

3 МЕХАНІЗМИ РЕКОМБІНАЦІЇ НОСІЇВ ЗАРЯДУ

На відміну від металів, у напівпровідниках існують додаткові можливості, коли концентрація носіїв заряду може змінюватись із часом, лишаючи при цьому зразок електронейтральним. Наприклад, при освітленні світлом напівпровідника можуть розриватись валентні зв'язки, що спричинить появу "вільного" електрона у зоні провідності та дірки - у валентній зоні: виникне електронно-діркова пара (рис. 3.1 а). Процеси генерації можуть відбуватись також й за рахунок домішкового поглинання (рис. 3.1 б, в)

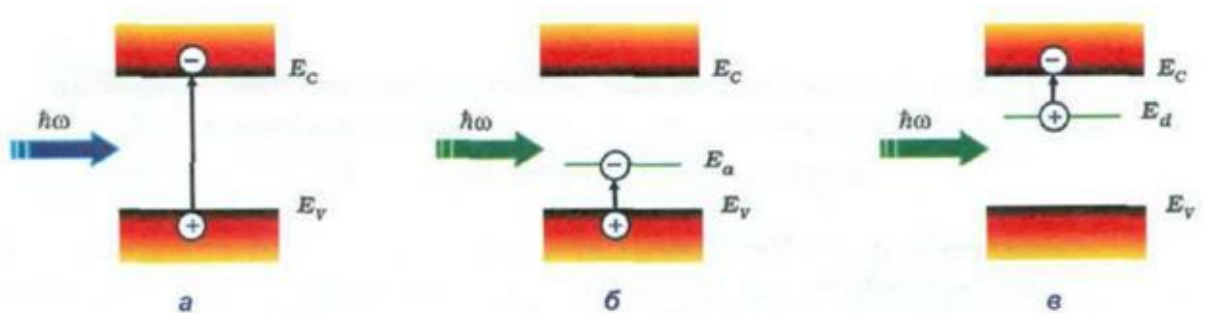


Рисунок 3.1 – Схема процесів генерації носіїв типу зона-зона: а – поглинання світла з енергією фотонів, більшу за ширину забороненої зони ($\hbar\omega > E_g$); б – домішкове поглинання світла через акцепторний рівень ($\hbar\omega > E_a - E_v$); в – домішкове поглинання світла через донорний рівень рівень ($\hbar\omega > E_c - E_d$)

До такого самого результату може привести дія сильних електричних полів або інжекція носіїв та ін.

Якщо діє додаткове до теплового джерело виникнення носіїв заряду, то кажуть, що відбувається генерація нерівноважних носіїв заряду у напівпровіднику, унаслідок якої у зразку збільшується концентрація носіїв у зоні провідності та валентній зоні.

У той же час збільшується ймовірність зворотного процесу - їх зустріч і взаємна анігіляція (рекомбінація). Таким чином:

Рекомбінацією є процес, унаслідок якого одночасно зникають вільний електрон із зони провідності та дірка - із валентної зони.

Ілюстрацією цього визначення є рис. 3.2 а. За рекомбінації через домішкові рівні при переході електрона із домішкового рівня до валентної зони зникає дірка із валентної зони (рис. 3.2 б) або електрон - із зони провідності, який переходить на домішковий (донорний) рівень (рис. 3.2 в). При цьому енергія рекомбінованих носіїв може витрачатися на випромінювання фотона (випромінювальна рекомбінація) або на народження фононів і нагрівання зразка (безвипромінювальна рекомбінація).

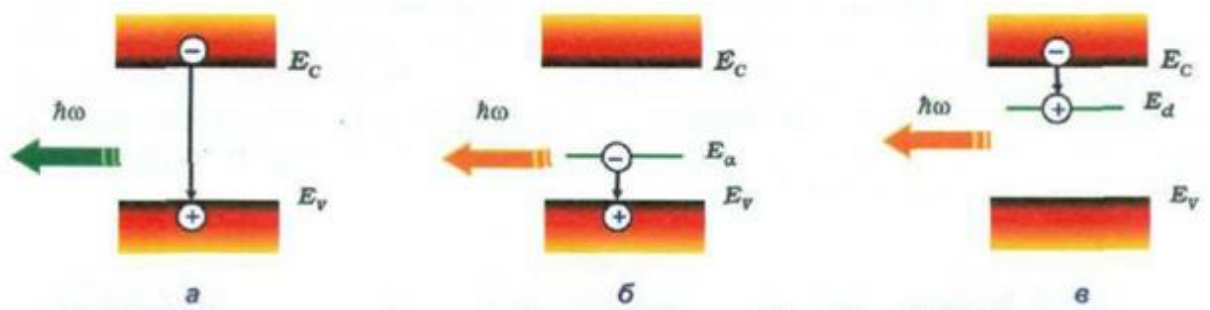


Рисунок 3.2 – Схема процесів випромінювальної рекомбінації носіїв типу зона-зона: а – через домішко вий рівень ($h\omega \leq E_g$); б - через акцепторний рівень ($h\omega \leq E_a - E_v$); в – через донорний рівень ($h\omega \leq E_c - E_d$)

