



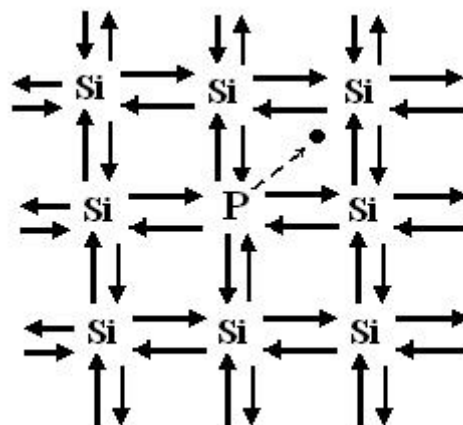
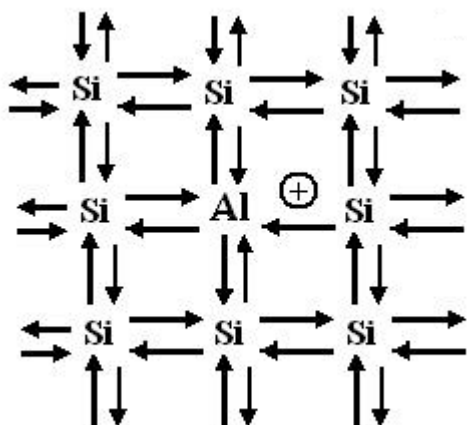
Ніконова А.О.  
Небеснюк О.Ю.  
Ніконова З.А.

## ФІЗИКА ЕЛЕКТРОННИХ ПРОЦЕСІВ

### Конспект лекцій

#### II частина

*для студентів ЗДІА спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка» та напрямку 6.050801 «Мікро- та наноелектроніка» денної та заочної форм навчання*



Запоріжжя

2018

Міністерство науки і освіти України  
Запорізька державна інженерна академія

## **ФІЗИКА ЕЛЕКТРОННИХ ПРОЦЕСІВ**

### **Конспект лекцій**

#### **II частина**

*для студентів ЗДІА спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна  
техніка» та напрямку 6.050801 «Мікро- та  
наноелектроніка» денної та заочної форм навчання*

*Рекомендовано до видання  
на засіданні кафедри ФБМЕ,  
протокол № від 20.04.2018 р.*

Ніконова А.О., доцент  
Небеснюк О.Ю., доцент  
Ніконов З.А., професор

*Відповідальний за випуск:* зав. кафедри МЕІС,  
професор С.Л. Хрипко

Н 644 Ніконова А.О., Небеснюк О.Ю., Ніконова З.А.,

Фізика електронних процесів: конспект лекцій (частина II) для студентів ЗДІА спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка» та напряму 6.050801 «Мікро- та наноелектроніка» денної та заочної форм навчання/ А.О. Ніконова, О.Ю. Небеснюк., З.А. Ніконова.- Запоріжжя, ЗДІА, 2018.- с.81

Конспект лекцій призначено для студентів спеціальності 153 «Мікро- та наносистемна техніка» та напряму 6.050801 «Мікро- та наноелектроніка» денної та заочної форм навчання, які вивчають курс «Фізика електронних процесів». Містить теоретичні відомості з курсу та список рекомендованої літератури.

## ЗМІСТ

<b>1 КІНЕТИЧНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ</b>	
1.1 Термоелектричні явища.....	4
1.2 Кінетичні явища. Ефект Холла.....	10
1.3 Ефект Ганна.....	16
1.4 Ударна іонізація.....	21
1.5 Тунельний ефект.....	26
<b>2 КОНТАКТНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ</b>	<b>28</b>
2.1 Напівпровідники в зовнішньому електричному полі.....	28
2.2 Робота виходу.....	31
2.3 Контакт метал-напівпровідник.....	33
2.3.1 Випрямлення струму в контакті метал-напівпровідник.....	37
2.3.2 Діодна теорія випрямлення струму.....	42
2.3.3 Дифузна теорія випрямлення струму.....	45
2.4 Контакт електронного і діркового напівпровідників.....	48
2.4.1 Випрямлення на р-п переході.....	52
2.5 Гетероперехід.....	55
<b>3 ПОГЛИНЕННЯ СВІТЛА НАПІВПРОВІДНИКАМИ</b>	<b>65</b>
3.1 Власне поглинання при прямих переходах.....	67
3.2 Власне поглинання при непрямих переходах.....	68
3.3 Ексітонне поглинання.....	70
3.4 Поглинання вільними носіями.....	72
3.5 Поглинання домішками.....	73
3.6 Граткове поглинання.....	74
<b>4 ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ</b>	<b>75</b>
4.1 Внутрішній фотоефект.....	75
4.2 Фотопровідність.....	77
4.3 Зовнішній фотоефект.....	79
<b>ЛІТЕРАТУРА</b>	<b>81</b>

## КІНЕТИЧНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

### 1.1 Термоелектричні явища

До термоелектричних явищ належать три ефекту: Зеебека, Пельтьє та Томсона. Розглянемо ці ефекти.

#### 1. Ефект Зеебека

Ефект Зеебека, або термоелектричний ефект, полягає в тому, що в замкнутому ланцюзі, що складається з двох різних напівпровідників 1 і 2, місця з'єднань яких знаходяться при різних температурах (рис. 1.1), виникає електричний струм, що носить назву термоелектричного. На кінцях такого розімкнутого ланцюга з'являється різниця потенціалів, яка носить назву ТЕРС (термоелектрорушійна сила).

Термо різниця потенціалів, що залежить від різниці температур і виду матеріалу, характеризується коефіцієнтом:

$$\alpha = \frac{d\varepsilon}{dT} \quad (1.1)$$

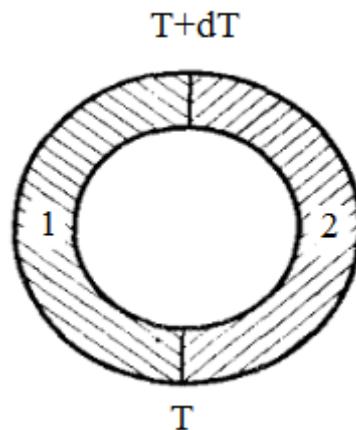


Рисунок 1.1 – Замкнутий ланцюг двох провідників

Коефіцієнт  $\alpha$  називається питомою термо-ЕРС і являє собою термо-ЕРС, віднесену до одиничної різниці температури.

Якщо напівпровідник нагрітий нерівномірно, то середня енергія носіїв заряду і їх концентрація будуть більше в тій його області, де вище температура. Отже, градієнт температури в однорідному напівпровіднику призводить до градієнту середньої енергії носіїв заряду і градієнту їх концентрації, внаслідок чого виникає дифузійний потік носіїв заряду і з'являється електричний струм. У розімкнутому ланцюзі в стаціонарному стані щільність струму в будь-якій точці зразка дорівнює нулю. Це означає, що електричний струм, обумовлений градієнтом температури, компенсується струмом, що виникає в електричному полі при розподілі зарядів. На зразку виникає термоелектрорушлива сила.

Зі співвідношення (1.1) випливає, що у напівпровіднику при наявності градієнта температури виникають електронний і дірковий струми, які обумовлені дією градієнта електрохімічного потенціалу  $\nabla(F - e\phi)$  і градієнта температури  $\nabla T$ .

Для знаходження термо-ЕРС необхідно визначити різницю потенціалів для розімкнутого ланцюга. Оскільки для розімкнутого ланцюга  $J = 0$ , то напруженість електричного поля, обумовленого градієнтом температури (термоелектричного), можна знайти прирівнявши струм до нуля. Але при вимірюванні термо-ЕРС на межах напівпровідника і вимірювальних металевих електродах існують контактні різниці потенціалів, які не рівні один одному внаслідок існуючого температурного градієнта. Вимірювальний прилад відзначить ЕРС, рівну термо-ЕРС напівпровідника і різниці контактних потенціалів вимірювальних електродів. Щоб виключити останній доданок, слід визначити термо-ЕРС як градієнт електрохімічного потенціалу  $\nabla(F - e\phi)$ . Абсолютне значення  $|\nabla \frac{F}{e}|$  дорівнюватиме різниці контактних потенціалів в граничних точках, якщо вважати, що напівпровідник і метал на контакті знаходяться в термодинамічній рівновазі. Тому питома термо-ЕРС визначається як:

$$\alpha = \frac{|\nabla(\varphi - \frac{F}{e})|}{|\nabla T|} \quad (1.2)$$

Вважаючи струм рівним нулю, отримуємо

$$\alpha = -\frac{k}{e} \frac{1}{n\mu_n + p\mu_p} \left\{ n\mu_n \left( 2 - \frac{F}{kT} \right) - p\mu_p \left( 2 - \frac{F + E_g}{kT} \right) \right\} \quad (1.3)$$

Якщо скористатися формулами для концентрації електронів і дірок невідродженого напівпровідника, то (1.3) можна записати у вигляді

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left\{ \frac{[2 + \ln \frac{N_c}{n}] n\mu_n - [2 + \ln \frac{N_v}{p}] p\mu_p}{n\mu_n + p\mu_p} \right\} \quad (1.4)$$

де  $N_c, N_v$ - ефективна щільність станів в зоні провідності і у валентній зоні.

Таким чином, термо-ЕРС напівпровідника визначається двома складовими, кожне з яких відповідає внеску, що вноситься електронами і дірками, причому ці складові мають протилежні знаки.

З виразу (1.4) випливає, що термо-ЕРС негативна для електронного напівпровідника. У цьому випадку на гарячому торці зразка виникає позитивний об'ємний заряд, оскільки електрони дифундують від гарячого торця до холодного. У дірковому напівпровіднику термо-ЕРС позитивна, тому в ньому, навпаки, на гарячому торці виникає негативний об'ємний заряд. Таким чином, якщо напівпровідник домішковий, то напрямок внутрішнього електричного поля і полярність термо-ЕРС визначаються знаком основних носіїв заряду і, отже, за знаком термо-ЕРС можна визначити тип домішкової провідності досліджуваного зразка. У разі змішаної провідності знак термо-ЕРС визначається не тільки співвідношенням концентрацій носіїв заряду, але і їх рухливістю. У свою чергу, термо-ЕРС домішкових напівпровідників зменшується з зростанням вмісту домішки. При нагріванні домішкового зразка його термо-ЕРС також зменшується.

Для власного напівпровідника  $n = p = n_i$ ,  $F = -\frac{E_g}{2}$ , та (1.4) набуде вигляду:

$$\alpha = \frac{k}{e} \frac{b-1}{b+1} \left( 2 + \frac{E_g}{2kT} \right) \quad (1.5)$$

$$\text{де } b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$$

Таким чином, термо-ЕРС власного напівпровідника визначається лише шириною забороненої зони і співвідношенням рухливості електронів і дірок.

## 2 Ефект Пельтьє

Ефект Пельтьє полягає в тому, що при проходженні електричного струму через контакт двох речовин в ньому в залежності від напрямку струму виділяється або поглинається теплота. Кількість теплоти при ефекті Пельтьє пропорційно щільності струму і часу:

$$Q_{\Pi} = \Pi J t \quad (1.6)$$

де  $\Pi$  - коефіцієнт Пелетье.

## 3. Ефект Томсона

Якщо уздовж однорідного провідника існує градієнт температури, то при проходженні струму в обсязі матеріалу крім тепла Джоуля виділяється (чи поглинається) теплота, кількість якої пропорційно кількості струму, що протікає та перепаду температур:

$$Q_T = I t \int_T^{T'} \tau_T dT \quad (1.7)$$

Коефіцієнт  $\tau_T$  прийнято називати коефіцієнтом Томсона.

Коефіцієнти  $\alpha$ ,  $\Pi$ ,  $\tau_T$  пов'язані між собою співвідношенням Томсона. Для їх виведення розглянемо термоелектричних ефекти для замкненого кола з двох



провідників, як це зображено на рис. 1.1. Нехай між контактами напівпровідників існує різниця температур  $dT$ . Наявність градієнта температури викликає термоелектричну силу, рівну  $d\mathcal{E} = \alpha dT$ , яка забезпечить в даному колі проходження струму  $dI$ . При цьому на одному з контактів в одиницю часу виділяється теплота Пельтьє в кількості  $\Pi' dI$ , а на іншому поглинається  $\Pi dI$ . В результаті в ланцюзі виділяється теплота Пельтьє, і якщо  $\Pi'$  мало відрізняється від  $\Pi$ , то кількість теплоти дорівнює:

$$dQ_{\Pi} = (\Pi' - \Pi)dI = \frac{d\Pi}{dT} dI dT \quad (1.8)$$

Наявність електричного струму і градієнта температури викличе появу теплоти за рахунок ефекту Томсона, яка за 1 сек дорівнює:

$$dQ_{\Pi} = (\tau_{T_2} - \tau_{T_1})dI dT \quad (1.9)$$

Ці термодинамічні явища можна вважати зворотніми, оскільки вони залежать від напрямку струму і градієнта температури. Але в даному замкненому колі мають місце і незворотні процеси - теплопровідність і виділення теплоти Джоуля. У стаціонарних умовах теплопровідність не змінює загальної кількості теплоти в системі, має місце тільки перенесення теплоти в незмінній кількості їх з однієї ділянки в іншу. Теплота Джоуля пропорційна квадрату струму  $(dI)^2$ . Тому при малих значеннях  $dI$  та  $dT$  ці незворотні ефекти можна не враховувати. На підставі закону збереження енергії маємо:

$$\alpha dI dT = \frac{d\Pi}{dT} dI dT + (\tau_{T_2} - \tau_{T_1})dI dT \quad (1.10)$$

звідки знаходимо:

$$\alpha = \frac{d\Pi}{dT} + (\tau_{T_2} - \tau_{T_1}) \quad (1.11)$$

Якщо припустити для гарячого кінця  $T', \Pi', \tau_{T_2}$ , а для холодного  $T, \Pi, \tau_{T_1}$ , то на підставі другого закону термодинаміки, за яким повна зміна ентропії  $dS$  замкнутої системи при оборотних процесах дорівнює нулю, маємо:

$$\frac{\Pi' dI}{T'} - \frac{\Pi dI}{T} + dI \int_T^{T'} \frac{\tau_{T_2} - \tau_{T_1}}{T} dT = 0 \quad (1.12)$$

Якщо за початок відліку ентропії взяти її значення на гарячому кінці  $\Pi' \frac{dI}{T'}$ , то, продиференціював вираз (1.12) по  $T$ , отримаємо:

$$\frac{d}{dT} \left( \frac{\Pi}{T} \right) - \frac{\tau_{T_2} - \tau_{T_1}}{T} = 0 \quad (1.13)$$

звідки знайдемо:

$$\frac{d\Pi}{dT} - (\tau_{T_2} - \tau_{T_1}) = \frac{\Pi}{T} \quad (1.14)$$

Порівнюючи (1.11) і (1.14), бачимо, що

$$\Pi = \alpha T \quad (1.15)$$

Якщо продиференціюємо рівність (1.15) по  $T$ , знайдемо:

$$\frac{d\alpha}{dT} = \frac{1}{T} \frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T^2} = \frac{1}{T} \left( \frac{d\Pi}{dT} - \frac{\Pi}{T} \right) \quad (1.16)$$

З огляду на вираз (1.14), отримуємо:

$$\tau_{T_2} - \tau_{T_1} = \tau_T = T \frac{d\alpha}{dT} \quad (1.17)$$

Таким чином, коефіцієнти  $\alpha, \Pi, \tau_T$ , що характеризують термоелектричні властивості цієї речовини, пов'язані між собою термодинамічними співвідношеннями. Зазвичай проводиться експериментальне вимір  $\alpha$ , а складно вимірювані коефіцієнти  $\Pi$  та  $\tau_T$  визначаються на основі цих співвідношень.

## 1.2 Кінетичні явища. Ефект Холла

До сих пір сукупність носіїв заряду в кристалі розглядалися як система частинок, що знаходяться в термодинамічній рівновазі. В такому випадку рух носіїв заряду хаотичний, їх поведіння можна описати функцією розподілення, що залежить від енергії частинок:

$$f_0 = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} \quad (2.18)$$

Якщо розмістити кристал у зовнішньому електричному полі, то рух носіїв заряду стає упорядкованим. Явища, що обумовлені рухом носіїв заряду під дією електричного і магнітного полей, градієнта температури і градієнта концентрації носіїв заряду називають явищем переносу або кінетичним явищем.

До явищ переносу відносяться електропровідність, електронна теплопровідність, гальваноманітні термоелектричні та термомагнітні ефекти. При наявності зовнішніх сил носіїв заряду знаходяться в нерівноважних умовах. В такому стані система носіїв заряду описується неравноважною функцією розподілення, яка повинна залежити як від енергій частинок тобто від  $k$  так і від їх координати  $r$  та часу  $t$ , та функцією  $f(k,r,t)$ .

Для того щоб дізнатися концентрацію електронів в нерівноважному стані треба зробити наступне. В фазовому просторі кристала одиничного об'єму, тобто в просторі координат  $x, y, z$ , та квазіімпульсів  $p_x, p_y, p_z$ , виділимо елемент об'єму  $d\Gamma$ . Це буде простір, що збудовано навколо точки з координатами  $(x, y, z, p_x, p_y, p_z)$ :

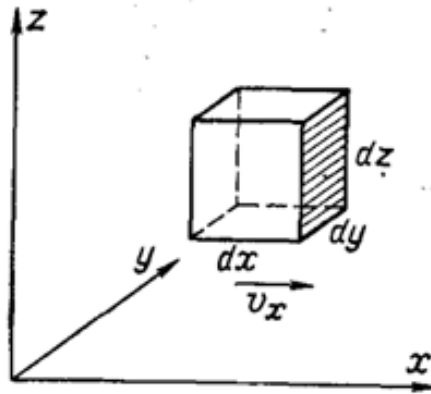


Рисунок 1.2 - Елементний об'єм в геометричному просторі.

Кінетичні ефекти, що є при одночасній дії на провідник електричного та магнітного полів – називають гальваномагнітними. Ефект Холла є одним з гальваномагнітних ефектів. Розглянемо ефект Холла для слабого магнітного поля. Під слабим магнітним полем мається на увазі таке поле, для якого період звернення  $T_c$  по круговій орбіті в магнітному полі набагато більше часу релаксації  $\tau$ :  $\tau \ll T_c$ . Але частота звернення носіїв заряду з ефективною масою  $m^*$  по круговій орбіті в магнітному полі з індукцією  $B$ , тобто частота  $\omega_c$  циклотронного резонансу, дорівнює:

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T_c} = \frac{e}{m^*} B, \quad (2.19)$$

Тому в слабких полях

$$\frac{\tau\omega_c}{2\pi} = \frac{e\tau}{2\pi m^*} B = \frac{\mu B}{2\pi} \ll 1 \quad (2.20)$$

В сильних полях

$$\frac{\tau\omega_c}{2\pi} = \frac{\mu B}{2\pi} \ll 1 \quad (2.21)$$

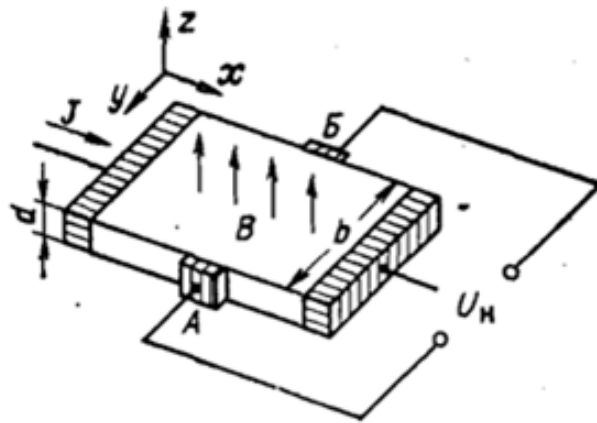


Рисунок 1.3 - Зразок для вимірювання ефекта Холла.

Таким чином умова слабого та сильного магнітного полів визначається не тільки індукцією магнітного поля  $B$ , а і рухливістю носіїв заряду  $\mu$ . Якщо скористуватись довжиною вільного пробігу  $l = v\tau$  та радіусом циклотронної орбіти  $r = v/\omega_c$  по якій рухаються носії заряду, то  $\frac{l}{r} = \tau\omega_c$ . В слабкому магнітному полі оскільки  $r \gg l$  носій заряду, що рухається по круговому шляху в площині перпендикулярній  $B$ , встигне пройти до зіткнення малу відстань по круговій орбіті, а в сильному магнітному полі для якого  $r \ll l$ , траєкторія носія заряду викривляється дуже сильно. Допустимо, що у напівпровіднику, що має форму прямокутної пластини (рис. 1.3), під дією електричного поля  $\xi$  тече струм  $J$  з щільністю

$$J = -env = \sigma\xi \quad (1.22)$$

Якщо напівпровідник однорідний, то екіпотенціальні поверхні розташовані перпендикулярно напрямку електричного поля  $\xi$ , та вектору щільності струму  $J$ . Тому різниця потенціалів між точками А і Б на рис. 1.3, що лежать на площині перпендикулярній  $J$  буде дорівнювати 0. Тепер розташуємо напівпровідник в магнітному полі, що перпендикулярне до вектору струму, як це показано на рис. 1.3. В такому випадку на носій заряду, який рухається з дрейфовою швидкістю  $v$ , буде діяти сила Лоренса  $F = \mp e(vB)$  (1.23) направлена перпендикулярно  $v$  та  $B$ . Тут плюс відповідає дірці, а мінус – електрону

$$F = \frac{e^2(\tau)}{m^*} (\xi B) \quad (1.24)$$

З (1.24) випливає, що напрямок сили Лоренца не залежить від знаку носіїв заряду, а визначається напрямком векторів  $\xi$  і  $B$  або  $J$  і  $B$ . Тобто якщо швидкість носіїв заряду визначається зовнішнім електричним полем, то електрони та дірки під дією сили Лоренца відхиляються в одну і ту ж сторону.

