

А. П. Чебаненко, Ю. М. Каракіс

Фізика напівпровідників

Частина I
«Параметри і статистика носіїв заряду»

Навчально-методичний посібник

до спеціального курсу лекцій
“Фізика напівпровідників”

ОДЕСА
ОНУ
2019

УДК 621.315.59(076.5)
Ч195

Рекомендовано до друку вченою радою
факультету математики,
фізики та інформаційних технологій
ОНУ імені І. І. Мечникова.
Протокол № 2 від 26 жовтня 2018 р.

Рецензенти:

І. М. Вікулін, доктор фіз.-мат. наук, професор, віце-президент Академії зв'язку України, лауреат держпремій СРСР і України;

М. І. Полетаєв, доктор фіз.-мат. наук, професор кафедри загальної фізики і фізики теплоенергетичних та хімічних процесів ОНУ імені І. І. Мечникова;

В. А. Борщак, доктор фіз.-мат. наук, пров. наук. співр. міжвідомст. науково-учбового фізико-технічного центру.

Чебаненко А. П.

Ч195 Фізика напівпровідників. Ч1. Параметри і статистика носіїв заряду; навчально-методичний посібник до спеціального курсу лекцій “Фізика напівпровідників”/ А. П. Чебаненко, Ю. М. Каракіс – Одеса; Одес. нац. ун-т ім. І. І. Мечникова, 2019. – 68 с.

Поданий навчально-методичний посібник написано відповідно до діючої програми дисципліни “Фізика напівпровідників”. Мета даного видання – допомогти студентам в їх самостійній роботі над відповідним курсом. Вказівки сприятимуть розробки у студентів навичок самостійної експериментальної роботи, та застосування теоретичних знань для вирішення практичних задач.

Для студентів IV-го курсу факультету математики, фізики та інформаційних технологій що обрали спеціальність “Фізика та астрономія”.

УДК 621.315.59(076.5)

© А. П. Чебаненко, Ю. М. Каракіс, 2019
© Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, 2019

ЗМІСТ

Вступ	4
I. Основні характеристики та параметри фотопровідності	6
1.1. Формування енергетичних зон енергій в напівпровідниках	6
1.2. Поняття дірок як додаткового внеску до електропровідності ..	8
1.3. Класифікація носіїв струму	10
1.4. Загальні відомості про фотопровідність	13
1.5. Час життя носіїв заряду	16
1.6. Фоточутливість	18
1.7. Переріз захоплення носіїв струму	21
Питання для самоперевірки	24
Тестові завдання для змістового модуля	26
II. Поведінка рівноважних і нерівноважних носіїв заряду в кристалі	30
2.1. Розподіл електронів в твердому тілі за енергіями	30
2.2. Провідність і рівень Фермі	43
2.3. Квазістаціонарні рівні Фермі	51
2.4. Демаркаційні рівні	54
Питання для самоперевірки	62
Тестові завдання для змістового модуля	63
Список рекомендованої літератури	66
Параметри напівпровідників	67

ВСТУП

На протязі багатьох років на фізичному факультеті ОНУ читався комплекс лекцій по різноманітним властивостям напівпровідників. Поданий навчально-методичний посібник призначено для поглиблення уявлень щодо цього матеріалу, а також у допомогу студентам для самостійного засвоєння деяких аспектів процесів, що протікають в напівпровідниках.

Слід зауважити, що це – один з перших посібників такого роду, що видається українською мовою.

У якості інструменту, що допомагає опису внутрішніх процесів (рекомбінація носіїв, захоплення їх на пастки, явища струмопереносу, та ін.) обрано фотоелектричні і в деякій мірі оптичні властивості напівпровідників. Такий підхід дозволяє для опису цих явищ застосувати зовнішні чинники, які можливо зафіксувати експериментально, – зміну струму під дією освітлення, прикладеної напруги, температури, тощо.

Фотопровідність – це здатність напівпровідників змінювати електричний опір під дією опромінювання електромагнітними хвилями різноманітної довжини (γ -випромінювання, рентгенівських променів, ультрафіолетового, видимого і інфрачервоного світла). На цьому явищі побудовано принцип дії багатьох напівпровідникових приладів – фоторезисторів, фотоелементів, елементів оптоелектроніки та інших.

Явище фотопровідності напівпровідників відкрив Майкл Фарадей на закисі міді. Перші систематичні дослідження фотопровідності були проведені Бернхардом Гудденом і Робертом Полем у 20-х роках ХХ-го століття. Вони досліджували, головним чином, сірчистий цинк, алмаз та лужно-галоїдні сполуки. Праці Б. Гуддена і Р. Поля були присвячені вивченню природи носіїв, що брали участь в процесах фотопровідності, а також виявленню залежності фотопровідності від часу, довжини хвилі і інтенсивності світла, величини прикладеної напруги.

З шістдесятих років інтенсивно проводились дослідження фотоелектричних властивостей напівпровідників. При цьому найбільш плідними виявились комплексні дослідження зазначених матеріалів, що включали в себе визначення параметрів, які характеризують електричні, оптичні та фотоелектричні властивості напівпровідників.

Великий внесок в вивчення фотопровідності твердих тіл зробили А. Роуз, Р. Бьюб, С. М. Ривкін, В. Е. Лашкарьов, М. К. Шейнкман, В. В. Сердюк*.

Майже всі напівпровідники володіють фотопровідністю. Одними з яскравіших представників є халькогеніди елементів шостої групи таблиці Менделєєва – $A^{II}B^{VI}$ (CdS, ZnSe, CdSe, тощо).

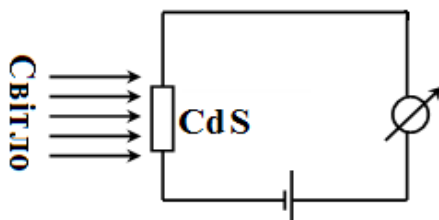


Рис. 1.1. Принципова схема вимірювання фотопровідності

Наприклад, у кристалах сульфід кадмію типова величина електричного опору в темряві складає $R_{\text{темр}} = 10^{11} - 10^{12}$ Ом, тоді як при освітленні $R_{\text{світ}} = 10^4 - 10^5$ Ом. Тобто, його фотовідповідь може досягти $R_{\text{т}}/R_{\text{св}} = 10^7 - 10^8$ разів. Високочутливими являються також CdSe і CdTe. В інфрачервоній області чутливі PbS, PbSe і PbTe. До найпоширеніших фотопровідників належать: моноатомні напівпровідники: Ge, Si, Te, Se; бінарні: CdS, ZnS, ZnSe, ZnTe ($A^{II}B^{VI}$); інтерметалеві (групи $A^{III}B^{V}$): InSb, GaAs, GaP, AlSb, AlAs.

Для теоретичних досліджень фотопровідності, в основному, застосовуються монокристали, для практичних цілей – як монокристали так і полікристалічні зразки.

* **Сердюк Віктор Васильович** (1934 – 1994) – видатний вчений, завідувач кафедри експериментальної фізики (1967–1994), декан фізичного факультету (1968–1975), ректор ОДУ впродовж трьох термінів (1975–1987). Основна галузь наукових інтересів – фотоелектричні властивості напівпровідників. З цієї тематики опублікував біля 400 наукових праць в провідних вітчизняних і закордонних виданнях. Автор 5 підручників. Створив наукову школу. Під його керівництвом було захищено біля 40-а кандидатських дисертацій, у тому числі проф. Чемересюка Г. Г. – заст. декана (1968–1981), декана фізичного факультету (1981–2006); і три докторських дисертацій, у тому числі проф. Ю. Ф. Ваксмана – наступного декана (2006–2017) фізичного факультету і проф. В. А. Сминтини – наступного завідувача кафедри експериментальної фізики, ректора (1995–2010) ОНУ. Очолював декілька великих циклів науково-дослідних робіт.

I. ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТА ПАРАМЕТРИ ФОТОПРОВІДНОСТІ

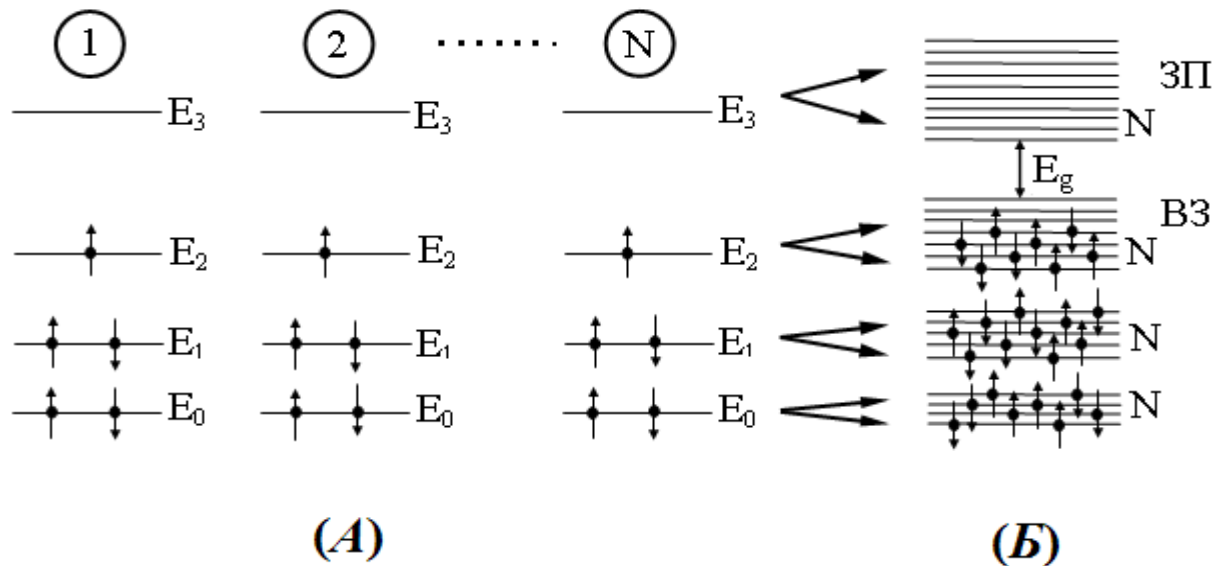
1.1. Формування енергетичних зон у напівпровідниках

Відомо, що електрони в атомі можуть знаходитись лише на дискретних енергетичних рівнях, кожний з яких відповідає певній електронній оболонці атома. Якщо розглядати кристалічне тіло, утворене з цих атомів, то енергетичні рівні в кристалі згруповуються в енергетичні зони.

Розглянемо цей процес більш детально. Нехай маємо N однакових ізольованих атомів якої-небудь речовини. Кожний з цих атомів матиме однаковий набір енергетичних рівнів (тобто, дозволених для електронів енергій). Будь-який електрон атома може займати будь-який з цих рівнів. Якщо атом знаходиться в незбудженому стані, то сумарна енергія електронів при цьому має бути мінімальною. З класичної точки зору здавалося б, що всі електрони атома мають розташуватися на самому низькому енергетичному рівні. Насправді ж цього не відбувається, оскільки в квантовій теорії електрони підпорядковані **принципові заборони Паулі**. А саме, *в будь-якій квантовій системі (атомі, молекулі, чи кристалі) на кожному енергетичному рівні можуть знаходитись не більш, ніж два електрони з протилежно напрямленими спінами*. Згідно з принципом Паулі, розподіл електронів за енергіями у кожному з ізольованих атомів буде таким, як це зображено на рис.1.2.А Тут зображено енергетичні діаграми атомів, що мають п'ять електронів. Електрони на енергетичних рівнях зображено кульками, а орієнтація їх спінів – стрілками.

При утворенні кристала по мірі зближення атомів між ними виникає все більш зростаюча взаємодія. В результаті енергетичний стан електронів визначається не тільки їхньою взаємодією з ядром свого атома, а й електричним полем кристалічної решітки, тобто, взаємодією з іншими атомами. Це викликає зміни в положенні

енергетичних рівнів. Замість одного однакового енергетичного рівня для всіх N атомів, виникає N дуже близько розташованих один від одного енергетичних рівнів. Тобто, кожний рівень ізольованого атома розщеплюється в кристалі на N густо розташованих рівнів, які утворюють енергетичну зону (рис. 1.2.Б).



**Рис. 1.2. Енергетичні діаграми ізольованих атомів (А)
і енергетична діаграма твердого тіла (Б)**

Взаємодія між атомами у твердому тілі сильніше впливає на енергетичні рівні зовнішніх електронів атомів і менше впливає на енергетичні рівні електронів, що знаходяться ближче до ядра. Тому величина розщеплення у різних рівнів неоднакова. Рівні, які в атомі відповідали електронам, що знаходяться ближче до ядра, розщеплюються в меншій мірі. Більш розщеплюються рівні, які в атомі були зайняті валентними електронами, а також рівні, які в незбудженому атомі були вільними від електронів. Якщо в N ізольованих атомах на певному енергетичному рівні були розташовані $2N$ електронів, то в кристалі у відповідній енергетичній зоні також розташуються $2N$ електронів.

Зони, що утворилися за рахунок розщеплення внутрішніх енергетичних рівнів, мало цікаві, оскільки електрони, які знаходяться в цих зонах, залишаються міцно зв'язаними з ядрами своїх атомів. Інтерес становить зона, що утворилася з валентних рівнів – **валентна**

зона (ВЗ), та наступна вільна від електронів зона, яка лежить вище валентної – **зона провідності (ЗП)**. Ці зони розділені енергетичним проміжком E_g , в якому дозволених значень для енергії електронів немає. Він має назву **забороненої зони**. Ширина кожної дозволеної зони становить біля 1 еВ. Оскільки концентрація атомів у кристалі складає приблизно 10^{22} см^{-3} , то енергетична відстань між рівнями в дозволених зонах становить біля 10^{-22} еВ. Тобто, розподіл рівнів в дозволених зонах можна вважати квазінеперервним.

Ширина забороненої зони E_g визначає електричні властивості твердого тіла. Для діелектриків вона становить декілька електронвольт, наприклад, для алмаза $E_g = 5,4 \text{ еВ}$. Для напівпровідників ця величина значно менша, наприклад, для германію $E_g = 0,67 \text{ еВ}$.

Значення ширини забороненої зони визначає концентрацію власних носіїв

$$n \sim \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (1.1)$$

а значить, і провідність кристала.

Крім цього в напівпровідниках величина електропровідності може в широких межах змінюватися при внесенні домішок.

1.2. Поняття дірок як додаткового внеску до електропровідності

Питому електропровідність кристалу σ можна визначити двома способами. Або через зовнішні параметри із закону Ома:

$$I = \sigma \frac{US}{l}, \quad (1.2)$$

де I – сила струму, що протікає під дією прикладеної напруги U ; S – площа поперечного перерізу зразка; l – відстань між електродами.

Або через параметри носіїв заряду:

$$\sigma = e n \mu. \quad (1.3)$$

Тут e – заряд електрона, n – концентрація носіїв, μ – їх рухливість, яка враховує, з якою середньою швидкістю вони можуть переміщуватись в кристалічній решітці під дією прикладеного поля.

У металів значення провідності, вираховані по формулам (1.2) і (1.3) співпадають. У напівпровідників значення провідності, визначене з залежності (1.3) завжди виявляється меншим, ніж з формули (1.2). Це свідчить про необхідність введення до розгляду додаткового способу електропереносу в цих речовинах.

Для розуміння такого способу зручно скористатися методом аналогії. Уявимо собі глядацьку залу, на сцені якої йде цікава вистава.

