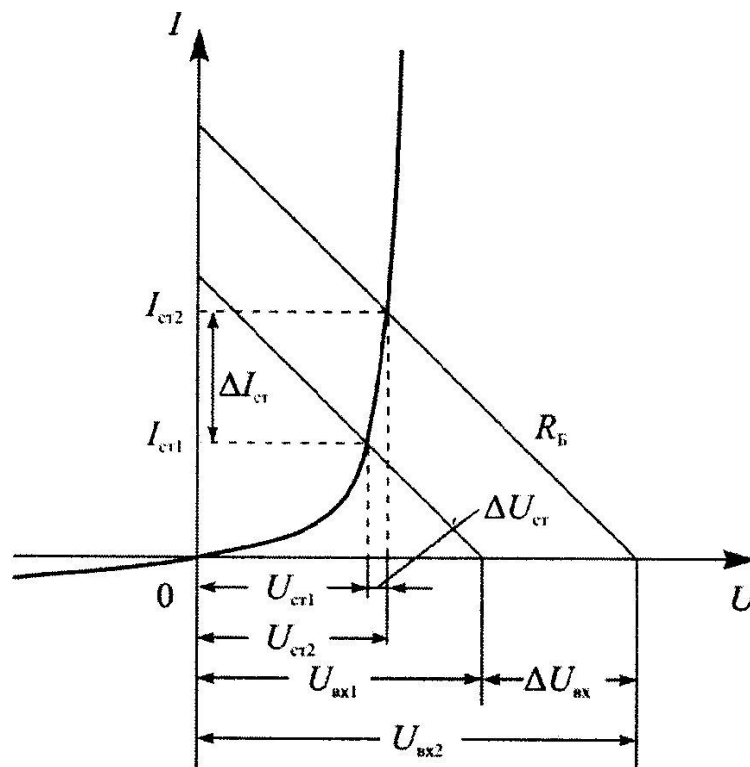


Рис. 3.17. Вольт-амперна характеристика стабістора

Стабістори характеризуються параметрами аналогічними до параметрів стабілітронів.

### 3.10. Імпульсні властивості діодів

**Імпульсні діоди** – це діоди, що працюють в імпульсних схемах, час перемикання яких становить менше 1-ї мікросекунди.

НП діод – це інерційний елемент. Причинами цього є вплив бар'єрної ємності  $p-n$  переходу (бар'єрну ємність можна знизити, зменшивши площу переходу), та дифузійна ємність нагромадження надлишку носіїв заряду в базі (вплив ослабити, зменшивши тривалість життя надлишкових неосновних носіїв). Імпульсні діоди можуть працювати в двох режимах – імпульсному та ключовому.

В імпульсному режимі на  $p-n$  перехід подається лише імпульс прямої напруги. Струми, що протікають через перехід показані на рис.3.18 (напруга подається лише в часовий період  $t_1 - t_2$ ).

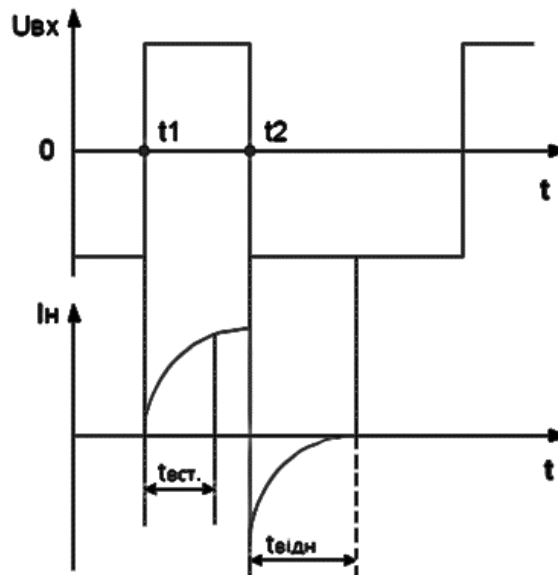


Рис.3.18. Процеси в переході при малому опорі бази  
(вся напруга прикладена до переходу)

У проміжок часу від 0 до  $t_1$   $p$ - $n$  перехід закритий (зворотна напруга не значна і нею нехтуємо). В момент  $t_1$   $p$ - $n$  перехід відкривається, але струм через нього та навантаження досягає свого максимального значення, не миттєво, а за час  $t_{вст}$ , яке необхідно для заряду бар'єрної ємності  $p$ - $n$  переходу.

