

Міністерство освіти і науки України
Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника

Володимир Прокопів

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

Навчальний посібник

Івано-Франківськ
2010

УДК 620.22
ББК 22.373.1
П80

Прокопів В. В.

П80 Фізичні основи мікроелектроніки : навчальний посібник /
Володимир Васильович Прокопів. – Івано-Франківськ :
Прикарпатський національний університет імені Василя
Стефаника, 2010. – 80 с.

Розглянуто основні питання на яких базуються теоретичні засади сучасної мікроелектроніки: статистика носіїв заряду в бездомішкових та легованих напівпровідникових матеріалах, електропровідність, гальваномагнітні ефекти, термоелектричні явища та фотопровідність у напівпровідниках.

Посібник призначений для студентів та магістрантів відповідних спеціальностей вищих навчальних закладів. Корисний буде аспірантам, науковим та інженерно-технічним працівникам, що займаються проблемами фізичного матеріалознавства.

© Прокопів В.В., 2010
© Прикарпатський
національний університет
імені Василя Стефаника, 2010

ВСТУП

Запорукою прогресу мікроелектроніки є поглиблення наших знань тих фізичних процесів, що її визначають. Тому важливим є освоєння студентами курсу «Фізичні основи мікроелектроніки».

В посібнику розглянуто основні питання на яких базуються теоретичні засади сучасної мікроелектроніки. В першому розділі описано статистику носіїв заряду в бездомішкових та легованих як донорними так і акцепторними домішками напівпровідникових матеріалах, а також статистику носіїв заряду в напівпровіднику, який містить вакансії, дислокації та складні дефекти. Рухливість носіїв заряду і залежність електропровідності напівпровідників від температури і концентрації домішок описано в другому розділі. В третьому розділі розглянуто термоелектричні явища: ефект Зеебека, Пельтьє і Томсона а в четвертому гальваномагнітні ефекти: ефект Холла, Фарадея, Фогта, а також термомагнітні, магніторезистивний та магнітоконцентраційний ефекти. У п'ятому розділі описано фотопровідність у напівпровідниках, зокрема: квантовий вихід фотоефекту, релаксацію фотопровідності, ефект Дембера і фотемагнітоелектричний ефект.

При підготовці посібника використано матеріали з підручників, посібників та монографій перелічених в списку рекомендованої літератури.

1. СТАТИСТИКА НОСІЇВ ЗАРЯДУ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛАХ

В напівпровідниках, на відміну від металів, кількість електронів провідності в одному кубічному сантиметрі на декілька порядків менша за число атомів, тобто далеко не кожний атом віддав електрон для участі у явищі електропровідності. Тому ту ж електропровідність в напівпровідниках можна значно збільшити, якщо яким-небудь чином йонізувати додаткову кількість атомів кристалічної ґратки. Таким чином, уміючи управляти кількістю вільних носіїв заряду можна управляти властивостями напівпровідника. Тому важливо знати якою буде концентрація вільних носіїв заряду в напівпровідниках, зокрема в залежності від умов одержання та обробки матеріалу, виду і концентрації легуючої домішки.

1.1. Зв'язок концентрації носіїв заряду в дозволених зонах з рівнем Фермі

Поставимо задачу визначити концентрацію вільних носіїв заряду в дозволених зонах. Зробимо це спочатку для електронів у зоні провідності, а потім поширимо отриманий результат і на валентну зону.

Розглянемо інтервал енергії dE . Число електронів провідності з енергіями E в інтервалі dE визначається числом вільних місць тобто числом станів у цьому інтервалі і ступенем їхнього заповнення. Число станів в інтервалі dE можна представити у виді $\rho(E)dE$, де $\rho(E)$ – функція, що показує, як змінюється густина станів у залежності від енергії в зоні провідності.

Ступінь заповнення енергетичних станів електронами є функція розподілу електронів по енергіях $f(E)$.

Таким чином, концентрація електронів в інтервалі dE буде дорівнювати $\rho(E)dE \cdot f(E)$. Концентрацію електронів у всій зоні провідності n визначимо шляхом інтегрування цього добутку по всій зоні провідності:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} f_n(E) \rho_n(E) dE. \quad (1.1)$$

Нижньою межею інтегрування є мінімально можливе значення енергії електрона, тобто енергія, що відповідає дну зони провідності E_c . Верхня межа повинна дорівнювати максимально можливому значенню енергії електрона. Але тому що функція $f(E)$ різко спадає до нуля, то верхню межу інтегрування в (1.1) можна замінити нескінченністю.

В якості $f(E)$ у (1.1) підставимо функцію розподілу Фермі-Дірака. Залишається знайти вид функції $\rho(E)$, тобто знайти густину енергетичних станів.

Насамперед визначимо поняття енергетичного стану. Стан електрона можна ототожнити з тим об'ємом, що приходить на електрон при його зображенні у фазовому просторі. Знайдемо цей об'єм. За принципом невизначеності Гейзенберга маємо:

$$\Delta x \Delta p = 2\pi\hbar, \quad (1.2)$$

тобто, якщо відомий один зі співмножників, то інший можна визначити тільки з точністю до \hbar . Це означає, що електрон як би розмазаний у фазовому просторі координат і імпульсів по кожній з його координат на величину \hbar . Фа-

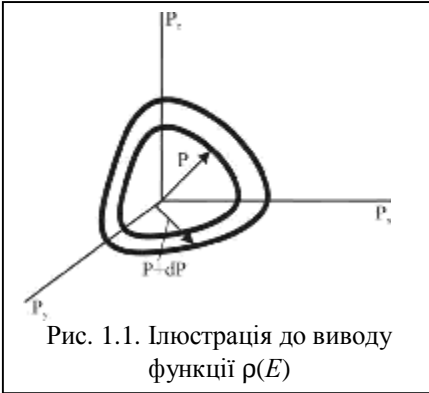


Рис. 1.1. Ілюстрація до виводу функції $\rho(E)$

зовий об'єм такого електрона:

$$v = \Delta x \Delta y \Delta z \Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z = (2\pi\hbar)^3 \quad (1.3)$$

Таким чином, задача визначення $\rho(E)$ звелася до знаходження кількості елементарних об'ємів $(2\pi\hbar)^3$, що відповідають енергетичному інтервалу dE .

Значенню $E - E_C$ відповідає імпульс електрона p . Ці величини зв'язані відомим співвідношенням:

$$E - E_C = p^2 / 2m_n^*. \quad (1.4)$$

Зміна енергії електрона на dE рівносильна зміні його імпульсу на dp . З рис. 1.1 видно, що всі електрони, що володіють енергіями в інтервалі dE , розташовані в просторі імпульсів у кульовому шарі між сферами радіусів p і $p + dp$.

Об'єм такого шару:

$$V = 4\pi p^2 dp, \quad (1.5)$$

а число станів:

$$\rho(E) dE = V/v. \quad (1.6)$$

Підставляючи сюди p і dp одержимо:

$$\rho(E)dE = \frac{2\pi(2m_n^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE}{(2\pi\hbar)^3}. \quad (1.7)$$

Електрони підкоряються принципу Паулі. Тому тим самим значенням енергії можуть володіти два електрони з різною орієнтацією спіну. Отже, останній вираз необхідно подвоїти і тоді остаточно одержуємо:

$$\rho(E) = \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}. \quad (1.8)$$

Підставляючи тепер в інтеграл (1.1) обидві функції $f(E)$ і $\rho(E)$, одержимо повну концентрацію електронів у зоні провідності:

$$n = \int_{E_c}^{\infty} \frac{\frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} (2m_n^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE}{1 + \exp[(E - \mu)/(kT)]} \quad (1.9)$$

Для подальшого викладу зручно ввести безрозмірні параметри – *зведений рівень Фермі* μ^* і *зведену енергію* ε^* :

$$\mu^* = (\mu - E_c)/(kT); \varepsilon^* = (E - E_c)/(kT). \quad (1.10)$$

Після цього одержимо шуканий вираз, що зв'язує концентрацію електронів у зоні провідності з рівнем Фермі:

$$n = N'_c F_{1/2}(\mu^*), \quad (1.11)$$

де

$$N'_c = 4\pi \left[\frac{2m_n^* kT}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2}. \quad (1.12)$$

Інтеграл

$$F_{1/2}(\mu^*) = \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{*1/2} d\varepsilon^*}{1 + \exp(\varepsilon^* - \mu^*)}, \quad (1.13)$$

називають інтегралом Фермі половинного індексу. Значення таких інтегралів визначені чисельно і дані в спеціальній літературі. Визначимо фізичний зміст величини N'_c . В даному випадку ми брали як функцію $f(E)$ функцію розподілу Фермі-Дірака, що, відповідає вивродженому електронному газу. Якщо значення зведеного рівня Фермі негативне то замість розподілу Фермі-Дірака можна скористатися розподілом Больцмана. У цьому випадку говорять, що напівпровідник невивроджений.

Для невивродженого напівпровідника будемо мати:

$$n = N'_c e^{\mu^*} \int_0^{\infty} \epsilon^{*1/2} e^{-\epsilon^*} d\epsilon^*. \quad (1.14)$$

Інтеграл у цьому виразі є табличним і дорівнює $\sqrt{\pi}/2$. У цьому випадку загальне число електронів

$$n = \frac{\sqrt{\pi}}{2} N'_c e^{\mu^*} = N_c e^{\mu^*} = N_c \exp\left(\frac{\mu - E_c}{kT}\right). \quad (1.15)$$

З останнього виразу видно, що відношення n/N_c збігається зі значенням функції розподілу, якщо покласти $E = E_c$, тобто, величина n/N_c показує в цьому випадку ступінь заповнення рівня Фермі у класичному випадку.

Величину

$$N_c = 2 \left[\frac{2\pi m_n^* kT}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2} \quad (1.16)$$

прийнято називати *густиною можливих станів у зоні провідності при відсутності виродження електронного газу*.

Таким чином, отримані два вирази, які дають зв'язок концентрації електронів у зоні провідності з рівнем Фермі: загальний вираз (1.12) і частковий (1.16), справедливий тільки при відсутності виродження електронного газу. При цьому концентрація електронів, обчислена за (1.16) буде визначена з помилкою, що складає, наприклад, при $\mu^* = 0$ приблизно 20%. Для більш точного знаходження концентрації варто користуватися таблицею значень інтегралів Фермі і формулою (1.12) або графічним зображенням залежності (1.12), представленої у виді номограми на рис. 1.2.

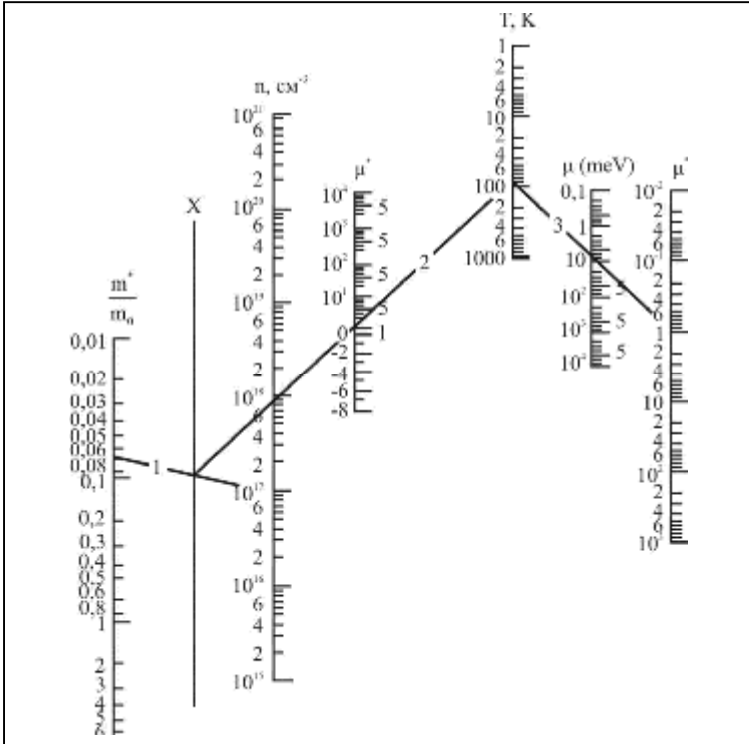
Тепер поширимо отримані результати на валентну зону напівпровідника. Концентрація дірок у валентній зоні визначається виразом, аналогічним до (1.1):

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} \rho_p(E) f_p(E) dE. \quad (1.17)$$

Імовірність того, що стан E зайнятий діркою, еквівалентна імовірності відсутності в цьому стані електрона:

$$f_p(E) = 1 - f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\mu - E}{kT}\right]}. \quad (1.18)$$

Інтегрування в (1.16) необхідно провести по усій валентній зоні. Верхньою межею інтегрування тому є величина E_v , а нижньою межею приймають $-\infty$, тому що $f_p(E)$ швидко спадає до нуля при $E < \mu$.



Також за аналогією можна одержати вираз $\rho_p(E)$. Для цього необхідно врахувати, що для дірок маємо:

$$E_v - E = p^2 / (2m_p^*). \quad (1.19)$$

Тоді, підставляючи в (1.16) $\rho_p(E)$ і функцію $f_p(E)$ з (1.18), знайдемо

$$p = \int_{-\infty}^{E_v} \frac{4\pi}{(2\pi\hbar)^3} (2m_p^*)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} dE}{1 + \exp[(\mu - E)/(kT)]}. \quad (1.20)$$

Уведемо безрозмірне значення енергії і для валентної зони:

$$\epsilon_p^* = (E_v - E)/(kT). \quad (1.21)$$

Зіставляючи цей вираз з аналогічним для електронів, легко одержати:

$$\epsilon_p^* = -\epsilon_g^* - E_g^*, \quad (1.22)$$

де E_g^* – приведена ширина забороненої зони:

$$E_g^* = -(E_c - E_v)/(kT). \quad (1.23)$$

У цих позначеннях вираз для концентрації, дірок (1.20) перепишемо у виді, аналогічному виразу для концентрації електронів:

$$p = N'_v F_{1/2}(-E_g^* - \mu^*), \quad (1.24)$$

де $F_{1/2}(-E_g^* - \mu^*)$ – інтеграл, за формою аналогічний інтегралу для визначення електронів, але залежить від свого аргументу. Як і для електронів, величину N'_v можна представити у виді $N'_v = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot N_v$, де

$$N_v = 2 \left[\frac{2m_p^* kT}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2}. \quad (1.25)$$

являє собою ефективну густину станів у валентній зоні. У виразі (1.24) величину μ^* відраховують від дна зони провідності, як і для напівпровідника n -типу. Саме тому відлік у (1.24) змістився на E_g^* . Якщо для дірок відлік μ вести від стелі валентної зони і у цьому випадку приведений рівень Фермі позначити μ_p^* , де

$$\mu_p^* = (E_v - \mu_p) / (kT),$$

то концентрацію p можна визначати не з (1.24), а з виразу:

$$p = N'_v F_{1/2}(\mu_p^*). \quad (1.26)$$

Тоді для визначення p можна користуватися тією же номограмою (рис. 1.2), що і для визначення n . У випадку відсутності вродження у валентній зоні залишаються в силі також і всі міркування про можливість обчислення концентрації p за більш простою формулою:

$$p = \frac{\sqrt{\pi}}{2} N'_v \exp(-E_g^* - \mu^*). \quad (1.27)$$

1.2. Зв'язок концентрації носіїв заряду на локальних рівнях з рівнем Фермі

Дотепер у дозволених зонах розглядалися електрони, не зв'язані з якими-небудь конкретними атомами. Вони трактувалися як газ вільних електронів і тому вони підкорялися звичайній статистиці Фермі-Дірака.

Функція розподілу Фермі-Дірака показує розподіл вільних електронів по квантових станах. Електрони, що знаходяться на локальних центрах, навпаки, потрібно трактувати як зв'язані і ця обставина істотно позначається на вигляді їхньої функції розподілу.

У цьому випадку необхідно мати функцію їхнього розподілу не по квантових, а по енергетичних станах.

На відміну від вільних, для зв'язаних електронів уже не можна ототожнювати їхній енергетичний стан із квантовим. Дійсно, зв'язані з атомом (центром) електрони можуть володіти однаковою енергією, але різними значеннями спіну, орбітального моменту і т.д.

Враховують цю обставину шляхом введення статистичної ваги – g , що відповідає енергетичному стану, іменованого ще *фактором виродження*, який не слід плутати з Фермієвським виродженням, розглянутим раніше. Тут мається на увазі збіг по енергії декількох електронів, що знаходяться в різних квантових станах.

У загальному випадку домішкові центри вводять у заборонену зону основний енергетичний рівень (основний стан електрона) і цілий спектр рівнів які лежать вище у зоні рівнів E_i , що відповідають збудженим станам електрона.

Ефективний фактор виродження N -стану

$$g_N = \sum_i g_{Ni} \exp[(E_{Ni} - E_1)/(kT)]. \quad (1.28)$$

З (1.28) видно, що для обчислення g необхідно знати спектр збуджених рівнів і для кожного з них знати величину g_{Ni} – парціальний фактор виродження. Ця задача навряд чи може бути вирішена і тому звичайно величину g вважають одним з параметрів, який варто знаходити з досліду.

Розглянемо вираз

$$f = \frac{\sum N \exp[\mu - EN / (kT)]}{\sum_N \exp[\mu - EN / (kT)]}. \quad (1.29)$$

На локальному центрі принципово можуть бути реалізовані наступні три випадки, що відрізняються числом електронів N , їх сумарною енергією E і статистичною вагою g :

- 1) центр вільний від електронів: $N = 0, E = 0, g_0$;
 - 2) центр зайнятий одним електроном: $N = 1, E = E_i, g_i$;
 - 3) центр зайнятий двома електронами: $N = 2, E = 2E_i + E_B, g_2$.
- Тут E_B – енергія взаємодії двох електронів. Одержимо:

$$\begin{aligned} f &= \frac{g_1 e^{(\mu - E_i)/(kT)} + 2g_2 e^{[2(\mu - E_i) - E_B]/(kT)}}{g_0 + g_1 e^{(\mu - E_i)/(kT)} + g_2 e^{[2(\mu - E_i) - E_B]/(kT)}} = \\ &= \frac{1 + 2 \frac{g_2}{g_1} e^{(\mu - E_i - E_B)/(kT)}}{g_1} \quad (1.30) \\ &= \frac{g_0 e^{(E_i - \mu)/(kT)} + 1 + \frac{g_2}{g_1} e^{(\mu - E_i - E_B)/(kT)}}{g_1} \end{aligned}$$

Ця формула в загальному виді відбиває функцію розподілу електронів, локалізованих на домішковому центрі з урахуванням їх енергій взаємодії і з урахуванням виродження енергетичного стану E_1 і $E_1 + E_B$.

У дійсності через сильне електростатичне відштовхування енергія взаємодії E_B дуже велика і тому другим доданком у чисельнику і третім доданком у знаменнику (1.30) можна знехтувати в порівнянні з одиницею.

Чисельні значення g_N -факторів для вільного і зайнятого електроном центрів складають відповідно 1 і 2.

Щодо величини g існує представлення про її зв'язок зі структурою зон кристала. Дійсно, у випадку простого одновалентного донора, у якого хвильова функція валентного електрона відповідає s -стану, його захват може відбуватися по різному в залежності від напрямку спіну. Тому нейтральний стан центра (із захопленням електрона) буде мати вдвічі більшу статистичну вагу в порівнянні з йонізованим станом (без електрона), тобто $g_1 = 2$, а $g_0 = 1$.

Відзначимо, що в літературі як фактор виродження поряд з g використовують і зворотну величину $1/g$, що, утім, завжди зрозуміло з контексту. Якщо домішковий рівень відщеплений від дозволеної зони, що має декілька екстремумів, то $g_N = 4$. Значно більшими значеннями g володіють електрони складних центрів.

Енергію E_1 , що входить у (1.30), у випадку локального центра можна виразити через його енергію йонізації E_D : $E_1 = E_c - E_D$. Тоді з (1.30) одержимо:

$$f = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \exp(-E_D^* - \mu^*)}, \quad (1.31)$$

Якщо загальне число локальних центрів одного типу в кристалі складає N_D , то середня концентрація локалізованих на них електронів буде:

$$n_D = \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} \exp(-E_D^* - \mu^*)}. \quad (1.32)$$

Для імовірності заповнення акцепторних рівнів дірками замість (1.28) варто записати $1-f(E_I)$, у якому $E_I = E_v + E_a$ середню концентрацію дірок, що знаходяться на цих рівнях, відповідно знаходимо з виразу:

$$p_a = \frac{N_a}{1 + 2 \exp(-E_a^* + E_g^* + \mu^*)}, \quad (1.33)$$

де N_a – концентрація акцепторних центрів.

У цьому виразі μ як і раніше відраховується від дна зони провідності, як і для (1.32).

1.3. Розв'язання рівняння нейтральності для власного напівпровідника

Ми отримали рівняння, що зв'язують концентрації електронів і дірок з рівнем Фермі. Очевидно, якби були відомі в кожному конкретному випадку значення μ^* , то по отриманих рівняннях можна було б обчислити концентрації носіїв заряду. Для знаходження рівня Фермі завжди необхідно скласти так зване рівняння електронейтральності.

Справа в тому, що, незважаючи на існування у напівпровіднику вільних електронів, дірок, домішкових йонів із зарядом різного знаку, у цілому кристал залишається незарядженим тілом. Це значить, що у напівпровіднику кількість негативно заряджених часток дорівнює кількості позитивно заряджених часток. Математичний запис такої умови являє собою рівняння нейтральності. Найбільш простий вид рівняння нейтральності набуває у випадку власного напівпровідника:

$$n = p. \quad (1.34)$$

Цю однакову концентрацію електронів і дірок звичайно позначають n_i , де індекс i означає власну провідність. Підставивши в цю рівність вирази для електронів і дірок, одержимо рівняння нейтральності, з якого знаходять μ^* . Для простоти будемо вважати напівпровідник невідродженим. Тоді:

$$\begin{aligned} n_i &= N_c \exp \mu^* = N_v \exp(-E_g^* - \mu^*), \\ \exp \mu^* &= (N_v / N_c)^{1/2} \exp(-E_g^* / 2). \end{aligned} \quad (1.35)$$

Після логарифмування, заміни μ^* і E_g^* на μ і E_g , підстановки N_c та N_v , і приймаючи за нуль відліку енергію E_c , одержимо:

$$\mu = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_p^*}{m_n^*} \right). \quad (1.36)$$

З цього рівняння видно, що у власному напівпровіднику при $T = 0$ рівень Фермі знаходиться точно посередині забороненої зони.

З підвищенням температури рівень Фермі змінюється так, як показано на рис. 1.3. Темп зміни μ^* зі зміною температури визначається, як це видно з (1.36), величиною m_p^* / m_n^* .

Власну концентрацію носіїв заряду n_i ; знаходять зворотною підстановкою (1.36) у (1.35):

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp(-E_g / 2kT) \quad (1.37)$$

Якщо ширина забороненої зони суттєво більша за kT , а це має місце для більшості напівпровідників, температурна залежність $n_i(T)$ визначається в основному експонентним членом формули (1.37), тому що величина $(N_c N_v)^{1/2}$ змінюється зі зміною температури усього лише як $T^{3/2}$. Тому в координатах $\ln(n_i) - 1/T$ вираз (1.37) буде мати вигляд прямої лінії (рис. 1.4).

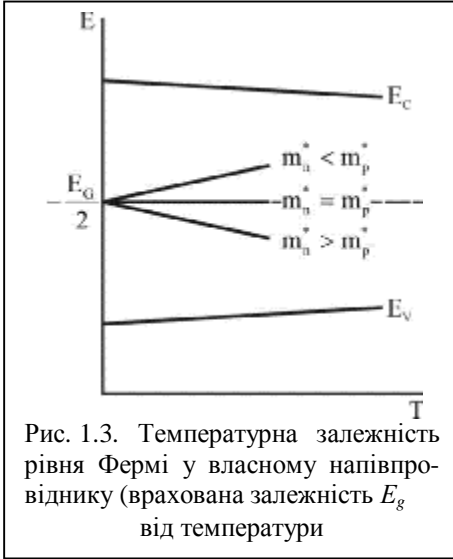


Рис. 1.3. Температурна залежність рівня Фермі у власному напівпровіднику (врахована залежність E_g від температури)

Більш строго варто було б будувати графік цієї залежності в координатах $\ln(n_i/T^{3/2}) - 1/T$. Звичайно так і роблять при обробці експериментальних результатів

вимірювання $n_i(T)$ в області власної провідності.