Процеси генерації і рекомбінації утворюють новий стаціонарний стан напівпровідника, що характеризується більшою концентрацією носіїв і не є рівноважним. Згідно із цим механізми рекомбінації зазвичай поділяють на три основних класи:

- ✓ *міжзонна рекомбінація*: вільний електрон із зони провідності рекомбінує з діркою із валентної зони за один елементарний акт;
- ✓ *рекомбінація через пастки* (домішки та дефекти): вільні електрони рекомбінують зі зв'язаними на домішках або дефектах дірками, а вільні дірки - зі зв'язаними на пастках електронами;
- ✓ *поверхнева рекомбінація* відбувається на поверхні зразка або на межі поділу гетерофазної системи. Однак поверхнева рекомбінація часто

не відокремлюється в клас, оскільки також може бути як міжзонною, так і рекомбінацією через пастки.

При переході електрона із зони провідності до валентної зони внаслідок прямої рекомбінації зона-зона мають виконуватись закони збереження енергії та імпульсу: якщо E' та \mathbf{k}' є енергією та хвильовим вектором електрона у зоні провідності, а E та \mathbf{k} - енергією та хвильовим вектором електрона у валентній зоні, то

$$\begin{aligned} E'(\mathbf{k}') &= E(\mathbf{k}) + \Delta E, \\ \hbar \mathbf{k}' &= \hbar \mathbf{k} + \Delta \mathbf{p}. \end{aligned} \quad (3.1) \quad \text{У}$$

цих формулах ΔE - енергія, що вивільняється за один акт рекомбінації, а $\Delta \mathbf{p}$ - зміна імпульсу електрона при переході із зони провідності до валентної зони. Іншими словами, для одночасного виконання умови (3.1) потрібна наявність третього агента. Якщо таким агентом є фотон, то кажуть, що відбувається випромінювальна рекомбінація. Тоді

$$\Delta E = \hbar \omega, \quad |\Delta \mathbf{p}| = \hbar \omega / c \quad (3.2)$$

- енергія та імпульс кванта світла, що випромінюється, відповідно.

У випадку безвипромінювальної рекомбінації надлишкова енергія та імпульс можуть передаватись фононам. Існують випадки, коли дефіцит енергії та імпульсу передаються іншому вільному електрону (у напівпровіднику n -типу) або вільній дірці (у напівпровіднику p -типу). Такі процеси називаються ударною рекомбінацією (або оже-процесами). Зрозуміло, що ймовірність таких процесів значно зростає за зростання концентрації носіїв, тобто оже-рекомбінація виявляється у сильно легованих напівпровідниках. Якщо електрон і дірка утворюють як проміжний стан екситон, то кажуть що відбувається екситонна рекомбінація. Якщо ширина забороненої зони не перевищує 0,2-0,3 еВ, то вважається, що в таких речовинах основну роль відіграє міжзонна рекомбінація. Розглянемо детальніше, як виконуються

закони збереження енергії та імпульсу за міжзонної рекомбінації. Як відомо, можуть існувати два типи зонної структури поблизу екстремумів енергії, які схематично подано на рис. 3.3.

