

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ

Частина V

**Визначення параметрів напівпровідників
за допомогою оптичного збудження**

НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені І. І. МЕЧНИКОВА
ФАКУЛЬТЕТ МАТЕМАТИКИ, ФІЗИКИ ТА ІНФОРМАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ
Частина V
Визначення параметрів напівпровідників
за допомогою оптичного збудження

НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК
до спеціального курсу лекцій
«Фізика напівпровідників»

ОДЕСА
ОНУ
2023

**УДК 621.315.59(076.5)
Ф503**

Автори:

А. П. Чебаненко, кандидат фізико-математичних наук, доцент ф-ту МФІТ ОНУ імені І. І. Мечникова;

Ю. Ф. Ваксман, доктор фізико-математичних наук, професор ф-ту МФІТ ОНУ імені І. І. Мечникова;

Н. В. Конопельська, завідувач лабораторії спеціальних практикумів ф-ту МФІТ ОНУ імені І. І. Мечникова;

Ю. М. Каракіс, провідний фахівець ф-ту МФІТ ОНУ імені І. І. Мечникова.

Рецензенти:

І. В. Загінайло, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики Одеської державної академії будівництва і архітектури;

Ю. К. Корнієнко, кандидат фізико-математичних наук, доцент Одеського національного технологічного університету;

В. А. Борщак, доктор фізико-математичних наук, провідний науковий співробітник міжвідомчого науково-навчального фізико-технічного центру.

*Рекомендовано до друку науково-методичною радою
ОНУ імені І. І. Мечникова.
Протокол № 5 від 20.10.2022 р.*

Фізика напівпровідників. Ч. V. Визначення параметрів напівпровідників за допомогою оптичного збудження : навч.-метод. посіб. до спец. курсу лекцій «Фізика напівпровідників» / А. П. Чебаненко, Ю. Ф. Ваксман, Н. В. Конопельська, Ю. М. Каракіс. – Одеса : Одес. нац. ун-т ім. І. І. Мечникова, 2023. – 86 с.
ISBN 978-617-689-466-7

Навчально-методичний посібник написано відповідно до діючої програми дисципліни «Фізика напівпровідників». Мета даного видання – допомогти студентам в їх самостійній роботі над відповідним курсом. Посібник сприятиме розробці у студентів навичок самостійної експериментальної роботи та застосуванню теоретичних знань для вирішення практичних задач.

Для студентів IV-го курсу факультету математики, фізики та інформаційних технологій, що обрали спеціальності «Фізика та астрономія» і «Прикладна фізика та наноматеріали».

УДК 621.315.59(076.5)

ISBN 978-617-689-466-7

© Чебаненко А. П., Ваксман Ю. Ф.,
Конопельська Н. В., Каракіс Ю. М., 2023
© Одеський національний університет
імені І. І. Мечникова, 2023

ЗМІСТ

Вступ	4
VII. Визначення параметрів напівпровідників з результатів фотоелектричних досліджень	
7.1. Параметри напівпровідників, визначувані з кривої спектрального розподілу фотоструму.....	5
Питання для самоперевірки.....	14
7.2. Визначення часу життя нерівноважних носіїв заряду	15
Питання для самоперевірки.....	22
7.3. Визначення дифузійної довжини і часу життя неосновних носіїв заряду.....	24
Питання для самоперевірки.....	31
7.4. Визначення енергії активації пасток з вимірювань інфрачервоного гасіння фотоструму	33
Питання для самоперевірки.....	38
7.5. Визначення параметрів напівпровідників з вимірювань температурного гасіння фотоструму.....	40
Питання для самоперевірки.....	46
VIII. Визначення параметрів напівпровідників з їх оптичних характеристик	
8.1. Параметри напівпровідників, визначувані з дослідження форми краю оптичного поглинання	47
Питання для самоперевірки.....	55
8.2. Дослідження дисперсії світла в напівпровідниках інтерференційними методами	56
Питання для самоперевірки.....	62
IX. Визначення параметрів напівпровідників за їх люмінесцентними характеристиками	
9.1. Дослідження термостимульованої люмінесценції.....	64
Питання для самоперевірки.....	70
9.2. Дослідження спектрів випромінювання фотолюмінесценції.....	72
Питання для самоперевірки.....	75
Список рекомендованої літератури.....	77
Карта можливостей (дорожня карта) визначення параметрів напівпровідників	79
ДОДАТКИ	83

ВСТУП

Це видання є продовженням частин I-IV аналогічного посібника, виданого раніше. Попередні розділи були присвячені статистиці носіїв заряду, процесам їх рекомбінації і захоплення на пастки, особливостям формування струму через зовнішні дії на напівпровідниковий кристал і т.п. Тобто, в них було подано необхідний матеріал для розуміння сутності протікаючих процесів. В частині V розглядаються практичні методи визначення різноманітних властивостей напівпровідникових кристалів та плівок (ширини забороненої зони, енергетичної глибини пасток, особливостей поглинання і відбиття світла та ін.), а також параметрів носіїв заряду в зразках (концентрації, часу життя у вільному стані, рухливості, довжини дрейфу і дифузії тощо). В тому числі описуються методи отримання змішаних характеристик, наприклад, швидкості поверхневої рекомбінації, яка хоча і відображує швидкість, з якою рухається носій у приповерхневих шарах, водночас однозначно характеризує стан поверхні кристала загалом.

Слід зазначити, що, оскільки в описуваних методах використовується оптичне збудження напівпровідника, то отримані параметри відносяться по визначенню до нерівноважних носіїв. Навіть така фундаментальна величина напівпровідника як ширина забороненої зони в цьому разі позначається як “оптична” ширина забороненої зони, щоб підкреслити деяку відмінність її значення від термічної ширини.

Значне місце у посібнику приділяється розгляду методики вимірювань, в тому числі наводяться електричні схеми для відповідних вимірювань. На завершення кожної теми приведені питання для самостійного контролю опанування матеріалу.

Детальніші висновки щодо викладеного матеріалу можна знайти в запропонованому списку літератури.

Для зручності наведено загальну дорожню карту, що дозволяє вибрати конкретний метод отримання бажаного параметру.

Наприкінці приводяться таблиці з розмірністю і типовими значеннями параметрів носіїв заряду в напівпровідниках.

VII. ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПІВПРОВІДНИКІВ З РЕЗУЛЬТАТІВ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

7.1. Параметри напівпровідників, визначувані з кривої спектрального розподілу фотоструму

7.1.1. Спектральний розподіл фотоструму

У більшості напівпровідникових речовин спектральний розподіл фотоструму має більш-менш різкий максимум на краю власного поглинання кристала (див. рис. 7.1, крива “в”).

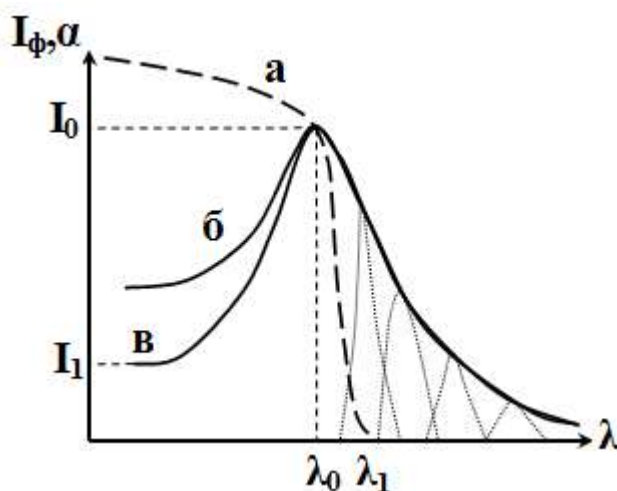


Рис. 7.1. Залежність коефіцієнта поглинання від довжини хвилі (а) і спектральний розподіл фотоструму після травлення зразка (б) і в початковому стані (в)

Як відомо, у разі власного поглинання, величина коефіцієнта поглинання α в достатньо широкому інтервалі довжин хвиль підлягає залежності

$$\alpha = A_0 \left(\frac{hc}{\lambda} - E_g \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7.1)$$

де A_0 – деяка константа, h – постійна Планка, c – швидкість світла і E_g – ширина забороненої зони даного матеріалу.

Із зростанням довжини хвилі λ , коли енергія падаючих квантів світла виявляється порівняною з величиною E_g , вираз в дужках швидко спадає, що приводить до зменшення коефіцієнта поглинання і спаду фотоструму в бік більших довжин хвиль (рис. 7.1, крива “а”).

Для довгохвильових фотонів, у яких енергія менше ширини забороненої зони, поглинання не відбувається і графік спектрального розподілу фотоструму повинен був би повторювати криву “а” на рис. 7.1 праворуч від максимуму. Проте в цій області спектру фотони з невеликою енергією здатні активувати носії з пасткових рівнів всередині забороненої зони. Відповідно, ці внески створюють затягнутість розподілу $I_\phi(\lambda)$ в довгохвильовій частині спектру, як це показано на рисунку 7.1. В деяких випадках, коли довгохвильовий спад має ясно виявлені максимуми, це дозволяє отримати енергетичні глибини відповідних пасток.

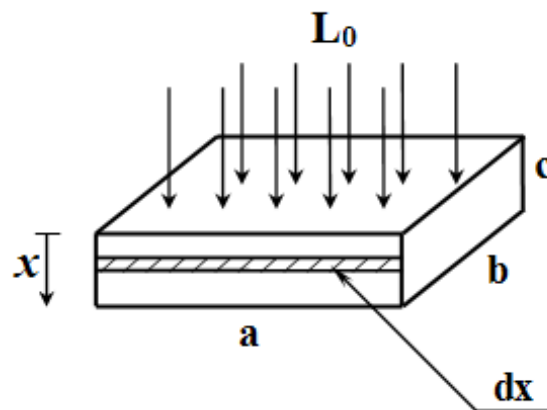


Рис. 7.2. Схематичне зображення зразка при односторонньому освітленні

Зменшення фотоструму в області сильного поглинання (зліва від максимуму) пояснюється таким чином. Згідно з законом Бугера-Ламберта інтенсивність світла L_x , що дійшло до шару, який лежить на глибині x від освітленої поверхні напівпровідника (рис. 7.2), визначається виразом:

$$L_x = L_0 e^{-\alpha x}, \quad (7.2)$$

де L_0 – загальне число квантів, падаючих в одиницю часу на одиницю

поверхні за вирахуванням відбитого світла. У шарі dx з них поглинається αL_x квантів і утворюється стільки ж пар носіїв (якщо квантовий вихід $\beta=1$). Значить, швидкість генерації нерівноважних носіїв $f_x = \alpha L_x$. Враховуючи залежність 7.2, маємо

$$f_x = \alpha L_0 e^{-\alpha x} \quad (7.3)$$

Із зменшенням довжини хвилі коефіцієнт поглинання згідно з (7.1) зростає. При цьому, оскільки множник $e^{-\alpha x}$ у формулі (7.3) зменшується швидше за множник α , то f_x експоненціально спадає.

Практично це означає, що для коротких довжин хвиль майже все фотозбудження відбувається у вузькому приповерхневому шарі в безпосередній близькості від поверхневих рекомбінаційних центрів. Очевидно, в такій ситуації спад фотоструму в короткохвильовій області спектру залежатиме від концентрації рекомбінаційних центрів на поверхні. На рис. 7.1 показано спектральний розподіл фотоструму для одного і того ж зразка до (крива “в”) і після (крива “б”) поліпшення стану його поверхні.

Поверхня кристала містить велику кількість різного роду дефектів, які можуть слугувати додатковими центрами рекомбінації. При поліровці і подальшому травленні стан поверхні поліпшується, концентрація таких центрів зменшується, і фотострум в короткохвильовій області виявляється більшим. Проте, взагалі позбавитись поверхневих дефектів неможливо, оскільки залишається обрив кристалічної решітки.

Таким чином, існує прямий зв'язок між спектральним розподілом фотоструму і рекомбінацією електронів на поверхні. Тому, з аналізу кривої $I_f(\lambda)$ можна визначити такий важливий параметр як швидкість поверхневої рекомбінації носіїв.

7.1.2. Параметри напівпровідників, визначувані з кривої спектрального розподілу фотоструму

Безпосередньо з графіка спектрального розподілу фотоструму можна визначити ширину забороненої зони напівпровідникового кристала. У цьому класичному методі виходять з того, що, відповідно до формули (7.1), залежність коефіцієнта поглинання $\alpha(\lambda)$ для

великих довжин хвиль при $\frac{hc}{\lambda} \sim E_g$ дуже різка, як це показано на

рис. 7.1 пунктирною кривою “а”. При деякій довжині хвилі $\frac{hc}{\lambda_1} = E_g$ вираз в круглих дужках формули (7.1) дорівнює нулю і $\alpha(\lambda_1)=0$. У такому разі графік $I(\lambda)$ без урахування внеску пасток повинен тут відтворювати криву $\alpha(\lambda)$ і, відповідно, теж майже вертикально спадати до нуля (пунктирна лінія рис. 7.1). Тому значення довжини хвилі в максимумі λ_0 і значення λ_1 не сильно відрізняються. І для

визначення величини E_g можна застосовувати формулу $\frac{hc}{\lambda_0} = E_g$. Щоб відобразити, що при цьому вноситься все-таки деяка похибка, для знайденої E_g вводиться назва “оптичної” ширини забороненої зони.

Проте, це не єдиний параметр, який можна визначити з кривої спектрального розподілу фотоструму.

Розглянемо розподіл надлишкової концентрації носіїв заряду поблизу поверхні при освітленні. Для визначеності обираємо напівпровідник n-типу, координата x нехай зростає вглиб зразка (рис. 7.2).

В цих умовах, згідно з формулою 6.23 (див. параграф 6.2, частини IV), за відсутності зовнішнього електричного поля і стаціонарному

випадку ($\frac{dn}{dt} = 0$) маємо

$$\Delta n(x) = \frac{L_0 \alpha \tau_n}{1 - \alpha^2 l_n^2} \left[e^{-\alpha x} - \frac{l_n (\alpha D_n + S)}{D_n + l_n S} e^{-\frac{x}{l_n}} \right] \quad (7.4)$$

Тут $D_{\text{ef}} = D_n$ – коефіцієнт дифузії електронів; S – швидкість поверхневої рекомбінації; α – коефіцієнт поглинання світла; $l = l_n$ – дифузійна довжина, в даному випадку електронів.

Формула (7.4) задає розподіл концентрації нерівноважних носіїв по глибині від освітленої поверхні. Для того, щоб визначити величину струму при наявності електричного поля в поперечному напрямі відносно світлового пучка, знайдемо середню концентрацію носіїв в зразку. Добуток ($a \cdot b \cdot dx$) де a – довжина кристала і b – його ширина (рис. 7.2), дає об'єм шару завтовшки dx на деякій глибині x , концентрація носіїв в якому задається (7.4). Отже, в цьому шарі міститься $ab\Delta n(x)dx$ носіїв. Щоб знайти кількість носіїв у всьому зразку потрібно інтегрувати цей вираз по товщині зразка. Середня концентрація визначиться після розділення одержаної величини на об'єм кристала:

$$\overline{\Delta n} = \frac{ab}{abc} \int_0^c \Delta n(x) dx. \quad (7.5)$$

Створені світлом носії проникають вглиб зразка від освітленої поверхні на відстань порядку декількох дифузійних довжин. Для достатньо товстих зразків, у яких $c \gg l_n$, можна припускати, що концентрація додаткових носіїв у протилежної від освітленої грані вже спадає до нуля. Тому для зручності інтегрування у формулі (7.5) можна змінити верхню межу на ∞ . Тоді, підставивши (7.4) у формулу (7.5) маємо

$$\overline{\Delta n} = \frac{1}{c} \int_0^\infty \Delta n(x) dx = \frac{1}{c} \frac{L_0 \alpha \tau_n}{1 - \alpha^2 l_n^2} \int_0^\infty \left[e^{-\alpha x} - \frac{l_n(\alpha D_n + S)}{D_n + l_n S} e^{-\frac{x}{l_n}} \right] dx.$$

Звідки, інтегруючи

$$\overline{\Delta n} = \frac{1}{c} \frac{L_0 \alpha \tau_n}{1 - \alpha^2 l_n^2} \left(\frac{1}{\alpha} - l_n^2 \frac{\alpha D_n + S}{D_n + l_n S} \right).$$

Або, після перетворень,

$$\begin{aligned}\overline{\Delta n} &= \frac{1}{c} L_0 \tau_n \left[\frac{D_n + l_n S}{(1 - \alpha^2 l_n^2)(D_n + l_n S)} - \frac{\alpha l_n^2 (\alpha D_n + S)}{(1 - \alpha^2 l_n^2)(D_n + l_n S)} \right] = \\ &= \frac{1}{c} L_0 \tau_n \left[\frac{D_n}{D_n + l_n S} + \frac{l_n S}{(1 + \alpha l_n)(D_n + l_n S)} \right],\end{aligned}$$

отримаємо

$$\overline{\Delta n} = \frac{1}{c} \frac{L_0 \tau_n}{1 + \frac{S l_n}{D_n}} \left[1 + \frac{S l_n}{D_n} \frac{1}{1 + \alpha l_n} \right]. \quad (7.6)$$

Знаючи середню концентрацію носіїв, легко обчислити величину фотоструму. Дійсно, із закону Ома в диференціальній формі $j = \sigma E$, з урахуванням, що $\sigma = e \mu_n \overline{\Delta n}$ і $E = \frac{U}{a}$, де μ_n – рухливість електронів, E – напруженість електричного поля в зразку при прикладенні напруги U , одержимо

$$j = \frac{e \mu_n U}{a} \overline{\Delta n}.$$

З іншого боку $j = \frac{I}{cb}$, звідки сила струму в зразку

$$I = e \mu_n U \frac{cb}{a} \overline{\Delta n}.$$

Або, використовуючи (7.6),

$$I(\alpha) = I_0 \frac{1}{1 + \frac{S l_n}{D_n}} \left[1 + \frac{S l_n}{D_n} \frac{1}{1 + \alpha l_n} \right], \quad (7.7)$$

де постійна

$$I_0 = L_0 U e \tau_n \mu_n \frac{b}{a}, \quad (7.8)$$

має розмірність сили струму і залежить від розмірів зразка, зовнішніх умов (інтенсивності падаючого світла і прикладеної напруги) і характеристик основних носіїв – часу життя і рухливості.

Проаналізуємо одержаний вираз для спектрального розподілу фотоструму. Формула (7.7) описує залежність фотоструму від коефіцієнта поглинання (а останній залежить від довжини хвилі падаючого світла) в короткохвильовій області спектру. На краю власного поглинання (див. рис. 7.1, $\lambda \geq \lambda_0$), коли вже $\alpha l_n \ll 1$, згідно з (7.7) сила струму $I = I_0$. Таким чином, формула (7.8) дає вираз для сили струму в максимумі. Це дозволяє із значення сили струму в максимумі спектрального розподілу (рис. 7.1) одержувати час життя носіїв або їх рухливість.