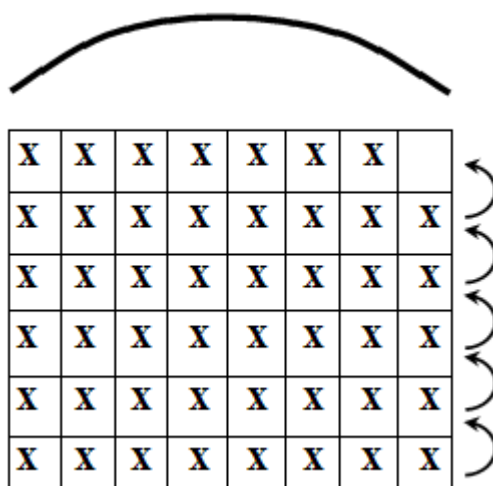


Рис. 1.3. До пояснення поняття дірки

Якщо з будь-якої причини в першому ряду виявиться вільне місце, найближчий глядач, звичайно, пересяде поближче. Але тоді вільне місце утвориться у другому ряду, куди пересяде глядач з третього і т.д.

Цей процес можна описувати як переміщення реальних об'єктів X . Однак, для напівпровідників цей спосіб створює нездоланні труднощі, оскільки потребує запису рівняння руху для кожного учасника. Звичайна концентрація носіїв в кристалах складає $10^{10} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, і може досягати до $10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$, якщо кожен атом кристалічної решітки віддасть по одному електрону.

Однак, можна вчинити інакше, – описувати переміщення тільки одного об’єкта – вільного місця на кріслі. У напівпровідниках йому відповідає назва “дірка” (від англ. “hole”, позначається “р”). Введення такого віртуального носія створює реальні можливості для опису процесу.

Дірки – це додатковий засіб переносу заряду в напівпровідниках, але не окремим електроном, а спільно ансамблем електронів.

При цьому дірці доведеться присвоїти власні параметри. Оскільки при прикладенні поля дірки рухаються в протилежний бік у порівнянні з електронами (див. рис. 1.3), їм має бути приписано і протилежний заряд, тобто позитивний. Окрім того, в електричному полі однакової напруженості вони рухаються дещо з іншою швидкістю, ніж окремий електрон, оскільки кожен з електронів втрачає деякий час на перескок. Тому ефективна маса дірки повинна відрізнятися від маси електрона. Відповідно, дірки повинні мати іншу рухливість, ніж електрони. Як це видно з рис. 1.3, не всі об’єкти обов’язково приймають участь в створенні руху дірки. Тому концентрації електронів і дірок можуть відрізнятися, в тому числі суттєво.

1.3. Класифікація носіїв струму

А. Основні і неосновні носії

Як правило, концентрації електронів і дірок у напівпровідниках можуть відрізнятися на порядки. Ті носії, концентрація яких у кристалі більша називають **основними**. Відповідно, носіїв іншого знаку – **неосновними**.

Якщо в зразку концентрація електронів переважає концентрацію дірок $n > p$, тобто, основними носіями є електрони, то такий напівпровідник називається електронним. В протилежному разі, ($p > n$), напівпровідник називають дірковим.

Якщо концентрації електронів і дірок що беруть участь у струмопереносі, порівняні за величиною, то така провідність

називається біполярною, а напівпровідник власним. Розбіжність між концентраціями може бути зв'язана з більш інтенсивним захопленням носіїв одного із знаків на пастки, або з поставками невластних носіїв.

Б. Власні і невластні носії

Ці поняття визначають походження вільних носіїв заряду.

Якщо активація носія відбулася з атома основної решітки після поглинання кванта відповідної енергії (рис. 1.4. перехід 1), то такий носій називається **власним**. Це може бути енергія, наприклад, світла чи тепла, але, в будь якому разі, вона повинна бути не менше ніж ширина забороненої зони даного напівпровідника.

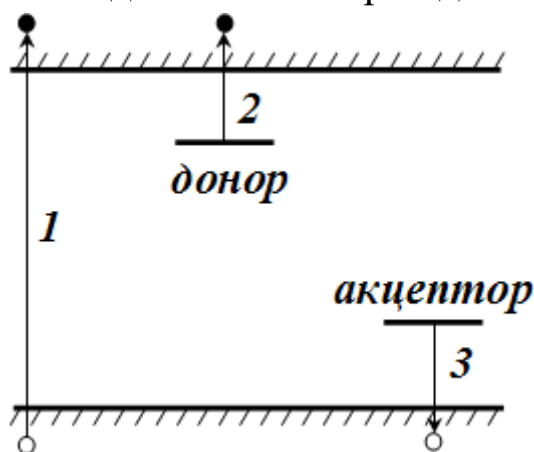


Рис. 1.4. Збудження носіїв у вільний стан

Після перенесення електрона через заборонену зону в валентній зоні напівпровідника залишається дірка. Тому концентрації власних вільних електронів і дірок зазвичай близькі. Різниця може виникнути через те, що носії одного із знаків в більший мірі захоплюються з вільного стану на пастки.

Можливий інший канал виникнення вільних носіїв.

Властивості напівпровідників значною мірою залежать від наявності легуючої домішки. Чужорідний атом, впроваджуючись в решітку, змінює локальну енергію зв'язку в своєму оточенні. В залежності від конкретних властивостей цього атома, решітка в цьому місці трохи розширюється або небагато стискується. На зонній діаграмі енергій виникає додатковий рівень (рис. 1.4).

Вплив атома домішки на струмоперенесення залежить від його валентності. Якщо його валентність більше ніж валентність атомів основної речовини, він може віддавати зайві електрони. Такі атоми, і відповідно, їх енергетичні рівні зветься донорними.

Якщо легуючі атоми мають валентність меншу, ніж основні, вони можуть захоплювати електрони. Або, що теж саме, віддавати дірки. Ці атоми і їх енергетичні рівні зветься акцепторними (рис.1.4).

Носії, які перейшли у вільний стан з донорів або акцепторів називаються **невласними** (переходи 1 і 2 рис. 1.4). Енергія необхідна для звільнення цих носіїв повинна бути не менше енергетичної глибини відповідного рівня.

В. Рівноважні та нерівноважні носії

Кристал можна уявити як взаємодіючу систему з двох компонент – кристалічної решітки, що коливається, яка занурена в електронний газ вільних носіїв.

Якщо енергія конкретного електрона або дірки приблизно дорівнює середній енергії теплових коливань решітки, то носіїв називають **рівноважними**.

Якщо більше або менше, то **нерівноважними**. Зіштовхуючись з вузлами кристалічної решітки у ході свого руху, ці носії обмінюються з нею енергією. По закінченню деякого проміжку часу їх енергії зрівнюються і носії стають рівноважними.

При нагріванні напівпровідника вузли його кристалічної решітки збільшують коливання, а вільні носії – свою кінетичну енергію. Тож нагрівання, як правило, створює рівноважні носії.

Решітка майже не поглинає видиме світло. Однак енергія його квантів може бути достатньою для звільнення носіїв. Тому світло, як правило, створює нерівноважні носії.

Крім того, нерівноважні носії струму можуть з'являтися в напівпровіднику при інжекції з контактів, а також у результаті дії сильних електричних полів (ударна іонізація) тощо. В усіх випадках визначення їх рівноважності зв'язане з порівнянням з енергією решітки.

На закінчення наведемо зведену таблицю.

Таблиця 1.1

Класифікація носіїв струму

Концентраційне переважання	Походження	Енергетична рівновага з решіткою
Основні Неосновні	Власні Невласні	Рівноважні Нерівноважні

Носій може бути, наприклад, основний–власний–рівноважний або основний–власний – але нерівноважний. Всього можливі 8 варіантів (див. стрілки в таблиці).

1.4. Загальні відомості про фотопровідність

В загальному випадку біполярної провідності

$$\sigma = en\mu_n + er\mu_p, \quad (1.4)$$

де n і p – концентрації вільних електронів і дірок, відповідно, μ_n і μ_p – їх рухливості.

Швидкість впорядкованого руху носія в кристалі $v = \mu\mathcal{E}$. Звідси $\mu = v/\mathcal{E}$. Рухливість показує, яку швидкість здобуває носій під дією електричного поля $\mathcal{E}$ одиничної напруженості. Розмірність рухливості:

$$[\mu] = \frac{\frac{cm}{c}}{\frac{cm}{B}} = \frac{cm^2}{B \cdot c}.$$

Скориставшись формулою (1.4) визначимо розмірність питомої провідності, враховуючи $[n] = \frac{1}{\text{см}^3}$, $[\mu] = \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$, $[e] = \text{кул} = \text{А} \cdot \text{с}$:

$$[\sigma] = \text{А} \cdot e \cdot \frac{1}{\text{см}^3} \cdot \frac{\cancel{\text{см}^2}}{\text{В} \cdot \cancel{e}} = \frac{\text{А}}{\text{В}} \cdot \frac{1}{\text{см}} = \text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}.$$

В темряві напівпровідник має темнову провідність $\sigma_{\text{т}}$. При освітленні відбувається зміна провідності до нової величини $\sigma_{\text{с}}$. Фотопровідність як фізична величина визначається як різниця між світловою і темною провідностями: $\Delta \sigma = \sigma_{\text{с}} - \sigma_{\text{т}}$.

Продиференціювавши для простоти тільки електронну складову провідності, можна зробити висновок щодо того, за рахунок чого вона може змінюватися. Диференціювання дає:

$$\Delta \sigma = e\mu_n \Delta n + en \Delta \mu_n. \quad (1.5)$$

Це означає, що фотопровідність може виникати як в результаті зміни концентрації вільних носіїв, так і в результаті зміни їх рухливості.

Випадок зміни провідності в результаті зміни рухливості є мало розповсюдженим. Це може відбуватися, якщо змінюється розсіювання носіїв. Такий процес може здійснюватись на вузлах решітки, на дефектах, на міжвузольних надлишкових атомах і на заряджених пастках. Якщо, наприклад, пастковий рівень зайнятий електроном виступає як ефективний розсіювальний центр для електронів провідності, то при освітленні він може звільнитися і це приведе до зменшення його розсіювальної дії. В цьому випадку рухливість носіїв зросте і провідність збільшиться.

Набагато більш поширеним є випадок зміни провідності в наслідок збільшення концентрації вільних носіїв під дією світла. При цьому концентрація, а значить і провідність, може зростати на порядки.

Нехай кристал освітлюється світлом інтенсивності L . Якщо коефіцієнт поглинання світла для даної довжини хвилі λ дорівнює α , то кількість квантів, що поглинені кристалом, буде $L\alpha$. Темп фотозбудження, тобто, кількість електронів (електронно – діркових

пар), народжених в 1 секунду в одиниці об'єму буде пропорційна поглиненому числу фотонів. Тобто

$$f = \beta L \alpha .$$

Її розмірність $[f] = \frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} .$

Якщо L вимірюється числом квантів в секунду, то коефіцієнт пропорційності β визначає число пар, що утворюються одним квантом, і називається квантовим виходом.

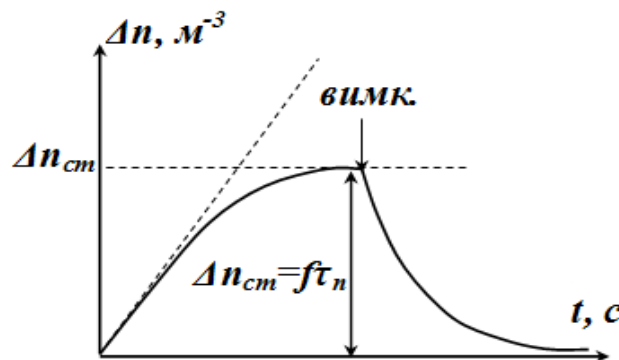


Рис. 1.5. Залежність від часу концентрації нерівноважних електронів

Зазвичай $\beta \approx 1$. Однак, якщо енергія кванта перевищує подвійну ширину забороненої зони, то носії що виникли, можуть мати достатньо кінетичної енергії щоб в результаті ударної іонізації створювати додаткові пари. Тоді $\beta > 1$.

Подивимось, як змінюється концентрація нерівноважних носіїв з часом. Нехай в деякий момент часу почалось освітлення напівпровідника. Якщо б крім звільнення носіїв ніякі інші процеси не протікали, то концентрація нерівноважних носіїв (для визначеності, електронів) Δn зростала б безмежно пропорційно до часу.

Насправді ж експериментально встановлено, що через деякий час після початку освітлення встановлюється постійна (стаціонарна) фотопровідність $\Delta \sigma_{\text{ст}}$, а значить встановлюється стаціонарне значення концентрації нерівноважних носіїв $\Delta n_{\text{ст}}$ (див. рис. 1.5). Звідси слідує, що окрім процесу генерації вільних носіїв має місце зворотній процес

їх зникнення з вільного стану, причому, у стаціонарних умовах інтенсивності обох цих процесів однакові.

Цей зворотній процес називають процесом рекомбінації електронів і дірок. Очевидно, що інтенсивність рекомбінації напряду зв'язана з концентраціями нерівноважних носіїв. На початку освітлення вона мала, а по тому зростає.

Кожен нерівноважний носій що звільняється світлом, до рекомбінації проводить деякий час в вільному стані. Цей час називається часом життя вільного носія і позначається τ . Типова величина τ для різних речовин коливається в межах $10^{-2} - 10^{-8}$ секунд.

Очевидно, що стаціонарна концентрація нерівноважних електронів, для прикладу, може бути записана як добуток фотозбудження (тобто концентрації електронів, що народжені світлом в одиниці об'єму в одиницю часу) на середній час (тобто τ) їх існування $\Delta n_{ст} = f \tau_n$. Аналогічно для дірок $\Delta p_{ст} = f \tau_p$.

Для монополярної провідності

$$\Delta \sigma_{ст} = e \Delta n_{ст} \mu_n = e f \tau_n \mu_n. \quad (1.6)$$

В загальному випадку для напівпровідника чи ізолятора з провідністю, що обумовлена двома типами носіїв, можна записати

$$\Delta \sigma_{ст} = e(\Delta n_{ст} \mu_n + \Delta p_{ст} \mu_p) = e f (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p). \quad (1.7)$$

Якщо $\tau_n \mu_n > \tau_p \mu_p$, то має місце електронна провідність, якщо $\tau_n \mu_n < \tau_p \mu_p$ – то діркова.

1.5. Час життя носіїв заряду

Необхідно розрізняти ряд смислових значень терміну “час життя”. А саме:

1) Вільний час життя – це час, впродовж якого збуджений електрон знаходиться в зоні провідності або збуджена дірка в валентній зоні. Цей час не включає в себе проміжок, який носій провів на пасці (рис. 1.6). Згадані вище часи життя τ_n, τ_p і є часами життя вільних носіїв.

2) Час життя збудженого носія – це весь проміжок часу поміж актом збудження і актом рекомбінації, включаючи той проміжок, в продовж якого носій знаходився на пасці.

3) Час життя неосновних носіїв – це час життя неосновних носіїв в вільному стані.

4) Час життя основних носіїв – це час життя основних носіїв в вільному стані.

5) Час життя пари – це час, в продовж якого існує пара електрон – дірка. Він ідентичний з часом життя неосновних носіїв.

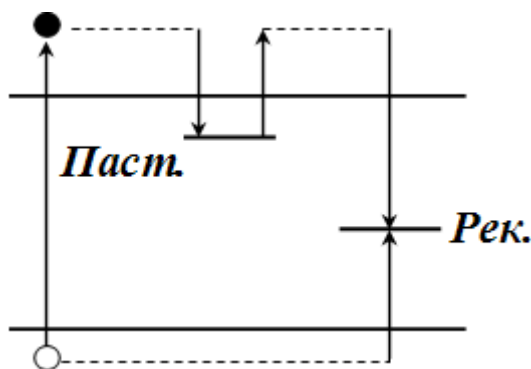


Рис. 1.6. Захоплення носіїв на центри прилипання і центри рекомбінації

Хоча багато напівпровідникових застосувань твердих тіл залежать, в основному, від часу життя неосновних носіїв, фотопровідність залежить, головним чином, від величини часу життя основних носіїв.

