

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ХАРКІВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до лабораторної роботи

**«Дослідження інерційних характеристик
фотопровідності напівпровідників»**

з курсу «Фізика»

для студентів усіх спеціальностей денної форми навчання

Затверджено
редакційно-видавничою
радою університету,
протокол № 1 від 25.02.2021р.

Харків

НТУ «ХПІ»

2023

Методичні вказівки до лабораторної роботи «Дослідження інерційних характеристик фотопровідності напівпровідників» з курсу «Фізика» для студентів усіх спеціальностей денної форми навчання / уклад.: О. М. Андреев, О. М. Андреева. – Харків : НТУ «ХП». – 21 с.

Укладачі: О. М. Андреев,
О. М. Андреева

Рецензент Б. О. Стисло

Кафедра фізики

Вступ

В сучасному світі, де напівпровідникові матеріали відіграють ключову роль у виробництві електроніки та оптоелектроніки, розуміння процесів перенесення заряду стає визначальним для подальшого вдосконалення та розробки нових технологій. Важливим аспектом роботи з напівпровідниковими матеріалами є розуміння процесів рекомбінації носіїв заряду. Зокрема, час життя нерівноважних носіїв заряду, які виникають під дією світла, визначає чутливість та інерційні властивості напівпровідникових фотоприймачів, таких як фоторезистори. Останні знаходять широке застосування в різних пристроях фотоперетворювачів, особливо там, де потрібен широкий діапазон спектральної чутливості та/або значна потужність світлового випромінювання.

З точки зору фундаментальної науки експериментальне вивчення фотопровідності дозволить студентам інженерних спеціальностей зрозуміти основи зонної теорії та фізичних процесів, які виникають під час взаємодії електромагнітного випромінювання з напівпровідником.

На відміну від традиційної лабораторної установки, яка містить осцилограф та пристрій (генератор або модулятор) для створення змінного світлового потоку в роботі пропонується використовувати розроблену авторами сучасну лабораторну установку на базі мікроконтролера, яка поєднується з комп'ютером. Це дозволяє не тільки проводити вимірювання в автоматичному та «ручному» режимах, але і досить зручно опрацьовувати результати експерименту за допомогою спеціально розробленого програмного забезпечення.

Напочатку представлених методичних вказівок докладно розглянуто основи теорії фотопровідності напівпровідників, що дозволить студентам самостійно опонувати або повторити теорію фізичних процесів, які лежать в основі лабораторної роботи.

ДОСЛІДЖЕННЯ ІНЕРЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Мета роботи – визначення часу життя нерівноважних носіїв заряду у власному напівпровіднику при різних рівнях освітленості.

1. Загальні відомості

1.1. Елементарна теорія фотопровідності.

При освітленні напівпровідника світлом в ньому виникають додаткові носії заряду, коли енергія фотона не менша за ширину забороненої зони ΔW для власного напівпровідника або енергії активації (іонізації) ΔW_0 домішкових атомів для домішкового напівпровідника:

$$h\nu \geq \Delta W, \quad h\nu \geq \Delta W_0, \quad (1)$$

де h – стала Планка; ν – частота світла.

Електрон у власному напівпровіднику поглинаючи фотон, переходить з валентної зони в зону провідності (рис. 1а). При цьому в об'ємі напівпровідника з'являється пара вільних носіїв заряду електрон-дірка, яка збільшує електропровідність напівпровідника. В домішкових напівпровідниках n -типу фотони переводять електрони з донорних рівнів в зону провідності (рис. 1б), завдяки чому зростає концентрація вільних електронів. В напівпровіднику p -типу навпаки збільшується концентрація позитивно заряджених квазічастинок – дірок, оскільки електрони під дією квантів світла переходять з валентної зони на акцепторні рівні (рис. 1в). Взагалі, явище збільшення концентрації вільних носіїв заряду в об'ємі напівпровідника під дією світла називається **внутрішнім фотоелементом**. А, відповідно, додаткова провідність напівпровідника при опроміненні його світлом називається **фотопровідністю**.

Вільні носії заряду можуть виникати під дією різних факторів. Основна провідність напівпровідника, обумовлена тепловим збудженням носіїв струму (темнова провідність). Ці носії називають **рівноважними**, оскільки вони перебувають в тепловій рівновазі з кристалічною ґраткою, тому їх концентрація та енергетичний розподіл описується рівноважною функцією розподілу Фермі – Дірака або Максвелла – Больцмана. Додаткові носії заряду, які з'являються під дією інших зовнішніх факторів, зокрема при освітленні, називаються **нерівноважними**.

Розглянемо детально процеси, які відбуваються у власному напівпровіднику під дією світла. Нерівноважні носії виникають в об'ємі напівпровідника після поглинання фотонів (рис. 1а) з енергією, яка значно перевищує середню енергію рівноважних носіїв. Тому їх енергія може бути значно більшою за енергію рівноважних носіїв. Однак, в результаті взаємодії з фононами та дефектами ґратки, кінетична енергія нерівноважних носіїв дуже

швидко знижується.

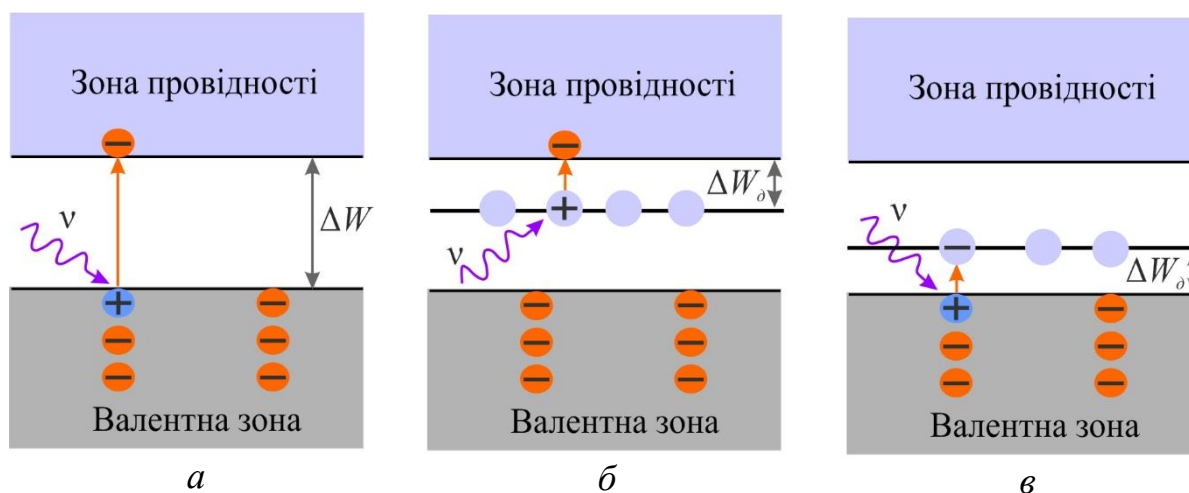


Рисунок 1.