Розглянемо тепер ту інформацію про властивості напівпровідника, які можна знайти із залежності $n_i(T)$, у випадку її експериментального визначення. Насамперед – це ширина забороненої зони E_g , яку можна визначити з тангенса кута нахилу прямої $\ln(n_i/T^{3/2})$ від $1/T$ чи, більш грубо, – з нахилу прямої $\ln(n)$ від $1/T$. При цьому варто пам'ятати, що сама E_g залежить від температури, що і показано на рис. 1.3.

У першому наближенні функцію $E_g(T)$ можна представити у виді

$$E_g = E_{g0} - \alpha T \quad (1.38)$$

де індекс 0 відноситься до $T=0$; α – постійний коефіцієнт, тобто в найпростішому випадку ширина забороненої зони змінюється з температурою за лінійним законом.

Підставляючи (1.38) у (1.37) одержимо:

$$\frac{n_i}{T^{3/2}} = 2 \left[\frac{4\pi^2 m_n^* m_p^* k^2}{(2\pi\hbar)^4} \right]^{3/2} \exp \frac{\alpha}{2k} \exp \left(-\frac{E_{g0}}{2kT} \right). \quad (1.39)$$

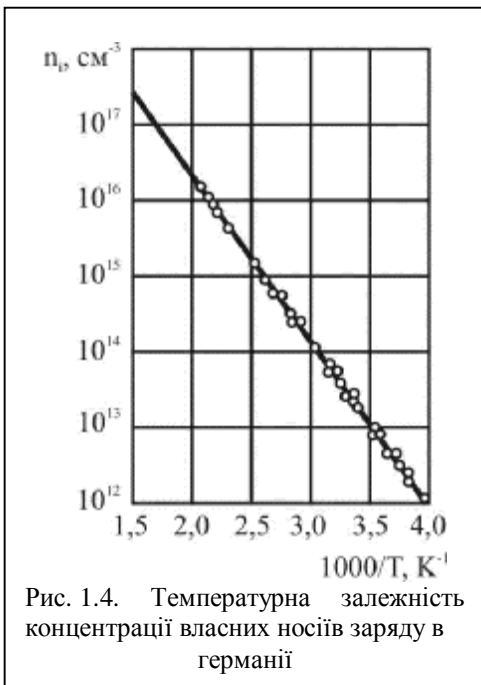


Рис. 1.4. Температурна залежність концентрації власних носіїв заряду в германії

ристовуючи вираз (1.15) для n і аналогічний (1.27) для p , можна одержати:

$$np = N_c N_v e^{-E_g/(kT)} \quad (1.40)$$

а порівнюючи цей вираз із (1.37), знайдемо:

$$np = n_i^2. \quad (1.41)$$

Це співвідношення показує, що при даній температурі добуток концентрацій електронів і дірок у невідродженому напівпровіднику буде постійною величиною яка залежить тільки від властивостей напівпровідника (через величини E_g , m_n^* і m_p^*). Співвідношення (1.41) за аналогією з термінологією хімічної термодинаміки називають законом діючих мас.

Дійсно, у хімії для реакції розкладання солей, наприклад NaCl , можна написати



Константа рівноваги цієї реакції

У напівлогарифмічних координатах $\ln(n_i/T^{3/2}) - 1/T$ знов-таки вийде пряма, але її нахил уже дозволить визначити E_{g0} , а не E_{gn} . Щоб знайти температурний коефіцієнт α з (1.39), крім E_{g0} необхідно знати ще m_n^* і m_p^* з даних інших експериментів. Якщо ж, навпаки, з інших дослідів визначені коефіцієнт α , то з (1.39) можна знайти m_n^* і m_p^* . Цим практично вичерпуються ті відомості, які можна одержати з залежності $n_i(T)$.

І нарешті, розглянемо один важливий наслідок статистичного розподілу носіїв заряду. Використовуючи вираз (1.15) для n і аналогічний (1.27) для p , можна одержати:

$$np = N_c N_v e^{-E_g/(kT)} \quad (1.40)$$

а порівнюючи цей вираз із (1.37), знайдемо:

$$np = n_i^2. \quad (1.41)$$

Це співвідношення показує, що при даній температурі добуток концентрацій електронів і дірок у невідродженому напівпровіднику буде постійною величиною яка залежить тільки від властивостей напівпровідника (через величини E_g , m_n^* і m_p^*). Співвідношення (1.41) за аналогією з термінологією хімічної термодинаміки називають законом діючих мас.

Дійсно, у хімії для реакції розкладання солей, наприклад NaCl , можна написати



Константа рівноваги цієї реакції

$$K = \frac{[\text{Na}^+][\text{Cl}^-]}{[\text{NaCl}]},$$

$$K[\text{NaCl}] = [\text{Na}^+][\text{Cl}^-].$$

Для насичених розчинів при $T = \text{const}$ добуток $[\text{Na}^+][\text{Cl}^-] = L$, де L – добуток розчинності, що є постійною величиною при даній температурі. Константа хімічної рівноваги виводиться з закону діючих мас. Тому і (1.41) називають законом діючих мас.

В окремому випадку власної провідності $n = p$, але в багатьох інших випадках, як побачимо далі, $n \neq p$. Однак співвідношення (1.41) залишається справедливим завжди і дозволяє обчислити концентрацію одного з носіїв заряду в даному напівпровіднику при даній температурі, якщо відома концентрація носіїв заряду протилежного знаку.

1.4. Напівпровідник легований однозарядними донорами

Розглянемо напівпровідник, модель якого зображена на рис. 1.5. Складемо рівняння нейтральності для цього випадку. Негативними зарядами як і раніше будуть тільки електрони, а позитивними – дірки у валентній зоні і позитивно заряджені йони донорів. Тому рівняння нейтральності набуде виду

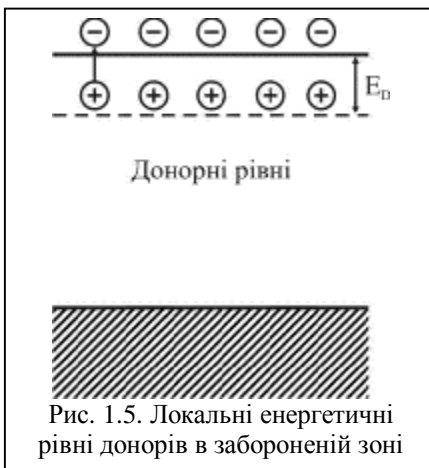


Рис. 1.5. Локальні енергетичні рівні донорів в забороненій зоні

$$n = p + N_D^+, \quad (1.42)$$

де концентрація йонізованих донорів:

$$N_D^+ = N_D - n_D. \quad (1.43)$$

З (1.42) і (1.43) одержимо:

$$n + n_D - p = N_D. \quad (1.44)$$

Для простоти покладемо, що електронний газ невидроджений, тоді, підставляючи в (1.42) замість n , p і n_D відповідні вирази, одержимо рівняння нейтральності для цього випадку в явному вигляді:

$$N_c e^{\mu^*} + \frac{N_D}{1 + \frac{1}{2} e^{-E_D - \mu^*}} - N_v e^{-E_g - \mu} = N_D. \quad (1.45)$$

У цьому рівнянні всього одне невідоме μ^* , щодо якого і необхідно розв'язати рівняння (1.45). Однак розв'язок цього рівняння громіздкий, тому розглянемо окремий випадок, коли проявляється тільки домішкова провідність. У дійсності завжди мають місце переходи електронів з валентної зони в зону провідності, що відбуваються одночасно з йонізацією донорів. Але для спрощення задачі вважаємо, що є переходи електронів тільки з домішкових рівнів. Це рівносильно тому, що розгляд обмежується тільки областю низьких і середніх температур, тобто таких температур, при яких концентрація власних носіїв дуже мала. Тоді в (1.44) можна покласти $p = 0$, а рівняння (1.45) набуде виду

$$n = N_c e^{\mu^*} = N_D \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{-E_D^* - \mu^*}} \right) \quad (1.46)$$

Перетворимо праву частину цієї рівності:

$$1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{2} e^{-E_D^* - \mu^*}} = \frac{\frac{1}{2} e^{-E_D^* - \mu^*}}{1 + \frac{1}{2} e^{-E_D^* - \mu^*}} = \frac{1}{2e^{E_D^* + \mu^*} + 1}. \quad (1.47)$$

З урахуванням цього перетворення (1.46) набуде вигляду:

$$n = N_c e^{\mu^*} = \frac{N_D}{2e^{E_D^* + \mu^*} + 1}. \quad (1.48)$$

Розглянемо спочатку область низьких температур. Під низькими температурами розуміють такі, при яких у знаменнику правої частини (1.48) можна знехтувати одиницею. Це має місце при $E_D^* + \mu^* \gg 1$. Поклавши $E_c = 0$ (відлік енергій від зони провідності), з (1.48) одержимо:

$$\mu = -\frac{E_D}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(\frac{1}{2} \frac{N_D}{N_c} \right) \quad (1.49)$$

Звідси видно, що при $T = 0$ рівень Фермі розташовується точно посередині між дном зони провідності і рівнями донорів. Другий доданок у (1.49) через те, що $N_c \sim T^{3/2}$, змінюється зі зміною температури як T ($\ln A - 3/2 \ln T$), де A – постійна величина. Це значить, що спочатку другий доданок буде збільшуватися зі зміною температури, а потім почне зменшуватися, і в результаті хід рівня Фермі в розглянутій області дуже низьких температур буде виглядати так, як це показано на рис. 1.6.

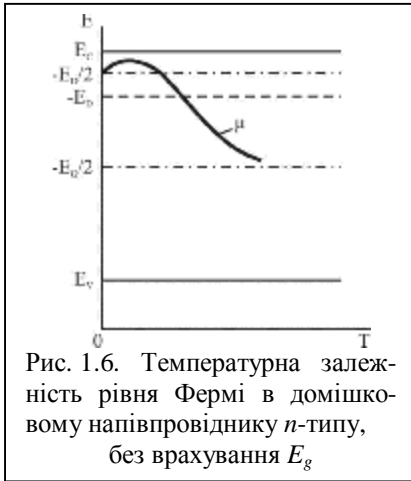


Рис. 1.6. Температурна залежність рівня Фермі в домішковому напівпровіднику n -типу, без врахування E_g

Для знаходження концентрації носіїв у цьому випадку знов-таки треба підставити (1.49) у (1.48). Цю операцію можна спростити, якщо замість (1.48) підставити відразу $\exp \mu^*$:

$$n \left[1 + \frac{n}{N_c} 2e^{E_D^*} \right] = N_D. \quad (1.50)$$

Така операція цілком правомочна, тому що в розглянутому випадку рівень Фермі не досягає нуля (рис. 1.6), тобто електронний газ не вироджений. Звичайно, це справедливо тільки доти, поки

$N_D < N_c$. Що впливає з формули (1.49).

Вираз (1.50) є звичайним квадратним рівнянням, розв'язок якого має вигляд:

$$n = \frac{1}{4} N_c e^{-E_D^*} \left\{ \left[1 + \frac{8N_D}{N_c} e^{E_D^*} \right]^{1/2} - 1 \right\}. \quad (1.51)$$

Цей вираз шляхом нескладних алгебраїчних перетворень можна привести до виду:

$$n = \frac{2N_D}{1 + \sqrt{1 + 8 \frac{N_D}{N_c} e^{E_D^*}}}. \quad (1.52)$$

Тепер можна конкретизувати умова малості температур:

$$8 \frac{N_D}{N_c} e^{E_D^*} \gg 1. \quad (1.53)$$

При виконанні цієї умови можна знехтувати одиницями в (1.52), тоді:

$$n \approx \frac{1}{\sqrt{2}} (N_c N_D)^{1/2} e^{-E_D/(2kT)}. \quad (1.54)$$

З (1.54) випливає, що в області низьких температур приблизно залежність $n(T)$ описується прямою лінією в координатах $\ln n - 1/T$, як

і у випадку власної провідності. Різниця полягає в тому, що тепер ця пряма має нахил не $E_g/(2k)$ а $E_d/(2k)$.

Якщо температура значно підвищується, так що умова (1.53) не виконується (але власна провідність все ще значно мала), то в (1.52) роль другого доданка під радикалом зменшується і при

$$8 \frac{N_D}{N_c} e^{E_d^*} \ll 1. \quad (1.55)$$

концентрація n прямує до N_D , тобто у цьому випадку $n = N_D$, а це значить, що всі донорні домішки йонізовані.

Відмітимо, що така ситуація відповідає стану, коли рівень Фермі опустився нижче рівнів домішки (адже всі стани нижче рівня Фермі повинні бути б бути заповнені електронами!). Це показано графічно на рис. 1.6.

Отже, з'ясований вид залежності $n(T)$ у трьох областях: низькотемпературній, у якій $n(T)$ виражається у вигляді (1.54), області повної йонізації домішок (її ще називають областю виснаження домішок), у якій $n = N_D$, і в області власної провідності (1.49).

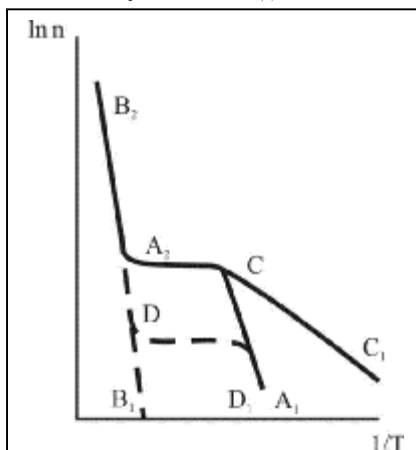


Рис. 1.7. Температурна залежність концентрації електронів у домішковому напівпровіднику

Хоча кожен з випадків був розглянутий окремо, у дійсності вони проявляються одночасно і сумарна крива має вид, зображений на рис. 1.7.

Проаналізуємо фізичну сутність отриманої картини. В області вкрай низьких температур починається йонізація донорних домішок (крива A_1A_2). Власна провідність (пряма B_1B_2) ще дуже мала. При визначеній температурі T_{sn} усі домішки повністю йонізовані і при подальшому підвищенні температури концентрація носіїв майже не змінюється, тому що власна концентрація все ще мала.

Температуру T_{sn} іноді називають температурою виснаження домішок. Величина T_{sn} може бути знайдена з умови:

$$\frac{2N_D}{N_c} e^{E_D} = 1 \quad (1.56)$$

при якій рівень Фермі перетинає домішковий рівень E_D . З (1.56) отримуюмо:

$$E_D = kT_{sn} \ln \frac{4 \left[\frac{2\pi m_n^* kT_{sn}}{(2\pi\hbar)^4} \right]^{3/2}}{N_D}. \quad (1.57)$$

Лише при дуже високих температурах власна провідність стає переважаючою і концентрація знову росте з зміною температури.

Крива C_1C на рис. 1.7 показує, який вид мав би графік $n(T)$, якби концентрація домішок залишилася попередньою, а енергія E_D зменшилася б у кілька разів. Крива D_1D показує, який вигляд мала би залежність $n(T)$, якщо E_D залишилася б попередньою, але зменшилася концентрація домішок N_D .

Таким чином, вид кривої $n(T)$ істотно залежить від таких параметрів напівпровідника, як E_g , E_D , N_D .

1.5. Напівпровідник легований однозарядними акцепторами

Модель напівпровідника, що містить один тип однозарядних акцепторів, зображена на рис. 1.8. Рівняння нейтральності в цьому випадку має вигляд:

$$p = n + N_a^-, \quad (1.58)$$

де концентрація йонізованих акцепторів:

$$N_a^- = N_a - p_a. \quad (1.59)$$

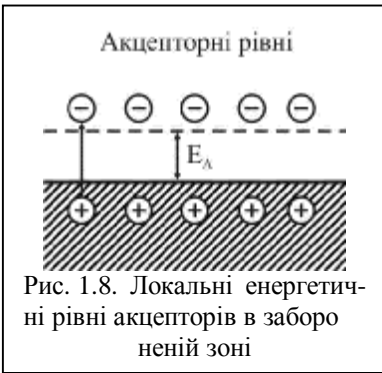
Із (1.58) і (1.59) одержуємо:

$$p - n + p_a = N_a \quad (1.60)$$

Обмежимо розгляд випадком домішкової електропровідності, тобто будемо

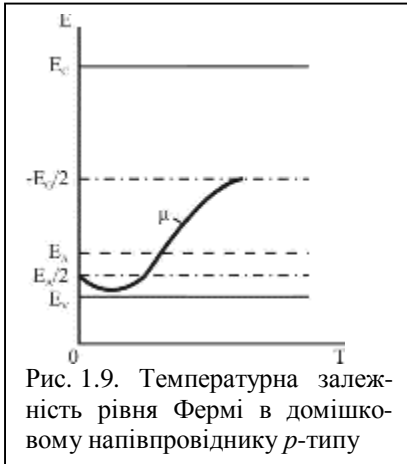
$$p + p_a = N_a. \quad (1.61)$$

Підстановка в (1.61) виразів (1.27) і (1.33) дозволяє знайти вираз для рівня Фермі в розглянутому випадку:



$$\mu = -E_g + \frac{E_a}{2} + \frac{kT}{2} \ln \left(2 \frac{N_a}{N_p} \right). \quad (1.62)$$

Тут знов-таки відлік енергій починається від дна зони провідності.



З (1.62) видно, що при $T = 0$ рівень Фермі знаходиться посередині між акцепторним рівнем і стелею валентної зони, а при $T > 0$ рівень Фермі спочатку наближається до валентної зони, а потім через те, що N_v пропорційна $T^{3/2}$, пройде через мінімум і почне віддалятися від валентної зони (рис. 1.9). При даній температурі T_{sp} , визначеної з умови співпадання рівня Фермі з рівнями акцепторів одержуємо:

$$\frac{1}{2} \frac{N_a}{N_v} e^{E_a} = 1. \quad (1.63)$$

При ще більшій температурі значно зростуть власні переходи і рівень Фермі буде прагнути до середини забороненої зони, як це було встановлено при розгляді власної електропровідності. Хід функції $\mu(T)$ у всьому температурному інтервалі показаний на рис. 1.9.

1.6. Статистика носіїв заряду в напівпровіднику, який містить вакансії і дислокації

Якщо напівпровідник містить N_D одновалентних донорів з рівнями енергії E_D і N_a акцепторних вакансій з енергією E_a то рівняння нейтральності буде теж саме, що у випадку звичайної компенсації донорів акцепторними домішками:

$$n - p = N_D^+ - N_a^-. \quad (1.64)$$

Відповідно і його аналіз буде збігатися з тим, який був проведений для напівпровідників, які містять одновалентні домішки, що компенсуються.

Часто буває, що вакансія здатна захопити не один, а два електрони (а можливо і більш ніж два). Тоді приходимо до випадку одночасної присутності в кристалі багатовалентних акцепторів і

одновалентних донорів або до більш складного, тому що рівні багатовалентної вакансії можуть розміщуватися не в одній з половин забороненої зони, а по різні сторони “демаркаційної” лінії, $E_g/2$.



Рис.1.10. Енергетичний спектр електронів напівпровідника з дислокаціями

Дислокацію будемо розглядати як дефект, який утворює деяку дислокаційну зону. Позначимо густину дислокації через N_D . Оскільки дислокації носять акцепторний характер, то вона може захопити на одиницю довжини n_D електронів. Крім того, напівпровідник містить звичайні дрібні донори й акцептори концентрації яких відповідно N_D і N_a , які будемо вважати повністю

йонізованими. Тоді рівняння нейтральності буде мати вигляд

$$n + N_a^- + n_D N_D = p + N_D^+ \quad (1.65)$$

Для простоти надалі будемо вважати $p = 0$ (напівпровідник n -типу в області температур, далеких від власної області). Необхідно знайти n_D в залежності від температури і положення рівня Фермі.

Ясно, що ступінь заповнення дислокації електронами, так само як і звичайних акцепторів, тим більший, чим нижче температура. При підвищенні температури частина захоплених дислокацією електронів залишить дислокацію, що рівносильно захопленню деякої кількості дірок p_D . Число електронів на одиниці довжини дислокації при даній температурі

$$n_D = n_D(0) - p_D \quad (1.66)$$

де $n_D(0)$ – число електронів, захоплених на одиниці довжини дислокації при $T = 0$.

Якщо температура не дуже висока, то число дірок p_D буде малим в порівнянні з $n_D(0)$. Застосовуючи вираз до дислокаційної зони, можна за аналогією написати

$$p_D = N_n e^{-(m^+ E_n)/(kT)} \quad (1.67)$$

де N_n — ефективна густина станів в одномірній дислокаційній зоні; E_n – енергія дна дислокаційної зони (рис.1.10).

Величина N_n аналогічна N_v для стандартної валентної зони:

$$N_n = 2 \left[\frac{2\pi m_{pV}^* kT}{(2\pi\hbar)^2} \right]^{3/2} \quad (1.68)$$

де m_{pv}^* – ефективна маса дірок, яка відповідає тому кристалографічному напрямку, уздовж якого йде дислокація. Для простоти розглянемо ізотропний випадок, тобто покладемо $m_{pv}^* = m_p^*$.

Підставляючи (1.67) у (1.66), знайдемо:

$$n_D = n_D(0) - N_v e^{-(\mu + E_v)/(kT)}. \quad (1.69)$$

У реальних кристалах може бути і не одна дислокаційна зона. У цьому випадку в теорії замінюють велике число дислокаційних зон однією ефективною зоною. У результаті:

$$n_D = n_D(0) - \frac{g^2}{2} N_v \exp\left(\frac{-\mu - E'_v}{kT}\right), \quad (1.70)$$

де g – аналог статистичної ваги ефективної зони; E'_v – дно ефективної дислокаційної зони.

Чим більше утворено дислокаційних зон у кристалі, тим більше значення g . З досліду можна знайти температурні залежності $n_D(0)$, n_D і μ . Тоді, користаючись формулою (1.69) чи в загальному випадку формулою (1.70), можна знайти, залежність $E_v(T)$ або $E'_v(T)$.

Строго теорія дає вираз, що дозволяє оцінити величину g :

$$g^2 = \frac{m_p^* k f}{4\pi^2 d \hbar^2 n}, \quad (1.71)$$

де f – ступінь заповнення дислокації; d – період кристалічної ґратки; n – концентрація електронів у кристалі.

Для оцінок вважають $f \gg 0,1$. Після підстановки числових значень констант, що входять у (1.71), одержуємо формулу

$$g^2 = 2,13 \cdot 10^{10} \frac{m_p^* k f}{4\pi^2 d \hbar^2 n}, \quad (1.72)$$

за якою можна оцінити, велике g чи мале, тобто оцінити застосовність однієї з двох формул (1.69) чи (1.70) для обробки експериментальних даних.

1.7. Статистика електронів при утворенні складних дефектів у кристалі

Звичайно такі складні дефекти, як тріщини, пори і раковини, не розглядаються, тому що всі практичні застосування напівпровідників виключають використання кристалів з такими дефектами. З різноманітних складних дефектів вивчаються поки лише асоціації точкових дефектів: домішка – домішка і домішка – вакансія. На жаль, термодинаміці таких взаємодій присвячене не дуже велике число робіт

і її не можна вважати з'ясованою до кінця. Розглянемо лише загальні риси взаємодії домішкових донорних атомів D з акцепторними вакансіями V . Будемо вважати, що в результаті такої взаємодії утвориться комплекс Z , який складається з однієї вакансії, що утримує m атомів D . Використовуючи символіку хімічних реакцій запишемо процес утворення комплексу:



Далі припустимо, що рівновага в цій реакції настає досить швидко, а температура настільки низька, що вміст атомів D у кристалі залишається незмінним, тобто елемент D не випаровується з кристала. Обидва ці припущення дуже істотні, тому що вони накладають обмеження на умови експериментального дослідження комплексоутворення.