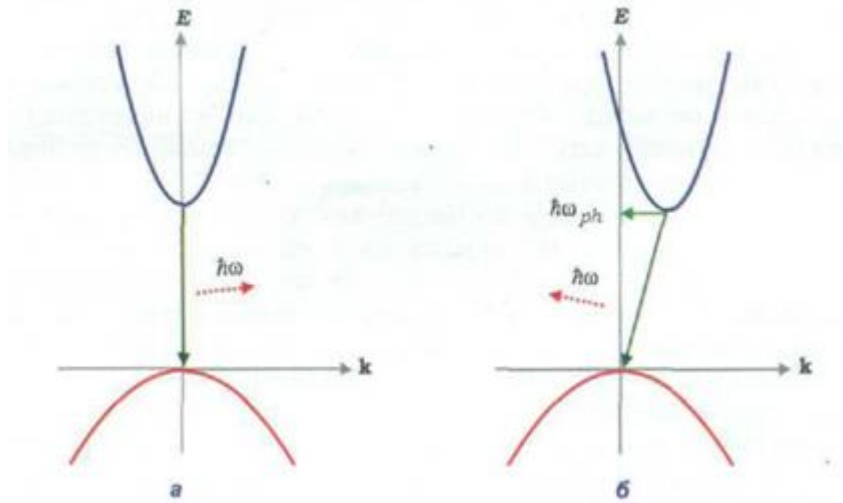


Рисунок 3.3 – Міжзонна випромінювальна рекомбінація у напівпровідниках: а – прямо зонному; б – непрямо зонному.

Якщо міжзонна рекомбінація є випромінювальною, то закон збереження енергії виконується за рахунок випромінювання фотона з енергією, яка дорівнює ширині забороненої зони. Для прямозонного напівпровідника процес міжзонної рекомбінації є дуже ефективним, оскільки не виникає проблем зі збереженням імпульсу. Він виконується автоматично, адже імпульс фотона набагато менший за імпульс електрона з відповідною енергією. Дійсно, у процесі прямої міжзонної рекомбінації у прямозонному напівпровіднику рекомбінують вільна дірка з вільним електроном, імпульси яких майже однакові (відрізняються на імпульс випроміненого фотона). У випадку непрямоzonного напівпровідника для виконання законів збереження необхідний додатковий агент події рекомбінації, оскільки закон збереження імпульсу вимагає його значної зміни. Таким агентом виступає фонон. Отже, закони збереження енергії та імпульсу за міжзонної випромінювальної рекомбінації у непрямоzonному напівпровіднику матимуть вигляд

$$E'(\mathbf{k}') = E(\mathbf{k}) + \Delta E, \quad \Delta E = \hbar\omega + \hbar\omega_{\text{фон.}}$$

$$\hbar\mathbf{k}' = \hbar\mathbf{k} + \Delta\mathbf{p}, \quad \Delta\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}_{\text{фот.}} + \hbar\mathbf{k}_{\text{фон.}}, \quad \mathbf{k}_{\text{фот.}} \ll \mathbf{k}'$$

(3.3)

Ймовірність процесу із трьома частниками є значно меншою за ймовірність двочастинкового процесу. Із цієї причини міжзонна рекомбінація проходить ефективно у прямозонних напівпровідниках і дає дуже незначний внесок до рекомбінаційних процесів у непрямозонних напівпровідниках, де важливішою є рекомбінація через домішкові центри. Якщо ширина забороненої зони перевищує 0,5 еВ, то в таких речовинах рекомбінація зазвичай відбувається через локалізовані стани, які називаються рекомбінаційними пастками. Щодо рекомбінації через пастки необхідно зазначити два важливих аспекта:

- ✓ захоплюючись із зони провідності через пастку, електрон передає своєму оточенню меншу енергію, ніж якби він безпосередньо переходив до валентної зони. За таких обставин ймовірність першого процесу може бути істотно вищою, ніж другого;
- ✓ при захоплюванні носія на пастці виконання закону збереження імпульсу не є обов'язковим, оскільки носії, що потрапляють до області сильної неоднорідності поля, не знаходяться в умовах просторової однорідності, де збереження імпульсу є обов'язковим. Це значно спрощує виконання умови збереження енергії і тим самим збільшує ймовірність процесу рекомбінації через пастки.

У ролі рекомбінаційних пасток можуть виступати мілкі та глибокі рівні, при цьому процеси рекомбінації через пастки можуть відбуватись принципово по-різному. Дійсно, електронний стан на воднеподібному (мілкому) домішковому рівні характеризується досить сильною делокалізацією. Тому із принципу невизначеності імпульс такого електрона буде визначений досить точно. Цей факт на зонній діаграмі подано коротким відрізком на рівні E_d (рис. 6.4). Таким чином, процеси рекомбінації через мілкі рівні ефективно

проходитимуть у прямозонних напівпровідниках. Для глибоких рівнів (E_m на рис. 6.4), що характеризуються сильною локалізацією електронів (тобто точним визначенням координати), імпульс має широкі межі невизначеності, до яких можуть потрапляти значення дефіциту імпульсу при переході електрона із зони провідності до валентної зони. Таким чином ймовірність процесу рекомбінації через глибокі рівні у непрямозонному напівпровіднику буде набагато більшою, ніж через мілкі. Якісні аспекти процесів генерації і рекомбінації носіїв потребують визначення поведінки кількісних характеристик таких процесів. Основними кількісними характеристиками генераційно-рекомбінаційних процесів є концентрація та час життя надлишкових нерівноважних носіїв заряду.