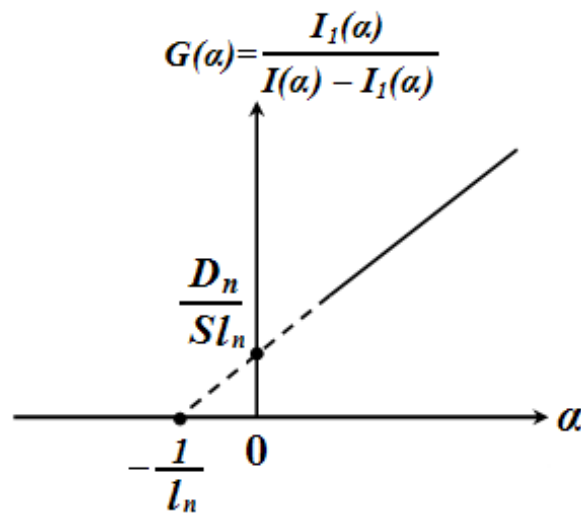


Рис. 7.3. Залежність відносного збільшення фотоструму від коефіцієнта поглинання зразка у короткохвильовій частині спектру

При менших довжинах хвиль коефіцієнт α швидко зростає, величина $\frac{1}{1 + \alpha l_n}$ прямує до нуля і формула (7.7) набуває вигляду

$$I_1(\alpha) = I_0 \frac{1}{1 + \frac{S l_n}{D_n}} . \quad (7.9)$$

Видно, що в короткохвильовій області спектру фотострум не залежить від довжини хвилі і обмежується швидкістю поверхневої рекомбінації: чим більша величина S (тобто чим більше концентрація рекомбінаційних центрів на поверхні), тим менша величина фотоструму, що фіксується (див. рис. 7.1, крива “в”).

Відносне збільшення фотоструму $G(\alpha)$ із зміною коефіцієнта поглинання відповідно до (7.7) і (7.9) визначається виразом

$$G(\alpha) = \frac{I_1(\alpha)}{I(\alpha) - I_1(\alpha)} = \frac{D_n}{S l_n} (1 + \alpha l_n) .$$

Він представляється прямою (рис. 7.3), продовження якої відсікає на осі абсцис $[G(\alpha)=0]$ відрізок, що чисельно дорівнює $-\frac{1}{\frac{D_n}{S l_n}}$. На осі ординат ($\alpha=0$) при цьому відсікається величина $\frac{D_n}{S l_n}$.

Таким чином, по графіку залежності відносного збільшення фотоструму від коефіцієнта поглинання в короткохвильовій частині спектру можна визначити ще ряд параметрів досліджуваного напівпровідника: швидкість поверхневої рекомбінації і дифузійну довжину носіїв заряду.

7.1.3. Вимірювальна установка і методика експерименту

На рис. 7.4 представлено типову схему установки для вимірювань спектрального розподілу фотоструму.

Промінь світла від лампи L_m , пройшовши через монохроматор і систему лінз $L_{n1}-L_{n2}$, падає на зразок. Інтенсивність світла регулюється шляхом зміни сили струму лампи за допомогою автотрансформатора “ЛАТР”. Амперметр “А” фіксує силу струму розжарення лампи.

На зразок подається напруга від стабілізованого випрямляча. Для вимірювань використовуються зразки з опором порядку 10^{11} – 10^{12} Ом для того, щоб темновий струм був якомога меншим. Але для таких високоомних зразків і струм при освітленні матиме незначну величину, наприклад, при прикладенні 100 В маємо 10^{-10} А. Такий струм зручніше реєструвати за падінням напруги на меншому послідовно увімкненому додатковому опорі: $I = U_R/R_H$, де величина R_H порядку 10^5 – 10^7 Ом. Із-за малої величини, увімкнення цього опору не змінює протікаючий струм, а величина вимірюваного сигналу при цьому зростає на 5–7 порядків.

Виміряна залежність фотоструму відображає вплив двох процесів. По-перше, при збудженні світлом різного спектрального складу змінюється фотовідповідь зразка. Але окрім цього сама лампа розжарювання має спектральний розподіл випромінюваної енергії, що, зазвичай, також позначається на величині фотоструму.

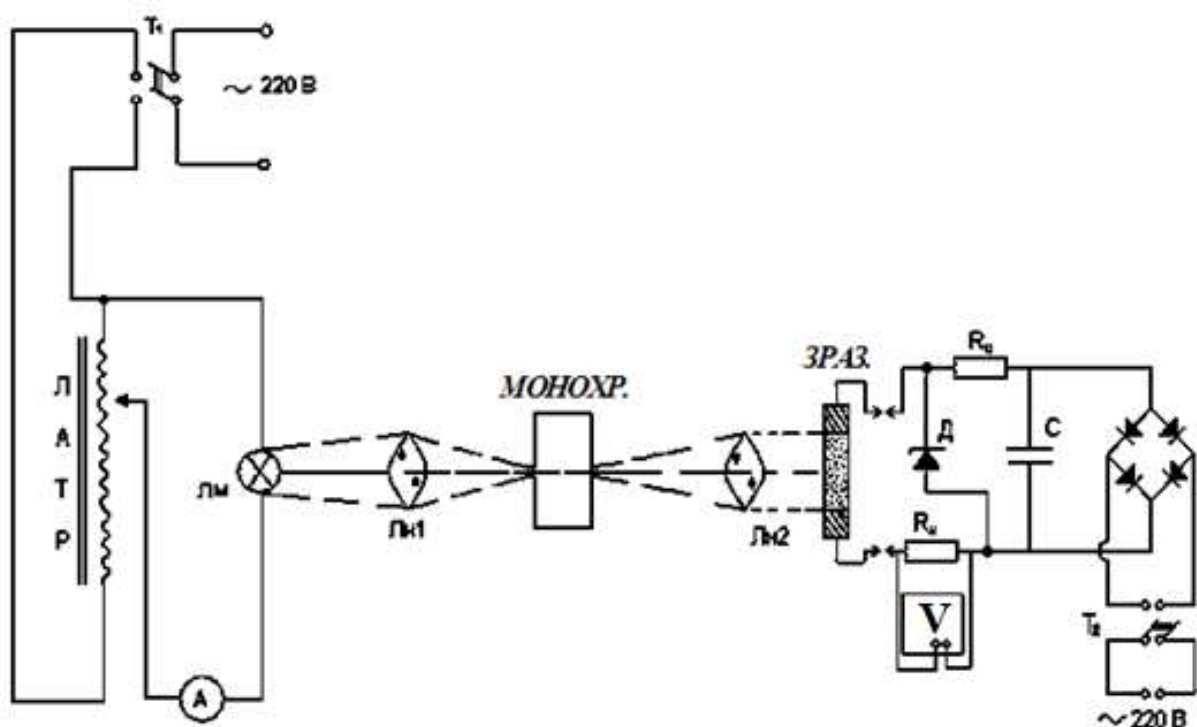


Рис. 7.4. Схема установки для вимірювання кривих спектральної залежності фотоструму

Для того, щоб усунути вплив цього чинника необхідно досліджувати спектральний розподіл в приведених значеннях I_ϕ/L_0 , де $I_\phi = I_{\text{світ}} - I_{\text{темн}}$, а L_0 – кількість квантів світла, падаючих на поверхню

зразка на відповідній довжині хвилі. За допомогою термостовпчика її треба визначити для обраних струмів розжарювання лампи. При цьому приведений графік струму в зразку змінюється так, як ніби лампа посиляє по одному кванту світла на всіх довжинах хвиль.

Питання для самоперевірки

1. Як формується крива спектрального розподілу фотоструму?
2. Як пояснюється спад фотоструму від максимуму в довгохвильовій частині спектру? З чим пов'язане зменшення фотоструму в короткохвильовій частині спектру?
3. Чому на короткохвильовому краю спектральної залежності фотоструму зазвичай спостерігається т. з. “полічка”, коли фотострум не залежить від довжини хвилі збудження?
4. Які параметри напівпровідникового кристала можна визначити з аналізу кривої спектрального розподілу фотоструму?
5. Що таке “оптична” ширина забороненої зони? Чим вона відрізняється від термічної ширини забороненої зони напівпровідника?
6. Що таке швидкість поверхневої рекомбінації і який її фізичний зміст? Яка розмірність цієї величини?
7. Які особливості мають вимірювання фотоструму у високоомних кристалах?
8. Навіщо потрібно розраховувати величину струму, що приходить на один поглинений фотон?
9. Яка схема розрахунку середньої концентрації $\overline{\Delta n}$? Які обмеження при цьому накладені?
10. Як з графіків спектрального розподілу фотоструму знайти дифузійну довжину носіїв і швидкість поверхневої рекомбінації?

7.2. Визначення часу життя нерівноважних носіїв заряду

7.2.1. Час життя нерівноважних носіїв струму в напівпровідниках

При освітленні напівпровідника разом з процесом фотозбудження має місце зворотний процес – рекомбінація електронів і дірок. Нерівноважні носії з моменту збудження до моменту рекомбінації якийсь час знаходяться у вільному стані. Цей час одержав назву часу життя нерівноважних носіїв у вільному стані (див. розділ 1.7, частина 1). Він є найважливішим параметром фотопровідності, що характеризує напівпровідник.

7.2.2. Процеси релаксації фотопровідності при імпульсному освітленні напівпровідника

Одним із методів визначення часу життя нерівноважних носіїв струму є аналіз кривих релаксації фотопровідності, порушеної прямокутними імпульсами світла (рис. 7.5.А). Найпоширенішим засобом отримання таких імпульсів є переривання світлового пучка диском з прорізами, що обертається. При цьому частота “спалахів” світла легко регулюється зміною швидкості обертання диска. Періодичні прямокутні імпульси певного спектрального складу можуть бути охарактеризовані заданням трьох основних величин: t_c – тривалістю світлового імпульсу; t_T – тривалістю темного проміжку між імпульсами; L_0 – інтенсивністю світлового потоку в імпульсі.

Найчастіше для збудження фотопровідності використовуються симетричні прямокутні імпульси світла, для яких $t_c = t_T = t_0$. Очевидно, що при цьому необхідно, щоб проміжок t_0 був набагато більше часу життя τ_n . Тоді за час освітлення зразка встигає встановлюватися стаціонарне значення фотопровідності, а за темновий проміжок фотопровідність встигає зменшуватися до нуля (рис. 7.5.Б).

Інтенсивність збуджуючого світла L_0 підбирається залежно від фоточутливості зразка.

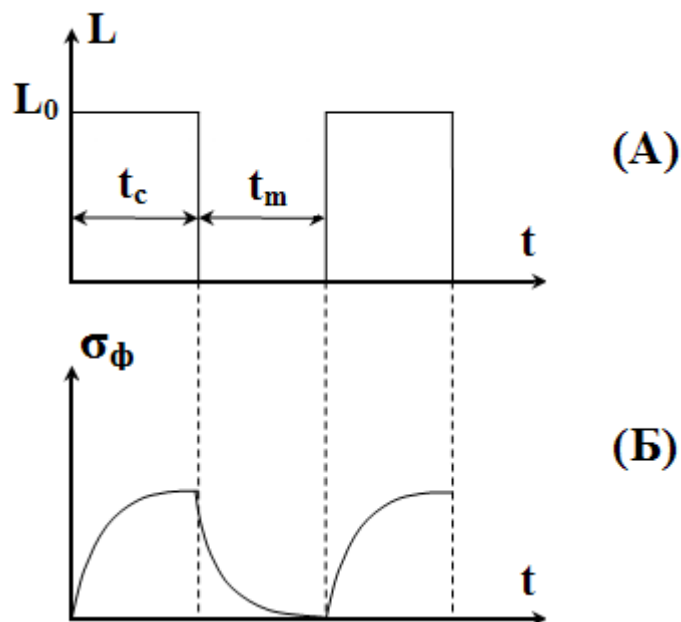


Рис. 7.5. Релаксація фотопровідності зразка (Б), порушуваної прямокутними імпульсами світла (А)

Залежність від часу концентрації носіїв з моменту освітлення було одержано в розділі 3.1 частини II (див. формулу 3.3):

$$n(t) = f\tau_n \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right]. \quad (7.10)$$

У стаціонарному випадку, коли $t \rightarrow \infty$ з цього рівняння слідує

$$n_{\text{стац}} = f\tau_n. \quad (7.11)$$

Таким чином

$$n(t) = n_{\text{стац}} \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \right]. \quad (7.12)$$

Аналогічно (див. розділ 3.1 частини II) можна показати, що спадаюча ділянка $n(t)$ відбувається за законом

$$n(t) = n_{cmay} \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \quad (7.13)$$

При вмиканні освітлення швидкість зміни концентрації носіїв у початковий момент часу можна одержати з рівняння (7.10):

$$\left. \frac{dn}{dt} \right|_{t=0} = f \quad (7.14)$$

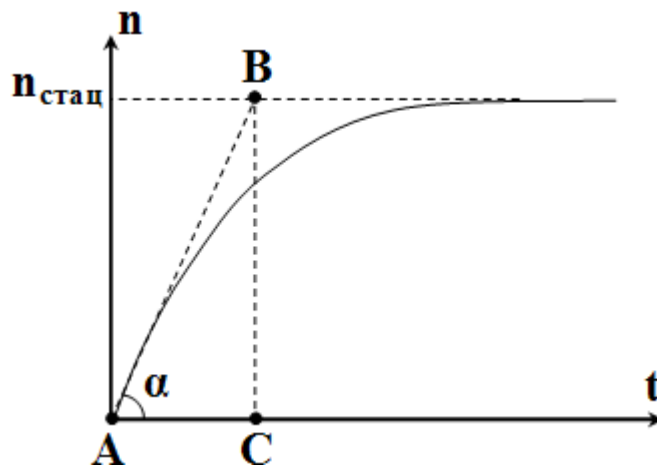


Рис. 7.6. Графік зміни концентрації носіїв з часом при вмиканні освітлення зразка

Рівняння (7.11) і (7.14) дають можливість простим чином визначити час життя з осцилограми зростання концентрації носіїв заряду (рис. 7.6). Трикутник ABC одержаний на ній побудовою дотичної до графіка в початковий момент часу і проекції точки її перетину із стаціонарним рівнем концентрації на вісь часу.

В цьому випадку

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{BC}{AC} = \frac{n_{cmay}}{AC} = \frac{f \tau_n}{AC} \quad (7.15)$$

З іншого боку

$$\operatorname{tg} \alpha = \left. \frac{dn}{dt} \right|_{t=0} = f \quad (7.16)$$

Порівняння формул (7.15) і (7.16) дає

$$AC = \tau_n .$$

Таким чином, одержавши осцилограму залежності $n(t)$ при увімкненні світла, можна легко визначити τ_n . Для цього достатньо, побудувавши дотичну до вимірної кривої в точці $t=0$, опустити перпендикуляр на вісь часу з точки перетину цієї дотичної з прямою, одержаною екстраполяцією ділянки насичення. Проведений перпендикуляр відсіче на осі часу відрізок, що чисельно дорівнює τ_n (див. рис. 7.6).

7.2.3. Визначення часу життя нерівноважних носіїв струму методом компенсації зсуву фаз

Як відомо, при подачі на RC-ланцюжок прямокутних імпульсів напруги, на обкладинках конденсатора воно змінюється згідно із законом:

для наростання
$$U = U_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \right] , \quad (7.17)$$

та для спаду
$$U = U_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) . \quad (7.18)$$

Величина RC , що входить в ці формули, має розмірність часу і називається часом релаксації для даного RC-ланцюжка. На однаковій математичній формі запису законів релаксації провідності зразка [рів. (7.12) і (7.13)] і релаксації сигналу в RC-ланцюжку [див. (7.17) і (7.18)] і базується метод компенсації зсуву фаз.

П-імпульси світла за допомогою напівпрозорого дзеркала спрямовують одночасно на зразок і на безінерційний вакуумний фотоелемент (рис. 7.8). Сигнал від зразка подається на вертикальні пластини осцилографа, а від фотоелемента – через RC-ланцюжок (параметри якого – опір R і ємність C – можна змінювати) – на

горизонтальні. Через те, що ці сигнали мають деяку відносну різницю фаз, на екрані осцилографа утворюватимуться фігури Ліссажу.

Результуюча крива, яку прокреслить крапка на екрані, в загальному випадку, коли $RC \neq \tau_n$, має вигляд петлі, показаної на рис. 7.7.Г. Дійсно, як видно з рисунка 7.7.Б, від моменту 1 крапка, що світиться, почне швидко переміщатися по вертикалі (вісь Y) і повільніше вправо (уздовж осі X), описуючи криву, круто нахилену до осі X . Проте, далі сигнал вздовж Y досягає насичення і перестає змінюватись, тоді як зсув вправо вздовж осі X все ще продовжується. При цьому нахил кривої зменшується. Крапка 2 відповідає насиченню по обох осях.

Розмірковуючи аналогічно для спадаючих гілок експонент на рис. 7.7.Б і 7.7.В, одержуємо другу (“зворотну”) частину петлі (рис. 7.7.Г) від крапки 2 до крапки 3. Отже, при $RC \neq \tau_n$ на екрані осцилографа виникне замкнута петля.

Виключаючи час з (7.12) і (7.17), а також з (7.13) і (7.18), одержимо, що пряма і зворотна гілка петлі є параболами:

пряма гілка
$$\frac{Y}{Y_0} = 1 - \left(1 - \frac{X}{X_0}\right)^{\frac{RC}{\tau_n}},$$

зворотна гілка
$$\frac{Y}{Y_0} = \left(\frac{X}{X_0}\right)^{\frac{RC}{\tau_n}}.$$

При цьому координаті X відповідає сигнал від RC -ланцюжка, а Y – від зразка. Неважко бачити, що при повній компенсації, тобто

$$RC = \tau_n,$$

обидві параболы вироджуються в співпадаючі прямі:

$$\frac{Y}{Y_0} = \frac{X}{X_0}.$$

Цей момент налаштування фіксується візуально.

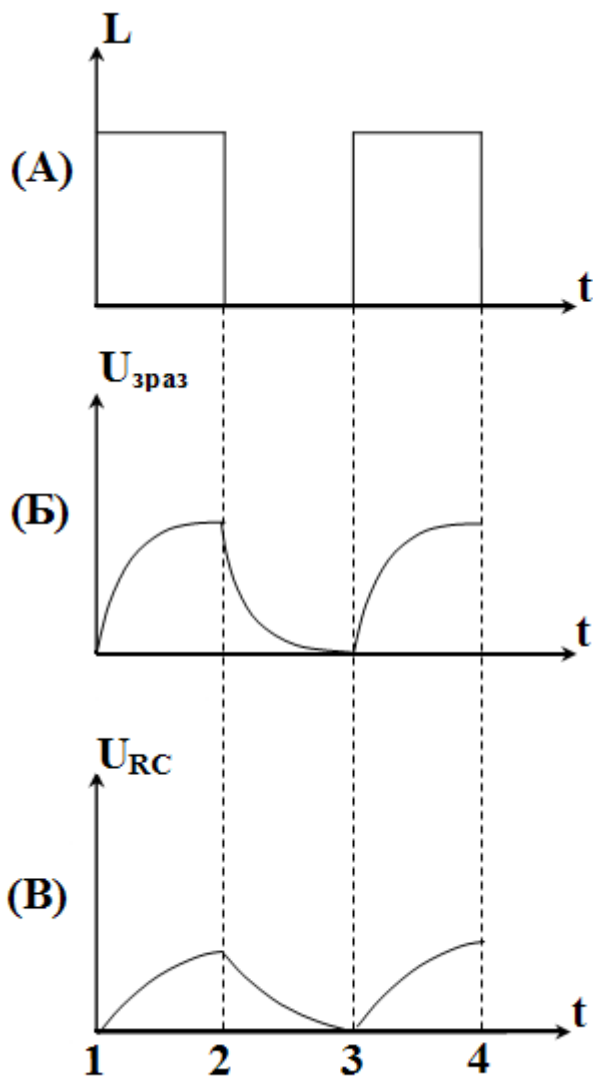
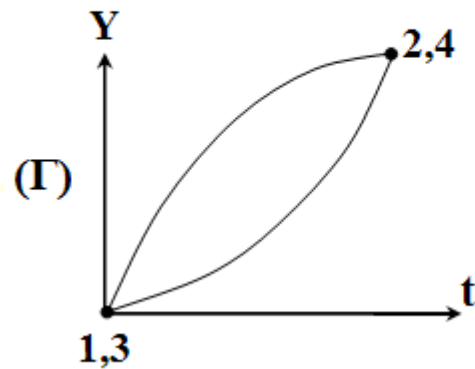


Рис. 7.7. Утворення петлі на екрані осцилографа (Г) при подачі на нього синхронних сигналів від зразка (Б) і RC-ланцюжка (В), одержаних від імпульсів світла (А)



Слід мати на увазі, що використовувані формули застосовані в найпростішому вигляді, для принципового опису суті процесів, що відбуваються. Передбачається, що люкс-амперна характеристика для зразка лінійна, інтенсивність збуджуючого світла невелика і здійснюється монополярна рекомбінація. В цьому випадку у використовуваних формулах відсутня інтенсивність світла L_0 і концентрація носіїв протилежного знаку “ p ”. Взагалі кажучи, це невірно. В результаті на екрані осцилографа в момент повної компенсації може спостерігатися не пряма лінія, а складніша фігура. В цьому випадку під виродженням слід розуміти мінімум площі всередині замкнутої фігури рис. 7.7.Г.