У момент часу  $t_2$   $p$ - $n$  перехід майже миттєво закривається. Область  $p$ -провідності виявляється насиченою неосновними носіями зарядів (електронами). Електрони, які не встигли рекомбінувати під дією поля закритого  $p$ - $n$  переходу повертаються в  $n$ -область, за рахунок чого сильно зростає зворотний струм. З відходом електронів з  $p$ -області зворотний струм зменшується, і через час  $t_{відн}$   $p$ - $n$  перехід знову закривається. В імпульсних діодах час відновлення і встановлення повинні бути мінімальними.

### Ключовий режим

Ключовий режим роботи діода характеризується подачею на нього як прямої напруги так і зворотної, якою вже не можна знехтувати. Форма залежностей  $U(t)$  і  $I(t)$  залежать від режиму роботи діода, тобто рівня інжекції неосновних носіїв в базі.

$$\sigma = \frac{\Delta P_n}{n_{n0}} < 1 \text{ – мала інжекція;}$$

$$\sigma \geq \frac{\Delta P_n}{n_{n0}} > 1 \text{ – велика інжекція;}$$

При малих струмах  $C_{диф} \gg C_{бар}$  і нею можна знехтувати. При великих прямих струмах і високому рівні інжекції необхідно враховувати падіння напруги на опорі бази і залежність опору бази від струму через  $p$ - $n$  перехід (модуляцію опору бази).

Джерелом сигналу може бути джерело напруги або джерело струму.

Нехай діод живиться від джерела напруги (рис.3.19).

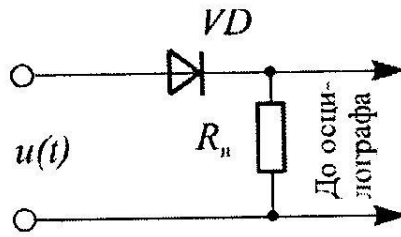


Рис.3.19. Схема подачі напруги на перехід при ключовому режимі роботи

У момент подачі напруги  $t_1$  (рис.3.20, б) концентрація неосновних носіїв у базі біля межі переходу різко зростає, тоді як на незначній віддалі від  $p-n$  переходу вона залишається зрівноваженою (рис.3.21, а). Градієнт концентрації, що відповідає цьому розподілу, максимальний, і через діод проходить великий дифузійний струм (рис.3.20, в, крива 1). З розповсюдженням дірок в глиб бази градієнт концентрації їх понижується і струм через перехід зменшується, прямуючи до рівноважного значення в момент часу  $t_3$ . Відбувається заряд дифузійної ємності.

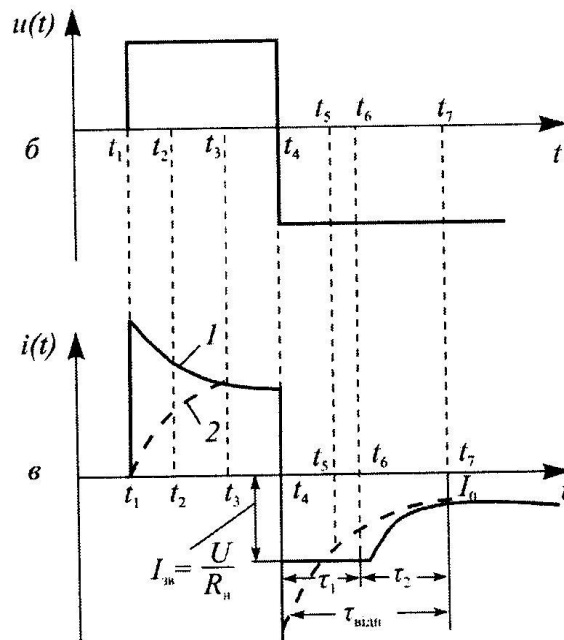


Рис.3.20. Установлення струму при перемиканні діода з прямого вмикання на зворотне: напруга (б) та струм (в) через діод