Розрахунки показують, що в середньому через 10^{-10} с після виникнення нерівноважні носії набувають температури ґратки. Цей час набагато менший, за час життя нерівноважних носіїв заряду у напівпровіднику, тому більшу частину часу свого існування нерівноважні носії мають таку ж температуру (середню кінетичну енергію), як і рівноважні. Якщо утворення нерівноважних носіїв не порушує умови невідродження квантового газу у власних напівпровідниках, то в більшості випадків, можна вважати, що розподіл за енергіями рівноважних і не рівноважних носіїв однаковий. Крім того, освітлення та затемнення напівпровідника не впливає на концентрацію рівноважних носіїв. Таким чином, електропровідність власного напівпровідника обумовлена сумарною концентрацією рівноважних і не рівноважних носіїв заряду:

$$\sigma = \sigma_0 + \Delta\sigma, \quad (2)$$

де σ_0 – темнова (рівноважна) електрична провідність; $\Delta\sigma$ – фотопровідність.

Провідність σ_0 в співвідношенні (2) визначається рівноважною концентрацією електронів провідності n_0 та дірок p_0 у власному напівпровіднику ($n_0 = p_0$):

$$\sigma_0 = q_e (n_0 \mu_n + p_0 \mu_p), \quad (3)$$

де q_e – абсолютне значення заряду електрона; μ_n, μ_p – рухливість електронів та дірок, яка характеризує швидкість їх дрейфу ($\langle u_p \rangle, \langle u_n \rangle$) в електричному полі з напруженістю E :

$$\langle u_n \rangle = \mu_n E; \quad \langle u_p \rangle = \mu_p E. \quad (4)$$

Взагалі рухливість визначається характером взаємодії вільних носіїв заряду з кристалічної ґраткою. Оскільки розподіл за енергіями нерівноважних носіїв, більшу частину часу їх вільного існування, не відрізняється від рівноважного, то рухливість нерівноважних носіїв дорівнює рухливості рівноважних. Тому за аналогією з виразом (3), напишемо фотопровідність $\Delta\sigma$ для власного напівпровідника:

$$\Delta\sigma = q_e (\Delta n \mu_n + \Delta p \mu_p). \quad (5)$$

де Δn , Δp – концентрація електронів в зоні провідності та дірок в валентній зоні, які виникають при опроміненні світлом. У власному напівпровіднику нерівноважні носії виникають парами, отже їх концентрація однакова ($\Delta n = \Delta p$).

При рівномірному освітленні напівпровідника одиничної площі, кількість світлової енергії, яка поглинається в одиницю часу в шарі товщиною dx визначається законом Бугера – Ламберта:

$$-dJ = \alpha J dx,$$

де α – коефіцієнт поглинання світла ; J – інтенсивність світла.

Тоді в одиниці об'єму напівпровідника за одиницю часу поглинається енергія:

$$\frac{-dJ}{dx} = \alpha J .$$

Кількість нерівноважних носіїв заряду, які утворюються за одиницю часу в одиниці об'єму напівпровідника пропорційна величині поглинутої енергії:

$$\Delta p_1 = \Delta n_1 \sim \alpha J . \quad (6)$$

Інтенсивність світла визначається кількістю фотонів N , які падають на одиницю площі напівпровідника щосекунди:

$$J = N h \nu . \quad (7)$$

Тому, згідно з виразами (6) та (7) можна записати:

$$\Delta p_1 = \Delta n_1 \sim \alpha N \Rightarrow \Delta p_1 = \Delta n_1 = \beta \alpha N , \quad (8)$$

де β – коефіцієнт пропорційності.

Добуток αN в формулі (8) визначає кількість фотонів, які поглинаються щосекунди в одиниці об'єму напівпровідника. Імовірність того, що поглинутий фотон створить пару електрон–дірка визначається коефіцієнтом β , тому його називають квантовим виходом або квантовою ефективністю.

Процес утворення нерівноважних носіїв заряду під дією світла будемо характеризувати швидкістю генерації G , яка дорівнює кількості

нерівноважних носіїв заряду (8), котрі виникають за одиницю часу в одиниці об'єму напівпровідника:

$$G = \Delta p_1 = \Delta n_1 = \beta \alpha N. \quad (9)$$

Оскільки зміна Δn та Δp з часом t у власному напівпровіднику буде описуватися аналогічними рівняннями, то в подальшому будемо цікавитися лише залежністю $\Delta n(t)$.

Паралельно з процесом генерації нерівноважних носіїв відбувається процес **рекомбінації** – перехід електрона з зони провідності у валентну зону, що призводить до зникнення пари вільних носіїв протилежного електричного заряду (електрон-дірка). Рекомбінація може супроводжуватися випромінюванням фотона (радіаційна рекомбінація) з енергією, яка дорівнює ширині заборонної зони. Ймовірність зустрічі вільного електрона з діркою визначається **ймовірністю рекомбінації** γ , яка однакова для рівноважних та нерівноважних носіїв заряду. На відміну від величини G , яка є сталою (при $J = \text{const}$), швидкість рекомбінації R залежить від концентрації надлишкових вільних носіїв заряду в напівпровіднику:

$$R = \gamma [(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p) - n_0 p_0].$$

Врахуємо, що для власного напівпровідника концентрація електронів в зоні провідності співпадає з концентрацією дірок в валентній зоні ($\Delta n = \Delta p$, $n_0 = p_0$), тоді отримаємо:

$$R = \gamma ((n_0 + \Delta n)^2 - n_0^2) = \gamma (2n_0 \Delta n + \Delta n^2). \quad (10)$$

Швидкість рекомбінації дорівнює кількості нерівноважних носіїв заряду, які зникають за одиницю часу в одиниці об'єму напівпровідника.