7.2.4. Вимірювальна установка

Схема для вимірювання величини τ_n представлена на рис. 7.8. За допомогою напівпрозорого дзеркала ДЗ частина світла відбивається на зразок, а частина потрапляє на фотоеlement ФЕ. Інтенсивність випромінювання регулюється за допомогою автотрансформатора при замкнутому тумблері T_2 . Двигун з диском М слугує для отримання модульованих П-імпульсів світла. Частота світлових спалахів регулюється зміною швидкості обертання диска шляхом подачі різної напруги від автотрансформатора $ЛТ_1$.

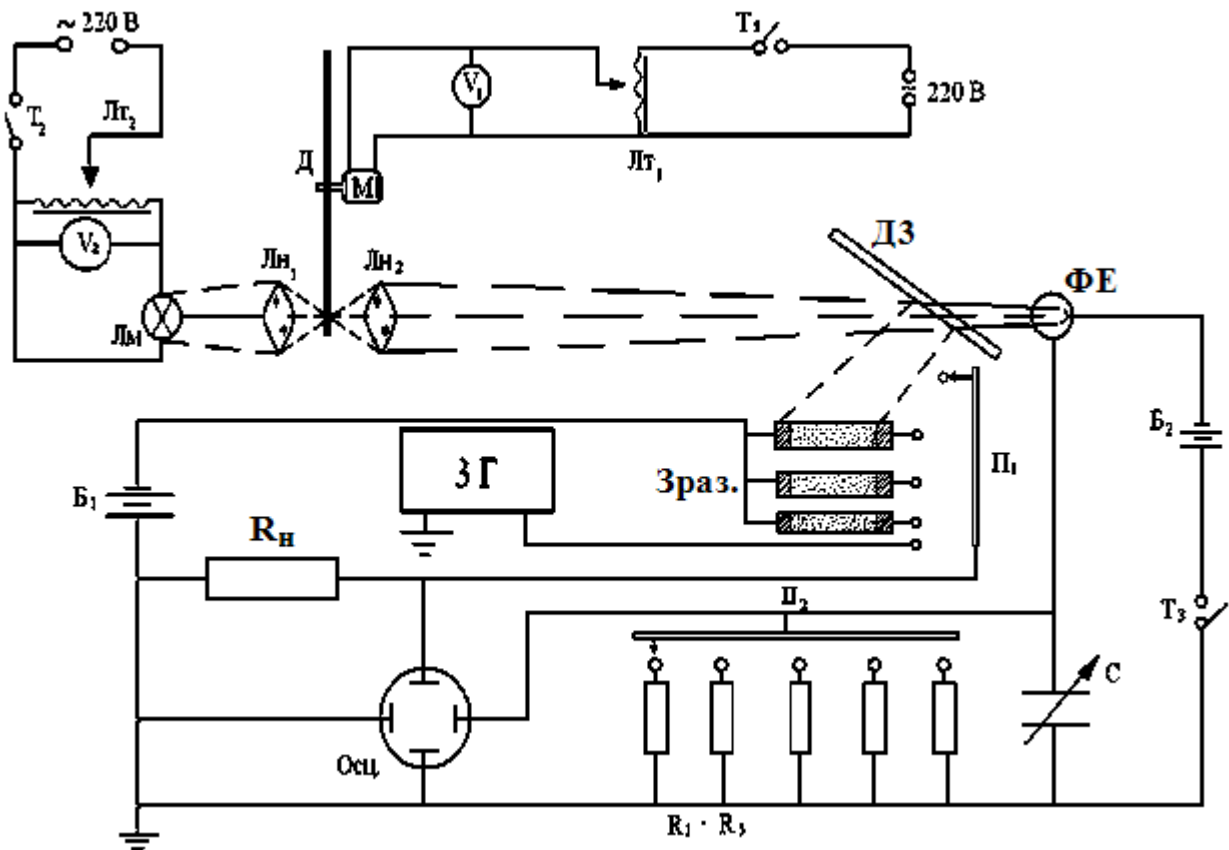


Рис. 7.8. Принципова схема для визначення часу життя нерівноважних носіїв заряду

Під дією П-імпульсів світла відбувається релаксація фотоструму. Сигнал, що виникає при цьому на опорі навантаження R_H , знімається на вертикальні пластини осцилографа.

Вибір досліджуваного зразка здійснюється зміною положення кристалотримача щодо світлового пучка. Напруга на відповідний зразок подається перемикачем Π_1 . У крайньому правому положенні перемикача Π_1 – “Калібрування” – до осцилографа вмикається генератор звукових частот “ЗГ” для калібрування осі часу.

У схемі передбачена можливість визначення часу життя також методом компенсації зсуву фаз. Для цього на горизонтальні пластини осцилографа подається сигнал від фотоелемента. Власну розгортку осцилографа при цьому необхідно вимикати. Завдяки швидкому часу спрацьовування ($\sim 10^{-8}$ с) фотострум, що виникає у фотоеlementі, майже точно повторює форму імпульсів світла. Час релаксації одержаних електричних сигналів можна регулювати, підбираючи перемикачем Π_2 опори R_1 - R_5 і магазином ємностей відповідне значення C .

Якщо при цьому установка забезпечує спроможність розігріву зразка, то згідно з висновками розділу 3.10 виникає можливість визначення ще двох параметрів – енергії активації пасток і ширини забороненої зони напівпровідника що досліджується.

Питання для самоперевірки

1. Що таке час життя носія заряду?
2. У кожного з носіїв, що беруть участь в струмоперенесенні, свій час життя. Яким чином використовувана методика вимірювань дозволяє одержувати *середній* час життя носіїв заряду в досліджуваному кристалі?
3. В результаті вимірювань буде одержаний час життя рівноважних або нерівноважних носіїв? Чи може він бути однаковим?
4. В результаті вимірювань буде одержаний час життя основних або неосновних носіїв? Чи може він бути однаковим?
5. У чому полягає визначення часу життя методом імпульсного освітлення?

6. У чому полягає визначення часу життя методом зсуву фаз? Який з методів дає більшу експериментальну похибку і чому?
7. Чому в розрахункових формулах відсутня концентрація носіїв протилежного знаку і інтенсивність збуджуючого світла?
8. Яким чином в вимірювальній установці досягають, щоб початок збільшення концентрації носіїв в кристалі у момент освітлення співпадав з початком релаксації заряду на ємності між фотоелементом і горизонтальними пластинами осцилографа?
9. Чому зростаюча і спадаюча гілки параболи на осцилограмі несиметричні?
10. В результаті вимірювань буде одержаний час життя власних чи невластних носіїв?

7.3. Визначення дифузійної довжини неосновних носіїв заряду

7.3.1. Дифузія і дрейф неосновних надлишкових носіїв заряду

Розглянемо дифузію і дрейф неосновних носіїв заряду в домішковому напівпровіднику за наявності зовнішнього однорідного електричного поля E .

Припустимо, що є напівпровідник n -типу, поперечні розміри якого значно менше його довжини. Дуже вузька область напівпровідника освітлюється світлом так, що у всьому об'ємі освітленої області відбувається рівномірна генерація електронів і дірок (рис. 7.9). Нехай концентрація основних носіїв заряду – електронів – велика в порівнянні з надлишковою концентрацією неосновних носіїв заряду Δp , час життя яких τ_p .

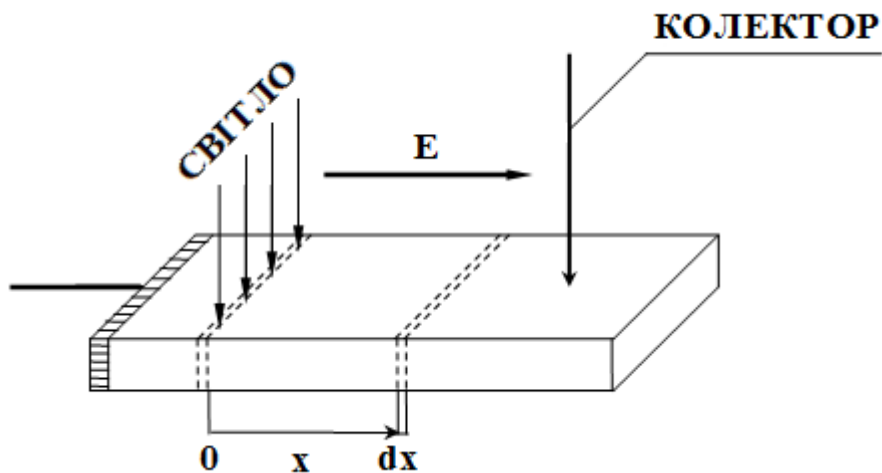


Рис. 7.9. Схематичне зображення зразка з вузькою освітленою областю

В освітленій області надлишкові електрони і дірки збуджуються світлом в рівній кількості $\Delta n = \Delta p$. У разі електронного напівпровідника тут вже знаходилися рівноважні носії $n_0 > p_0$. Для не дуже великих інтенсивностей світла, коли прирости малі, концентрація електронів в освітленій смужці змінилася не дуже сильно в порівнянні з неосвітленою частиною кристала $\Delta n + n_0 \approx n_0$. Концентрація ж дірок змінюється істотно $\Delta p + p_0 > p_0$ з-за того, що p_0

мала. Тому завдяки значно більшому градієнту концентрації дірок виникне переважно дифузія саме їх. У неосвітленій частині зразка, куди дифундують дірки, з'явиться об'ємний позитивний заряд і електронейтральність зразка порушиться. Цей об'ємний заряд створює статичне електричне поле, яке викличе перерозподіл носіїв заряду, так що в цю область з освітленої частини зразка будуть підтягнуті електрони і заряд надлишкових дірок компенсуватиметься. Повна компенсація об'ємного заряду буде в тому випадку, якщо число надлишкових дірок в будь-якій точці зразка дорівнюватиме числу надлишкових електронів. Таким чином, надлишкові носії заряду – дірки, дифундуючи вглиб електронного напівпровідника, захоплюють з собою рівну кількість основних носіїв заряду – електронів, так що об'ємний заряд не створюється, а дифузія неосновних носіїв заряду відбувається як дифузія незаряджених частинок. По мірі просування вглиб напівпровідника надлишкові дірки і електрони будуть рекомбінувати, і їх концентрації з відстанню спадатимуть.

Якщо до такого напівпровідника прикласти однорідне електричне поле E , то надлишкові носії заряду дрейфуватимуть в цьому полі, і їх дрейф здійснюватиметься із швидкістю дрейфу неосновних носіїв заряду – дірок, таким чином, що зберігатиметься умова електронейтральності. При прискорюючому полі дірки затягуватимуть за собою електрони, а якщо поле уповільнюватиме рух дірок, то відповідним чином відбудеться і перерозподіл основних носіїв заряду. Отже, і в зовнішньому полі надлишкові неосновні носії заряду дрейфують як незаряджені частинки, не створюючи об'ємного заряду.

7.3.2. Визначення дифузійної довжини і часу життя нерівноважних носіїв заряду

Розподіл концентрації нерівноважних носіїв вглиб зразка при повздовжньому фотозбудженні одержано в розділі 6.2 частини IV. Одержимо цей розподіл для випадку поперечного фотозбудження.

Розглядатимемо рух надлишкових носіїв заряду одного знаку за одну секунду, наприклад, дірок через переріз 1 см^2 шару завтовшки dx , що знаходиться на відстані x від освітленої області (рис. 7.9). Тоді рівняння балансу для кількості частинок, що знаходяться в шарі буде $\Delta e = e + e_1$. Тут e і e_1 – повні кількості частинок, що відповідно входять і виходять через 1 см^2 за 1 сек. Позначимо через e_{D1} і e_D складові цих потоків, пов’язані з дифузією носіїв. Неважко бачити, що

$$e_D = -D \frac{d\Delta p}{dx},$$

$$e_{D1} = e_D + \frac{de_D}{dx} dx = -D \frac{d\Delta p}{dx} - D \frac{d^2\Delta p}{dx^2} dx, \quad (7.19)$$

де D – коефіцієнт дифузії.

Кількості носіїв, що входять – e_E , і що виходять – e_{E1} , з шару унаслідок дрейфу в полі напруженості E дорівнює:

$$e_E = \Delta p \mu_p E$$

$$e_{E1} = e_E + \frac{de_E}{dx} dx = \Delta p \mu_p E + \mu_p E \frac{d\Delta p}{dx} dx, \quad (7.20)$$

де μ_p – рухливість дірок.

Приріст числа частинок в шарі dx (7.19) і (7.20) дорівнює:

$$\Delta e = (e_D + e_E) - (e_{D1} + e_{E1}) = D \frac{d^2\Delta p}{dx^2} dx - \mu_p E \frac{d\Delta p}{dx} dx.$$

Приріст Δe кількості частинок в стаціонарному стані повинен дорівнювати кількості частинок, що зникають за той же проміжок часу внаслідок рекомбінації:

$$\Delta e = \frac{\Delta p}{\tau_p} dx,$$

тому рівняння балансу кількості частинок в стаціонарному стані матиме вигляд:

$$D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} dx - \mu_p E \frac{d \Delta p}{dx} dx - \frac{\Delta p}{\tau_p} dx = 0. \quad (7.21)$$

Розділивши обидві частини рівняння (7.21) на D і ввівши позначення

$$L_p^2 = D \tau_p, \quad (7.22)$$

$$L_E = \tau_p \mu_p E, \quad (7.23)$$

перетворимо його до виду

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{L_E}{L_p^2} \frac{d \Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = 0.$$

Загальним рішенням цього рівняння буде

$$\Delta P = A_1 \exp(h_1 x) + A_2 \exp(h_2 x),$$

де A_1 і A_2 – деякі сталі, а h_1 і h_2 – корені характеристичного рівняння

$$h^2 - \frac{L_E}{L_p^2} h - \frac{1}{L_p^2} = 0.$$

$$h_{1,2} = \frac{L_E}{2L_p^2} \pm \left(\frac{L_E^2}{4L_p^4} + \frac{1}{L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Отже

Якщо зовнішнє електричне поле направлене вздовж осі x , то позитивне значення h не має фізичного сенсу, оскільки воно дає незгасаючу складову. Тому $A_1=0$ і

$$h = \frac{L_E}{2L_p^2} - \left(\frac{L_E^2}{4L_p^4} + \frac{1}{L_p^2} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Проведемо аналіз одержаних виразів. Нехай зовнішнє електричне поле відсутнє ($E=0$). В цьому випадку має місце тільки дифузія надлишкових носіїв. Оскільки $L_E = \tau_p \mu_p E = 0$, то надлишкова концентрація неосновних носіїв заряду – дірок, в результаті рекомбінації змінюватиметься з відстанню згідно із законом:

$$\Delta p = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)$$

З цього виразу слідує, що спад концентрації неосновних носіїв заряду, обумовлений рекомбінацією, відбувається по експоненціальному закону і визначається величиною L_p , що зветься дифузійною довжиною неосновних носіїв заряду – в даному випадку дірок. Величина L_p – це **середня** відстань, на яку зміщуються нерівноважні дірки при дифузії за час життя.

Одержані висновки справедливі і для нерівноважних електронів, оскільки при рішенні задачі передбачалося виконання електронеутральності, при якій $\Delta p = \Delta n$.

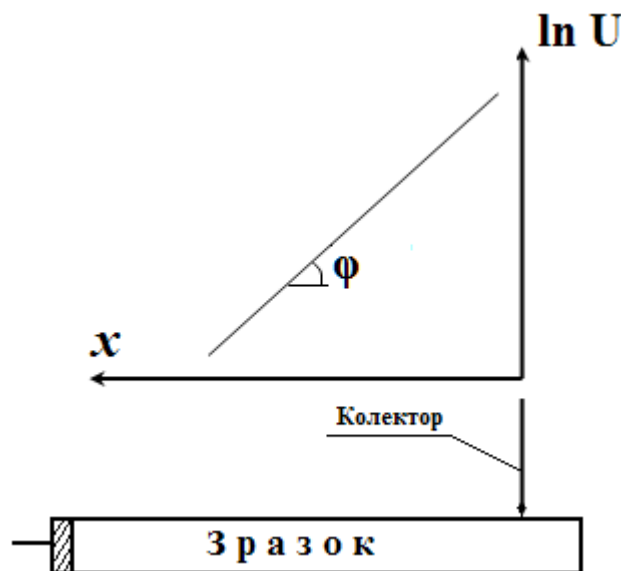


Рис. 7.10. Залежність потенціалу колектора від відстані до освітленої області

Розглянемо тепер випадок, коли $E \neq 0$. При достатньо великих полях, коли $L_E \gg 2L_p^2$, згідно з наближеним розкладанням в ряд Тейлора $\left(\frac{L_E^2}{4L_p^4} + \frac{1}{L_p^2}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{L_E}{2L_p^2} + \frac{1}{L_p}$, одержимо $h = -\frac{1}{L_E}$ і

$$\Delta p = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{x}{L_E}\right) \quad (7.24)$$

Тобто, так само як і у випадку тільки дифузії, надлишкова

концентрація дірок спадає із зростанням x експоненціально, але тепер з постійною спаду L_E , яка називається довжиною затягування – це середня відстань, на яку зміщуються носії заряду за час життя в результаті дифузії і дрейфу.

З розглянутого видно, яким чином можна визначити дифузійну довжину і час життя [згідно з (7.22)] носіїв заряду. Необхідно досліджувати зміну концентрації нерівноважних неосновних носіїв уздовж напівпровідника.