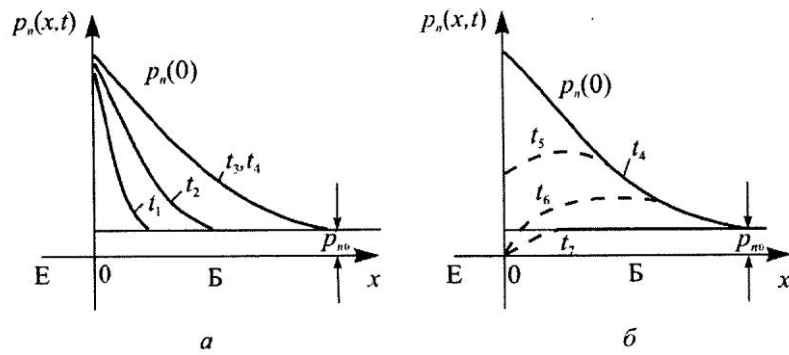


Рис. 3.21. Процес устанавлення розподілу дірок у базі діода: а – з поданням прямої напруги; б – з поданням зворотної напруги

Одночасно відбувається процес зростання струму через діод, зумовлений модуляцією опору бази, залежністю опору бази від струму через  $p-n$  перехід.

У реальних  $p-n$  переходах при прямому зміщенні напруга зовнішнього джерела падає не тільки на опорі  $p-n$  переходу, але й на опорі бази. Опір емітера значно менший від опору бази, тому його можна не враховувати і ВАХ  $p-n$  переходу можна записати.

$$I = I_0 \left( e^{\frac{U - I r_6}{\phi_T}} - 1 \right), \text{ або } U = \phi_T \ln \left( \frac{I}{I_0} + 1 \right) + I r_6.$$

В цьому виразі перша складова – спад напруги на  $p-n$  переході ( $U_{p-n}$ ), а друга – на опорі бази ( $U_6$ ). Якщо струм малий, то  $U_6$  можна знехтувати. Зі зростанням струму  $U_6$  спадає лінійно, а  $U_{p-n}$  – логарифмічно та за умови  $r_6 = r_{p-n}$   $U_6$  дорівнює  $U_{p-n}$ .

Реально  $r_6$  залежить від струму через  $p-n$  перехід. Особливо за високих рівнів інжекції, коли концентрація інжектованих у базу носіїв стає сумірною з концентрацією основних носіїв. Залежність опору бази від струму через  $p-n$  перехід і є модуляцією опору бази.

У момент  $t_1$  опір бази максимальний. З розповсюдженням дірок в базу він буде зменшуватися, зумовлюючи зростання струму (див. рис.3.20, в, крива 2). Зростання струму через діод відповідає індуктивному характеру перехідного

процесу. Отже,  $p$ - $n$  перехід може мати як ємнісні, так і індуктивні властивості. Зміною напруги, що прикладається до діода, можна підібрати такий режим, за якого індуктивний та ємнісний процеси компенсують один одного, тоді опір діода активний і струм через діод повторює форму імпульсу напруги.

Нехай у момент  $t_4$  напруга зміниться на зворотну, при цьому через діод протече зворотний струм  $I_{зв} \gg I_{зв0}$ , значення якого значно перевищує зворотний струм у стаціонарному режимі. За час прямого зміщення діода до моменту  $t_4$  в базі нагромадився надлишковий заряд дірок, розподілу яких відповідає крива  $t_4$  (рис.3.20, б). Його значення залежить від рівня інжекції та тривалості життя дірок у базі. Різка зміна полярності  $U(t)$  призводить до переходу надлишкових дірок у  $p$ -область.

Якщо опору в зовнішньому колі немає, цей струм обмежується тільки  $r_6$ . Із часом надлишковий заряд у базі зменшується за рахунок як екстракції дірок у  $p$ -область, так і їх рекомбінації. У момент  $t_7$ , коли концентрація дірок у базі зменшиться до зрівноваженої, зворотний струм буде дорівнювати номінальному значенню. Час перехідного процесу буде залежати від величини нагромадженого в базі заряду (значення прямого струму), швидкості екстракції дірок з бази, а також тривалості їх життя.

Оскільки значення прямого струму визначають режимом роботи, а швидкість екстракції – рухливістю дірок, то єдиним способом скорочення часу перехідного процесу для заданого режиму роботи є зменшення  $\tau_p$ . Для цього в базу вводять спеціальні домішки (наприклад, нікель, золото), які збільшують швидкість рекомбінації.

Якщо послідовно з діодом з'єднати опір навантаження  $R_n$ , то зовнішній опір обмежить зворотний струм у момент перемикавання, зменшуючи швидкість екстракції дірок з бази. До того часу, поки концентрація дірок у точці з координатою  $x = 0$  не досягне нуля (рис.3.20 б, точка  $t_6$ ), зворотний струм буде визначатися зворотною напругою та опором навантаження

$$I_{зв} = \frac{U_{зв}}{R_H}$$

і протягом часу  $\tau_1$  залишатиметься постійним. Значення  $\tau_1$  залежить від співвідношення струмів  $I_{пр}$  та  $I_{зв}$  і від  $\tau_p$ .