Таким чином, зміна концентрації нерівноважних носіїв за одиницю часу обумовлена процесами генерації та рекомбінації:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - R. \quad (11)$$

Для спрощення рівняння (11) розглянемо два граничних випадки.

1.1.1. Низький рівень освітленості напівпровідника.

Будемо вважати, що освітленість напівпровідника світлом є низкою. В цьому випадку, концентрація рівноважних носіїв заряду значно перевищує нерівноважну концентрацію, а, відповідно, темнова провідність значно переважає фотопровідність:

$$n_0, p_0 \gg \Delta n, \Delta p; \sigma_0 \gg \Delta \sigma. \quad (12)$$

Оскільки за умови (12) другий доданок в співвідношенні (10) є незначним ($2n_0\Delta n \gg \Delta n^2$), то швидкість рекомбінації описується **лінійним законом**:

$$R = 2\gamma n_0 \Delta n. \quad (13)$$

Згідно з співвідношенням (13) швидкість рекомбінації пропорційна першому ступеню концентрації нерівноважних носіїв. Фактично, така закономірність має місце, коли існує один тип дірок¹ з якими рекомбінують нерівноважні електрони і концентрація цих дірок є великою та майже не залежить від освітленості напівпровідника.

Підставимо вираз (13) в (11), отримаємо диференціальне рівняння першого порядку з постійними коефіцієнтами G та $2\gamma n_0$:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - 2\gamma n_0 \Delta n. \quad (14)$$

Для розв'язку рівняння (14) розділимо змінні:

$$-\frac{1}{2\gamma n_0} \int \frac{d(G - 2\gamma n_0 \Delta n)}{G - 2\gamma n_0 \Delta n} = \int dt$$

та проінтегруємо:

$$\ln|G - 2\gamma n_0 \Delta n| = -2\gamma n_0 t + \ln C,$$

де $\ln C$ – постійна інтегрування.

Після потенціювання, знаходимо залежність $\Delta n(t)$:

$$G - 2\gamma n_0 \Delta n = e^{-2\gamma n_0 t + \ln C} = C e^{-2\gamma n_0 t} \Rightarrow \Delta n = \frac{G}{2\gamma n_0} - \frac{C}{2\gamma n_0} e^{-2\gamma n_0 t}. \quad (15)$$

Припустимо, що напівпровідник знаходився в темряві і його освітлення миттєво почалось ($J(t) = \text{const}$) в момент часу $t = 0$, тому початкова концентрація нерівноважних носіїв заряду: $\Delta n = 0$. Підставимо нульові початкові умови $\Delta n(t) = \Delta n(0) = 0$ в вираз (15) та визначимо константу C :

$$0 = \frac{G}{2\gamma n_0} - \frac{C}{2\gamma n_0} e^0 \Rightarrow C = G.$$

Таким чином, концентрація нерівноважних носіїв заряду з часом, при освітленні напівпровідника, змінюється за законом:

¹ Взагалі в напівпровіднику існує декілька «сортів» дірок: вільні дірки в валентній зоні, дірки локалізовані на різних домішкових рівнях або рівнях дефектів структури і т.п.

$$\Delta n = \frac{G}{2\gamma n_0} (1 - e^{-2\gamma n_0 t}). \quad (16)$$

З рівняння (16) видно, що: 1) величина $\frac{1}{2\gamma n_0}$ має розмірність часу, оскільки ступінь експоненти $2\gamma n_0 t$ повинен бути безрозмірним; 2) стаціонарна (постійна) концентрація нерівноважних носіїв заряду: $\frac{G}{2\gamma n_0}$ при $t \rightarrow \infty$.

Тому введемо позначення:

$$\frac{1}{2\gamma n_0} = \tau, \quad \frac{G}{2\gamma n_0} = G\tau = \Delta n_0. \quad (17)$$

З врахуванням (17) рівняння (16) набуває остаточного вигляду:

$$\Delta n = \Delta n_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right). \quad (18)$$

При миттєвому вимиканні ($J(t) = 0$) джерела світла (затемнення напівпровідника), генерація нерівноважних носіїв припиняється ($G = 0$). Тоді рівняння (11), яке визначає швидкість зміни концентрації нерівноважних носіїв заряду спрощується:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -2\gamma n_0 \Delta n. \quad (19)$$

Рівняння (19) розв'язується аналогічно рівнянню (14), тому відразу напишемо:

$$\Delta n = C e^{-2\gamma n_0 t}. \quad (20)$$

Вважатимемо, що перед вимикання світла, яке почалося в момент часу $t = 0$, напівпровідник дуже довго опромінювався світлом, тому початкові умови будуть: $\Delta n(t) = \Delta n(0) = \Delta n_0$. Якщо підставити ці умови в вираз (20), то отримаємо значення константи інтегрування: $C = \Delta n_0$. Тоді зменшення з часом концентрації нерівноважних носіїв у випадку миттєвого затемнення напівпровідника, з врахування позначень (17), відбувається за законом:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (21)$$

Відповідно до співвідношень (18) та (21) зміна концентрації нерівноважних носіїв заряду з часом при миттєвому освітленні та затемненні відбувається за експоненціальним законом (рис. 2). З рівняння (21) видно, що при затемненні напівпровідника концентрація нерівноважних носіїв за час τ

зменшується в e -раз (рис. 2). Величину τ називають **середнім часом життя нерівноважних носіїв заряду**. Кожний нерівноважний носій заряду, який виникає під дією світла перебуває в вільному стані деякий час, доки не відбудеться його рекомбінація. Цей час для кожного носія струму є різним, тому доречно говорити о середньому часі життя τ нерівноважних носіїв. Величина τ для більшості напівпровідникових матеріалів знаходиться в інтервалі від 10^{-7} до 10^{-2} секунди.