Якщо концентрація основних носіїв набагато більше ніж концентрація рекомбінаційних центрів, то час життя основних носіїв дорівнює часу життя неосновних носіїв.

Якщо концентрація вільних носіїв набагато менше ніж концентрація рекомбінаційних центрів, то час життя основних носіїв може бути набагато більше часу життя неосновних носіїв. Така ситуація буває в випадку високоомних напівпровідників.

1.6. Фоточутливість

Під фоточутливістю розуміють фотопровідність, віднесену до одиниці інтенсивності збуджуючого випромінювання. Відомо кілька величин, що визначають фоточутливість напівпровідника:

А) Власна чутливість. Цей термін застосовується в техніці. Ця чутливість визначається за формулою:

$$S^* = \frac{I_\phi}{U} \cdot \frac{l^2}{L_0}, \quad \left[\frac{\text{см}^2}{\text{Ом} \cdot \text{ватт}} \right] \quad (1.8)$$

де I_ϕ – вимірюваний фотострум при напрузі U , прикладеній до зразка з відстанню між електродами l . При цьому інтенсивність поглиненого світла – L_0 .

Якщо переважають носії одного знака, то це рівняння з урахуванням того, що $\frac{I_\phi}{U} = \frac{1}{\Delta R}$ може бути переписано в вигляді

$$S^* = \frac{l^2}{\Delta R L_0}.$$

Звідси, скориставшись з того, що $\Delta R = \Delta \rho \frac{l}{S}$, отримаємо $S^* = \frac{S l^2}{\Delta \rho l L_0}$. Або, враховуючи що, $\frac{1}{\Delta \rho} = \Delta \sigma = \Delta(e n \mu)$ і $L_0 = f \left(\frac{hc}{\lambda} \right) S l$, де S – площа поперечного перерізу кристала, а ρ – питомий опір, остаточно отримаємо

$$S^* = \frac{\Delta n e \mu l}{f \left(\frac{hc}{\lambda} \right) l}. \quad (1.9)$$

Оскільки $\Delta n = f \tau_n$, то

$$S^* = \frac{e}{\left(\frac{hc}{\lambda} \right)} \tau_n \mu_n. \quad (1.10)$$

Отже, власна чутливість пропорційна добутку часу життя вільних носіїв на їхню рухливість. Геометрія кристала в цей вираз не входить.

Наприклад, для CdS при $\left(\frac{hc}{\lambda} \right) = E_g = 2,4 \text{ еВ}$; $\mu_n = 210 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$; $\tau \simeq 10^{-3} \text{ с}$, чисельне значення чутливості становить

$$S^* \approx 0,09 \frac{\text{см}^2}{\text{Ом} \cdot \text{ватт}}.$$

Найвищі чисельні значення S^* досягають одиниці.

Б) Відношення сигналу до шуму. Ця величина застосовується в ІЧ-техніці. Застосовність напівпровідників, що мають вузьку заборонену зону і високу теплову провідність, в ІЧ техніці визначається тим, наскільки корисний прийнятий сигнал перевищує шуми в зразку. Шум викликається контактними явищами, флуктуаціями концентрації носіїв, флуктуаціями теплового випромінювання навколишніх предметів та ін. У цьому випадку термін фоточутливості зв'язують з відношенням сигналу до шуму. Фотопровідник може реєструвати сигнали, якщо відношення сигналу до шуму не менш ніж одиниця.

В) Вихід фотоструму. Вихід фотоструму визначається як число носіїв, які утворюються при поглинанні одного фотона і проходять між електродами:

$$G = \frac{I_\phi}{eF}, \quad (1.11)$$

де $\frac{I_\phi}{e}$ – число електронів, що проходять за секунду міжелектродну відстань, F – загальне число поглинутих фотонів, що викликали утворення електронно–діркових пар. Очевидно, що $F = f V$, де V – об'єм кристалу.

Вихід фотоструму може бути виражений у більш мікроскопічній формі як відношення часу життя носія до часу прольоту (тобто того часу, який необхідний для переміщення носія між електродами).

Перетворимо вираз для G .

$$I_\phi = \Delta j S = \Delta \sigma \mathcal{E} S.$$

З огляду на те, що густина фотоструму $\Delta j = \Delta \sigma \mathcal{E}$, запишемо:

$$G = \frac{I_\phi}{eF} = \frac{(\Delta \sigma \mathcal{E}) S}{e(fV)} = \frac{(\cancel{e} \tau_n \mu_n) \mathcal{E} S}{\cancel{e} f V} = \frac{\tau_n \mu_n \mathcal{E}}{l}. \quad (1.12)$$

Тут враховано що $F = f V$; $\Delta \sigma = e f \tau_n \mu_n$ (див. 1.6); $V = S l$.

Оскільки $\mu_n \mathcal{E} = v$ – дрейфова швидкість електрона по полю, то $G = \frac{\tau v}{l}$; причому $\frac{l}{v} = t$ – час прольоту електрона між електродами.

Таким чином
$$G = \frac{\tau_n}{t}. \quad (1.13)$$

Якщо у протіканні струму беруть участь носії обох знаків, то

$$G = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}.$$

Оскільки час прольоту може бути записано як

$$t = \frac{l}{v} = \frac{l}{\mu \mathcal{E}} = \frac{l}{\mu \frac{U}{l}} = \frac{l^2}{\mu U},$$

то вихід фотоструму може бути переписано в вигляді

$$G = \tau \mu \frac{U}{l^2}, \quad \text{або} \quad G = (\tau_n \mu_n + \tau_p \mu_p) \frac{U}{l^2}. \quad (1.14)$$

Таким чином, вихід фотоструму залежить від прикладеної напруги і від геометрії електродів, у той час як власна чутливість не залежить. Виходить, вихід фотоструму не характеризує кристал. Він є геометричною характеристикою. Зменшуючи відстань між електродами і збільшуючи напругу, ми збільшимо вихід фотоструму.

Наприклад, для $\tau = 10^{-3}$ с, $\mu = 100 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$, $U = 100$ В і $l = 0,1$ см отримаємо $G = 10^3$.

Тобто, на кожен поглинений фотон між електродами проходить біля 1000 електронів. Не дивлячись на те, що квантовий вихід $\beta \leq 1$, вихід $G > 1$. Це пов'язано з тим, що час життя вільних носіїв більше часу прольоту.

1.7. Переріз захоплення носіїв струму

Цей параметр зв'язаний із процесом рекомбінації, тобто взаємним знищенням вільного стану утворених носіїв.

Кожен носій, наприклад, електрон, беручи участь у тепловому русі, і, отже, переміщаючись в кристалі, має визначену ймовірність зустрітися з діркою і рекомбінувати з нею.

Безпосередня зустріч вільних носіїв вкрай мало ймовірна. Звичайна концентрація власних носіїв, нехай електронів, в кристалі складає $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$, тоді як вузлів решітки $10^{21} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Це означає, що навіть у випадку простої кубічної решітки, кристал складається з $10^{21} - 10^{22}$ елементарних комірок в одиниці об'єму. В одній з них знаходиться вільна дірка для рекомбінації. Легко бачити, що вірогідність виявитись обом носіям в одній комірці складає приблизно 10^{-6} . Якщо ж вони в різних комірках, то значно більший вплив на кожного з них чинять найближчі вузли решітки. Вірогідність зустрічі в такому разі зменшується ще на порядки.

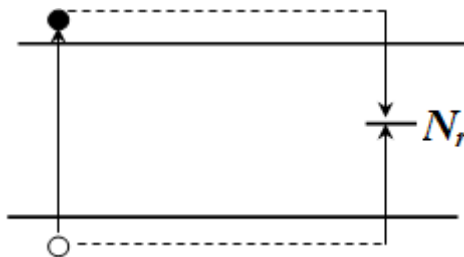


Рис. 1.7. Схема захоплення носіїв на рекомбінаційний центр

До того ж, якщо напівпровідник невласний і дірок менше ніж електронів, (скажімо $p=10^{12}$, $n=10^{16} \text{ см}^{-3}$), то ймовірність зустрічі для рекомбінації знижується ще приблизно на стільки ж порядків.

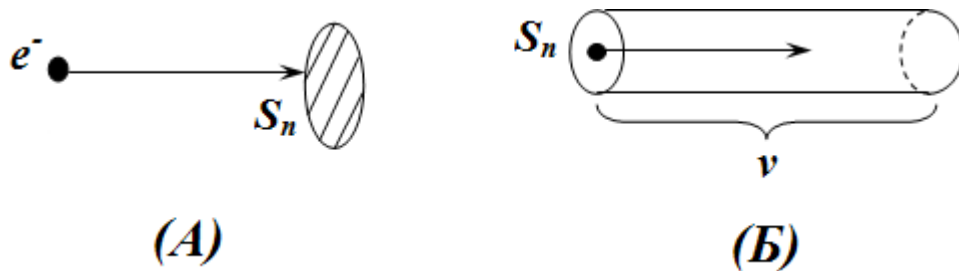
Набагато ефективнішим для рекомбінації є інший засіб. Одного з учасників попередньо необхідно зафіксувати на локальному центрі.

При збудженні, наприклад, дірка що утворилася, може потрапити на центр рекомбінації N_r . Потім електрон може захопитися рівнем з діркою і відбудеться рекомбінація (рис. 1.7).

Введемо поняття поперечного перерізу захоплення вільного носія (електрона чи дірки) центром рекомбінації. Воно характеризує влучення вільного носія в рекомбінаційний центр. Якщо електрон

пройде всередині круглої мішені площею S_n (рис. 1.8.А), то відбудеться захоплення і рекомбінація, якщо ні, то не відбудеться.

Визначимо, як часто відбуватиметься рекомбінація, якщо в одиниці об'єму є P_r дірок, локалізованих на рекомбінаційних центрах. Припустимо, що електрон рухається зі швидкістю v . Тоді за 1 секунду він пройде шлях v см. Якщо електрон пройшов через переріз захоплення в перший момент свого руху, то за 1 секунду він пройде циліндр об'ємом vS_n м³.



**Рис. 1.8. До визначення перерізу захоплення (А)
і частоти взаємодії носія з центрами (Б)**

Тоді за одну секунду число зіткнень електрона з рекомбінаційними центрами становитиме $Z = vS_nP_r$. Відповідно, середній час, що проходить між двома зіткненнями, буде дорівнювати

$$\tau = \frac{1}{Z} = \frac{1}{vS_nP_r}. \quad (1.15)$$

Це, по суті, – середній час життя електрона відносно рекомбінаційних центрів із захопленими дірками.

Очевидно, що коли є кілька сортів центрів захоплення, зі своїми концентраціями P_r і перерізами захоплення S_n , то повне число зіткнень в одиницю часу буде дорівнювати їхній сумі. Так, для двох типів центрів

$$Z = Z_1 + Z_2 = v S_{n1} P_{r1} + v S_{n2} P_{r2}.$$

Тоді ефективний час життя електрона

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{n1}} + \frac{1}{\tau_{n2}},$$

де τ_{n1} – час життя вільного електрона відносно центрів захоплення першого типу. Відповідно, τ_{n2} – теж саме для центрів другого типу.

І взагалі, якщо є i типів центрів, то $\frac{1}{\tau_n} = \sum_{i=1}^k \frac{1}{\tau_i}$.

Зазвичай значення S_n для нейтрального центра по порядку величини відповідає розмірам площі перерізу атома, тобто $\sim 10^{-16}$ см². Найменша величина S_n , отримана з експериментальних даних, складала 10^{-22} см² для відштовхувального центра.

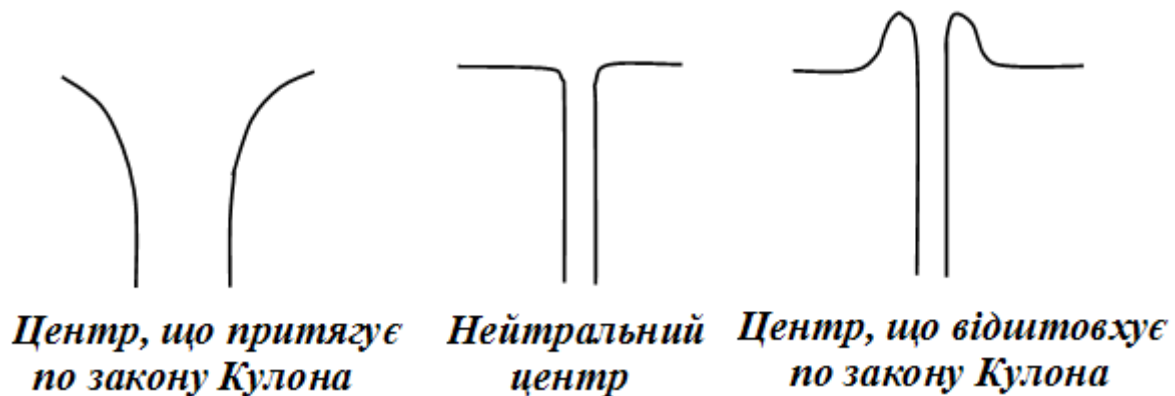


Рис. 1.9 . Різні види бар'єрів захоплюючих центрів

Типова концентрація центрів захоплення $P_r \simeq 10^{15}$ см⁻³. Теплова швидкість носіїв при кімнатній температурі складає $10^7 \frac{см}{с}$. Тоді, згідно 1.15, в випадку нейтральних центрів захоплення $\tau \simeq 10^{-6}$ с.

Граничні значення τ отримані експериментально знаходяться в межах $10^{-8} \div 10^{-2}$ с.

Величини перерізу захоплення визначаються розподілом потенціалу поблизу цих центрів (рис. 1.9).

Найбільший переріз захвата має центр, що притягує носії за законом Кулона:

- у центра що притягує $S_n \approx 10^{-12}$ см² ;
- у нейтрального центра $S_n \approx 10^{-16}$ см² ;
- у відштовхуючого центра $S_n \approx 10^{-22}$ см².

Питання для самоперевірки

1. Як визначаються енергії активації центрів домішок?
2. Якщо зразок збуджується білим світлом, чи можна зробити припущення які носії – власні, чи невластні – активуються?
3. Що таке дифузійна довжина носіїв заряду?
4. Що таке час життя носіїв заряду?
5. Як зміниться фотострум у напівпровідниковому кристалі при зростанні температури?
6. Чим визначається зарядовий стан центрів захвату носіїв?
7. Як утворюється заборонена зона енергій у напівпровідниках?
8. Поясніть, чому при наближенні атомів відштовхування приводить до зростання потенційної енергії, а протягування – до її зменшення?
9. Алмаз і графіт складаються з однакових атомів вуглецю. Однак перший з них – яскраво виражений діелектрик ($E_g=5,4$ еВ), другий виявляє металічну провідність. Чому таке велике розходження?
10. Чому для розрахунків температурної залежності концентрації власних носіїв заряду використовується формула з двійкою в експоненті?
11. Чи змінюється ширина забороненої зони при розігріві? Чи слід це брати до уваги?
12. Середня енергія фононів при кімнатній температурі 0,025 еВ. При збільшенні до 100 °С (біля 400 К) – 0,034 еВ. Яким чином електрони, наприклад в германії, активуються через заборонену зону 0,67 еВ (в 20 – 25 разів більшу)?