На час перехідного процесу впливає товщина бази. Якщо  $W_B < L_p$ , то рекомбінація дірок відбуватиметься не тільки в об'ємі, але й на омічному контакті, при цьому швидкість рекомбінації на три-чотири порядки більша, ніж в об'ємі. Перехідний процес буде визначатися часом проходження дірок від межі  $p-n$  переходу до непрямого контакту:

$$t_{прох} = \frac{W_B}{2D_p}$$

Якщо  $W_B = 0,1 L_p$  (база тонка), то час перехідного процесу зменшується.

Розглянемо живлення діода від джерела струму (рис.3.22, б). Оскільки розподіл дірок устанавлюється не миттєво, тому в момент подачі імпульсу струму  $t_1$  опір бази найбільший, а спад напруги на діоді максимальний (рис.3.22, в). З поширенням дірок вглиб бази опір зменшується, зменшується і спад напруги на діоді, досягаючи сталого значення в момент часу  $t_2$ .

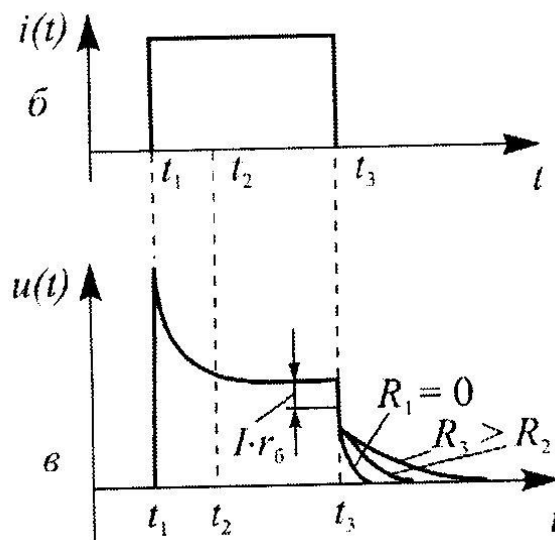


Рис.3.22. Процес устанавлення прямої напруги на діоді з поданням імпульсу струму: б — епюра струму; в — епюра напруги

Напруга на діоді складається із спаду напруги на базі та на р-n переході:

$$U = \varphi_T \ln\left(\frac{P_n(t)}{P_{n0}} + 1\right) + Ir_6.$$

Після закінчення імпульсу струму в момент часу  $t_3$  складова  $Ir_6$  зникає, а напруга на переході, зумовлена зарядом інжектованих дірок, спадає поступово по мірі їх рекомбінації та екстракції з бази в емітер.

1) Відбувається рекомбінація дірок з електронами. Для зміни часу перебування дірок в базі база легується золотом, яке створює пастки (центри рекомбінації).

2) Розподілення заряду  $\Delta P_n$  і дрейф дірок під дією поля переходу в р-шар (рис. 3.23).

Тривалість спаду залишкової напруги значною мірою визначається значенням зовнішнього опору  $R$ .

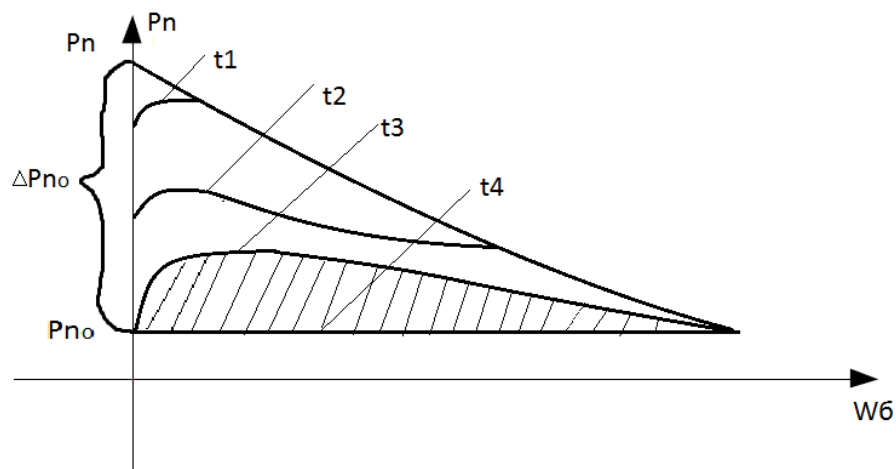


Рис.3.23. Розосередження заряду в базі

Швидкодія діода для встановлення і відновлення зворотного опору залежить від режиму роботи діода.