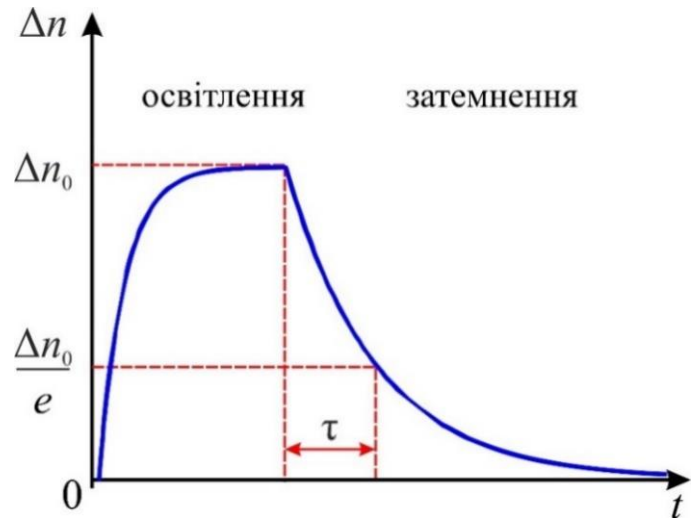


Рисунок 2.

1.1.2. Високий рівень освітленості напівпровідника.

Розглянемо випадок, коли освітленість напівпровідник висока. Тоді концентрація нерівноважних носіїв та фотопровідність значно переважають рівноважну концентрацію та темнову провідність:

$$\Delta n, \Delta p \gg n_0, p_0; \Delta \sigma \gg \sigma_0. \quad (22)$$

Швидкість рекомбінації (10), згідно з умовами (22), буде визначатися другим доданком ($\Delta n^2 \gg 2n_0\Delta n$), тому рекомбінація носіїв заряду відбувається за **квадратичним законом**:

$$R = \gamma \Delta n^2. \quad (23)$$

Підставимо вираз (23) в формулу (11), отримаємо рівняння зміни концентрації нерівноважних носіїв при високому рівні освітлення напівпровідника:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G - \gamma \Delta n^2. \quad (24)$$

Для розв'язку рівняння (24) розділимо змінні та проінтегруємо:

$$\int \frac{d(\Delta n)}{G - \gamma \Delta n^2} = \int dt \Rightarrow \int \frac{d(\Delta n)}{G - \gamma \Delta n^2} = t + C. \quad (25)$$

Розрахуємо окремо інтеграл в лівій частині виразу (25):

$$\int \frac{d(\Delta n)}{G - \gamma \Delta n^2} = \frac{1}{\gamma} \int \frac{d(\Delta n)}{\left(\frac{\sqrt{G}}{\sqrt{\gamma}}\right)^2 - \Delta n^2} = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\frac{G}{\gamma}}} \ln \left| \frac{\sqrt{\frac{G}{\gamma}} + \Delta n}{\sqrt{\frac{G}{\gamma}} - \Delta n} \right| = \frac{1}{\sqrt{G\gamma}} \cdot \frac{1}{2} \ln \left| \frac{\sqrt{\frac{G}{\gamma}} + \Delta n}{\sqrt{\frac{G}{\gamma}} - \Delta n} \right|.$$

Після підстановки в (25), отримаємо:

$$\frac{1}{2} \ln \left| \frac{\sqrt{\frac{G}{\gamma}} + \Delta n}{\sqrt{\frac{G}{\gamma}} - \Delta n} \right| = \sqrt{G\gamma}t + C^*, \quad (26)$$

де $C^* = C\sqrt{G\gamma}$.

Зліва в формулі (26) знаходиться гіперболічний арктангенс:

$$\frac{1}{2} \ln \left| \frac{\sqrt{\frac{G}{\gamma}} + \Delta n}{\sqrt{\frac{G}{\gamma}} - \Delta n} \right| = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{1 + \Delta n \sqrt{\frac{\gamma}{G}}}{1 - \Delta n \sqrt{\frac{\gamma}{G}}} \right| = \text{arth} \left(\Delta n \sqrt{\frac{\gamma}{G}} \right). \quad (27)$$

Порівняємо праві частини співвідношень (26) та (27):

$$\text{arth} \left(\Delta n \sqrt{\frac{\gamma}{G}} \right) = \sqrt{G\gamma}t + C^*.$$

Гіперболічний арктангенс являє собою обернену функцію до гіперболічного тангенсу, тому :

$$\Delta n \sqrt{\frac{\gamma}{G}} = \text{th}(\sqrt{G\gamma}t + C^*) \Rightarrow \Delta n = \sqrt{\frac{G}{\gamma}} \text{th}(\sqrt{G\gamma}t + C^*). \quad (28)$$

Для знаходження постійної інтегрування C^* , використаємо нульові початкові умови, як у випадку слабкого освітлення: $\Delta n(t) = \Delta n(0) = 0$. Після підстановки в формулу (28), отримаємо:

$$0 = \sqrt{\frac{G}{\gamma}} \text{th}(C^*) \Rightarrow C^* = 0.$$

Таким чином, збільшення концентрації нерівноважних носіїв при високому рівні освітленості напівпровідника змінюється за законом гіперболічного тангенсу:

$$\Delta n = \sqrt{\frac{G}{\gamma}} \operatorname{th}(\sqrt{G\gamma t}). \quad (29)$$

Оскільки $\operatorname{th}(\infty) = 1$, то стаціонарна концентрація нерівноважних носіїв заряду при $t \rightarrow \infty$ дорівнює:

$$\Delta n_0 = \sqrt{\frac{G}{\gamma}}. \quad (30)$$

З врахуванням виразу (30) рівняння (29) набуває остаточно вигляду:

$$\Delta n = \Delta n_0 \operatorname{th}(\Delta n_0 \gamma t). \quad (31)$$

При миттєвому затемненні напівпровідника генерація припиняється ($G = 0$), тому рівняння (24) спрощується:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\gamma \Delta n^2. \quad (32)$$