Для цього визначають потенціал зонда, прикладеного в певній точці до зразка залежно від відстані до освітленої області. Чим далі від колектора носії народжуються, тим більша частина їх встигає прорекомбінувати, і концентрація носіїв в місці розташування зонда, а значить і його потенціал, виявляються меншими. Якщо при цьому до зразка прикладено електричне поле, то в напівлогарифмічних координатах, згідно з (7.24), по котангенсу кута нахилу одержаної прямої можна визначити довжину затягування нерівноважних носіїв заряду (рис. 7.10). Знаючи довжину затягування, неважко обчислити дифузійну довжину неосновних носіїв струму. З рівнянь (7.22), (7.23) з урахуванням співвідношення Ейнштейна:

$$\frac{D}{\mu_p} = \frac{e}{kT},$$

$$L_p = \left(L_E \frac{kT}{eE} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

отримаємо

(7.25)

Час життя нерівноважних неосновних носіїв заряду можна визначити по відомій дифузійній довжині з рівняння (7.22) при заданому коефіцієнті дифузії.

7.3.3. Вимірювальна установка і методика експерименту

Установка складається з маніпулятора (рис. 7.11), на якому кріпиться зразок, освітлювача і двигуна з диском. Для того, щоб відділити частину колекторного сигналу, пов'язану з нерівноважними носіями заряду, від постійної складової застосовується імпульсне

освітлення. Світло переривається диском з прорізами, що обертається.

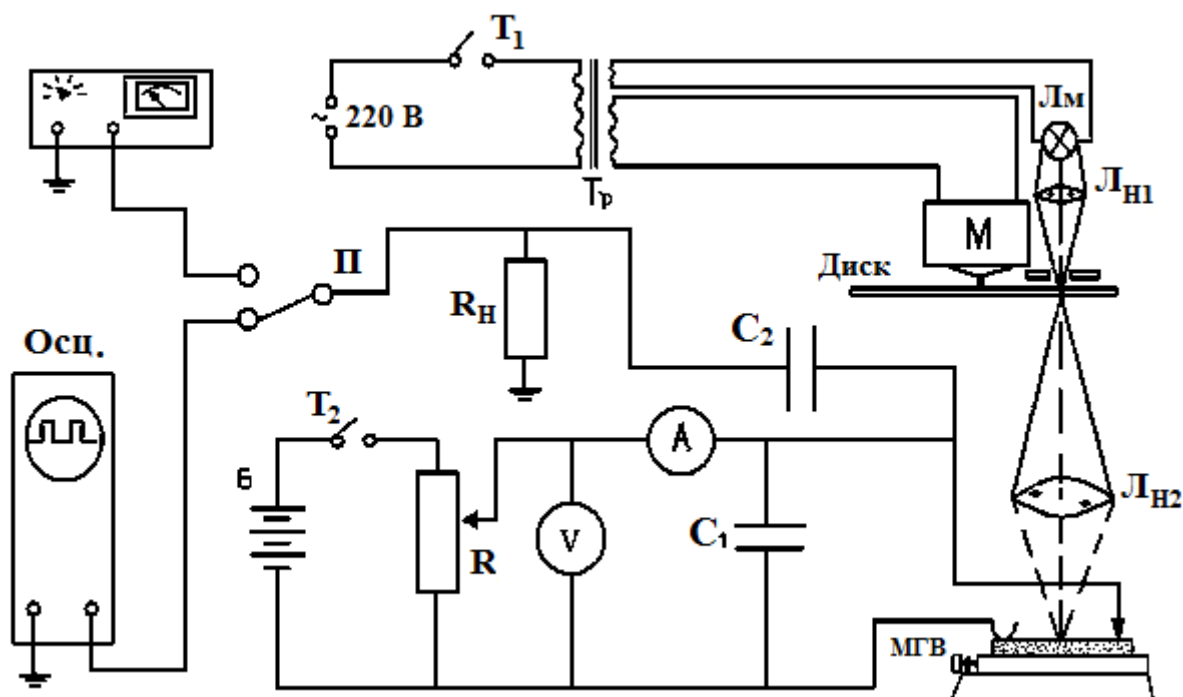


Рис. 7.11. Експериментальна установка для дослідження процесів дифузії і дрейфу неосновних нерівноважних носіїв струму

Частота переривання світла обирається з наступних міркувань. Під час освітлення в зразку повинен встановлюватись рівномірний розподіл неосновних носіїв. За час, коли зразок затемнений, неосновні носії повинні повністю прорекомбінувати. Такі вимоги задовольняються при тривалості освітлення і затемнення, значно перевищуючих час життя нерівноважних носіїв заряду в зразку. Зазвичай достатньо, щоб частота переривання світла складала біля 300 Гц.

Поверхня зразка освітлюється вузьким пучком світла, що йде від лампи Лм через просту оптичну систему у вигляді тонкої смужки, що перетинає верхню грань зразка паралельно його торцям. Така система освітлення зводить рішення задачі дифузії і дрейфу нерівноважних носіїв до одновимірного випадку, розглянутого вище. Зручно при

цьому використовувати стандартний мікроскоп, до окуляра якого прикріплене джерело світла.

Відлік повздовжнього переміщення кристалотримача виконується за допомогою мікрометричного гвинта мікроскопа МГВ барабанного типу, на який, зазвичай, нанесено сто поділок. При повному оберті барабана навколо осі кристал зміщується щодо промінця світла на 1 мм. Крок вимірювань, таким чином, може складати 0,01 мм.

До зразка прикладено зонд з вольфрамового дроту, що слугує колектором. Опір R_n – навантаження колектора, з нього знімається змінна складова колекторного сигналу. Ємність C_2 є фільтром, який не дає проникати постійній складовій напруги до вольтметра.

Зміщення на зразок подається від джерела живлення Б. Ємність C_1 фільтрує змінну складову напруги. Величина зміщення встановлюється за допомогою дільника напруги і реєструється вольтметром змінної напруги.

Питання для самоперевірки

1. Що таке дифузійна довжина носіїв струму? Що таке довжина зтягування? Хто з них більше за величиною?
2. Навіщо в даному методі застосовується імпульсне освітлення? Які вимоги до параметрів цього світла?
3. Як краще змінювати відстань між освітленою областю і колектором – переміщаючи світлову плямочку чи рухаючи зонд?
4. Як, знаючи дифузійну довжину, визначити час життя носіїв струму?
5. Використовувана методика вимірювань дозволяє визначити дифузійну довжину рівноважних чи нерівноважних носіїв заряду? Основних чи неосновних?
6. Навіщо світлову плямочку слід робити гранично вузькою?

7. Чи зміниться довжина зтягування, якщо поміняти полярність прикладеного поля?
8. Щоб не сколоти край зразка, колектор розміщується в його центральній частині. Чи слід робити вимірювання від колектора (максимальний сигнал) до другого контакту, чи відводити світлову плямочку в протилежний бік?
9. Які особливості графіка $U(x)$ на великих відстанях від зонда і в його околиці? Чи зберігається пряма в напівлогарифмічних координатах для цих областей?
10. Зразок освітлюється білим світлом. Чи можна зробити припущення про те, яка дифузійна довжина визначається – для власних носіїв чи домішкових?

7.4. Визначення енергії активації пасток з вимірювань інфрачервоного гасіння фотоструму

7.4.1. Феноменологічний опис ефекту інфрачервоного гасіння фотоструму

Ефектом інфрачервоного гасіння фотоструму називається зменшення величини струму, утвореного вільними носіями, збудженими світлом з області власного поглинання, при дії на зразок додатково довгохвильового (інфрачервоного) підсвічування.

Подібна реакція на освітлення довгохвильовим світлом спостерігається в напівпровідникових кристалах CdS, CdSe і деяких інших.

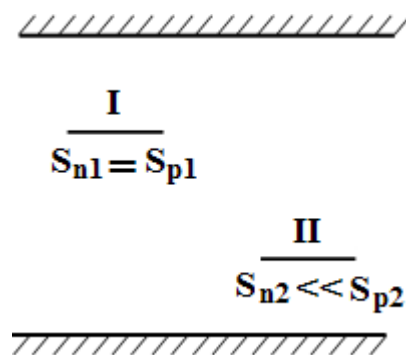


Рис.7.12. Зонна діаграма напівпровідника з двома класами центрів рекомбінації

Вона обумовлена наявністю в них двох типів центрів рекомбінації: рівнів I-го класу – швидких рекомбінаційних центрів або S-центрів (“speed”), у яких ефективні перерізи захоплення для дірок і електронів рівні: $S_{p1} = S_{n1} = 10^{-16} \text{ см}^2$; і рівнів II-го класу – повільних рекомбінаційних центрів або R-центрів (“recombination”), у яких переріз захоплення для дірок того ж порядку, що і у S-центрів: $S_{p2} = 10^{-16} \text{ см}^2$, але переріз захоплення електронів значно менший: $S_{n2} = 10^{-21} \text{ см}^2$. Енергетична схема такого напівпровідника представлена на рис. 7.12.

При освітленні кристала світлом з області власного поглинання утворюються нерівноважні електрони і дірки, які захоплюються центрами I-го і II-го класів і рекомбінують на них (рис. 7.13А). При цьому темп рекомбінації g_1 через центри I-го класу значно більше, ніж через центри II-го класу g_2 , оскільки $S_{n2} \ll S_{n1}$. Стаціонарний рівень фотоструму обумовлюється рекомбінацією через обидва типи центрів.

При освітленні напівпровідника довгохвильовим (інфрачервоним) світлом частина дірок δp , що накопились на центрах повільної рекомбінації, збуджуватимуться у V-зону. Звільнені дірки, взагалі кажучи, мають однакову вірогідність бути захопленими як рекомбінаційними центрами I-го класу, так і центрами II-го класу.

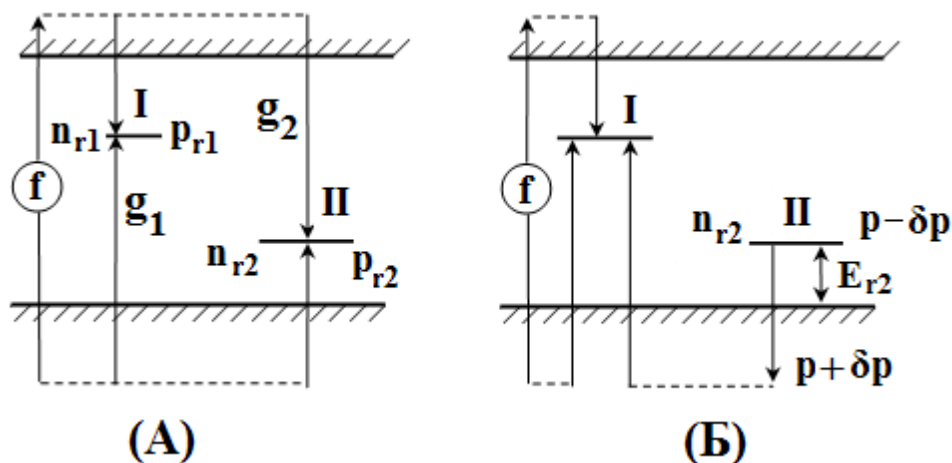


Рис. 7.13. До пояснення ефекту інфрачервоного гасіння фотоструму

Проте, оскільки дія іонізуючого інфрачервоного випромінювання продовжується, процес повторного захоплення на центри повільної рекомбінації виявляється неефективним і дірки переважно потрапляють на центри I-го класу (рис. 7.13Б). В результаті цього інтенсивність рекомбінації через центри I-го класу збільшується, що приводить до зменшення концентрації основних нерівноважних носіїв, а значить і до зменшення фотоструму.

За величину гасіння приймається величина:

$$Q = \frac{I_{\phi}(z) - I_{\phi}(z; \varepsilon)}{I_{\phi}(z)} 100\%,$$

де $I_{\phi}(z)$ – фотострум при дії тільки збуджуючого світла з області власного поглинання, $I_{\phi}(z, \gamma)$, – фотострум при одночасному освітленні зразка збуджуючим світлом і довгохвильовим гасячим підсвічуванням.

Кількість фотозбуджених дірок з центрів II-го класу буде максимальною, коли енергія квантів інфрачервоного світла виявиться рівною енергетичній відстані від цих центрів до стелі валентної зони:

$$\frac{hc}{\lambda_0} = E_{r2}.$$

Це дає можливість, вимірюючи залежність $Q(\lambda)$, по положенню максимуму визначати глибину залягання центрів II-го класу.

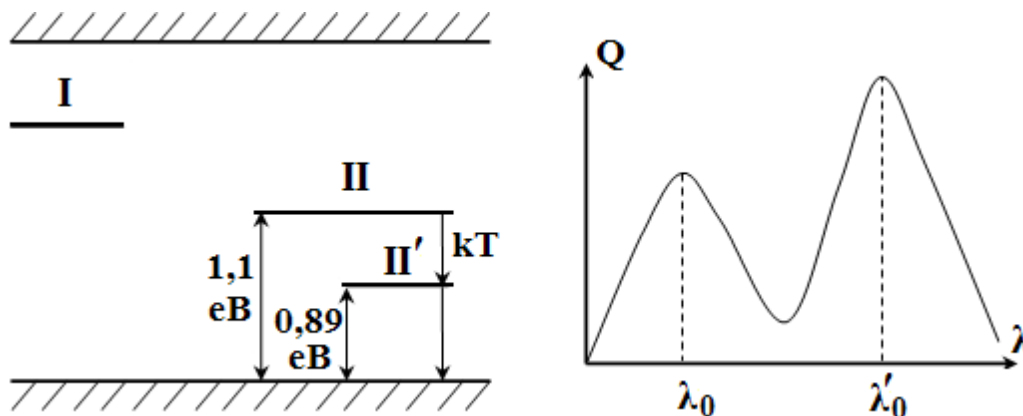


Рис. 7.14. До пояснення існування двох максимумів оптичного гасіння на прикладі сульфіду кадмію

Іноді на кривій гасіння спостерігається не один, а два максимуми. Для сульфіду кадмію максимум гасіння при енергії кванта 0.89 еВ обумовлений додатковим енергетичним рівнем, що відповідає збудженому стану дірки II' (рис. 7.14). При зниженні температури (до -70 °С і нижче) він зникає. Це вказує на те, що в даному випадку в гасінні беруть участь термічні переходи. Дірки з

центрів II-го класу термічно збуджуються на центри II', а потім при поглинанні фотона переводяться у валентну зону.

При підвищенні температури від кімнатної і вище ефект інфрачервоного гасіння фотоструму в зразку зменшується, оскільки дірки дістають можливість термічно звільнитися з центрів II-го класу у валентну зону. Досягши температури порядку 100 °С, ефект оптичного гасіння фотоструму зникає. Процеси, що відбуваються при цьому в напівпровіднику, будуть докладніше розглянуті в розділі 10.5.

Величина оптичного гасіння фотоструму залежить від інтенсивності збуджуючого світла. Починаючи з деяких її значень, ефект гасіння зменшується. Це пояснюється тим, що із збільшенням рівня збудження концентрація вільних електронів – основних носіїв в сульфіді кадмію – настільки зростає, що відносна втрата їх на рекомбінацію у міру надходження дірок на S-центри позначається все менше.

Очевидно, що підвищення інтенсивності гасячої підсвітки збільшує потік дірок з центрів II-го класу з подальшим захопленням їх на центри I-го класу, що приводить до підвищення величини гасіння фотоструму.

7.4.2. Вимірювальна установка і методика експерименту

Принципова схема для вимірювань величини інфрачервоного гасіння при різних інтенсивностях збуджуючого і гасячого світла приведена на рисунку 7.15.

Збудження зразка здійснюється лампою L_{m1} , струм розжарення, а значить і інтенсивність світіння якої, регулюється резистором R_1 . При цьому міліамперметр “mA₁” дозволяє оцінювати по струму розжарення величину інтенсивності світла. Фільтр Φ слугує для виділення з суцільного спектру світіння лампи ділянки, відповідної області власного поглинання для даного зразка.

Довгохвильове підсвічування створюється лампою L_{m2} , струм розжарення якої регулюється потенціометром і контролюється по

міліамперметру “mA₂”. Світловий потік від лампочки потрапляє на зразок через оптичну систему, що складається з фокусуючих лінз і монохроматора подвійного розділення, який дозволяє змінювати довжину хвилі інфрачервоного світла. Ширина вихідної щілини монохроматора обирається таким чином, щоб забезпечити високу роздільну здатність в робочій області спектру з урахуванням великої дисперсії для інфрачервоного світла. Зазвичай значення ширини вихідної щілини обирається біля 0,1-0,15 мм.

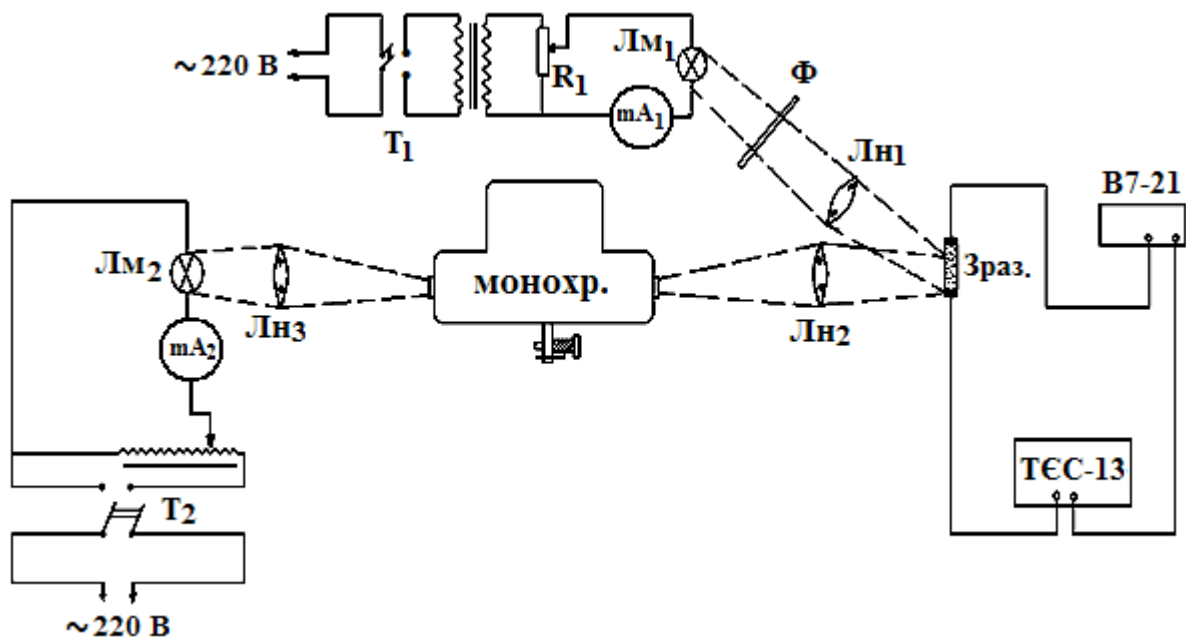


Рис. 7.15. Схема установки для дослідження ефекту інфрачервоного гасіння фотоструму

За допомогою монохроматора можна одержувати монохроматичне світло з різних ділянок спектру, тому перед початком вимірювань необхідно визначити точку відліку. Для цього потрібно зафіксувати фотострум, протікаючий в зразку під дією збуджуючого світла обраної інтенсивності, а потім, обертаючи барабан монохроматора, визначити довжину хвилі, що відповідає початку гасіння. Для напівпровідникових кристалів сульфід кадмію вона зазвичай складає 900-960 нм.

Струм, який протікає через зразок, фіксується цифровим мікроамперметром типу В7-21. Для живлення зразка використовується випрямлена, згладжена і стабілізована напруга.

Для досліджень підбираються дуже чутливі кристали, у яких світлове значення струму I_c набагато перевершує темнове I_t . Тому вимірюване значення струму, зазвичай, співпадає з фотострумом $I_\phi = I_c - I_t \approx I_c$.