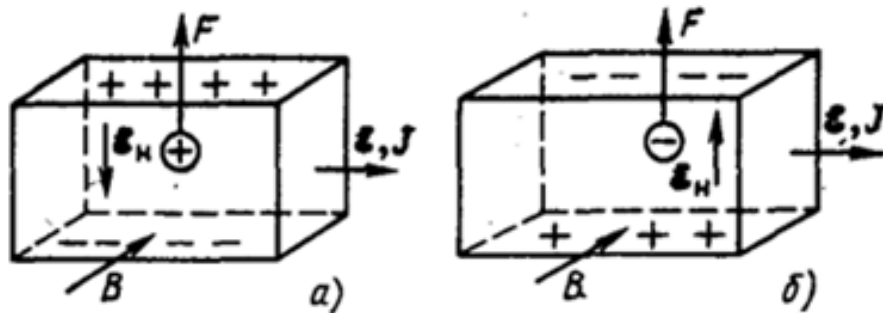


Рисунок 1.4 - Відхилення носіїв заряду під дією магнітного поля в зразках з дірковою (а) та електронною (б) електропровідністю.

Для визначених напрямків  $\xi$  і  $B$  представлених на рис. 1.4 сила Лоренца  $F$  направлена вгору. Під дією цієї сили дірки в акцепторному напівпровіднику (рис 1.4 а) та електрони в донорному напівпровіднику (рис 1.4 б) будуть віднесені до поверхні зразку, у зв'язку з цим на нижньому рівні буде їх дефіцит, що обумовить протилежний по знаку заряд по відношенню до заряду на верхній поверхні. В результаті розподілення зарядів з'явиться електричне поле напруженістю  $\xi_n$ , перпендикулярне напрямку магнітного поля. Напрямок цього поля котре називають полем Холла залежить від знаку носіїв заряду. В нашому випадку поле Холла  $\xi_n$  направлено вниз в р-зразку і вверх у n-зразку. Явище появи в напівпровіднику по якому протікає струм поперечного електричного поля під дією магнітного поля називають – ефектом Холла. Напруженість поля  $\xi_n$  буде рости до тих вір поки сила обумовлена цим полем, не компенсує силу Лоренса.

$$-e\delta_H = evB \quad (1.25)$$

При цій умові носіїв заряду рухаються уздовж зразка під дією тільки поздовжнього електричного поля  $\xi$ , то ж щільність струму  $J$  по напрямку співпадає з напруженістю  $\xi$ . Вектор напруженості сумарного електричного поля

$$\xi' = \xi + \xi_H$$

повернутий на деякий кут  $\varphi$  відносно напрямку струму  $J$  (рис. 1.5). Кут між  $\xi'$  та  $J$  називають кут Холла. Тепер екіпотенціальні поверхні будуть повернуті на кут  $\varphi$  відносно початкового положення тому на зразку між точками А і Б (рис. 1.5) з'явиться різниця потенціалів, що називається ЕДС Холла.

Якщо ширина зразка  $b$ , то холлівська різниця потенціалів:

$$\begin{aligned} V_H &= \mathcal{E}_H b = -vBb \\ V_H &= -\frac{1}{en} J B b = R J B b \end{aligned} \quad (1.26)$$

Величину  $R$  в (1.26) прийнято називати коефіцієнтом (або постійною) Холла, котрий у випадку електронів дорівнює:

$$R = -\frac{1}{en} \quad (1.27)$$

Якщо носії заряду це дірки, концентрація котрих дорівнює  $p$ , то

$$\xi_H = evB$$

тому

$$R = \frac{1}{ep} \quad (1.28)$$

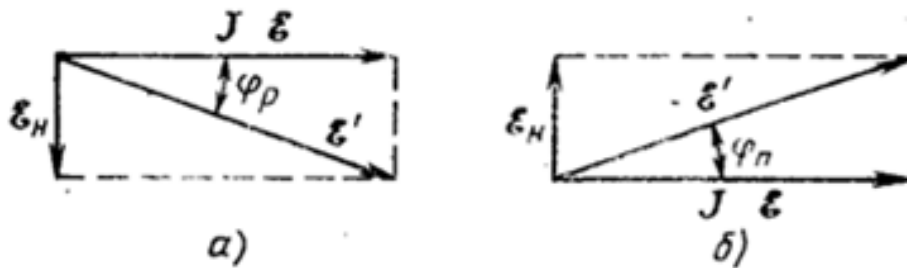


Рисунок 1.5 - Кут Холла при дірковою (а) та електронною (б) електропровідністю

Як впливає з рівнянь (1.27) та (1.28), коефіцієнт Холла обернено пропорційний концентрації носіїв заряду, а знак його однаковий із знаком носіїв заряду. При такому розгляді ефекту Холла не приймалось до уваги статистичного розподілення носіїв заряду по енергіям та не враховувалась залежність часу релаксації від енергії. Кут Холла  $\varphi$  (рис. 1.5) можна визначити із співвідношення  $tg\varphi = \frac{\xi_H}{\xi}$ , (1.29). Причому знак  $tg\varphi$  визначається напрямком поля Холла: позитивний для діркового напівпровідника та негативний для електронного. Якщо магнітне поле слабке, то рахуємо, що

$$\varphi = \frac{\xi_H}{\xi} = \frac{RJB}{\xi} = R\sigma B \quad (1.30)$$

Звідки впливає, що

$$R = \frac{\varphi}{\sigma B} \quad (1.32)$$

За умови що напівпровідник електронний

$$\sigma_n = en\mu_n \quad (1.33)$$

То кут Холла :

$$\varphi_n R_n \sigma_n B = \mu_n B \quad (1.34)$$

Аналогічно для діркового напівпровідника

$$\varphi_p = R_p \sigma_p B = \mu_p B \quad (1.35)$$



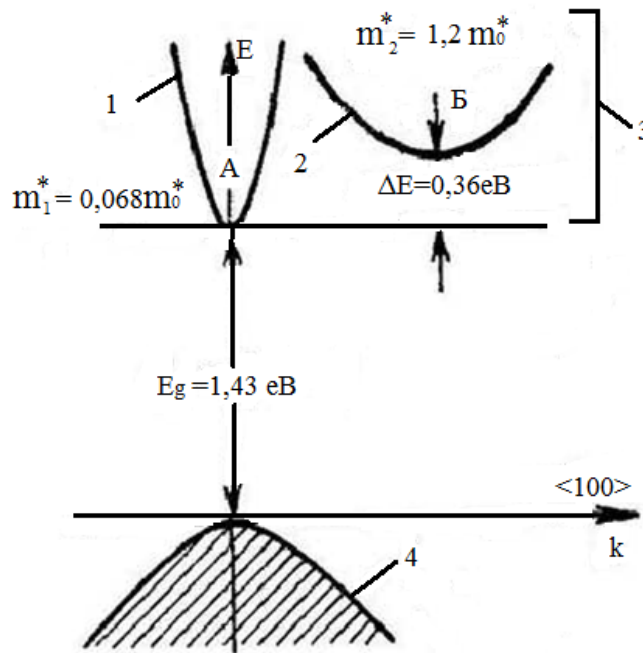
## 1.2 Ефект Ганна

У напівпровідниках, зона провідності яких має більше одного мінімуму енергії, електрон з хвильовим вектором  $k$ , що відповідає одному з мінімумів, при розсіюванні може виявитися в стані з хвильовим вектором  $k'$ , що належить іншому мінімуму. В результаті такого розсіювання буде мати місце перекидання електронів з одного мінімуму в інший мінімум зони провідності. Такий вид розсіювання отримав назву междолинного.

Міждолинне розсіювання носіїв заряду в певних умовах може приводити до виникнення коливань струму з частотою близько  $10^{10}$  Гц при прикладанні до однорідного напівпровідника сильного постійного електричного поля. Це явище, назване ефектом Ганна, вперше спостерігалось в GaAs.

Істотним тут є наявність мінімумів А і Б, розділених проміжком  $\Delta E = 0,36$  еВ, в яких ефективні маси електронів різні. В області нижчої долини А електрони легкі, з ефективною масою  $m_1^* = 0,068m_0$ , мають високу рухливість  $\left[\mu_1 \approx 4000 \div 8000 \frac{\text{см}^2}{\text{В*с}}\right]$ . В області високої долини Б електрони важкі з  $m_2^* = 1,2m_0$  і мають низьку рухливість  $\left[\mu_2 \approx 100 \frac{\text{см}^2}{\text{В*с}}\right]$ . Щільність станів у верхній долині приблизно в 70 разів вище, ніж у нижній. При досить низьких температурах і в слабкому зовнішньому електричному полі енергія електронів  $E$  значно менше енергетичного зазору  $kT \ll \Delta E$ , тобто  $E \ll \Delta E$ , тому електрони в основному будуть займати енергетичні рівні в нижчій долині зони провідності (рис. 1.2), де вони мають високу рухливість, малу ефективну масу і малу щільність станів. У цьому випадку щільність струму визначається концентрацією електронів в нижній долині  $n_1 = n_0$  (у верхній долині  $n_2 = 0$ ), їх рухливістю і буде лінійно зростати з ростом напруженості, поля до деякого критичного значення  $\mathcal{E}_a$  (рис. 1.6):

$$J = en_0\mu_1\mathcal{E} \quad (1.36)$$



1 - нижній мінімум (А); 2 - верхній мінімум (В); 3 - зона провідності;  
4 - валентна зона

Рисунок 1.6 - Схематичне зображення структури зон арсеніду галію n-типу в напрямку  $[100]$

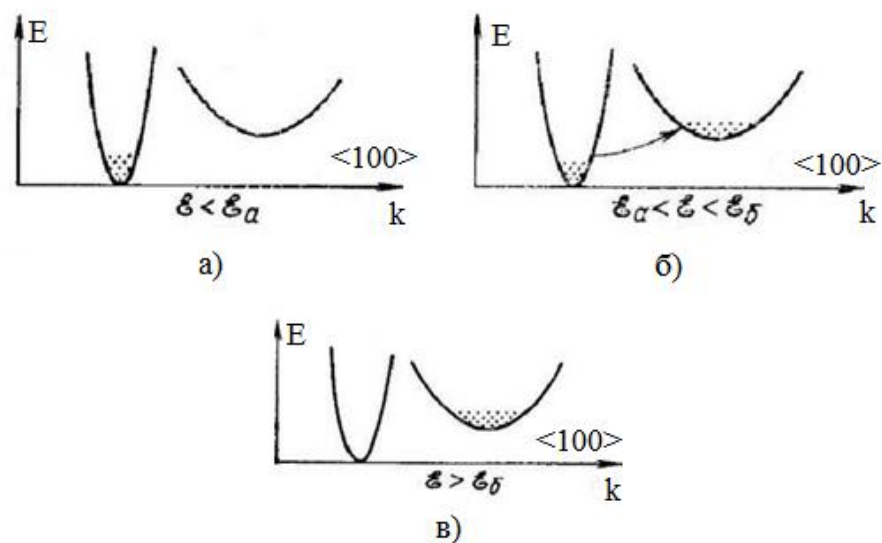


Рисунок 1.7 - Розподіл електронів при різних значеннях напруженості електричного поля

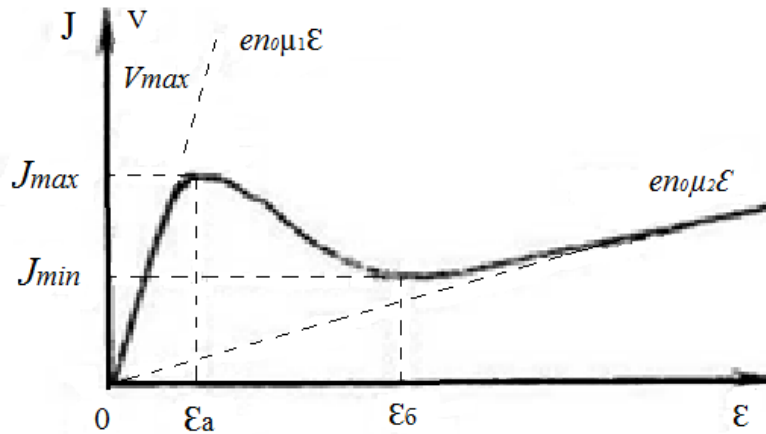


Рисунок 1.8 - Залежність щільності струму від напруженості електричного поля для двухдолинного напівпровідника

У міру зростання напруженості електричного поля середня енергія електронів підвищується і при  $E > \Delta E$  стає можливим перехід електронів у верхню долину Б (рис. 1.7, б), де вони матимуть низьку рухливість, велику ефективну масу і високу густину станів (широкий максимум), а сумарна концентрація електронів буде  $n_0 = n_1 + n_2$ . Таким чином, з ростом напруженості поля (від  $E_a$  до  $E_b$  - рис. 1.8) буде мати місце зменшення рухливості електронів, а отже, зменшення щільності струму і на вольт-амперній характеристиці з'явиться падаюча ділянка.

При  $E > E_b$  всі електрони будуть перебувати у верхній долині  $n_2 = n_0$ , а в нижній долині  $n_1 = 0$  (рис. 1.7, в) і густина струму:

$$J = en_0\mu_2 E \quad (1.37)$$

Розглянемо докладніше, механізм такої нестійкості. Припустимо, що до зразка довжиною  $L$  докладено зовнішня напруга. В однорідному напівпровіднику електричне поле приблизно однаково по всій довжині зразка. Але якщо в зразку є локальна неоднорідність з підвищеним опором, то напруженість електричного поля в цьому місці зразка буде трохи вище. Отже, критичне значення  $E_{кр} = E_a$  при підвищенні напруженості поля виникне в першу чергу в цьому перетині зразка. Як тільки напруженість поля в області локальної неоднорідності досягне критичної позначки  $E_a$ , електрони будуть

переходити в верхню долину Б і в цій області зразка з підвищеною напруженістю поля з'являться важкі електрони. Рухливість електронів в цій частині зразка зменшується і опір її зростає. Це призводить до зростання напруженості поля в цьому місці зразка, що в свою чергу викликає більш інтенсивний перехід електронів у верхню долину. Але так як напруга, прикладена до зразка, не змінюється, то напруженість поля праворуч і ліворуч від цієї області зразка буде падати. В результаті розподіл електричного поля стане різко неоднорідним і утворюється область сильного електричного поля, яка носить назву електричного домену (рис. 1.9, а).

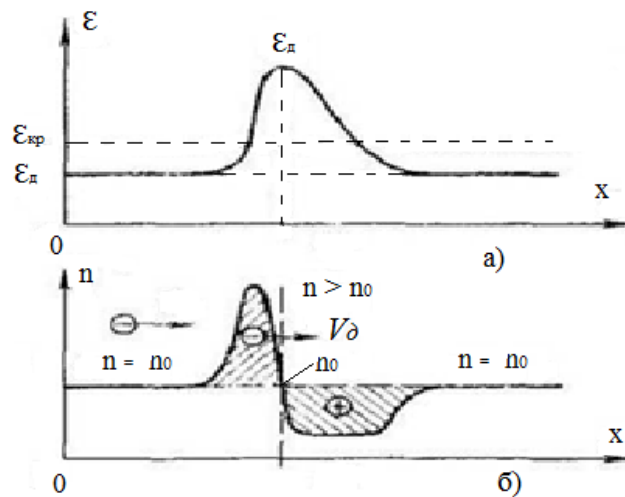


Рисунок 1.9 - Розподіл електричного поля (а) і густини електронів (б) уздовж зразка в разі стабільного домену сильного поля, що рухається зі швидкістю  $V_d$

Область важких електронів під дією електричного поля домена буде рухатись уздовж зразка з відносно низькою швидкістю, обумовленої низькою рухливістю важких електронів. Праворуч і ліворуч від зони важких електронів будуть рухатися легкі електрони з великою швидкістю. Зліва вони будуть наздоганяти цю зону, і в результаті утворюється область підвищеної концентрації електронів - область негативного об'ємного заряду. Праворуч від цієї зони легкі електрони будуть йти вперед, тому утворюється область, збіднена електронами - область позитивного об'ємного заряду. Отже, в межах області сильного електричного поля домена на кривій розподілу концентрації

електронів є збіднена ділянка з  $n < n_0$ , відповідна фронту домену, і збагачена ділянка з  $n > n_0$  відповідна спаду домену (рис. 1.9, б).

Оскільки всередині домену напруженість поля  $E_d$  сильно зростає, зростає в ньому і швидкість руху електронів  $v_d$ . За межами домену напруженість поля  $E_b$  різко зменшується, тому швидкість руху електронів падає. Наростання напруженості поля в домені припиниться тоді, коли швидкість руху домена  $v_d$  стане рівною дрейфовій швидкості електронів поза доменом  $v_b$ .

$$v_d = v_b \quad (1.38)$$

або

$$\mu_2 E_d = \mu_1 E_b \quad (1.39)$$

При цьому стала швидкість руху домена  $v_d$  буде менше максимальної швидкості руху електронів, яку вони мають при  $E_d$ . Тому в момент підключення до зразка напруги (через  $t = t_1$ ) струм буде мати максимальне значення  $I_{max}$ , що визначає  $v_{max}$ . Відразу ж почнеться процес утворення домена, і оскільки цей процес короткочасний, так як постійна часу, пов'язана з міждолинним переходом електрона, порядку  $10^{-12}$ с, струм дуже швидко спадає до значення  $I_{min}$  визначається швидкістю сталого руху домена  $v_d$ :

$$I_{min} = sen_0 v_d \quad (1.40)$$

де  $s$  - площа перетину зразка.

Мінімальне значення струму зберігається протягом усього часу руху домена уздовж зразка. Як встановлено, цей час визначається довжиною зразка і швидкістю руху домена:

$$T = \frac{L}{v_d} \quad (1.41)$$

Домен рухається від катода до анода. Після досягнення анода область сильного поля виходить зі зразка і ток в зразку починає зростати. Як тільки струм у зразку досягне значення  $I_{max}$ , відбувається утворення нового домену і ток спадає до  $I_{min}$ . В результаті руху домена по кристалу у зовнішній ланцюга

з'являється імпульс струму. Шпаруватість імпульсів струму визначається часом  $T$  проходження домену. При довжині зразка 50 мкм частота коливань струму повинна становити близько 2 ГГц.

Оскільки ефект освіти домену є об'ємною нестійкістю, він не залежить від зовнішніх елементів схеми. Це означає, що швидкість руху домена не залежить від величини зовнішнього напруги і домен пересувається зі швидкістю дрейфу порядку  $10^7$  см/с.

Незважаючи на те що в кристалі може бути кілька неоднорідностей, на яких можуть формуватися домени, в кристалі існує тільки один домен. Іншими словами, виникнення домена відбувається тільки на одній з неоднорідностей. Після зникнення домену новий домен може виникнути на іншій неоднорідності. Різне розташування неоднорідностей в кристалі визначає різні пролітні часи доменів, тобто різний період коливань. Тому для спостереження ефекту Ганна необхідні чисті і дуже однорідні зразки. У пластинкових зразках домени зароджуються в області підвищеного поля поблизу катода, обумовленою неоднорідністю рівня легування, яка виникає в процесі виготовлення електродів. Важливо також, щоб відстань між мінімумами А і Б зони провідності не було досить велике, бо для переходу електрона в другу долину буде потрібно поле великої напруженості, при якому можливе збільшення концентрації електронів за рахунок ударної іонізації або тунельного ефекту.

### 1.3 Ударна іонізація

У сильному електричному полі, якщо воно зростає приблизно до  $10^3$  В/см, електрони (або дірки) набувають енергії, достатньої для іонізації атомів речовини. В результаті цього виникають електронно-діркові пари, які в свою чергу прискорюються полем і генерують додаткові носії заряду

(рис.1.10). Цей процес створення носіїв заряду зветься ударною іонізацією. Спостерігати, однак, це явище можливо лише в р-п переходах, так як створити поля  $10^5 - 10^6 \text{ В / см}$  в однорідному напівпровіднику надзвичайно важко при розумних товщинах останнього. Винятком є ударна іонізація домішкових атомів, яка вимагає невеликих значень напруги і спостерігається при низьких температурах, коли атоми домішки іонізовані. Ударна іонізація донорів і акцепторів - елементів п'ятої і третьої груп - в германії відбувається при полях, приблизно рівних  $5-10 \text{ В / см}$ . Наприклад, в електронному германії при  $4,2 \text{ К}$ , та  $E \approx 5 \text{ В/см}$  відбувається різке стрибкоподібне зростання щільності струму, викликане ударною іонізацією атомів домішки (рис.1.11).

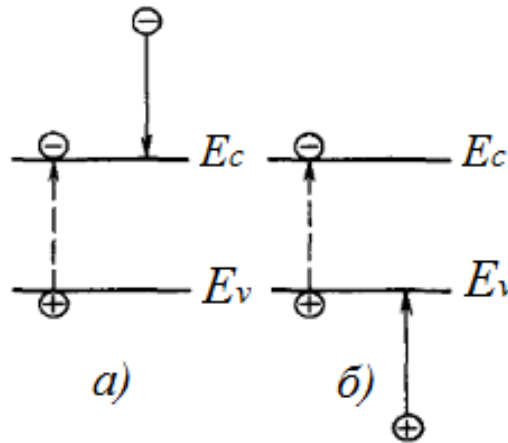


Рисунок 1.10 - Два можливих варіанти ударної іонізації

Швидкість генерації електронно-діркових пар  $G$  внаслідок ударної іонізації дається у вигляді:

$$G = \alpha_n n \mu_n + \alpha_p p \mu_p \quad (1.42)$$

де  $\alpha_n, \alpha_p$  - коефіцієнт ударної іонізації електронів і дірок відповідно. Він визначається як число електронно-діркових пар, що генеруються електроном (діркою) на одиниці шляху переміщення.