Розділимо змінні та проінтегруємо:

$$\int \Delta n^{-2} d(\Delta n) = -\gamma \int dt \Rightarrow \frac{1}{\Delta n} = \gamma t + C. \quad (33)$$

Для визначення сталої C скористаємося початковими умовами. Припустимо, що затемнення напівпровідника почалось після того, як концентрація нерівноважних носіїв досягла стаціонарного значення:

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) = \Delta n_0. \quad \text{Тоді постійна інтегрування дорівнює: } C = \frac{1}{\Delta n_0}.$$

Підставляємо її в співвідношення (33) і після перетворень, отримаємо гіперболічний закон зменшення концентрації нерівноважних носіїв заряду:

$$\Delta n = \frac{\Delta n_0}{1 + \gamma t \Delta n_0}. \quad (34)$$

З рівнянь (31) та (34) видно, що порушується «симетрія» наростання та спаду нерівноважної концентрації носіїв, яка мала місце при лінійній рекомбінації (обидві експоненти характеризуються однаковим часом τ). При високому рівні освітленості наростання визначається гіперболічною тангенсоїдою, а спад – значно повільнішою гіперболою (крива I на рис.3). Тому час життя, який характеризує (як це було для лінійної рекомбінації) швидкість зміни концентрації нерівноважних носіїв, на всій ділянці залежності $\Delta n(t)$ буде змінним і є сенс говорити лише про його миттєве значення τ_m . Розрахунки показують, що середній час життя τ_m нерівноважного електрона при високому рівні освітлення залежить від концентрації дірок (22) в

валентній зоні:

$$\tau_m = \frac{1}{\gamma \Delta p}. \quad (35)$$

Оскільки $\Delta p = \Delta n$, то після підстановки (29) та (34) в вираз (35), отримаємо для кривої наростання концентрації (29):

$$\tau_m = \frac{\text{cth}(\Delta n_0 \gamma t)}{\gamma \Delta n_0}, \quad (36)$$

для кривої спаду концентрації (34):

$$\tau_m = \frac{1 + \gamma t \Delta n_0}{\gamma \Delta n_0}. \quad (37)$$

Залежність $\tau_m(t)$ при миттєвому освітленні та затемненні власного напівпровідника наведено на рис. 3 (крива II). При незначній концентрації дірок (а, відповідно, і електронів) ймовірність рекомбінації мала, тому миттєвий час життя сягає великих значень при $t \approx 0$ та $t \rightarrow \infty$. Коли концентрація нерівноважних носіїв досягає стаціонарного значення (див. рис. 3), то згідно з формулами (35) та (36) час τ_m також стає стаціонарним:

$$\tau_m = \tau_0 = \frac{1}{\gamma \Delta n_0} = \frac{1}{\sqrt{\gamma G}}. \quad (38)$$

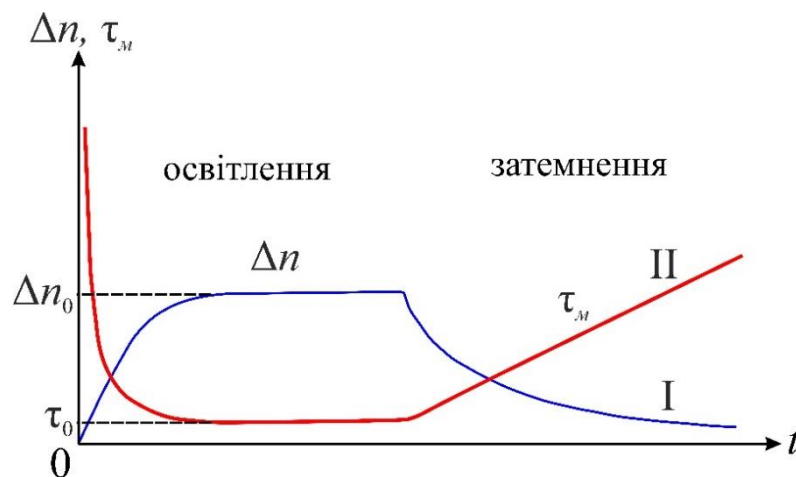


Рисунок 3.

В загальному випадку за будь-якого рівня освітленості напівпровідника, стаціонарний час життя описується співвідношенням, яке співпадає з виразом (17):

$$\tau_0 = \frac{\Delta n_0}{G}. \quad (39)$$

Тому, у випадку лінійної рекомбінації на всій ділянці залежності $\Delta n(t)$ можемо записати:

$$\tau = \tau_m = \tau_0 = \frac{\Delta n_0}{G} = \text{const}. \quad (40)$$

Таким чином, стаціонарна концентрація нерівноважних носіїв Δn_0 визначає середній час життя τ у випадку лінійної рекомбінації та стаціонарний час життя τ_0 у випадку квадратичної рекомбінації. Згідно з формулами (7), (9), (17) та (30) за низького рівня освітлення напівпровідника:

$$\Delta n_0 = \frac{\beta \alpha J}{2\gamma n_0 h\nu} \sim J, \quad (41)$$

за високого рівня освітлення:

$$\Delta n_0 = \sqrt{\frac{\beta \alpha J}{\gamma h\nu}} \sim \sqrt{J}. \quad (42)$$

Отже, лінійній рекомбінації відповідає лінійна залежність від інтенсивності (41), а квадратичній – нелінійна залежність (42).

Характеристики нерівноважних носіїв заряду впливають на електрофізичні властивості напівпровідникових матеріалів, а, відповідно, і на параметри напівпровідникових приладів створених на базі цих матеріалів. Зокрема, час життя визначає інерційність та чутливість фотоприймачів світла ([фоторезисторів](#)), які працюють завдяки явищу внутрішнього фотоефекта.

1.2. Спектральна залежність фотопровідності.