Реакцію (1.73) можна переписати інакше, включивши в неї вільні електрони:



Замітимо, що можна було в (1.74) включити і дірки, тобто вважати вакансію зарядженою.

За відомим законом хімічної термодинаміки сума хімічних потенціалів окремих складових статистичної системи повинна дорівнювати нулю:

$$m\mu_D + m\mu_e + \mu_{V^0} - \mu_Z = 0 \quad (1.75)$$

Хімічні потенціали, які входять в цю рівність мають вигляд:

$$\mu_e = \mu,$$

$$\mu_{D^+} = F_D^+ + kT \ln \frac{N_D^+}{N_L},$$

$$\mu_{V^0} = F_{V^0} + kT \ln \frac{N_{V^0}}{N_L}, \quad (1.76)$$

$$\mu_Z = F_Z + kT \ln \frac{N_Z}{C_4^m N_L}.$$

де F – вільна енергія при постійному тиску; N_L – концентрація власних атомів кристали; C_4^m – число способів, якими може бути утворений комплекс Z навколо вакансії, тобто це число сполучень з чотирьох (4 найближчих сусіди) по m .

Таким чином:

$$C_1^m N_L = x_Z, \quad (1.77)$$

де x_Z – число місць у гратці кристала, які можуть бути зайняті комплексами.

Підставляючи (1.76) в (1.75), знаходимо:

$$N_L = C_1^m N_L \left(N_{D^+} / N_L \right)^m e^{G/(kT)} \left(e^{\mu/(kT)} \right)^m, \quad (1.78)$$

де

$$G = mF_{D^+} + F_Z. \quad (1.79)$$

являє собою енергію зв'язку комплексу.

Якщо при температурі T електронний газ невідроджений, то з (1.15):

$$e^{\mu/(kT)} = n(T) / N_c. \quad (1.80)$$

І відповідно (1.78) набуде вигляду:

$$N_L = C_1^m N_L e^{G/(kT)} \frac{\left[N_{D^+} n(T) \right]^m}{(N_L N_c)^m}. \quad (1.81)$$

Оскільки комплекси Z вважаємо нейтральними, то зарядженими частками в кристалі будуть електрони, дірки, заряджені негативно вакансії і йони донорів. Рівняння нейтральності набуде вигляду:

$$n + N_V^- = N_D^+ + p. \quad (1.82)$$

Розв'язком цього рівняння буде:

$$N_V^- + N_D^+ = (n - p) \frac{1 + K_i (n / n_i)^2}{1 + K_i (n / n_i)^2}. \quad (1.83)$$

У лівій частині цього рівняння стоїть сума концентрацій заряджених донорів і акцепторів. Можуть бути два випадки: незалежності N_D^+ і N_V^- і, навпаки, випадок, коли вміст вакансій визначається кількістю введених в кристал донорів. Тоді треба буде в (1.83) включити функцію $N_V^- (N_D^+)$, яку необхідно знайти з яких-небудь інших уявлень або з досліду.

Після загартування залежність $n(T)$, виражена через концентрацію при кімнатній температурі n_0 , набуде вигляду

$$n(T) = \frac{1}{2} \left(n_0 + \sqrt{n_0^2 + 4n_i^2} \right). \quad (1.84)$$

В першому наближенні можна вважати, що кількість заряджених вакансій при кімнатній температурі мала в порівнянні з кількістю заряджених донорів, тоді

$$n_0 \approx N_D^+ \quad (1.85)$$

Повна хімічна концентрація донорів N_D складає

$$N_D = N_D^+ + mN_Z, \quad (1.86)$$

або, підставляючи сюди (1.81) із врахуванням (1.85), одержимо:

$$N_D = n_0 + mC_1^m N_L \frac{\exp \frac{g}{kT}}{(N_L N_c)^m} [n_0 n(T)] \quad (1.87)$$

де $n(T)$ визначається виразом:

$$n = \frac{1}{2} \left(n_0 + \sqrt{n_0^2 + 4n_i^2} \right).$$

Якщо повна хімічна концентрація введених у кристал донорів N_D відома, то за допомогою цієї формули можна знайти m – число донорів у комплексі і G – енергію зв'язку комплексу.

Для цього треба провести відпал зразків з різним вмістом N_D при одній температурі T і експериментально знайти залежність $n(T)$. Крім того, у кожному зі зразків після загартування необхідно знайти концентрацію електронів n_0 при кімнатній температурі. Після цього варто побудувати експериментальну залежність $y = f(x)$, де:

$$y = \ln(N_D - n_0); \quad x = \ln[n(T)n_0]. \quad (1.88)$$

Відповідно до формули (1.87) повинна вийти пряма лінія з кутовим коефіцієнтом α , рівним $\alpha = m$. На осі y , як видно з (1.87), ця пряма відтинає відрізок:

$$y_0 = \ln \left[mC_1^m N_L \frac{\exp \frac{G}{kT}}{(N_L N_c)^m} \right]. \quad (1.89)$$

звідки, уже знаючи m , легко одержати енергію зв'язку комплексу:

$$G = kT \left[y_0 + m \ln(N_L N_c) - \ln mC_1^m N_L \right]. \quad (1.90)$$

Розглянутими прикладами не вичерпуються численні випадки, які можуть зустрітися на практиці.

Українсько-англійський словник термінів до першого розділу

акцептор	acceptor	[ek'septə]
вакансія	vacancy	['veikənsi]

валентна зона	valence band	[ˈveɪləns bænd]
вироджений напівпровідник	degenerate semiconductor	[diˈdʒenərit ˈsemikəˈdʌktə]
густина	density	[ˈdensiti];
густина заряду	charge density	[ˈtʃɑː dʒeˈdensiti]
дефект	defect	[diˈfekt]
дислокація	dislocation	[disləˈkeɪʃn]
дірка	hole	[houl]
донор	donor	[ˈdaʊnə]
електрон	electron	[iˈlektroʊn]
електрони провідності	conduction electrons	[kəˈdʌk](ə)n iˈlektroʊn]
електро-провідність	conduction	[kəˈdʌk](ə)n]
енергетична зона	energy band	[ˈenədʒi bænd]
енергія	energy	[ˈenədʒi]
енергія зв'язку	binding energy	[ˈbaɪndɪŋ ˈenədʒi]
енергія йонізації	ionization energy	[aɪənaɪˈzeɪ](ə)n ˈenədʒi]
заборонена зона	band gap	[bænd ɡæp]
зона провідності	conduction band	[kəˈdʌk](ə)n bænd]
імпульс	impulse	[ˈɪmpʌls]
інтеграл	integral	[ˈɪntɪgr(ə)l]
йонізація	ionization	[aɪənaɪˈzeɪ](ə)n]
йонізований стан	ionization state	[aɪənaɪˈzeɪ](ə)n steɪt]
квант енергії (фонон)	energy quantum	[ˈenədʒi ˈkwɒntəm]
квантова механіка	quantum mechanics	[ˈkwɒntəm miˈkæniks]
концентрація	concentration	[kɒns(ə)nˈtreɪ](ə)n]
кристал	crystal	[ˈkrɪstəl]
кристалічна ґратка	lattice	[ˈlætɪs]
напівпровідник	semiconductor	[ˈsemikəˈdʌktə]
невироджений напівпровідник	nondegenerate semiconductor	[ˈnɒndiˈdʒenərit ˈsemikəˈdʌktə]
носії заряду	charge carrier	[ˈtʃɑː dʒe ˈkæriə]
принцип заборони Паулі	Pauli exclusion principle	[ˈPaʊli ɪksˈkluːʒ](ə)n ˈprɪnsəpl]
принцип невизначеності	uncertainty principle	[ʌnˈsəːnti ˈprɪnsəpl]

провідність	conductivity	[kondʌk'tiviti]
розподіл Больцмана	Boltzmann distribution	[ˈBoltsmən distriˈbjʊːʃn]
розподіл Фермі-Дірака	Fermi–Dirac distribution	[ˈFəːmi-Diˈræk distriˈbjʊːʃn]
спін	spin	[spɪn]
температура	temperature	[ˈtempri:tə]
функція розподілу	distribution function	[distriˈbjʊʃ(ə)n ˈfʌŋkʃ(ə)n]
хвильова функція	wave function	[ˈweɪv ˈfʌŋkʃ(ə)n]
хімічна реакція	chemical reaction	[ˈkemɪkl riːækʃn]
хімічний потенціал	chemical potential	[ˈkemɪkl pəˈtenʃl]

2. ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ

При розгляді поведінки носіїв заряду в твердому тілі найсуттєвішими є кінетичні явища, зв'язані з рухом носіїв заряду під дією електричного поля, тобто електропровідність.

2.1. Рухливість носіїв заряду

За наявності одного типу вільних носіїв заряду (електронів) *ни-тома електропровідність* становить:

$$\sigma_n = en\mu_n, \quad (2.1)$$

де e – заряд електрона; n – концентрація вільних електронів; μ_n – дрейфова рухливість електронів, тобто величина, яка чисельно дорівнює середній швидкості їх дрейфу \bar{v} , в електричному полі одиничної напруженості E , тобто:

$$\mu_n = \bar{v} / E. \quad (2.2)$$

Якщо носії заряду дірки, то міркування аналогічні.

Згідно з елементарною електронною теорією матеріалів ‘кінцева’ дрейфова швидкість електронів – швидкість у момент часу, що передує зіткненню,

$$v_k = a\tau, \quad (2.3)$$

де a – прискорення електрона під дією електричного поля; τ – час релаксації, тобто середній час між двома зіткненнями електрона з ґраткою (середній час вільного пробігу). Оскільки вважається, що після кожного наступного зіткнення напрямлений рух припиняється, то початкова дрейфова швидкість $v_0 = 0$.

Другий закон Ньютона для електрона у електричному полі E_0 має такий вигляд:

$$eE_0 = ma, \quad (2.4)$$

де

$$a = \frac{e}{m} E_0. \quad (2.5)$$

Оскільки $\bar{v} = \frac{v_k + v_0}{2} = \frac{e\tau}{2m} E_0$, то остаточно отримуємо

$$\mu_n = e\tau / 2m. \quad (2.6)$$

При більш строгому підході, із врахуванням розподілу електронів за швидкостями, отримують:

$$\mu_n = e\tau / m. \quad (2.7)$$

тобто вдвічі більший результат.

Якщо використовувати формулу (2.7) для одного з кристалографічних напрямів у напівпровіднику, то:

$$\mu_{ni} = \frac{e}{m_i} \tau, \quad (2.8)$$

де μ_{ni} – рухливість електрона в одному з напрямків (наприклад, вздовж осі еліпсоїда – ізоенергетичної поверхні для Si, Ge); m_i – відповідний компонент тензора ефективної маси.

У загальному випадку рухливість (і електропровідність) у напівпровідникових кристалах є тензором. Але оскільки в кристалах типу кремнію та германію є симетричні еквівалентні долини, то рухливість (і електропровідність) таких кристалів усереднюється і стає ізотропною:

$$\mu_{\sigma n} = \frac{1}{3}(\mu_{n1} + \mu_{n2} + \mu_{n3}). \quad (2.9)$$

Крім того, за аналогією з (2.8) можна записати:

$$\mu_{\sigma n} = \frac{e}{m_{\sigma n}} \tau. \quad (2.10)$$

Отже,

$$\frac{1}{m_{\sigma n}} = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_3} \right), \quad (2.11)$$

тобто отримуємо співвідношення, з якого можна визначити ефективну масу провідності $m_{\sigma n}$. Зокрема, можна знайти величину $m_{\sigma n}$ для кремнію та германію. Підрахунок дає значення: $(m_{\sigma n})_{Si} = 0,22 m$; $(m_{\sigma n})_{Ge} = 0,12 m$ (m – маса електрона).

На відміну від елементарної електронної теорії в цьому випадку τ визначається як час релаксації, що характеризує відновлення рівноважного стану, порушеного електричним полем, після зняття останнього.

Можна вважати, що цей час приблизно дорівнює середньому часу вільного пробігу. Дійсно, якщо швидкість напрямленого руху носієм заряду втрачається внаслідок одиничного зіткнення, то це припущення допустиме. Однак і більш строгий підхід призводить до висновку, що час релаксації і середній час вільного пробігу є величинами одного порядку.

При взаємодії електрона (або дірки) з коливаннями ґратки – фононами може спостерігатися передавання енергії ґратці і народження нового фонона або зворотний процес. При цьому справедливі закони збереження енергії та квазіімпульсу, тобто при народженні фонона маємо:

$$E(k) = E_1(k_1) + \hbar\omega_q \quad (2.12)$$

$$k = k_1 + q,$$

де $E(k)$ – енергія електрона до зіткнення (до взаємодії з коливанням ґратки); k – відповідний хвильовий вектор; $E_1(k_1)$ – енергія електрона після народження нового фонона з хвильовим вектором q і енергією $\hbar\omega_q$. При поглинанні електроном фонона маємо:

$$E_1(k_1) = E(k) + \hbar\omega_q \quad (2.13)$$

$$k_1 = k + q,$$

де $E_1(k_1)$ – енергія електрона після поглинання фонона, k_1 – хвильовий вектор цього електрона.

Описаний механізм розсіяння називають однофононним. Оскільки кількість фононів визначається температурою, то і розсіяння електронів на теплових коливаннях ґратки залежить від температури.

Менш вірогідним, однак можливим, є багатофононний механізм розсіяння, коли спостерігається народження або поглинання більше ніж одного фонона.

У реальних кристалах центрами розсіяння служать дефекти структури, відстань між якими сумірна з довжиною хвилі електрона.

Розрахунок часу релаксації для кожного типу дефектів є досить трудомістким. Не вдаючись до деталей, наведемо лише залежності рухливості носіїв заряду в кристалі від температури, розраховані для різних механізмів розсіяння.

При розсіянні тепловими коливаннями ґратки $\mu \sim T^{-3/2}$ для невиродженого газу і $\mu \sim T^1$ для виродженого. При розсіянні на йонізованих домішках $\mu \sim T^{3/2}$. Розсіяння на нейтральних атомах домішки в кристалі практично не залежить від температури.

За наявності декількох різних типів дефектів у твердому тілі час релаксації визначається з виразу:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}, \quad (2.14)$$

де τ_i – час релаксації в кристалі з i -м типом дефектів. При цьому рухливість

$$\mu = \frac{e}{m^*} \left\langle \sum_i \frac{1}{\tau_i} \right\rangle, \quad (2.15)$$

де m^* – ефективна маса носія заряду. Однак з достатнім наближенням можна вважати, що



Рис. 2.1. Залежність рухливості від температури в невідроджених домішкових напівпровідниках

$$\mu = \left(\sum_i \frac{1}{\mu_i} \right)^{-1}, \quad (2.16)$$

де μ_i – рухливість носіїв заряду в кристалі з i -м типом дефекту.

У невідроджених домішкових напівпровідниках залежність рухливості від температури може бути якісно описана графіком рис. 2.1. За високих температур переважає розсіяння носіїв заряду тепловими

коливаннями ґратки і $\mu \sim T^{3/2}$ за низьких температур визначальним є розсіяння на іонах домішки і $\mu \sim T^{3/2}$.

Результати розрахунків вказують також на залежність рухливості від ефективної маси носіїв заряду. Збільшення ефективної маси призводить до зменшення рухливості і, оскільки ефективна маса дірок більша від ефективної маси електронів, рухливість дірок звичайно менша від рухливості електронів.

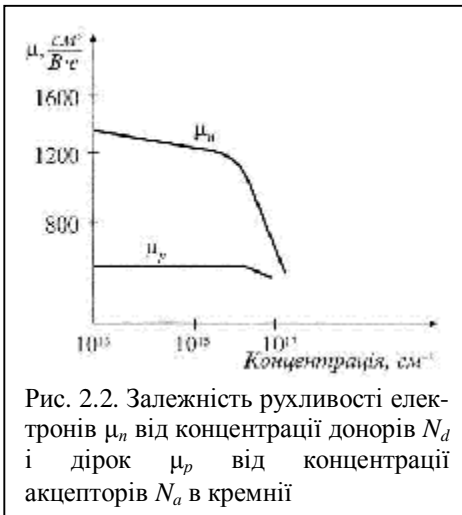


Рис. 2.2. Залежність рухливості електронів μ_n від концентрації донорів N_d і дірок μ_p від концентрації акцепторів N_a в кремнії

Рухливість залежить також від концентрації домішок. Із їх зростанням, як і у газі виникнення іншої недосконалості в ґратках, розсіювання зростає, а рухливість падає. На рис. 2.2 наведено залежність рухливості електронів і дірок від концентрації домішок в кремнії при $T = 300$ К.

Отже, зазвичай зі збільшенням опору цього матеріалу (наприклад, кремнію) в домішковій області рухливість збільшується або більш високомний зразок має меншу концентрацію домішок.

2.2. Електропровідність

Розглянемо залежність електропровідності напівпровідників від температури і концентрації домішок. У загальному випадку питома електропровідність є сумою, де кожен доданок визначається формулою типу (2.1). Зокрема, якщо носіями заряду є електрони і дірки, то отримуємо:

$$\sigma = e n \mu_n + e p \mu_p. \quad (2.17)$$

В області власної електропровідності рівноважні концентрації електронів і дірок однакові тому:

$$\sigma_i = e(\mu_n + \mu_p) n_i = e(\mu_n + \mu_p) \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (2.18)$$

де E_g – ширина забороненої зони.

Хоча рухливості μ_n і μ_p , а також ефективні густини станів N_c і N_v залежать від температури, все ж основний вклад у температурну залежність σ_i дає експоненціальний член. Тому коефіцієнт перед експонентою вважатимемо константою, що спостерігається в широких інтервалах температур.

Звідси,

$$\lg \sigma_i = A - \frac{0,43 E_g}{2k \cdot 10^3} \frac{10^3}{T}, \quad (2.19)$$

де $A \sim \ln[(\mu_n + \mu_p) \sqrt{N_c N_v}]$, тобто в області власної електропровідності $\lg \sigma_i$ є практично лінійною функцією ($1/T$); причому кутовий коефіцієнт прямої визначається шириною забороненої зони E_g , а саме:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{0,43 E_g}{2k \cdot 10^3} \quad \text{і} \quad E_g = 0,4 \operatorname{tg} \alpha, \text{ eV}. \quad (2.20)$$

У домішковій області один із доданків (2.18) малий, порівняно з іншими, оскільки концентрація неосновних носіїв заряду набагато менша від концентрації основних носіїв заряду. Звідси для рівноважних концентрацій (2.18) дає одночленну експоненціальну залежність від температури аж до області виснаження домішки або, якщо така відсутня, до області власної електропровідності. В електронному напівпровіднику маємо:

$$\sigma_n = e \mu_n \sqrt{\frac{N_c N_d}{2}} e^{-\frac{E_d}{2kT}}, \quad (2.21)$$

відповідно у дірковому напівпровіднику –

$$\sigma_p = e\mu_p \sqrt{\frac{N_v N_a}{2}} e^{-\frac{E_a}{2kT}} \quad (2.22)$$

де N_c , N_d , N_v , N_a – густини станів в зоні провідності, донорних рівнів, валентній зоні, акцепторних рівнів відповідно. Тоді:

$$\ln \sigma_n = B - \frac{0,43E_d}{2k \cdot 10^3} \cdot \frac{10^3}{T} \quad (2.23)$$

$$\text{де } B \sim \ln \mu_n \sqrt{\frac{N_c N_v}{2}} \cdot$$

Звідки

$$\operatorname{tg} \alpha_d = \frac{0,43E_d}{2k \cdot 10^3} \quad (2.24)$$

і

$$E_d = 0,4 \operatorname{tg} \alpha_d, \text{ eВ} \quad (2.25)$$

Аналогічно

$$\ln \sigma_p = C - \frac{0,43E_a}{2k \cdot 10^3} \cdot \frac{10^3}{T} \quad (2.26)$$

де

$$C \sim \ln \mu_p \sqrt{\frac{N_v N_a}{2}} \quad (2.27)$$

Звідки

$$\operatorname{tg} \alpha_a = \frac{0,43E_a}{2k \cdot 10^3}; \quad (2.28)$$

$$E_a = 0,4 \operatorname{tg} \alpha_a, \text{ eВ} \quad (2.29)$$

Для області виснаження домішок хід функції $\sigma(T)$ визначається залежністю $\mu(T)$. Зокрема, якщо в області виснаження μ зменшується зі збільшенням T , то $\sigma(T)$ також буде зменшуватися.

На рис. 2.3 наведено криві $\lg \sigma = f(1/T)$ для електронного напівпровідника при різній концентрації донорів N_d і для діркового напівпровідника при різній концентрації акцепторів N_a . Якщо в обох випадках розглядається один і той самий напівпровідник (наприклад, кремній), то в області власної електропровідності крива має однаковий нахил. Кут нахилу кривих у домішкській області визначається енергією іонізації донорів і акцепторів, згідно з (2.25), (2.29).

Однак у реальних напівпровідниках хід кривих може дещо відрізнятися від ідеалізованих кривих, зображених на рис. 2.3.

При концентрації домішки $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ наприклад, в германії хви-

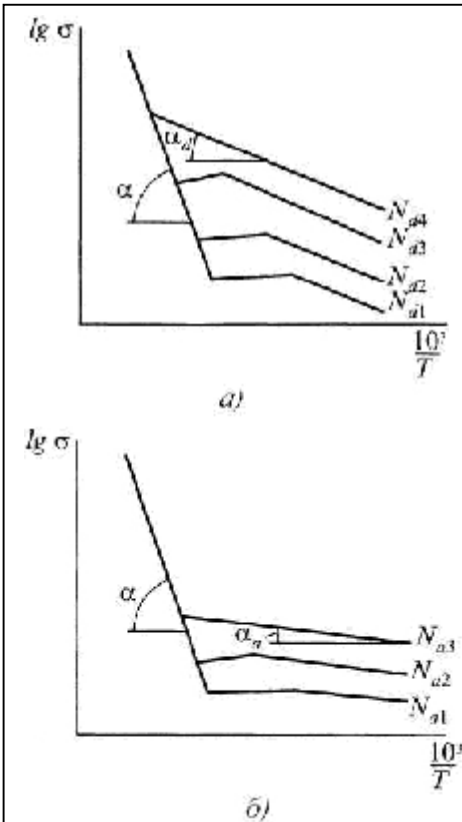


Рис. 2.3. Залежність питомої електропровідності σ від абсолютної температури T в напівпровіднику з різною концентрацією донорів N_d (а); з різною концентрацією акцепторів N_a (б) (концентрація зростає зі збільшенням порядкового номера)

льові функції сусідніх домішкових атомів помітно перекриваються. Оскільки в реальних кристалах практично завжди є частково скомпенсовані домішки при $N_d > N_a$ то при перекритті хвильових функцій сусідніх донорних центрів виникає можливість тунелювання електронів по донорних центрах. За дуже низької температури (при $T \approx 0 \text{ К}$) концентрація зайнятих центрів становить $N'_d = N_d - N_a$, а концентрація вільних центрів – N_a . У цьому випадку навіть при $T = 0 \text{ К}$ можлива електропровідність по домішках (по локалізованих станах). Але домішкові центри розташовані далеко один від одного, то рухливість електронів по домішкових рівнях значно менша від рухливості електронів зони провідності. Тому з підвищенням температури переважає звичайна зонна електропровідність. Але при підвищенні концентрації домішки перекриття хвильових функцій електронів сусідніх домішкових

центрів виявляється настільки значним, що одиночний домішковий рівень розширюється, утворюючи в забороненій зоні напівпровідника або діелектрика домішкову зону, так що густина станів виявляється відмінною від нуля в тому місці забороненої зони, де виникає домішкова зона. При подальшому підвищенні концентрації донорів доміш-

кова зона може зімкнутися із зоною провідності (або з валентною зоною для напівпровідника *p*-типу при підвищенні концентрації акцепторів). Оскільки різні дефекти структури, як і домішкові атоми (як окремий випадок дефектів структури), створюють рівні в забороненій зоні, домішкові зони можливі в неоднорідних напівпровідниках та діелектриках. Зазначимо, що електропровідність по домішковій зоні (по локалізованих станах) може впливати на загальну електропровідність, і масштаби цього впливу залежать від температури, а також від частоти, якщо електричне поле змінне. Хоч звичайно електропровідність по валентній зоні або по зоні провідності значно перевищує електропровідність по домішковій зоні, в ряді випадків останню необхідно враховувати.