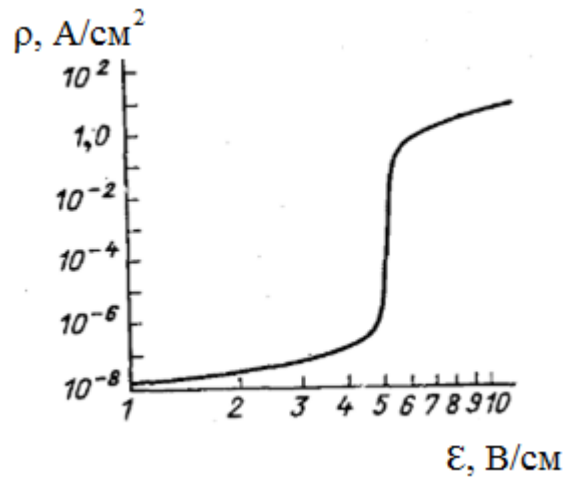


Рисунок 1.11- Ударна іонізація в електронному Германії при  $T = 4.2 \text{ K}$

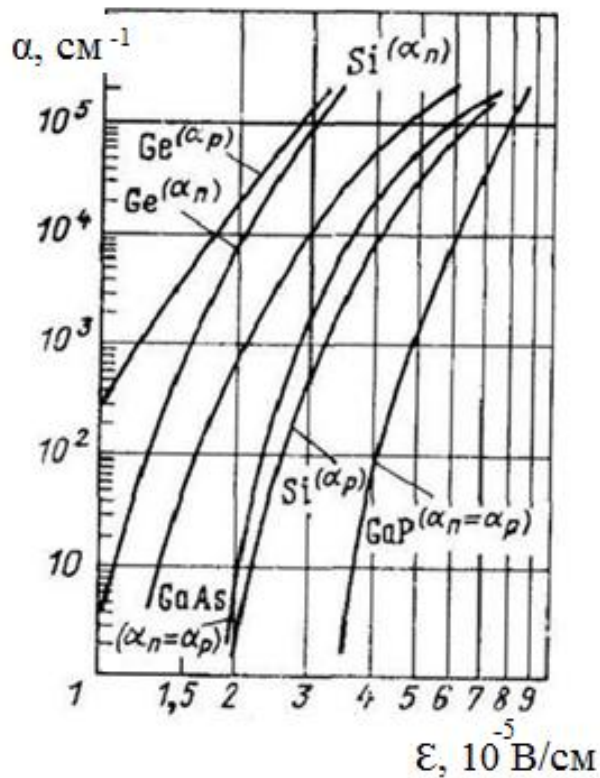


Рисунок 1.12 - Залежність коефіцієнта ударної іонізації від електричного поля для германію, кремнію, арсеніду галію і фосфіду галію

Коефіцієнт ударної іонізації як електронів  $\alpha_n$ , так і дірок  $\alpha_p$  сильно залежить від значення напруженості електричного поля. На рис. 1.8 приведені



експериментально виміряні значення коефіцієнтів ударної іонізації для германію, кремнію, арсеніду галію і фосфіду галію.

Коефіцієнт ударної іонізації  $\alpha(E)$  визначається співвідношенням

$$\alpha(E) = \frac{1}{v} \int_0^{\infty} W_{\text{и}}(E) f(E) N(E) dE \quad (1.43)$$

де  $W_{\text{и}}(E)$  - ймовірність іонізації, що розраховується квантово-механічним шляхом;  $f(E)$  - нерівноважна функція розподілу;  $N(E)$  - щільність квантових станів;  $v$  - швидкість дрейфу.

Для напівпровідників з великою діелектричною проникністю ймовірність іонізації (для Ge і Si):

$$W_{\text{и}}(E) \approx A(E - E_{\text{и}})^2 \quad (1.44)$$

де  $A$ - коефіцієнт пропорційності, а  $E_{\text{и}}$ - енергія іонізації.

При ударної інізації беруть участь три носія заряду, які приблизно порівну розподіляють між собою енергію початкового носія заряду; порогова енергія іонізації  $E_{\text{и}} = \frac{3}{2} E_g$  де  $E_g$ -ширина забороненої зони. Залежність коефіцієнта ударної інізації  $\alpha(E)$  від поля в основному визначається видом функції розподілу  $f(E)$ . Як свідчить детальний аналіз за допомогою кінетичного рівняння, повніше аналітичний вираз для функції розподілу в області енергії  $0 < E < \infty$  отримати не можна;  $f(E)$  можна отримати в явному вигляді для двох ділянок: в області  $E < E_{\text{и}}$  та  $E > E_{\text{и}}$ .

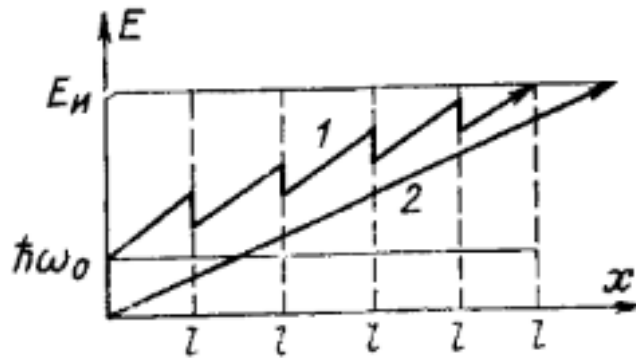


Рисунок 1.13 - Умовна діаграма ударної іонізації

Прискорення електронів до порога іонізації  $E_{и}$  залежить від співвідношення двох факторів - прискорення в зовнішньому електричному полі і розсіювання енергії при зіткненні з фононами. Найбільший внесок в релаксацію по енергіях вносять оптичні фонони. При зіткненнях з оптичними фононами енергія, що втрачається електроном, дорівнює  $\hbar\omega_0 = const$ , а середня довжина вільного пробігу не залежить від енергії, т.е.  $l = const$ . Прискорення до порога іонізації  $E_{и}$  можна проілюструвати наступною умовною діаграмою, зображеної на рис. 1.13. По вертикалі відкладена енергія, що отримана електроном в зовнішньому електричному полі, а по горизонталі - відстань, яку проходить електроном в середньому між двома зіткненнями. Як випливає з рис. 1.13, існує дві можливості прискорення електронів до порога іонізації. У першому випадку в дуже сильних електричних полях, коли виконується умова  $eEl \gg \hbar\omega_0$ , електрони можуть набрати енергію в результаті багаторазових зіткнень з фононами, так як відносна втрата енергії в кожному такому зіткненні мала (лінія 1). У цьому випадку, як показує теорія:

$$\alpha(E) \sim e \frac{E_{и}}{E^2} \quad (1.45)$$

Можна провести аналогію з дифузійним рухом частинки, тому вказане наближення для  $\alpha(E)$  називають дифузійним.

У другому випадку, коли поля відносно слабкі ( $eEl \ll \hbar\omega_0$ ), носії заряду набирають енергію на відстані, рівній багатьом довжинам вільного пробігу

(лінія 2). У такій ситуації існує тільки одна можливість набрати енергію  $E_{и}$ , коли носії заряду зіштовхуються з фононами до порога іонізації. Оскільки шлях до порога іонізації  $L_{и} = \frac{E_{и}}{eE}$ , а середній вільний пробіг між зіткненнями з фононами дорівнює  $l$ , то ймовірність пробігу до порога іонізації без зіткнень  $e^{-\frac{L_{и}}{l}} \approx e^{-\left(\frac{E_{и}}{eEl}\right)}$ . У зв'язку з цим функція розподілу, а отже, і коефіцієнт ударної іонізації пропорційні

$$\alpha(E) \sim e^{-\left(\frac{E_{и}}{eEl}\right)} \quad (1.46)$$

Функція розподілу буде сильно витягнута вздовж напрямку електричного поля, тобто у напрямку дрейфу носіїв, тому це наближення для  $\alpha(E)$  називають дрейфовим.

Як показали експерименти, в Ge і Si в основному  $\alpha(E)$  визначається законом виду (1.46). Однак у вузьких р-п переходах (особливо чітко це проявляється в Si) спостерігається залежність виду (1.45). Це має місце при напруженості поля  $E \geq 5 * 10^5$  В/см.

## 1.4 Тунельний ефект

У дуже сильних електричних полях стає можливим ще один механізм утворення вільних носіїв заряду - тунельний ефект, або ефект Зінера. Як відомо, у напівпровідниках, що знаходиться в зовнішньому електричному полі, має місце нахил енергетичних зон. Нахил зон тим більше, чим більше напруженість електричного поля  $E$ . На рис. 1.14 представлена зонна структура власного напівпровідника при наявності сильного електричного поля. В цьому випадку можливий перехід електрона з валентної зони в зону провідності завдяки тунельному ефекту. Імовірність тунельного переходу залежить від висоти і ширини потенційного бар'єру. В даному випадку висота потенційного бар'єру АБ являє собою ширину забороненої зони  $E_g$ . Ефективна ширина

бар'єру  $AB = \Delta x$  може бути визначена з різниці потенційної енергії електрона в зоні провідності в точці В та у валентній зоні - в точці А. Так як потенційна енергія з точністю до адитивної постійної  $\epsilon$

$$U(B) - U(A) = -eE\Delta x = -E_g \quad (1.47)$$

то ефективна ширина бар'єру

$$\Delta x = \frac{E_g}{eE} \quad (1.48)$$

Отже, ширина потенційного бар'єру залежить від напруженості електричного поля.

Перехід електрона з точки А в точку В пов'язаний з переходом крізь трикутний потенційний бар'єр АБВ. Але, як відомо з квантової механіки, ймовірність переходу для бар'єру трикутної форми має вигляд:

$$D = D_0 e^{-\frac{8\pi\sqrt{2m_n^*E_g^2}}{3e\hbar E}} \quad (1.49)$$

З цього виразу випливає, що ймовірність тунельного переходу із зони в зону зростає експоненціально з ростом напруженості електричного поля  $E$ . Крім того, ймовірність тунельного переходу буде більше у напівпровідників з малими значеннями ширини забороненої зони  $E_g$  і ефективної маси  $m^*$ .

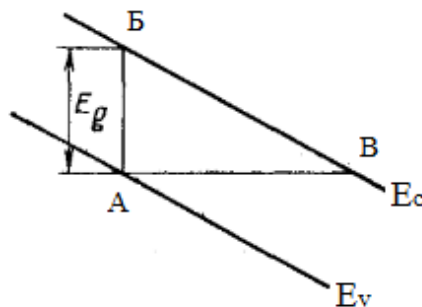


Рисунок 1.14 - Зонна структура власного напівпровідника при наявності сильного електричного поля

Імовірність тунельного переходу одна і та ж для переходів як з валентної зони в зону провідності, так і із зони провідності в валентну зону.

Але оскільки в валентній зоні електронів набагато більше, ніж в зоні провідності, то буде мати місце переважний перехід електронів з валентної зони в зону провідності. Тому тунельний ефект може призводити до значного збільшення концентрації вільних носіїв заряду. Він спостерігається в полях  $10^6$  В/см.

## 2 КОНТАКТНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

### 2.1 Напівпровідники в зовнішньому електричному полі

В основі контактних явищ лежать фізичні процеси, що відбуваються в напівпровіднику під дією зовнішнього електричного поля, яке виникає на контакті. Для розуміння цих явищ необхідне знання властивостей напівпровідника, що знаходиться в зовнішньому електричному полі. З цією метою розглянемо властивості електронного напівпровідника, який занесли до однорідного електричного поля конденсатора (рис. 2.1).

В напівпровіднику у відсутності зовнішнього електричного поля об'ємний заряд дорівнює нулю. При наявності зовнішнього електричного поля в напівпровіднику відбудеться перерозподіл носіїв заряду, в результаті чого в ньому з'явиться об'ємний заряд, густина якого  $\rho(r)$ , та електричне поле напруженістю  $\varepsilon(r)$ . Зміна розподілу концентрації носіїв заряду, яка зумовлює появу об'ємного заряду, проходитиме в області, прилеглій до поверхні напівпровідника. Об'ємний заряд буде екранувати зовнішнє електричне поле, внаслідок чого вона проникає тільки у приповерхній шар напівпровідника.

При подібному прикладенні зовнішнього електричного поля, як це зображено на рис. 2.1, в приповерхній області напівпровідника буде підвищена концентрація електронів (рис. 2.2, а) і, як наслідок, виникає негативний об'ємний заряд (рис. 2.2 б), який буде зменшуватись при зростанні відстані від поверхні вглиб зразку. Негативний об'ємний заряд створить

електричне поле, напруженість якого  $\varepsilon_s$  буде максимальною на поверхні напівпровідника (рис. 2.2, в). Це електричне поле змінить потенційну енергію електрона на величину, яка дорівнює  $U(r) = -e\phi(r)$ , де  $\phi(r)$  – електростатичний потенціал контактного поля (рис. 2.2, г). Як наслідок дії електричного поля, зони напівпровідника викривляться наступним чином:

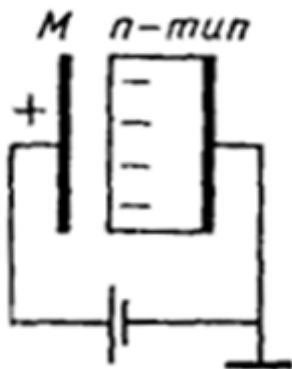


Рисунок 2.1 – Розподіл заряду в контакті

$$\begin{cases} E_c(r) = E_c - U(r); \\ E_v(r) = E_v - U(r). \end{cases} \quad (2.1)$$

При цьому зміниться положення усіх енергетичних рівнів, в провідник тому числі і рівня домішки у забороненій зоні (рис. 2.2, е).

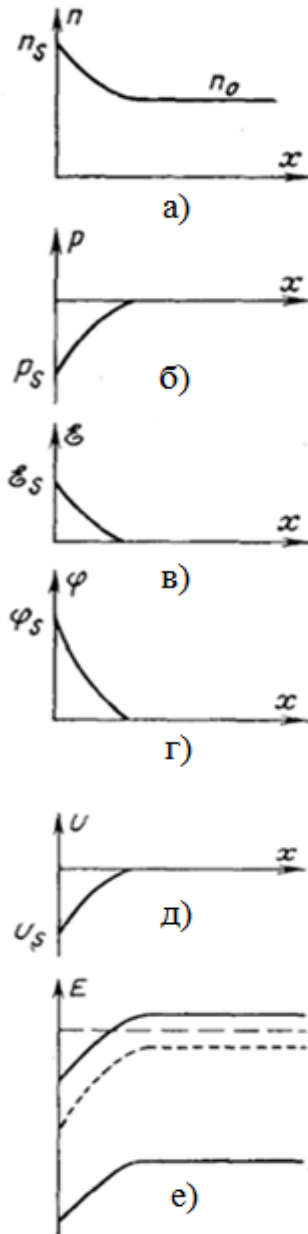


Рисунок 2.1 – Зміна концентрації електронів (а), об'ємного заряду(б), напруженості поля (в), потенціалу поля(г), потенціалу поля (г) та викривлення зон (е) донорного напівпровідника в зовнішньому полі

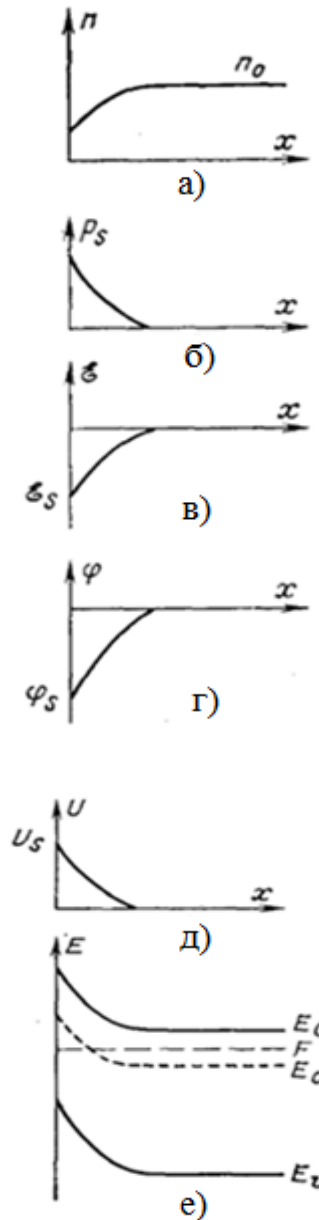


Рисунок 2.2 – Зміна концентрації електронів (а), об'ємного заряду(б), напруженості поля (в), потенціалу напівпровідника в зовнішньому полі при зміні напрямку зовнішнього поля

Оскільки напівпровідник знаходиться у стані термодинамічної рівноваги, то положення рівня Фермі постійно, тому відстань між рівнем Фермі та дозволеними зонами енергії зміниться. Якщо ця відстань без поля була

$$E_c - F \text{ та } F - E_v, \quad (2.2)$$

то при наявності поля воно буде:

$$[E_c - U(r)] - F \text{ та } F - [E_v - U(r)]. \quad (2.3)$$

Із порівняння (2.3) та (2.2) випливає, що якщо відстань між  $E_v$  та  $F$  зменшується на величину  $U(r)$ , то відстань між  $F$  та  $E_v$  збільшується на ту ж величину. Зміна відстані між  $F$  та краями зон енергії повинна привести до зміни розподілення електронів по рівням. В розглянутому випадку, як це зображено на рис. 2.2, е, вдалі від поверхні напівпровідник має властивості електронної електропровідності, невироджений та на рівнях донорної домішки є електрони (оскільки рівень Фермі знаходиться вище рівня домішки), а в приповерхній області напівпровідник залишаючись електронним, стає виродженим, оскільки рівень Фермі розташований тепер в зоні провідності.

При зміні напрямку прикладеного поля в приповерхній області електронного напівпровідника концентрація електронів буде знижена у порівнянні із концентрацією в об'ємі напівпровідника (рис. 2.3, а), а об'ємний заряд (рис. 2.3, б) та зміна потенційної енергії (рис. 2.3, д) по знаку буде позитивним. В даному випадку, як це зображено на рис. 2.3, е, в приповерхній області відбулась зміна типу основних носіїв заряду – напівпровідник із електронного перетворився на дірковий, тобто виник інверсний шар. У такого напівпровідника на деякій відстані від поверхні буде область із власною провідністю або і-шар із рівнем Фермі, що лежить всередині забороненої зони. Ця область напівпровідника, що розташована біля і-го шару, я в якій змінюється тип електропровідності, має назву «область фізичного р-п переходу». Він зникає при видаленні зовнішнього електричного поля.



## 2.2 Робота виходу

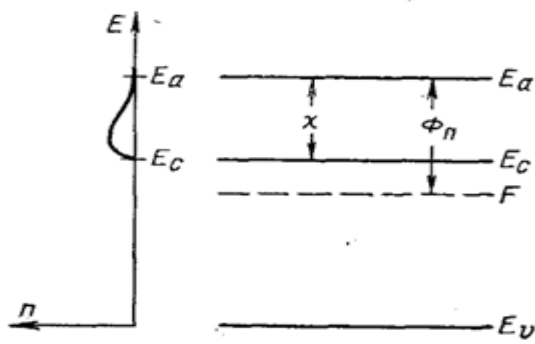
Як відомо, аби перевести електрон із твердого тіла у вакуум, необхідно витратити деяку енергію. Як наслідок, на межі твердого тіла і вакууму існує енергетичний бар'єр, що заважає виходу електронів із кристалу. Саме тому залишити тверде тіло здатні лише ті електрони, які мають достатню енергію для подолання цього бар'єру. Логічно, що кількість електронів, здатних подолати енергетичний бар'єр прямо пропорційно залежить від температури. Явище виходу із речовини електронів внаслідок теплового збудження називається термоелектронною емісією.

Визначимо густину струму термоелектронної емісії електронів із невідродженого напівпровідника. Для цього необхідно підрахувати кількість електронів, здатних подолати потенцій бар'єр та вийти із напівпровідника. Позначимо через  $E_a = E_{\text{вак}}$  енергію електрона, що вийшов із провідника у вакуум та який знаходиться у стані спокою відносно зразку. Тоді для переходу електрону із дна зони провідності напівпровідника у вакуум без повідомлення йому швидкості потребуватиметься енергія  $\chi$  (рис. 2.3), яка дорівнює:

$$\chi = E_a - E_c \quad (2.4)$$

Енергія  $\chi$  це енергія електронної спорідненості. Чисельно вона дорівнює роботі, яка необхідна для переводу електрона із дна зони провідності у вакуум без повідомлення йому кінетичної енергії.

Для подолання прямокутного потенціального бар'єру висотою  $\chi$



кінетичною енергією електрону, що має швидкість  $v_x$ , має бути не менше глибини потенційного бар'єру, тобто:

$$m * v_x^2 / 2 \gg \chi \quad (2.5)$$

Кількість квантових станів для кристалу одиничного об'єму в

Рисунок 2.3 – Енергетична діаграма

інтервалі швидкостей від  $v$  до  $dv$  визначається виразом.

$$dZ = 2(m/h)^3 dv_x dv_y dv_z \quad (2.6)$$

Оскільки для електронів, здатних залишити напівпровідник,  $E-F \gg kT$ ,

то їх число буде:  $dn = f_0 dZ = 2 \left(\frac{m}{h}\right)^3 \times e^{-\frac{E-F}{kT}} dv_x dv_y dv_z \quad (2.7)$

$$\Phi = \chi + E_c - F = E_a - F \quad (2.9)$$

Енергія  $\Phi$ , яка отримала назву термоелектронної роботи виходу, згідно з (2.9) дорівнює різниці між енергією електрона, що покоїться в вакуумі біля поверхні зразку напівпровідника та рівнем Фермі в даному напівпровіднику. Як у металів, так і у напівпровідників  $\Phi$  складає, як правило, декілька електрон-вольт.

Оскільки в напівпровіднику розташування рівня Фермі залежить від температури, природи та концентрації домішки, то і термоелектронна робота виходу також буде визначатися цими параметрами. Виразимо роботу виходу для різноманітних напівпровідників, використовуючи (2.9) та відповідні співвідношення для рівнів Фермі.

Для власного напівпровідника робота виходу  $\Phi_i$  дорівнює

$$\Phi_i = \chi + \frac{1}{2} E_g + \frac{kT}{2} \ln \left( \frac{m_n}{m_p} \right)^{3/2} \quad (2.10)$$

Из наведеного виразу випливає, що робота виходу електрону із власного напівпровідника залежить від ширини забороненої зони, температури та співвідношення ефективних мас електронів і дірок.