4 ДИФУЗИЯ ТА ДРЕЙФ НЕРІВНОВАЖНИХ НОСІЇВ ЗАРЯДУ. РІВНЯННЯ НЕПЕРЕРВНОСТІ

4.1 Кінетика генерації і рекомбінації носіїв заряду у напівпровідниках

Як зазначалося, генераційно-рекомбінаційні процеси, що можуть відбуватись у напівпровідниках, спричиняють виникнення або зникнення носіїв у валентній зоні та зоні провідності - виникає додаткова концентрація електронів і дірок, що відрізняється від рівноважної. Якщо концентрація електронів і дірок відрізняється від рівноважної, то кажуть, що в напівпровіднику є надлишкова концентрація носіїв, яка може виникати, наприклад при появі у напівпровіднику додаткової пари вільних носіїв. У такому випадку концентрації нерівноважних електронів та дірок є функціями просторових координат та часу $n(x, y, z, t)$ та $p(x, y, z, t)$, а швидкість їх зміни може бути виражена за допомогою рівняння неперервності.

Розглянемо одномірний однорідний зразок, в якому концентрація електронів змінюється тільки в напрямку координати X , як це показано на рис. 4.1. Визначимо в напівпровіднику шар товщиною dx та перерізом 1 см^2 . Об'єм цього шару буде чисельно дорівнювати dx . Припустимо, що в момент часу t концентрація електронів була $n(x, t)$, в об'ємі dx відповідно $n(x, t)dx$, а в момент часу $t+dt$ буде $n(x, t+dt dx)$ та зміна концентрації електронів за час dt в об'ємі dx складатиме:

$$n(x, t + dt dx) - n(x, t)dx = \frac{\partial n}{\partial t} dx dt \quad (4.1)$$

Ця зміна концентрації електронів може відбуватися в результаті процесів генерації, рекомбінації, дифузії та дрейфу носіїв заряду. Розглянемо ці процеси.

1. Під процесом генерації мають на увазі всі механізми, за допомогою яких електрони, що знаходяться в валентній зоні, на домішкових рівнях або на пастках можуть бути переведені в зону провідності. В усіх цих випадках необхідно враховувати генерацію свободних носіїв заряду в результаті як теплових, так і зовнішніх впливів. До зовнішніх впливів відносяться дія світла, ядерних часток, нерівноважного випромінювання, що випромінює сам напівпровідник і т.д.

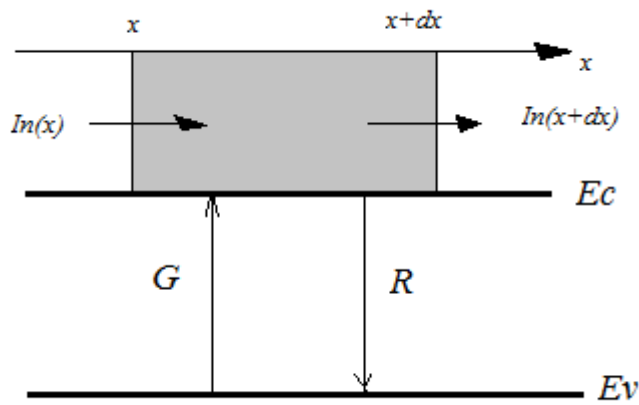


Рисунок 4.1 – Одномірний однорідний зразок

Швидкості цих двох типів генерації об означимо відповідно G_0 та G . Повна швидкість генерації носіїв буде дорівнювати $G_0 + G$. Будемо вважати, що в данному випадку збудження електронів відбувається за рахунок поглинання світла напівпровідником та в 1 см^2 за 1 с з'являється G пар електрон – дірка у кількості:

$$Gdxdt \tag{4.2}$$

2. Зміна концентрації носіїв заряду в об'ємі dx відбувається також і в результаті рекомбінації. Повну швидкість рекомбінації можна записати як R_0+R , де R_0 – швидкість рекомбінації при тепловій рівновазі, R – швидкість рекомбінації при наявності зовнішнього впливу. У разі лінійної рекомбінації,

коли час життя нерівноважних електронів τ_n не залежить від концентрації електронів, зміна кількості електронів у разі рекомбінації R в об'ємі dx за час dt складатиме:

$$Rdxdt = -\left(\frac{dn}{dt}\right)_r dxdt = \frac{n-n_0}{\tau_n} dxdt \quad (4.3)$$