Українсько-англійський словник термінів до другого розділу

густина струму	current density	[kʌrənt ˈdensiti]
довжина хвилі	wave length	[ˈweiv lɛŋθ];
домішки	impurity	[im ˈpjʊəriti];
домішкова зона	impurity region	[im ˈpjʊəriti];
домішковий напівпровідник	impurity semiconductor	[im ˈpjʊəriti ˈsemikə ˈdʌktə];
електричне поле	electric field	[i ˈlektrik fi:ld];
ефективна маса	effective mass	[i ˈfektiv mæs];
закон збереження енергії	law of conservation of energy	[ˈlo: əv kɒnsə: ˈveɪʃn əv ˈenədʒi];
закон Ньютона	Newton's law	[ˈNju:tənz ˈlo:];
змінний струм	alternating current	[ˈo:ltəneɪtɪŋ ˈkʌrənt];
квазіімпульс	crystal momentum	[ˈkrist(ə)l mou ˈmentəm];
напруженість	tension	[ˈtenʃn];
носії заряду	charge carrier	[ˈtʃa: dʒe kæriə];
опір	resistance	[ri ˈzistəns];
прискорення	acceleration	[æk ˈsele ˈreiʃn];
провідність n-типу	electron conduction	[i ˈlektron

		kə'dʌk(ə)n];
рухливість електронів	electron mobility	[i'lektron mo(u)'biliti];
тверде тіло	solid body	['solid 'bɒdi];
фонон	phonon	['founon];
хвильовий вектор	wavevector	['weivvektə];
час релаксації	relaxation time	[ri:læk'seiʃn 'taim];
частота	frequency	['fri:kwənsi];
швидкість	speed	[spi:d];

3. ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА

До термоелектричних явищ належать три ефекти: Зеебека, Пельтьє і Томсона. Явище Зеебека – виникнення термо-ЕРС в колі, складеному з двох різних твердих тіл за наявності різниці температур спаїв. Явище Пельтьє полягає у нагріванні або охолодженні спаю двох матеріалів у разі проходження через них постійного струму. Цей ефект не залежить від виділення тепла Джоуля-Ленца, тобто має іншу природу. Явище Томсона полягає у виділенні або поглинанні тепла, додатково до тепла Джоуля-Ленца, при протіканні постійного струму однорідним напівпровідником, в якому існує градієнт температури.

Явище Томсона становить переважно теоретичний інтерес. Градієнт температури створює градієнт концентрації і відповідний дифузійний струм, наслідком якого є виникнення об'ємних зарядів вздовж напівпровідника. Якщо поле об'ємних зарядів напрямлене проти зовнішнього поля, то останнє виконує роботу проти внутрішнього поля і виділяється додаткове тепло. У випадку збігу напрямку двох полів внутрішнє поле виконує частину роботи із створення дрейфу носіїв заряду що здійснюється за рахунок теплової енергії напівпровідника, в результаті чого останній охолоджується.

Явище Зеебека і Пельтьє зазвичай спостерігаються в металах. Проте в напівпровідниках ці явища виражені значно яскравіше, наприклад, відповідні величини даних явищ можуть на декілька порядків перевищувати відповідні в металах. Тому явище Зеебека і Пельтьє у напівпровідниках знаходять велике практичне застосування. Зокрема напівпровідникові пари з великою термо-ЕРС можна використовувати як джерела живлення, явище Пельтьє – в холодильних установках.

3.1. Ефект Зеебека

В 1823 р. Т. Зеебек встановив, що в електричному колі, яке складається з двох різнорідних провідників 1 і 2, виникає електроорушійна сила U_m , якщо контакти цих провідників A і B підтримуються при різних температурах T_r і T_x (рис. 3.1, б). Ця ЕРС називається *термоелектрорушійною силою*. Як показує експеримент, у порівняно незначному діапазоні температур вона пропорційна різниці температур контактів A і B :

$$U_T = \alpha(T_r - T_x). \quad (3.1)$$

Коефіцієнт пропорційності

$$\alpha = \frac{dU_T}{dT} \quad (3.2)$$

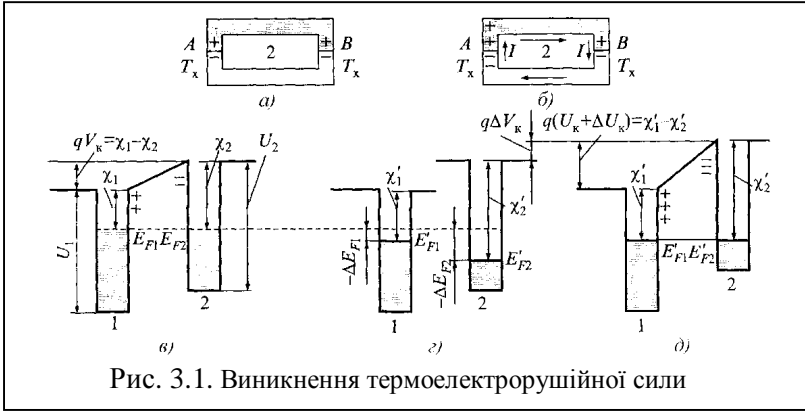


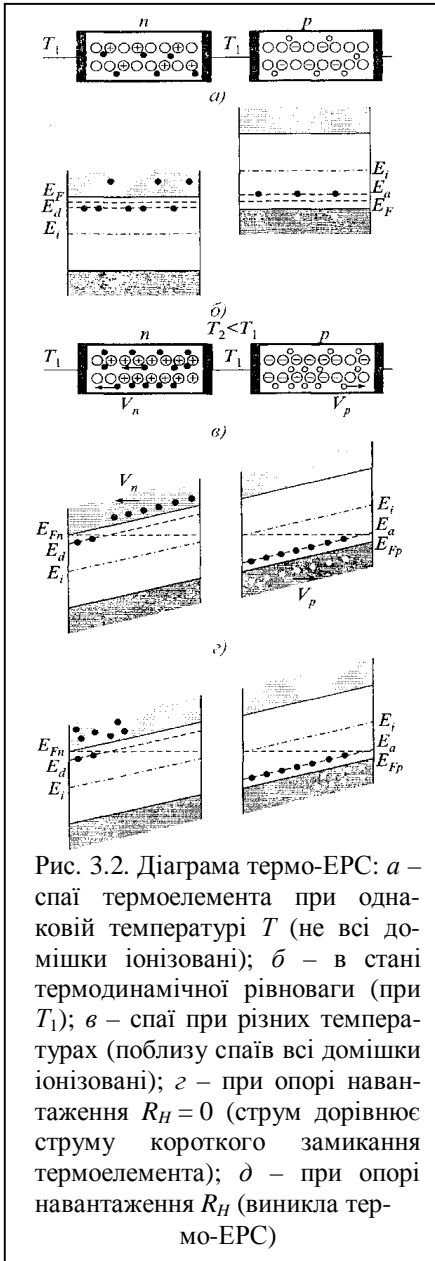
Рис. 3.1. Виникнення термоелектрорушійної сили

називають *диференційною* або *питомою термо-ЕРС*. Він залежить від природи провідників, які дотикаються, і від температури.

За наявності різниць температур спаїв у колі з термоелементом з'являється термоелектрорушійна сила (термо-ЕРС), яка складається з трьох складових.

Перша складова термо-ЕРС зумовлена дифузією носіїв заряду від нагрітого спаю, температура якого внаслідок підведеної до нього теплової потужності від будь-якого джерела вища від температури тепловидільного спаю. Дифузія носіїв заряду в гілках термоелемента може виникати з двох причин. По-перше, у гілках термоелемента біля нагрітого спаю виявляється більша кількість іонізованих атомів. При додатковій іонізації збільшується концентрація основних носіїв заряду на нагрітих кінцях гілок термоелемента. У цьому випадку виникає дифузія основних носіїв у кожній гілці термоелемента внаслідок градієнта концентрації (рис. 3.2). По-друге, якщо в гілках термоелемента всі атоми були іонізовані вже при низькій температурі (ця температура вища від температури виснаження атомів), то концентрація основних носіїв заряду під час нагрівання практично не збільшиться. Однак на нагрітих кінцях гілок термоелемента носії заряду набувають більшої енергії. Тому знову відбувається дифузія основних носіїв заряду від нагрітого кінця у кожній гілці термоелемента, зв'язана з вирівнюванням середньої енергії, що припадає на один носій визначеного знака.

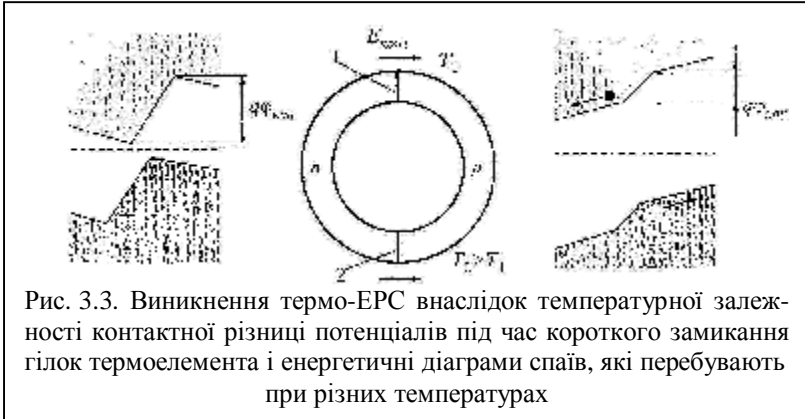
Дифузія, наприклад, електронів у від'ємній гілці може відбуватися тільки від нагрітого кінця цієї гілки вздовж неї і не може переходити у додатну гілку, тому що перешкоджає потенціальний бар'єр нагрітого спаю термоелемента. Аналогічно, дірки у додатній гілці можуть дифундувати вздовж неї від нагрітого кінця.



Переміщення носіїв заряду, пов'язане з їх дифузією, порушує електричну нейтральність у гілках термоелемента – на нагрітих кінцях гілок термоелемента залишаються некомпенсовані іонізовані домішкові атоми, а на протилежних кінцях утворюється надлишок основних носіїв заряду. У результаті виникає перша складова термо-ЕРС, яку можна назвати дифузійною, оскільки вона зумовлена процесами дифузії.

Друга складова термо-ЕРС – це наслідок температурної залежності контактної різниці потенціалів. Якщо обидва спаї термоелемента мають однакову температуру, то контактні різниці потенціалів на цих спаях рівнонаправлені в протилежні боки при обході контура з термоелементом і не дають результуючої ЕРС. Якщо ж температура спаїв термоелемента різна, то значення контактної різниці потенціалів на спаях буде також різне (рис. 3.3). Тоді у колі термоелемента виникає друга складова термо-ЕРС з тією ж полярністю, що і перша складова.

Третя складова термо-ЕРС виникає у термоелементі внаслідок захоплення носіїв заряду квантами теплової енергії – фононами. Якщо у гілках термоелемента є гра-



дієнт температури, виникає направлений рух фоновів від нагрітих кінців гілок. У результаті зіткнень фоновів з носіями заряду фоновони тягнуть за собою електрони у від'ємній гілці і дірки у додатній гілці. Цей ефект може виявитися переважаючим за низьких температур.

Результуюча термо-ЕРС, що складається з трьох розглянутих складових, залежить від різниці температур спаїв термоелемента і від електрофізичних властивостей напівпровідникових матеріалів, що утворюють гілки термоелемента. У невеликому діапазоні температур термо-ЕРС E можна вважати (з достатньою для практичної мети точністю) пропорційною різниці температур спаїв термоелемента і деякому коефіцієнту $\alpha_{1,2}$, який називається коефіцієнтом термо-ЕРС:

$$U_T = \alpha_{1,2} \Delta T. \quad (3.3)$$

Існують два основні джерела виникнення термо-ЕРС: зміна контактної різниці потенціалів при зміні температури (контактна складова U_K) і утворення направленого руху носіїв в провіднику за наявності градієнта температури (об'ємна складова $U_{об}$).

3.2. Контактна складова термо-ЕРС

На рис. 3.1, *a* показано електричне коло, яке складається з двох різнорідних провідників, які перебувають в контакті один з одним при температурі T_x ; на рис. 3.1, *б* – зони провідності цих провідників в рівноважному стані. Рівні Фермі E_{F1} і E_{F2} встановлюються на одній висоті, і між провідниками виникає контактна різниця потенціалів,

$$U_K = \frac{\chi_2 - \chi_1}{q}, \quad (3.4)$$

де χ_1 і χ_2 – термодинамічні роботи виходу електронів з провідників. При однаковій температурі контактів A і B різниці потенціалів однакові за величиною і направлені назустріч одна одній. Тому вони зрівноважують одна одну і результуюча напруга дорівнює нулю.

Нагріємо тепер контакт A до температури $T_c > T_x$, залишаючи контакт B при температурі T_x . В нормальних металах і електронних напівпровідниках підвищення температури викликає пониження рівня Фермі. Позначимо це пониження в провіднику 1 через $-\Delta E_{F_1}$, в провіднику 2 через $-\Delta E_{F_2}$. Зміна положення рівня Фермі призводить до зміни термодинамічної роботи виходу, яка в провіднику 1 дорівнює $\chi'_1 = \chi_1 - \Delta E_{F_1}$, в провіднику 2 $\chi'_2 = \chi_2 - \Delta E_{F_2}$. Якщо $\Delta E_{F_1} \neq \Delta E_{F_2}$, то при цьому рівні Фермі в провідниках 1 і 2 у гарячому контакті виявляються різні, що свідчить про порушення рівноваги в контакті, яка була встановлена при температурі T_x (рис. 3.1, ε). Нова рівновага досягається за рахунок перетікання електронів з першого провідника в другий до встановлення рівнів Фермі на одній висоті (рис. 3.1, δ). Різниця потенціалів, яка тепер виникла, дорівнюватиме

$$U_k + \Delta U_k = \frac{\chi'_2 - \chi'_1}{q} = \frac{\chi_2 - \chi_1}{q} - \frac{\Delta E_{F_2} - \Delta E_{F_1}}{q}. \quad (3.5)$$

Вона є більшою, ніж в контакті B , який перебуває при температурі $T_x < T_r$, на величину

$$\Delta U_k = \frac{\Delta E_{F_2} - \Delta E_{F_1}}{q}. \quad (3.6)$$

Отже, підвищення температури одного з контактів призводить до зміни контактної різниці потенціалів в ньому і виникнення між гарячим і холодним контактом різниці потенціалів ΔU_k , яка і являє собою контактну складову термо-ЕРС.

Позначимо різницю температур між контактами через ΔT , тоді ΔE_{F_1} і ΔE_{F_2} можна записати наступним чином:

$$\Delta E_{F_1} = (\partial E_{F_2} / \partial T) \Delta T; \quad (3.7)$$

$$\Delta E_{F_2} = (\partial E_{F_2} / \partial T) \Delta T. \quad (3.8)$$

Підставляючи в (3.6), отримаємо:

$$\Delta U_k = \frac{1}{q} \left(\frac{\partial E_{F_2}}{\partial T} - \frac{\partial E_{F_1}}{\partial T} \right) \Delta T. \quad (3.9)$$

Звідси легко визначити контактну складову питомої термо-ЕРС електричного кола, яка складається з провідників 1 і 2 (рис. 3.1, б):

$$\alpha_{\kappa}^{1,2} = \frac{dU_{\kappa}}{dT} = \frac{1}{q} \left(\frac{\partial E_{F_2}}{\partial T} - \frac{\partial E_{F_1}}{\partial T} \right). \quad (3.10)$$

Вона дорівнює різниці контактних складових

$$\alpha_{\kappa} = \frac{1}{q} \frac{\partial E_F}{\partial T} \quad (3.11)$$

окремих провідників, які утворюють це коло. Для металів енергія E_F дорівнює

$$E_F(T) = E_F(0) \cdot \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_F(0)} \right)^2 \right], \quad (3.12)$$

де $E_F(0)$ – енергія Фермі при 0 К. Диференціюючи E_F по T і підставляючи $\partial E_F / \partial T$ в (3.11), знаходимо:

$$\alpha_{\kappa} = \frac{\pi^2 k^2}{6qE_F(0)} T. \quad (3.13)$$

Для невідроджених напівпровідників n -типу енергія Фермі дорівнює

$$E_{Fn} = kT \ln \frac{n}{N_c} = kT \ln \frac{nh^3}{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}. \quad (3.14)$$

Диференціюючи E_{Fn} по T і підставляючи в (3.13), отримуємо

$$\alpha_{\kappa} = \frac{k}{q} \left(\frac{E_{Fn}}{kT} + T \frac{d(\ln n)}{dT} - \frac{3}{2} \right). \quad (3.15)$$

3.3. Об'ємна складова термо-ЕРС

Концентрація носіїв заряду в провіднику залежить від температури. У металів ця залежність дуже слабка і зумовлена термічним розширенням, яке викликає зміну об'єму провідника. У напівпровідників навпаки, при збільшенні температури концентрація носіїв може істотно зростати. Тому на гарячому кінці напівпровідника концентрація носіїв може виявитися вищою, ніж на холодному, внаслідок чого від гарячого кінця до холодного виникає дифузійний потік, який в напівпровіднику n -типу призводить до утворення на холодному кінці від'ємного об'ємного заряду, а на гарячому – додатного. Ці заряди створюють різницю потенціалів $U_{об}$ – об'ємну складову термо-ЕРС.

У стаціонарному стані в кожній точці провідника дифузійний потік носіїв зрівноважується дрейфовим потоком, викликаний різницею потенціалів $U_{об}$ і який направлений від гарячого кінця до холодного. Для n -напівпровідника дифузійний потік носіїв дорівнює $-D_n(dn/dx)$ (D_n – коефіцієнт дифузії електронів); а dn/dx – градієнт їх концентрації; дрейфовий потік дорівнює $n\nu_d = -n\mu_n E$, де ν_d – дрейфова швидкість; μ_n – рухливість електронів; E – напруженість поля, яке виникло в напівпровіднику. У стаціонарних умовах:

$$n\mu_n E + D_n (dn / dx) = 0. \quad (3.16)$$

Розв'язання цього рівняння призводить до наступного результату для об'ємної складової термо-ЕРС, яка зумовлена дифузією носіїв заряду і яка виникає внаслідок зміни концентрації носіїв заряду з температурою:

$$\alpha_{об} = \frac{dU_{об}}{dT} = -\frac{k}{q} T \frac{d(\ln n)}{dT}. \quad (3.17)$$

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

Існує ще одна причина виникнення об'ємної складової термо-ЕРС – інтенсифікація теплового руху носіїв заряду у разі збільшення температури. Зростання температури викликає підвищення середньої енергії носіїв, а, відповідно, і зміни довжини їх вільного пробігу λ , яка таким чином пов'язана з енергією носіїв E :

$$\lambda \sim E^r. \quad (3.18)$$

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

З (3.18) видно, що збільшення температури провідника, яке викликає збільшення енергії носіїв, повинно призводити в загальному випадку до збільшення довжини їх вільного пробігу, а, відповідно, і до зміни коефіцієнта дифузії, пропорційного λ . Тому від гарячого кінця до холодного встановиться термодифузійний потік носіїв, який призводить до формування додатної різниці потенціалів $V'_{об}$. Розрахунок показує, що для невироджених напівпровідників n -типу термодифузійна складова термо-ЕРС:

$$\alpha'_{об} = \frac{k}{q} \left(r + \frac{1}{2} \right). \quad (3.19)$$

Підсумовуючи (3.15), (3.17) і (3.19), отримуємо результуючу питому термо-ЕРС напівпровідника n -типу:

$$\alpha_n = -\frac{k}{q} \left(r + 2 - \frac{E_{Fc}}{kT} \right), \quad (3.20)$$

де E_{Fc} – відстань від рівня Фермі до зони провідності. Аналогічно для напівпровідника p -типу:

$$\alpha_p = -\frac{k}{q} \left(r + 2 - \frac{E_{Fp}}{kT} \right), \quad (3.21)$$

де через E_{Fp} відстань від рівня Фермі до валентної зони.

У металів термодифузійна складова термо-ЕРС також не дорівнює нулю. Враховування її і контактної складової (3.13) призводить до наступного виразу для питомої термо-ЕРС металу з параболічною залежністю енергії від хвильового вектора:

$$\alpha_m = -\frac{\pi^2 k}{3q} (r+1) \frac{kT}{E_F}. \quad (3.22)$$

Для електричного кола, яке складається з напівпровідника і металу, внеском металу в термо-ЕРС можна знехтувати і вважати, що вся термо-ЕРС зумовлена напівпровідником.

Необхідно відзначити, що r , яке входить в (3.22), може бути і від'ємною величиною. У цьому випадку зі збільшенням температури довжина вільного пробігу не зростає, а, навпаки, спадає, внаслідок чого термодифузійний потік направлений не від горячого до холодного, а від холодного до горячого кінця провідника і зумовлена ним різниця потенціалів направлена протилежно до контактної складової термо-ЕРС. У цьому випадку результуюча термо-ЕРС може виявитися такою, яка дорівнює нулю або навіть змінити свій напрямок. Така картина спостерігається, зокрема, в ряді перехідних металів і сплавів (ніхром, хромель та ін.).

Для напівпровідників зі змішаною провідністю, в яких електричний струм переноситься одночасно електронами і дірками, термо-ЕРС визначається таким співвідношенням:

$$\alpha_{np} = \frac{\alpha_n \mu_n n + \alpha_p \mu_p p}{n \mu_n + p \mu_p}. \quad (3.23)$$

Для власних напівпровідників $n = p = n_i$

$$\alpha_i = \frac{\alpha_n \mu_n + \alpha_p \mu_p}{\mu_n + \mu_p}. \quad (3.24)$$

Нехтуючи у виразах (3.20) і (3.21) доданком $(r + 2)$ в порівнянні з E_F/kT і пам'ятаючи, що у власному напівпровіднику $E_{Fi} \approx E_g / 2$, отримуємо:

$$\alpha_i \approx \frac{E_g}{2qT} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p}. \quad (3.25)$$

Оскільки переважно $\mu_n > \mu_p$, то α_i у власному напівпровіднику є величиною від'ємною. В акцепторному напівпровіднику при переході до власної провідності відбувається зміна додатного знака термо-ЕРС на від'ємний.

На рис. 3.4 наведено залежність термо-ЕРС акцепторного напів-



Рис. 3.4. Залежність термо-ЕРС акцепторного і донорного напівпровідників від температури

провідника від температури. В області низьких температур, в якій рівень Фермі порівняно слабо міняється з температурою, величина $-E_{Fp}/kT$ буде приблизно обернено пропорційна температурі T . Тому і питома термо-ЕРС $\alpha_p \sim 1/T$ (ділянка а-б кривої на рис. 3.4). В області виснаження домішки $-E_{Fp}/kT = \ln(N_v/N_a) = \ln N_v - \ln N_a$. Оскільки $N_v \sim T^{3/2}$, то в цій області α_p незначно росте при підвищенні температури (ділянка б-в). В області переходу до власної провідності μ стає величиною

практично постійною і такою, яка дорівнює μ_i тому α_p знову зменшується при зростанні температури і крива повинна би поводити себе так, як показано на відрізку в-г на рис. 3.4. Насправді ж внаслідок того, що в цій області концентрації електронів і дірок практично зрівнюються, термо-ЕРС різко спадаючи, переходить через нуль і стає від'ємною (відрізок в-д).

При подальшому зростанні температури абсолютна величина термо-ЕРС, згідно з (3.25), зменшується (крива д-е для власного напівпровідника).