Для донорного напівпровідника при слабкій іонізації домішки:

$$\Phi_n = \chi + \frac{E_c - E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{g N_c}{N_d} \quad (2.11)$$

а при сильній іонізації домішки:

$$\Phi_n = \chi + kT \ln \frac{g N_c}{N_d} \quad (2.12)$$

Якщо при сильній іонізації донорної домішки термоелектронна робота виходу визначається концентрацією домішки та температурою

напівпровідника, то при сильній іонізації вона, окрім того, залежить ще й від глибини залягання рівнів донорної домішки в забороненій зоні та ступені його виродження.

Для акцепторного напівпровідника при слабкій та сильній іонізації домішки

$$\Phi_n = \chi + E_g + \frac{E_v - E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{gN_v}{N_a} \quad (2.13)$$

$$\Phi_n = \chi + E_g - kT \ln \frac{gN_c}{N_d} \quad (2.14)$$

із порівняння двох формул (2.13)-(2.14) випливає, що робота виходу електронів із діркового напівпровідника більше, ніж електронного напівпровідника такої ж природи.

### 2.3 Контакт метал-напівпровідник

Припустимо що є контакт між металом та невиродженим електронним напівпровідником. Якщо рівень Фермі ізольованого металу  $F_M$  лежить нижче рівня Фермі напівпровідника  $F_n$ , тобто  $\Phi_M > \Phi_n$  то в перший момент дотику потік електронів із напівпровідника перевищує потік електронів з металу.

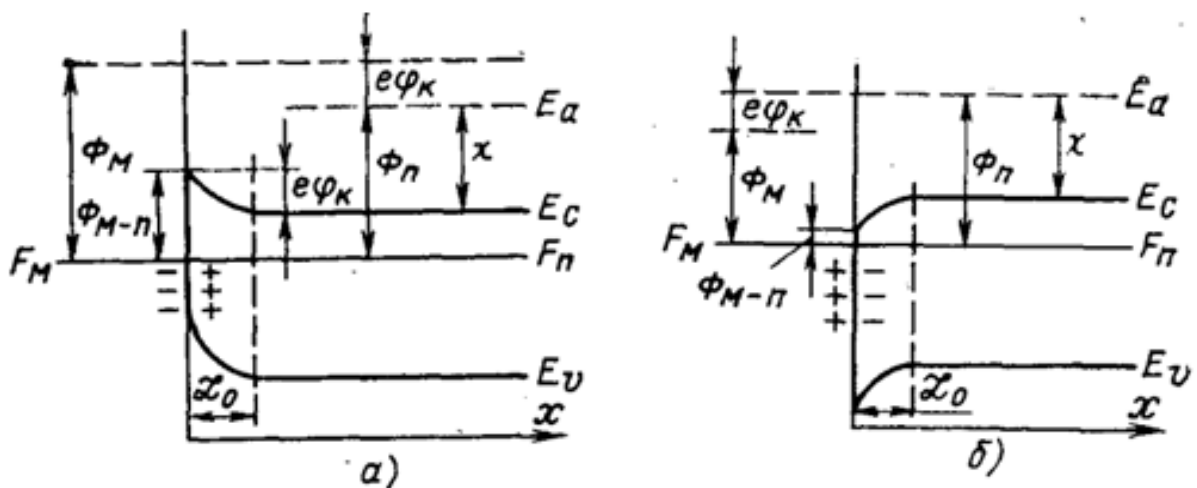


Рисунок 2.4 - Контакт метал-електронний напівпровідник у випадку  $\Phi_M > \Phi_n$  (а) та  $\Phi_M < \Phi_n$  (б)

В результаті метал в області контакту набуває негативний заряд, а напівпровідник – позитивний і електричне поле  $\epsilon_{ст}$ , що виникло між контактуючими зразками буде заважати переходу електронів із напівпровідника у метал. Спрямований потік електронів буде відбуватись до

тих пір, поки рівні Фермі в системі не вирівнюються (рис. 2.4, а) та встановиться рівновага, яка характеризується рівністю струмів термоелектронної емісії.

$$J_{M0} = J_{П0} \quad (2.15)$$

Звідси випливає, що контактна різниця потенціалів, яка виникає на контакті метала із напівпровідником, дорівнює

$$e\varphi_k = \Phi_M - \Phi_{П} \quad (2.16)$$

Так як напруженість електричного поля в шарі об'ємного заряду  $\varepsilon_{ст} = \int \frac{I}{\varepsilon_r \varepsilon_0} \rho dx = \frac{1}{\varepsilon_r \varepsilon_0} Q$ , то при рівності об'ємних зарядів різниця ( $Q = \text{const}$ ) потенціалів в дотичних тілах пропорційна товщинам шару об'ємного заряду ( $V = -\int_0^1 \varepsilon_{ст} dx = -\frac{Q}{\varepsilon_r \varepsilon_0} l$ ). Але товщина шару об'ємного заряду в металу не перевищує  $10^{-8} - 10^{-7}$  см, а в напівпровіднику може становити  $10^{-4}$  см і більше і тому різниця потенціалів в шарі об'ємного заряду метала зовсім незначна в порівнянні із різницею потенціалів у напівпровіднику. Зважаючи на це можна вважати, що контакту різниця потенціалів  $\varphi_k$  практично повністю припадає на приконтактну область напівпровідника. Напруженість електричного поля в приповерхньому шарі, що викликана контактною різницею потенціалів не перевищує  $10^6$  В/см, а напруженість поля, зумовлена іонами кристалічної, становить  $10^8$  В/см.

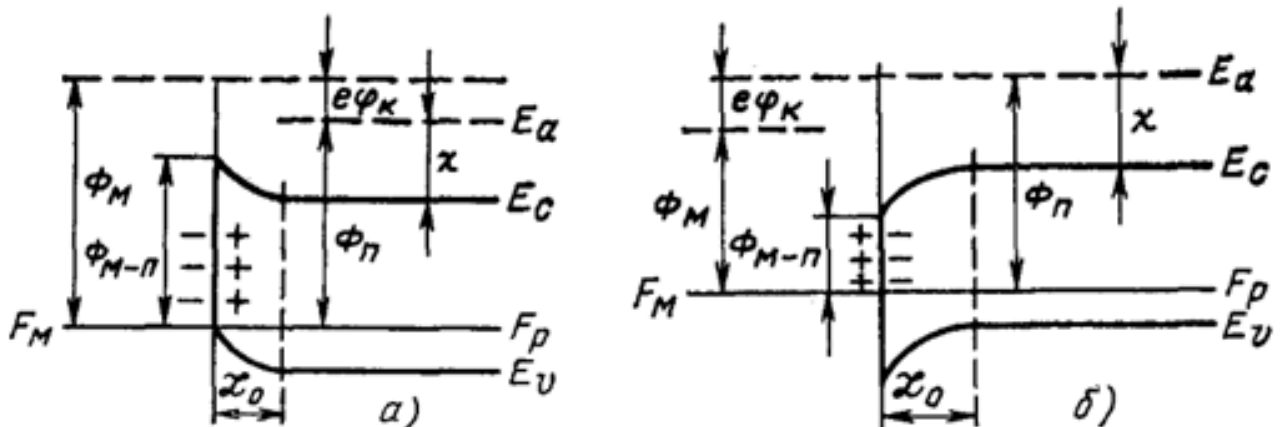


Рисунок 2.5 - Контакт метал-дірковий напівпровідник у випадку  $\Phi_M > \Phi_{П}$  (а) та  $\Phi_M < \Phi_{П}$  (б)

Саме тому невелика добавка контактної різниці потенціалів не може змінити ширину забороненої зони напівпровідника, але викривить його енергетичні зони рівня Фермі, а вже це викличе зміну концентрації електронів і дірок в його приповерхньому шарі.

При цьому, якщо робота виходу електронів із напівпровідника менша за роботу виходу із метала, напівпровідник заряджається позитивно та енергетичні зони в приконтактній області викривляються доверху, так що дно зони провідності  $E_c$  віддаляється від рівня Фермі  $F_n$ , а верхній рівень валентної зони  $E_v$ , навпаки, наближається до рівня Фермі  $F_p$  (рис 2.4, а та 2.5, а). Тому поблизу контакту концентрація електронів зменшується, а кількість дірок у валентній зоні зростає у порівнянні з їх концентраціями в об'ємі напівпровідника. Таким чином у випадку коли  $\Phi_M > \Phi_P$  в електронному напівпровіднику концентрація дірок приконтактної області буде більше, ніж у його об'ємі, тобто виникає шар із підвищеним питомим опором. Приконтактний шар напівпровідника із підвищеним питомим опором (збагачений основними носіями заряду) прийнято називати антизапорним.

Якщо робота виходу із напівпровідника більше роботи виходу із метала, тобто  $\Phi_P > \Phi_M$ , напівпровідник заряджається негативно і його зони енергії в приконтактній області викривляються донизу, тому поблизу контакту число електронів в зоні провідності збільшується, а число дірок у валентній зоні зменшується. Це означає, що в електронному напівпровіднику виникає антизапирний шар (рис. 2.4, б), а в дірковому – запорний шар (рис 2.5, б).

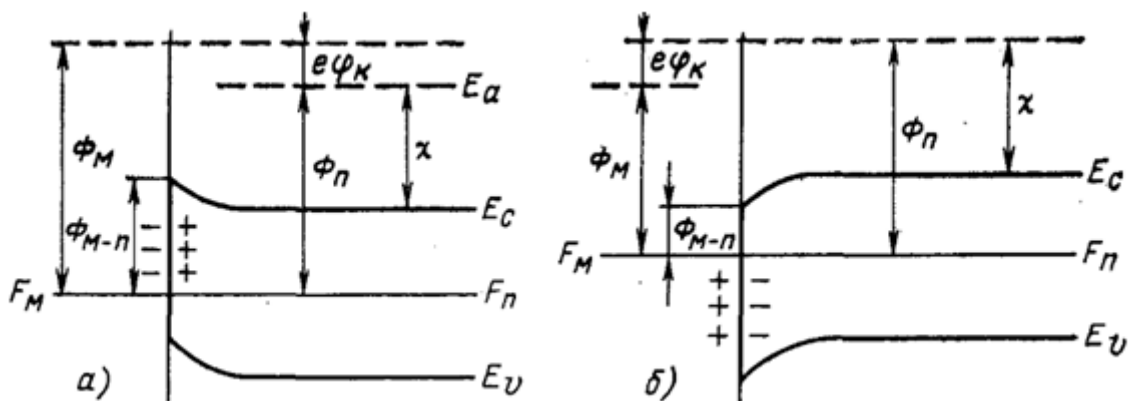


Рисунок 2.6 - Контакт метал-власний напівпровідник у випадку  $\Phi_M > \Phi_P$

(а) та  $\Phi_M < \Phi_P$  (б)

При сильному збагаченні приконтактної області неосновними носіями заряду (що призводить до інверсії електропровідності) виникає фізичний р-п перехід. Сильне збагачення приконтактного шару основними носіями заряду може призвести до виродження напівпровідника в цій області.

У власного напівпровідника як при  $\Phi_M > \Phi_P$ , так і при  $\Phi_P > \Phi_M$ , викривлення зон енергії супроводжується підвищенням питомого опору у приконтактному шарі (рис. 2.6).

Перетворимо (2.16) наступним чином:

$$e\varphi_k = (\Phi_M - \chi) - (\Phi_P - \chi) = \Phi_{M-P} - \Phi_{P-M} \quad (2.17)$$

Тут  $\Phi_{M-P} = (\Phi_M - \chi)$  - робота, яку необхідно виконати для перевodu електрону з рівня Фермі металу на дно зони провідності напівпровідника у контакті (див. рис. 9.7-9.9);

$\Phi_{P-M} = (\Phi_P - \chi)$  - енергія, яку необхідно витратити для перевodu електрона, який знаходиться на дні зони провідності в об'ємі напівпровідника, безпосередньо у метал.

Припустимо, що електричне поле проникає в електронний напівпровідник у глибину  $L_0$  (рис. 9.7, а). Визначимо її для напівпровідника, у котрого відбулась повна іонізація донорної домішки, тобто  $n_0 = N_d^+$ . Оскільки у приконтактному шарі енергія електронів на дні зони провідності дорівнює  $E_c + e\varphi(x)$ , об'ємний заряд в цьому шарі визначається відношенням виду

$$p = en_0 - \left[ 1 - e^{-\frac{e\varphi(x)}{kT}} \right] \quad (2.18)$$

Так як контактна різниця потенціалів повністю припадає на приконтактну область напівпровідника, можна вважати, що  $|e\varphi(x)| \gg kT$ . Для цього випадку об'ємний заряд

$$p = en_0 \quad (2.19)$$

Це означає, що із області напівпровідника протяжністю  $L_0$  вільні

електрони витіснені електричним полем і в приконтактній області зосереджений позитивний заряд, обумовлений іонами донорної домішки.

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0\phi_K}{\varepsilon n_0}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(\Phi_M - \Phi_{II})}{\varepsilon^2 n_0}} \quad (2.20)$$

Із цієї формули випливає, що чим менше ступінь легування напівпровідника і чим більше різниця робот виходу електронів із метала та напівпровідника, тим більше глибина проникання в напівпровідник електричного поля, викликаного приконтактною різницею потенціалів. Із формул випливає що

$$\frac{L_0}{l_0} = \sqrt{\frac{2(\Phi_M - \Phi_{II})}{kT}}$$

Саме тому у випадку контакту метал-напівпровідник при різниці робот виходу близько 1 еВ глибина проникання поля у напівпровідник приблизно у 10 разів перевищує довжину екранування для контакту метал-вакуум-напівпровідник.

Згідно із рис. 2.5, а та 2.6, б приконтактний шар напівпровідника, коли від являється запірним, збіднений основними носіями заряду, а тому має вищий опір у порівнянні із товщиною напівпровідника. По суті контакт метал-напівпровідник має усі властивості конденсатора, оскільки в нього входить шар підвищеного опору, який знаходиться між металом і напівпровідником, який добре проводить струм. Тому ємність контакту на одиницю площі, яка називається «бар'ерна ємність», дорівнює

$$C = \frac{\varepsilon_r\varepsilon_0}{L} = \varepsilon_r\varepsilon_0 e n_0 / 2\phi_K \quad (2.21)$$

### 2.3.1 Випрямлення струму в контактні метал-напівпровідник

Розглянемо контакт металу з донорним напівпровідником, коли виконується умова  $\Phi_M > \Phi_{II}$ . В рівноважному стані в приконтактній області має

місце вигин зон і виникає заперний шар, збіднений електронами. В глибині напівпровідника ( $x > \xi_{(0)}$ ) концентрація вільних носіїв заряду

$$n_0 = N_c e^{-(E_c - F)/kT} = N_c e^{\xi_0/kT} \quad (2.22)$$

де  $E_c$  – положення дна зони провідності в товщі напівпровідника;

$\xi_0 = F - E_c$  – положення рівня Фермі в глибині напівпровідника, який починається від нижнього краю зони провідності. При термодинамічній рівновазі положення рівня Фермі всій структури однаково.

$$F = E_c + \xi_0 = E_c + e\varphi(x) + \xi(x) = const \quad (2.23)$$

$e\varphi(x)$  – потенційна енергія електронів в приконтактній області;  $\xi(x)$  – положення рівня Фермі в приконтактній області, що починається від дна зони провідності.

У випадку додавання до контакту Me-н/п зовнішньої напруги стан напівпровідника стає нерівноважним і концентрація електронів провідності буде визначатися квазірівнем Фермі, рівним:

$$F_{\Pi} = E_c + e\varphi_1(x) + \xi_1(x) \quad (2.24)$$

де  $\xi_1(x)$  та  $\varphi_1(x)$  – квазірівень Фермі, що починається від дна зони провідності та потенційна енергія електронів в приконтактній області напівпровідника. Саме тому концентрацію вільних електронів в приконтактній області напівпровідника тобто в області  $0 < x < \xi$  можна записати у вигляді:

$$n(x) = N_c e^{\xi_1(x)/kT} \quad (2.25)$$

Так як в приконтактній області концентрація електронів залежить від  $x$ , то квазірівень Фермі непостійний по всій області напівпровідника. Щоб визначити його зміну, розрахуємо струм, що протікає через напівпровідник.  
Щільність струму

$$J = en\mu_n \varepsilon + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (2.26)$$



можна виразити через потенціал і концентрацію електронів. В результаті отримаємо:

$$J = n\mu_n \frac{d(e\varphi)}{dx} + \frac{eD_n}{kT} \frac{d\xi_1}{dx} \quad (2.27)$$

Цей вираз з урахування відношення Енштейна перетвориться на

$$J = n\mu_n \frac{d(e\varphi + \xi_1)}{dx} \quad (2.28)$$

Порівнюючи вирази можна написати:

$$J = n\mu_n \frac{dF_n}{dx} \quad (2.29)$$

Знайдемо, як зміниться квазірівень Фермі між двох точок 1 та 2 напівпровідника, в яких густина струму однакова:

$$\int_1^2 dF_n = \int_1^2 \frac{J dx}{n\mu_n} = eJ_s \int_1^2 \frac{dx}{en\mu_n s} = eI \int_1^2 dR \quad (2.30)$$

де  $dR = dx/ds$  – опір ділянки напівпровідника довжиною  $dx$  з поперечним перерізом та питомою провідністю  $\sigma = en\mu$ ,

Інтегруючи рівняння (2.30), будемо мати:

$$\Delta F_n = F_{n2} - F_{n1} = eI(R_2 - R_1) = e(U_2 - U_1) \quad (2.31)$$

Таким чином при наявності зовнішнього електричного поля зміна положення квазірівня Фермі визнається різницею потенціалів.

Тепер визначимо густину струму, який протікає через контакт метал-напівпровідник, при різній полярності зовнішньої напруги. Припустимо, що до напівпровідника прикладено негативну напругу, а до металу – позитивну (пряме зміщення). Будемо вважати що уся зовнішня напруга  $U$  припадає на приповерхній шар напівпровідника, який має високий опір. В цьому випадку розташування рівня Фермі в об'ємі напівпровідника відносно рівня  $\varphi_k - U$  залишиться постійним, але по відношенню до рівня Фермі у металі зміститься на величину  $eU$ . Внаслідок цього, контактна різниця потенціалів між металом і напівпровідником зменшиться на  $U$  та дорівнюватиме  $\phi_k - U$ , а в приконтактній області положення квазі-рівня Фермі зміниться від  $F_n$  до  $F_m$

(рис. 2.7, а). В результаті зниження потенціального бар'єру зі сторони напівпровідника рівновага у системі порушиться та потече струм, рівний різниці струмів термоелектронної емісії, направлених від металу до напівпровідника та у зворотному напрямі:

$$J = J_1 - J_2 \quad (2.32)$$

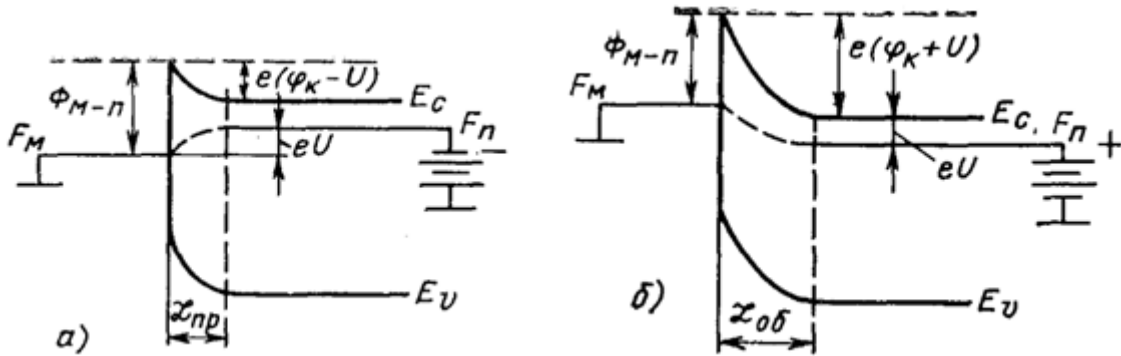


Рисунок 2.7 - Пряме (а), зворотнє (б) зміщення на контакті метал-напівпровідник

Зниження потенційного бар'єру зі сторони напівпровідника викличе більш інтенсивний перехід електронів із напівпровідника в метал у порівнянні із рівноважним станом.

Цей перехід електронів зумовить струм термоелектронної емісії, спрямований від металу до напівпровідника, який дорівнюватиме:

$$J_1 = AT^2 e^{-(\Phi_n + e\Phi_k - eU)/kT} = AT^2 e^{-(\Phi_M - eU)/kT} \quad (2.33)$$

При позитивній напрузі на металі (рис. 2.7, а), висота потенційного бар'єру зі сторони металу не змінилась, тому потік електронів із металу у напівпровідник при нерівноважному стані буде таким самим, як і в рівноважному стані. Він створює струм термоелектронної емісії, спрямований від напівпровідника до металу, який дорівнюватиме:

$$J_2 = AT^2 e^{-\Phi_M/kT} \quad (2.34)$$

Результуюча густина струму, який протікає крізь контакт, визначатиметься виразом виду:

$$J = J_1 - J_2 = AT^2 e^{-\frac{\Phi_M}{kT}} \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) = J_s \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.35)$$

Величина

$$J_s = AT^2 e^{-\frac{\Phi_M}{kT}} \quad (2.36)$$

називається густиною струму насичення.

У випадку негативної напруги на металі (зворотнє зміщення) у приконтатній області напівпровідника потенційний бар'єр збільшиться на прикладену різницю потенціалів і вираз для густини струму, який протікає крізь контакт, матиме вид:

$$J = AT^2 e^{-(\Phi_n + e\Phi_k - eU)/kT} - AT^2 e^{-\frac{\Phi_M}{kT}} = J_s \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.37)$$

Якщо при прямому зміщенні вважати що  $U > 0$ , а при зворотному  $U < 0$ , рівняння (2.35) та (2.37) можна записати таким чином:

$$J = J_s \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.38)$$

Із (2.37) випливає, що при прямому зміщенні ( $U > 0$ ) густина струму через контакт в залежності від напруги експоненціально зростає, а при зворотному зміщенні ( $U < 0$ ) густину струму, збільшуючись, прямує до  $J_s$ . Таким чином, можна сказати, що контакт метал-напівпровідник має випрямляючу дію і поводить як випрямляч змінного струму.