Під час розгляду залежності $\Delta n(t)$ при різних рівнях освітленості, ми не цікавилися частотою падаючого на напівпровідник світла, беручи до уваги, що виконується умова (1). На практиці фотопровідність напівпровідника спостерігається в вузькому спектральному інтервалі (рис. 4а). Коли довжина хвилі падаючого світла перевищує [червону межу внутрішнього фотоефекту](#) λ_0 енергії фотона не вистачає для того, щоб утворити пару електрон-дірка. З виразу (1) можна знайти найбільшу довжину хвилі λ_0 (або мінімальну частоту ν_0) світла, яке ще здатне до генерації нерівноважних носіїв заряду:

$$h\nu_0 = \Delta W \Rightarrow \lambda_0 = \frac{c}{\nu_0} = \frac{ch}{\Delta W}. \quad (43)$$

де $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі.

З рис. 4а видно, що при $\lambda < \lambda_{\text{max}}$ здатність світла утворювати нерівноважні носії зменшується, досягаючи нулю при $\lambda = \lambda_{\text{ex}}$, хоча коефіцієнт поглинання світла α для напівпровідника відрізняється від нуля. Це

пояснюється тим, що поглинання світла призводить до утворення електрично нейтральних квазічастинок – екситонів. Електрон, поглинаючи фотон, покидає валентну зону (рис. 4б), але не втрачає зв'язок з діркою, утворюючи з нею єдину зв'язану систему – **екситон**. Оскільки екситони є електрично нейтральними, то їх виникнення не призводить до збільшення електропровідності напівпровідника. Екситони здатні переміщуватися по кристалу і при «зустрічі» з фононами, домішковими центрами або іншими дефектами ґратки з певною ймовірністю рекомбінують або «розриваються», утворюючи пару нерівноважних носіїв заряду.

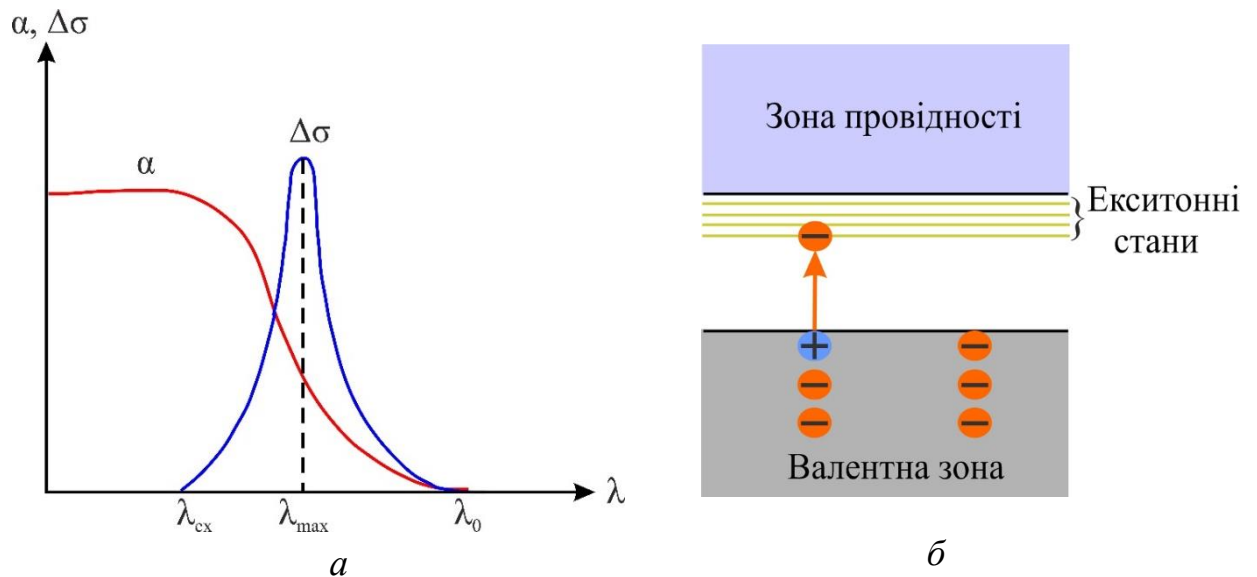


Рисунок 4.

З усього вище наведеного можна зробити висновок, що умова (1) є необхідною але не достатньою для виникнення явища внутрішнього фотоефекта в напівпровідниках.

1.3. Електричний струм напівпровідника.

В якості напівпровідника в даній лабораторній роботі використовуються **фоторезистор** – напівпровідниковий резистор, величина опору якого залежить від рівня його освітленості. Для обраного фоторезистора залежність струму від прикладеної напруги (воль-амперна характеристика) є лінійною, тому для нього виконується закон Ома. Сила струму I (при освітлені та затемнені) буде пропорційна електропровідності напівпровідникового матеріалу з якого виготовлений фоторезистор. Згідно з виразами (2), (3) та (5) можемо представити силу струму у вигляді двох доданків:

$$I \sim \sigma \sim (\Delta\sigma + \sigma_0) \Rightarrow I = I_0 + I_\phi, \quad (44)$$

де I_0, I_ϕ – темновий струм та фотострум, які залежать від концентрації рівноважних та нерівноважних носіїв заряду в напівпровіднику:

$$I_0 \sim \sigma_0 \sim (n_0 + p_0), \quad I_\phi \sim \Delta\sigma \sim (\Delta n + \Delta p). \quad (45)$$

З формули (45) видно, що залежність фотоструму від часу $I_\phi(t)$ при освітленні та затемненні фоторезистора буде описуватися такими ж рівняннями, як і залежності $\Delta n(t)$ при різних рівнях освітленості.

Тоді, відповідно до співвідношень (18) та (21), закон зміни фотоструму при низькому рівні освітленості:

а) при миттєвому вмиканні джерела світла:

$$I_\phi = I_{\phi 0} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right); \quad (46)$$

б) при миттєвому вимиканні світла:

$$I_\phi = I_{\phi 0} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (47)$$

де $I_{\phi 0} \sim q_e \Delta n_0 (\mu_n + \mu_p)$ – стаціонарне значення фотоструму, котре встановлюється при освітленні напівпровідника протягом часу $t \gg \tau$.