13. Що таке дрейфова рухливість?
14. Як змінюється дрейфова рухливість з температурою?
15. Наведіть модельні уявлення про механізми електропровідності в напівпровідниках.
16. Що таке темп захоплення носіїв та темп рекомбінації на домішкових центрах?
17. Опишіть вірогідність та темп теплового звільнення носіїв з домішкового центра.
18. Сформулюйте поняття питомої фотопровідності, темпу фотозбудження, квантового виходу та часу життя носіїв заряду.

Тестові завдання для змістового модуля

Перший варіант

1. Напівпровідники – це речовини:
 - А) Що мають більшу електропровідність, ніж метали;
 - Б) Що мають заборонену зону енергій;
 - В) Що не здатні різко міняти властивості під дією зовнішніх факторів.
2. Нерівноважні носії це:
 - А) Такі носії, концентрація яких у кристалі більша;
 - Б) Які не знаходяться у термодинамічній рівновазі з кристалічною решіткою;
 - В) Які мають найменший час життя.
3. Висока фоточутливість напівпровідників, наприклад, групи сульфідів металів (CdS, ZnSe, тощо) забезпечується:
 - А) Значною шириною забороненої зони;
 - Б) Переважно електронною провідністю;
 - В) Незначним темпом рекомбінації.
4. Найбільший переріз захвату для дірок має рекомбінаційний центр, який заряджено:
 - А) Позитивно;
 - Б) Негативно;
 - В) Нейтрально.
5. Власні носії заряду в кристалі це:
 - А) Носії, концентрація яких переважає;

- Б) Електрони;
- В) Носії, які збуджені енергією, що дорівнює ширині забороненої зони.
6. Електрони у напівпровідниковому зразку будуть неосновними носіями:
- А) Якщо їх концентрація незначна у порівнянні з концентрацією вузлів решітки;
- Б) Якщо їх концентрація менша за концентрацію дірок;
- В) Якщо вони збуджуються з енергетичних рівнів домішок.
7. Власним електронним напівпровідником називається такий, у якому:
- А) Концентрація електронів менша концентрації дірок;
- Б) Концентрація електронів більша концентрації дірок;
- В) Концентрація електронів дорівнює концентрації дірок.
8. Дірка як частка, що здатна переносити заряд, – це:
- А) Відсутність електрона;
- Б) Колективний засіб переносу заряду ансамблем електронів;
- В) Проміжок між вузлами решітки.
9. Розмірність рухливості носіїв заряду:
- А) $[\mu] = \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$;
- Б) $[\mu] = \frac{\text{см}}{\text{В} \cdot \text{с}}$;
- В) $[\mu] = \frac{\text{см}}{\text{В} \cdot \text{с}^2}$.

Другий варіант

1. Концентрація власних носіїв заряду залежить від температури по закону:

А) $n \sim \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$, де E_g – ширина забороненої зони;

Б) $n \sim \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$,

В) $n \sim \exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right)$, де E_d – енергетична глибина домішки в забороненої зони.

2. Від чого залежить енергія активації домішки:

А) Від ширини забороненої зони;

Б) Від концентрації домішки;

В) Від взаємодії домішки з вузлами кристалічної решітки.

3. При збільшенні концентрації розсіючої домішки рухливість носіїв заряду:

А) Збільшується;

Б) Зменшується;

В) Не змінюється.

4. Розмірність темпу фотозбудження:

А) $[f] = \frac{1}{\text{см}^3 \cdot \text{с}}$;

Б) $[f] = \frac{1}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$;

В) $[f] = \frac{1}{\text{см} \cdot \text{с}}$.

5. Квантовий вихід – це:
- А) Число пар носіїв заряду, що утворюються одним квантом;
 - Б) Число квантів світла, що відбилися від поверхні кристалу;
 - В) Число квантів світла, що вийшли з тильної поверхні кристалу.
6. Монополярна провідність:
- А) Це провідність в незмінному електричному полі;
 - Б) Це провідність, що забезпечується одним з типів носіїв заряду;
 - В) Це провідність частини кристалу біля одного з контактів.
7. Час життя носія заряду – це:
- А) Час проходження частки між контактами;
 - Б) Проміжок часу від акту збудження носія до його рекомбінації;
 - В) Час прольоту носія між сусідніми вузлами решітки.
8. Переріз захоплення електрона центром більше:
- А) Якщо заряд центра негативний;
 - Б) Якщо заряд центра позитивний;
 - В) Якщо заряд центра нейтральний.
9. При збільшенні концентрації неосновних носіїв темп рекомбінації, а отже і концентрація основних носіїв:
- А) Також збільшується;
 - Б) Зменшується;
 - В) Лишається незмінною.

II. ПОВЕДІНКА РІВНОВАЖНИХ І НЕРІВНОВАЖНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ В КРИСТАЛІ

2.1. Розподіл електронів в твердому тілі за енергіями

А) Функція Фермі–Дірака

В статистиці Фермі–Дірака вважається, що електрони нерозрізнені, тобто обмін станами між i -тим і k -тим електронами не змінює стану системи в цілому. Виконується принцип Паулі – на одному енергетичному рівні може знаходитися не більше двох електронів з протилежними спінами.

Нехай система має N електронів. З них dn знаходиться в стані з енергіями в інтервалі від E до $E + dE$. Вірогідність того, що dn електронів знаходиться в цьому стані, дорівнює відношенню їх числа до числа всіх електронів системи:

$$dw(E) = \frac{dn}{N} . \quad (2.1)$$

Нехай в інтервалі енергії dE міститься dZ дозволених для електронів енергетичних станів (рівнів). З них лише $dn \leq dZ$ зайнято електронами. Відношення $\frac{dn}{dZ} = f(E)$ є функцією енергії і називається функцією розподілу. Ця величина виражає ймовірність того, що який-небудь з станів в інтервалі dE зайнятий електроном.

Підставимо в цю формулу значення dn , що визначене з виразу (2.1).

$$dn = dw \cdot N .$$

Отримаємо

$$f(E) = N \frac{dw}{dZ} . \quad (2.2)$$

Знаючи $f(E)$, ми будемо знати рівноважний розподіл електронів за енергіями.

Розглянемо систему з n_1 електронів, що знаходяться в стані з енергією в інтервалі від E_1 до E_1+dE_1 і n_2 електронів, що знаходяться в стані з енергією в інтервалі від E_2 до E_2+dE_2 .

Енергії E_1 відповідає число станів Z_1 а енергії E_2 відповідає число станів Z_2 .

Число електронів n_1 можна розмістити по Z_1 станам (рівням) w_1 способами, що визначаються числом сполучень з Z_1 елементів по n_1 . Це число сполучень представляється у виді дробу, чисельник якого є число перестановок з Z_1 елементів, а знаменник – добуток чисел перестановок з n_1 і $Z-n_1$ елементів:

$$w_1 = \frac{Z_1!}{n_1!(Z_1 - n_1)!} .$$

w_1 – по суті вірогідність заповнення Z_1 станів n_1 електронами.

Число електронів n_2 можна розмістити по Z_2 станам (рівням) w_2 способами:

$$w_2 = C_{Z_2}^{n_2} = \frac{Z_2!}{n_2!(Z_2 - n_2)!} .$$

Тут w_2 – вірогідність заповнення Z_2 станів n_2 електронами.

Розглянемо ймовірність для всієї системи, тобто число способів, що відповідають одночасному заповненню $Z_1 + Z_2$ станів $n_1 + n_2$ електронами. Вона дорівнює добутку

$$w = w_1 \cdot w_2 = \frac{Z_1! \cdot Z_2!}{(Z_1 - n_1)! \cdot (Z_2 - n_2)! \cdot n_1! \cdot n_2!} .$$

Позначимо число дірок $p_1 = Z_1 - n_1$ і, відповідно, $p_2 = Z_2 - n_2$.

Тоді запишемо

$$w = \frac{Z_1! \cdot Z_2!}{p_1! \cdot p_2! \cdot n_1! \cdot n_2!} . \quad (2.3)$$

Нехай в результаті деякого зовнішнього збурення частина електронів dn_1 з першої системи перейшла до другої системи. Число електронів в першій системі зменшується на dn_1 , а в другій системі збільшується на dn_2 . А дірок – навпаки – в першій системі збільшується на dp_1 , а у другій – зменшується на dp_2 , тобто

$$-dn_1 = dn_2 = dp_1 = -dp_2.$$

У результаті цього енергія системи зміниться на величину

$$dE = (E_1 - E_2)dn_1.$$

При цьому зміниться і ймовірність розподілу w .

Знайдемо зміну логарифма ймовірності в результаті цього процесу. Прологарифмуємо (2.3):

$$\ln w = \ln Z_1! + \ln Z_2! - \ln n_1! - \ln p_1! - \ln n_2! - \ln p_2!.$$

Величини n_1 , n_2 , Z_1 і Z_2 можуть приймати тільки цілочислові значення. Перед тим як диференціювати це співвідношення, відзначимо наступне.

Нехай мається функція $\ln x!$, де x дуже велике. Оскільки вважаємо, що x приймає тільки цілочисельні значення, то $dx=1$. Маємо

$$\frac{d \ln x!}{dx} = \frac{\ln(x+dx)! - \ln x!}{dx} = \frac{1}{dx} \ln \frac{(x+dx)!}{x!} = \ln \frac{(x+dx)!}{x!} = \ln(x+dx) \approx \ln x. \quad (2.4)$$

Тут враховано, що $x \gg dx$. Отже, $d(\ln x!) = \ln x \cdot dx$.

З огляду на це, продифференціюємо вираз для $\ln w$:

$$d(\ln w) = (\ln Z_1)dZ_1 + (\ln Z_2)dZ_2 - (\ln n_1)dn_1 - (\ln n_2)dn_2 - (\ln p_1)dp_1 - (\ln p_2)dp_2.$$

Тут dZ_1 і dZ_2 – прирощування числа станів. Але оскільки число станів не змінювали, то $dZ_1 = 0$ і $dZ_2 = 0$. Оскільки $dn_1 = dp_2 = -dp_1 = -dn_2$, то запишемо вираз, залишивши тільки величину dn_1 :

$$d(\ln w) = -\ln n_1 dn_1 + \ln n_2 dn_1 + \ln p_1 dn_1 - \ln p_2 dn_1 = \ln \frac{n_2 p_1}{n_1 p_2} dn_1. \quad (2.5)$$

Поділивши почленно вираз (2.5) на $dE = (E_1 - E_2)dn_1$, і, увівши позначення $\beta = \frac{d(\ln w)}{dE}$, отримаємо

$$\beta = \frac{d(\ln w)}{dE} = \frac{1}{E_1 - E_2} \ln \frac{n_2 p_1}{n_1 p_2}.$$

Звідси
$$\beta E_1 - \beta E_2 = \ln \frac{n_2 p_1}{n_1 p_2}.$$

Або
$$\beta E_1 - \beta E_2 = \ln \frac{p_1}{n_1} - \ln \frac{p_2}{n_2}.$$

Звідси маємо
$$\beta E_1 - \ln \frac{p_1}{n_1} = \beta E_2 - \ln \frac{p_2}{n_2}.$$

Для двох підсистем вирази однакові, тобто можемо записати, що взагалі для будь-якого числа підсистем рівнів

$$\beta E - \ln \frac{p}{n} = \text{const} = \beta W. \quad (2.6)$$

Після вичленовування з константи величини β , залишок по розмірності – це енергія, позначимо її через W .

Беручи до уваги, що $n = Z \cdot f(E)$, а також те, що $p = Z - n = Z - Z \cdot f = Z(1 - f)$, підставимо вирази для n і p в (2.6). Будемо мати:

$$\beta E - \ln \frac{Z(1-f)}{Zf} = \beta W;$$

$$\beta E - \ln \frac{1-f}{f} = \beta W.$$

Або:
$$\ln \frac{1-f}{f} = \beta(E - W); \quad \frac{1-f}{f} = e^{\beta(E - W)}.$$

Чи
$$\frac{1}{f} - 1 = e^{\beta(E - W)}.$$

Звідси:
$$\frac{1}{f} = e^{\beta(E - W)} + 1.$$

Тоді
$$f(E) = \frac{1}{e^{\beta(E - W)} + 1}. \quad (2.7)$$

Отриманий вираз (2.7) має назву функції Фермі–Дірака.

Треба визначити величину і фізичний зміст сталої β , що входить до функції розподілу Фермі–Дірака. Згідно 1-му началу термодинаміки

$$dQ = dE + dA,$$

де dQ – це кількість теплоти, що отримала система, dE – приріст внутрішньої енергії системи, dA – виконана системою робота.

При цьому згідно 2-му началу термодинаміки теплота, що отримала система, зв'язана з зміною ентропії співвідношенням

$$dQ = T \cdot dS,$$

де T – температура, dS – зміна ентропії. Враховуючи це:

$$dA = T dS - dE.$$

Оскільки процес ізотермічний, то $T = \text{const}$ і в цьому випадку можемо записати

$$dA = -d(E - TS) = -dF,$$

де $F = E - TS$ називається вільною енергією системи, тому що вона може бути перетворювана в роботу. В стані рівноваги вільна енергія повинна бути мінімальною, тобто

$$dF = dE - T dS = 0.$$

Тоді $dE = T dS.$

З статистичної фізики відомо, що ентропія

$$S = k \ln w,$$

де k – стала Больцмана, w – термодинамічна вірогідність стану.

З урахуванням цього, запишемо

$$dE = kT d(\ln w), \quad \text{звідси} \quad \frac{d(\ln w)}{dE} = \frac{1}{kT}.$$

Тоді
$$\beta = \frac{d(\ln w)}{dE} = \frac{1}{kT}. \quad (2.8)$$

Враховуючи це, для випадку рівноважного розподілу електронів за енергіями функція Фермі–Дірака запишеться у вигляді

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-W}{kT}} + 1}. \quad (2.9)$$

Ця функція виражає вірогідність заповнення електронами енергетичних станів з енергією E .

Величина W , як видно з формули (2.9), має розмірність енергії. Тому на енергетичній діаграмі вона характеризує певний рівень, який називається рівнем хімічного потенціалу чи рівнем Фермі, $W = E_f$.

Проаналізуємо графічно залежність функції розподілу від енергії (рис. 2.1)

По осі ординат відкладаємо енергію E . По осі абсцис – функцію розподілу $f(E)$. Величину E_f відкладемо в середині забороненої зони.

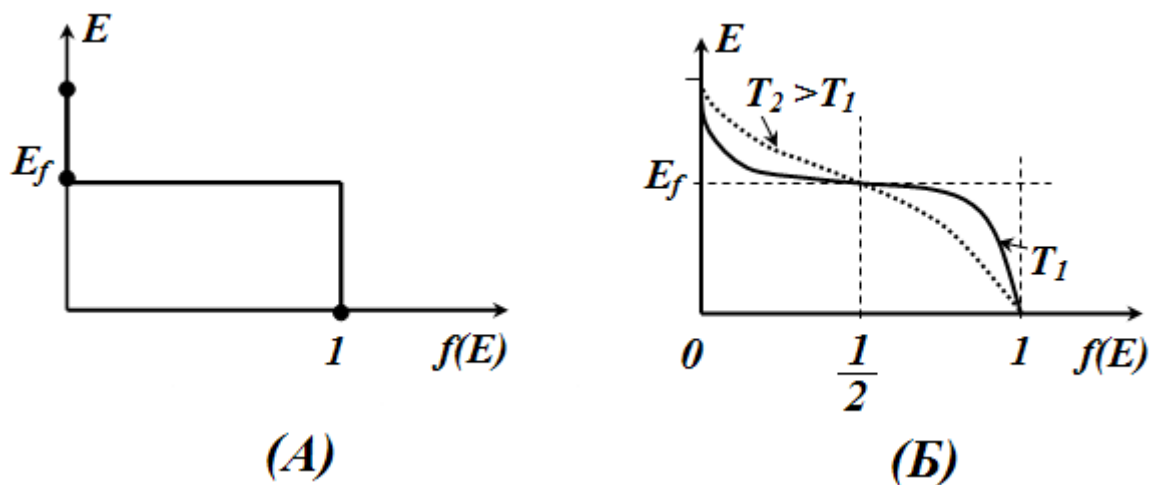


Рис. 2.1. Залежність функції розподілу від енергії:
(А) – при $T=0$ і (Б) – при ненульових температурах

I. $T = 0$ К

а) При $E > E_f$ значення $\frac{E - E_f}{kT} \rightarrow \infty$, оскільки $e^\infty \rightarrow \infty$, то величина $f(E) \rightarrow 0$;

б) При $E < E_f$ значення $\frac{E - E_f}{kT} \rightarrow -\infty$, оскільки $e^{-\infty} \rightarrow 0$, то величина $f(E) \rightarrow 1$.