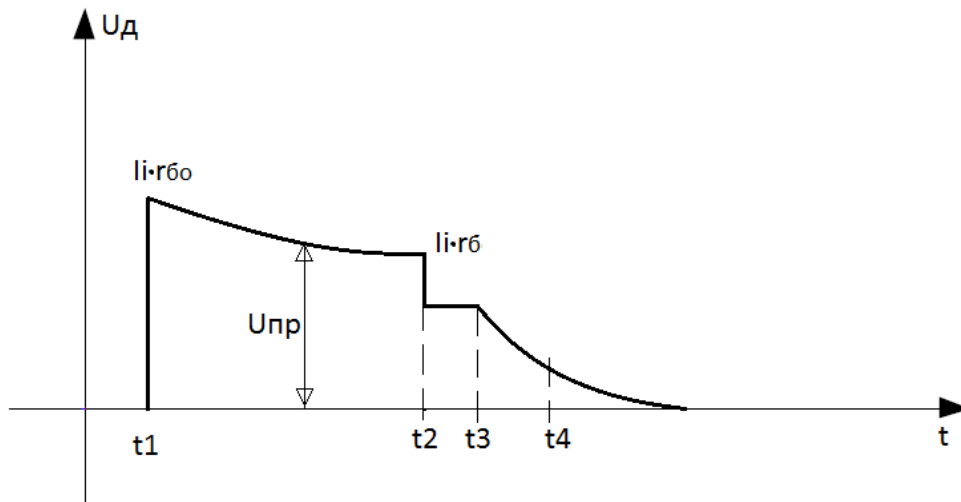


Рис.3.24. Форма напруги на діоді з урахуванням дрейфу дірок під дією поля переходу в  $p$ -шар

Швидкодія імпульсних діодів збільшується за допомогою введення спеціальних легуючих домішок, які зменшують середню тривалість життя неосновних носіїв. Такими домішками до НП  $n$ -типу є, наприклад, золото.

Іншим способом зменшення часу відновлення зворотного опору бази є використання бази з нерівномірною концентрацією домішок. Це можна здійснити, наприклад, за допомогою дифузії акцепторів до НП  $n$ -типу.

Частотні властивості імпульсного діода залежать не тільки від ємності, напруги і т.д., а й від режиму експлуатації.

Найкращі імпульсні діоди – це діоди ДБШ, оскільки в них не має дифузійної ємності, нагромадження і розосередження заряду в базі та вони мають малу площу переходу.

### Діоди з нагромадженням заряду

Діоди з нагромадженням заряду (ДНЗ) характеризуються наявністю в базі внутрішнього гальмівного поля, зумовленого нерівномірним розподілом домішок, яке перешкоджає їх дифузії вглиб бази (рис.3.25).

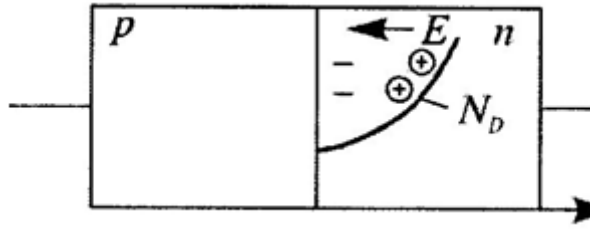


Рис.3.25. Розподіл домішок і електричне поле у базі ДНЗ

Крива розподілу дірок у базі ДНЗ виявляється значно крутішою, ніж у сплавних діодах з рівномірним розподілом домішок (рис. 3.26, а). Припустимо, що загальний заряд нагромаджених дірок такий самий, як загальний заряд сплавного діода. З поданням на діод зворотної напруги відбувається розсмоктування нагромадженого заряду. При цьому внутрішнє поле виштовхує нагромаджені дірки з бази до  $p$ - $n$  переходу. До моменту часу, коли концентрація дірок біля переходу спадає до нуля, кількість дірок, що залишилися вглибині бази, виявляється дуже малою, тому тривалість фази спаду зворотного струму дуже мала і форма імпульсу зворотного струму близька до прямокутної (рис. 3.26, б).