У випадку квадратичного закону рекомбінації, закони зміни фотоструму при миттєвому вмиканні та вимиканні світла, можна отримати за допомогою виразів (31) та (34):

а) при вмиканні світла:

$$I_\phi = I_{\phi 0} \operatorname{th} \left(\frac{t}{\tau^*} \right); \quad (48)$$

б) при вимиканні світла:

$$I_\phi = \frac{I_{\phi 0}}{1 + \frac{t}{\tau^*}}. \quad (49)$$

де $\tau^* = \frac{1}{\gamma \Delta n_0}$.

Стаціонарне значення фотоструму $I_{\phi 0}$ залежить від інтенсивності падаючого світла. Згідно з формулами (41) та (32) стаціонарне значення фотоструму:

1) при лінійному законі рекомбінації пропорційне інтенсивності:

$$I_{\phi 0} \sim J. \quad (50)$$

2) при квадратичному законі рекомбінації залежність від інтенсивності є нелінійною:

$$I_{\phi 0} \sim \sqrt{J}. \quad (51)$$

Якщо експериментально дослідити залежність стаціонарного фотоструму фоторезистора від освітленості (люкс-амперну характеристику) можна визначити ділянки, які відповідають лінійному та квадратичному законам рекомбінації.

2. Опис установки та методики вимірювання

Структурна схема лабораторної установки для дослідження параметрів нерівноважних носіїв, які виникають під дією світла представлена на рис. 5. Шляхи цифрових сигналів на схемі установки наведені синім кольором, а аналогових – чорним. Установка складається з двох частин: джерела зі змінним світловим потоком та вимірювальної системи, які об'єднуються в одне ціле за допомогою 32-розрядного мікроконтролера *МК* з тактовою частотою 72 МГц.

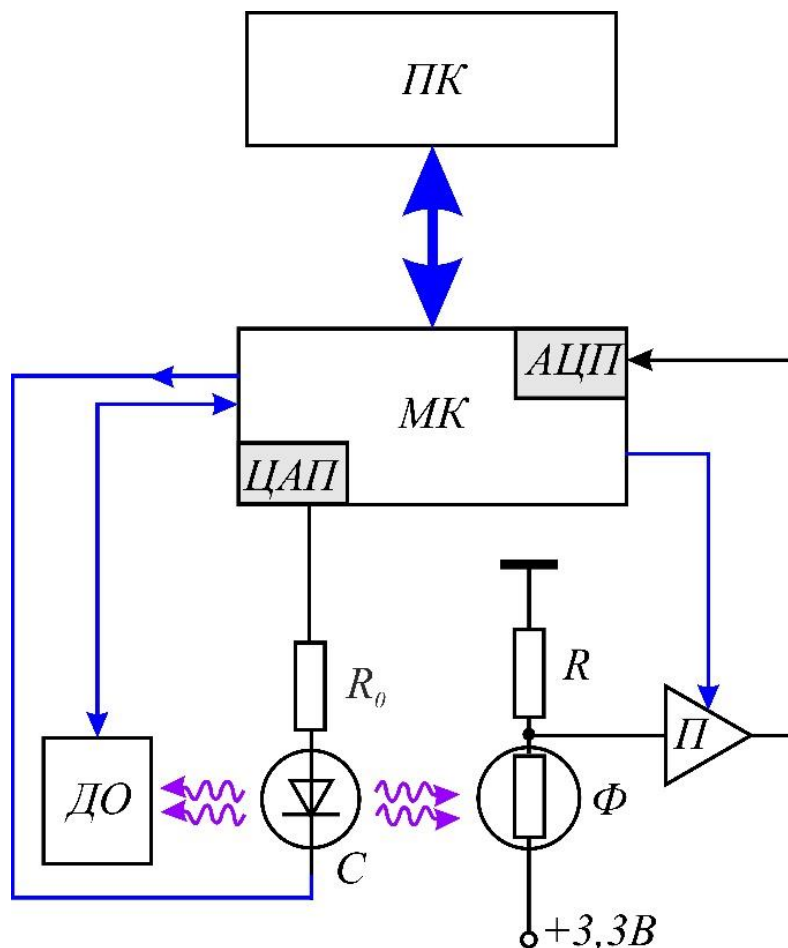


Рисунок 5.

В якості джерела світла використовується світлодіод *С* з кольоровою температурою 2850–3000 К. На анод світлодіода через обмежувальний резистор R_0 подається постійна напруга з вбудованого у мікроконтролер 12-бітного цифро-аналогового перетворювача *ЦАП*. Вмикання та вимикання світлодіода відбувається за допомогою мікроконтролера шляхом подачі на його катод цифрового сигналу низького рівня (вмикання) або високого рівня (вимикання). Оскільки фронт наростання та спаду світлового імпульсу, утвореного

світло-діодом, значно менший за середній час життя нерівноважних носіїв, то можна вважати, що освітлення та затемнення фоторезистора Φ відбувається миттєво. Рівень освітленості фоторезистора (в інтервалі від 0 до 250 люкс) при

вмиканні світлодіода визначається вихідною напругою ЦАП, а величина освітленості вимірюється цифровим датчиком освітленості ДО, який «спілкується» з мікроконтролером по шині І²С. Наявність в установці датчика освітленості дозволяє вивчати люкс-амперну характеристику. Розташування фоторезистора Φ та датчика освітленості ДО відносно світлодіода С експериментально підібрано таким чином, щоб їх освітленості співпадали та фоторезистор освітлювався рівномірно.

Вимірювальна частина установки складається з :1) фоторезистора Φ , який підключається до джерела постійної напруги послідовно з опором навантаження R ; 2) швидкодіючого посилювача сигналів Π зі змінним коефіцієнтом посилення; 3) вбудованого в мікроконтролер 12-бітного аналого-цифрового перетворювача АЦП; 4) комп'ютера ПК.

Сигнал, що за формою збігається зі струмом фоторезистора, знімається з опору R і надходить на вхід підсилювача Π . Регулювання коефіцієнта посилення здійснюється мікроконтролером в автоматичному режимі в залежності від рівня освітленості фоторезистора. Вихідна напруга підсилювача перетворюється в цифрову форму за допомогою АЦП мікроконтролера МК і отримані значення через *USB-UART* перетворювач (на схемі не вказано) передаються на ПК. Комп'ютер використовується для відображення всієї необхідної інформації та для повного керування процесом вимірювання за спеціально розробленою програмою.