7.4.3. Алгоритм визначення значення енергії активації пасток

- I. За допомогою джерела живлення (ТЕС-13) встановити напругу, що прикладається до зразка.
2. По приладу “mA” підібрати необхідну інтенсивність збуджуючого випромінювання. Зафіксувати отримане значення сили струму $I_\phi(z)$. Слід пам'ятати, що при зміні інтенсивності збуджуючого світла величина $I_\phi(z)$ також змінюється. Тому, досліджуючи ефект гасіння при інших рівнях збудження, значення струму $I_\phi(z)$ необхідно вимірювати для них заново.
3. Регулюючи струм розжарення лампи монохроматора, встановити необхідну інтенсивність довгохвильового підсвічування. Вимірювання проводити з довжини хвилі, що відповідає початку гасіння.
4. Змінюючи довжину хвилі гасячого світла, виміряти спектральний розподіл величини гасіння. Вимірювання необхідно виконувати від менших довжин хвиль до більших.
5. По положенню максимумів кривої $Q(\lambda)$ визначити енергетичну глибину залягання рівнів II-го класу.

Питання для самоперевірки

1. У чому полягає механізм інфрачервоного гасіння фотоструму? Які особливості легування кристала його забезпечують?

2. Як залежить величина гасіння від інтенсивності власного і гасячого світла?
3. Чому на графіку $Q(\lambda)$ може спостерігатися два максимуми?
4. Чому з пониженням температури довгохвильовий максимум зникає?
5. Чому короткохвильовий максимум $Q(\lambda)$ нижчий довгохвильового?
6. Як визначити енергії активації R-центрів?
7. Як змінюється гасіння фотоструму при нагріванні кристала?
8. При кімнатній температурі середня енергія фононів 0,025 еВ. Яким чином дірки термічно переводяться з основного на збуджений стан R-центрів, долаючи зазор в 0,2 еВ?
9. Як величина гасіння фотоструму залежить від концентрації R- і S-центрів?
10. Який зарядний стан R- і S-центрів?

7.5. Визначення параметрів напівпровідників з вимірювань температурного гасіння фотоструму

7.5.1. Температурне гасіння фотопровідності

Ефект температурного гасіння фотоструму полягає у тому, що при підвищенні температури, починаючи з деяких її значень, відбувається перехід напівпровідника із стану високої фоточутливості в стан низької фоточутливості.

Механізм цього явища аналогічний розглянутому в розділі 7.4 явищу оптичного гасіння фотоструму і обумовлений наявністю в кристалі двох типів центрів рекомбінації: рівнів I-го і II-го класів, які відрізняються величиною перерізів захоплення для основних носіїв заряду.

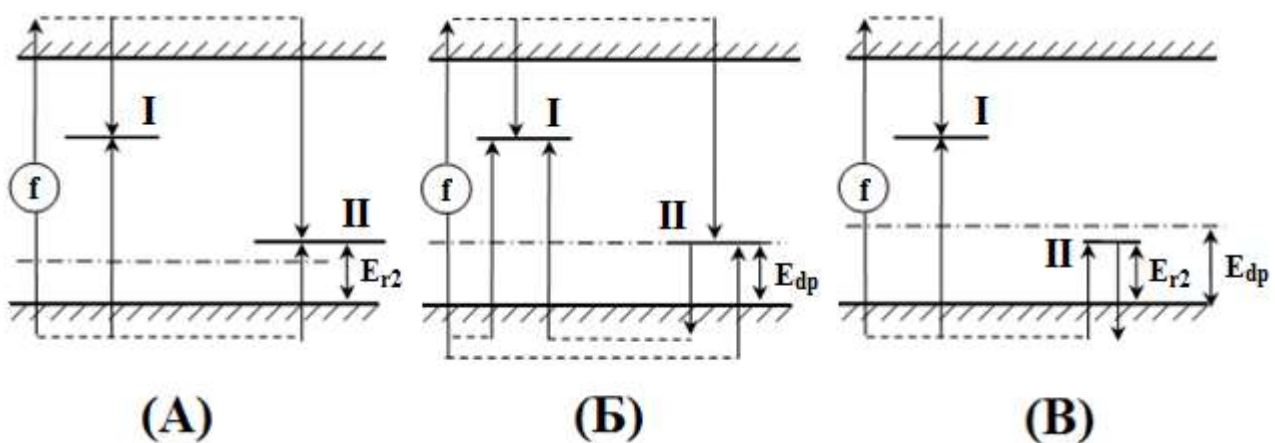


Рис. 7.16. Зонна схема напівпровідника при температурах, обумовлюючих: А) - високу фоточутливість; Б) - перехід від високої фоточутливості до низької; В) - низьку фоточутливість

Розглянемо енергетичну схему напівпровідника, що містить вказані рівні рекомбінації (рис. 7.16). Для визначеності вважатимемо тип провідності електронним.

При освітленні кристала світлом з області власного поглинання утворюються нерівноважні електрони і дірки. Для опису процесів їх рекомбінації на локальних центрах, вводиться поняття демаркаційного рівня. Його роль аналогічна рівню Фермі. Тільки

рівень Фермі визначає ступінь заповнення центрів, а демаркаційний рівень – характер процесів, що відбуваються там. За визначенням, якщо демаркаційний рівень співпадає з енергетичним положенням центру (рис. 7.16Б), то носій має однакову вірогідність як прорекомбінувати на ньому, так і бути просто захопленим як на пастку. Чим вище енергетичне положення центру захоплення над демаркаційним рівнем (рис. 7.16А), тим інтенсивніше на ньому йдуть процеси рекомбінації. Чим глибше центр знаходиться під демаркаційним рівнем (рис. 7.16В), тим з більшою вірогідністю він є центром прилипання.

При малих температурах, коли дірковий демаркаційний рівень проходить нижче за рівні II-го класу (див. рис. 7.16А), тобто $E_{dp} < E_{r2}$, останні є рекомбінаційними центрами. В цьому випадку дірки захоплюються на центри II-го класу і рекомбінують з вільними електронами. Фоточутливість кристала виявляється високою, оскільки це – неефективні центри рекомбінації, $S_{n2} \ll S_{p2}$ (див. попередній розділ).

По мірі підвищення температури дірковий демаркаційний рівень підіймається вгору (розділ 2.4). Коли величина E_{dp} стає рівною E_{r2} (рис. 7.16Б), відбувається перехід рівнів II-го класу з розряду центрів рекомбінації в розряд рівнів прилипання. З цієї миті рекомбінація починає відбуватися більшою мірою через центри I-го класу, тобто час життя електронів зменшується, а фоточутливість спадає. Коли температура досягне такого значення, що виконуватиметься нерівність $E_{dp} > E_{r2}$ (рис. 7.16В), весь рекомбінаційний потік йде через центри I-го класу. Напівпровідник опиняється в низькочутливому стані.

Перехід від високої чутливості до низької можна використовувати для визначення параметрів центрів рекомбінації. Для цього розглянемо детально умову початку температурного гасіння фотоструму. Очевидно, за означенням демаркаційного рівня, фотострум починає зменшуватися із зростанням температури, коли темп рекомбінації електронів провідності з дірками, що знаходяться

на центрах II-го класу стає рівним темпу термічного звільнення дірок з цих центрів (див. розділи 2.4 і 3.8), тобто:

$$n v S_{n2} p_{r2} = p_{r2} v S_{p2} P_V \exp\left(-\frac{E_{r2}}{kT}\right),$$

звідки

$$n = P_V \frac{S_{p2}}{S_{n2}} \exp\left(-\frac{E_{r2}}{kT}\right).$$

Логарифмуючи цей вираз, знаходимо:

$$\ln n = \ln\left(P_V \frac{S_{p2}}{S_{n2}}\right) - \frac{E_{r2}}{kT}. \quad (7.26)$$

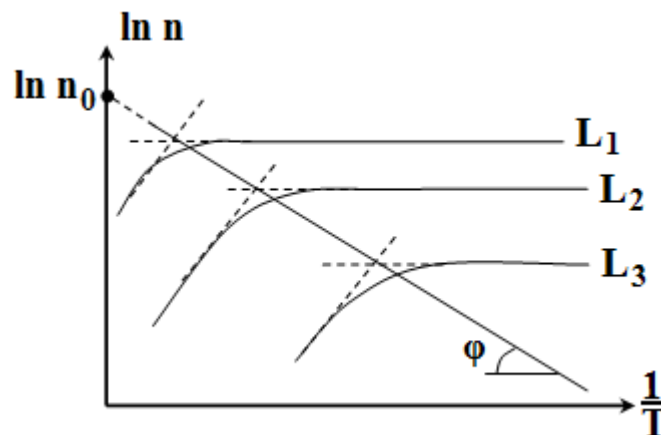


Рис. 7.17. Температурні залежності концентрації нерівноважних носіїв струму, виміряні при різних інтенсивностях збуджуючого світла $L_1 > L_2 > L_3$

Слід виміряти декілька температурних залежностей концентрацій електронів при різних інтенсивностях збуджуючого світла. Потім, по нахилу прямої, проведеної через точки переходу від високої фоточутливості до низької (рис. 7.17), можна визначити енергію активації центрів повільної рекомбінації:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta(\ln n)}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} = \frac{E_{r2}}{k}. \quad (7.27)$$

Екстраполяція прямої (7.26) до перетину з віссю ординат при $\frac{1}{T} = 0$ дає величину S_{p2}/S_{n2} :

$$(\ln n_0)_{\frac{1}{T}=0} = \ln \left(\frac{S_{p2}}{S_{n2}} P_V \right) . \quad (7.28)$$

Концентрація електронів визначається по величині провідності зразка $\sigma = en\mu_n$, де μ_n – рухливість електронів. З урахуванням того, що $\sigma = \frac{1}{R} \frac{l}{S_0}$, де l – довжина кристала, а S_0 – його площа поперечного перерізу, одержуємо величину n :

$$n = \frac{1}{R} \frac{l}{S_0} \frac{1}{e\mu_n} .$$

Або
$$n = \frac{I}{U} \frac{l}{S_0} \frac{1}{e\mu_n} . \quad (7.29)$$

Тут I – сила протікаючого у зразку струму під дією прикладеної напруги U .

7.5.2. Вимірювальна установка

Вимірювання ефекту температурного гасіння здійснюється на установці, принципова схема якої показана на рис. 7.18. Установка включає три гілки – електричну, вакуумну і оптичну.

Досліджуваний зразок поміщається у вакуумній камері ВК на мідній підкладці, в яку вмонтовано нагрівач. Живлення нагрівача здійснюється від мережі змінного струму за допомогою автотрансформатора. Температура кристала контролюється мідь-константановою термопарою T_n , сполученою з гальванометром.

Нагрів зразка може приводити до зміни стану контактів, величини протікаючих поверхневих струмів і т. д. Тому вимірювання температурних залежностей виконується у вакуумі. Розрідження в

камері досягається за допомогою форвакуумного насосу ВН. Вакуумний кран КР слугує для напуску повітря в систему по закінченню вимірювань.

Взагалі кажучи, зміну температури методично правильно виконувати, охолоджуючи зразок. В цьому випадку зменшуються фонові струми. Проте, при цьому виникають труднощі, пов'язані з необхідністю застосування рідкого азоту – складніша конструкція вакуумної камери, глибший вакуум для уникнення утворення інею і т. д. У більшості напівпровідникових речовин (група A^2B^6) ефект температурного гасіння фотоструму спостерігається до 100°C . Це дозволяє вивчати цей ефект в області від кімнатних температур і вище.

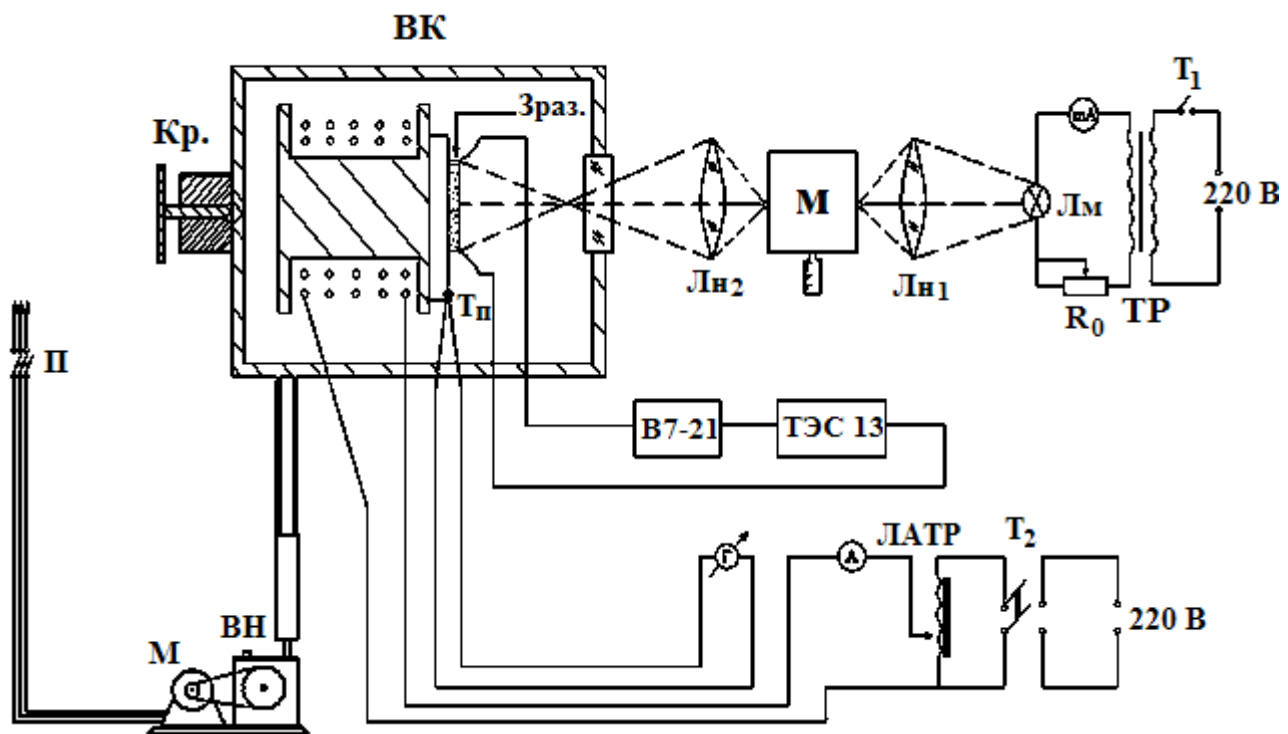


Рис. 7.18. Схема установки для дослідження ефекту температурного гасіння фотопровідності

Струм в зразку фіксується цифровим міліамперметром (наприклад, В7-21). Напруга задається від стабілізованого джерела живлення (наприклад, ТЕС-13).

Освітлення досліджуваного зразка забезпечується оптичною системою, що складається з лампи розжарювання L_m , фокусуючих лінз L_{n1} і L_{n2} і монохроматора M . У живлячому пристрої передбачена можливість зміни сили струму розжарення лампи. Міліамперметр “mA” слугує для контролю розжарення лампочки.

7.5.3. Алгоритм отримання параметрів

1. Закрити кран K_p . Увімкнути вакуумний насос і створити розрідження у вакуумній камері.
2. Увімкнути джерело живлення і цифровий міліамперметр. Перед початком вимірювань необхідно, щоб прилади увійшли до робочого режиму протягом 5-10 хв.
3. Увімкнути струм розжарення лампи монохроматора. Обертаючи барабан монохроматора, добитися, щоб довжина хвилі падаючого світла відповідала власному поглинанню напівпровідника. При цьому протікаючий власний струм максимальний.
4. Увімкнути нагрівач. По мірі розігрівання, визначити зміну з температурою протікаючого в зразку струму при декількох фіксованих освітленнях. Гасіння для кожного з них можна вважати таким, що відбулося, якщо величина струму зменшилася, принаймні, на порядок порівняно з початковою. Обчислити згідно з (7.29) зміну концентрації $n(T)$.
5. Після закінчення циклу вимірювань вимкнути нагрівач і охолодити зразок до кімнатної температури.
6. Вимкнути форвакуумний насос. Напустити повітря у вакуумну систему.
7. Побудувати графіки залежностей $\ln n$ від $1/T$. По нахилу прямої, проведеної через точки переходу напівпровідника із стану високої фоточутливості до низької, визначити енергетичне положення центрів рекомбінації II-го класу згідно з (7.27).
8. Розрахувати відношення перерізів захоплення S_{p2}/S_{n2} , використовуючи співвідношення (7.28). Для знаходження відсічки

$\ln n_0$ на осі ординат при значенні $\frac{1}{T} = 0$, зручно застосувати рівняння прямої: $y=ax+b$. У нашому випадку a – це тангенс нахилу прямої ($a = \frac{dy}{dx}$). Визначаючи в довільній точці прямої значення $y=y_0$ і $x=x_0$, легко знайти величину відсічки b .

Питання для самоперевірки

1. У чому полягає механізм температурного гасіння фотоструму?
2. Які параметри напівпровідника можна визначити, досліджуючи температурне гасіння фотоструму? Як це зробити?
3. Що таке демаркаційний рівень?
4. Як змінюється положення демаркаційного рівня з підвищенням температури?
5. Як змінюється положення демаркаційного рівня з підвищенням інтенсивності власного збудження?
6. Чому по мірі збільшення інтенсивності світла точка зламу графіка $\ln(n)$ зміщується до менших значень $1/T$?
7. Чому на графіку $\ln n (1/T)$ спостерігається тільки один нахил? Яка енергія активації при цьому визначається – основного чи збудженого стану R-центрів (див. Розділ 3.8)?

VIII. ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПІВПРОВІДНИКІВ З ЇХ ОПТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК

8.1. Параметри напівпровідників, визначувані з дослідження форми краю оптичного поглинання

Поглинання світла в напівпровідниках викликає зміни енергетичного стану електронів та іонів решітки. В зв'язку з цим розрізняють чотири основних види оптичного поглинання: власне, домішкове, поглинання вільними носіями та поглинання решіткою.

Власним називають поглинання, зумовлене переходами електронів із валентної зони в зону провідності. Дослідження цього поглинання дозволяють визначити ширину забороненої зони, з'ясувати розташування екстремумів зон в k -просторі тощо.

8.1.1. Правила відбору та типи міжзонних оптичних переходів

Оптичні переходи електронів в кристалі, як і в окремому атомі, мають задовольняти законам збереження енергії та імпульсу. Так фотон, енергія якого дорівнює $\hbar\omega$, а його хвильовий вектор $\vec{q}$ може перевести електрон з початкового стану з енергією E_i до кінцевого стану з енергією E_j , якщо

$$E_j - E_i = \hbar\omega, \quad (8.1)$$

$$\vec{k}_j - \vec{k}_i = \vec{q}, \quad (8.2)$$

де $\vec{k}$ – хвильовий вектор електрона, зв'язаний з квазіімпульсом електрона $\vec{p}$ співвідношенням $\vec{p} = \hbar\vec{k}$.