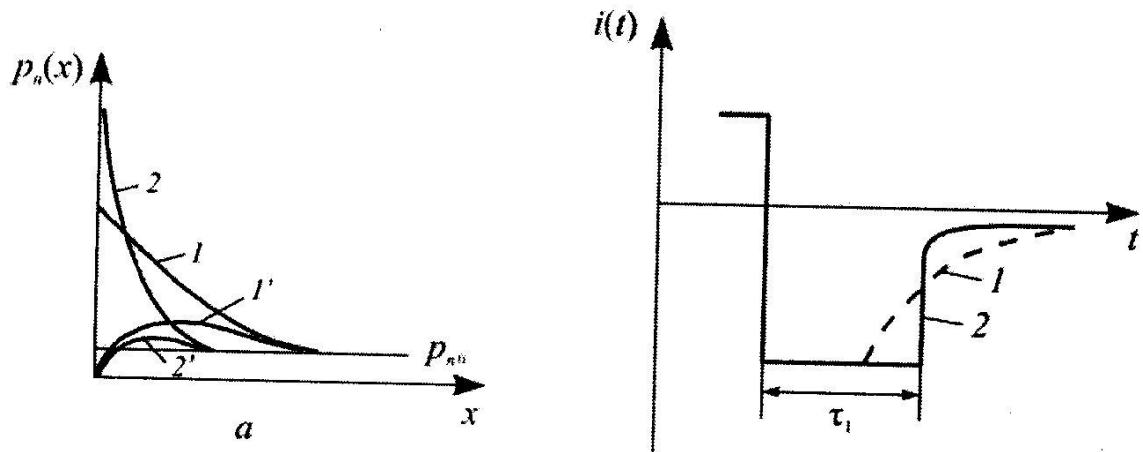


Рис. 3.26. Розподіл надлишкових дірок у базі звичайного діода (1) і ДНЗ (2) для прямого зміщення і відповідно 1' та 2' для зворотного зміщення (а) та епюри зворотного струму звичайного діода (1) і ДНЗ (2) (б)

Основне призначення ДНЗ формування імпульсів напруги з крутими фронтами.

### 3.11. Контрольні запитання

1. Назвіть основні характеристики випрямних діодів.
2. Чи можна вмикати діоди послідовно та паралельно? При яких умовах?
3. Для чого використовуються варікапи? Наведіть схему ввімкнення.
4. Який вигляд ВАХ в тунельних діодів?
5. В чому полягають особливості світло діодів?
6. В яких режимах можуть працювати фотодіоди?
7. Особливості діодів Шотткі.
8. Чому діод Шотткі є логарифмуючим?
9. Наведіть схему ввімкнення стабілітрона.
10. Чи стабістор відрізняється від стабілітрона?
11. Які параметри треба враховувати при роботі діодів на імпульсній напрузі?
12. Які процеси в діоді відбуваються при подачі на нього імпульсної напруги?
13. Наведіть особливості діодів з нагромадженням заряду.

### Список літератури

1. Троцишин І.В. Фізичні основи електронних приладів: Навчальний посібник / І.В.Троцишин – Хмельницький: ХДУ. – 2004. – 488 с.
2. Твердотільна електроніка : підручник / О. В. Борисов, Ю. І. Якименко ; за заг. ред. Ю. І. Якименка. – К. : НТУУ «КПІ», 2015. – 484 с.
3. Радіотехніка: Енциклопедичний навчальний довідник / За ред. Ю.Л.Мазора, Є.А.Мачуського, В.І.Правди. – К.: Вища шк., 1999. – 838 с.
4. Пасынков В.В. Материали електронной техники: Учебник для вузов / В.В.Пасынков, В.С.Сорокин - СПб: Из-во «Лань», 2011. - 368 с.
5. Булычев А.Л. Электронные приборы: учебник / А.Л.Булычев, П.М.Лямин, Е.С.Тулинов. – М.: Лайт ЛТД, 2000. – 416 с.

6. Щука А.А. Электроника. 2-е издание. Учебн. пособие / А.А. Щука – СПб.: БХВ-Петербург, 2008. – 739 с.

7. Прищепа М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка. В 3 ч. Ч. 1. Елементи мікроелектроніки: Навч. посіб. / За ред. М.М, Прищепи. – К.: Вища шк., 2004. – 431 с.

8. Прищепа М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка: В 3 ч. Ч. 2. Елементи мікросхемотехніки: Навч. посіб. / За ред. М.М. Прищепи. – К.: Вища шк., 2006. – 503 с.