Область напівпровідника поблизу контакту представляє собою шар об'ємного заряду, товщина якого за відсутністю зовнішньої напруги виражається за формулою (2.20). У випадку подачі на контакт зовнішньої

напруги товщина шару об'ємного заряду

$$L_H = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(\varphi_K - U)}{\varepsilon n_0}}$$

де знак  $U$  залежить від полярності прикладеної напруги.

При прямому зміщенні ( $U > 0$ ) товщина шару  $L_{пр}$  об'ємного заряду менша у порівнянні із товщиною запірного слою  $L_0$  при термодинамічній рівновазі, а у випадку зворотного зміщення ( $U < 0$ )  $L_{зв} > L_0$ .

### 2.3.2 Діодна теорія випрямлення струму

Розрахунок струму насичення вольт-амперної характеристики контакта метал-напівпровідник можна провести на основі діодної і дифузійної теорій.

Якщо довжина вільного пробігу електронів  $l$  значно менше товщини запорного шару  $\xi_0$ , носії заряду, що проходять через цей шар, багаторазово розсіюються. В цьому випадку необхідно враховувати як дифузійну, так і дрейфову складові струму. Використання закону Ома для знаходження дрейфового струму можливо в тому випадку, якщо електричне поле слабе, умовою чого є:

$$\varepsilon_s \ll \sigma \frac{kT}{el} \quad (2.39)$$

Максимальна напруженість поля  $\xi_s$ , буде на межі напівпровідника з металом ( $x=0$ ).

$$\varepsilon_s = \varepsilon_{max} = -\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=0} = -\frac{en_0\alpha_0}{\varepsilon_r\varepsilon_0} = -\frac{2\varphi_K}{\alpha_0} \quad (2.40)$$

Підставляючи знайдене значення  $\xi_s$  в (2.39), отримаємо умову застосування дифузійної теорії випрямлення:

$$\alpha_0 \gg \frac{2e\varphi_K l}{\sigma kT} \quad (2.41)$$

Якщо співвідношення довжини вільного пробігу електронів  $l$  та товщини запорного шару  $\xi_0$  таке, що виконується зворотня нерівність

$$l \gg \frac{\sigma kT}{2e\varphi_k} \alpha_0 \quad (2.42)$$

то можна вважати, що носії заряду пролітають заборну область, майже не відчуваючи зіткнень. В цьому випадку замикаючий шар об'ємного заряду напівпровідника подібний вакуумному проміжку між електродами електронної лампи. У зв'язку з цим теорія, що використовується в цьому випадку для розрахунку вольт – амперної характеристики контакту метал – напівпровідник, отримала назву діодної.

Згідно (2.42) діодна теорія застосовна в тому випадку, якщо

$$\frac{\sigma kT \alpha_0}{2e\varphi_k l} \ll 1 \quad (2.43)$$

Ця умова буде виконуватись тим краще, ніж менше  $\alpha_0$  та більше  $l$ . Але товщина заборного шару тим менше, ніж більше рівноважна концентрація вільних електронів  $n_0$ , а довжина вільного пробігу електронів  $l$  тим більша, чим більша їх рухомість. Отже, діодна теорія випрямлення струму в контактї метал-напівпровідник застосовна до напівпровідників, що мають велику концентрацію і високу рухомість носіїв заряду.

Наприклад для германію електронного типу  $\mu_n = 3900 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ;  $\epsilon_r = 16,5$ ;  $m_n = 0,3m_0$ . При  $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $e\varphi_k = 0,3 \text{ еВ}$ ,  $\alpha_0 = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , а  $l = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$  співвідношення  $kT\alpha_0/2e\varphi_k l = 0,6 < 1$ . Якщо ж збільшити концентрацію електронів до  $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , то  $kT\alpha_0/2e\varphi_k l = 0,06$ . Застосування діодної теорії випрямлення в цьому випадку повністю виправдана.

В напівпровідниках з малим значенням концентрації та рухомості носіїв заряду все по іншому. Наприклад закис міді р-типу  $\mu_p = 60 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ ;  $\epsilon_r = 8,75$ . При  $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $e\varphi_k = 0,5 \text{ еВ}$ ,  $\alpha_0 = 2,2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ , а  $l = 4 \cdot 10^{-7} \text{ см}$  і  $kT\alpha_0/2e\varphi_k l = 15 \gg 1$ . В даному випадку для розрахунку вольт амперної характеристики (ВАХ) контакта метал – напівпровідник повинна застосовуватись дифузійна теорія випрямлення.

При розгляді контакта металу с напівпровідником вважалось, що із металу можливо вийти тільки електронам з енергією, що перевищує  $\Phi_m$ . Але при звичайних температурах число електронів, що мають таку високу енергію

дуже мало. Але при наявності дуже тонкого потенційного бар'єру між зразками електрони можуть подолати його в результаті тунельного ефекту.

Як впливає із квантової механіки, прозорість  $D$  потенційного бар'єру висотою  $\Phi_0$  и товщиною  $d$  виражається формулою:

$$D = e^{-\frac{2d}{\hbar}[2m^*(\Phi_0 - E_x)]^{1/2}} \quad (2.44)$$

$E_x = m^*v^2(x) / 2$ ;  $v(x)$  – швидкість електронів в напрямку до поверхності зразку. Якщо прийняти щт  $\Phi_0$  приблизно 1eV,  $d = 10^{-8}$  см, то за умовою  $E_x \ll \Phi_0$  отримаємо  $D = 1/3$ . Це означає, що настільки тонкі бар'єри майже прозорі для електронів. Тому в подальшому будемо вважати, що всі електрони енергія яких перевищує величину  $\Phi_{\text{м-н/п}}$  можуть перейти в напівпровідник.

Для переходу із напівпровідника в метал електрони повинні мати достатню швидкість в напрямку  $x$ , щоб подолати потенційний бар'єр висотою  $e(\phi_k - U)$ . Струм обумовлений такими електронами буде виражатися співвідношенням :

$$J_1 = e \int_{v_{x \min}}^{\infty} \iint_{-\infty}^{\infty} v_x dn = \frac{4\pi e m^* (kT)^2}{h^3} e^{(F - E_c)/kT} e^{-e(\phi_k - U)/kT} \quad (2.45)$$

Підставляючи вираз для рівноважної концентрації електронів в товщі напівпровідника

$$n_0 = 2(2\pi m^* kT/h^2)^{3/2} e^{(F - E_c)/kT} \quad (2.46)$$

та їх середньої швидкості

$$v_0 = (8kT/\pi m^*)^{1/2} \quad (2.47)$$

Отримаємо:

$$J_1 = \frac{1}{4} e n_0 v_0 e^{-e(\phi_k - U)/kT} = \frac{1}{4} e n_s v_0 e^{eU/kT} \quad (2.48)$$

Де:

$$n_s = n_0 e^{-e\phi_k/kT} \quad (2.49)$$

- концентрація електронів на поверхності напівпровідника при  $U = 0$ .

Зі сторони металу висота потенційного бар'єру залишається та ж сама, тому потік електронів із металу в напівпровідник не залежить від прикладеної

напруги і дорівнює потоку електронів із напівпровідника в стані термодинамічної рівноваги

$$J_2 = J_1|_{U=0} = en_s v_0 / 4 \quad (2.50)$$

Щільність сумарного струму через контакт буду визначатися виразом

$$J = J_1 - J_2 = \frac{1}{4} en_s v_0 \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) = J_s \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.51)$$

де

$$J_s = \frac{1}{4} en_s v_0 \quad (2.52)$$

є струм насичення для діодної теорії випрямлення, який визначається тепловою швидкістю електронів та їх концентрацією у поверхні напівпровідника.

### 2.3.3 Дифузна теорія випрямлення струму

В дифузній теорії випрямлення струму при визначенні струму, що тече через контакт метал-напівпровідник, враховуються як дрейфова так і дифузійна складова. В цьому випадку для розрахунку ВАХ використовуючи співвідношення Енштейна та виразивши напруженість поля через потенціал, будемо мати:

$$J e^{e\varphi(x)/kT} = n\mu_n e^{e\varphi(x)/kT} \frac{d(e\varphi)}{dx} + \mu_n kT e^{e\varphi(x)/kT} \frac{dn}{dx} = \mu_n kT \frac{d}{dx} \left[ n e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} \right] \quad (2.53)$$

Інтегруючи обидві частини (2.53) по  $x$  в межах від 0 до  $\xi$ :

$$J \int_0^\alpha e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} dx = \mu_n kT \int_0^\alpha \frac{d}{dx} \left[ n e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} \right] dx \quad (2.54)$$

Звідси виразимо щільність струму  $J$ , яка не залежить від  $x$ :

$$J = \frac{\mu_n kT \left[ n(\alpha) e^{\frac{e\varphi(\alpha)}{kT}} - n(0) e^{\frac{e\varphi(0)}{kT}} \right]}{\int_0^\alpha e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} dx} \quad (2.55)$$

Для обчислення чисельника (9.90) використовуємо граничні умови. В об'ємі напівпровідника поле відсутнє, тому

$$\varphi(\alpha) = 0; \quad n(\alpha) = n_0 \quad (2.56)$$

а на межі розділу з металом ( $x = 0$ )

$$\varphi(0) = \varphi_k - U \quad (2.57)$$

Розглянемо випадок коли зовнішня напруга відносно невелика і в приконтактній області напівпровідника завжди є заборний шар

$$(\varphi_k - U) \gg kT/e \quad (2.58)$$

Можна сказати, що за цією умовою концентрація електронів на поверхності напівпровідника майже не залежить від напруги, так що можна вважати:

$$n(0) = n_s = n_0 e^{-e\varphi_k/kT} \quad (2.59)$$

З урахуванням граничних умов вираз (2.55) для щільності струму приймає вигляд :

$$J = \frac{n_0 \mu}{\int_0^\alpha e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} dx} \quad (2.60)$$

Для розрахунку знаменника (2.60) зробимо заміну змінної інтегрування:

$$\int_0^\alpha e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} dx = \int_{\varphi_k - U}^0 e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} d\varphi \quad (2.61)$$

Найбільший вклад в інтеграл буде вносити та область, де значення  $\varphi(x)$  максимальне, тобто ділянка поблизу  $x = 0$ . Зі збільшенням  $x$  функція, що стоїть під знаком інтегралу в результаті зменшення  $\varphi(x)$  буде різко падати і її вкладом можна знехтувати. Тому для приближеного визначення інтегралу можна винести за знак інтегралу значення  $(d\varphi/dx)^{-1}$  в точці  $x = 0$ :

$$\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} = -\varepsilon_s^{-1} \quad (2.62)$$

На підставі (2.62) будемо мати:

$$\int_{\varphi_k - U}^0 e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} d\varphi = -\varepsilon_s^{-1} \frac{kT}{e} \left[ 1 - e^{\frac{e(\varphi_k - U)}{kT}} \right] = -\varepsilon_s^{-1} \frac{kT}{e} e^{\frac{e(\varphi_k - U)}{kT}} \quad (2.63)$$



Тут ми знехтували одиницею, що стояла в дужках, так як згідно з умовою (2.58)

$$e^{\frac{e(\varphi_K - U)}{kT}} \gg 1 \quad (2.64)$$

Підставивши в (2.60) вираз (2.63), знаходимо:

$$J = en_0\mu_n\varepsilon_s e^{-\frac{e\varphi_K}{kT}} (e^{\frac{eU}{kT}} - 1) \quad (2.65)$$

Використовуючи (2.59), отримаємо вираз вольт-амперної характеристики контакту метал-напівпровідник для дифузійної теорії випрямлення:

$$J = en_s\mu_n\varepsilon_s \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) = J_s \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) \quad (2.66)$$

Величина  $J_s = en_s\mu_n\varepsilon_s = en_s v_{сдр}$ , що визначає значення струму при великих зворотніх зміщеннях, на відміну від щільності струму насичення в діодній теорії залежить від прикладеної напруги, тобто виражається через дрейфову швидкість електрона на поверхні напівпровідника.

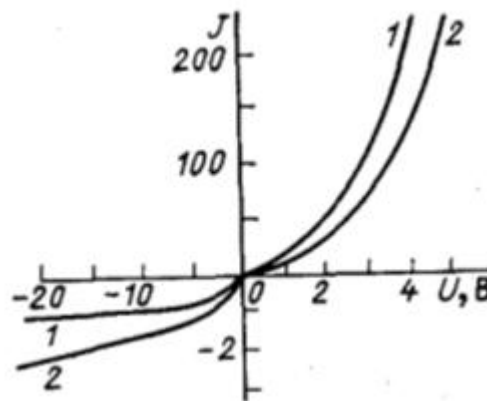


Рисунок 2.8 - Вольт-амперні характеристики контакту метал-напівпровідник: 1 – діодна теорія; 2 – дифузійна теорія (у відносних одиницях)

## 2.4 Контакт електронного і діркового напівпровідників

Розглянемо явища, які виникають на контакті електронного і діркового напівпровідників. Для утворення такого контакту в напівпровіднику вводяться як донорна, так і акцепторна домішки. При цьому концентрації донорів і акцепторів змінюються таким чином, що в одній частині зразок містить донори та має електронною провідністю, а в іншій частині містить акцептори і має діркову електропровідність, і, як наслідок, в деякій області кристалу відбувається зміна електропровідності із електронної на діркову. Такий перехід між матеріалами з електропровідністю n- і p-типу носить назву p-n переходу.

Припустимо, що перехід нескінченно вузький і акцепторна область напівпровідника легована сильніше, ніж електронна, тобто  $N_a > N_d$  (рис. 2.7, а). Нехай в p-області концентрація основних носіїв заряду – дірок  $p_p$  і неосновних носіїв заряду – електронів  $n_p$ , а в n-області концентрація електронів  $n_n$  і дірок  $p_n$ . Припустимо також, що енергетичні рівні донорів і акцепторів розташовані так близько до зони провідності та валентної зони, що всі вони повністю іонізовані. Тоді  $p_p = N_a$ ,  $n_n = N_d$ , і для стану термодинамічної рівноваги у випадку відсутності виродження

$$p_p n_p = n_n p_n = n_i^2 \quad (2.67)$$

В перший момент дотику n- та p- областей поблизу межі переходу буде існувати великий градієнт концентрації електронів і дірок. В результаті почнеться дифузія електронів із n-області в p-область і дірок із p-області в n-область.

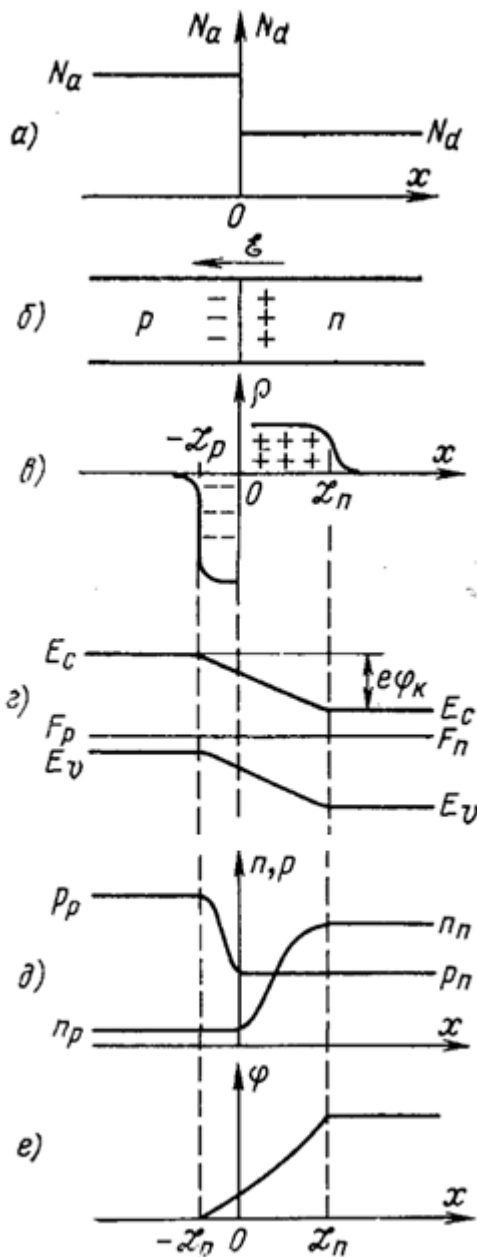


Рисунок 2.9 – Розподіл домішок (а), виникнення електричного поля(б), розподіл об’ємного заряду (в), зонна структура (г), розподіл концентрації електронів і дірок (д) та зміна потенціалу (е) в контактї електронного і діркового напів-провідників

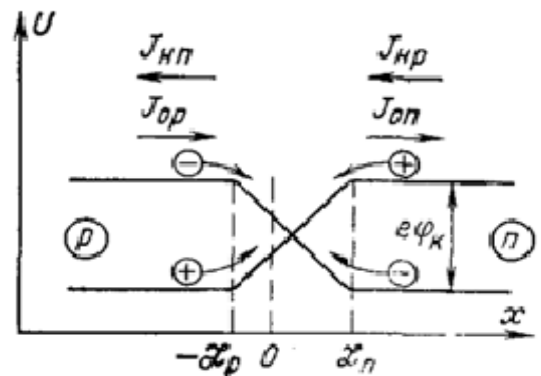


Рисунок 2.10 – Потенційні бар’єри для дірок і електронів в р-п - переході

Виникнення дифузійних потоків призведе до розділення зарядів, внаслідок чого з’явиться

позитивний об’ємний заряд в n-області, що примикає до переходу, в якій заряд зумовлений позитивними іонами донорної домішки, а негативний – в р-області коло переходу, яка створена негативними іонами акцепторної домішки (рис. 2.7, б, в). Ці об’ємні заряди в області контакту створять сильне електричне поле, яке направлене від n-області до р-області і перешкоджає руху електронів і дірок. В результаті встановиться рівноважний стан, який буде характеризуватися постійністю рівня Фермі для усього напівпровідника, а в області переходу, де наявне електричне поле, зони енергії будуть викривленні (рис. 2.7, г). Викривлення зон енергії викличе перерозподіл

концентрації електронів і дірок (рис. 2.7, д) та змінить хід електростатичного потенціалу в області р-п переходу (рис. 2.7, е).

Як наслідок із рис 2.10, основні носії заряду при переході крізь контакт повинні подолати потенційний бар'єр висотою  $e\phi_k$ . Перехід неосновних носіїв заряду відбувається під дією електричного поля р-п переходу. У стані термодинамічної рівноваги густина дифузійного струму основних носіїв заряду  $J_{0p}$  та  $J_{0n}$  врівноважена густиною дрейфового струму неосновних носіїв заряду  $J_{np}$  та  $J_{nn}$  і сумарний струм через р-п дорівнює нулю.

Припустимо що  $\Phi_n$  - це термоелектронна робота виходу електронного напівпровідника, а  $\Phi_p$  - діркового. Тоді потенційний бар'єр на р-п переході при термодинамічній рівновазі визначається рівнянням:

$$e\phi_k = \Phi_p - \Phi_n = (\chi - E_c + F_p) - (\chi - E_c + F_n) = F_p - F_n \quad (2.68)$$

Так як донорні та акцепторні домішки повністю іонізовані, то:

$$e\phi_k = E_g - kT \ln \frac{N_v}{N_a} - kT \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (2.69)$$

Враховуючи що

$$n_i^2 = N_c N_v e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (2.70)$$

із (2.69) отримуємо:

$$e\phi_k = kT \ln \frac{n_n p_p}{n_i^2} \quad (2.71)$$

або

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{n_p}{n_n} = e^{-e\phi_k/kT} \quad (2.72)$$

Таким чином, контактна різниця потенціалів на р-п переході тим більше, чим сильніше леговані n та р-області напівпровідника; її максимальне значення для невідродженого напівпровідника дорівнює:

$$\phi_{kmax} = \frac{1}{e} E_g \quad (2.73)$$

Базуючись на (2.72) можна отримати наступне співвідношення для концентрації основних та неосновних носіїв заряду:

$$p_n = p_p e^{-\frac{e\varphi_k}{kT}}; \quad n_p = n_n e^{-\frac{e\varphi_k}{kT}} \quad (2.74)$$

Робота виходу електронів із напівпровідника досить велика (декілька електрон-вольт), і при кімнатній температурі практично відсутні електрони, які мають достатню енергію для того, аби залишити кристал. Однак електрони цілком можуть переходити із n-області безпосередньо у р-область, долаючи потенційний бар'єр, який утворився. Наприклад для германію при  $T = 300\text{K}$  і значеннях концентрації  $N_d = n_n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;  $p_n = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ;  $N_a = p_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ;  $n_p = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  потенційний бар'єр складає:

$$e\varphi_k = kT \ln \frac{p_p}{p_n}$$

Звідси отримуємо вираз для повної товщини шару об'ємного заряду р-n переходу:

$$L_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0}{e} \varphi_k \frac{n_n + p_n}{n_n p_n}} \quad (2.75)$$

Із цієї формули видно, що чим вища ступінь легування n- та р-областей напівпровідника, тим менша товщина області об'ємного заряду  $L_0$ . Якщо одна з областей легування значно сильніша за іншу, то більша частина падіння електростатичного потенціалу прийде на високоомну область (рис. 2.7, е).