8.1.1.1. Прямі переходи

Для електромагнітного випромінювання оптичного діапазону хвильовий вектор фотона набагато менший за величиною у

порівнянні з хвильовим вектором електрона. Тому (8.2) можна записати у вигляді:

$$\vec{k}_j = \vec{k}_i . \quad (8.3)$$

Співвідношення (8.3) має назву правила відбору для електронних переходів і вказує, що в процесі взаємодії електрона напівпровідника з фотоном можливі лише такі переходи, при яких хвильовий вектор електрона зберігається. Такі оптичні переходи називаються прямими переходами. На схемі приведених зон вони зображуються вертикальними стрілками (рис. 8.1, перехід 1). Якщо абсолютні екстремуми зон знаходяться при одному і тому ж значенні k (прямоzonні напівпровідники), то межа прямих переходів λ_g визначає ширину забороненої зони E_g згідно з співвідношенням $hc/\lambda_g = E_g$. Область спектру поглинання з боку довжин хвиль, дещо менших ніж λ_g , називається краєм поглинання.

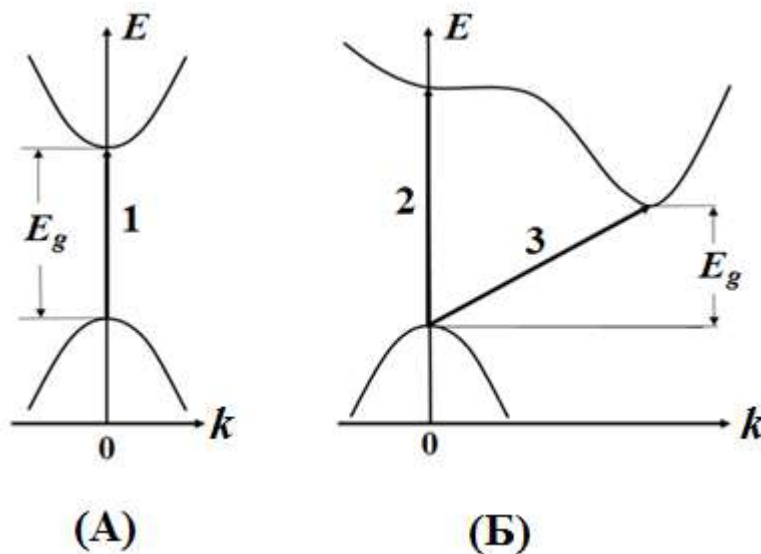


Рис. 8.1. Схема оптичних переходів у прямоzonному (А) та непрямоzonному (Б) напівпровіднику

8.1.1.2. Непрямі переходи

У багатьох напівпровідниках основний мінімум зони провідності та основний максимум валентної зони зсунуті один відносно одного (тобто знаходяться при різних значеннях хвильового вектора $\vec{k}$). Такі напівпровідники називають непрямоzonними. Оскільки найбільш

вірогідними є оптичні переходи між екстремумами зон, то в таких напівпровідниках крім прямих переходів (рис. 8.1, перехід 2) можливі електронні переходи зі зміною хвильового вектора (рис. 8.1, перехід 3), а значить, зі зміною квазіімпульсу електрона. Такі оптичні переходи називають непрямыми. Очевидно, що для забезпечення закону збереження імпульсу в такому переході, крім електрона і фотона, має брати участь ще третя частинка, якою є фонон (квант енергії теплових коливань кристалічної решітки напівпровідника). Отже, при непрямих переходах електронів повинні поглинатись або випромінюватись фонони.

Позначимо через $\vec{p}_i$ та $\vec{p}_j$ квазіімпульси електрона до і після переходу. Тоді збільшення його при переході на величину $\Delta \vec{p} = \vec{p}_j - \vec{p}_i$ повинно супроводжуватися зникненням (поглинанням) фонона з імпульсом $\hbar \vec{\chi} = \Delta \vec{p}$ або появою фонона з імпульсом $\hbar \vec{\chi} = -\Delta \vec{p}$. У першому випадку енергія решітки зменшиться, а в другому збільшиться на величину $\hbar\Omega$, де $\hbar\Omega$ – енергія фонона з хвильовим вектором $\vec{\chi}$. Таким чином, закони збереження енергії та імпульсу для непрямих переходів за участю фонона матимуть вигляд:

$$E_j - E_i \pm \hbar\Omega = \hbar\omega, \quad (8.4)$$

$$\vec{k}_j - \vec{k}_i = \pm \vec{\chi}. \quad (8.5)$$

Якщо мінімум зони провідності зсунутий відносно максимуму валентної зони на величину $\Delta \vec{k}_0$, то відповідно до двох типів непрямих переходів виникає два пороги поглинання:

$$\hbar\omega_{01} = E_g - \hbar\Omega \quad (\text{переходи з поглинанням фонона})$$

$$\hbar\omega_{02} = E_g + \hbar\Omega \quad (\text{переходи з випромінюванням фонона}).$$

Тут $\hbar\Omega$ – енергія фонона з хвильовим вектором $\vec{\chi} = \Delta \vec{k}_0$; E_g – ширина забороненої зони.

8.1.1.3. Дозволені та заборонені переходи

Відомо, що хвильові функції енергетичних станів в зонах побудовані на основі відповідних атомних станів. Тому для оптичних

переходів в кристалі зберігаються правила відбору, відомі з атомної фізики. Ці правила допускають переходи лише між такими станами, хвильові функції котрих мають протилежну симетрію (або парність). Такі переходи називають дозволеними.

Якщо ж хвильові функції початкових і кінцевих станів в зонах мають однакову симетрію, то такі переходи відбуватися не можуть. Однак, така заборона не є абсолютною, оскільки хвильові функції станів не завжди мають чітко виражений тип симетрії. Оптичні переходи, які виникають в такому випадку, називають забороненими.

8.1.2. Форма краю поглинання для прямих переходів

Поглинання паралельного монохроматичного пучка світла, що падає перпендикулярно на однорідний шар напівпровідника товщиною d , описується законом Бугера-Ламберта

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha d} . \quad (8.6)$$

Тут I_0 – інтенсивність падаючого пучка, I – інтенсивність пучка, що пройшов крізь шар, α – коефіцієнт поглинання. Згідно з (8.6), коефіцієнт поглинання α дорівнює оберненій довжині вільного пробігу фотона l_ϕ :

$$\alpha = \frac{1}{l_\phi} . \quad (8.7)$$

У свою чергу, l_ϕ визначається як добуток часу життя фотона τ та його швидкості $v_\phi = c/n$ в даному напівпровіднику:

$$l_\phi = \tau v_\phi = \tau \cdot c/n . \quad (8.8)$$

Тут c – швидкість світла у вакуумі; n – коефіцієнт заломлення світла в напівпровіднику. Очевидно, що

$$\frac{1}{\tau} = g(\hbar\omega) \quad (8.9)$$

є ймовірність поглинання фотона (з даною енергією $\hbar\omega$) за одиницю часу. Об'єднуючи (8.7) – (8.9), маємо:

$$\alpha(\hbar\omega) = g(\hbar\omega) \cdot \frac{n}{c} . \quad (8.10)$$

Для випадку сферичної симетрії енергетичних зон в напівпровіднику неважко показати, що

$$g(\hbar\omega) = A \cdot P(\hbar\omega) \cdot (\hbar\omega - E_g)^{1/2} . \quad (8.11)$$

Тут $P(\hbar\omega)$ – ймовірність переходу електрона з валентної зони в зону провідності внаслідок взаємодії з фотоном. Величина A – константа для даного напівпровідника: $A = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} (m_r)^{3/2}$; m_r – приведена маса електрона і дірки, яка визначається співвідношенням: $1/m_r = 1/m_n + 1/m_p$. Об'єднавши (8.10) і (8.11), отримаємо:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{n}{c} A \cdot P(\hbar\omega) \cdot (\hbar\omega - E_g)^{1/2} .$$

Для **прямих дозволених** переходів (із збереженням квазіімпульсу електрона) ймовірність переходів електронів $P(\hbar\omega)$ не залежить від енергії фотона. Тому

$$\alpha(\hbar\omega) = \text{const} \cdot (\hbar\omega - E_g)^{1/2} .$$

Для **прямих заборонених** переходів, як показують розрахунки, ймовірність $P(\hbar\omega)$ прямопропорційна квадратові модуля хвильового вектора k^2 .

Оскільки
$$k^2 = \frac{2m_r}{\hbar^2} (\hbar\omega - E_g),$$

то для коефіцієнта поглинання маємо результат:

$$\alpha(\hbar\omega) = \text{const} \cdot (\hbar\omega - E_g)^{3/2} .$$

8.1.3. Форма краю поглинання для непрямих переходів

Непрямий перехід $E_i \rightarrow E_j$ (рис. 8.2) можна розглядати як двоступеневий процес: спочатку електрон виконує прямий перехід із стану E_i в проміжний стан E_0 зони провідності (перехід 1), а потім

переходить в кінцевий стан E_j , випромінюючи або поглинаючи фонон з хвильовим вектором $\vec{\chi} = \Delta \vec{k}_0 = (\vec{k}_j - \vec{k}_i)$ (перехід 2). При цьому час життя електрона в проміжному стані E_0 дуже малий, а закон збереження енергії виконується для всього переходу в цілому.

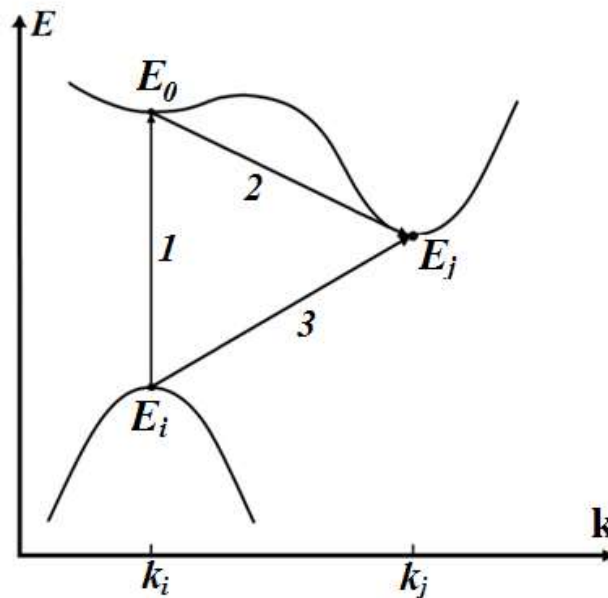


Рис. 8.2. Схема непрямого оптичного переходу

Форма краю поглинання для *непрямих дозволених* переходів описується виразом

$$\alpha(\hbar\omega) = \text{const} \cdot (\hbar\omega - E_g \pm \hbar\Omega)^2 .$$

Тут знак “+” відповідає поглинанню фонуна, знак “—” випромінюванню фонуна. Оскільки енергію фонуна $\hbar\Omega$ можна вважати постійною величиною і крім того $\hbar\Omega$ набагато менша у порівнянні з E_g , то основною ознакою непрямих дозволених переходів можна вважати залежність типу:

$$\alpha(\hbar\omega) \sim (\hbar\omega - E_g)^2 . \quad (8.12)$$

Якщо перехід до проміжкового стану (перехід 1, рис. 8.2) є *забороненим*, то вираз (8.12) набуває вигляду

$$\alpha(\hbar\omega) \sim (\hbar\omega - E_g)^3 .$$

8.1.4. Методика аналізу форми краю поглинання

Поглинання в області краю може бути обумовленим будь-яким із чотирьох типів переходів. Його можна описати загальною формулою

$$\alpha(\hbar\omega) = A (\hbar\omega - E_g)^s, \quad (8.13)$$

в котрій множник A не залежить від частоти, а показник ступеню s може приймати одне із значень: $s = 2; 3; 1/2; 3/2$. Тому аналіз форми краю смуги поглинання зводиться до пошуку таких значень E_g і s , при яких вираз (8.13) найбільш точно описував би отриману експериментально криву поглинання. Очевидно, безпосереднє застосування формули (8.13) висуває труднощі, оскільки вона містить невідомі параметри. Однак, ці труднощі вдається подолати за допомогою прийому лінеаризації кривих.

З цією метою запишемо формулу (8.13) в наступному вигляді:

$$\alpha^{1/s}(\hbar\omega) = A^{1/s} (\hbar\omega - E_g). \quad (8.14)$$

Якщо тепер на осі ординат відкладати $\alpha^{1/s}$, а на осі абсцис $\hbar\omega$, то при одному із вказаних вище значень s експериментальні точки мають утворити пряму лінію. Вона перетинатиме вісь абсцис в точці $\hbar\omega_0 = E_g$. При цьому для малих значень α можливі відхилення від лінійної залежності із-за ефектів, не пов'язаних з власним поглинанням. В такому разі для визначення E_g користуються екстраполяцією лінійної ділянки залежності $\alpha^{1/s}(\hbar\omega)$ на вісь енергій.

Найбільш прямим способом експериментального визначення α є вимірювання коефіцієнта пропускання T досліджуваного зразка. Скориставшись (8.6), запишемо:

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \frac{I_0}{I} = \frac{1}{d} \ln \frac{1}{T} = \frac{2,3}{d} D, \quad (8.15)$$

де $D = \lg \frac{I_0}{I}$ – означає оптичну густину поглинання. Очевидно, що при аналізі форми краю поглинання важливо знати лише спектральну

залежність коефіцієнта поглинання, а не його величину. Тому замість (8.14) достатньо обмежитись дослідженням спектру $D(\hbar\omega)$.

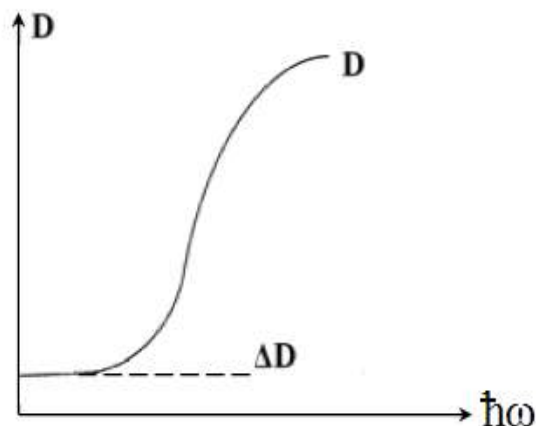


Рис. 8.3. Спектральна залежність оптичної густини поглинання

Якщо досліджуваним зразком є напівпровідникова плівка, нанесена на прозору підкладку, то під I розуміють інтенсивність світлового пучка, що пройшов крізь плівку, а під I_0 – інтенсивність світлового пучка, який пройшов крізь підкладку. Як це видно з (8.14, 8.15), при енергіях фотонів $\hbar\omega < E_g$ оптична густина поглинання має дорівнювати нулю. Однак, на експериментальних залежностях $D(\hbar\omega)$ в зазначеній області енергій вона іноді відмінна від нуля (рис. 8.3). Це неначе “додаткове” поглинання ΔD зумовлено втратами світлової енергії при відбиванні на межах поділу повітря–плівка та плівка–підкладка. Відомо, що поблизу краю поглинання коефіцієнти відбивання мало залежать від енергії фотонів. Тому величину ΔD при $\hbar\omega \geq E_g$ можна знайти екстраполяцією, як показано на рис. 8.3. Тепер форму краю можна досліджувати по характеру залежностей типу:

$$D_0^{1/s} = (D - \Delta D)^{1/s} = f(\hbar\omega).$$

8.1.5. Алгоритм знаходження значення ширини забороненої зони

1. Виміряти спектр оптичної густини D в робочому інтервалі енергій.
2. Побудувати графік залежності $D(\hbar\omega)$ по типу рис. 8.3 та обчислити з нього значення D_0 .

3. Обчислити значення $D_0^{1/s}$ для $s = 2; 3; 1/2; 3/2$ та побудувати графіки залежностей $D_0^{1/s} = f(\hbar\omega)$.
4. Встановити, при якому значенні s експериментальні точки найкращим чином вкладаються на пряму лінію та встановити тип оптичних переходів.
5. Визначити ширину забороненої зони напівпровідника.

Питання для самоперевірки

1. Назвіть типи оптичного поглинання.
2. Які енергетичні переходи носіїв заряду реалізуються при власному поглинанні?
3. Які існують правила відбору та типи міжзонних оптичних переходів?
4. Як визначається ширина забороненої зони для прямих і непрямих оптичних переходів?
5. Який напівпровідник називається непрямозонним?
6. Як відрізняються пороги поглинання для оптичних переходів з поглинанням фонону і випромінюванням фонону?
7. Що таке заборонені оптичні переходи?
8. Запишіть закон Бугера–Ламберта.
9. Як виглядає форма краю оптичного поглинання для прямих і непрямих оптичних переходів носіїв заряду?
10. Як визначити ширину забороненої зони по спектральній залежності оптичної густини поглинання?

8.2. Дослідження дисперсії світла в напівпровідниках інтерференційними методами

Оптичні властивості напівпровідників описуються, як відомо, показниками заломлення n та поглинання ζ . Для визначення цих констант застосовуються, зазвичай, дві групи методів, які передбачають вимірювання у світлі, що проходить крізь напівпровідник, та у світлі, що дзеркально відбивається від поверхні напівпровідника. Методи відбивання, у свою чергу, досить різноманітні і поділяються на три види: а) поляриметричні, засновані на аналізі поляризації відбитих променів; б) методи, засновані на вимірюванні коефіцієнта нормального відбиття; в) інтерференційні методи. Вибір того чи іншого методу залежить від величини поглинання зразка, його виду, характеру дисперсії тощо.

В даній роботі розглянуто деякі із інтерференційних методів вимірювання дисперсії, придатні для області слабого поглинання напівпровідника.

8.2.1. Інтерференційні методи вимірювання дисперсії

Для застосування цих методів необхідно мати тонкий шар напівпровідника, нанесений на підкладку.

Коли на нього падатиме паралельний пучок світла (1–1') (рис. 8.4), то він частково відіб'ється від межі поділу повітря-напівпровідник (2), решта пройде всередину (3) та знову відіб'ється від межі поділу напівпровідник-підкладка. Пройшовши в зворотному напрямку шар напівпровідника (4), світловий промінь на виході з нього (5) зустрічається з променем, відбитим від першої межі поділу (6), де відбуватиметься їх інтерференція. Відбиті промені будуть взаємно підсилювати один одного, якщо їх різниця ходу:

$$2dn \cos r + (\delta_R + \delta_T) \frac{\lambda}{2\pi} = k\lambda, \quad (8.16)$$

та взаємно послаблювати один одного, якщо:

$$2dn \cos r + (\delta_R + \delta_T) \frac{\lambda}{2\pi} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} . \quad (8.17)$$

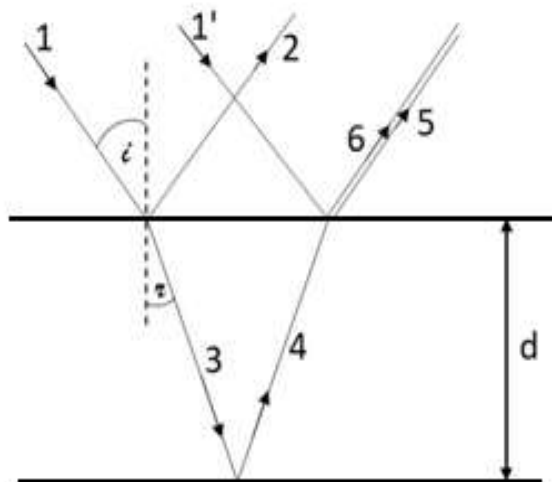


Рис. 8.4. Заломлення та відбиття променів в плоскопаралельному шарі напівпровідника

Тут δ_R і δ_T означають фазові зсуви на межах поділу; d – товщина плівки; n – показник заломлення; λ – довжина хвилі падаючого світла; $k = 1, 2, 3, \dots$

Таким чином, якщо відбите від тонкої плівки світло розкласти в спектр, то виявляється ряд інтерференційних смуг. Їх розташування та інтенсивність в загальному випадку залежать від величини фазових зсувів, коефіцієнтів відбиття на межах поділу, величини поглинання. Так, із збільшенням товщини шару d максимуми і мінімуми відбиття розташовуються все тісніше і нарешті зникають. Відстань між екстремумами також зменшується при зменшенні довжини хвилі, при цьому зменшується також амплітуда осциляцій коефіцієнта відбиття R (рис. 8.5). При наближенні довжини хвилі до області сильного поглинання контрастність інтерференційної картини різко зменшується і, нарешті, вона стає зовсім невидимою.