3. Зміна кількості носіїв заряду в об'ємі dx відбувається також в процесі дифузії та дрейфу. Якщо $I_n(x,t)$ – потік електронів, що проходить через 1 см^2 поверхні за 1 с , то за час dt через межу шару x в об'єм dx увійдуть електрони в кількості $I_n(x,t)dt$, а через межу $x+dx$ вийдуть $I_n(x+dx,t)dt$ електронів. Таким чином, зміна числа електронів за час dt в об'ємі dx внаслідок різності цих потоків:

$$I_n(x,t)dt - I_n(x+dx,t)dt = -\frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt \quad (4.4)$$

Повна зміна концентрації електронів в об'ємі dx за час dt складатиме:

$$\frac{\partial n}{\partial t} dxdt = Gdxdt - \frac{\partial I_n}{\partial x} dxdt - \frac{n-n_0}{\tau_n} dxdt \quad (4.5)$$

Звідки маємо:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G - \frac{\partial I_n}{\partial x} - \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (4.6)$$

Рівняння (3.6) називають рівнянням неперервності для електронів.

Аналогічно рівняння неперервності для дірок запишемо у вигляді:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{\partial I_p}{\partial x} - \frac{p-p_0}{\tau_p} \quad (4.7)$$

Потоки електронів I_n та дірок I_p можливо виразити через щільність

$$\begin{aligned} J_n &= -eI_n \\ J_p &= -eI_p \end{aligned} \quad (4.8)$$

Якщо концентрації носіїв заряду є функціями координат (x, y, z) рівняння неперервності запишуться через відповідні щільності струмів наступним чином:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G + \frac{1}{e} \operatorname{div} J_n - \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G - \frac{1}{e} \operatorname{div} J_p - \frac{p-p_0}{\tau_p} \quad (4.10)$$

$$\text{Де } \operatorname{div} J = \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} + \frac{\partial J_z}{\partial z}$$

Розглянемо стаціонарний випадок. Так як концентрація електронів та дірок не змінюється в часі, тобто $\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ та $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$, то рівняння неперервності в одномірному випадку приймає вид:

$$-\frac{1}{e} \frac{\partial J_n}{\partial x} = G - \frac{n-n_0}{\tau_n} \quad (4.11)$$

$$\frac{1}{e} \frac{\partial J_p}{\partial x} = G - \frac{p-p_0}{\tau_p} \quad (4.12)$$

Рівняння (4.11) та (4.12) являють собою умови збереження кількості носіїв заряду. Таким чином, в стаціонарному стані потоки носіїв заряду, що витікають з об'єма дорівнюють кількості носіїв, створених зовнішнім збудженням, за винятком носіїв заряду, що прорекомбінували в цьому об'ємі.

4.2 Дифузійний та дрейфовий струми

Розглянемо тепер неоднорідний напівпровідник, в якому концентрація електронів $n(r)$ та дірок $p(r)$ змінюються від точки до точки. З цієї причини в неоднорідному напівпровіднику повинен виникнути дифузійний ток електронів та дірок, який буде визначатися дифузійною швидкістю носіїв заряду з областей, де їх концентрація більше в області з меншою концентрацією.

Припустимо, що в провіднику концентрація носіїв заряду зростає в напрямку осі x , як це показано на рис. 4.2. Проведемо через точку x площину, перпендикулярну осі x , і розглянемо рух носіїв заряду в шарах 1 і 2 товщиною dx , розташованих праворуч і ліворуч від цієї площини. В результаті хаотичного руху носії заряду підуть з шару 1, але оскільки кожен електрон може з рівною імовірністю рухатися вправо і вліво, половина їх піде з шару 1 в шар 2. Однак за цей час в шар 1 прийдуть носії заряду з шару 2. Так як їх кількість в шарі 2 більше, ніж в 1, то зворотний потік електронів буде більше за прямий. Якщо $n(x - \frac{dx}{2})$ – середня концентрація електронів у шарі 1, а $n(x + \frac{dx}{2})$ – у шарі 2, то різниця концентрацій електронів в цих шарах буде дорівнювати:

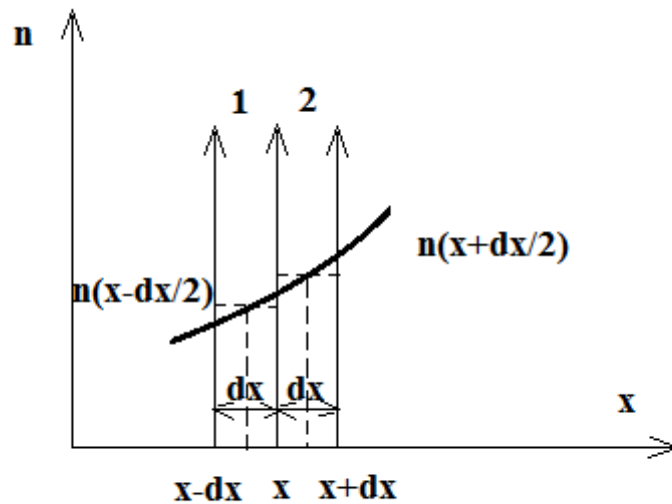


Рисунок 4.2 – До розрахунку градієнта концентрації носіїв

$$n(x - \frac{dx}{2}) - n(x + \frac{dx}{2}) = -\frac{dn}{dx} dx. \quad (4.13)$$

Згідно (4.13) різниця концентрацій електронів пропорційна градієнту їх концентрації, тому і потік електронів I_n , що виникає в результаті їх дифузії в

напрямку x , буде пропорційний градієнту концентрації електронів в цьому напрямку. Його можна записати

$$I_n = - D_n \frac{dn}{dx}, \quad (4.14)$$

де D_n – коефіцієнт дифузії електронів.

Аналогічно дифузійний потік дірок

$$I_p = - D_p \frac{dp}{dx}, \quad (4.15)$$

де D_p – коефіцієнт дифузії дірок.

Потоки електронів і дірок, як випливає з рівнянь (4.14) і (4.15), течуть у бік менших концентрацій носіїв заряду. Дифузійним потокам носіїв заряду відповідають дифузійні струми електронів $J_{n \text{ диф}}$ та дірок $J_{p \text{ диф}}$:

$$J_{n \text{ диф}} = e D_n \frac{dn}{dx}; \quad (4.16)$$

$$J_{p \text{ диф}} = - e D_p \frac{dp}{dx}. \quad (4.17)$$

У тому випадку, якщо n і p є функціями координат (x, y, z) , дифузійний струм у векторній формі має вигляд для електронів

$$J_{n \text{ диф}} = e D_n \text{grad } n(r) \quad (4.18)$$

та для дірок

$$J_{p \text{ диф}} = - e D_p \text{grad } p(r) \quad (4.19)$$

Дифузійний струм, що виник із-за наявності градієнта концентрацій носіїв заряду, приведе до просторового розділення зарядів, що викличе появу статичного електричного поля, яке створить дрейфові струми електронів і дірок. При термодинамічній рівновазі в кожній точці напівпровідника дрейфовий струм урівноважуватиме дифузійний струм, тому сумарний струм дорівнюватиме нулю.

Припустимо, що неоднорідний провідник знаходиться в зовнішньому постійному електричному полі напруженістю \mathcal{E} . Під дією цього поля електрони і дірки придбають спрямований рух, в результаті чого з'являться електронні та діркові струми провідності. Якщо зовнішнє електричне поле слабке і не змінює характеру руху носіїв заряду, то дрейфові складові щільності струму запишуться на підставі закону Ома у вигляді

$$J_{n \text{ др}} = en\mu_n \mathcal{E};$$

(4.20)

$$J_{p \text{ др}} = ep\mu_p \mathcal{E}.$$

Повний струм складатиметься з дифузійного і дрейфового струмів. Для електронів і дірок він буде дорівнювати:

$$J_n = J_{n \text{ др}} + J_{n \text{ диф}} = en\mu_n \mathcal{E} + eD_n \frac{dn}{dx};$$

(4.21)

$$J_p = J_{p \text{ др}} + J_{p \text{ диф}} = ep\mu_p \mathcal{E} - eD_p \frac{dp}{dx}.$$

(4.22)

Таким чином, щільність загального струму J у будь-якій точці не однорідного напівпровідника у будь-який момент часу визначатиметься рівнянням

$$J = J_n + J_p = e(n\mu_n + p\mu_p) \mathcal{E} + e(D_n \frac{dn}{dx} - eD_p \frac{dp}{dx}). \quad (4.23)$$

Необхідно зауважити, що дифузійний струм існує тільки в напівпровідниках. Це відбувається тому, що в напівпровідниках концентрація електронів та дірок можуть змінюватись в широких межах при постійній сумарній концентрації заряду. В металах концентрація електронів практично постійна.