Як наслідок із рис. 2.7, д, в області р-n переходу може відбуватись значне зменшення концентрації носіїв заряду. В силу цього опір переходу досить великий у порівнянні із опором шару напівпровідника n- або р-типу такої ж площі та товщини, як і область об'ємного заряду. Внаслідок цього, електронно-дірковий перехід являє собою шар низького питомого опору та має властивості конденсатора. Ємність на одиницю площі, так звана бар'єрна ємність, може бути визначена за формулою:

$$C = \frac{\varepsilon_r\varepsilon_0}{L_0} = \sqrt{\frac{e\varepsilon_r\varepsilon_0}{2\varphi_k} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p}} \quad (2.76)$$

### 2.4.1 Випрямлення на р-п переході

Розглянемо р-п перехід, до якого прикладена різниця потенціалів  $U$  така, що р-область заряджається позитивно (пряме зміщення) (рис. 2.9, б). Оскільки опір шару об'ємного заряду переходу досить високий, на падіння напруги в основному прийдеться на цю область. Тому при прямому зміщенні висота потенціального бар'єру понижається на  $eU$  у порівнянні із рівноважним станом (рис. 2.11, а), відповідно зміниться і товщина заперного шару. Для його обчислення необхідно використовувати вираз:

$$L_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_r\varepsilon_0(\varphi_k - U)}{e} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p}} \quad (2.77)$$

Зниження потенційного бар'єру призведе до збільшення потоку основних носіїв заряду у порівнянні із рівноважним станом, так як більша кількість електронів із n-області буде переходити в р-область і більша кількість дірок із р-області в n-область, а потік неосновних носіїв заряду крізь перехід залишиться практично незмінним. В результаті цього в зовнішньому ланцюзі буде протікати струм ("прямий струм"), рівний різниці струмів основних та неосновних носіїв заряду та направлений від р-області до n-області (рис. 2.11, б), тобто

$$J = J_{o,n} - J_{n,n} \quad (2.78)$$

В n-області надлишкові неосновні носії заряду – дірки  $\Delta p$  створять у перший момент поблизу контакту позитивний об'ємний заряд. Однак через досить короткий час, цей заряд, який визначається максвеловським часом релаксації, цей заряд буде скомпенсований об'ємним зарядом основних носіїв заряду – електронів, які під дією електричного поля, створеного надлишковими дірками, будуть підтягнуті в кількості  $\Delta n$  із глибини n-області, а

в n-область електрони поступатимуть із зовнішнього ланцюга. Таким чином у всіх частинах електронного напівпровідника буде дотримуватись електронейтральність, але в приконтактній області до p-n переходу концентрація електронів і дірок буде підвищена на  $\Delta n = \Delta p$  у порівнянні із рівноважним станом. Введення у напівпровідник носіїв заряду з допомогою p-n переходу при подачі на нього прямого зміщення в область, де ці носії заряду є неосновними, називають інжекцією.

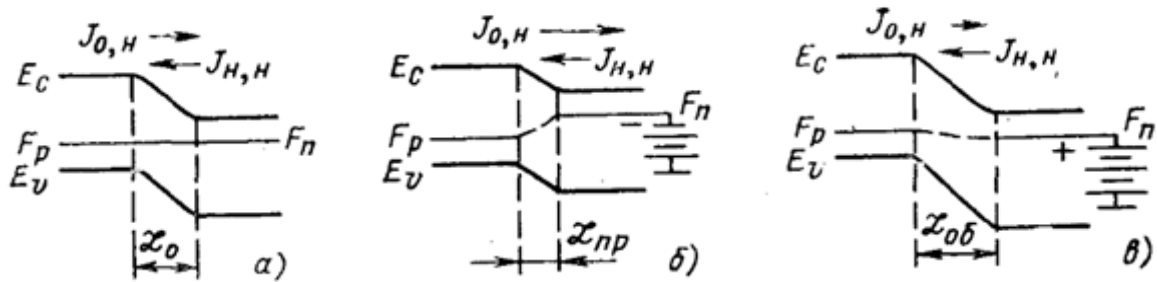


Рисунок 2.11 – Енергетична діаграма p-n – переходу при термодинамічній рівновазі (а), при подачі на перехід прямого (б) і зворотного (в) зміщень

Тепер концентрація дірок в n-області поблизу контакту дорівнюватиме:

$$p = p_n + \Delta p \quad (2.79)$$

Для її знаходження в стаціонарному випадку при  $x = L_n$  і відсутності виродження носіїв заряду потрібно в (9.109) замість  $e\varphi_k$  використати значення  $e(\varphi_k - U)$ . Внаслідок цього:

$$p(L_n) = p_p e^{\frac{e(\varphi_k - U)}{kT}} = p_n e^{\frac{eU}{kT}}, \quad (2.80)$$

звідси виходить, що концентрація надлишкових дірок в n-області при  $x = L_n$  дорівнює:

$$\Delta p(L_n) = p - p_n = p_n \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.81)$$

Аналогічні явища відбуваються в p-області: сюди із n-області інжектуються електрони і концентрація надлишкових електронів при  $x = -L_p$

СТАНОВИТИМЕ:

$$\Delta p(-L_p) = n_p \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (2.82)$$

Із збільшенням прямого зміщення на р-п переході концентрація інжектованих неосновних носіїв заряду різко збільшується, що призводить до сильного росту струму крізь контакт в прямому напрямку.

Якщо до р-п переходу прикладено зворотнє зміщення (рис. 2.11, в) р-область заряджена негативно, потенційний бар'єр збільшується на величину  $eU$  і збільшується товщина заперного слою об'ємного заряду.  $L_{зв}$  обчислюється при підстановці значення  $\varphi_k + U$ . Чим сильніше зміщений перехід у зворотному напрямку, тим менша кількість основних носіїв заряду здатна подолати зрослий потенційний бар'єр. Відповідно до цього кількість неосновних носіїв заряду в приконтактній області зменшується у порівнянні із рівноважним станом, і, як наслідок, зменшується і кількість основних носіїв заряду внаслідок дотримання електронейтральності. Це явище зветься екстракцією носіїв заряду.

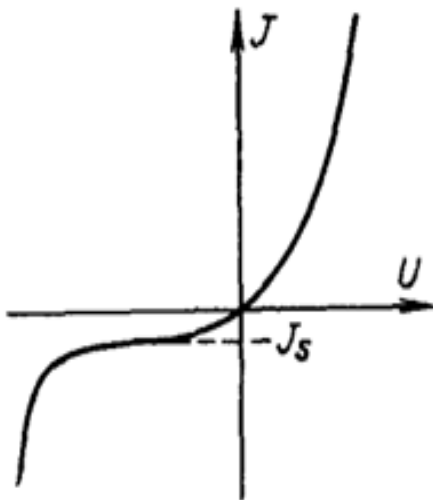


Рисунок 2.12 – Вольт – амперна характеристика р-п переходу

Надлишкова концентрація електронів в р-області як і раніше буде визначатися рівнянням, але значення  $U$  при зворотному зміщенні р-п переходу струм основних носіїв заряду буде менший, ніж при рівноважному стані, а струм неосновних носіїв заряду практично не зміниться. Тому сумарний струм крізь р-п перехід буде спрямований від п-області до р-області і зі збільшенням зворотного струму спочатку буде потроху зростати, а після цього буде наближатися до деякої величини, яка зветься струмом насичення. Як наслідок р-п перехід матиме нелінійну ВАХ (рис. 2.12).



## 2.5 Гетероперехід

Гетеропереходом називають контакт двох напівпровідників різного виду і різного типу провідності, наприклад, pGe - nGaAs. Відмінність гетеропереходів від звичайного p-n переходу полягає в тому, що в звичайних p-n переходах використовується один і той самий вид напівпровідника, наприклад, pSi - nSi. Оскільки в гетеропереходах використовуються різні матеріали, необхідно, щоб у цих матеріалів з високою точністю збігалися два параметри: температурний коефіцієнт розширення (ТКР) і постійна решітки.

З урахуванням сказаного кількість матеріалів для гетеропереходів обмежена. Найбільш поширеними з них є германій Ge, арсенід галію GaAs, фосфід індію InP, чотирьохкомпонентний розчин InGaAsP.

Залежно від ширини забороненої зони  $E_g$ , електронної спорідненості  $\chi$  і типу легування вузькозонної і широкозонної областей гетероперехода можливі різні комбінації  $E_g$  і  $\chi$ . На малюнку 2.13 показані комбінації за умов рівності термодинамічних робіт виходу  $\Phi_1 = \Phi_2$ .

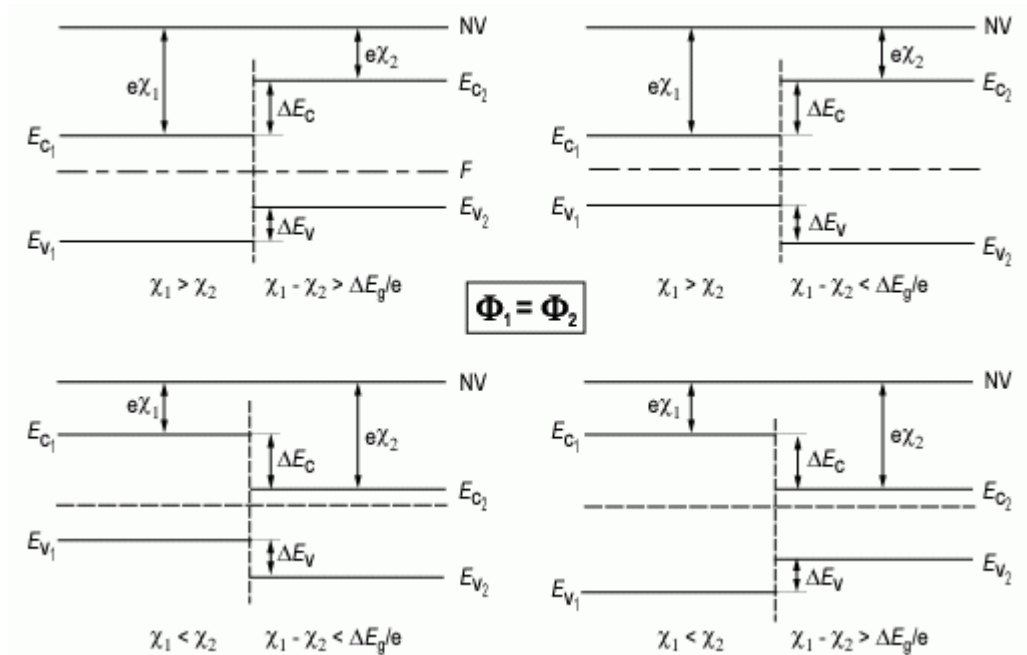


Рисунок 2.13 – Зонні діаграми гетеропереходів при різних комбінаціях  $E_g$  і  $\chi$  в раз іривності термодинамічних робіт виходу  $\Phi_1 = \Phi_2$

Для побудови зонних діаграм, детального аналізу розподілу електричного поля і потенціалу в області просторового заряду гетеропереходу, а також величини і компонент електричного струму для гетеропереходів необхідно враховувати, що у різних напівпровідників будуть відрізнятися значення електронної спорідненості  $\chi$ , ширини забороненої зони  $E_g$  і діелектричної проникності  $\epsilon_s$ .

З урахуванням цих чинників побудуємо зонну діаграму гетеропереходу германій – арсенід галію (pGe - nGaAs). Значення параметрів напівпровідникових матеріалів, обраних для розрахунку зонної діаграми, наведені в таблиці 2.1.

Приведемо в контакт германій p-Ge і арсенід галію n-GaAs. При побудові зонної діаграми гетеропереходу врахуємо наступні фактори:

1. Рівень вакууму  $E = 0$  безперервний.
2. Електронна спорідненість в межах одного типу напівпровідника  $\chi$  Ge і  $\chi$  GaAs постійна.
3. Ширина забороненої зони  $E_g$  в межах одного типу напівпровідника залишається незмінною.

Таблиця 2.1 – Параметри для розрахунку напівпровідникових матеріалів

Параметри матеріалу	Позначення	Германій Ge	Арсенід галію GaAs
Постійна ґратки	$\alpha$	5,654	5,658
Коефіцієнт лінійного температур-ного розширення, $10^{-6}$ , $K^{-1}$	TKP	5,9	6,0
Легуюча концентрація, $cm^{-3}$	$N_{A,D}$	$3 \cdot 10^{14}$	$10^{14}$
Відстань від рівня Фермі до зони дозволених енергій, eV	$W_0$	0,14	0,17
Відстань від рівня Фермі до середини забороненої зони, eV	$\varphi_0$	0,21	0,55
Електронна спорідненість, eV	$\chi$	4,05	4,07

З урахуванням цього в процесі побудови зонної діаграми гетеропереходу при зрощуванні дна зони провідності  $E_C$  цих напівпровідників на металургійній межі переходу на зонній діаграмі утворюється "пічок". Величина "пічка"  $\Delta E_C$  дорівнює:

$$\Delta E_C = \chi_{Ge} - \chi_{GaAs}.$$

При зшиванні вершини валентної зони  $E_V$  в області металургійного переходу виходить розрив  $\Delta E_V$ . Величина "розриву" дорівнює:

$$\Delta E_V = -\chi_{Ge} - E_{g Ge} + \chi_{GaAs} + E_{g GaAs} = -\Delta E_C + (E_{g GaAs} - E_{g Ge}).$$

З наведених співвідношень випливає, що сумарна величина "пічка"  $\Delta E_C$  і "розриву"  $\Delta E_V$  становить:

$$\Delta E_C + \Delta E_V = (E_{g GaAs} - E_{g Ge}).$$

На малюнку 2.14 наведена побудована зона діаграма гетеропереходу pGe - nGaAs.

Розглянемо зонну діаграму гетеропереходу з цих же матеріалів (германію і арсеніду галію), але з іншим типом провідності: pGaAs - nGe (рис. 2.15). Використовуємо ті ж самі принципи при побудові цієї зонної діаграми. Отримуємо, що в цьому випадку "розрив" спостерігається в енергетичному положенні дна зони провідності і величина цього "розриву"  $\Delta E_C$  дорівнює:

$$\Delta E_C = \chi_{Ge} - \chi_{GaAs}.$$

"пічок" спостерігається в області металургійного переходу для енергії вершини валентної зони  $E_V$ . Величина "Пічка"  $\Delta E_V$  дорівнює:

$$\Delta E_V = -\chi_{Ge} - E_{g Ge} + \chi_{GaAs} + E_{g GaAs} = -\Delta E_C + (E_{g GaAs} - E_{g Ge}).$$

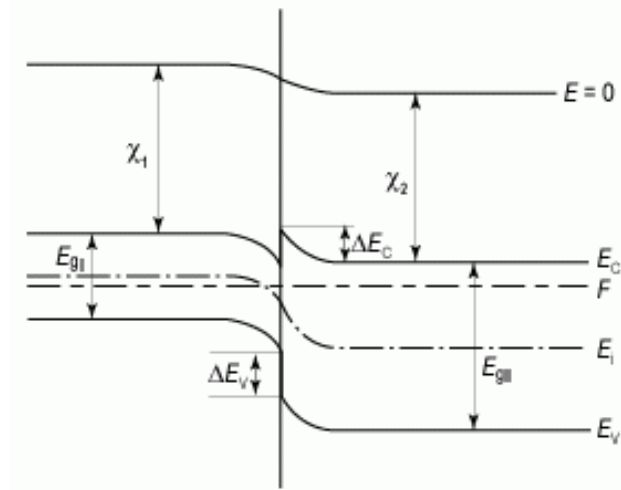


Рисунок 2.14 – Зонна діаграма гетеропереходу pGe - nGaAs в рівноважних умовах

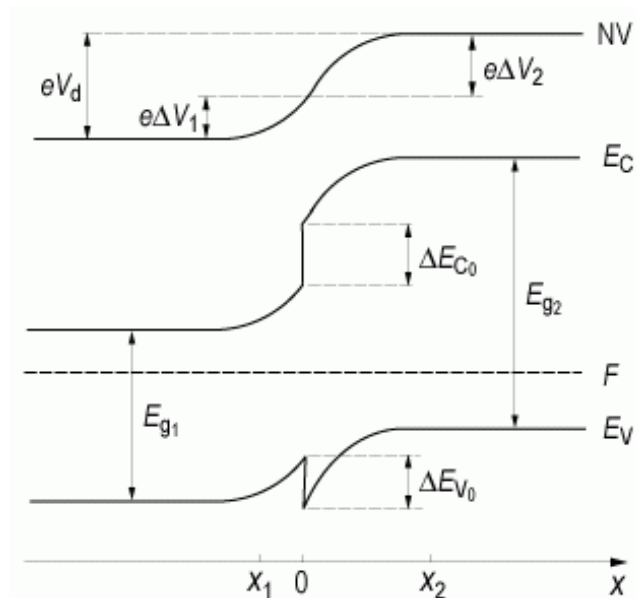


Рисунок 2.25 – Зонна діаграма гетеропереходу nGe - pGaAs в рівноважних умовах

Аналогічним чином можна побудувати зонні діаграми для гетеропереходов при будь-яких комбінаціях рівня влегуювання, ширини забороненої зони і електронної спорідненості. На малюнку 2.26 наведені відповідні зонні діаграми для різних типів гетеропереходів. Звертає на себе увагу той факт, що "пічок" і "розрив" для енергетичних рівнів  $E_V$ ,  $E_C$  в області

металургійного переходу можуть спостерігатися в різних комбінаціях [20, 17].

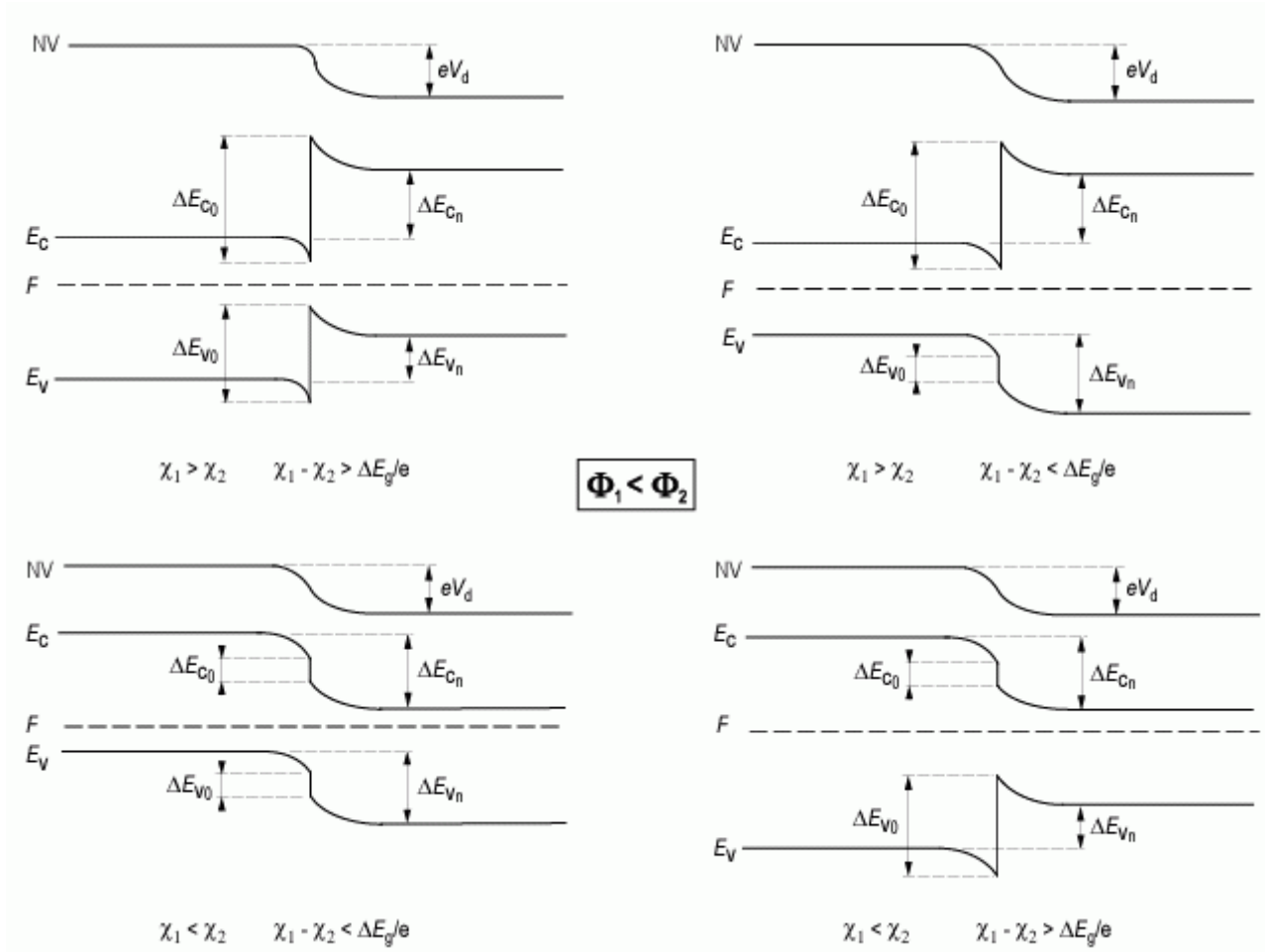


Рисунок 2.27 – Зонні діаграми для різних типів гетеропереходів за умови, що термодинамічна робота виходу першого шару менше, ніж другого ( $\Phi_1 < \Phi_2$ ), і при різних комбінаціях для електронної спорідненості (пояснення на малюнках)

Розподіл електричного поля і потенціалу в області просторового заряду для гетеропереходу буде як і в випадку p-n переходу, але з різними значеннями діелектричних постійних  $\epsilon_s$  для лівої і правої частин. Рішення рівняння Пуассона в цьому випадку дає такі вирази для електричного поля  $E$ , потенціалу  $\psi$  і ширини збідненої області  $W_{1n}$  і  $W_{2p}$  при наявності зовнішньої напруги:

$$E_{1\max} = \frac{qN_D W_{1n}}{\epsilon_1 \epsilon_0}; \quad E_{2\max} = \frac{qN_A W_{2p}}{\epsilon_2 \epsilon_0}, \quad (2.83)$$

$$V_{\text{ln}} = \frac{qN_{\text{D}}W_{\text{ln}}^2}{2\varepsilon_1\varepsilon_0}; \quad V_{\text{2p}} = \frac{qN_{\text{A}}W_{\text{2p}}^2}{2\varepsilon_2\varepsilon_0}, \quad (2.84)$$

$$W_{\text{ln}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - V)}{qN_{\text{D}}^2\left(\frac{\varepsilon_1}{N_{\text{A}}} + \frac{\varepsilon_2}{N_{\text{D}}}\right)}}; \quad W_{\text{2p}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - V)}{qN_{\text{A}}^2\left(\frac{\varepsilon_1}{N_{\text{A}}} + \frac{\varepsilon_2}{N_{\text{D}}}\right)}}. \quad (2.85)$$

Повна ширина област іпросторового заряду гетеропереходу  $W$ , що дорівнює  $W = W_{\text{1n}} + W_{\text{2p}}$ , буде описуватися наступним рівнянням:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - V)}{q} \left( \frac{1}{N_{\text{A}}\varepsilon_1} + \frac{1}{N_{\text{D}}\varepsilon_2} \right)}. \quad (2.86)$$

Висота потенційног обар'єру в гетеропереході  $\Delta\varphi_0$  буде визначатися сумою потенціалів для кожної з областей гетероперехода:

$$\Delta\varphi_0 = V_{\text{ln}} + V_{\text{2p}}. \quad (2.87)$$

Функціональн залежність електричного поля і потенціалу в області просторового заряду гетеропереходу від координати буде відповідно лінійною і квадратичною, як і в випадку р-п переходу. Стрибок електричного поля в гетеропереході на металургійному кордоні обумовлений різними значеннями діелектричних постійних  $\varepsilon_1$  і  $\varepsilon_2$ . У цьому випадку, відповідно до теореми Гаусса,

$$\varepsilon_1 E_{\text{1max}} = \varepsilon_2 E_{\text{2max}}. \quad (2.89)$$

На малюнку 2.22 показані розподілу електричного поля і потенціалу в області іпросторового заряду гетеропереходу.