Ці закономірності в спектрах пропускання і відбиття можна прослідкувати на рис. 8.5, де наведено експериментальні результати

для плівки CdS на скляній підкладці. Сильне поглинання при $\lambda \sim 500$ нм обумовлене переходами електронів з валентної зони в зону провідності (власне поглинання). Аналіз інтерференційної картини, що виникає у відбитому світлі, дозволяє визначити показник заломлення n та його спектральну залежність.

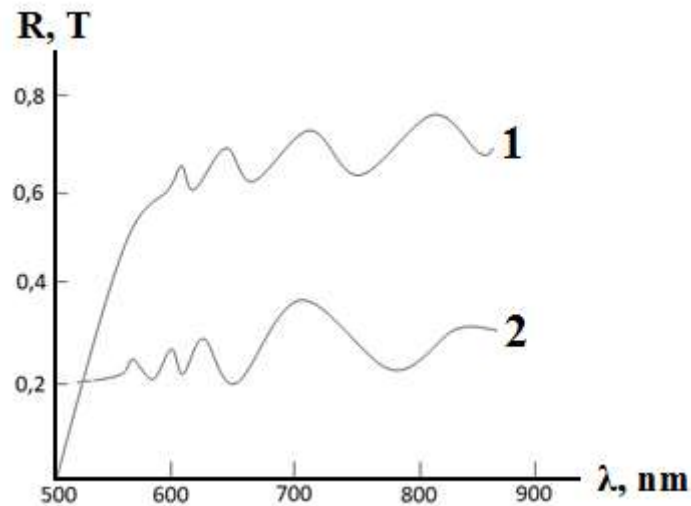


Рис. 8.5. Спектри пропускання (1) та відбивання (2) плівки сульфїду кадмїю

8.2.2. Визначення показника заломлення плівки по спектральному розташуванню екстремумів у відбитому світлі

Для шару напівпровідника на прозорій підкладці в співвідношеннях (8.16) і (8.17) можна вважати $\delta_R = \pi$ і $\delta_T = 0$. Тоді, якщо світло падає майже нормально до поверхні плівки ($\cos r \approx 1$), умови максимумів і мінімумів у спектрі відбиття набувають вигляду:

$$2dn = \frac{2k-1}{2} \lambda_{\max}, \quad (8.18)$$

$$2dn = k \lambda_{\min}. \quad (8.19)$$

Будь-яка з цих умов може бути використана для визначення n , якщо з попередніх вимірювань відома товщина плівки d . Труднощі полягають в тому, що невідомим є порядок інтерференційних смуг k . Ці труднощі можна обійти, якщо вимірювати довжини хвиль λ_k і λ_{k+1} двох сусідніх мінімумів (чи максимумів). Якщо вважати

$n(\lambda_k) \approx n(\lambda_{k+1}) \approx \bar{n}$, то з (8.19) або з (8.18), виключаючи k , отримаємо деяке середнє значення показника заломлення $\bar{n}$ для інтервалу довжин хвиль від λ_k до λ_{k+1} :

$$\bar{n} = \frac{\lambda_k \lambda_{k+1}}{2d(\lambda_k - \lambda_{k+1})}.$$

Такий спосіб доцільно застосовувати в області слабкої дисперсії або у випадку досить товстих шарів, коли відстань між мінімумами відбивання мала.

Більш точний метод полягає не у виключенні k , а у визначенні порядків інтерференції k . З цією метою використовують довжини хвиль $\lambda_{\max}$ і $\lambda_{\min}$ сусідніх максимумів і мінімумів з однаковим значенням k . Якщо від (8.19) відняти (8.18) то отримаємо:

$$k = \frac{\lambda_{\max}}{2(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})} + \frac{2d(n_1 - n_2)}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}, \quad (8.20)$$

де n_1 і n_2 – показники заломлення для $\lambda_{\max}$ і $\lambda_{\min}$. При нормальному ході дисперсії ($n_1 < n_2$) другий доданок в (8.20) буде від'ємним, а його величина може змінюватись в широких, взагалі кажучи, межах. Якщо вона залишається меншою одиниці, то порядок інтерференції k слід

обирати як найближче до відношення $\frac{\lambda_{\max}}{2(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})}$ ціле число, причому менше, ніж це відношення. В протилежному разі знайдене таким способом значення k буде просто помилковим. Тому величину k , зазвичай, обчислюють тільки для однієї найбільш довгохвильової пари екстремумів, коли ще можна вважати $n(\lambda) \approx \text{const}$. Порядки інтерференції для сусідніх пар екстремумів знаходять простою зміною k на 1, 2, 3, ... Визначивши величину k , можна за допомогою (8.18) і (8.19) обчислити показник заломлення для всіх екстремумів R , тобто отримати криву дисперсії.

Відносний хід показника заломлення легко визначити навіть в тому випадку, коли товщина плівки невідома. Для цього достатньо обчислити та побудувати графік залежності $2dn = f(\lambda)$.

8.2.3. Визначення показника заломлення методом “клину”

Показник заломлення можна визначити також по інтерференційній картині, яку дає відбитий від клиноподібного шару монохроматичний пучок світла. Розподіл інтенсивності в такій картині визначається умовами:

$$2d_1n_1 + \frac{\delta\lambda}{2\pi} = k\lambda \quad \text{та} \quad 2d_2n_2 + \frac{\delta\lambda}{2\pi} = (k + \frac{1}{2})\lambda, \quad (8.21)$$

де d_1 і d_2 – товщини клину в місцях k -го максимуму і мінімуму для даної довжини хвилі λ ; δ – сумарний зсув фаз на межах шару.

Якщо припустити, що для d_1 і d_2 фазовий зсув однаковий (у випадку товстих шарів таке припущення є цілком оправданим), то з (8.21) можна знайти середнє значення показника заломлення $\bar{n}$ в даному інтервалі товщин:

$$\bar{n} = \frac{\lambda}{4(d_{\min} - d_{\max})}.$$

Таким чином, якщо розподіл товщин вздовж клину відомий, то описаним вище методом можна визначити абсолютні значення показника заломлення для будь-якої довжини хвилі.

На завершення зазначимо, що для типових напівпровідників ($n \approx 2-3$) інтерференційна картина проявляється досить чітко при товщинах клину біля 1 мкм. Іноді для підсилення контрастності доцільно наносити шар напівпровідника на скло, попередньо вкрите товстою плівкою алюмінію або срібла.

8.2.4. Методика та порядок вимірювань

8.2.4.1. Визначення показника заломлення плівок по спектральному положенню екстремумів у відбитому світлі

Для визначення коефіцієнта відбиття R необхідно виміряти інтенсивність падаючого пучка I_0 та пучка I , що відбився від плівки. Однак, вимірювання абсолютного коефіцієнта R пов'язане з низкою експериментальних труднощів. Набагато зручніше визначати

відносний коефіцієнт відбиття. Його знаходять, порівнюючи відбиття від плівки I_R з відбиттям I_{0R} від деякого еталона. Таким еталоном може слугувати поверхня скла, коефіцієнт відбиття R_0 якого у видимій області постійний і дорівнює 0,04. В зв'язку з цим плоскопаралельний шар напівпровідника наносять на частину скляної пластинки. Зразок розташовують на шляху пучка світла, яке виходить з монохроматора під невеликим кутом до нього. При пересуванні зразка пучок світла по черзі попадає на плівку або на частину скляної пластинки, вільної від плівки. Відбитий промінь реєструється фотоелементом (фотопомножувачем), який встановлено перед зразком. Інтенсивність відбитого пучка при цьому прямопропорційна силі фотоструму, який вимірюється гальванометром.

Алгоритм вимірювання та обробки результатів

1. Виміряти інтенсивності відбитого світла I_R та I_{0R} в робочій області довжин хвиль з інтервалом через 10 – 20 нм.
2. Обчислити коефіцієнт відбиття шару за формулою:

$$R = R_0 \frac{I_R}{I_{R0}}, \quad \text{де } R_0 = 0,04.$$

3. Побудувати спектр відбиття $R(\lambda)$ і, скориставшись умовою (8.20), знайти порядки інтерференції смуг k .
4. Виміряти товщину плівки d (наприклад, за допомогою мікроінтерферометра М-П-4).
5. Обчислити показник заломлення для кожного мінімуму і максимуму та побудувати криву дисперсії.
6. Проаналізувати відносну зміну $n(\lambda)$ в досліджуваній області довжин хвиль.

8.2.4.2. Визначення показника заломлення методом “клину”

На скляну підкладку (10x2 см) методом термічного напилення у високому вакуумі нанести похилий клин напівпровідника, на якому

видно 2–3 інтерференційні смуги. У кількох місцях на клині паралельно до його ребра у вигляді подряпин зробити реперні штрихи для вимірювання профілю клина на мікроінтерферометрі. Пучок білого світла, зфокусований у формі вузької смужки (на практиці зручно 5х0,5 мм), подати на клин. Відбитий пучок зфокусувати на вхідну щілину монохроматора. За допомогою препаратопровідителя клин повинен мати можливість переміщатися відносно падаючого пучка.

Переміщуючи клин препаратопровідителем, виміряти коефіцієнт відбиття (у відносних одиницях) для різних точок поверхні клина, фіксованих відносно реперних штрихів. Треба попередньо мати графік розподілу товщини в клині.

Алгоритм вимірювання та обробки результатів

1. Встановити робочу довжину хвилі та обрати ширину вхідної і вихідної щілин монохроматора.

2. Виміряти залежність інтенсивності відбитого світла від товщини клину через кожні 2–3 мм шкали препаратопровідця та подати її у вигляді графіка. Знайти товщини клину у місцях інтерференційних максимумів і мінімумів та обчислити показник заломлення для кожної пари екстремумів. Отримані результати необхідно усереднити.

3. Аналогічні вимірювання та розрахунки виконати для декількох довжин хвиль.

4. Побудувати криву дисперсії напівпровідника $n(\lambda)$.

Питання для самоперевірки

1. За якої умови відбиті промені світла будуть підсилювати один одного? За якої умови послаблювати?
2. Як товщина шару плівки позначається на щільності, спектрах пропускання та відбивання світла?

3. Як визначити показник заломлення плівки по спектральному розташуванню екстремумів у відбитому світлі?
4. Що таке порядок інтерференції k ?
5. У чому полягає метод “клину”?
6. Чому коефіцієнт відбиття R в мінімумах не перетворюється в нуль?
7. Як будуть відрізнятися один від одного інтерференційні картини відбиття від клину для двох різних довжин хвиль?
8. Який фізичний зміст показника заломлення?
9. Порівняйте криві дисперсії двох напівпровідників, що відрізняються тільки шириною забороненої зони.

ІХ. ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПІВПРОВІДНИКІВ ЗА ЇХ ЛЮМІНЕСЦЕНТНИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

9.1. Дослідження термостимульованої люмінесценції

Люмінесцентне світіння, що виникає в результаті розігрівання попередньо збудженого кристалофосфору, називають термостимульованою люмінесценцією (ТСЛ).

9.1.1. Схема електронно-діркових переходів

Для пояснення термостимульованої люмінесценції розглянемо зонну схему напівпровідника (рис. 9.1), що містить рівень центру світіння (R) і пастки.

В процесі збудження зразка при низькій температурі T_0 (перехід 1) відбувається накопичення електронів на пастках (перехід 2) і дірок на центрах світіння (перехід 3). При цьому частина носіїв струму випромінювально рекомбінує на центрах світіння (перехід 5), обумовлюючи фотолюмінесценцію. Особливостям цього процесу – фотолюмінесценції – присвячено наступний розділ 9.2.

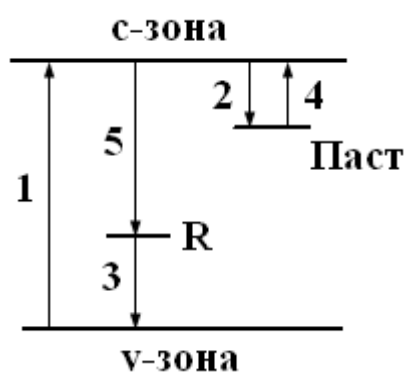


Рис. 9.1. Зонна схема кристалофосфора

Температура T_0 повинна бути такою, щоб процеси вивільнення електронів з пасток були незначні в порівнянні з їх захопленням. Через час, коли заповнення локальних рівнів стане істотним, збудження кристалофосфора припиняється. В подальшому

здійснюється розігрівання зразка. Зазвичай швидкість нагріву (β_0) обирається постійною, тобто закон зміни температури має вигляд:

$$T = T_0 + \beta_0 t. \quad (9.1)$$

В процесі нагрівання кристалофосфора зростає вірогідність $W_T(T)$ вивільнення електронів з пасток (перехід 4), оскільки $W_T = W_0 \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right)$, де E_n – енергія активації пасток, W_0 – постійна величина. Вільні електрони можуть рекомбінувати на центрах світіння (перехід 5), обумовлюючи тим самим ТСЛ. Крім того, вільні електрони можуть повторно захоплюватись на пастки (перехід 2), зтягаючи процес вивільнення світлосуми n_t . Зазвичай передбачається, що енергія активації центрів світіння істотно більше енергії активації пасток, що виключає можливість переходу дірок з центрів світіння у валентну зону в процесі термостимульованої люмінесценції.

Спектр ТСЛ є залежністю інтенсивності випромінювання від температури зразка $I(T)$. В умовах ТСЛ визначальну роль виконують електронно-діркові переходи 2,4,5, показані на рис. 9.1. Рівняння кінетики приймають вигляд

$$\frac{dp_r}{dt} = -\gamma p_r, \quad (9.2)$$

$$\frac{dn_t}{dt} = \gamma_n n N_n - W_T n_t, \quad (9.3)$$

$$n_t = p_r. \quad (9.4)$$

Тут γ – коефіцієнт рекомбінації, γ_n – коефіцієнт захоплення електронів на пастки, W_T – вірогідність термічного вивільнення електронів з пасток, n – концентрація вільних електронів, n_t , p_r – концентрація електронів на пастках і дірок на центрах світіння відповідно, N_n – концентрація пасток, за умови, що $N_n \gg n_t$.

З урахуванням того, що час життя вільних носіїв малий в порівнянні з часом локалізації носіїв, кількість переходів 4 електронів в зону провідності дорівнює сумі кількості зворотних переходів 2 і 5,

тобто має місце рівність: $W_T n_t = \gamma_n n N_n + \gamma n p_r$. Звідси визначимо концентрацію вільних електронів

$$n = \frac{W_T n_t}{\gamma p_r + \gamma_n N_n}. \quad (9.5)$$

З урахуванням (9.4) і (9.5), рівняння (9.2) приймає вигляд

$$\frac{dp_r}{dt} = - \frac{\gamma W_T}{\gamma p_r + \gamma_n N_n} p_r^2. \quad (9.6)$$

В умовах ТСЛ концентрація дірок на центрах світіння є функцією двох змінних – часу і температури. Тому залежність $I(T)$ може бути визначена таким чином: $I(T) = \left| \frac{dp_r}{dt} \right| = \left| \frac{dp_r}{dT} \right| \cdot \left| \frac{dT}{dt} \right|$, або, враховуючи рівняння (9.1),

$$I(T) = \beta_o \cdot \left| \frac{dp_r}{dT} \right|. \quad (9.7)$$

Для розрахунку спектру ТСЛ визначимо функцію $p_r(T)$. Для цього рівняння (9.6) перетворимо до вигляду:

$$\frac{dp_r}{dT} = -\beta_o^{-1} \frac{\gamma W_T}{\gamma p_r + \gamma_n N_n} p_r^2. \quad (9.8)$$

Визначення залежності $p_r(T)$ можливе в двох граничних випадках, коли співвідношення (9.8) спрощується. Якщо $\gamma p_r \gg \gamma_n N_n$, тобто переважають процеси випромінювальної рекомбінації, то має місце лінійна кінетика ТСЛ. Якщо ж $\gamma p_r \ll \gamma_n N_n$, тобто вільні електрони переважно захоплюються на пастки, то має місце квадратична кінетика ТСЛ.

Надалі розглядатимемо наближення квадратичної кінетики ТСЛ, в більшій мірі характерне для напівпровідників групи A_2B_6 . У такому наближенні співвідношення (9.8) прийме вигляд

$$\frac{dp_r}{dT} = - \frac{\gamma W_o \exp(-\frac{E_n}{kT})}{\beta_o \gamma_n N_n} p_r^2. \quad (9.9)$$

В результаті інтегрування отримаємо:

$$p_r = p_{ro} \left[1 + \frac{\gamma W_o p_{ro}}{\beta_o \gamma_n N_n} \int_{T_o}^T \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) dt \right]^{-1}. \quad (9.10)$$

Тоді, згідно з (9.7), спектр ТСЛ для квадратичної кінетики:

$$I(T) = \frac{I_o \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right)}{\left[1 + C \int_{T_o}^T \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) dT \right]^2}, \quad (9.11)$$

де: $C = \frac{\gamma W_o p_{ro}}{\beta_o \gamma_n N_n}$ – постійна величина, що має розмірність “1/град”;

$I_o = \beta_o p_{ro} C$ – постійна, що має розмірність “м⁻³·с⁻¹”.

Для розрахунку спектру ТСЛ необхідно визначити величини E_n , C і здійснити чисельне інтегрування в (9.11). При цьому абсолютна величина сталої не впливає на характер функції $I(T)$ і спектри ТСЛ нормують [поточні значення функції $I(T)$ ділять на її максимальне значення при $T = T_{\max}$].

Припустимо, що при $T = T_{\max}$ світлосума зменшується удвічі, тобто $p_{rm}/p_{ro} = 1/2$. Крім того, при $T=T_{\max}$ похідна $\frac{dI}{dT} = 0$. Продиференціювавши і прирівнюючи до нуля цю функцію, з урахуванням співвідношень (9.10) і (9.11), одержимо

$$\frac{E_n}{kT_{\max}^2} - C \exp\left(-\frac{E_n}{kT_{\max}^2}\right) = 0.$$

$$\text{Звідси} \quad C = \frac{E_n}{kT_{\max}^2} \exp\left(\frac{E_n}{kT_{\max}^2}\right). \quad (9.12)$$

Величина E_n в наближенні квадратичної кінетики ТСЛ може бути розрахована із співвідношення

$$E_n = \frac{4kT_{max}^2}{\delta}, \quad (9.13)$$

де δ – напівширина спектру ТСЛ, що має розмірність “град”. Величина E_n може бути знайдена і по початковій ділянці спектру ТСЛ, де виконується умова:

$$C \int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right) dT \ll 1. \quad (9.14)$$

Як видно з (9.11), в цьому випадку:

$$I(T) \approx I_0 \exp\left(-\frac{E_n}{kT}\right). \quad (9.15)$$

9.1.2. Методика вимірювання спектрів ТСЛ

Принципова схема експериментальної установки для вимірювання спектрів ТСЛ показана на рис. 9.2.