У нижній частині рис. 3.4 наведено криву зміни термо-ЕРС донорного напівпровідника з температурою. В області власної провідності вона зливається з кривою для напівпровідника p -типу.

Термоелектричний ефект отримав широке практичне застосування, в тому числі і в радіоелектроніці. Він дає змогу безпосередньо перетворювати теплову енергію в електричну, що використовується в термогенераторах. Теорія таких генераторів була розроблена А.Ф. Йоффе. Згідно з цією теорією ККД перетворення теплової енергії в електричну визначається величиною $\alpha^2 \sigma / K$, де K – коефіцієнт теплопровідності напівпровідника; σ – питома електропровідність.

Якісно це стає зрозумілим з таких міркувань. У термогенераторах прагнуть отримати найбільший перепад температур між гарячим і холодним кінцями провідника при якомога меншій затраті теплової енергії. Чим нижча теплопровідність провідника, тим більша, відповідно, термо-ЕРС. При цьому зменшувати теплопередачу від гарячого кінця до холодного за рахунок видовження провідника не можна, оскільки при цьому буде зростати внутрішній опір термогенератора і ККД буде спадати. З цієї ж причини вигідно мати максимальну електропровідність σ напівпровідника. Оскільки при зростанні ступеня легування напівпровідника α спадає, а K і σ зростають, то для кожного напівпровідника існує оптимальний ступінь легування, який забезпечує максимальну величину $\alpha^2 \sigma / K$, а відповідно і ККД.

Термоелектричний ефект використовується також для вимірювання температур (термопари) і при інших вимірюваннях, які можуть бути зведені до вимірювання температури. У теплових фотоприймачах (термоелементах) світло поглинається зачорненою приймальною площиною, до якої приєднано спай термопари, і світло нагріває їх. За значенням термо-ЕРС, яка виникає, визначається сила струму. У вакууметрах через металевий провідник, до середини якого приєднано спай термопари, пропускається фіксований струм. Температура спаю буде різною залежно від теплопровідності газу, який оточує провідник. Теплопровідність, в свою чергу, визначається тиском газу. Тому, вимірюючи термо-ЕРС, що виникає, можна визначити тиск газу. Цим методом зручно вимірювати тиски в діапазоні 10^{-1} – 10 Па.

У техніці вимірювань електрофізичних параметрів напівпровідників термоелектричний ефект використовується для визначення переважного типу провідності (за знаком термо-ЕРС) і ширини забороненої зони.

3.4. Ефект Пельтьє

Ефект Пельтьє полягає в тому, що у разі пропускання струму через контакт двох різнорідних матеріалів в додаток до джоулевого тепла в контакті виділяється або поглинається тепло, кількість якого Q_L пропорційна заряду $q = It$, який пройшов через контакт:

$$Q_{\Pi} = \pm \Pi I t . \quad (3.26)$$

Коефіцієнт пропорційності Π називається *коефіцієнтом Пельтьє*.

Пояснимо природу цього ефекту на прикладі нейтрального контакту напівпровідника з металом. Нагадаємо, що *нейтральним* називають контакт двох матеріалів, які володіють однаковими роботами виходу. У такому контакті відсутні шари збагачення і збіднення, немає вигину зон. На рис. 3.5, *a* наведено енергетичну діаграму нейтрального контакту металу з напівпровідником *n*-типу. У рівноважному стані рівні Фермі металу (E_{Fm}) і напівпровідника (E_{Fn}) розташовуються на

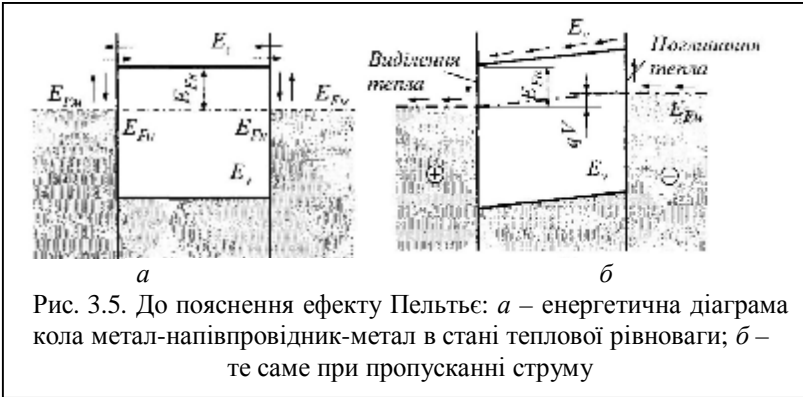


Рис. 3.5. До пояснення ефекту Пельтьє: *a* – енергетична діаграма кола метал-напівпровідник-метал в стані теплової рівноваги; *б* – те саме при пропусканні струму

одній висоті, а дно зони провідності напівпровідника знаходиться вище рівня Фермі металу на $-E_{Fn}$, так що для електронів, які переходять з металу в напівпровідник існує потенціальний бар'єр заввишки $-E_{Fn}$.

Прикладемо до такого контакту зовнішню різницю потенціалів, як показано на рис. 3.5, *б*. Під дією цієї різниці потенціалів в напівпровіднику, на якому спадає практично вся прикладена напруга, рівень Фермі, дно зони провідності й інші енергетичні рівні будуть зазнавати поступового піднесення на висоту qV при переміщенні від лівого контакту до правого. У системі виникає струм, направлений зліва направо; потік електронів, показаний на рис. 3.5, *б* стрілками, направлений справа наліво.

З рис. 3.5, *б* видно, що електрони, які переходять в лівому контакті з напівпровідника в метал, мають більшу енергію, ніж в металі, на величину

$$-E_{Fn} + \bar{E}_n , \quad (3.27)$$

де $-E_{Fn}$ – висота бар'єра, з якого скочуються електрони, що надходять з напівпровідника в метал; \bar{E}_n – середня енергія електронів у напівпровіднику, які беруть участь у створенні струму. Вона не дорівнює середній тепловій енергії електронів $3/2 kT$, як може здатися з першого погляду, оскільки відносна роль швидких електронів у формуванні електричного струму є вищою, ніж повільних. Для невідродженого електронного газу розрахунок показує, що

$$\bar{E}_n = (r + 2)kT, \quad (3.28)$$

де r – показник степеня у співвідношенні (3.18).

Отже, кожний електрон, який переходить в лівому контакті з напівпровідника в метал, переносить надлишкову енергію:

$$\Delta E = -E_{Fn} + (r + 2)kT, \quad (3.29)$$

яка виділяється в цьому контакті в формі додаткового (до джоулівського) тепла. Це тепло являє собою теплоту Пельтьє. Поділивши (3.29) на заряд електрона q , отримаємо коефіцієнт Пельтьє

$$|\Pi| = \frac{k}{q} \left(r + 2 - \frac{E_{Fn}}{kT} \right) T. \quad (3.30)$$

У правому контакті електрони переходять з металу в напівпровідник, переборюючи потенціальний бар'єр $-E_{Fn}$. Крім цього, для встановлення рівноваги цих електронів з електронним газом у провіднику їм необхідно набути ще енергію \bar{E}_n ; всю цю енергію вони черпають з ґратки, охолоджуючи її в правому контакті.

При проходженні постійного струму через термоелемент в його спаях поглинається або виділяється, залежно від напрямку струму, деяка кількість тепла, пропорційна часу, струму та коефіцієнту Пельтьє:

$$Q_n = \pm \Pi_{1,2} I t. \quad (3.31)$$

Якщо напрямок струму в колі з термоелементами такий, як показано на рис. 3.6, то на спай 1 вільні електрони і дірки, що виникли в результаті теплової генерації, рухаються в різні боки під дією сумарного електричного поля (дифузійного поля спаю та зовнішнього поля). При тепловій генерації носіїв заряду в області спаю 1 на перекидання електрона з валентної зони в зону провідності витрачається деяка теплова енергія кристалічної ґратки напівпровідника. Тому при заданому напрямку струму спай 1 буде охолоджуватися, спай 2 при цьому нагрівається, тому що до нього з різних боків підходять електрони і дірки, які віддають при рекомбінації деяку енергію у вигляді тепла.

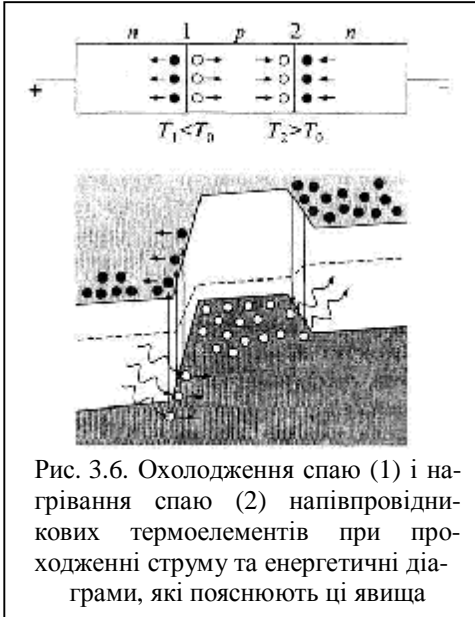


Рис. 3.6. Охолодження спаю (1) і нагрівання спаю (2) напівпровідникових термоелементів при проходженні струму та енергетичні діаграми, які пояснюють ці явища

застосування до термоелектричних явищ першого і другого законів термодинаміки.

У напівпровідникових термоелектричних пристроях використовують напівпровідникові термоелементи, кожний з яких складається з двох гілок з різним типом електропровідності. Гілку термоелемента, матеріал якого має електропровідність р-типу, називають додатною гілкою, гілку термоелемента з електропровідністю n-типу – від’ємною. Додатну та від’ємну гілки напівпровідникового термоелемента з’єднують між собою послідовно контактною пластиною (рис. 3.7). Зону електричного з’єднання гілок напівпровідникового термоелемента називають спаєм. Під час роботи термоелемента його спаї мають різну температуру: один з них є теплопоглинальним, інший – тепловідільним.

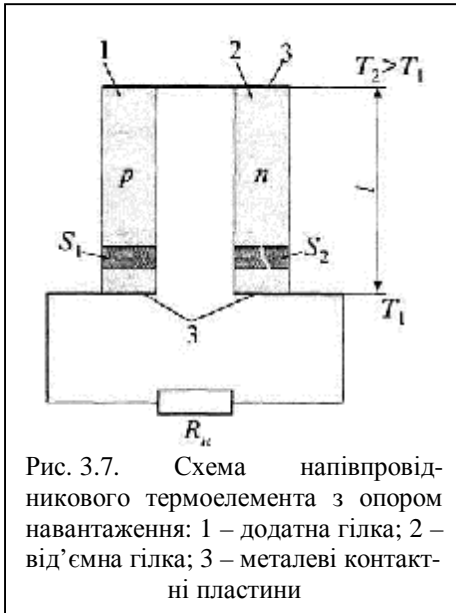
Напівпровідниковий термоелектричний пристрій звичайно має велику кількість послідовно з’єднаних між собою термоелементів у єдиному конструктивному виконанні – напівпровідникову термобатарею. Напівпровідниковий термоелектричний пристрій, що містить одну чи кілька електрично з’єднаних напівпровідникових термобатарей у єдиному конструктивному виконанні з системою теплообміну, називають *напівпровідниковим термоелектричним блоком*.

У результаті при проходженні струму термоелемент працює як своєрідний тепловий насос, забираючи теплову енергію на спаї 1 (теплопоглинальному спаї за даним напрямком струму) і виділяючи її на спаї 2 (тепловідільному спаї).

Ефект Пельтьє обернений ефекту Зеебека. Тому для одного і того ж термоелемента існує зв’язок між коефіцієнтом Пельтьє та коефіцієнтом термо-ЕРС:

$$P_{1,2} = \alpha_{1,2} T. \quad (3.32)$$

Це співвідношення може бути отримане у разі



Явище охолодження контакту у разі проходження струму особливо важливе, оскільки дозволяє створювати термоелектричні холодильні пристрої – домашні холодильники, пристрої для охолодження боргової радіоелектронної апаратури, мікрохолодильники для біологічних цілей, різноманітні термоелектричні термостати, мікроскопні столики з охолодженням і нагріванням тощо. Зручним є те, що, змінюючи напрям струму, можна перетворювати холодильник на нагрівач і, навпаки, нагрівач в холодильник.

Українсько-англійський словник термінів до третього розділу

атом	atom	[ˈætəm]
вакуум	vacuum	[ˈvækjuəm]
градієнт температури	temperature gradient	[ˈtemprɪtəˈɡreɪdʒənt]
дифузія	diffusion	[dɪˈfjuːz(ə)n]
довжина вільного пробігу	Mean free path	[miːn friː paːt]
дрейфова швидкість	drift velocity	[drɪftvɪˈləsɪti]
електричний струм	electric current	[ɪˈlektɪk ˈkʌrənt]
енергетичні рівні	energy levels	[ˈenədʒi ˈlevls]
енергія Фермі	Fermi energy	[ˈfɜːmi ˈenədʒi]
ефект Зеебека	Seebeck effect	
ефект Пельтьє	Peltier effect	
ефект Томсона	Thomson effect	

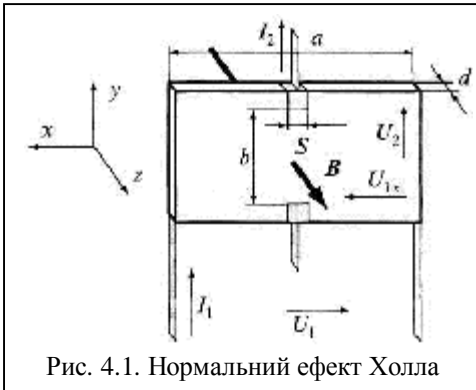
контактна різниця потенціалів	contact potential difference	[ˈkɒntækt pəˈtenʃl ˈdɪfrəns]
метал	metal	[ˈmetl]
напруга	voltage	[ˈvɒlɪtɪdʒ]
охолодження	cooling	[ˈku:lɪŋ]
потенціальний бар'єр	energy barrier	[ˈenədʒi ˈbæriə]
потужність	power	[ˈpaʊə]
рекомбінація	recombination	[rɪkɒmbɪˈneɪʃ(ə)n]
рівень Фермі	Fermi level	[ˈFɜːmi ˈlevl]
робота виходу	work function	[we:k ˈfʌŋkʃ(ə)n]
стаціонарний стан	stationary state	[ˈsteɪʃnəri steɪt]
струм	current	[ˈkʌrənt]
теплова енергія	thermal energy	[ˈθɜːməʃl ˈenədʒi]
тепловий рух	thermal motion	[ˈθɜːməʃl ˈmouʃn]
теплообмін	heat transfer	[hi:t trænsˈfɜː]
термогенератор	thermogenerator	[ˈθɜːmɔ(u)ˈdʒenəreɪtə]
термоелектричний ефект	thermoelectric effect	[ˈθɜːmɔ(u)iˈlektɪk iˈfekt]
термо ЕРС	thermoelectric power	[ˈθɜːmɔ(u)iˈlektɪk ˈpaʊə]
термоелемент	thermorelement	[ˈθɜːmɔ(u)iˈlɪmənt]
час нагрівання	heating time	[ˈhiːtɪŋ ˈtaɪm]

4. ГАЛЬВАНОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ

До гальваноманітних ефектів належать: ефект Холла – ефект виникнення поперечної різниці потенціалів у напівпровіднику, у якому протікає електричний струм у тому випадку, коли існує магнітне поле, перпендикулярне до напрямку струму; магніторезистивний ефект – ефект зміни електричного опору напівпровідника під дією магнітного поля (ефект Гаусса); магнітодіодний ефект – ефект різкої зміни електричного опору в напівпровідниковому діоді з довгою базою, ввімкненому в прямому напрямку, при дії поперечного магнітного поля; магнітоконцентраційний ефект, який полягає у зміні концентрації носіїв на протилежних гранях напівпровідникової пластини під дією магнітного поля; магнітооптичні ефекти, які полягають у зміні оптичних властивостей випромінювання, що проходить через напівпровідники під дією магнітного поля (ефекти Фарадея і Фогта) і термомагнітні ефекти – ефекти зміни термічних параметрів матеріалів під дією магнітного поля (ефекти Етінсгаузена, Ернста-Етінсгаузена, Рігі-Ледюка).

4.1. Ефект Холла

Для пояснення фізичного процесу ефекту Холла розглянемо явища, які відбуваються в плоскій напівпровідниковій пластині, що володіє електронною провідністю і має довжину a , ширину b і товщину d (рис. 4.1). На пластину в перпендикулярному напрямку діє магнітне поле, напруженість якого визначається вектором магнітної індукції B , а у поздовжньому напрямку протікає струм I_1 . зумовлений напруженістю електричного поля E_1 зовнішнього джерела. Магнітне поле, діючи на електрони, які рухаються з середньою швидкістю V , відхиляє їх у поперечному напрямку вздовж осі y . У



результаті цього на одній з поперечних граней будуть накопичуватися електрони, а на протилежній – некомпенсований позитивний заряд. Накопичення зарядів на протилежних гранях пластинки призводить до появи поперечного електричного поля з напруженістю E_2 , яке назива-

ється полем Холла. Накопичення зарядів на протилежних гранях пластини буде відбуватися доти, доки сила Лоренца F_1 що діє на електрони за рахунок магнітного поля B , не зрівноважить силу F_2 , яка діє на електрони за рахунок електричного поля E_2 . Після цього встановиться стаціонарний процес, при якому електрони рухаються паралельно до граней пластини, як і за відсутності магнітного поля. Зауважимо, що сказане справедливе для електронів, з середньою швидкістю руху. Умова рівноваги сил $F_1 = F_2$ запишеться в такому вигляді:

$$e[\mathbf{u} \times \mathbf{B}] = eE_2. \quad (4.1)$$

Якщо врахувати, що вектори \mathbf{v} і \mathbf{B} взаємно перпендикулярні, то з (4.1) одержимо:

$$E_2 = v \cdot B. \quad (4.2)$$

Підставляючи в (4.2) значення:

$$v = \mu E_1, \quad (4.3)$$

де μ – холлівська рухливість носіїв зарядів, маємо:

$$E_2 = \mu E_1 B, \quad (4.4)$$

Виразимо E_1 через густину струму j_1 і електропровідність σ .

$$E_1 = \frac{j_1}{\sigma} = \frac{j_1}{en\mu}, \quad (4.5)$$

де n – концентрація електронів.

Підставивши (4.5) у (4.4), отримаємо:

$$E_2 = \frac{1}{en} j_1 B = R_H j_1 B. \quad (4.6)$$

Коефіцієнт R_H називається *коефіцієнтом Холла* (поширений також термін *стала Холла*, не зовсім правильний, оскільки R_H навіть для цього матеріалу не є сталою величиною, а залежить від ряду чинників, зокрема від індукції і температури).

Вираз (4.6) отримано для напівпровідникового матеріалу з електронною провідністю. Для напівпровідникового матеріалу зі змішаною провідністю, тобто за наявності у ньому дірок і електронів, ті й інші відхиляються магнітним полем до однієї і тієї ж грані зразка, тому що під дією зовнішнього електричного поля E_1 ці заряди рухаються в протилежних напрямках. Поперечні поля, створені накопиченням дірок і електронів, будуть взаємно послабляти один одного, і результуюче холлівське поле виявиться меншим, ніж у напівпровідниках з одним типом носіїв. Його значення в цьому випадку визначатимуться виразом:

$$E_2 \sim \frac{\alpha(\beta^2 n - p)}{e(\beta n - p)^2} j_1 B. \quad (4.7)$$

де $\beta = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ – відношення рухливостей електронів і дірок; n і p – концентрація електронів і дірок; α – стала, яка залежить від механізму розсіювання носіїв заряду.

Отже, ефект Холла більш різко виражений у напівпровідниках, де переважають носії зарядів одного знака. Оскільки рухливість електронів μ_n звичайно більша, ніж рухливість дірок μ_p , то ефект Холла в напівпровідниках з електронною провідністю відчутніший, ніж у напівпровідниках із дірковою провідністю. У металах і діелектриках рухливість носіїв не перевищує десятків $\text{см}^2/(\text{Вс})$, у той час як в антимоні індію рухливість сягає $80000 \text{ см}^2/(\text{Вс})$. Тому в металах ефект Холла виявляється значно слабше, ніж у напівпровідниках.

Якщо врахувати, що поздовжній струм через пластину $I_1 = j_1 b a$, а поперечна напруга $U_{20} = \varepsilon_2 b$, то (4.6) можна записати в такому вигляді:

$$U_{20} = \frac{R_H}{d} I_1 B. \quad (4.8)$$

Відношення $R_H/d = \gamma_{20}$ називається питомою чутливістю ненавантаженого ідеального перетворювача Холла. Під ідеальним розуміється прямокутний перетворювач Холла, який має нескінченно велику довжину в поздовжньому напрямку і точкові холлівські електроди. Реальний перетворювач Холла, який має певні геометричні розміри, також характеризується питомою чутливістю до режиму неробочого ходу:

$$\gamma'_{20} = \gamma_{20} \Phi_1. \quad (4.9)$$

Коефіцієнт Φ_1 залежить від співвідношення геометричних розмірів і значення магнітної індукції. Отже, напругу Холла реального ненавантаженого перетворювача Холла можна подати рівнянням:

$$U_{20} = \gamma'_{20} I_1 B. \quad (4.10)$$

З урахуванням того, що $\sigma = en\mu$ коефіцієнт Холла можна виразити через рухливість і електропровідність:

$$R_H = \frac{1}{ne} = \frac{\mu}{\sigma}. \quad (4.11)$$

Отриманий вираз для коефіцієнта Холла в загальному випадку не зовсім точний, оскільки при його виведенні не враховувався розподіл електронів за швидкостями, механізм розсіювання носіїв, різниця

між повною швидкістю електронів і дрейфовою швидкістю, яку електрон набуває під дією електричного поля. Для уточнення значення коефіцієнта Холла вираз (4.11) доповнюється множителем r_H , що називається *холл-фактором*:

$$R_H = r_H \frac{1}{ne} = r_H \frac{\mu}{\sigma}. \quad (4.12)$$

У металах, сильновироджених напівпровідниках і в сильних магнітних полях, для яких справедлива умова $\mu^2 B^2 \gg 1$, холл-фактор дорівнює 1. У багатьох випадках перетворювачі Холла, які використовуються для технічних цілей, мають $r_H = 1$.

Розглядаючи результуюче електричне поле ε у напівпровідниковій пластині як геометричну суму полів E_1 і E_2 неважко зрозуміти, що воно повернуто щодо напрямку струму I_1 на кут θ , який визначається виразом:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{E_2}{E_1} \quad (4.13)$$

З урахуванням (4.4) одержимо:

$$\operatorname{tg} \theta = \mu^2 B. \quad (4.14)$$

Якщо вихід перетворювача Холла замкнутий на зовнішній опір R , то напруга на холлівських електродах визначається виразом:

$$U_2 = U_{20} - I_2 R_2, \quad (4.15)$$

де I_2 – струм навантаження перетворювача; R_2 – опір перетворювача Холла між холлівськими електродами. Якщо врахувати, що

$$I_2 = \frac{U_{20}}{R_2 + R}, \quad (4.16)$$

можна знайти напругу Холла для навантаженого перетворювача:

$$U_2 = \frac{U_{20}}{1 + \frac{R_2}{R}} = \frac{\gamma_{20}}{1 + \frac{R_2}{R}} IB. \quad (4.17)$$

Коефіцієнт $\gamma_2 = \frac{\gamma_{20}}{1 + \frac{R_2}{R}}$ – *чутливість навантаженого*

перетворювача Холла – є функцією властивостей напівпровідникового матеріалу, магнітної індукції, геометрії перетворювача і значення навантаження на його виході R .