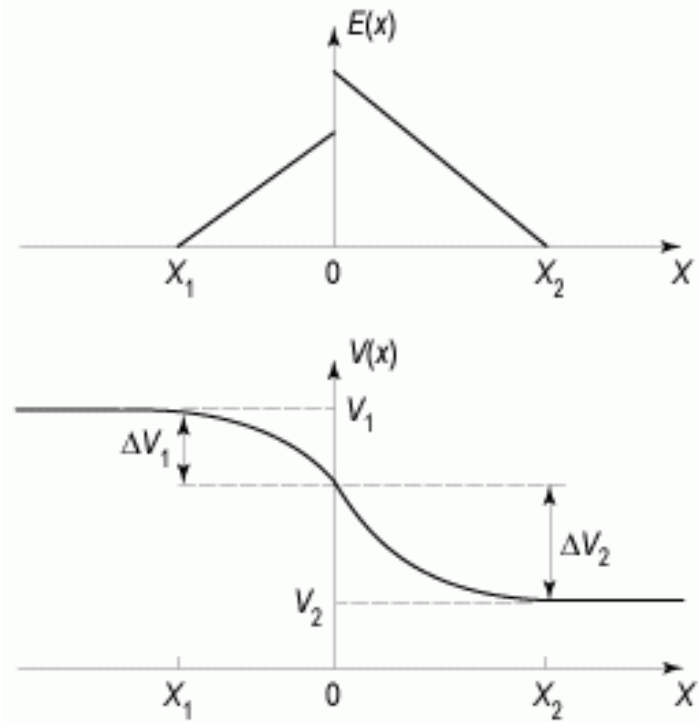


Рисунок 2.28 - Розподіл електричного поля і потенціалу в області просторового заряду гетеропереходу nGe - pGaAs

Розглянемо зону діаграму гетеропереходу при наявності зовнішньої напруги  $V$ . Як і в випадку р-n переходу, знак напруги буде визначатися знаком прикладеної напруги на р-область гетеропереходу.

На рисунку 2.29 наведено зоні діаграми при позитивній і негативній напрузі на гетеропереході nGe - pGaAs. Пунктиром на цих же зоних діаграмах зображені енергетичні рівні в рівноважних умовах  $V = 0$ .

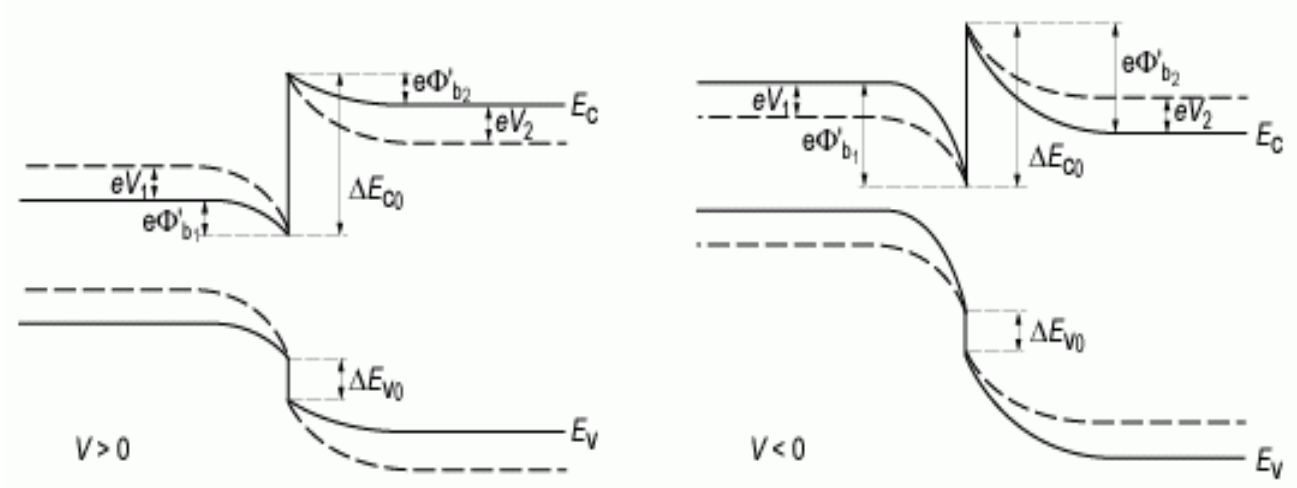


Рисунок 2.29 – Зоні діаграми гетеропереходу nGe - pGaAs при позитивній  $V > 0$  і негативній  $V < 0$  напруженостях. Пунктиром зображені енергетичні рівні в рівноважних умовах  $V = 0$

Розрахунок вольт-амперних характеристик гетероперехода проводиться виходячи з балансу струмів термоелектронної емісії. Для вольт-амперної характеристики гетеропереходу отримуємо наступну залежність:

$$J = J_s (e^{qV} - 1). \quad (2.90)$$

Для різних типів гетеропереходів експоненціальна залежність струму віднапруги в вигляді (2.90) зберігається, вираз для струму  $J_s$  модифікується.

Для гетеропереходов типу pGe - nGaAs легко реалізувати однобічну інжекцію, навіть в разі однакового рівня легування в емітер pGe і базу nGaAs гетеропереходу. Дійсно, при прямому зміщенні відношення діркового  $J_p$  і електронного  $J_n$  компонент інжекціонного струму буде визначатися відношенням концентрації неосновних носіїв:

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\frac{qL_p p_n}{\tau_p}}{\frac{qL_n n_p}{\tau_n}} \approx \frac{p_n}{n_p} = \frac{n_{i2}^2}{N_D} / \frac{n_{i1}^2}{N_A} = \frac{n_{i2}^2}{n_{i1}^2}. \quad (2.91)$$



Оскільки арсенід галію – більш широкозонний напівпровідник, ніж германій, то власна концентрація в арсеніді галію ( $n_i2$ ) буде набагато меншою, ніж в германію ( $n_i1$ ), отже, діркова компонента  $J_p$  інжекційного струму буде набагато меншою, ніж електронна компонента  $J_n$ . Весь інжекційний струм в гетеропереході pGe - nGaAs буде визначатися електронною компонентою.

На зонній діаграмі гетеропереходів видно, що в області "пічка" для електронів або дірок реалізується потенційна яма. Розрахунки електричного поля в цій області показують, що його значення досягає величини  $E \sim 10^6$  В / см. В цьому випадку електронний газ локалізований в вузькій просторовій області поблизу металургійної межі гетеропереходу. Для опису такого стану використовують уявлення про двовимірний електронний газ.

Рішення рівняння Шредінгера свідчить про наявність енергетичних рівнів, істотно віддалених один від одного (рис. 2.30).

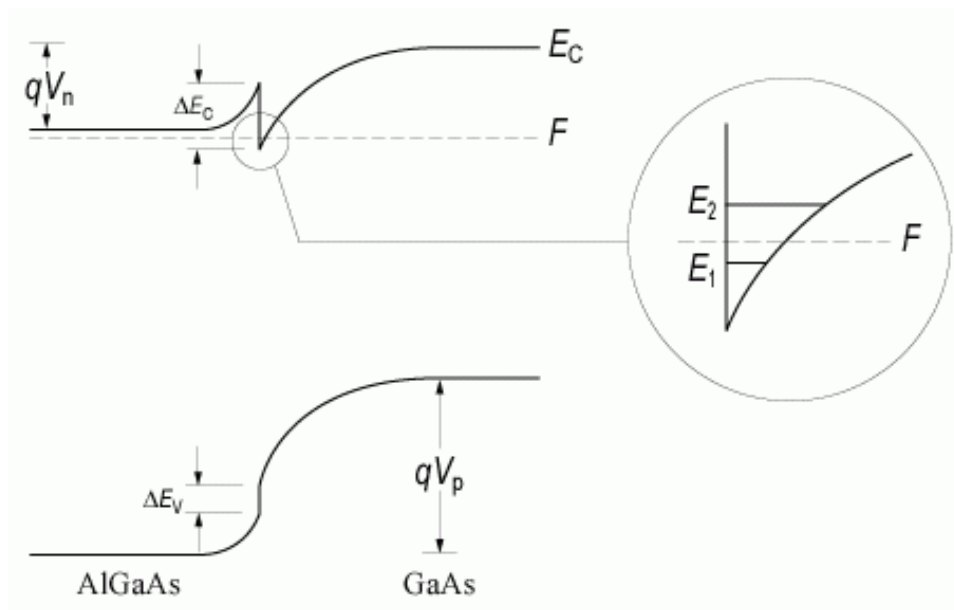


Рисунок 2.30 – Зонна діаграма гетеропереходу, що ілюструє двовимірне квантування

Фізичні властивості двовимірного електронного газу суттєво відрізняються від властивостей тривимірного електронного газу. Для двовимірного

електронного газу змінюється щільність квантових станів в дозволених зонах, спектр акустичних і оптичних фононів, а отже кінетичні явища в двовимірних системах (рухливість носіїв, магнітоопір і ефект Хола). Експериментальні дослідження двовимірного квантування поблизу металургійного кордону гетероперехода дозволили вивчити і пояснити ці явища.

### 3 ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА НАПІВПРОВІДНИКАМИ

Припустимо, що на пластину напівпровідника падає пучок монохроматичного випромінювання інтенсивністю  $I_0$  (рис. 3.1). Внаслідок процесу відбиття і поглинання інтенсивності світла, який пройшов крізь зразок, буде зменшена. Якщо  $I_R$  - інтенсивність відбитого світла, то доля відбитого випромінювання становитиме величину, рівну

$$R = I_R/I_0 \quad (3.1)$$

яка отримала назву коефіцієнт відбиття.

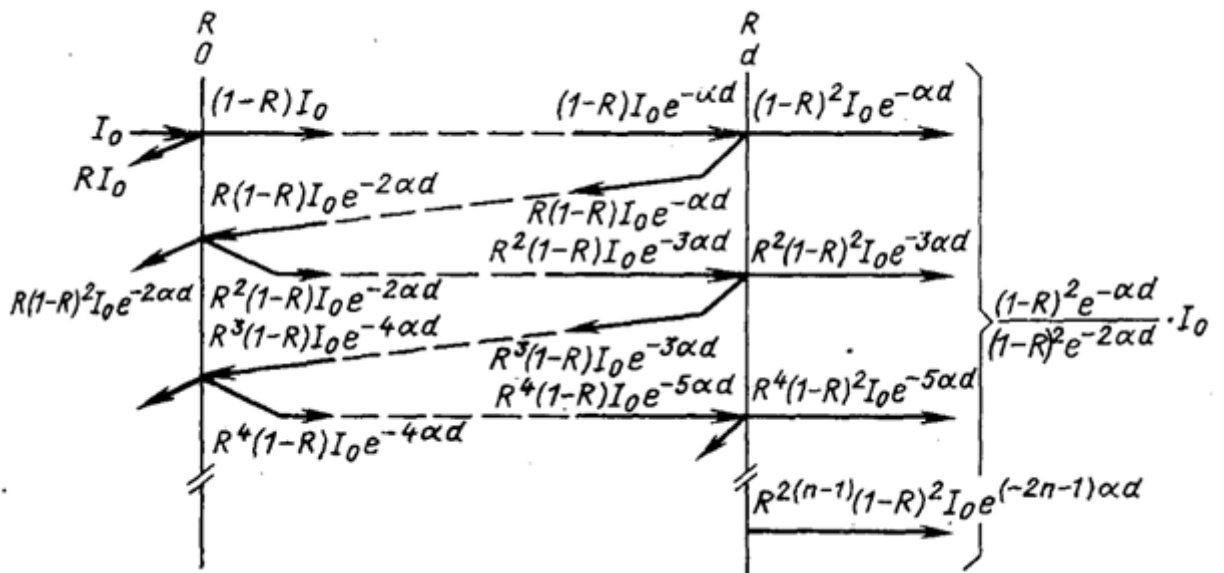


Рисунок 3.1 – Потoki енергії у системі із багаторазовим внутрішнім відбиттям

Залежність коефіцієнта відбиття речовини від енергії кванта падаючого світла  $R(h\nu)$  або довжини хвилі  $R(\lambda)$  називають спектром відбиття.

Враховуючи відображення, крізь першу поверхню зразка пройде випромінювання  $(1-R) I_0$ . Внаслідок поглинення світла в шарі  $dx$  інтенсивність випромінювання  $I$  в одиницю часу зменшиться на  $dI$ . Кількість поглиненої енергії  $dI$  пропорційна кількості падаючого на шар енергії  $I$  і товщині поглинаючого шару  $dx$ :

$$-dI = \alpha I dx \quad (3.2)$$

Коефіцієнт пропорційності  $\alpha$ , який виражає собою кількість поглиненої енергії речовиною із пучка одиничної інтенсивності випромінювання в одиницю часу в шарі одиничної довжини, має назву коефіцієнт поглинання.

Тут  $\alpha$  – характеристика поглинаючої середи і залежить від довжини випромінювання. Залежність коефіцієнта поглинання від енергії падаючого на речовину кванта світла ( $\alpha(h\nu)$ ) або довжини хвилі ( $\alpha(\lambda)$ ) називають спектром поглинання.

При взаємодії електронів напівпровідника з електромагнітним випромінюванням повинні виконуватись два закони: закон збереження енергії та закон збереження квазіімпульса. Якщо електрон до взаємодії із квантом світла, який має енергію  $h\nu = \hbar\omega$  та імпульс  $\hbar k$ , мав енергію  $E$  та квазіімпульс  $p$ , а після взаємодії мав відповідно  $E'$  та  $p'$ , то ці закони записуються у вигляді:

$$p' = E + \hbar\omega \quad (3.3)$$

$$E' = p + \hbar k \quad (3.4)$$

Поглинання випромінювання у напівпровідниках може бути пов'язано зі зміною енергетичного стану вільних або пов'язаних з атомами електронів, а також зі зміною енергії коливань атомів ґратки. У зв'язку із цим у напівпровідниках розрізняють п'ять основних типів оптичного поглинання: власне, екситонне, поглинання вільними носіями заряду, домішкове та ґраткове поглинання.

### 3.1 Власне поглинання при прямих переходах

Якщо при поглинанні напівпровідником кванта випромінювання відбувається збудження електронів із валентної зони в зону провідності, то таке поглинання називають власним або фундаментальним.

Переходи електронів через заборонену зону будуть відбуватися на сам перед між енергетичними станами що відповідають максимуму валентної зони та мінімуму зони провідності, тобто при значеннях квазіімпульса  $p$  або хвильового вектора  $k$  близьких до  $0$ , як це показано на рис.3.2

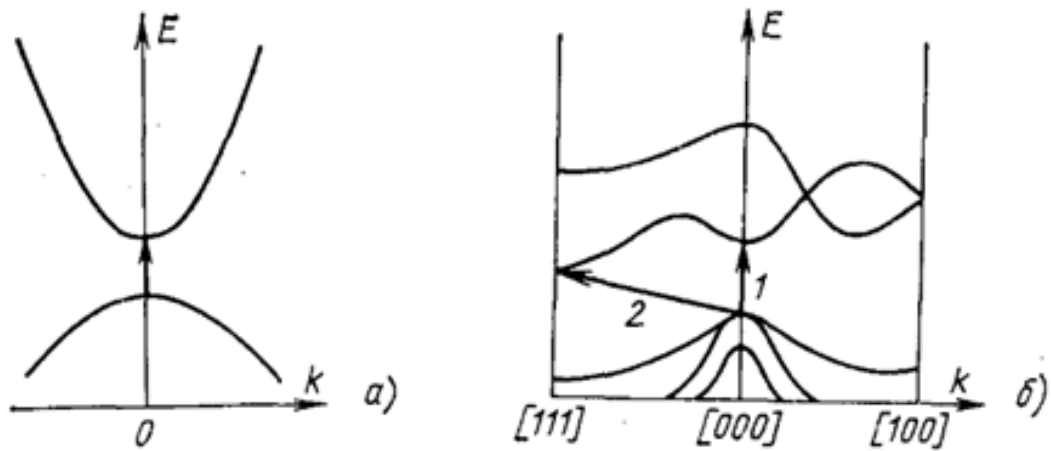


Рисунок 3.2 – Власне поглинання при прямих міжзонних переходах (а) та оптичні переходи в напівпровідниках із складними енергетичними зонами (б)

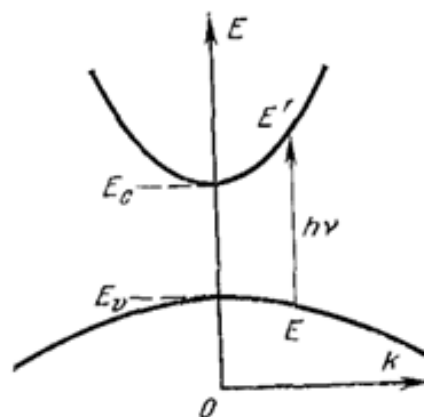


Рисунок 3.3 - Прямі переходи

Імпульс фотона  $\psi\eta = 1/\lambda_{\phi}$  дуже малий порівняно з квазіімпульсом електрона, так як довжина хвилі світла  $\lambda_{\phi}$  становить  $10^{-1} - 10^{-5}$  см, а довжина хвилі електрона в кристалі при енергії електрона 300 К, дорівнює приблизно  $5 * 10^{-7}$  см. У зв'язку з цим імпульсом фотона можна знехтувати, тому

$$p' = p \quad (3.5)$$

Або  $k' = k \quad (3.6)$

Співвідношення (3.5) та (3.6) називають правилом відбору для електронних переходів, воно показує що в процесі взаємодії електрона кристала з полем випромінювання можливі тільки такі переходи при яких хвильовий спектр електрона зберігається. Ці переходи отримали назву вертикальні, або прямі переходи (рис.3.2, а та перехід 1 на рис.3.2 б).

### 3.2 Власне поглинання при непрямих переходах

В деяких випадках існують фактори що пом'якшують правила відбору, в результаті чого також можливими стають і не вертикальні переходи між непрямыми долинами (перехід 2 на рис. 3.2, б). Однак вірогідність таких переходів набагато менша (перехід 1 на рис. 3.2, б). На відміну від прямих переходів закон збереження квазіімпульса при непрямих переходах здійснюється завдяки взаємодії з фононом, як це показано на рис. 3.4,а. Отже непрямі, або неvertикальні переходи відбуваються з випусканням або поглинанням фононів . Ці переходи визначають поглинання, розташоване з довгохвильової сторони біля межі власного поглинання, обумовленого прямими переходами. Прямі та непрямі переходи достатньо чітко проявляються в спектрі поглинання германія та кремнію. Порогові значення енергії фононів в германію що відповідають непрямим та прямим оптичним переходам, при кімнатній температурі дорівнюють 0,64 та 0,81 еВ.

У напівпровідника з непрямыми долинами у випадку непрямих переходів можливі переходи із любого занятого стану валентної зони в будь-який вільний стан зони провідності. При розрахунку коефіцієнта поглинання для непрямих переходів між непрямыми долинами котрі супроводжуються поглинанням чи випусканням одного фонона, можна наступним чином. Непрямий перехід будемо розглядати як перехід який проходить через ряд проміжних( віртуальних) станів, маючих дуже малий час життя. В цьому випадку виконання закону про зберігання енергії можливе тільки для всього переходу в цілому, в той час як при переході електрона в віртуальний стан його квазіімпульс зберігається.

Для простоти уявимо що непрямий перехід між непрямыми долинами проходить з початкового стану  $k_1 = 0$  в кінцеве  $k = k_{min}$  (перехід 2' на рис.3.4,б) . Для такого переходу з випусканням або поглинанням фонона є дві можливості. Електрон що знаходиться поблизу потолка валентної зони з  $k_1 = 0$ , збуджуючись світлом переходить в зону провідності та займає там стан з тим же хвильовим вектором (переход 1 на рис.3.4,б). В валентній зоні в результаті такого переходу залишається дірка з  $k_1 = 0$  . Однак електрон провідності з  $k_1 = 0$  має більшу енергію, ніж енергія дна зони провідності, тому він через дуже малий проміжок часу здійснить перехід до стану близько мінімуму енергії  $K_2 = K_{min}$  поглинаючи або випускаючи при цьому фонон ( перехід 3 на рис. 3.4,б).

Крім того можливий і такий перехід. Поглинаючи квант світла електрон зі стану в валентній зоні вертикально переходить до зони провідності  $K_2 = K_{min}$  в результаті в валентній зоні залишається дірка яка здійснить перехід в стан  $k_1 = 0$  близько потолка валентної зони випускаючи або поглинаючи при цьому фонон (перехід 4 на рис.3.4,б).