Тобто, при абсолютному нулі всі стани нижче рівня Фермі заповнені електронами, а вище рівня Фермі – вільні від електронів. Функція розподілу переходить стрибком від значення $f(E) = 0$ до значення $f(E) = 1$ при $E = E_f$ (рис. 2.1.А).

II. $T \neq 0$ К.

а) При $E - E_f \gg kT$; $e^\infty = \infty$; $f(E) \rightarrow 0$;

б) При $E - E_f \ll kT$; $e^{-\infty} = 0$; $f(E) = 1$;

в) При $E = E_f$; $e^0 = 1$; $f(E) = \frac{1}{1+1} = \frac{1}{2}$.

При значеннях енергії, більших ніж та, що відповідає рівню Фермі, $f(E)$ приймає значення

$$E > E_f \quad 0 < f(E) < \frac{1}{2}.$$

При енергіях, менших ніж E_f

$$E < E_f \quad \frac{1}{2} < f(E) < 1.$$

Чим вища температура ($T_2 > T_1$), тим більш плавно відбувається перехід від значення $f(E) = 0$ до значення $f(E) = 1$.

Як бачимо з графіка, рівню Фермі завжди відповідає стан, вірогідність якого бути заповненим електроном при даній температурі дорівнює $\frac{1}{2}$.

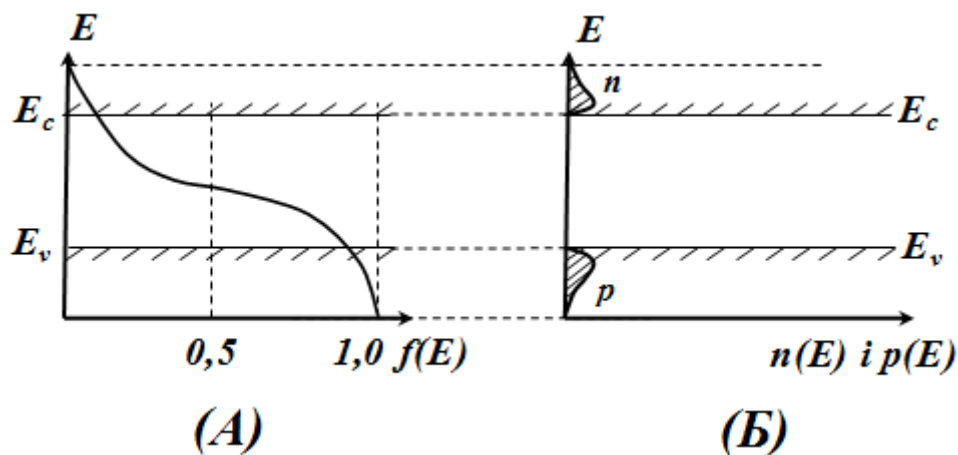


Рис. 2.2. Розподіл Фермі – Дірака (А)
і концентрації носіїв заряду в зонах (Б)

З ростом енергетичної відстані будь-якого рівня над рівнем Фермі, ймовірність його заповнення експоненціально зменшується.

При кімнатній температурі, тобто при $T \simeq 300$ К, $kT \simeq 0,025$ еВ. Для невироджених напівпровідників величина $(E - E_f) \simeq 1$ еВ. Виходячи

з цього, в формулі (2.9) можемо знехтувати одиницею, і тоді вона запишеться у вигляді

$$f(E) = e^{-\frac{E-E_f}{kT}} \quad (2.10)$$

Співвідношення (2.10) має назву розподілу Максвелла – Больцмана і воно застосовне для невідроджених напівпровідників.

Б) Щільність станів в зоні провідності і концентрація вільних електронів

Під щільністю станів розуміють кількість енергетичних рівнів для електронів, які приходяться на одиничний інтервал енергій:

$$g(E) = \frac{dZ}{dE}.$$

Тут dE – інтервал енергій в зоні провідності; dZ – кількість енергетичних станів у цьому інтервалі.

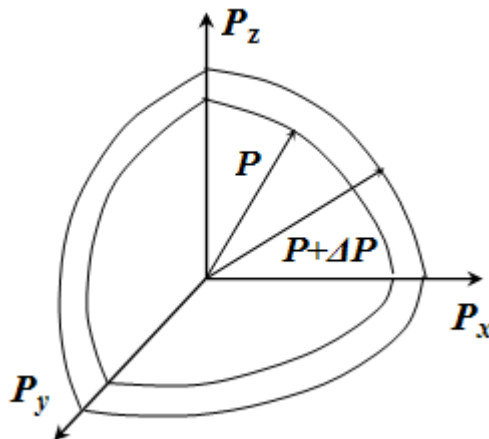


Рис. 2.3. До виводу числа станів електронів в зоні провідності

Відомо, що енергія електрона E та його квазіімпульс P зв'язані співвідношенням:

$$E = \frac{P^2}{2m_n},$$

де m_n – ефективна маса електрона.

Звідси випливає, що даному значенню енергії E в просторі квазіімпульсів відповідає сфера радіуса P . Тоді енергії $E+dE$ відповідатиме сфера радіуса $P+dP$ (рис. 2.3). Значить інтервалу енергії від E до $E+dE$ відповідатиме різниця об'ємів вказаних сфер. Об'єм сферичного шару товщиною dP дорівнює

$$V = \frac{4}{3}\pi(P + dP)^3 - \frac{4}{3}\pi P^3 = \cancel{\frac{4}{3}\pi P^3} + 4\pi P^2 dP + 4\pi P dP^2 + \frac{4}{3}\pi dP^3 - \cancel{\frac{4}{3}\pi P^3}.$$

Якщо знехтувати членами, що містять dP^2 і dP^3 , то отримаємо

$$V = 4\pi P^2 dP.$$

Знайдемо скільки станів з можливими значеннями квазіімпульсу відповідають вказаному сферичному шару. Для цього об'єм шару поділимо на об'єм елементарної комірки, який в P -просторі для кристалу одиничного об'єму дорівнює h^3 . Тоді для кристалу довільного розміру

$$V_{\text{елем}} = \frac{h^3}{L^3},$$

де h – стала Планка, L – стала кристалічної решітки.

Отже, число станів

$$dZ = g(E) dE = \frac{V}{V_{\text{елем}}} = \frac{4\pi P^2 \cdot dP}{\frac{h^3}{L^3}}.$$

Оскільки $P = \sqrt{2m_n E}$ і $dP = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2m_n}{E}} dE$, то

$$dZ = \frac{4\pi \cdot 2m_n E \cdot \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2m_n}{E}}}{\frac{h^3}{L^3}} dE.$$

В результаті одержимо

$$g(E) dE = 2\pi \cdot \frac{L^3}{h^3} \cdot (2m_n)^{3/2} \cdot \sqrt{E} dE = A E^{1/2} dE.$$

Тут введено позначення $A = 2\pi \cdot \frac{L^3}{h^3} \cdot (2m_n)^{3/2}$.

Звідси
$$g(E) = A E^{1/2} . \quad (2.11)$$

Тобто щільність станів зростає прямо пропорційно енергії в ступені $\frac{1}{2}$ (рис. 2.4).

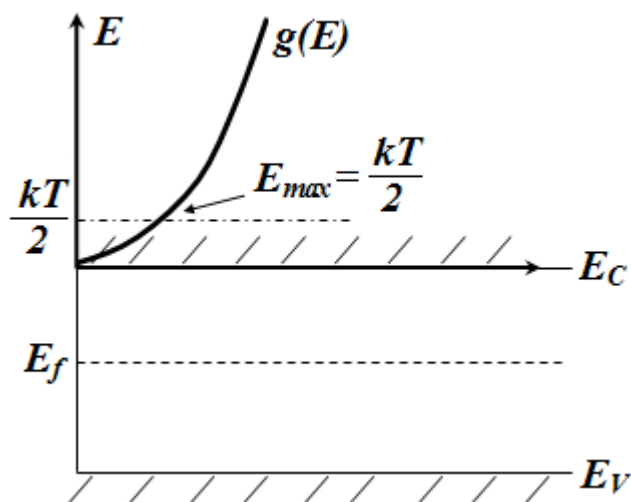


Рис. 2.4. Розподіл щільності станів в зоні провідності

Для визначення щільності заповнених станів (тобто концентрації електронів) на відстані E від дна зони провідності значення $g(E)$ з (2.11) слід помножити на функцію $f(E)$ з (2.10). Причому, варто врахувати що, оскільки енергія електронів перевищує енергію нижнього краю зони провідності, то формула (2.10) в даному випадку запишеться як

$$f(E) = e^{-\frac{E_c + E - E_f}{kT}} .$$

Отримаємо:

$$g(E) \cdot f(E) == A E^{1/2} e^{-\frac{E_c + E - E_f}{kT}} . \quad (2.12)$$

Тут E – змінна величина, що відрховується від дна зони провідності.

Визначимо значення енергії, поблизу якої концентрація електронів максимальна. Для цього дослідимо функцію (2.12) на

екстремум (тобто, знайдемо похідну по енергії і прирівняємо її до нуля):

$$A \frac{1}{2} E^{-1/2} e^{-\frac{E_c + E - E_f}{kT}} - A E^{1/2} \frac{1}{kT} e^{-\frac{E_c + E - E_f}{kT}} = 0.$$

Чи
$$A \frac{1}{2} E^{-1/2} e^{-\frac{E_c + E - E_f}{kT}} = A E^{1/2} \frac{1}{kT} e^{-\frac{E_c + E - E_f}{kT}},$$

Звідки
$$\frac{1}{2} E^{-1/2} = E^{1/2} \frac{1}{kT}.$$

Остаточно
$$E_{\max} = \frac{kT}{2}.$$

Отже, щільність заповнених станів максимальна на відстані $\frac{kT}{2}$ над дном зони провідності (див. рис. 2.2Б).

Таким чином при термічному збудженні електрони, що перейшли з валентної зони концентруються поблизу дна зони провідності. Це також цілком відповідає прагненню будь якої фізичної системи – в нашому випадку ансамблю електронів – зменшувати свою енергію.

Підрахуємо тепер концентрацію електронів, що знаходяться в зоні провідності. Вона дорівнює

$$n = \frac{1}{L^3} \int_0^w 2 g(E) \cdot f(E) dE.$$

L^3 – це об'єм кристала в см^3 . Множник 2 враховує, що на кожному енергетичному рівні, згідно принципу Паулі, може знаходитися по 2 електрони. Перший співмножник під інтегралом – це функція щільності станів з енергією в інтервалі $[E, E+dE]$; другий співмножник – це ймовірність їх заповнення.

Підставимо сюди значення $g(E)$ і $f(E)$. При цьому врахуємо, що при збільшенні енергії E функція $f(E)$ швидко прямує до нуля. Тому верхня межа інтегрування може бути змінена на нескінченність.

$$n = \int_0^{\infty} 2 \cdot 2\pi h^{-3} (2m_n)^{\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_c + E - E_f}{kT}} dE =$$

Винесемо множники, що не залежать від енергії E за знак інтегралу та помножимо і розділимо підінтегральний вираз на $(kT)^{3/2}$

$$= 4\pi \left(\frac{2m_n}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} \cdot \int_0^\infty E^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} dE \cdot \frac{(kT)^{\frac{3}{2}}}{(kT)^{\frac{3}{2}}} = 4\pi \left(\frac{2m_n kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} \cdot \int_0^\infty \left(\frac{E}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} d\frac{E}{kT}.$$

Позначимо $\frac{E}{kT} = x$; звідки $d(\frac{E}{kT}) = dx$,

тоді
$$\int_0^\infty \left(\frac{E}{kT}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} d\frac{E}{kT} = \int_0^\infty x^{\frac{1}{2}} e^{-x} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}.$$

Це – табличний інтеграл, який дорівнює $\frac{\sqrt{\pi}}{2}$.

Отже, враховуючи останнє, маємо:

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2}.$$

Остаточно отримаємо, що концентрація електронів в зоні провідності

$$n = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}}. \quad (2.14)$$

Аналогічно попередньому можна підрахувати рівноважну концентрацію дірок в валентній зоні. Ймовірність того, що рівень з енергією E не буде зайнятий електроном (тобто зайнятий діркою) визначається як

$$1 - f(E) = 1 - \frac{1}{e^{\frac{E - E_f}{kT}} + 1} = \frac{e^{\frac{E_f - E}{kT}}}{e^{\frac{E - E_f}{kT}} + 1} = \frac{1}{e^{\frac{E_f - E}{kT}} + 1}.$$

За аналогією з попередніми розрахунками, для концентрації вільних дірок в валентній зоні можна отримати результат:

$$p = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{-\frac{E_f - E_v}{kT}}. \quad (2.15)$$

Позначимо $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$. Визначимо розмірність множників, що стоять перед експонентами в формулах для (2.14) і (2.15). Враховуючи, що $[m] = \text{г}$; $[k] = \frac{\text{ерг}}{\text{град}}$; $[T] = \text{град}$; $[h] = \text{ерг} \cdot \text{с}$, будемо мати:

$$[N_c] = \left(\frac{\cancel{2} \cdot \cancel{\text{ерг}} \cdot \cancel{\text{град}}}{\cancel{\text{град}} \cdot \cancel{\text{ерг}^2} \cdot \cancel{\text{сек}^2}} \right)^{\frac{3}{2}} = \left(\frac{2}{\text{ерг} \cdot \text{сек}^2} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

$$\text{Але } \text{ерг} = \frac{2 \cdot \text{см}^2}{\text{с}^2} \quad (\text{оскільки } \text{ерг} = \text{дина} \cdot \text{см} = \frac{2 \cdot \text{см}}{\text{с}^2} \cdot \text{см} = \frac{2 \cdot \text{см}^2}{\text{с}^2}).$$

$$\text{Тому } [N_c] = \left(\frac{\cancel{2} \cdot \cancel{\text{сек}^2}}{\cancel{2} \cdot \cancel{\text{см}^2} \cdot \cancel{\text{сек}^2}} \right)^{\frac{3}{2}} = \left(\frac{1}{\text{см}^2} \right)^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{\text{см}^3}.$$

Таким чином, вираз (2.14) являє собою добуток деякої величини N_c (з розмірністю концентрації) на множник

$$e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} = e^{-\frac{E_{fn}}{kT}},$$

де E_{fn} – абсолютна величина енергетичної відстані від дна зони провідності до рівня Фермі.

Отже, при обчислюванні концентрації вільних електронів ми можемо замінити всю зону провідності енергетичними станами, що співпадають з її нижнім краєм, причому концентрація таких станів повинна бути рівною N_c . У зв'язку з цим N_c називають ефективною щільністю електронних станів в зоні провідності.

Аналогічно цьому величину

$$P_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$$

називають ефективною щільністю діркових станів в валентній зоні.