У разі проходження через холлівські електроди перетворювача струму навантаження I_2 виникає так звана *вторинна напруга Холла*

U_{IX} , яка діє між керуючими електродами (рис. 4.1). Іншими словами, функції обох пар електродів взаємно змінюються – через холлівські електроди проходить струм I_2 , який, взаємодіючи з магнітним полем B , зумовлює вторинну напругу Холла U_{IX} , спрямовану проти прикладеної до керувальних електродів зовнішньої напруги U_I . Вторинна напруга Холла аналогічна до первинної і визначається з виразу:

$$U_{IX} = \gamma_1 I_2 B, \quad (4.18)$$

де γ_1 – чутливість оберненого (для визначення вторинної напруги Холла) навантаженого перетворювача Холла. Відзначимо, що чутливості ненавантаженого перетворювача Холла для первинного і вторинного ефектів Холла однакові, тобто $\gamma'_{10} = \gamma'_{20}$. У той час як для навантаженого перетворювача Холла $\gamma_{10} \neq \gamma_{20}$.

4.2. Магніторезистивний ефект

Зміна електричного опору напівпровідника, в якому протікає електричний струм, під дією магнітного поля називається магніторезистивним ефектом. Цей ефект, відомий також під назвою ефекту Гаусса, вивчався ще у 1858 р. Томсоном. Збільшення електричного опору під дією магнітного поля відбувається як у випадку, коли вектор магнітної індукції спрямований перпендикулярно до напрямку протікання струму в напівпровідниковій пластині (поперечний ефект магнітоопору), так і у випадку, коли вектор магнітної індукції паралельний до напрямку струму (поздовжній ефект магнітоопору). Проте зміна опору при поздовжньому ефекті магнітоопору є незначною. Збільшення опору при поперечному ефекті магнітоопору пояснюється викривленням траєкторії руху частини електронів під дією магнітного поля.

Як було показано раніше, у довгій напівпровідниковій пластині, яка перебуває у магнітному полі, на електрони, які рухаються, діє сила Лоренца, що врівноважується дією електричного поля Холла. Тому електрони, що мають середню швидкість руху $v = \mu E_1$, мають траєкторію, паралельну до поздовжніх граней пластини. Проте не всі електрони мають середню швидкість, яка визначається значенням зовнішнього електричного поля E_2 оскільки хаотичний тепловий рух електронів викликає значні відхилення від середнього значення швидкості. Поле Холла E_2 вже не може цілком скомпенсувати силу Лоренца, що діє на електрони, які рухаються зі швидкістю, відмінною від середньої. Траєкторії останніх відхиляються як в один, так і в інший бік від напрямку, паралельного до поздовжніх граней пластини. У результаті для переносу заряду вздовж зовнішнього поля E_1 такі електрони в

поперечному магнітному полі повинні пройти більший шлях, що рівнозначно зростанню електричного опору.

Описане збільшення електричного опору напівпровідникового матеріалу в магнітному полі називають фізичною зміною опору. Ця зміна описується наближеною формулою:

$$\frac{\rho_B - \rho_0}{\rho_B} \propto B^n \quad (4.19)$$

де ρ_B – питомий опір у магнітному полі; α – коефіцієнт, який залежить від матеріалу напівпровідника; n – показник, який залежить від значення магнітної індукції.

Для слабких магнітних полів ($\mu^2 B^2 \ll 1$) $n = 2$; в області сильних полів ($\mu^2 B^2 \gg 1$) показник степеня n наближається до 1.

Ефект магнітоопору залежить не тільки від матеріалу напівпровідникової пластини, але і від її форми, оскільки поле Холла визначається геометрією зразка. Найбільш наочним прикладом впливу геометрії зразка на ефект магнітоопору є диск Корбіно. Він являє собою напівпровідникову пластину у формі диска, до центра якого струм підводиться, а відводиться за допомогою електрода, що оперізує диск по зовнішній грані. Якщо до електродів такого диска прикласти напругу, то траєкторії електронів будуть мати вигляд радіальних променів, які розходяться від центра диска, а екіпотенційні лінії являтимуть собою

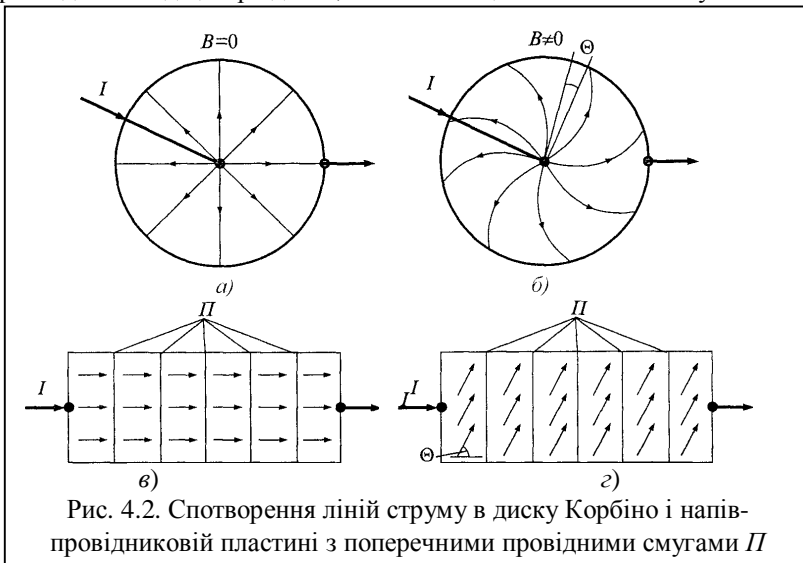


Рис. 4.2. Спотворення ліній струму в диску Корбіно і напівпровідниковій пластині з поперечними провідними смугами Π

концентричні кола (рис. 4.2, а).

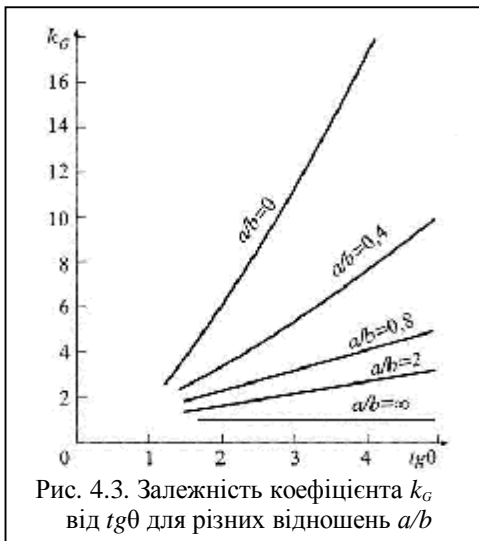
При появі магнітного поля електричне поле Холла в диску Корбіно не виникає. Завдяки цьому під дією сили Лоренца лінії струму матимуть вигляд не найкоротшого шляху від електрода до електрода (як за відсутності магнітного поля), а кривих, дотичні до яких в кожній точці утворюють із напрямком радіальних променів кут Холла θ (рис. 4.2, б).

Еквіпотенційні лінії при цьому як і раніше мають вигляд концентричних кіл. Якщо виготовити диск Корбіно з напівпровідникового матеріалу з великою рухливістю носіїв зарядів, то збільшення його опору при $B = 1$ Тл може досягти 37-кратного значення. Проте диск Корбіно з матеріалу з високою рухливістю навіть при товщині 0,1 мм має малий опір, який не перевищує десятих частин Ом. Навантажувальна спроможність його по струму обмежена, що пояснюється високою густиною струму в зоні точкового електрода в центрі диска. Нарешті струмопідвід до центрального електрода призводить до потовщення диска Корбіно і неможливості розташування його в малих повітряних прошарках. Все це сильно обмежує практичне застосування диска Корбіно. Збільшення ефекту магнітоопору за рахунок геометрії напівпровідникового резистора може бути досягнуте також і в плоскій напівпровідниковій пластині, довжина якої a значно менша від її ширини b . При дії на таку пластину магнітного поля, напрямком якого перпендикулярний до площини пластини, поле Холла виявляється послабленим за рахунок дії шунтуючих струмових електродів. Завдяки цьому сила Лоренца, яка діє на електрони, буде скомпенсована не цілком, і траєкторії руху електронів викривляться. Геометричний ефект магнітоопору в цьому випадку виявляється тим сильніше, чим менше відношення a/b . Отже, до вже описаного фізичного збільшення опору додається ще геометричне збільшення. Вплив обох чинників призводить до результуючої зміни опору, яка може бути подана виразом:

$$\frac{R_B}{R} = \frac{\rho_B - k_G}{\rho_0}, \quad (4.20)$$

де k_G – величина, яка залежить від геометрії пластини і значення магнітної індукції.

Криві, що характеризують коефіцієнти k_G для прямокутних пластин із різноманітним співвідношенням a/b у функції від $\tan\theta = \mu B$, зображено на рис. 4.3.



Виготовивши резистор у вигляді ряду послідовно з'єднаних напівпровідникових пластин із малим співвідношенням a/b , можна одержати магнітозалежні опори з напівпровідникових матеріалів, що мають високу рухливість носіїв струму, у яких абсолютне значення опору становить кілька сотень Ом. Зазначена ідея практично може бути реалізована у такий спосіб. На ізоляційну підкладку напильється або приклеюється тонка пластина подовженої прямокутної форми з напівпровідникового матеріалу з високою рухливістю носіїв струму. На поверхню пластини тим чи іншим методом наносять провідні електроди Π , які розділяють пластину на ряд послідовно сполучених ділянок з малим відношенням a/b (рис. 4.2, в). На кожній з цих ділянок зменшити поле Холла до нуля (як у диску Корбіно) не вдається, але воно виявляється значно послабленим. Завдяки цьому лінії струму на кожній ділянці виявляються повернутими відносно поздовжніх граней пластини на кут, близький до кута Холла θ (рис. 4.2, з). Зміною довжини, ширини і товщини кожної ділянки, а також вибором матеріалу напівпровідника можна домогтися 15-кратного збільшення опору в полі 1 Тл.

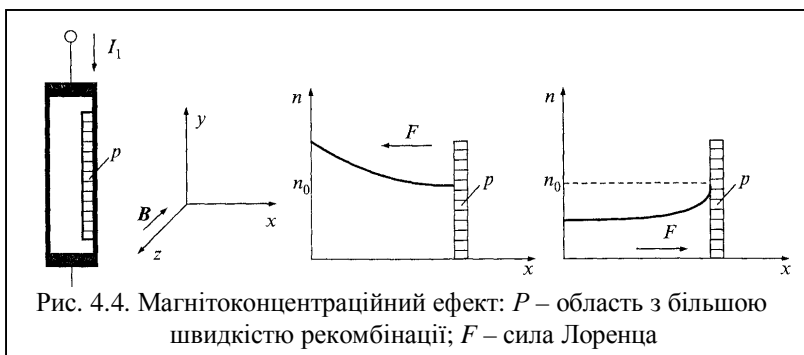
Інша можливість реалізації принципу використання послідовно сполучених ділянок з малим відношенням a/b може бути досягнута створенням напівпровідникового з'єднання з особливою структурою.

Основою цієї структури слугує антимонід індію InSb , який має високу рухливість носіїв. До цього основного матеріалу додається 1,8% антимоніду нікелю NiSb . Після сплавлення і наступного остигання антимонід нікелю викристалізовується в антимонід індію у вигляді голок завтовшки близько 1 мкм і завдовжки близько 50 мкм. Спрямованим вирощуванням (зонним плавленням) вдається домогтися того, що голки розташовуються не довільно, а паралельно одна до одної. Відстань між осями голок лежить у межах від тисячних до десятих частин міліметра. Питома провідність голок з антимоніду нікелю до-

рівнює приблизно $7 \cdot 10^6 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$, а антимоніду індію з власною провідністю – $2 \cdot 10^4 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$. Отже, голки відіграють роль добре провідних електродів, які розділяють основну масу напівпровідника на окремі зони з малим відношенням довжини до ширини. Це призводить до різкого послаблення поля Холла, а отже, до викривлення траєкторії електронів під дією магнітного поля, тобто до зростання ефекту магнітоопору.

4.3. Магнітоконцентраційний ефект

Розглянемо явища, які відбуваються у подовженому паралелепіпеді з власного напівпровідника, характерною рисою якого є рівність концентрацій електронів і дірок $n_0 = p_0$ (рис. 4.4). В умовах термодинамічної рівноваги у напівпровіднику одночасно з тепловим збуджен-



ням електронів тобто генерацією носіїв струму – електронів і дірок) відбувається і протилежний процес – рекомбінація носіїв струму, тобто повернення електронів із зони провідності у валентну зону, в результаті чого електрон «нейтралізує» дірку. Ці два процеси перебігають безупинно, і для кожної температури встановлюється рівновага що характеризується відповідною концентрацією електронів n_0 . З підвищенням температури рівноважна концентрацій носіїв струму напівпровідника зростає за експоненційним законом. Внаслідок того, що на поверхні напівпровідникового паралелепіпедя є порушення структури ґратки, швидкість рекомбінації тут вища, ніж у середині його об'єму.

Пропустимо через напівпровідниковий паралелепіпед струм I_1 і помістимо його в магнітне поле, спрямоване перпендикулярно до напрямку протікання струму (рис. 4.4, а). Нехай на одній з граней напівпровідника штучно створена область P з більшою швидкістю рекомбінації. Під дією сили Лоренца F відбувається перерозподіл концентрації носіїв струму по перерізу паралелепіпедя в напрямку дії сили Лоренца.

На грані з більшою швидкістю рекомбінації концентрація носіїв струму практично не змінюється, у той час як в області, протилежній до грані, залежно від напрямку сили Лоренца концентрація носіїв збільшується або зменшується. При цьому відбувається загальне збільшення або зменшення концентрації носіїв порівняно з рівноважною, що викликає відповідне зменшення або збільшення електричного опору напівпровідникового зразка.

Описаний ефект зміни опору напівпровідника під дією магнітного поля за рахунок зміни концентрації носіїв струму називається *магнітоконцентраційним* або *гальваноманіторекомбінаційним ефектом*. Важливим для технічного використання цього ефекту є те, що він дозволяє створити напівпровідникові перетворювачі, чутливі не тільки до значення вектора індукції магнітного поля, але і до його напрямку. Зауважимо, що цією властивістю не володіють перетворювачі, які використовують магніторезистивний ефект. Водночас у зв'язку з необхідністю використання напівпровідникових матеріалів із власною провідністю, які мають велику температурну залежність, магнітоконцентраційний ефект також виявляється сильно залежним від температури. Крім того, сильна залежність ефекту від стану поверхні напівпровідникового зразка зумовлює нестабільність роботи і великий розкид від зразка до зразка параметрів перетворювачів магнітного поля, робота яких базується на магнітоконцентраційному ефекті.

4.4. Ефект Фарадея

Магнітне обертання площини поляризації лінійно поляризованого випромінювання було виявлено Фарадеєм в 1845 році. Цей експеримент вперше виявив зв'язок між оптичними та магнітними явищами. Ефект Фарадея полягає в обертанні площини поляризації лінійно поляризованого випромінювання при його поширенні через речовину, яка міститься в магнітному полі, паралельному напрямку поширення випромінювання (рис. 4.5).

Знак ефекту Фарадея визначається тільки напрямком магнітного поля, тобто обертання площини відбувається в один і той бік, незалежно від того поширюється випромінювання вздовж магнітного поля чи проти. На рис. 4.5 поворот площини поляризації в ефекті Фарадея відповідає позитивному куту обертання θ . Величина кута θ пропорційна величині магнітного поля.

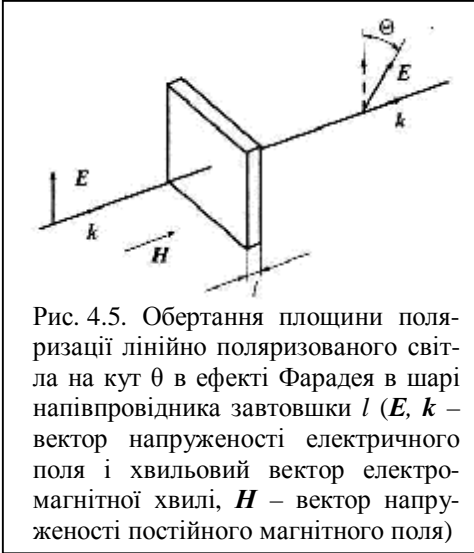


Рис. 4.5. Обертання площини поляризації лінійно поляризованого світла на кут θ в ефекті Фарадея в шарі напівпровідника завтовшки l (E , k – вектор напруженості електричного поля і хвильовий вектор електромагнітної хвилі, H – вектор напруженості постійного магнітного поля)

Незалежність знака магнітного обертання площини поляризації від напрямку поширення впливає з симетрії магнітного поля. Застосування операції симетрії – відбивання в площині, яка перпендикулярна до магнітного поля, – не призводить до зміни знака θ . У цьому і полягає відмінність між магнітним обертанням і природним обертанням, яке спостерігається в оптично активних середовищах.

Феноменологічний розгляд магнітного обер-

тання площини поляризації світла базується на уявленні про різницю характеристик середовища для двох неоднаковим чином поляризованих компонент випромінювання.

Нехай лінійно поляризована електромагнітна хвиля нормально падає на шар речовини. Лінійне коливання вектора E хвилі можна подати як суперпозицію циркулярно право- і лівополяризованих компонент, кутові швидкості обертання яких однакові. При появі магнітного поля для цих компонент виникають неоднакові умови їх поширення. Частоти обертання електричних векторів двох компонент відрізня-

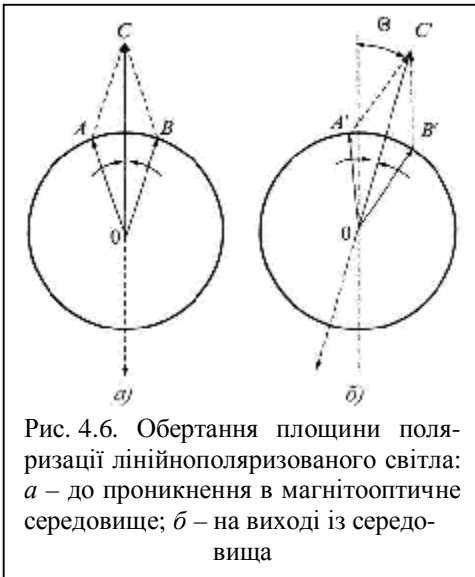
ються від частоти хвилі ω на ларморівську частоту $\pm\omega_L = \frac{eH}{2mc}$.

Внаслідок цього показник заломлення, який є функцією частоти, буде відмінним для право- і лівополяризованих компонент, і ці компоненти будуть поширюватися з різною швидкістю.

Експериментально різна швидкість поширення циркулярно право- і лівополяризованих пучків світла в шарі речовини, яка міститься в магнітному полі, була показана Рігі і Бекерелем за зміщенням інтерференційних смуг. Зміщення виникало при появі магнітного поля, що свідчить про різну швидкість поширення через кристал, який міститься в магнітному полі, двох поляризованих по колу в різні боки пучків світла.

Брейсом було здійснено підтвердження розкладу лінійно поляризованого випромінювання, яке попадає на магнітоактивний кристал, на дві циркулярно поляризовані в різні боки компоненти. Як диспергуючий елемент використовувалася призма спеціальної конструкції. Оскільки право- і лівополяризовані компоненти мають різні швидкості поширення, то на виході з призми, яка міститься в магнітному полі, вони повинні відхилитися на різні кути. Різниця кутів відхилення цих променів є надзвичайно малою, бо показники заломлення для двох циркулярно поляризованих в різні боки компонент в магнітних полях напруженістю до 1 Тл відрізняються між собою на величину близько 10^{-5} . Для збільшення кута розведення компонент Брейс використовував спеціальну конструкцію двох призм, які розділені півхвильовою пластинкою. Після двадцятиразового проходження через таку конструкцію початково лінійно поляризоване випромінювання вдалося геометрично розділити на право- і лівополяризовані компоненти.

Розглянемо процес поширення вздовж напрямку дії магнітного поля лінійно поляризованого випромінювання через шар речовини, який повертає площину поляризації на деякий кут θ (магнітоактивне середовище).



До проникнення в магнітооптичне середовище (рис. 4.6, *a*) вектори OA і OB , які зображують електричні вектори двох циркулярно поляризованих в різні боки компонент випромінювання, обертаються в різні боки з однаковою кутовою швидкістю. Результуючим вектором двох циркулярно поляризованих компонент є вектор OC , який зберігає свій напрямок в просторі і є лінійно поляризованим випромінюванням. При поширенні випромінювання через магнітооптичний активний кристал показники заломлення для ліво- і правополяризованого випромінювання є різними, тому компоненти поширюються з різною швидкістю. Внаслідок цього, при виході з активного

середовища ці компоненти будуть володіти певною різницею фаз. Схема, що ілюструє позицію циркулярно поляризованих компонент на виході з середовища, подана на рис.4.6, б. Вектори OA' і OB' також обертаються в різні боки з однаковою кутовою швидкістю, однак результуючий вектор OC' коливається в площині, яка становить кут θ з його початковим положенням до активного середовища. У разі збігання напрямку OA' з початковим положенням результуючого вектора OC' різниця фаз між компонентами OA' і OB' становить 2θ , тобто кут повороту площини поляризації в ефекті Фарадея дорівнює половині різниці фаз між двома циркулярно поляризованими в різні боки компонентами випромінювання.

Кут повороту площини поляризації можна виразити через показники заломлення $n_- = n(\omega + \omega_L)$ і $n_+ = n(\omega - \omega_L)$ для двох компонент, поляризованих по колу. Кількість обертів вектора індукції для правополяризованої по колу компоненти на одиниці довжини становитиме $1/\lambda_+$, а для лівополяризованої $1/\lambda_-$ де

$$\lambda_{+,-} = \frac{2\pi \cdot c}{\omega n_{+,-}}, \quad (4.21)$$

тут ω – частота випромінювання; c – швидкість світла у вакуумі.

Різниця кількості обертів цих компонент і визначає різницю фаз на довжині \mathbf{l} . Отже, для кута обертання площини поляризації отримаємо вираз:

$$\theta = \frac{\varphi}{2} \mathbf{l} = \frac{\omega \mathbf{l}}{2c} (n_- - n_+). \quad (4.22)$$

Площина поляризації повертається в бік обертання циркулярно поляризованої компоненти з більшою швидкістю (у напівпровідниках $n_- - n_+ \sim 10^{-4} - 10^{-6}$).

У спектральному діапазоні $\lambda \leq 50$ мкм, в якому переважно досліджують інфрачервоне фарадеївське обертання $\omega_L = \omega$, і для об'ємної різниці фаз:

$$n_- - n_+ \cong 2\omega_L \frac{dn}{d\omega} \quad (4.23)$$

Звідси випливає вираз:

$$\theta = \frac{\omega \mathbf{l}}{c} \omega_L \frac{dn}{d\omega} = \frac{e\omega \mathbf{l} H}{2mc^2} \frac{dn}{d\omega}. \quad (4.24)$$

Поворот площини поляризації в магнітному полі можна виразити через так звану сталу Верде V :

$$\theta = V H l. \quad (4.25)$$

Значення сталої Верде для різних напівпровідникових матеріалів коливається в широких межах ($V \sim 10^{-7} \dots 10^{-11}$ рад/Тл см) залежно від величини ефективної маси і концентрації носіїв, g -факторів, довжини хвилі випромінювання, температури та ін. У напівпровідниках при частотах випромінювання, які далекі від частоти циклотронного резонансу, в магнітних полях напруженістю $H \leq 10$ Тл величина V не залежить від величини H .

4.5. Ефект Фогта

Подвійне променезаломлення в магнітному полі було передбачене 1899 р. і пізніше спостерігалось Фогтом і Віхером для D-ліній пари натрію. Цей ефект також називають ефектом Коттона-Мутона, оскільки подібний ефект в колоїдних розчинах заліза був виявлений Майораном 1902 р. і детально досліджений на більшій кількості розчинів Коттоном та Мутоном.

Ефект Фогта полягає в тому, що лінійно поляризоване випромінювання, яке напрямлене перпендикулярно до вектора індукції магнітного поля, після проходження шару ізотропної речовини, яка міститься в магнітному полі, стає еліптично поляризованим. Це зумовлене оптичною анізотропією,

яка виникає в магнітному полі – у речовині з'являється виділений напрямок, який збігається з напрямком вектора індукції магнітного поля.