4.3 Співвідношення Ейнштейна

В неоднорідному напівпровіднику при термодинамічній рівновазі струм дорівнює нулю. Тобто $J = J_n + J_p = 0$. В цьому випадку струми провідності урівноважують дифузійні струми і на основі (4.23) можна записати:

$$n\mu_n \mathcal{E} = -D_n \frac{dn}{dx}. \quad (4.24)$$

Оскільки в напівпровіднику є статичне електричне поле $\mathcal{E}_{ст}$, то електрони, які знаходяться в цьому полі, будуть мати потенційну енергію $U = -e\Phi$. Тому при відсутності виродження концентрація електронів в зоні провідності буде задовольняти співвідношенню Больцмана виду:

$$n = N_c e^{-(E_c + U - F)/kT} = n_0 e^{e\Phi/kT} \quad (4.25)$$

Де $n_0 = N_c e^{-(E_c - F)/kT}$ - рівноважна концентрація електронів;

Φ – електростатичний потенціал.

Враховуючи, що $\mathcal{E}_{ст} = -\frac{d\Phi}{dx}$ та підставляючи значення n і $\frac{dn}{dx}$ в рівняння (4.24), отримаємо :

$$-\mu_n n_0 e^{e\varphi/kT} \frac{d\varphi}{dx} = -D_n \frac{en_0}{kT} e^{e\varphi/kT} \frac{d\varphi}{dx} \quad (4.26)$$

Звідки для електронів будемо мати:

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{kT} \quad (4.27)$$

Аналогічно для дірок :

$$\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{kT} \quad (4.28)$$

Рівняння, що зв'язує коефіцієнт дифузії носіїв заряду з їх дрейфовою рухливістю в умовах термодинамічної рівноваги має назву співвідношення Ейнштейна.

4.4 Дифузія та дрейф нерівноважних носіїв заряду в монополярному напівпровіднику

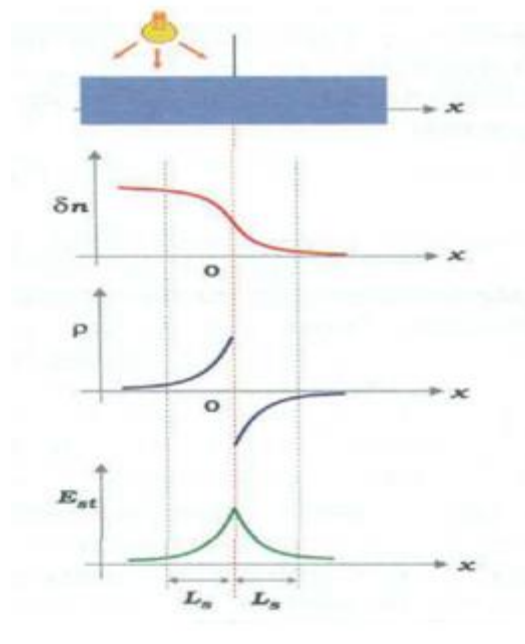


Рисунок 4.3 – Розподіл надлишкових носіїв заряду

Розглянемо дифузію та дрейф нерівноважних носіїв заряду в монополярному напівпровіднику, коли вільні носії заряду виникають тільки завдяки іонізації домішок. Для визначеності візьмемо довгий однорідний зразок напівпровідника *n*-типу, частина якого ($x < 0$) освітлена (рис.7.2) У цій частині

напівпровідника внаслідок іонізації донорів і переходу електронів із донорних рівнів до зони провідності відбувається генерація електронів. Концентрація нерівноважних електронів n визначається концентрацією рівноважних електронів n_0 і надлишкових електронів δn , які емітували до зони провідності з донорних рівнів. За відсутності в напівпровіднику центрів захоплення рівняння електронейтральності матиме вигляд

$$\delta n = \Delta N_d^+ \quad (4.29)$$

Концентрація електронів в освітленій частині зразка перевищує їх концентрацію у неосвітленій. У результаті нерівноважні електрони дифундують з освітленої частини напівпровідника до неосвітленої, відбувається локальне порушення електронейтральності та виникає об'ємний заряд, що спричиняє виникнення електричного поля. Оскільки в освітленій частині зразка концентрація електронів зменшується, а в неосвітленій - збільшується, то освітлена частина буде заряджена позитивно, а неосвітлена - негативно. Ці заряди індукують електричне поле E_{st} , напрямом дії якого заважатиме дифузії нерівноважних електронів. У результаті встановиться стаціонарний стан, за якого сумарний струм електронів - його дрейфова (під дією електричного поля E_{st}) та дифузійна складові - дорівнюватимуть нулю. Таким чином, виникнення дифузного струму $J_{diff} = eD_n U_x n$ викликає появу електростатичного поля, яке, у свою чергу, спричиняє появу дрейфового струму $J_{dr} = en\mu_n E_{st}$. Обидва процеси приводять до встановлення стаціонарного стану, який характеризується відсутністю електричного струму. Таким чином можна стверджувати, що повний струм $J_{tot} = J_{diff} + J_{dr}$ має дорівнювати нулю. Звідси маємо рівняння

$$eD_n \frac{dn}{dx} = -en\mu_n E_{st} \quad (4.30)$$

Використовуючи співвідношення Ейнштейна, отримуємо

$$E_{st} = - \frac{kT}{en} \frac{dn}{dx}$$

(4.31)