Якщо урахувати, що $E_f - E_v = E_{fp}$ являє собою абсолютну величину енергетичної відстані від рівня Фермі до верхнього краю валентної зони, то рівняння (2.14) і (2.15) можна представити у вигляді

$$n = N_c e^{-\frac{E_{fn}}{kT}}; \quad p = P_v e^{-\frac{E_{fp}}{kT}}. \quad (2.16)$$

Якщо рівень Фермі розташований ближче до дна зони провідності (ситуація зображена на рис. 2.5), то згідно (2.16), концентрація електронів виявляється більшою ніж дірок. В такому випадку маємо електронний напівпровідник, основними носіями в якому є електрони. Якщо рівень Фермі розташований ближче до стелі валентної зони маємо дірковий напівпровідник.

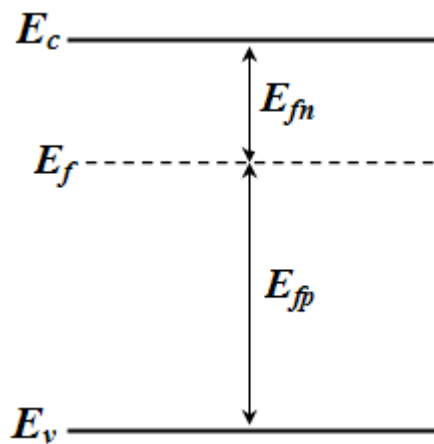


Рис.2.5. Рівень енергії Фермі в забороненій зоні

2.2. Провідність і рівень Фермі

А) Власна провідність

Власна провідність має місце в напівпровідниках, які не містять будь-яких домішок. В такому разі заборонена зона вільна від домішкових рівнів і вільні електрони і дірки з'являються за рахунок теплових переходів носіїв із зони в зону. У такому випадку $n = p$, тобто

$$2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} = 2 \left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E_f - E_v}{kT}}.$$

Звідки
$$\left(\frac{m_n}{m_p}\right)^{\frac{3}{2}} = e^{\frac{-E_f + E_v + E_c - E_f}{kT}} = e^{\frac{E_c + E_v}{kT}} e^{-\frac{2E_f}{kT}}.$$

Прологарифмуємо
$$\frac{3}{2} \ln \frac{m_n}{m_p} = \frac{E_c + E_v}{kT} - \frac{2E_f}{kT}.$$

Звідки
$$E_f = \frac{E_c + E_v}{2} - \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_n}{m_p}.$$

Якщо ефективні маси носіїв рівні ($m_n = m_p$), тоді $E_f = \frac{E_c + E_v}{2}$.
Тобто рівень Фермі (рис. 2.6) розташовано приблизно в центрі забороненої зони (оскільки E_f є середньо арифметичне поміж E_c і E_v).

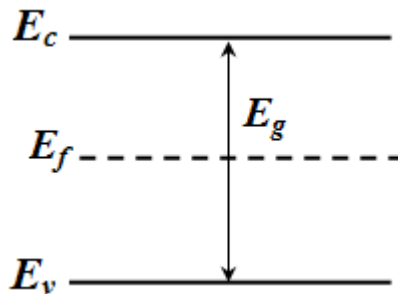


Рис. 2.6. Розташування рівня Фермі для власного напівпровідника

Підставимо вираз для рівня Фермі в формулу для концентрації електронів (2.14). Знаходимо для випадку $m_n = m_p$, що

$$n_{\text{влас}} = N_c e^{-\frac{E_g}{2kT}}, \quad (2.17)$$

де $n_{\text{влас}}$ – концентрація вільних електронів при власній провідності, E_g – ширина забороненої зони. З формули (2.17) видно, що залежність $\ln n_{\text{влас}} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ зображується прямою лінією з кутовим коефіцієнтом, що дорівнює $\frac{E_g}{2k}$. Так можна визначати ширину забороненої зони E_g .

Якщо $m_n > m_p$, то відношення $\frac{m_n}{m_p} > 1$ і $\ln \frac{m_n}{m_p} > 0$. Тоді рівень Фермі проходить ближче до v -зони, оскільки $E_f < \frac{E_c + E_v}{2}$.

Якщо $m_n < m_p$, то відношення $\frac{m_n}{m_p} < 1$ і $\ln \frac{m_n}{m_p} < 0$ і $E_f > \frac{E_g}{2}$, тобто рівень Фермі проходить ближче до c -зони.

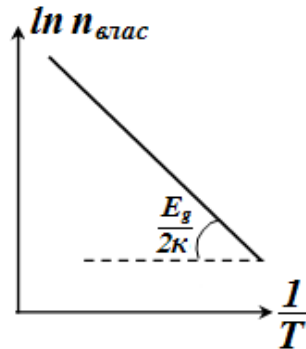


Рис. 2.7. Визначення величини забороненої зони

Б) Домішкова провідність

Якщо у напівпровіднику присутні домішкові рівні, енергетична відстань яких від дна зони провідності E_d набагато менше ширини забороненої зони E_g , то концентрація електронів в зоні провідності визначається виразом

$$n = N_c e^{-\frac{E_{fn}}{kT}},$$

але тепер E_{fn} залежить від концентрації домішки.

Аналогічно, концентрація дірок визначається формулою

$$p = P_v e^{-\frac{E_{fp}}{kT}},$$

де E_{fp} залежить від концентрації домішки. Важливо підкреслити – як і раніше рівень Фермі єдиний. Він знаходиться на відстані E_{fn} від краю зони провідності і на відстані E_{fp} від стелі валентної зони. Перемножуючи останні два вирази між собою, отримаємо:

$$np = N_c P_v e^{-\frac{E_{fn} + E_{fp}}{kT}} = N_c P_v e^{-\frac{E_g}{kT}} = n_{влас}^2,$$

де $n_{\text{влас}}$ – концентрація носіїв у власному напівпровіднику.

Тобто добуток концентрацій вільних електронів та вільних дірок у будь-якому невинродженому напівпровіднику не залежить від концентрації домішки.

Розглянемо напівпровідник, що містить N_d донорних центрів, розташованих на енергетичній відстані E_d нижче с-зони.

На цих центрах міститься n_d електронів. Нехай ширина забороненої зони достатньо велика і електрони провідності можуть виникати тільки завдяки тепловій іонізації донорів.

Зміна концентрації носіїв у зоні провідності відбувається за рахунок двох процесів: теплових переходів електронів з донорів (перехід 1 на рис. 2.8) та рекомбінації електронів з дірками на іонізованих донорах (перехід 2 на рис. 2.8).

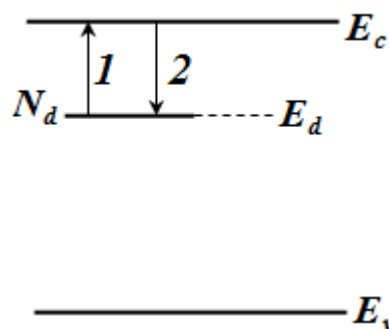


Рис. 2.8. Взаємодія електронів на донорних рівнях з зоною провідності

Інтенсивність процесу теплового збудження може бути записана в вигляді

$$\alpha_n n_d ,$$

де α_n – коефіцієнт теплового звільнення електронів в с-зону.

Як було показано раніше (див. розділ 1.5), число зіткнень за одну секунду одного електрона з рекомбінаційними центрами концентрації P_r дорівнює $v S_n P_r$. Якщо ж концентрація електронів n , то число зіткнень буде $v S_n P_r n$. У даному випадку число рекомбінаційних центрів P_r дорівнює концентрації незаповнених електронами донорів, тобто $N_d - n_d$. Тому інтенсивність рекомбінації (тобто число актів

рекомбінації в одиницю часу в одиниці об'єму) буде дорівнюватись $vS_n n(N_d - n_d)$.

Тоді зміна концентрації носіїв в зоні провідності з часом

$$\frac{dn}{dt} = \alpha_n n_d - vS_n n(N_d - n_d).$$

В стаціонарному стані $\frac{dn}{dt} = 0$. Тому

$$\alpha_n n_d = vS_n n(N_d - n_d). \quad (2.18)$$

Або:
$$n_d(\alpha_n + vS_n n) = vS_n n N_d.$$

Звідки
$$n_d = \frac{vS_n n N_d}{\alpha_n + vS_n n}.$$

З іншого боку, у тепловій рівновазі кількість заповнених електронами донорних рівнів n_d дорівнює добутку концентрації цих рівнів N_d на функцію розподілу $f(E)$, яка показує ймовірність того, що донорний рівень зайнятий електроном:

$$n_d = N_d f(E),$$

де
$$f(E)|_{E=E_d} = \frac{1}{e^{\frac{E_d - E_f}{kT}} + 1},$$

тут $(E_d - E_f)$ – енергетична відстань між рівнем Фермі і рівнем донора.

Прирівнюючи праві частини виразів для n_d , отримаємо

$$\frac{\cancel{N_d}}{e^{\frac{E_d - E_f}{kT}} + 1} = \frac{vS_n n \cancel{N_d}}{\alpha_n + vS_n n}.$$

Розділимо чисельник і знаменник правої частини останнього виразу на $vS_n n$:

$$\frac{1}{e^{\frac{E_d - E_f}{kT}} + 1} = \frac{1}{\frac{\alpha_n}{vS_n n} + 1}.$$

Звідки можемо записати, що

$$e^{\frac{E_d - E_f}{kT}} = \frac{\alpha_n}{vS_n n},$$

або
$$\alpha_n = vS_n n e^{\frac{E_d - E_f}{kT}}.$$

Підставляючи сюди значення n , що дорівнює

$$n = N_c e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}},$$

отримаємо
$$\alpha_n = vS_n N_c e^{-\frac{E_c - E_f}{kT}} \cdot e^{\frac{E_d - E_f}{kT}} = vS_n N_c e^{-\frac{E_c - E_d}{kT}}.$$

Але $(E_c - E_d)$ – відстань від донорного рівня до дна зони провідності. Тому можемо записати, що коефіцієнт теплового звільнення

$$\alpha_n = vS_n N_c e^{-\frac{E_d}{kT}}.$$

Величина $vS_n N_c$ має розмірність с^{-1} , тобто розмірність частоти, і тому зветься частотним фактором. Коли електрон локалізований на донорному рівні, він знаходиться у потенційної ямі. Його хвильова функція гармонічна. Він $vS_n N_c$ разів в одиницю часу підходить до стінок ями, тобто намагається “звільнитися”. Ймовірність звільнення його тим більша, чим більше значення частотного фактора.

Знайдемо вираз, що визначає положення рівня Фермі в забороненій зоні. Як було сказано, у випадку рівноваги інтенсивність збудження дорівнює інтенсивності рекомбінації, тобто згідно (2.18)

$$\alpha_n n_d = vS_n n (N_d - n_d).$$

Число неіонізованих донорів (донорів, що заповнені електронами n_d) можна виразити як

$$n_d = N_d - n .$$

Водночас, різницю між концентрацією донорів і числом електронів на них ($N_d - n_d$) можна представити як

$$N_d - n_d = n .$$

Тоді рівність (2.18) можна записати у такому вигляді:

$$\alpha_n (N_d - n) = \nu S_n n^2 .$$

В випадку, коли $n \ll N_d$ можна записати

$$\alpha_n N_d = \nu S_n n^2 .$$

Підставляючи значення α_n і n , отримаємо

$$\cancel{\nu S_n} \cancel{N_c} N_d e^{-\frac{E_d}{kT}} = \cancel{\nu S_n} \cancel{N_c} e^{-\frac{2E_{fn}}{kT}} .$$

Або

$$N_d e^{-\frac{E_d}{kT}} = N_c e^{-\frac{2E_{fn}}{kT}} .$$

Прологарифмуємо:

$$\ln N_d - \frac{E_d}{kT} = \ln N_c - \frac{2E_{fn}}{kT} .$$

Звідки

$$\frac{2E_{fn}}{kT} = \frac{E_d}{kT} + \ln \frac{N_c}{N_d} .$$

Або

$$E_{fn} = \frac{E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_c}{N_d} . \quad (2.19)$$

Враховуючи, що $N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}$, вираз (2.19) можна записати у вигляді:

$$E_{fn} = \frac{E_d}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{2(2\pi m_n kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3 N_d} .$$

Проаналізуємо, як залежить положення рівня Фермі E_{fn} від температури.

А) При $T=0$: $E_{fn} = \frac{E_d}{2}$, тобто рівень Фермі знаходиться посередині між донорним рівнем і дном с-зони.

Б) При малих температурах, коли $\frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3 N_d} < 1$, логарифм цього виразу менший нуля. Тоді $E_{fn} - \frac{E_d}{2} < 0$. Отже $E_{fn} < \frac{E_d}{2}$, тобто рівень Фермі піднімається до дна зони провідності.

В) Коли температура досягає такого значення, що $\frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3 N_d} > 1$, то $\ln \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{h^3 N_d} > 0$. Це значить $E_{fn} > \frac{E_d}{2}$, тобто рівень Фермі зміщується донизу.

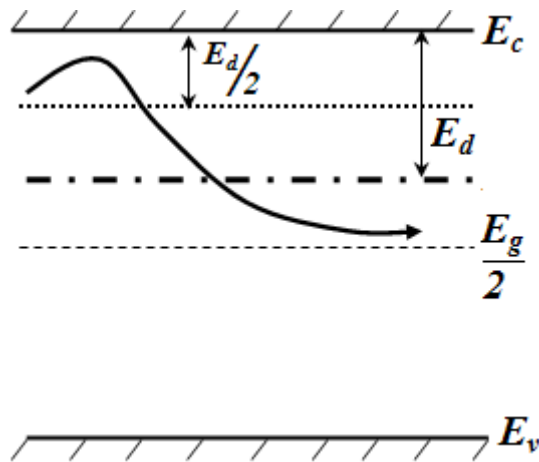


Рис. 2.9. Зміна положення рівня Фермі в забороненій зоні з ростом температури

Підставляючи в вираз $n = N_c e^{-\frac{E_{fn}}{kT}}$ значення E_{fn} з формули (2.19), отримаємо концентрацію електронів і її залежність від концентрації і енергетичного положення донорів

$$n = N_c e^{-\frac{E_d}{2kT}} e^{-\frac{kT}{2kT} \ln \frac{N_c}{N_d}} = N_c e^{-\frac{E_d}{2kT}} e^{-\frac{1}{2} \ln \frac{N_c}{N_d}} = N_c e^{-\frac{E_d}{2kT}} e^{\ln \left(\frac{N_d}{N_c} \right)^{\frac{1}{2}}}.$$

Чи
$$n = (N_c N_d)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E_d}{2kT}}.$$

Отже, залежність $\ln n = f\left(\frac{1}{T}\right)$ як і раніше являє собою пряму лінію з кутовим коефіцієнтом $\frac{E_d}{2k}$.

2.3. Квазістаціонарні рівні Фермі

Для рівноважних носіїв

$$n = N_c e^{-\frac{E_{fn}}{kT}}, \quad p = P_v e^{-\frac{E_{fp}}{kT}}, \quad E_{fn} + E_{fp} = E_g.$$

Тобто, їх концентрації визначались **спільним** рівноважним рівнем Фермі. При освітленні напівпровідника рівновага порушується. Виникає питання, яким чином описувати концентрації нерівноважних носіїв.

Якщо вважати, що нерівноважні носії настільки швидко приходять у рівновагу з решіткою, що до них можна застосовувати розподіл Фермі, то при освітленні можна користуватись аналогічними формулами

$$n = N_c e^{-\frac{E_{fn}^*}{kT}}, \quad p = P_v e^{-\frac{E_{fp}^*}{kT}},$$

але тут E_{fn}^* та E_{fp}^* – це квазірівні Фермі для електронів і дірок. E_{fn}^* – енергетична відстань від електронного квазірівня Фермі до дна зони провідності, а E_{fp}^* – енергетична відстань від діркового квазірівня Фермі до стелі валентної зони.