Явище магнітного двоприменезаломлення подібно до звичайного двоприменезаломлення в оптично анізотропних (одновісних) кристалах має таке пояснення. Нехай електричний вектор E лінійно поляризованого випромінювання частоти ω , яке падає на ізотропний кристал, становить з напрямком зовнішнього магнітного поля деякий кут (рис. 4.7). Лінійне

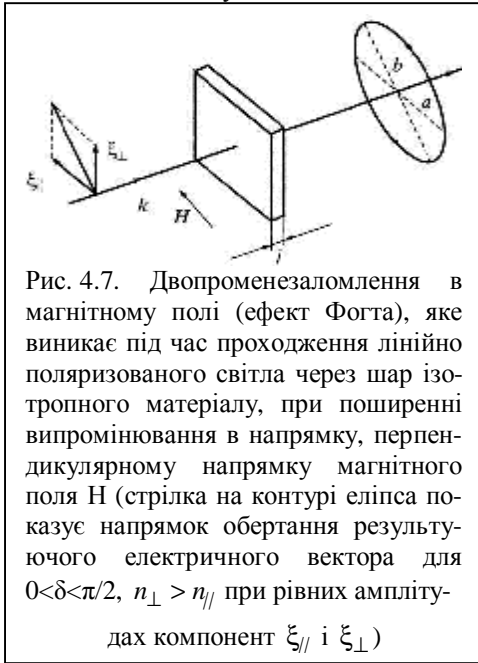


Рис. 4.7. Двоприменезаломлення в магнітному полі (ефект Фогта), яке виникає під час проходження лінійно поляризованого світла через шар ізотропного матеріалу, при поширенні випромінювання в напрямку, перпендикулярному напрямку магнітного поля H (стрілка на контурі еліпса показує напрямку обертання результуючого електричного вектора для $0 < \delta < \pi/2$, $n_{\perp} > n_{\parallel}$ при рівних амплітудах компонент ξ_{\parallel} і ξ_{\perp})

коливання вектора E можна розкласти на дві компоненти, які мають паралельну E_{\parallel} і перпендикулярну E_{\perp} поляризації. За відсутності магнітного поля швидкості розповсюдження компонент E_{\parallel} і E_{\perp} однакові внаслідок ізотропності кристала. При появі магнітного поля умови поширення цих двох компонент стають неоднаковими, і компоненти поширюються з різними швидкостями $v_{\parallel} = \frac{c}{n_{\parallel}}$ і

$v_{\perp} = \frac{c}{n_{\perp}}$, де n_{\parallel} і n_{\perp} – показники заломлення для хвиль, які

поляризовані паралельно і перпендикулярно магнітному полю.

Отже, після проходження шару речовини між компонентами E_{\parallel} і E_{\perp} з'являється різниця фаз, і результуюче випромінювання буде еліптично поляризованим, оскільки додавання двох взаємно перпендикулярних синусоїдальних доливачь однакової частоти дає еліптичну траєкторію. Фазовий зсув δ (величина ефекту Фогта), який виникає внаслідок різної швидкості поширення компонент на довжині зразка l , буде визначатися виразом:

$$\delta = 2\pi l \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\perp}} - \frac{\lambda}{\lambda_{\parallel}} \right) = \frac{\omega l}{c} (n_{\perp} - n_{\parallel}) \quad [\text{рад}]. \quad (4.26)$$

Параметри еліпса, напрямком його головних осей визначаються різницею фаз δ , тобто різницею $n_{\perp} - n_{\parallel}$ і співвідношенням між амплітудами E_{\parallel} і E_{\perp} . При $\delta = 0$ випромінювання на виході залишається лінійно поляризованим. При $\delta = \pi/2$ лінійно поляризоване випромінювання на виході стає поляризованим по колу. При $\pi/2 < \delta < \pi$ більша вісь еліпса орієнтована під кутом 90° до площини поляризації лінійно поляризованого випромінювання.

4.6. Термомагнітні ефекти в напівпровідниках

Термічні і термомагнітні ефекти виникають при тих самих умовах, що і гальваномагнітні, і можуть спотворити вияв останніх. Відомі і досліджувалися три термомагнітні ефекти: Еттінгсгаузена, Нернста-Еттінгсгаузена і Рігі-Ледюка. Схематично вони наведені на рис. 4.8.

Ефект Еттінгсгаузена являє собою виникнення температурного градієнта dT/dy , який напрямлений перпендикулярно густині струму j_x і магнітній індукції B_z :

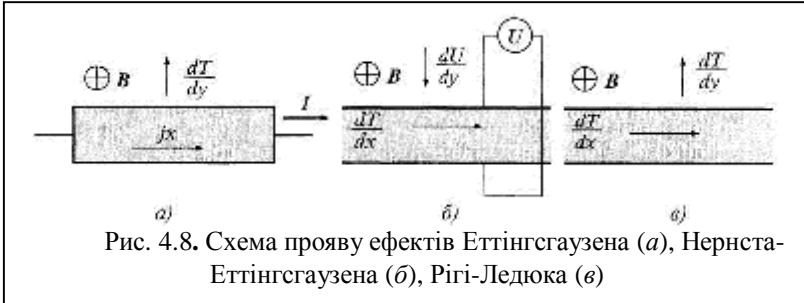


Рис. 4.8. Схема прояву ефектів Еттінгсаузена (а), Нернста-Еттінгсаузена (б), Рігі-Ледюка (в)

$$\frac{dT}{dy} = P j_x B_z \quad (4.27)$$

Величина P називається коефіцієнтом Еттінгсаузена. Цей ефект проявляється через виникнення термоелектричної напруги на холлівських контактах в магнітному полі.

Явище Нернста-Еттінгсаузена являє собою ефект, зворотний до явища Еттінгсаузена. Якщо в зразку створювати температурний градієнт в напрямку x , то в поперечному напрямку виникає напруга:

$$\frac{dU}{dy} = -Q \frac{dT}{dx} B_z, \quad (4.28)$$

де Q – коефіцієнт Нернста-Еттінгсаузена.

У випадку ефекту Рігі-Ледюка виникає поперечний температурний градієнт, перпендикулярний напрямку теплового потоку (напрямок x) і магнітного поля B_z :

$$\frac{dT}{dy} = S \frac{dT}{dx} B_z, \quad (4.29)$$

де S – коефіцієнт Рігі-Ледюка.

Для InSb з власною провідністю значення трьох термомагнітних коефіцієнтів P , Q і S при кімнатній температурі дорівнюють:

$$P = -5,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3 \text{К}/(\text{Вт}\cdot\text{с});$$

$$Q = -3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/(\text{К}\cdot\text{с});$$

$$|S| < 1 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с}).$$

У полі $B = 0,1$ Тл і при густині струму $j_x = 10^3$ А/м² ефект Еттінгсаузена викликає в напрямку y перепад температури близько 5,3 К/м. Якщо при такому самому магнітному полі створити градієнт температури 100 К/м в напрямку x , то в напрямку y виникне електричне поле з напруженістю близько 300 мкВ/м і градієнт температури менше 0,1 К/м.

**Українсько-англійський словник термінів
до четвертого розділу**

анізотропія	directional property	[di'rekʃ(ə)n(ə)l 'propəti]
випромінювання	radiation	[reidi'eɪʃ(ə)n]
діелектрик	dielectric	[daii'lektrik]
діод	diode	['daio(u)d]
еквіпотенціальна поверхня	equipotential surface	[i:kwipə'tenʃl 'sə:fi:s]
експоненційний розподіл	exponential distribution	[eks'pənənʃl distri'bju:ʃn]
електрод	electrode	[i'lektroud]
електромагнітна індукція	electromagnetic induction	[i'lektro(u)mæg' netik in'dʌkʃn]
електромагнітна хвиля	electromagnetic wave	[i'lektro(u)mæg' netik weiv]
електрорушійна сила	electromotive force	[i'lektro(u)moutiv 'fo:s]
ефект Нернста - Еттінсгаузена	Nernst-Ettingshausen effect	
ефект Еттінсгаузена	Ettingshauseneffect	
ефект Коттона- Мутона	Cotton-Mouton effect	
ефект Рігі-Ледюка	Righi-Leduc effect	
ефект Фарадея	Faraday effect	
ефект Холла	Hall effect	
концентричне коло	concentric circle	[kon'sentrik 'sə:kl]
кутова частота	angular frequency	['æŋgjulə 'fri:kwənsi]
кутова швидкість	angular speed	['æŋgjulə sp:ɪd]
магніторезистивний ефект	magnetoresistance	[mægni:to(u) ri'zist(ə)ns]
площина поляризації	plane of polarization	[pleim əv poulər(a)i'zeɪʃ(ə)n]
подвійне променезаломлення	birefringence	[bairi'frɪdʒ(ə)ns]

показник заломлення	refractive index	[ri:fræk'tive 'indeks]
резистор	resistor	[ri:'zistə]
резонанс	resonance	['rez(ə)nəns]
рівновага	equilibrium	[i:kwi'libriəm]
різниця потенціалів	potential difference	[pə'tenʃ 'difr(ə)ns]
різниця фаз	phase difference	[feiz 'difr(ə)ns]
симетрія	symmetry	['simitri]
тепловий потік	heat flux	[hi:t træns'fə:]
тепловий рух	heat motion	[hi:t'mouʃn]
термодинамічна рівновага	thermodynamic-equilibrium	['θə:mə(u)dai'næmiki:kwi'libriəm]
термодинамічний потенціал	thermodynamic-potential	['θə:mə(u)dai'næmikpə'tenʃ(ə)l]
траєкторія	trajectory	[trə'dʒekt(ə)ri]

5. ФОТОПРОВІДНІСТЬ У НАПІВПРОВІДНИКАХ

Внаслідок поглинання світла спостерігається генерація вільних носіїв заряду. Це явище називається внутрішнім фотоелементом. Надлишкова нерівноважна концентрація вільних носіїв заряду Δn , Δp створює фотопровідність. Отже питома фотопровідність

$$\sigma_{\phi} = e\mu_n\Delta n + e\mu_p\Delta p. \quad (5.1)$$

5.1. Квантовий вихід фотоелементу

Для монохроматичного світла інтенсивність I можна виразити через потік фотонів $q = \frac{I}{h\nu}$. Концентрація носіїв заряду, що генеруються, пропорційна до інтенсивності поглинутого випромінювання αI (α – коефіцієнт поглинання). Отже, наприклад, концентрація надлишкових електронів, що створюються протягом часу t , буде:

$$\Delta n = \beta\alpha qt = \beta'\alpha qhvt, \quad (5.2)$$

тобто

$$\beta' = \frac{\beta}{h\nu}. \quad (5.3)$$

Для власного поглинання $\Delta n = \Delta p$, тому кількість пар носіїв заряду в одиниці об'єму, що генеруються світлом за одиницю часу, визначають через інтенсивність світла, що поглинається, і коефіцієнт пропорційності β який називають *квантовим виходом*. Очевидно, квантовий вихід визначає кількість пар носіїв заряду, утворених одним поглинутим фотоном (квантом), якщо інтенсивність світла I вимірювати кількістю фотонів (квантів) за секунду. Звичайно величина $\beta \leq 1$. Однак високоенергетичні фотони можуть створювати ударну іонізацію і в цьому випадку $\beta > 1$.

При домішковому поглинанні утвориться один тип носіїв заряду, і квантовий вихід β визначає кількість носіїв заряду, утворених одним поглинутим фотоном.

Якщо інтенсивність світла однакова в усьому об'ємі напівпровідника і не змінюється з часом, то встановлюється динамічна рівновага процесів генерації і рекомбінації, якому відповідають незмінні значення надлишкових концентрацій:

$$\Delta n_{CT} = \frac{\beta'\alpha}{\tau_n}, \quad \Delta p_{CT} = \frac{\beta'\alpha}{\tau_p}, \quad (5.4)$$

де τ_n і τ_p – час життя електронів і дірок, відповідно. Тоді стаціонарна фотопровідність:

$$\sigma_{\phi CT} = e\beta' \alpha I (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p). \quad (5.5)$$

При значній перевазі одного з доданків буде спостерігатися *монополярна фотопровідність*.

Характеристикою речовини є *світлочутливість* S_ϕ , що визначається як відношення фотопровідності до інтенсивності світла. Отже, якщо як фотопровідність використовувати стаціонарну, $\sigma_{\phi CT}$, то

$$S_\phi = \frac{\sigma_{\phi CT}}{I} = e\beta' a (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p). \quad (5.6)$$

У СІ світлочутливість S_ϕ вимірюють у $\frac{\text{м}}{\text{Ом} \cdot \text{Вт}}$.

Значимо також, що величину фотоструму j_ϕ називають *фотовідгуком*, причому часто вимірюють її у відносних одиницях.

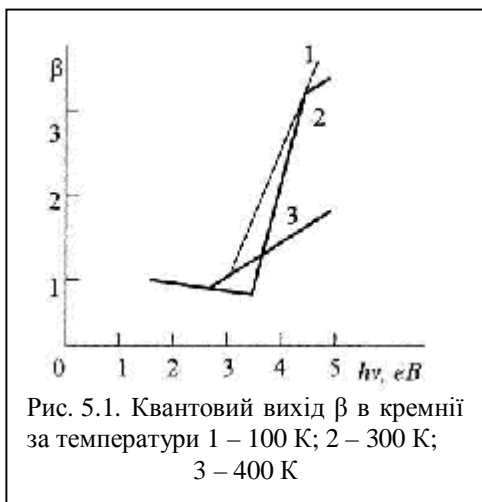


Рис. 5.1. Квантовий вихід β в кремнії за температури 1 – 100 К; 2 – 300 К; 3 – 400 К

Квантовий вихід, який дорівнює одиниці, можна спостерігати на широкозонних кристалах, наприклад, типу алмазу, який є діелектриком ($E_g = 5,3$ еВ). Крім того, фотони з великою енергією, як вже відзначалося, можуть дати $\beta > 1$. Більше того, в кремнії, наприклад, спостерігається залежність квантового виходу від енергії поглинутого фотона.

Оскільки ефективна маса електронів і дірок у кремнії порівняно мало відрізняється одна від одної, можна вважати, що у разі виникнення пари електрон-дірка за рахунок ударної іонізації надмірна кінетична енергія розподіляється між електроном і діркою, а також первинним електроном порівну. У зв'язку з цим потрібно чекати істотного зростання квантового виходу при $h\nu \geq 3E_g$, тобто приблизно з 3,3 еВ для кремнію при кімнатній температурі (що й спостерігається експериментально, рис. 5.1).



Рис. 5.2. Квантовий вихід β у кремнії і германії при опроміненні квантами $h\nu$ і частинками різної енергії

При поглинанні фотонів великої енергії, що відповідають рентгенівському або γ -випромінюванню, квантовий вихід β відповідно збільшується, що показано на рис. 5.2. Тут же наведено квантовий вихід для випадку опромінення електронами і α -частинками відповідних енергій.

5.2. Релаксація фотопровідності і стаціонарна фотопровідність

Перехідні процеси після вмикання або вимкнення постійного освітлення характеризує її релаксація. Якщо не враховувати рекомбінацію на поверхні і якщо випромінювання поглинається рівномірно в усьому об'ємі, зміна надлишкової концентрації електронів визначається рівнянням неперервності. Крім того, вважаємо, що напівпровідник ізольований від інших тіл і дрейф носіїв заряду відсутній. Отже, маємо:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \beta' \alpha I - \gamma_r (np - n_0 p_0). \quad (5.7)$$

При низькому рівні інжекції рекомбінаційний доданок можна записати через $\frac{\Delta n}{\tau_n}$, тоді отримаємо

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \beta' \alpha I - \frac{\Delta n}{\tau_n}. \quad (5.8)$$

Отже, у дірковому напівпровіднику концентрація надлишкових неосновних носіїв заряду при миттєвому (ступінчастому) вмиканні освітлення згідно з розв'язком рівняння (5.7) з початковою умовою $\Delta n = 0$ при $t = 0$ приймає позначення $\Delta n_{ст}$ і змінюється за законом

$$\Delta n = \Delta n_{ст} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}} \right). \quad (5.9)$$

$$\Delta n_{CT} = \tau_n \beta' \alpha I . \quad (5.10)$$

Якщо, навпаки, в напівпровіднику вже є стаціонарна надмірна концентрація Δn_{CT} і в деякий новий момент $t = 0$ проводиться вимкнення освітлення, то, починаючи відлік з цього часу, надлишкова концентрація неосновних носіїв заряду змінюється за законом:

$$\Delta n = \Delta n_{CT} e^{-\frac{t}{\tau_n}} . \quad (5.11)$$

На рис. 5.3, б наведено криві $\Delta n = f(t)$ при вмиканні і вимкненні світла, в припущенні, що процеси вмикання і вимкнення миттєві, тобто світловий імпульс прямокутний (рис. 5.3, а), що використано при виведенні виразів для Δn .

При високому рівні інжекції маємо:

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = \beta' \alpha I - \gamma_r (\Delta n)^2 . \quad (5.12)$$

У цьому рівнянні враховані як рекомбінаційна складова, так і генераційна.

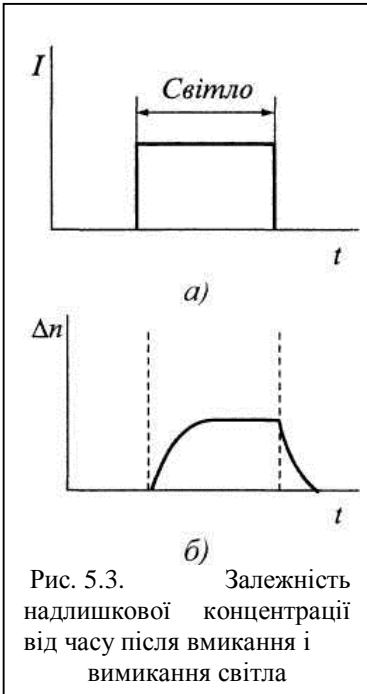


Рис. 5.3. Залежність надлишкової концентрації від часу після вмикання і вимкнення світла

Інтегруючи рівняння (5.12) з урахуванням початкової умови ($\Delta n = 0$ при $t = 0$), отримуємо:

$$\Delta n = \sqrt{\beta' \alpha I / \gamma_r} \operatorname{th} \left(t \sqrt{\gamma_r \beta' \alpha I} \right) , \quad (5.13)$$

тобто наростаюча величина Δn визначається постійним коефіцієнтом $\sqrt{\beta' \alpha I / \gamma_r}$ і змінним з часом співмножником у вигляді гіперболічного тангенса. У разі вимкнення освітлення отримують:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{\beta' \alpha I}{\gamma_r}} \cdot \frac{1}{1 + t \sqrt{\gamma_r \beta' \alpha I}} , \quad (5.14)$$

тобто гіперболічну від часу залежність.

Якщо використати миттєвий час життя, то рівняння (5.12) можна застосувати і до випадку високого рівня інжекції.

При розрахунку встановленого значення Δn_{CT} потрібно покласти

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0, \quad (5.15)$$

так що за (5.7) маємо:

$$\tau_n = \frac{\Delta n_{CT}}{\beta' \alpha I}. \quad (5.16)$$

Причому останнє співвідношення виражає час життя електронів як неосновних носіїв заряду в дірковому напівпровіднику при лінійній рекомбінації і миттєвий час життя електронів при квадратичній рекомбінації.

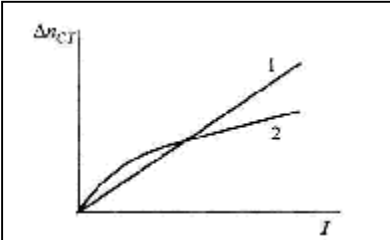


Рис. 5.4. Залежність надлишкової концентрації Δn_{CT} , що встановилася, від інтенсивності світла I при лінійній (1) і квадратичній (2) рекомбінації

Отже,

$$\Delta n_{CT} = \tau_n \beta' \alpha I, \quad (5.17)$$

тобто при лінійній рекомбінації Δn_{CT} маємо лінійну функцію інтенсивності світла I , а при квадратичній рекомбінації Δn_{CT} – нелінійну функцію I , оскільки $\tau_n = f(I)$.

На рис. 5.4 наведено залежності Δn_{CT} від інтенсивності світла I для лінійної (1) і квадратичної (2) рекомбінації.

Вище не враховувався вплив пасток захоплення. Заповнення останніх може затягувати наростання Δn при вмиканні освітлення, а звільнення – затягувати її спад при вимкненні освітлення. Зокрема, при вмиканні світла може спостерігатися S-подібне наростання Δn (рис. 5.5). Нехай N_t є концентрація пасток захоплення, які здатні захоплювати і потім упродовж часу θ втримувати носій заряду.

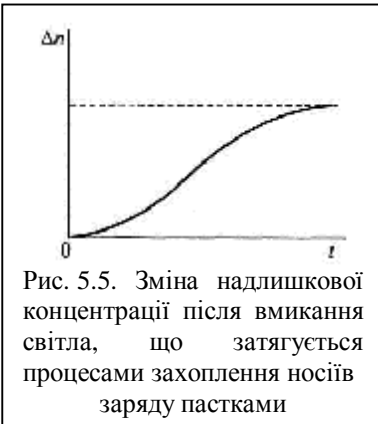


Рис. 5.5. Зміна надлишкової концентрації після вмикання світла, що затягується процесами захоплення носіїв заряду пастками

Якщо $\theta \ll \tau_n$, то пастка протягом часу життя нерівноважного електрона здатна захопити його неодноразово. Такі пастки називають *пастками α-типу*. Якщо ж $\theta \gg \tau_n$, то пастка може захоплювати електрон не більше ніж один раз. В останньому випадку пастки позначають як *β-тип*. Якщо пастки вільні, то в перший момент вони будуть захоплювати електрони,

зменшуючи швидкість наростання Δn і затягуючи час наростання. Аналогічно при спустошенні пасток після вимкнення світла буде спостерігатися затягнення Δn спаду. Початковий етап наростання і спаду Δn визначається величиною θ у випадку α -пасток і τ_n – в випадку β -пасток. Але у міру насичення або спустошення пасток їх роль у вимірюванні Δn зменшується.

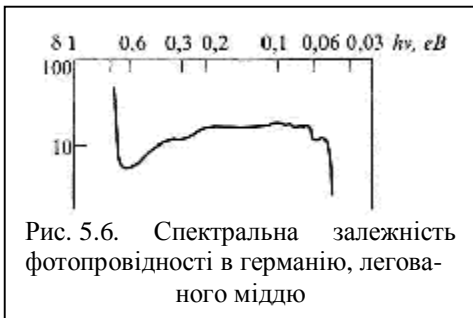


Рис. 5.6. Спектральна залежність фотопровідності в германію, легового міддю

фотопровідності (фотовідгуку, відкладеного на осі ординат у відносних одиницях) для германію, легового міддю і цинком. В області власного поглинання (ліва частина рисунка) криві збігаються, а в домішковій області сильно відрізняються.



Рис. 5.7. Спектральна залежність фотопровідності германію, легового цинком

Якщо побудувати залежність фотовідгуку від енергії фотонів або довжини світлової хвилі, що поглинається, то виходять складні криві, які в області домішкового поглинання залежать від наявності домішок. Так, на рис. 5.6 і 5.7 наведено дві криві спектральної залежності

Якщо спектр власного поглинання, круто наростаючи з боку його довгохвильової границі, може мати постійне або зростаюче значення а при подальшому зменшенні довжини хвилі в досить широкому діапазоні, то після проходження довгохвильової границі власного поглинання внутрішній фотоэффект досягає максимуму і потім швидко зменшується, хоч інтервал дов-

жин хвиль продовжує відповідати власному поглинанню. Тут позначається фактичне зменшення швидкості генерацій в міру заглиблення в об'єм у зв'язку з сильним поглинанням світла поверхневими шарами. У цьому випадку фотопровідність буде сильно залежати від розмірів зразка.

Розглянемо вплив поверхневої рекомбінації носіїв заряду на фотопровідність. Поверхнева рекомбінація спричиняє зменшення концентрації нерівноважних носіїв заряду в приповерхневому шарі.