Таким чином, на межі тінь-світло виникає електрорушійна сила Дембера.

Зважаючи на те, що $n = n_0 + \delta n$, і у випадку малих рівнів оптичного збудження, коли $n_0 \gg \delta n$, маємо

$$E_{st} = - \frac{kT}{en_0} \frac{d\delta n}{dx}$$

(4.32)

Після диференціювання (4.32) за координатою, знайдемо

$$\frac{d^2 \delta n}{dx^2} - \frac{4\pi e^2 n_0}{\epsilon k T} \delta n = 0$$

Введемо параметр розмірності довжини

$$L_S = \sqrt{\epsilon k T / 4 \pi e^2 n_0} \quad (4.33)$$

Тоді (4.32) перепишеться у вигляді диференційного рівняння

$$\frac{d^2 \delta n}{dx^2} - \frac{1}{L_S} \delta n = 0 \quad (4.34)$$

яке має загальний розв'язок

$$\delta n = C_1 e^{x/L_S} + C_2 e^{-x/L_S} \quad (4.35)$$

Для неосвітленої області зразка, де при $x \rightarrow +\infty$, $\delta n = 0$ розв'язком буде

$$\delta n = \delta n(0) e^{-x/L_S} \quad (4.36)$$

Це означає, що для напівпровідника з монополярним типом провідності концентрація надлишкових носіїв заряду в неосвітленій частині зразка зменшується експоненційно зі сталою спадання L_S при заглибленні до неосвітленої частини. Величина L_S називається довжиною екранування (або дебаєвським радіусом екранування) і, як видно із (4.33), визначається концентрацією основних носіїв. Довжина екранування може варіюватись у широкому інтервалі значень залежно від питомої провідності матеріалу та складати величину $\sim 10^{-4}$ - 10^{-6} см

4.5 Час релаксації Максвелла

Вище було введено параметр L_S , що має сенс характерної довжини, на якій надлишкова концентрація носіїв заряду зменшується при заглибленні до неосвітленої частини зразка. Використовуючи співвідношення Ейнштейна, перепишемо цей вираз у вигляді

$$L_S = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 n_0}} = \sqrt{\frac{D_n \varepsilon}{\mu_n 4\pi e n_0}} = \sqrt{D_n \tau_M}$$

(4.37)

де $\tau_M = \varepsilon/4\pi\sigma_0$ - максвеллівський час релаксації. Згадаємо, що при розгляді релаксації надлишкової концентрації нерівноважних носіїв після вимкнення оптичного збудження ми з'ясували: вона відбувається із характерним часом τ_f і після вимкнення збуджуючого світла зменшується в часі за законом

$$\delta n = \delta n(0)e^{-t/\tau_M} \quad (4.37)$$

Отже:

Розповсюдження носіїв заряду в монополярному напівпровіднику на відстань довжини екранування відбувається протягом максвеллівського часу релаксації, що відіграє роль ефективного часу встановлення дифузійно-дрейфової рівноваги.

Можна також розглянути прямокутний зразок із матеріалу, що характеризується питомою провідністю σ_0 , електричний опір якого можна записати у вигляді

$$R = \frac{1}{\sigma_0} \frac{l}{S} \quad (4.37)$$

де l - довжина зразка, S - його поперечний переріз. Ємність такого зразка можна записати як $C = \varepsilon S/4\pi l$. Тоді резонансною частотою коливань електромагнітного поля у зразку (частота власної моди коливань електромагнітного поля) буде $\Omega_R = 1/RC = 4\pi\sigma_0/\varepsilon = 1/\tau_M$, тобто τ_M є сталою часу даного матеріалу. А оскільки коливання електромагнітного поля в розглянутій моделі викликано наявністю носіїв заряду, то характерні періоди коливань поля є ні чим іншим, як часом встановлення дифузійно-дрейфової рівноваги в матеріалі. Характерні значення максвеллівського часу релаксації - від 10^{-7} до 10^{-12} сек.