Логарифмуємо останні вирази, отримуємо:

$$\ln n = \ln N_c - \frac{E_{fn}^*}{kT}; \quad \ln p = \ln P_v - \frac{E_{fp}^*}{kT}.$$

Звідси

$$E_{fn}^* = kT \ln \frac{N_c}{n}; \quad E_{fp}^* = kT \ln \frac{P_v}{p}.$$

Після підсумовування:

$$E_{fn}^* + E_{fp}^* = kT \ln \left(\frac{N_c}{n} \frac{P_v}{p} \right).$$

Пригадаємо, що добуток концентрації електронів на концентрацію дірок

$$n p = n_{\text{влас}}^2 = N_c P_v e^{-\frac{E_{fn} + E_{fp}}{kT}} = N_c P_v e^{-\frac{E_g}{kT}}.$$

Таким чином, $\ln(n_{\text{влас}}^2) = \ln(N_c P_v) - \frac{E_g}{kT}.$

Звідси $E_g = kT \ln \left[\frac{N_c P_v}{n_{\text{влас}}^2} \right].$

Вираз для суми квазірівнів Фермі перепишемо, розділивши і помноживши праву частину на $n_{\text{влас}}^2$:

$$E_{fn}^* + E_{fp}^* = kT \ln \left(\frac{N_c P_v}{n_{\text{влас}}^2} \frac{n_{\text{влас}}^2}{n p} \right) = kT \ln \left(\frac{N_c P_v}{n_{\text{влас}}^2} \right) + kT \ln \frac{n_{\text{влас}}^2}{n p} = E_g - kT \ln \frac{n p}{n_{\text{влас}}^2}.$$

Тобто, $E_{fn}^* + E_{fp}^* = E_g - kT \ln \frac{n p}{n_{\text{влас}}^2}. \quad (2.20)$

Отже, сума енергетичних відстаней квазірівнів Фермі від країв відповідних зон менша за ширину забороненої зони. Це свідчить про те, що існує два квазірівня Фермі: для електронів і для дірок.

I. Як було показано у попередньому випадку, в темряві для рівноважних носіїв сума відстаней рівнів Фермі $E_{fn} + E_{fp} = E_g$ (див. рис. 2.10.А), тобто маємо єдиний **спільний** рівень Фермі.

II. Слабке освітлення. Концентрація нерівноважних носіїв (np) незначно більша, ніж концентрація рівноважних $n_{\text{влас}}^2$, тому $kT \ln \frac{n p}{n_{\text{влас}}^2}$ невелике. Маємо два квазірівня Фермі, відстань між якими мала.

III. Сильне освітлення. $np \gg n_{\text{влас}}^2$, $kT \ln \frac{n p}{n_{\text{влас}}^2}$ – велике, відстань між квазірівнями Фермі велика.

Таким чином, при збільшенні інтенсивності світла відстань між квазірівнями Фермі збільшується; вони наближаються до відповідних зон.

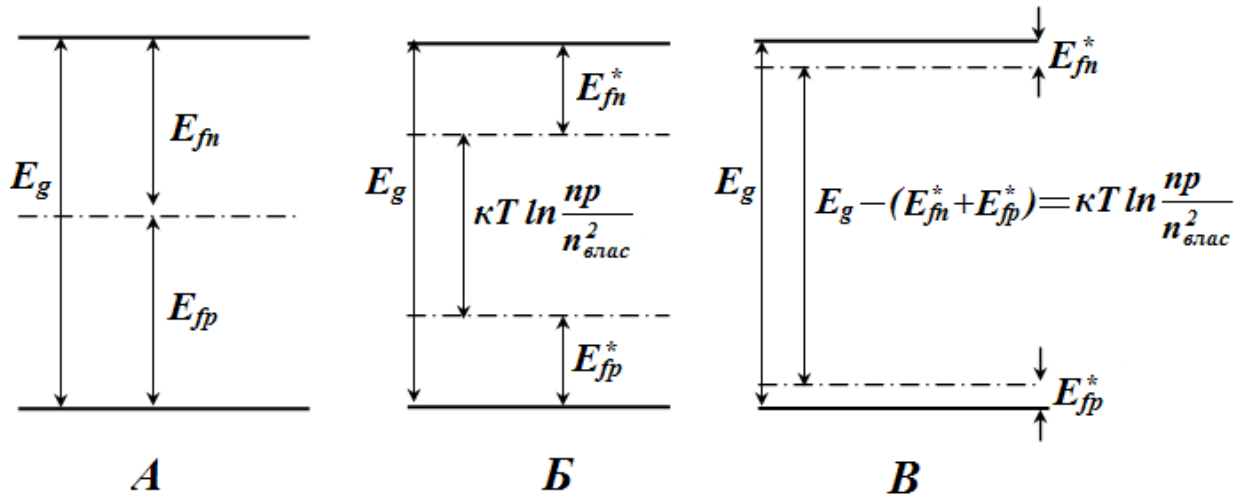


Рис. 2.10. Положення квазірівнів Фермі (А) – в темряві; (Б) – при слабкому і (В) – сильному освітленні

Подивимось, як залежить положення квазірівнів Фермі від температури.

Аналізувати вираз $kT \ln \frac{np}{n_{влас}^2}$ при визначенні температурної залежності некоректно, оскільки $n_{влас}^2$ також різко зростає з її збільшенням. Тому розглядаємо вираз $n = N_c e^{-\frac{E_{fn}^*}{kT}}$.

По визначенню $E_{fn}^* = kT \ln \frac{N_c}{n}$; $E_{fp}^* = kT \ln \frac{P_v}{n}$.

При освітленні $n_{фотонр} \gg n_{темр}$. Причому $n_{темр}$ (або $n_{влас}$, див 2.20) різко залежить від температури. А $n_{фотонр}$ не залежить від температури. При цьому, зазвичай, $N_c \sim T^{\frac{3}{2}}$. Таким чином, $\ln \frac{N_c}{n}$ слабо залежить від температури, тому $E_{fn}^* \sim kT$.

Тобто, з ростом температури E_{fn}^* зростає. Інакше кажучи, електронний квазірівень Фермі віддаляється від с-зони. Аналогічно з ростом температури дірковий квазірівень Фермі віддаляється від v-зони. Таким чином, відстань поміж квазірівнями убуває.

2.4. Демаркаційні рівні

Домішкові рівні можуть грати роль або центрів прилипання, або центрів рекомбінації.

Центром прилипання (пасткою) називається центр, знаходячись на якому, захоплені носії мають більшу ймовірність перейти знову в вільний стан в результаті збудження, чим рекомбінувати з носіями протилежного знаку.

Центри рекомбінації – це центри, на яких захоплений носій має більшу ймовірність рекомбінувати з носієм протилежного знаку, ніж знову перейти в вільний стан.

Для розділення центрів прилипання і центрів рекомбінації у напівпровідниках з великою забороненою зоною вводять так звані демаркаційні рівні.

Нехай є рівень, що лежить на глибині E_1 , якщо енергію відліковувати від стелі валентної зони. Концентрація електронів на цих центрах n_1 .

Темп термічного збудження електронів з цього рівня в с-зону визначається виразом

$$n_1 v S_n N_c e^{-\frac{E_c - E_1}{kT}},$$

де S_n – переріз захоплення електронів центром.

Темп рекомбінації дірок з електронами на цих центрах:

$$n_1 v S_p p,$$

де S_p – переріз захоплення дірки центром, на якому знаходиться електрон.

Якщо розглянутий рівень є пасткою, то ймовірність теплового звільнення електрона буде набагато більшою, ніж ймовірність рекомбінації

$$n_1 v S_n N_c e^{-\frac{E_c - E_1}{kT}} \gg n_1 v S_p p.$$

Якщо рівень є рекомбінаційним центром, то навпаки:

$$n_1 v S_n N_c e^{-\frac{E_c - E_1}{kT}} \ll n_1 v S_p p.$$

Якщо вказаний центр розташований на енергетичній глибині, що дорівнює глибині демаркаційного рівня, тобто $E_1 = E_{dn}$, то тоді

$$n_1 v S_n N_c e^{-\frac{E_c - E_{dn}}{kT}} = n_1 v S_p p. \quad (2.21)$$

Таким чином, електрон, що знаходиться на рівні з енергією, що дорівнює глибині демаркаційного рівня, має рівні ймовірності як бути термічно закинутим в с-зону, так і рекомбінувати з вільною діркою.

1. Залежність енергетичного положення демаркаційного рівня від температури

Скоротивши (2.21) на $n_1 v$ і підставивши $p = P_v e^{-\frac{E_{fp} - E_v}{2kT}}$, отримаємо

$$S_n N_c e^{-\frac{E_c - E_{dn}}{kT}} = S_p P_v e^{-\frac{E_{fp} - E_v}{kT}}.$$

Звідси, після логарифмування

$$\ln(S_n N_c) - \frac{E_c - E_{dn}}{kT} = \ln(S_p P_v) - \frac{E_{fp} - E_v}{kT}.$$

Або, перетворюючи,

$$E_{dn} = (E_v + E_c - E_{fp}) - kT \ln \left(\frac{S_p P_v}{S_n N_c} \right).$$

Якщо енергія відліковується від стелі валентної зони, то $E_v + E_c = E_g$, а $E_g - E_{fp} = E_{fn}$. Маємо

$$E_{dn} = E_{fn} - kT \ln \left(\frac{S_p P_v}{S_n N_c} \right). \quad (2.22)$$

То ж енергія електронного демаркаційного рівня дорівнює енергії рівноважного рівня Фермі мінус деяка величина, що збільшується з температурою. До того ж треба врахувати, що з ростом температури сама енергія рівня Фермі зменшується (див. рис. 2.9).

Тобто, чим вища температура, тим більше понижується електронний демаркаційний рівень. Тепер однакова ймовірність рекомбінувати чи бути активованим в зону, буде для носія, що знаходиться на енергетичному рівні E_2 , розташованому нижче. Для простоти вважаємо, що він має такі самі перетини захоплення S_n і S_p як і рівень E_1 . Що ж до рівня E_1 , то він опиняється *над* демаркаційним рівнем. Тепер це – тільки пастка.

Якщо енергетичні рівні домішок лежать вище електронного демаркаційного рівня, вони є пастками для електронів (рівнями прилипання). Якщо нижче – це рекомбінаційні рівні.

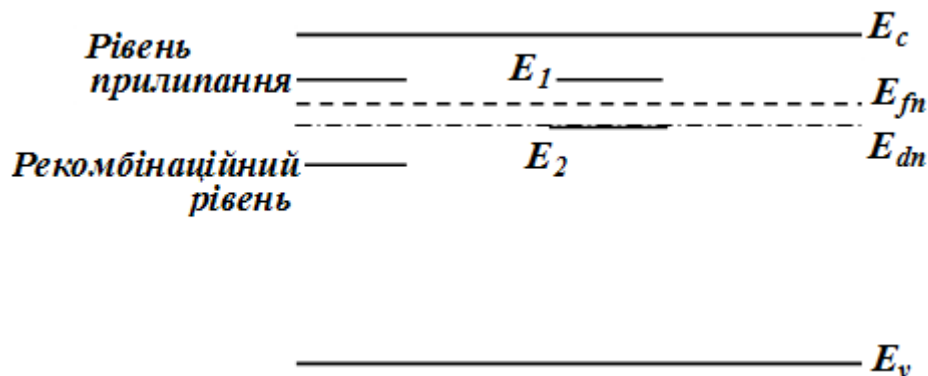


Рис. 2.11. До виводу залежності електронного демаркаційного рівня від температури

Це можна зрозуміти і з феноменологічного опису. Чим вища температура, тим більше носіїв звільняється з локального центра. Отже, рекомбінація все більше утруднюється. Її темп спадає, бо носіям протилежного знаку не вистачає партнерів для рекомбінації.

Звичайно, поведінка діркового демаркаційного рівня з ростом температури така сама. Тільки треба пам'ятати, що для дірок енергія відраховується до низу. Тож по мірі нагріву дірковий демаркаційний рівень віддаляється від v -зони.

Відстань між електронним і дірковим демаркаційними рівнями зменшується і при високій температурі демаркаційні рівні сходяться.

2. Залежність енергетичного положення демаркаційного рівня від інтенсивності освітлення

При освітленні напівпровідника ситуація змінюється на протилежну. Світло збільшує концентрацію нерівноважних носіїв як в зоні провідності, так і в валентній зоні. Зазвичай, на порядки. Тож для будь-якого рівня усередині забороненої зони при тих самих перерізах захоплення, збільшується потік носіїв, що надходять. Це повинно приводити до збільшення темпу рекомбінації.

При цьому світло не змінює перетинів захоплення і тим більше енергетичну глибину локального центру. В цих умовах, якщо в темряві локальний центр був просто пасткою, наприклад, для електронів, то тепер він може перейти в стан рекомбінаційного центра. Тобто опинитись *нижче* електронного демаркаційного рівня. Отже електронний демаркаційний рівень з ростом інтенсивності освітлення наближається до краю c -зони.

Аналогічно дірковий демаркаційний рівень наближається до v -зони. Рівні розходяться. І тим більше, чим більша інтенсивність світла.

При цьому положення демаркаційного рівня пов'язано як з положенням квазірівня Фермі для носіїв свого знаку, так і протилежного.

3. Залежність положення електронного демаркаційного рівня від електронного квазірівня Фермі

Знайдемо зв'язок між положенням електронного демаркаційного рівня і електронного квазірівня Фермі. Тобто, квазірівня Фермі для

носіїв *такого ж* знаку. Підставляючи в (2.21) замість N_c його значення

$$N_c = n e^{\frac{E_{fn}^*}{kT}} \quad (\text{оскільки } n = N_c e^{-\frac{E_{fn}^*}{kT}}),$$

отримаємо

$$\cancel{n_1} \nu S_n n e^{\frac{E_{fn}^*}{kT}} e^{-\frac{E_{dn}}{kT}} = \cancel{n_1} \nu S_p p.$$

Чи

$$S_n n e^{\frac{E_{fn}^*}{kT}} e^{-\frac{E_{dn}}{kT}} = S_p p.$$

Прологарифмуємо:

$$\ln(n S_n) + \frac{E_{fn}^*}{kT} - \frac{E_{dn}}{kT} = \ln(p S_p).$$

Звідси

$$E_{dn} = E_{fn}^* + kT \ln \left(\frac{n S_n}{p S_p} \right). \quad (2.23)$$

Аналогічно отримаємо співвідношення для діркового демаркаційного рівня:

$$p_1 \nu S_p p e^{-\frac{E_{dp}}{kT}} = p_1 \nu S_n n.$$

Оскільки

$$p_v = p e^{\frac{E_{fp}^*}{kT}}, \quad \text{то:} \quad S_p p e^{\frac{E_{fp}^*}{kT}} e^{-\frac{E_{dp}}{kT}} = S_n n.$$

Тоді

$$\ln(p S_p) + \frac{E_{fp}^*}{kT} - \frac{E_{dp}}{kT} = \ln(n S_n).$$

Звідси

$$E_{dp} = E_{fp}^* + kT \ln \left[\frac{S_p p}{S_n n} \right].$$

Або:

$$E_{dp} = E_{fp}^* - kT \ln \left[\frac{n S_n}{p S_p} \right]. \quad (2.24)$$

4. Залежність положення діркового демаркаційного рівня від електронного квазірівня Фермі

Положення електронного квазірівня Фермі залежить від концентрації вільних електронів. В той же час і положення демаркаційного рівня для дірок також залежить від концентрації електронів. Тому можна отримати співвідношення між E_{fn}^* і E_{dp} . Тобто, залежність демаркаційного рівня від квазірівня Фермі носіїв *іншого* знаку.