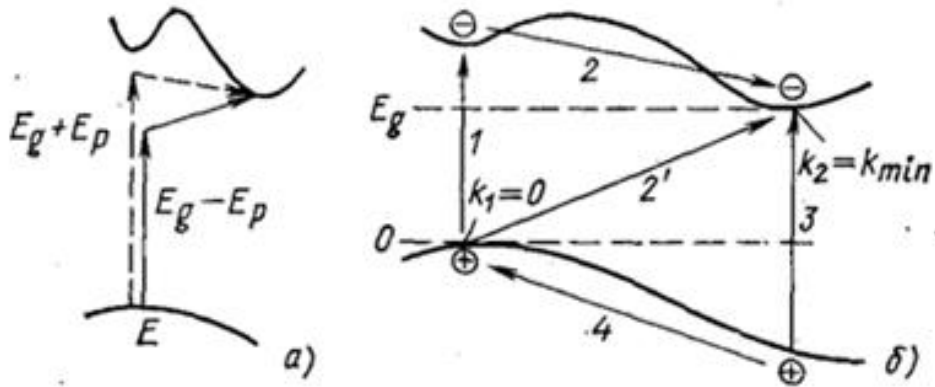


Рисунок 3.4 - Непрямі переходи в напівпровіднику з непрямыми долинами

### 3.3 Ексітонне поглинання

При поглинанні світла напівпровідником можливо таке збудження електрона валентної зони при якому він не переходить в зону провідності а створює з діркою зв'язану квазічастинку з нульовим спіном, оскільки електрон та дірка мають антипаралельні спіни. Таку систему називають екситоном, його можна уявити як збуджений стан атома кристала який передається від атома до атома завдяки квантово-механічного резонансу.

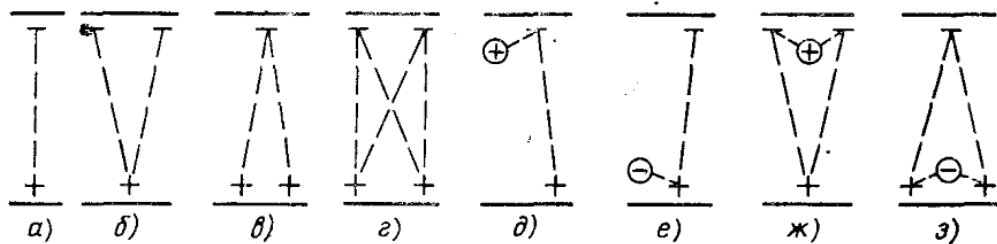


Рисунок 3.5 - Ексітонні комплекси: а,б,в,г – вільні екситони д,е,ж,з – зв'язані екситони

В напівпровідниках з непрямыми переходами також можливе створення екситонів. В цьому випадку довгохвильовий край спектра поглинання екситона ( $n=1$ ) вираховується з умов для переходів з поглинанням фонона



$$h\nu = E_q - E_p - E_{ex}$$

та з випусканням фонона

$$h\nu = E_q - E_p - E_{ex}$$

В напівпровідниках з непрямыми переходами утворення екситона супроводжується виникненням сходинки на краю власного поглинання. При цьому можливі переходи з участю декількох фононів, випускання або поглинання яких можливі в різних комбінаціях, тому на краю поглинання буде видно багато сходинок.

При поглинанні світла напівпровідником можливо і таке збудження електронів та дірок коли кулонівська взаємодія між ними призводить до об'єднання їх з утворенням іоноподібних чи молекуляроподібних комплексів. Так два вільних електрона та одна вільна дірка або дві вільні дірки та один вільний електрон з'єднуючись створюють екситонні іони (рис 3.5,б,в). Крім того, два вільних електрона та дві вільні дірки можуть об'єднатись в комплекс (рис 3.5д,г), нагадуючий молекулу позитронія(рис. 3. 5).

Вільна дірка може з'єднуватись з нейтральними донором або акцептором та створювати заряджені екситонні іони( рис. 3.5,д,г). В такому випадку електрон та дірка, зв'язані з донором рухаються навколо донора (рис 3.7) тому такий комплекс називається (зв'язаним екситоном). Утворення зв'язаних екситонів можливе у випадку коли два вільних електрона и одна вільна дірка зв'язана з донором ( рис 3.5.ж) або коли дві дірки і електрон зв'язані з акцептором(рис 3.5. з). Як вільні так і зв'язані екситони були виявлені у ряди напівпровідників.

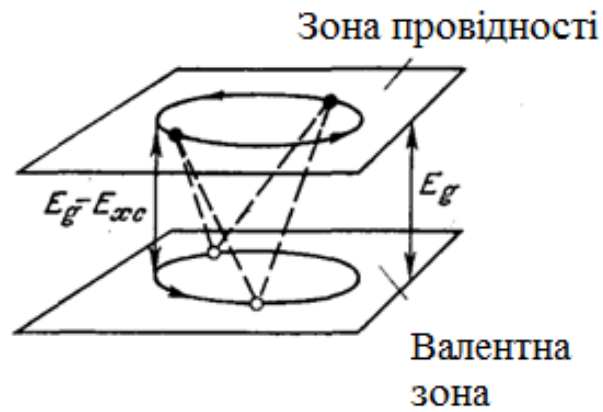


Рисунок 3.6 - Екситонний комплекс, що складається із двох електронів зв'язаних з двома дірками

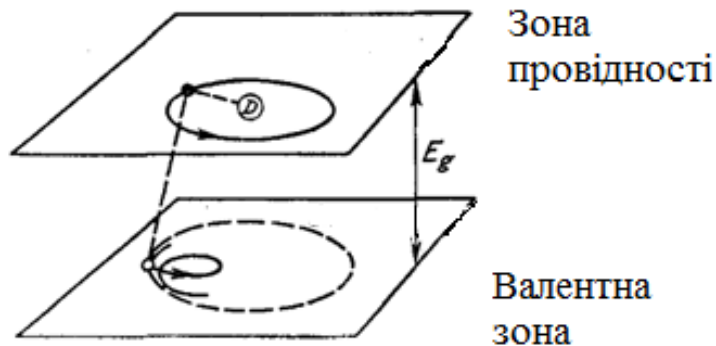


Рисунок 3.7 - Екситон зв'язаний з донором D

### 3.4 Поглинання вільними носіями

При поглинанні фотона електрони можуть переходити в межах тієї ж самої зони з одного рівня на інший. Такі внутрішньо зонні переходи носіїв заряду відбуваються з порушенням правила відбору. Згідно закону збереження імпульса вони відбуваються коли разом з поглинанням фотона відбувається поглинання або випускання фонона або коли є розсіювання на іонізованих додатках. Тому поглинання вільними електронами можна визначити методами котрі використовуються для непрямих переходів. Однак результати будуть такі ж, якщо визначення коефіцієнта поглинання вільними електронами

проводить на основі розглядання провідності напівпровідника в високочастотному електричному полі.

### 3.5 Поглинання домішками

Поглинання світла яке приводить до іонізації або збудженню домішкових центрів в кристалі, називають домішковим поглинанням. Припустимо що в кристалічній ґратці напівпровідника є донорна або акцепторна домішка (рис. 3.8,а,б) або домішка з глибокими енергетичними рівнями. У такого напівпровідника буде видна полоса поглинання, завдяки переходам електронів з енергетичних рівнів домішки в зону провідності або переходами електронів валентної зони на домішкові рівні. Так як енергія іонізації домішкового центра менше енергії , для переходу електрона із валентної зони в зону напівпровідності, полоси домішкового поглинання розташовуються за краєм фундаментального поглинання.

Окрім основних станів домішкові центри можуть мати і енергетичні рівні збудження енергія яких для донорів і акцепторів визначається за формулою:

$$E = 13,52 \frac{z^2}{\xi_r^2} \left( \frac{m^*}{m_0} \right) \frac{1}{n^2} \quad (3.7)$$

Де  $n = 1, 2, \dots$

Оптичне збудження електронів домішки, що призводить до переведу електрона домішки з основного стану в збуджений, буде супроводжуватись поглинанням, в спектрі якого буде видно декілька полос.



Рисунок 3.8 - Поглинання пов'язане з переходами між домішковими рівнями та зонами а- донор – зона провідності; б – валентна зона – акцептор; в – валентна зона – донор; г – акцептор – зона провідності.

### 3.6 Граткове поглинання

Бінарні напівпровідники  $A^3B^5$  складаються з атомів різного типу та мають іонну складову хімічного зв'язку . Тому можна сказати що вони складаються з електричних диполей. Ці диполі можуть взаємодіяти з електромагнітним випромінюванням. Найбільш сильне поглинання електромагнітним випромінюванням відбувається коли частота випромінювання дорівнює частоті власних коливань диполів . Поглинання світла напівпровідником пов'язане із збудженням коливань кристалічної ґратки називають ґратковим поглинанням. Так як ґратка кристала може поглинати енергію електромагнітного поля випромінювання тільки при деяких значеннях енергії фотона, спектр її характеризується рядом піків поглинання, що лежать в далекій інфрачервоній області спектра.

## 4 ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА В НАПІВПРОВІДНИКАХ

### 4.1 Внутрішній фотоелектричний ефект

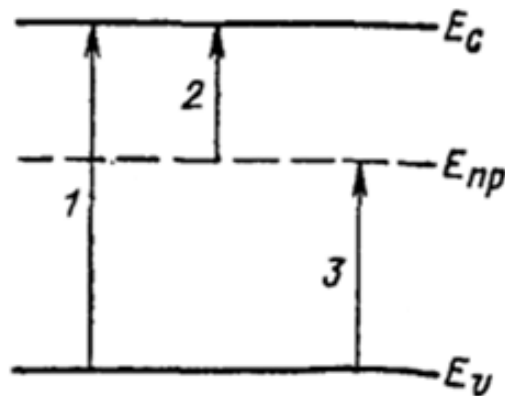


Рисунок 4.1 - Схема можливих оптичних переходів, що обумовлюють фотопровідність.

Зміна електричного опору напівпровідника під дією випромінювання називають фоторезистивним ефектом. Додаткова провідність, що обумовлена носіями заряду створеними оптичною генерацією, носить назву фотопровідності

При внутрішньому фотоелектричному ефекті першим відбувається поглинання фотона. Тому процес утворення вільних носіїв заряду буде відбуватися по різному в залежності від особливостей поглинання світла напівпровідником. При міжзонних переходах велику роль грає власна фотопровідність (переход 1, рис 4.1). Для напівпровідників з прямими зонами при вертикальних переходах енергія фотона  $h\nu$  повинна бути не менше ніж ширина забороненої зони тобто  $h\nu \geq E_g$  (4.1)

У випадку непрямих переходів коли зберігання квазіімпульса забезпечується за рахунок випромінювання фотона з енергією  $E_p$

довгохвильовий край спектра фотопровідності буде лежати при  $h\nu = E_g + E_p$

Для сильно легованого напівпровідника n-типа коли рівень Фермі розташований вище дна зони провідності на величину  $\xi_n$  довгохвильова границя спектру фотоструму буде дорівнювати

$$h\nu = E_g + \xi_n \quad (4.2)$$

В сильно легованому напівпровіднику p-типу рівень Фермі лежить на величину  $\xi_p$  нижче краю валентної зони, тому

$$h\nu = E_g + \xi_p \quad (4.3)$$

Власна полоса поглинання завжди має чітко виражену довгохвильову межу та може мати короткохвильову. Однак у багатьох напівпровідників зона провідності переривається зонами які лежать вище, утворюючи суцільну зону. Тому спектральний розподіл фото чутливості в залежності від енергії фотонів або довжини хвилі світла повинно простиратись далеко в короткохвильову область. Але із збільшенням енергії фотонів збільшується коефіцієнт власного поглинання та збільшується фотопровідність. Та якщо квантова ефективність залишається постійною то при великих енергіях область поглинання та область генерації фотонів розташовується близько до поверхні напівпровідників. В приповерхневій області напівпровідника час життя носіїв заряду менше ніж в об'ємі зразка. Зміна часу життя нерівноважних носіїв заряду приведе до зменшенню фотопровідності в області коротких хвиль.

При наявності в забороненій зоні напівпровідника локальних рівнів оптичне поглинання може визивати переходи електронів між рівнями домішки та енергетичними зонами (перходи 2 та 3 рис. 4.1) В цьому випадку фотопровідність називають домішковою фотопровідністю. Оскільки енергія іонізації домішки менше ширини забороненої зони.

При екситонному поглинанні світла створюється пара електрон-дірка, яка є електрично нейтральною. Тому екситонне поглинання не призводить до появи вільних носіїв заряду. Однак в реальних кристалічних структурах екситони можуть десоціювати при взаємодії з фононами, домішковими

цетрами та дефектами ґратки. Таким чином утворення екситонів в кінці приведе до утворенню вільних носіїв заряду та власне фотоструму. При низьких температурах екситонне поглинання характеризується вузькими полосами поглинання та фотоструму. При цьому спектр фотоструму в області екситонного поглинання буде залежати від стану поверхні та від співвідношення дифузійної довжини екситонів  $L_{\text{екс}}$ . Так наприклад при збідненій поверхні коли час життя неосновних носіїв заряду в приповерхневій області напівпровідника  $\tau_s$  буде менше часу життя характерного для об'єму максимуми полос екситонного поглинання будуть відповідати мінімумам на кривій фотоструму, якщо  $L_{\text{екс}} < L$  максимумам, якщо  $L_{\text{екс}} > L$ . Якщо  $\tau_s < \tau$  то слід очікувати протилежних положень максимумів та мінімумів полос екситонного поглинання та фотоструму в залежності від співвідношення  $L_{\text{екс}}$  та  $L$

## 4.2 Фотопровідність

Надлишкові електрони  $\Delta n$  та дірки  $\Delta p$  створені оптичною генерацією, можуть мати енергії значно більші ніж середня енергія рівноважних носіїв заряду. Однак в результаті взаємодії з фононами та дефектами кристалічної ґратки енергія нерівноважних носіїв заряду за час близько  $10^{-10} - 10^{-12}$  сек. набуває такого розподілу по енергії та квазіімпульсам як у рівноважних носіїв заряду. Тому рухливість нерівноважних носіїв не буде відрізнятись від рухливості рівноважних носіїв. Отже повна провідність напівпровідника визначається рівноважними носіями заряду  $n_0, p_0$  і фотоносіями  $\Delta n, \Delta p$  і дорівнює :

$$\sigma = e[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p] \quad (4.4)$$

Так як темнова провідність

$$\sigma = \sigma - \sigma_0 = e[n_0\mu_n + p_0\mu_p]$$

то фотопровідність напівпровідника, обумовлена дією випромінювання, є

$$\sigma = \sigma - \sigma_0 = e[\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p] \quad (4.5)$$

Звісно концентрація залишкових носіїв заряду  $\Delta n$  та  $\Delta p$  залежать від інтенсивності та довжини хвилі світла. Нехай на шар речовини за товщиною  $dx$ , що має коефіцієнт поглинання  $\alpha$ , падає світло з інтенсивністю  $L$ . Тоді кількість енергії світла що поглинається за одиницю часу в об'ємі цієї речовини

$$\frac{dl}{dx} = \alpha l \quad (4.6)$$

Отже при поглинанні квантів світла енергії  $h\nu$  в одиниці об'єму напівпровідника в одиницю часу для області власного поглинання утворюються залишкові носії заряду в кількості

$$G = \frac{\beta \alpha l}{h\nu} \quad (4.7)$$

Тут коефіцієнт пропорційності  $\beta$ , який називають квантовим виходом фотонізації, визначає число пар носіїв заряду (домішкової фотопровідності), що утворюються одним поглинутим фотоном, якщо інтенсивність світла виміряти числом квантів в секунду на одиницю поверхні. Однак одразу після засвітлення фотопровідність напівпровідника не досягає максимального значення, тому що при збільшенні концентрації нерівноважних носіїв заряду зростає процес рекомбінації. Оскільки швидкість генерації нерівноважних носіїв заряду залишається постійною при однаковій інтенсивності світла, то через деякий проміжок часу інтенсивність рекомбінації досягне інтенсивності генерації та утвориться стан який характеризується постійним значенням концентрації фотоносіїв заряду  $\Delta n_{ст}$  та  $\Delta p_{ст}$ .

Стаціонарні концентрації залишкових носіїв заряду можливо виявити якщо використати рівняння безперервності



$$\Delta n_{ct} = G_n \tau_n = \beta \alpha / \tau_{ni} h\nu \quad (4.8)$$

$$\Delta p_{ct} = G_p \tau_p = \beta \alpha / \tau_{pi} h\nu \quad (4.9)$$

а стаціонарна фотопровідність дорівнює:

$$\sigma_{\phi,ct} = e\beta\alpha(\mu_n\tau_n + \mu_p\tau_p) \frac{l}{h\nu} \quad (4.10)$$

Співвідношення фотопровідності  $\sigma_{\phi}$  до інтенсивності світла  $I$  визначає питому фотопровідність напівпровідника.

### 4.3 Зовнішній фотоэффект

На рис. 4.20 представлена енергетична схема напівпровідника різного рівня легування. Тут  $E_{\text{рак}}$  – енергія електрона, що вийшов з напівпровідника та з нульову кінетичну енергію в вакуумі. Енергія  $\chi$ , що відокремлює край зони провідності від рівня вакууму – енергія електронної спорідненості. Величина  $\Phi$  дорівнює різниці енергій, що відповідають рівню Фермі та рівню вакууму – робота виходу.

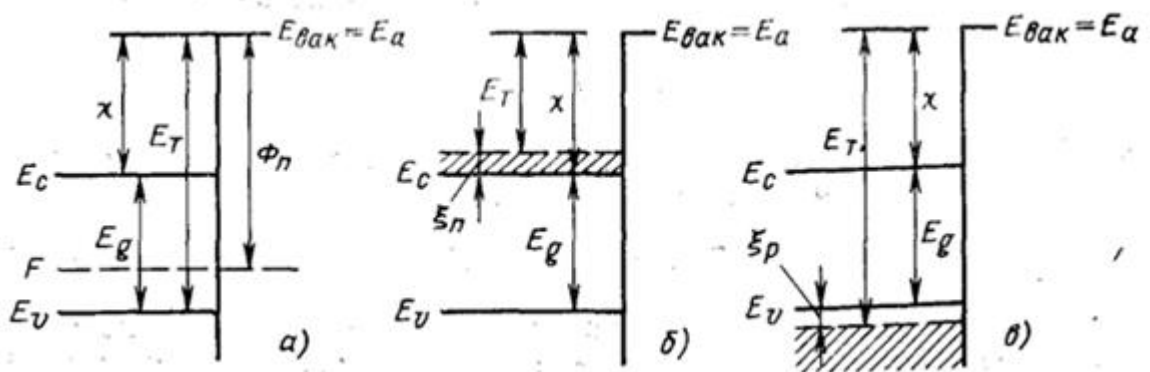


Рисунок 4.2 - Залежність зовнішнього фотоэффекту від ступеня легування напівпровідника

Розглянемо взаємодію між фотоном та напівпровідником, в результаті якого відбувається емісія електрона з напівпровідника. Процес емісії

електрона під дією випромінювання називають зовнішнім фотоелементом. Зовнішній фотоелемент являє собою послідовність трьох процесів (рис.4.3):

1) електрон валентної зони напівпровідника переходить в високий енергетичний стан зони провідності в результаті взаємодії з фотоном;

2) збуджений електрон в результаті розсіювання втрачає частину енергії та переходить на нижній рівень зони провідності;

3) електрон виходить з нижнього рівня зони провідності напівпровідника в вакуум з енергією, що дорівнює різниці його повної енергії і  $E_{\text{вак}}$ . Поріг зовнішнього фотоелементу  $E_T$  – найменша енергія фотона якої достатньо для того щоб видалити електрон з напівпровідника

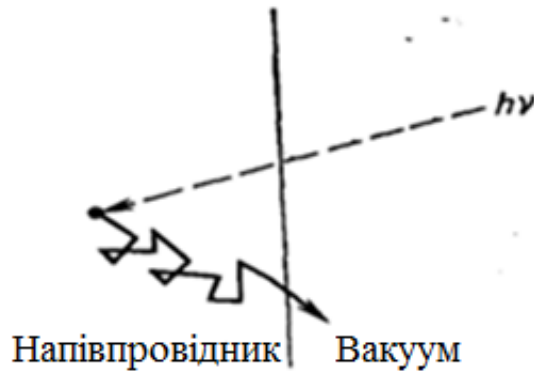


Рисунок 4.3 - Збудження, розсіювання та вихід фотоелектронів з напівпровідника.

## Література

1. І.О. Вакарчук. Квантова механіка.-Львів.; Вид. ЛНУ, 2007.-847с.
2. Шимони К. Физическая электроника. Пер. с нем. М.;Энергия.1977-608с.
3. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики - М.; Наука, 1983. - 664 с..
4. Ферми Э. Квантовая механика: конспект лекций.-М.; Наука, 1968.-367с.
6. Бонч-Бруевич В.Л..Калашников С.Г. Физика полупроводников.-М: Наука.1977.-672с.
7. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников.-М: Высшая школа.-1984-352с.
8. Смит Р. Полупроводники –М.Мир.-1982-558с.:
9. Волькенштейн Ф.Ф. Электроны и кристаллы.М.Наука.1983-126с.
10. Електротехніка, основи електроніки та мікропроцесорної техніки. Навч. посібник / Шкрабець Ф. П., Циценков Д. В., Куваєв Ю. В., Іванов О. Б.; НДУ. - Дн-вськ.;, 2004. - 514 с.
11. Дудюк Д. Л. та ін. Електричні вимірювання: Навч. посібник / Укр. держ. лісотехн. ун-т. - 2-ге вид., випр. - Львів: Афіша, 2003. - 265 с.
12. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. – М; «Высшая школа» 1971.-224с.
13. Балеста І.М. Фізика твердого тіла.- Львів; Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, 2003.-480 с.
14. Ч.Уерт, Р. Томсон. Физика твёрдого тела. – М; «Мир», 1969. – 560с.
15. Шаскольская М.П. Кристаллография. – М; « Высшая школа », 1984. –

376с.

16. Введение в физику твёрдого тела. Ч. Киттель. Перевод с 4-го амер. изд. А.А. Гусева. – М; «Наука», 1978. – 792с.

17. Третьяк О.В., Лозовський В.З. Основи фізики напівпровідників: підручник: У 2 т. – К.: Видавничо-поліграфічний центр “Київський університет”, 2009.

18. Оселечник Ю.С., Король А.С., Швець Є.Я. та ін. «Інтерактивний модульний курс загальної фізики». Навч. посіб.-Запоріжжя; Видавництво ЗДІА, 2002, -440 с