Лабораторна установка працює в двох різних режимах:

1) визначення люкс-амперної характеристики фоторезистора.

Вимірювання люкс-амперної характеристики можна проводити в ручному або автоматичному режимі. При автоматичному вимірюванні мікроконтролер змінює напругу на світлодіоді і передає на ПК чисельні значення освітленості з датчика ДО та стаціонарне значення струму фоторезистора. Після завершення процесу вимірювання для усього діапазону освітленості на екрані комп'ютера будується графік люкс-амперної характеристики. В ручному режимі кожна точка графіка визначається окремо. Перший режим роботи установки дозволяє визначити величину освітленості, яка відповідає різним законам рекомбінації нерівноважних носіїв заряду.

2) дослідження наростання та спаду фотоструму при різних рівнях освітленості. На екрані комп'ютера відображається осцилограма фотоструму фоторезистора (в лінійному та логарифмічному масштабах) при обраному рівні освітлення. За допомогою рухливих маркерних (курсорних) ліній можна окремо визначити будь-яку точку залежності $I_{\phi}(t)$. Параметри осцилограми (час затемнення та освітлення, масштаб осей) обираються автоматично або вручну.

3. Порядок виконання роботи

1. Увімкнути лабораторну установку та запустити режим тестування, якщо всі елементи установки працюють, то на екрані повинна з'явитися відповідна інформація.

2. Виміряти люкс-амперну характеристику фоторезистора.

3. Визначити рівні освітленості, які відповідають лінійному та квадратичному законам рекомбінації.

4. Встановити рівень освітленості E_0 фоторезистора, який відповідає лінійній ділянці люкс-амперної характеристики. Значення E_0 занести до таблиці.

5. Отримати на екрані осцилограму фотоструму.

6. За допомогою маркерних ліній визначити стаціонарне значення фотоструму $I_{\phi 0}$. Результати вимірювання занести до таблиці.

n	$E_0, \text{лк}$	$I_{\phi 0}, \text{мкА}$	$t_1, \text{мс}$	$\frac{I_{\phi 0}}{I_{\phi 1}}$	$\tau_1, \text{мс}$	$t_2, \text{мс}$	$\frac{I_{\phi 0}}{I_{\phi 2}}$	$\tau_2, \text{мс}$
1								
2								
3								
4								
5								

7. Переміщуючи маркерні лінії на ділянці освітлення фоторезистора визначити чисельні значення фотоструму $I_{\phi 1}$ і часу t_1 від початку освітлення, які відповідають 5 - 10 точкам осцилограми. Результати вимірювання ($I_{\phi 1}, t_1$) занести до таблиці.

8. Переміщуючи маркерні лінії на ділянці затемнення фоторезистора визначити чисельні значення фотоструму $I_{\phi 2}$ і часу t_2 від початку затемнення, які відповідають 5 - 10 точкам осцилограми. Результати вимірювання ($I_{\phi 2}, t_1$) занести до таблиці.

9. Побудувати графіки залежності $\ln\left(\frac{I_{\phi 0}}{I_{\phi 1}}\right)$ від часу t_1 та $\ln\left(\frac{I_{\phi 0}}{I_{\phi 2}}\right)$ від часу t_2 .

10. Виконати лінійну апроксимацію і для кожної прямої визначити котангенс кута нахилу до осі абсцис (τ_1, τ_2), які, відповідно до формул (46) та (47), чисельно дорівнюють середньому часу життя нерівноважних носіїв заряду при освітлені та затемненні фоторезистора.

11. Порівняти отримані значення τ_1 та τ_2 .

Контрольні запитання

1. За яких умов виникає внутрішній фотоефект у власному напівпровіднику?
2. Дайте визначення червоній межі внутрішнього фотоефекта.
3. Від чого залежить концентрація рівноважних та нерівноважних носіїв заряду у напівпровіднику?
4. Наведіть умову, за якою можна вважати, що рекомбінація відбувається за квадратичним законом.
5. Що характеризує квантовий вихід?
6. В чому полягає явище рекомбінації?
7. За яких умов концентрація нерівноважних носіїв заряду стає стаціонарною?
8. Що визначає середній час життя нерівноважних носіїв при низькому рівні освітлення напівпровідника?
9. Напишіть закон зміни фотоструму при освітленні та затемненні напівпровідника для випадку лінійної рекомбінації.
10. Як залежить стаціонарний фотострум від інтенсивності світла у випадку лінійної та квадратичної рекомбінації?

Список літератури:

1. Фізичні основи електронної техніки: З. Ю. Готра, І. Є. Лопатинський, Б. А. Лук'янець, З. М. Микитюк; за ред. Готри З. Ю. – Львів : Бескид Біт, 2004. – 880 с.

2. S. O. Kasap S. Kasap, A. Willoughby, P. Capper Photoconductivity and Photoconductive Materials – Wiley, 2022 – 912 p.

3. Сминтина В. А. Фотоелектронні та фотоелектричні процеси у напівпровідниках : підручник / В. А. Сминтина. – Одеса : Одеський національний університет ім. І. І. Мечникова, 2018. – 220 с.

Навчальне видання

Методичні вказівки
до лабораторної роботи
**«Дослідження інерційних характеристик
фотопровідності напівпровідників»**
з курсу «Фізика»

для студентів усіх спеціальностей
денної форми навчання

Укладачі:

АНДРЕЄВ Олександр Миколайович

АНДРЕЄВА Ольга Миколаївна

Відповідальна за випуск проф. О. А. Любченко
Роботу рекомендувала до друку доц. С. Д. Гапоchenko
В авторській редакції

План 2021 р., поз. 6

Підп. до друку 07.10.2023 р.
Гарнітура Times New Roman.

Видавничий центр НТУ «ХП».
Свідоцтво про державну реєстрацію ДК № 5478 від 21.08.2017 р.
61002, Харків, вул. Кирпичова, 2