Згідно визначення діркового демаркаційного рівня

$$p_1 v S_p p_v e^{-\frac{E_{dp}}{kT}} = p_1 v S_n n.$$

Підставивши значення n в праву частину цього виразу, і скоротивши на $p_1 v$ отримаємо:

$$S_p P_v e^{-\frac{E_{dp}}{kT}} = N_c S_n e^{-\frac{E_{fn}^*}{kT}}.$$

Прологарифмуємо:

$$\ln(S_p P_v) - \frac{E_{dp}}{kT} = \ln(N_c S_n) - \frac{E_{fn}^*}{kT}.$$

Звідси:

$$E_{dp} = E_{fn}^* + kT \ln\left(\frac{P_v S_p}{N_c S_n}\right) = E_{fn}^* + kT \ln\left[\left(\frac{m_p}{m_n}\right)^{3/2} \frac{S_p}{S_n}\right]. \quad (2.25)$$

В цій формулі враховано

$$P_v = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} \quad \text{і} \quad N_c = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2}.$$

Таке ж співвідношення існує поміж дірковим квазірівнем Фермі і електронним демаркаційним рівнем. Отримаємо його.

$$\cancel{n_1} v S_n N_c e^{-\frac{E_{dn}}{kT}} = \cancel{n_1} v S_p p = S_p P_v e^{-\frac{E_{fp}}{kT}}$$

$$\ln(N_c S_n) - \frac{E_{dn}}{kT} = \ln(S_p P_v) - \frac{E_{fp}^*}{kT}.$$

Звідси

$$E_{dn} = E_{fp}^* + kT \ln \left(\frac{N_c S_n}{P_v S_p} \right) = E_{fp}^* + kT \ln \left[\left(\frac{m_n}{m_p} \right)^{3/2} \frac{S_n}{S_p} \right]. \quad (2.26)$$

Отже, для даного типу центрів з поперечними перетинами захоплення S_n і S_p маємо **два** демаркаційних рівні.

Зобразимо зонну схему, що містить квазірівні Фермі і демаркаційні рівні. Ураховуємо, що згідно формулі (2.22), і для електронів і для дірок квазірівень Фермі проходить вище за демаркаційний рівень.

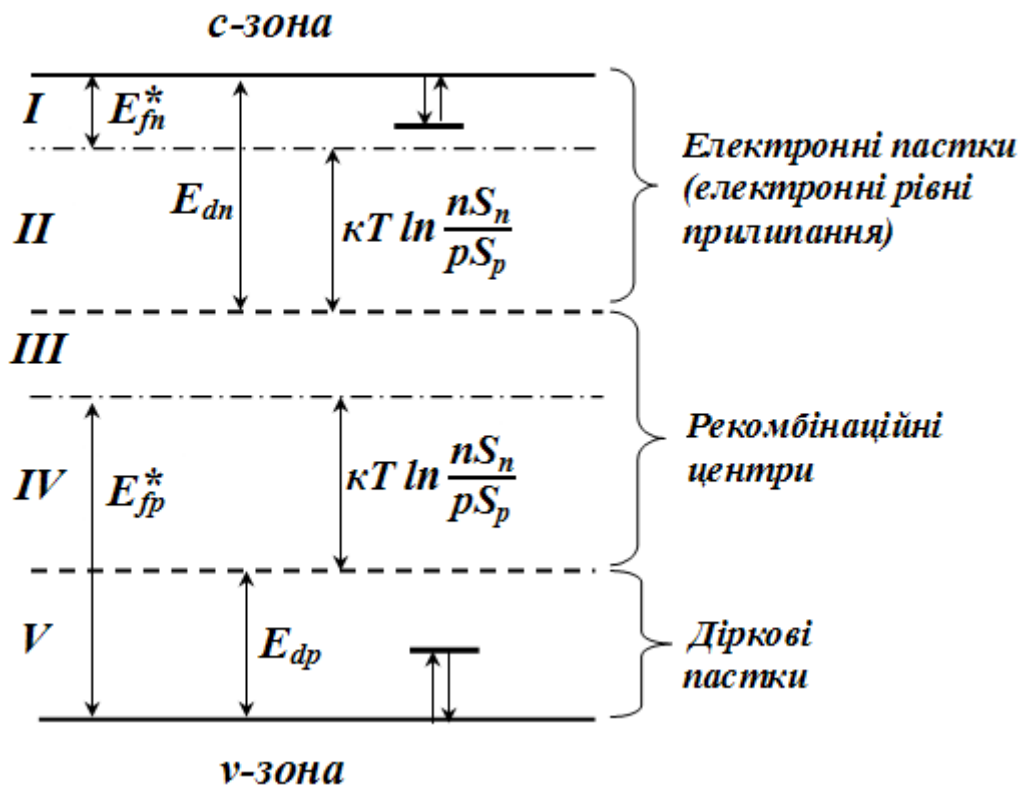


Рис. 2.12. Демаркаційні рівні в забороненій зоні

Можна розбити заборонену зону на п'ять областей з наступними властивостями:

Область I. Електронні пастки знаходяться у термічній рівновазі з c-зоною.

Область II. Рівні, що знаходяться в рівновазі з зоною провідності, але значно більше заповнені електронами, оскільки знаходяться нижче E_{fn}^* . Отже мають тенденцію стати рекомбінаційними центрами.

Загалом: області I і II є областями електронних пасток.

Область III. Рекомбінаційні центри. Зайнятість їх визначається кінетикою рекомбінації. Тепловий баланс для них ролі не відіграє.

Область IV. Рівні в цій області ще є центрами рекомбінації. Але вони заповнені дірками слабо, оскільки знаходяться нижче E_{fp}^* , тому є “поганими” центрами рекомбінації. Але і ймовірність теплового обміну з v -зоною також мала.

Область V. Діркові пастки, що знаходяться у тепловій рівновазі з валентною зоною.

Слід чітко розуміти, що оскільки положення демаркаційного рівня залежить від величин S_n і S_p , які визначаються природою центрів, то центрам різних типів, що характеризуються визначеними значеннями S_n і S_p , відповідають різні демаркаційні рівні.

Питання для самоперевірки

1. Дайте поняття квазіімпульсу та ефективної маси електрона.
2. Розрахуйте щільність станів і концентрації рівноважних носіїв в дозволених зонах.
3. Що таке ефективна щільність станів в валентній зоні і зоні провідності?
4. Запишіть та проаналізуйте вирази для концентрацій носіїв заряду на донорних та акцепторних рівнях.
5. Проаналізуйте температурну залежність рівня Фермі у власному напівпровіднику.
6. Проаналізуйте температурну залежність рівня Фермі у напівпровіднику, що містить донорні (акцепторні) домішки.
7. Що таке коефіцієнт теплового звільнення носіїв у відповідну зону?
8. Дайте поняття виродженого напівпровідника та наведіть критерій виродження.
9. Що таке квазірівень Фермі?
10. Як положення квазірівня Фермі в забороненій зоні залежить від температури?
11. Як положення квазірівня Фермі залежить в забороненій зоні від інтенсивності освітлення?
12. Що таке демаркаційний рівень?
13. Як змінюється положення демаркаційного рівня з зростанням температури?
14. Як змінюється положення демаркаційного рівня з зростанням інтенсивності власного освітлення?
15. Як положення діркового демаркаційного рівня залежить від електронного квазірівня Фермі?
16. Як залежить положення електронного демаркаційного рівня від електронного квазірівня Фермі?

Тестові завдання для змістового модуля

Перший варіант

1. При абсолютному нулі температури всі стани нижче рівня Фермі:
А) Заповнені електронами;
Б) Вільні від електронів.
2. Максимальна щільність заповнених станів вище дна зони провідності знаходиться на відстані:
А) kT ;
Б) $\frac{kT}{2}$;
3. Ефективна щільність діркових станів в валентній зоні з ростом температури:
А) Зростає;
Б) Убуває;
В) Не змінюється.
4. У електронному напівпровіднику рівень Фермі розташовано:
А) Ближче до валентної зони;
Б) Ближче до зони провідності;
В) Посередині забороненої зони.
5. З ростом освітлення відстань між дірковим і електронним квазірівнями Фермі:
А) Збільшується;

- Б) Зменшується;
- В) Не залежить від інтенсивності освітлення.
6. Електронний демаркаційний рівень по відношенню до електронного квазірівня Фермі лежить:
- А) Вище;
- Б) Нижче;
- В) Співпадає.
7. При зростанні температури демаркаційний рівень рухається:
- А) До верху;
- Б) Униз;
- В) Не змінює положення.

Другий варіант

1. При абсолютному нулі температури всі стани вище рівня Фермі:
- А) Заповнені електронами;
- Б) Вільні від електронів.
2. Ефективна щільність електронних станів в зоні провідності з ростом температури:
- А) Убуває;
- Б) Зростає;
- В) Не змінюється.

3. У дірковому напівпровіднику рівень Фермі розташовано:
- А) Ближче до зони провідності;
 - Б) Ближче до валентної зони;
 - В) Посередині забороненої зони.
4. У напівпровіднику, що має донорні рівні, при малих температурах ($T \rightarrow 0$) рівень Фермі лежить:
- А) Нижче донорного рівня;
 - Б) Вище донорного рівня;
 - В) Співпадає з донорним рівнем.
5. Дірковий демаркаційний рівень по відношенню до електронного квазірівня Фермі лежить:
- А) Вище;
 - Б) Нижче;
 - В) Співпадає.
6. Якщо інтенсивність власного світла збільшується, демаркаційний рівень електронів зміщується:
- А) До зони провідності;
 - Б) До валентної зони;
 - В) Не змінює положення.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Бьюб Р. – Фотопроводимость твёрдых тел // М.,: Из-во ин.лит., 1962 р., 558 с.
2. Рывкин С. М. – Фотоэлектрические явления в полупроводниках // М.,: “Физматгиз”, 1963 р., 234 с.
3. Роуз А. – Основы теории фотопроводимости // М.,: “Мир”, 1966 р., 192 с.
4. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам – под ред. К. В. Шалимовой // М.,: “Высшая школа”, 1975 р., 206 с.
5. Шалимова К. В. – Физика полупроводников // М.,: “Энергия”, 1976 р., 416 с.
6. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. – Физика полупроводников // М.,: “Наука”, 1977 р., 672 с.
7. Аут И., Генцов Д., Герман К. – Фотоэлектрические явления // М.,: “Мир”, 1980 р., 208 с.
8. Лашкарев В. Е., Любченко А. В., Шейкман М. К. – Неравновесные процессы в фотопроводниках // Киев: “Наукова думка”, 1981 р., 264с.
9. Сердюк В. В., Чемересюк Г. Г., Терек М. – Фотоэлектрические процессы в полупроводниках // Киев–Одесса: Головное издательство Издательского объединения “Вища школа”, 1982 р., 152 с.
10. Павлов Л. П. – Методы измерения параметров полупроводниковых материалов // М.,: “Высшая школа”, 1987 р., 238 с.
11. Сердюк В. В., Чемересюк Г. Г. – Фотоэлектрические процессы в полупроводниках // Київ: “Либідь”, 1993 р., 201 с.
12. Войцеховский А. В., Ижнин И. И., Савчин В. П., Вакив Н. М. – Физические основы полупроводниковой фотоэлектроники // Томск, “Издательский Дом Томского государственного университета”, 2013 р., 559 с.

ПАРАМЕТРИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Напів- провід- ник	Ширина забороненої зони		$\left(\frac{dE_g}{dT}\right) \cdot 10^4$ $(300K) \frac{eB}{K}$	$\left(\frac{dE_g}{dP}\right)_T$ $\frac{eB}{Па}$	Ефективна маса		Статисти- чна діелектри- чна стала ϵ	Рухливість	
	E_g, eB (0 K)	E_g, eB (300K)			$\frac{m_n^*}{m_0}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$		μ_n $\frac{cm^2}{B \cdot c}$	μ_p $\frac{cm^2}{B \cdot c}$
$IV \left\{ \begin{array}{l} Ge \\ Si \end{array} \right.$	0,74	0,67	-3,7	0,5	$m_i 1,58$ $m_l 0,082$ $m_t 0,98$ $m_i 0,19$	$m_{pt} 0,3$ $m_{pt} 0,04$ $m_{pt} 0,5$ $m_{pt} 0,16$	16,3	3900	1900
	1,166	1,11	-2,3	-0,15			11,7	1350	480
$VI \left\{ \begin{array}{l} Se \\ Te \end{array} \right.$	1,95	1,74	-14	-0,20		0,12	8,5	1	
	0,334	0,32	-0,32	-0,19	0,038 $\pm$	0,26 II 0,10 $\pm$	5,8 II c 2,2 $\pm$ c	1100	
$II \cdot VI \left\{ \begin{array}{l} ZnO \\ ZnS_{\beta}^{\alpha} \\ ZnSe \\ CdS \\ CdSe \\ CdTe \end{array} \right.$		3,2	-9,5	0,06	0,32	0,27	7,9	180	
		3,8	-3,8	0,9	0,28	> 1 II	8,3		
		3,6	-5,3	0,57	0,39	0,5 $\pm$	8,3		
	2,80	2,58	-7,2	0,6	0,17		8,1	100	
	2,58	2,53	-5	0,33	0,20	0,7 $\pm$ c 5 II c	8,9	210	
	1,85	1,74	-4,6		0,13	2,5 II 0,4 $\pm$	10,6	500	
	1,60	1,50	-4,1	0,15	0,11	0,35	10,9	600	
$III \cdot V \left\{ \begin{array}{l} GaAs \\ GaP \\ GaSb \\ InSb \\ InAs \end{array} \right.$	1,520	1,43	-5,0	1,1	0,07	$m_{pt}^* 0,5$ $m_{pa}^* 0,12$	12	8600	400
	2,4	2,25	-5,4	-0,17	0,13	0,8	10	120	120
	0,81	0,69	-4,1	1,2	0,045	0,39	15	4000	650
	0,235	0,17	-2,9	1,5	0,0133	$m_{pt}^* 0,6$ $m_{pa}^* 0,012$	18	76000	5000
	0,43	0,36	-3,3	0,5	0,028	0,33	12,5	30000	240
$IV \cdot V SiC \left\{ \begin{array}{l} \alpha \\ \beta \end{array} \right.$	3,0	2,8-3,2	-3,3				10,2	400	
	2,68	2,2	-3,3				10,2	400	
$IV \cdot VI \left\{ \begin{array}{l} PbS \\ PbSe \\ PbTe \end{array} \right.$	0,29	0,37	+4	-0,7	0,1 $m_l 0,07$	0,1 $m_{pt} 0,06$	170	550	600
	0,15	0,26	+4	-0,8	$m_l 0,039$ $m_l 0,24$	$m_{pt} 0,03$ $m_{pt} 0,3$	250	1050	930
	0,19	0,29	+4	-0,9	$m_i 0,02$	$m_{pt} 0,02$	412	1620	750

Навчальне видання

Чебаненко Анатолій Павлович
Каракіс Юрій Миколайович

Фізика напівпровідників

Частина I
«Параметри та статистика носіїв струму»

В авторській редакції

Підп. до друку 12.06.2019. Формат 60х84/16
Ум. друк. арк. 3,95. Тираж 20 пр.
Зам. № 1934.

Видавець і виготовлювач
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова
65082, Україна, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.
Тел.: (048) 723 28 39, E-mail:druk@onu.edu.ua