Якщо поверхнева рекомбінація є значною, то їй відповідає малий час життя пари електрон-дірка в приповерхневому шарі τ_s . Для тонких зразків це може визначати темп всієї рекомбінації, оскільки довільний парціальний час життя визначається як величина, обернена ймовірності відповідного процесу, а сумарний процес визначається сумою ймовірностей $1/\tau = 1/\tau_V + 1/\tau_s$, де τ_V – час життя пари електрон-дірка в об'ємі кристала.

У випадку, якщо швидкість поверхневої рекомбінації $s \ll 2D/d$, де d – товщина зразка, D – біполярний коефіцієнт дифузії, можна вважати, що $\tau_s = d/2s$.

Якщо час життя пари електрон-дірка в об'ємі τ_V значно більший за τ_s , то для ефективного часу життя пари електрон-дірка отримаємо $\tau \approx \tau_s$.

Отже, згідно з виразом $1/\tau = 1/\tau_V + 1/\tau_s$, за умови $\tau_s = d/2s$, $1/\tau = 1/\tau_V + 2s/d$, де s – швидкість поверхневої рекомбінації, d – в напрямку променя світла. Звідси

$$\frac{\tau_V}{\tau} = 1 + \frac{2s\tau_V}{d}. \quad (5.18)$$

З (5.18) видно, що, якщо $2s\tau_V \ll d$, то $\tau = \tau_V$, тобто поверхнева рекомбінація практично не позначається на часі життя. Навпаки, при $2s\tau_V \gg d$ маємо:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2s}{d} \text{ або } \tau = \frac{d}{2s} = \tau_s, \quad (5.19)$$

тобто фотопровідність визначається не об'ємним часом життя, а поверхневим. Відповідно, σ_Φ виявляється меншою, ніж в першому випадку.

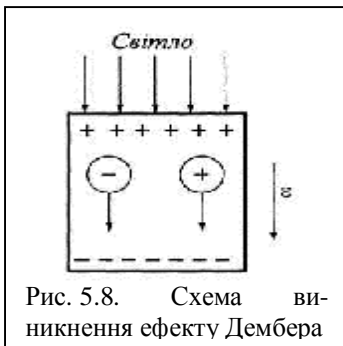


Рис. 5.8. Схема виникнення ефекту Дембера

5.3. Ефект Дембера

При освітленні напівпровідника світлом, що сильно поглинається, в приповерхневому шарі надмірна концентрація нерівноважних носіїв заряду буде більшою, ніж в об'ємі, оскільки туди доходить лише невелика частина падаючого на поверхню світла. Тому буде відбуватися дифузія електронів і дірок від поверхні в глибину зразка,

тобто в напрямі падаючого променя.

Електрони, що мають більшу рухливість, ніж дірки, будуть їх випереджати, що призведе до розділення зарядів. Безпосередньо біля поверхні буде створюватися позитивний заряд, а неосвітлена протилежна грань зразка (рис. 5.8) буде заряджатися негативно.

Якщо позначити напруженість внутрішнього електричного поля Дембера E , а густини струмів електронів і дірок відповідно j_n, j_p то:

$$j_n = en\mu_n E + \mu_n kT \frac{dn}{dx}; \quad (5.20)$$

$$j_p = en\mu_p E - \mu_p kT \frac{dp}{dx}; \quad (5.21)$$

$$j = j_n + j_p = e(n\mu_n + p\mu_p)E + kT \left(\mu_n \frac{dn}{dx} - \mu_p \frac{dp}{dx} \right). \quad (5.22)$$

У випадку ізольованого напівпровідника $j = 0$, так що:

$$E = -\frac{kT}{e} \cdot \frac{\mu_n \frac{dn}{dx} - \mu_p \frac{dp}{dx}}{n\mu_n + p\mu_p}. \quad (5.23)$$

Вважаючи $\frac{dn}{dx} = \frac{dp}{dx} = \frac{d\Delta n}{dx} = \frac{d\Delta p}{dx}$ знаходимо абсолютне значення ЕРС Дембера між точками x_1 і x_2 .

$$\int_{x_1}^{x_2} E dx = \frac{kT}{e} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\mu_n - \mu_p}{n\mu_n + p\mu_p} d\Delta n = V_{12}. \quad (5.24)$$

Оскільки $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$ і $\Delta\sigma = e(\mu_n + \mu_p)\Delta n$, то

$$d\Delta n = \frac{d\Delta\sigma}{e(\mu_n + \mu_p)}. \quad (5.25)$$

Отже, з (5.24) і (5.25) маємо:

$$U_{12} = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d\Delta\sigma}{\sigma}. \quad (5.26)$$

Оскільки $d\Delta\sigma = d\sigma$, звідси отримуємо:

$$U_{12} = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \ln \frac{\sigma_2}{\sigma_1}. \quad (5.27)$$

Отже, ЕРС Дембера тим більша, чим більше відрізняються рухливості електронів і дірок. При $\mu_n = \mu_p$ ефект відсутній. Якщо напівпровідник має монополярну провідність, то ЕРС Дембера, наприклад, при $p = 0$, дорівнює:

$$U_{12} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_2}{n_1}. \quad (5.28)$$

Повернемося до біполярної провідності, тобто до співвідношення (5.27), вважаючи $\Delta\sigma = \sigma_2 - \sigma_1$ малою величиною $\sigma = (\sigma_2 + \sigma_1)/2$. Тоді, розкладаючи $\ln \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$ в ряд і обмежувачись першим членом розкладу, отримуємо:

$$U_{12} = \frac{kT}{e} \frac{\mu_n - \mu_p}{\mu_n + \mu_p} \frac{\Delta\sigma}{\sigma}. \quad (5.29)$$

Для значень $\sigma = 1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, $T = 300 \text{ К}$, $\mu_n = 3900 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $\mu_p = 1900 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, $\Delta\sigma = 0,2 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$, отримаємо $U_{12} = 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ В}$ (германій). Отже, навіть при порівняно великій величині $\Delta\sigma$ отримуємо мале значення ЕРС Дембера.

5.4. Вентильна фото-ЕРС

Якщо p - n -перехід розташований поблизу поверхні напівпровідника так, що падаючі на поверхню кванти світла генерують пари електрон-дірка досить близько від p - n -переходу, то в останньому спостерігається розділення пар і пониження контактної різниці потенціалів. Необхідно, щоб місце генерації пари знаходилося не далі, як на відстані приблизно дифузійної довжини. У такому випадку носії заряду не встигають рекомбінувати, а дифузійний рух підводить частину з них до p - n -переходу. Електричне поле, створене контактною різницею потенціалів, переводить надлишкові дірки з n -області в p -область, а надлишкові електрони, навпаки, з p -області в n -область, що призводить до зниження контактного потенціального бар'єра на величину, відповідну вентильній фото-ЕРС. Якщо p - n -перехід освітлюється так, що промені світла напрямлені вздовж границь розділу областей, то вказана генерація пар спостерігається з обох боків переходу (рис. 5.9, а) але при цьому діє лише приповерхнева його частина, бо світло поглинається в приповерхневому шарі і не доходить до глибинних областей.

У випадку, коли світло падає перпендикулярно до p - n -переходу (рис. 5.9, б), спостерігається генерація електронно-діркових пар в



Рис. 5.9. Схема виникнення вентиляної фото-ЕРС

області одного типу електропровідності (приповерхневої області), і якщо границя p - n -переходу залягає неглибоко, то виникає вентиляна фото-ЕРС за рахунок пересування через p - n -перехід неосновних носіїв заряду з вказаної області.

Якщо p - n -перехід до освітлення знаходиться в рівновазі, то повний струм через нього дорівнює нулю, тобто густина струму електронів і дірок з протилежних областей однакові між собою:

$$j_n^{(n)} = j_n^{(p)}; j_p^{(p)} = j_p^{(n)}, \quad (5.30)$$

тут $j_n^{(n)}$ і $j_n^{(p)}$ – густини електронних потоків з n - та p -областей відповідно; $j_p^{(p)}$ і $j_p^{(n)}$ – густини діркових потоків з p - та n -областей відповідно.

За рахунок опромінення створюється фотострум j_ϕ , який збігається зі струмом неосновних носіїв заряду, тобто сума густин струмів неосновних носіїв заряду:

$$j_\phi = j_n^{(p)} + j_p^{(n)} = j_{неосн}, \quad (5.31)$$

причому суму густин струмів неосновних носіїв заряду без фотоструму можна замінити:

$$j_n^{(p)} + j_p^{(n)} = j_{nc} + j_{ps} = \frac{eD_n n_p}{L_n} + \frac{eD_p n_n}{L_p}, \quad (5.32)$$

де L_n і L_p – дифузійні довжини, відповідно, електронів і дірок.

Фотострум знижує контактний потенціалний бар'єр на величину eU_ϕ , внаслідок чого струм основних носіїв заряду через p - n -перехід збільшується, так що:

$$j_n^{(n)} = j_{ns} e^{\frac{eU_\phi}{kT}}; j_p^{(p)} = j_{ps} e^{\frac{eU_\phi}{kT}}. \quad (5.33)$$

Загальна алгебраїчна сума густини струмів:

$$j_\phi + j_n^p + j_p^n - j_n^n - j_p^p = j. \quad (5.34)$$

Якщо коло замкнене, то в ньому буде протікати струм j . Якщо ж воно розімкнене, то $j = 0$.

Підставимо (5.33) в (5.34) і виразимо j_ϕ у вигляді

$$j_{\phi} = j + j_s \left(e^{\frac{eU_{\phi}}{kT}} - 1 \right). \quad (5.35)$$

Звідси різниця потенціалів створена на p - n -переході внаслідок опромінення:

$$U_{\phi} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{j_{\phi} - j}{j_s} \right). \quad (5.36)$$

При розімкненому колі ϕ_{ϕ} є вентильною фото-ЕРС, тому:

$$U_{\phi_{\text{вент}}} = \frac{kT}{e} \ln \left(1 + \frac{j_{\phi}}{j_s} \right). \quad (5.37)$$

Отже, вентильна фото-ЕРС визначається температурою T і величиною густини струму j_{ϕ} , яка, в свою чергу, залежить від інтенсивності світла.

Вентильна фото-ЕРС є джерелом напруги в напівпровідникових перетворювачах енергії світла в електричну енергію (*сонячні батареї* і ін.). За наявності мікрогетеропереходів і бар'єрних шарів типу напівпровідник – квазіметал або інших потенціальних бар'єрів в об'ємі неоднорідного напівпровідника сумарна вентильна фото-ЕРС може бути досить значною.

5.5. Фотомагнітоелектричний ефект (ефект Кікоїна-Носкова)

Якщо поверхня напівпровідника опромінюється світлом, то в



Рис. 5.10. Схема виникнення ефекту Кікоїна-Носкова

приповерхневому шарі генеруються надмірні електронно-діркові пари. У глибині напівпровідника створюється дифузійний потік електронів і дірок. Якщо зразок вмістити у зовнішнє постійне магнітне поле, напрямлене перпендикулярно до променів світла, то дифундуючі носії заряду різних знаків будуть відхилятися силою Лоренца до протилежних граней (рис. 5.10), створюючи ЕРС.

На рис. 5.10, б показано фізичні напрями струмів електронів і дірок, відповідних напрямку руху зарядів. Якщо магнітне поле перпендикулярне до площини рисунка і напрямлене від нас, то дірки відхиляються до правої грані, а електрони – до лівої. Електричне поле, що виникає, протидіє вказаному відхиленню і процес досягає рівноваги, коли струм провідності, зумовлений дією поля, компенсує магнітодифузійний струм. Цій рівновазі і відповідає фотоманітна ЕРС.

Уявимо, що швидкість поверхневої рекомбінації мала. При слабкому магнітному полі кути Холла φ_p і φ_n дорівнюють:

$$\varphi_p \approx A\mu_p B \approx \operatorname{tg}\varphi_p; \quad (5.38)$$

$$\varphi_n \approx A\mu_n B \approx \operatorname{tg}\varphi_n. \quad (5.39)$$

Проекції повних густин струмів дірок і електронів на вісь y (рис. 5.10. б) будуть:

$$j_{py} = j_{px} \operatorname{tg}\varphi_p = A\mu_p B j_{px}; \quad (5.40)$$

$$j_{ny} = j_{nx} \operatorname{tg}\varphi_n = A\mu_n B j_{nx}. \quad (5.41)$$

Густина магнітодифузійного струму:

$$j_y = j_{py} + j_{ny} = AB(\mu_p j_{px} - \mu_n j_{nx}). \quad (5.42)$$

Вважаючи, що $\Delta n = \Delta p$, дифузійні густини потоків дірок та електронів:

$$j_{px} = -j_{nx} = -eD \frac{\partial \Delta n}{\partial x}. \quad (5.43)$$

Тут D – коефіцієнт біполярної дифузії, який визначається для напівпровідника p -типу $D = D_p$, для n -типу $D = D_n$.

Підставивши (5.42) в (5.43), отримаємо

$$-j_y = eABD(\mu_p + \mu_n) \frac{\partial \Delta n}{\partial x}. \quad (5.44)$$

Нехай контакти на зразку нанесені на бокові поверхні, площа кожної дорівнює bl , тобто розглядаємо всі розрізи зразка в площині xz (на рис. 5.10, а показана частина контакту з площею $b dx$). Всі величини, що входять в останнє рівняння, за винятком Δn , вважаються постійними і повний струм при роз'єднаному зовнішньому колі:

$$\begin{aligned} I &= \int_0^l j_x b dx = -eABDb(\mu_p + \mu_n) \int_0^l d\Delta n = \\ &= eABDb(\mu_p + \mu_n) [\Delta n(0) - \Delta n(l)] \end{aligned} \quad (5.45)$$

В умовах рівноваги цей струм дорівнює струму фотоманітної ЕРС, так що його можна виразити через $U_{\text{фм}}$ та повну провідність зразка Ω :

$$I_{\phi_m} = \Omega U_{\phi_m}. \quad (5.46)$$

Оскільки абсолютні значення струмів (5.45) і (5.46) однакові (хоч струми мають протилежні знаки), прирівнюємо їх і отримуємо:

$$U_{\phi_m} = \frac{eABDb(\mu_p + \mu_n)[\Delta n(0) - \Delta n(l)]}{\Omega}. \quad (5.47)$$

Вираз для повної провідності можна записати у вигляді

$$\Omega = \frac{bl}{a} \sigma_0 + \frac{b}{a} \int_0^l \Delta \delta dx. \quad (5.48)$$

Тут перший доданок є темною електропровідністю, а другий – визначається надлишковими носіями заряду. Оскільки $\Delta n = \Delta p$, то останній вираз можна подати як

$$\Omega = \frac{bl}{a} \sigma_0 + \frac{eb}{a} (\mu_p + \mu_n) \int_0^l \Delta n dx. \quad (5.49)$$

Якщо врахувати, що:

$$\Delta n = (\Delta n)_0 e^{-\frac{x}{L_n}} dx = \Delta n(0) e^{-\frac{x}{L_n}}, \quad (5.50)$$

де L_n – дифузійна довжина (для p -типу напівпровідника), отримаємо:

$$\int_0^l \Delta n dx = \Delta n(0) \int_0^l e^{-\frac{x}{L_n}} dx = -\Delta n(0) e^{-\frac{x}{L_n}} L_n \Big|_0^l. \quad (5.51)$$

При $l = L_n$, для товстого зразка маємо:

$$\int_0^l \Delta n dx = L_n \Delta n(0) \quad (5.52)$$

Отже, у цьому випадку отримаємо:

$$U_{\phi_m} = \frac{e\alpha ABD(\mu_p + \mu_n)\Delta n(0)}{l\sigma_0 + e(\mu_p + \mu_n)L_n\Delta n(0)}. \quad (5.53)$$

При високому рівні інжекції перший доданок у знаменнику можна відкинути і тоді:

$$U_{\phi_m} = \frac{\alpha ABD}{L_n}. \quad (5.54)$$

Навпаки, при низькому рівні інжекції в знаменнику (5.53) можна знехтувати другим доданком, так що отримуємо фотоманітну ЕРС:

$$U_{\phi_m} = e\alpha ABD \frac{(\mu_p + \mu_n)\Delta n(0)}{l\sigma_0}. \quad (5.55)$$

Якщо швидкістю поверхневої рекомбінації знехтувати, то концентрація надлишкових носіїв на поверхні визначається інтенсивністю збуджуючого світла I , квантовим виходом β і часом життя носіїв заряду τ . Отже,

$$L_n = \Delta n(0) = \beta' \tau I. \quad (5.56)$$

Отже, при низькому рівні інжекції і малій швидкості поверхневої рекомбінації з урахуванням рівності $L_n^2 = D\tau$; отримуємо:

$$U_{\phi_m} = e\alpha ABD\beta'\tau I \frac{\mu_p + \mu_n}{l\sigma_0 L_n} = e\alpha AB\beta' l L_n \frac{\mu_p + \mu_n}{l\sigma_0}. \quad (5.57)$$

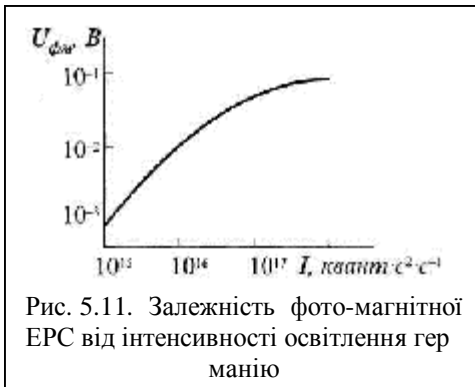


Рис. 5.11. Залежність фото-магнітної ЕРС від інтенсивності освітлення германію

Графік залежності фотомагнітної ЕРС з від інтенсивності освітлення для германію наведений на рис. 5.11, де лінійна частина відповідає низькому рівню інжекції, насичення – високому рівню інжекції.

Ефект Кікоїна-Носкова, з одного боку, аналогічний до явища Холла, з іншого боку – до термомагнітного ефекту Нернста-Еттінггаузена. Фотомагнітоелектричний ефект використовують для дослідження різних нерівноважних процесів у напівпровідниках, зокрема, для визначення малого часу життя, наприклад близько 10^{-10} с.

Українсько-англійський словник термінів до п'ятого розділу

p-n перехід	barrier	[ˈbæriə]
алмаз	diamond	[ˈdaɪəmənd]
альфа частинки	alpha	[ˈælfə]
гама випромінювання	gamma irradiation	[ˈgæmə ɪ ˈreɪdɪ ˈeɪ(ə)n]
германій	germanium	[dʒeːˈmeniəm]
генерація	generation	[dʒenəˈreiʃn]
дифузія	diffusion	[dɪˈfjuːʒ(ə)n]
інжекція	injection	[ɪnˈdʒekʃ(ə)n]

інтегрування	integration	['intə'grei](ə)n]
інтенсивність	intensity	[in'tensəti]
квантовий вихід	quantumyield	['kwɒntəmji:ld]
кінетична енергія	kineticenergy	[kai'netiks 'enədʒi]
кремній	silicon	['silikən]
легування	alloying	[ə'loiɪŋ]
магнітне поле	magnetic field	[mæg'netikfi:ld]
монохроматичне світло	monochromaticlight	['mono(u)'kroumeitək 'lait]
опромінення	irradiation	[i'reidi'eɪ](ə)n]
поверхнева рекомбінація	surfacercombination	['sə:fis-rikombi'nei](ə)n]
поглинання	absorption	[əb'so:p](ə)n]
рентгенівське випромінювання	x-radiation	['eksreidi'eɪ](ə)n]
рентгенівські промені	x-ray	['eksrei]
рівняння неперервності	continuityequation	[konti'nju:itii'weitʃn]
розсіяння світла	light scattering	['lait'skæt(ə)rɪŋ]
світлочутливість	sensitivity	['sensitiv]
сонячна батарея	solarcell	['souləsel]
спектр	spectrum	['spektrəm]
спектральна залежність	spectraldependence	['spektrəm di'pendəns]
ударна іонізація	impactionization	['impæk-taiənai'zei](ə)n]
фотоефект	photoeffect	[foutu(u)'fekt]
фотомагнітоелектричний ефект	photoelectromagnetic effect	[foutu(u)'lektromæg'n etiki'fekt]
фотопровідність	photoconductivity	[foutu(u)'kɒndʌk'tiviti]
фотострум	photocurrent	[foutu(u)'kʌrənt]

РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников: учебное пособие. – 2 изд. – М.: Высш. шк., 1984. – 352 с.
2. Бонч-Бруевич В.Л. Калашников С.Г. Физика полупроводников. – М. : Высшая школа, 1977.
3. Фізичні основи електронної техніки: підручник / З.Ю. Готра, І.С. Лопатинський, Б.А. Лук'янець, З.М. Микитюк, І.В. За ред. Готри З.Ю. Львів: Бескид Біт, 2004. – 880 с.
4. Фізика процесів у напівпровідниках та елементах електроніки : курс лекцій : [навчальний посібник] / [Д. М. Фреїк, В. М. Чобанюк, З. Ю. Готра та ін. ; за заг. ред. Д. М. Фреїка]. – Івано-Франківськ : Видавництво Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника, 2010. – 263 с.
5. Федотов Я.А. Основы физики полупроводниковых приборов. – М.: Советское радио, 1967.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	3
1. СТАТИСТИКА НОСІЇВ ЗАРЯДУ В НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛАХ	4
1.1. Зв'язок концентрації носіїв заряду в дозволених зонах з рівнем Фермі.....	4
1.2. Зв'язок концентрації носіїв заряду на локальних рівнях з рівнем Фермі.....	9
1.3. Розв'язання рівняння нейтральності для власного напівпровідника	12
1.4. Напівпровідник легований однозарядними донорами	15
1.5. Напівпровідник легований однозарядними акцепторами.....	19
1.6. Статистика носіїв заряду в напівпровіднику, який містить вакансії і дислокації.....	20
1.7. Статистика електронів при утворенні складних дефектів у кристалі	22
Українсько-англійський словник термінів до першого розділу.....	25
2. ЕЛЕКТРОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ.....	28
2.1. Рухливість носіїв заряду	28
2.2. Електропровідність	32
Українсько-англійський словник термінів до другого розділу.....	35
3. ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ ЯВИЩА.....	37
3.1. Ефект Зеебека.....	37
3.2. Контактна складова термо-ЕРС	40
3.3. Об'ємна складова термо-ЕРС.....	42
3.4. Ефект Пельтьє.....	46
Українсько-англійський словник термінів до третього розділу.....	50
4. ГАЛЬВАНОМАГНІТНІ ЕФЕКТИ.....	52
4.1. Ефект Холла	52
4.2. Магніторезистивний ефект	56
4.3. Магнітоконцентраційний ефект.....	60
4.4. Ефект Фарадея.....	61
4.5. Ефект Фогта.....	65
4.6. Термомагнітні ефекти в напівпровідниках.....	66
Українсько-англійський словник термінів до четвертого розділу.....	68

5. ФОТОПРОВІДНІСТЬ У НАПІВПРОВІДНИКАХ	70
5.1. Квантовий вихід фото ефекту	70
5.2. Релаксація фотопровідності і стаціонарна фотопровідність	72
5.3. Ефект Дембера	76
5.4. Вентильна фото-ЕРС	78
5.5. Фотомагнітоелектричний ефект (ефект Кікоїна- Носкова)	80
Українсько-англійський словник термінів до п'ятого розділу	83
РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА	85
ЗМІСТ	86

Навчальне видання

ПРОКОПІВ Володимир Васильович

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ

Навчальний посібник

Літературний редактор *Прокопів Л.М.*
Комп'ютерний набір *Ваньчук В.Б.*
Дизайнер *Туровська Л.В.*

Підписано до друку 26.08.2010 р.
Формат 60x84/16. Гарнітура «Times New Roman».
Умов. друк. арк. 4,74. Наклад 100 пр. Зам. № 55.

Видавець
Прикарпатський національний університет
імені Василя Стефаника,
вул. С. Бандери, 1, м. Івано-Франківськ, 76000.
Тел. 8(0342) 71-56-22.
E-mail: vdvcit@pu.if.ua

*Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
ДК №2718 від 12.12.2006.*