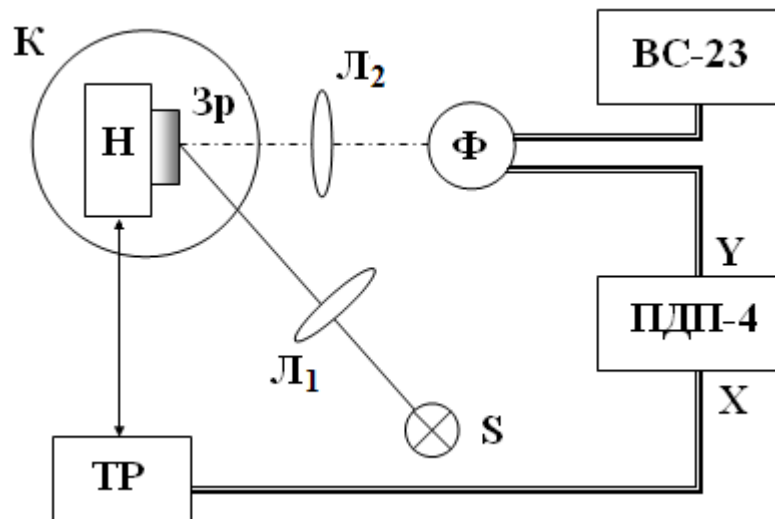


Рис. 9.2. Схема установки для вимірювання спектрів ТСЛ

Напівпровідниковий кристалофосфор як зразок (Зр) розміщується в камері (К), що має нагрівач (Н) і диференціальну мідь-константову термопару, сполучені з терморегулятором (ТР).

Терморегулятор забезпечує рівномірне підвищення температури в процесі вимірювання. Засвічення зразка здійснюється світлом з області власного поглинання напівпровідника за допомогою світлодіода (S), випромінювання якого фокусується лінзою L_1 на зразок.

Люмінесцентне світіння фокусується лінзою L_2 на катод ФЕП (Ф). Живлення ФЕП здійснюється від високовольтного стабілізованого джерела (наприклад, ВС-23).

Анодний струм, пропорційний інтенсивності люмінесцентного випромінювання, реєструється у вхідному колі “у” двохкоординатного потенціометра ПДП-4 (або USB-осцилографа). Одночасно, у вхідному колі “х” реєструється е.р.с. термопари, величина якої пропорційна температурі зразка. В процесі запису спектру ТСЛ наносяться періодичні за часом мітки, необхідні для визначення залежності температури кристалофосфору від часу.

9.1.3. Методика визначення енергії активації пасток і розрахунок спектрів ТСЛ

Розрахунок величин E_t , C та спектру ТСЛ здійснюється на ЕОМ. Попередньо величина E_n розраховується за формулою (9.13). Необхідні для цього величини $T_{\max}$ і δ визначаються по експериментально виміряному спектрі ТСЛ. Розрахунок константи C здійснюється по формулі (9.12). Розрахунок спектру ТСЛ зв’язаний з необхідністю чисельного інтегрування. Позначимо $\int_{T_0}^T \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) dT \equiv S$.

Розрахунок величини S здійснюється методом Симпсона. Процедура розрахунку спектру ТСЛ включає два етапи. Спочатку для оцінки величин $T_{\max}$, $I_{\max}$ робиться попередній розрахунок спектру ТСЛ в обмеженому інтервалі температур від T_0 до $T > T_{\max}$. Якщо ж розбіжність величин $T_{\max}$ значна, можлива підгонка спектру, що розраховується, до форми експериментально вимірюваного шляхом відповідної зміни величини E_n . Одночасно на стадії остаточного розрахунку здійснюється нормування спектру ТСЛ з урахуванням

отриманого раніше значення $I_{\max}$. В кінцевому розрахунку знаходяться точні значення E_n , C , а також функції $D(T)$, $I(T)$, $S(T)$.

9.1.4. Алгоритм визначення енергії активації пасток

1. Здійснити низькотемпературне засвічення зразка і записати спектр ТСЛ.
2. Побудувати нормований спектр ТСЛ і визначити $T_{\max}$ і δ , а також характер кінетики ТСЛ.
3. Користуючись часовими мітками, побудувати залежність $T(t)$ і визначити швидкість нагрівання.
4. Розрахувати величини енергії активації пастки E_n , сталої C і спектр ТСЛ.
5. Розрахувати на ЕОМ величини E_n , C і спектр ТСЛ. Порівняти спектри ТСЛ, одержані експериментально і теоретично.
6. Аналізуючи одержані значення $D(T)$, визначити інтервал температур, при якому $D(T) \ll 1$ і розрахувати величину енергії активації пастки E_n по формулі (9.15), використовуючи в якості $I(T)$ експериментальні дані.
7. Порівняти енергії активації пасток, розраховані із співвідношень (9.13) і (9.15).
8. Використовуючи одержані величини C , β_0 і приймаючи величину $W_0 = 10^{10} \text{с}^{-1}$, визначити значення $\frac{\gamma p_{ro}}{\gamma_e N_{\bar{e}}}$. Оцінити достовірність прийнятого припущення про квадратичну кінетику ТСЛ.

Питання для самоперевірки

1. Що таке термостимульована люмінесценція? Який механізм здійснення процесу ТСЛ?

2. Навіщо треба, щоб енергія активації центрів світіння була більшою за величину E_n ?
3. Яка умова накладається на співвідношення часу життя вільних носіїв і часу, в продовж якого вони знаходяться на пастках?
4. За яких умов здійснюється лінійна рекомбінація?
5. За яких умов здійснюється квадратична рекомбінація?
6. Що таке спектр термостимульованої люмінесценції?
7. Навіщо і як нормують спектри ТСЛ?
8. Як визначити величину E_n через напівширину спектру ТСЛ?
9. Як визначити величину E_n по початковій ділянці спектру ТСЛ? Коли ця методика прийнятна?

9.2. Дослідження спектрів випромінювання фотолюмінесценції

Люмінесцентні дослідження кристалофосфорів включають аналіз спектрів випромінювання, які подаються у вигляді залежностей інтенсивності світіння I від довжини хвилі λ , частоти ν або енергії $h\nu$ квантів світла, що випромінюються. При порівнянні експериментальних результатів з теоретичними розрахунками виникає необхідність подання спектрів люмінесценції в різних координатах. Розглянемо найпоширеніші форми подання спектрів випромінювання.

9.2.1. Форми подання спектрів випромінювання

Спектри випромінювання при експериментальних дослідженнях звичайно одержують у вигляді функції $I(\lambda)$, а в теоретичних розрахунках $I(\nu)$ чи $I(h\nu)$. У зв'язку з цим знайдемо співвідношення, що дозволяє здійснювати перехід від спектрів, побудованих в координатах $I \sim \lambda$, до спектрів, представлених в координатах $I \sim E$. Тут $E = h\nu$ – енергія кванта випромінюваного світла. Виділимо інтервали $d\lambda(\lambda, \lambda+d)$ і $dE(E, E+dE)$.

У обох випадках величини світлового потоку дорівнюють площі відповідних ділянок, виділених під кривими спектрального розподілу люмінесценції:

$$I_E dE = -I_\lambda d\lambda, \quad (9.16)$$

де I_E , I_λ – спектральна інтенсивність при енергії кванта E і довжині хвилі λ , відповідно.

З урахуванням співвідношення між E і λ рівняння (9.16) можна представити у вигляді

$$I_E = I_\lambda \frac{\lambda^2}{hc}. \quad (9.17)$$

Зокрема відомо, що форма спектрів мономолекулярної люмінесценції описується функцією Гауса, а рекомбінаційної – трохи

зміненою функцією Гаусса. Отже, спектри люмінесценції можна описувати співвідношенням

$$I(E) = I_0 \exp\left[-\frac{(E - E_0)^2}{a}\right], \quad (9.18)$$

де E_0 – енергія кванта випромінювання в максимумі спектру люмінесценції, a – постійна величина, I_0 – інтенсивність випромінювання в максимумі смуги при $E=E_0$.

Функцію $I(E)$, зазвичай, нормують до 1 або 100 %. Аналіз форми смуг світіння зручно проводити, якщо виміряні спектри представити

в координатах $\pm \left[\ln \left(\frac{I_0}{I(E)} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \sim E$. Спрямлення кривої спектрального розподілу люмінесценції в таких координатах свідчить про правомірність використання формули (9.18) для опису форми спектру люмінесцентного випромінювання.

9.2.2. Методика вимірювання спектрів люмінесценції

Схема експериментальної установки, що використовується для вимірювання спектрів люмінесценції, представлена на рис. 9.3.

Збудження люмінесценції забезпечується світлодіодом (S), випромінюючим в блакитній області спектру, яка відповідає краю фундаментального поглинання досліджуваного напівпровідника. Випромінювання світлодіода фокусується лінзою (L_1) на зразок (З).

Люмінесцентне випромінювання досліджуваного кристала фокусується конденсором L_2 на вхідну щілину монохроматора (наприклад, УМ-2). За вихідною щілиною спектрального приладу розташований фотоелектронний помножувач, наприклад, ФЕП-22 (Ф), область спектральної чутливості якого 400–1000 нм, перекриває область чутливості багатьох напівпровідників. Електричний сигнал з анода ФЕП, пропорційний інтенсивності фотолюмінесценції, посилюється підсилювачем постійного струму (П) і реєструється гальванометром (Г) або цифровим вольтметром типу В7-21. Живлення ФЕП забезпечується стабілізованим випрямлячем ВС-23.

При вимірюваннях спектрів люмінесценції необхідно враховувати дві обставини: по-перше, ФЕП характеризується певним спектральним розподілом фоточутливості [позначимо відповідну функцію через $K(\lambda)$] і, по-друге, оптична схема, що включає конденсор L_2 і оптичні елементи монохроматора, не однаково пропускає світло різної довжини хвилі [відповідну апаратну функцію позначимо $\chi(\lambda)$]. Таким чином, вимірюваний спектр є добутком трьох функцій: $I(\lambda)$, $K(\lambda)$, $\chi(\lambda)$.

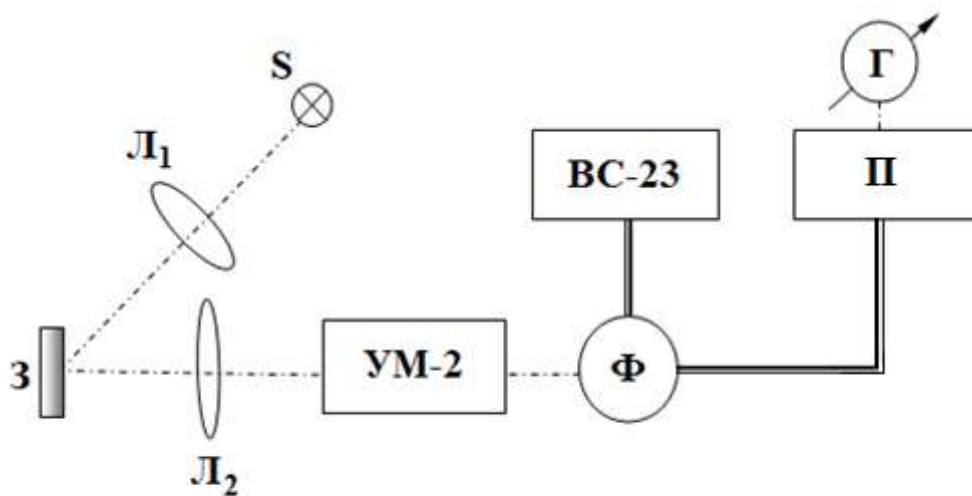


Рис. 9.3. Схема установки для вимірювання спектрів випромінювання

Для визначення функцій $K(\lambda)$ і $\chi(\lambda)$ проводять наступні вимірювання. На місці зразка (рис. 9.3) розміщують вольфрамову лампу розжарювання, спектр випромінювання $I_T(\lambda)$ якої для даної температури можна розрахувати по формулі Планка з урахуванням коефіцієнта сірості. Отже, експериментально виміряний спектр випромінювання дорівнює добутку трьох функцій: $I(\lambda) \cdot K(\lambda) \cdot \chi(\lambda) = I_e(\lambda)$. Знаючи спектр, легко визначити добуток $K(\lambda)\chi(\lambda) \equiv K^0(\lambda)$. Надалі для виключення функції $K^0(\lambda)$, тобто для отримання істинного спектру люмінесценції, необхідно розділити експериментальний спектр $I_e(\lambda)$ на $K^0(\lambda)$.

При виконанні даної роботи може бути використана програма розрахунку на ЕОМ, яка повинна дозволяти: виключити вплив функції $K^0(\lambda)$ на форму вимірюваних спектрів, розрахувати форму

спектру випромінювання у вигляді функції $I(E)$, нормувати спектри випромінювання, розраховувати спектри випромінювання в координатах $\pm \left[\ln \left(\frac{I_0}{I(E)} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \sim E$.

Як початкові дані, вводяться значення інтенсивності люмінесценції на різних довжинах хвиль випромінюваного світла. У програмі повинен міститися масив значень функції $K^\circ(\lambda)$, раніше визначеної для ФЕП, яка використовується в даній вимірвальній установці.

9.2.3. Алгоритм визначення енергії активації центру світіння

1. Виміряти спектри люмінесценції в області довжин хвиль відповідно до зразка.
2. Представити на одному рисунку нормовані спектри люмінесценції як функції $I(\lambda)$ і $I(E)$.
3. Побудувати функцію $I(E)$ в координатах $\pm \left[\ln \left(\frac{I_0}{I(E)} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \sim E$ і зробити висновок про можливість опису форми досліджуваного спектру люмінесценції функцією Гаусса.
4. Визначити енергію кванта випромінювання в максимумі спектру люмінесценції, ширину смуги випромінювання на її напіввисоті і оптичну енергію активації центру світіння.

Питання для самоперевірки

1. Запишіть співвідношення, що дозволяє здійснювати перехід від спектрів, побудованих в координатах $I \sim \lambda$, до спектрів, представлених в координатах $I \sim E$.
2. Навіщо функцію $I(E)$ зазвичай нормують до 1 або 100 %?
3. Яким співвідношенням описуються спектри люмінесценції?

4. Як з експериментального спектру одержати істинний спектр люмінесценції?
5. Як визначити оптичну енергію активації центру світіння?
6. Що таке нормування спектрів люмінесценції?
7. Як впливає фоточутливість ФЕП на вимірюваний спектр фотолюмінесценції?

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам – под ред. К. В. Шалимовой // М.,: “Высшая школа”, 1975, 206 с.
2. Шалимова К. В. – Физика полупроводников // СПб.,: “Лань”, 2010, 400 с.
3. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. – Физика полупроводников // М.,: “Наука”, 1977, 672 с.
4. Сердюк В. В., Чемересюк Г. Г. – Фотоэлектрические процессы в полупроводниках // Київ: “Либідь”, 1993, 201 с.
5. Павлов Л. П. – Методы измерения параметров полупроводниковых материалов // М.,: “Высшая школа”, 1987, 238 с.
6. Воронцов В. Ф., Хевеши И., Нанаи Л. “Оптические свойства полупроводников” // Одесса, изд-во ОГУ, 1980, 127 с.
7. Грибковский В. П. “Теория поглощения и испускания света в полупроводниках” // Минск, “Наука и техника”, 1975, 462 с.
8. Сердюк В. В., Ваксман Ю. Ф. “Люминесценция полупроводников” // Киев–Одесса, “Вища школа”, 1988, 200 с.
9. Войцеховский А. В., Ижнин И. И., Савчин В. П., Вакив Н. М. – Физические основы полупроводниковой фотоэлектроники // Томск, “Издательский Дом Томского государственного университета”, 2013, 559 с.
10. Пасынков В. В., Чиркин Л. К. “Полупроводниковые приборы” // СПб; “Лань”, 2001 г., 480 с.
11. Зи С.М. “Физика полупроводниковых приборов” // т. 1, 2 М.; “Мир”, 1985, 456 с.
12. Чебаненко А. П., Каракіс Ю. М. “Фізика напівпровідників. Частина І. Параметри і статистика носіїв заряду” // Навчально-методичний посібник до спеціального курсу лекцій “Фізика

напівпровідників”. Видавництво Одеського національного університету. м. Одеса, 2019, 67.

13. Чебаненко А. П., Каракіс Ю. М. “Фізика напівпровідників. Частина II. Рекомбінація носіїв заряду” // Навчально-методичний посібник до спеціального курсу лекцій “Фізика напівпровідників”. Видавництво Одеського національного університету. м. Одеса, 2020, 68 с.
14. Чебаненко А. П., Каракіс Ю. М. “Фізика напівпровідників. Частина III. Процеси захоплення носіїв заряду” // Навчально-методичний посібник до спеціального курсу лекцій “Фізика напівпровідників”. Видавництво Одеського національного університету. м. Одеса, 2021, 60 с.
15. Чебаненко А. П., Каракіс Ю. М. “Фізика напівпровідників. Частина IV. Домішкова фотопровідність; рух носіїв заряду” // Навчально-методичний посібник до спеціального курсу лекцій “Фізика напівпровідників”. Видавництво Одеського національного університету. м. Одеса, 2023, 63 с.

КАРТА МОЖЛИВОСТЕЙ (ДОРОЖНЯ КАРТА) ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Ширина забороненої зони

1. По положенню максимуму спектрального розподілу фотоструму (див. розділ 7.1).
2. По куту нахилу відповідної ділянки температурної залежності часу життя основних носіїв (див. розділ 3.10, розділ 7.2).
3. По спектральному положенню краю власного поглинання світла (див. розділ 8.1).
4. У випадку наявності фотолюмінесценції за рахунок міжзонних переходів – по спектральному положенню її максимуму (див. розділ 9.2).

Треба мати на увазі – якщо порядок величини E_g наперед не відомий, то максимум інтенсивності люмінесценції може бути забезпечений трьома механізмами:

А) перехід зона – зона;

Б) перехід зона – пастка;

В) перехід пастка – пастка, або внутрішньо-центровий перехід.

Список можна дещо скоротити за рахунок додаткових температурних досліджень. При зміні температури максимум $I(\lambda)$ в випадках А) і Б) зсувається, а в випадку В) залишається при тієї ж довжини хвилі.

Енергія активації пасток

1. З аналізу спектрального розподілу індукованої домішкової провідності (див. розділ 5.2).

2. По куту нахилу відповідної ділянки температурної залежності часу життя основних носіїв (див. розділи 3.10, 7.2).
3. По довгохвильовій частині спектрального розподілу фотоструму (див. розділ 7.1) у разі наявності додаткових максимумів.
4. З ефекту інфрачервоного гасіння фотоструму (див. розділ 7.4).
5. З ефекту температурного гасіння фотоструму (див. розділ 7.5).
6. По напівширині (δ) спектру ТСЛ (див. розділ 9.1).
7. По положенню максимуму ($T_{\max}$) спектрального розподілу інтенсивності термолюмінесценції (див. розділ 9.1).
8. По початковій ділянці спектрального розподілу інтенсивності термолюмінесценції (див. розділ 9.1).
9. В тому випадку, коли сумарний розподіл фотолюмінесценції вдається розкласти на елементарні смуги згідно з методикою Аленцева–Фока, – по енергетичному положенню відповідних максимумів.

Час життя вільних носіїв

1. По вивченню кінетики індукованої домішкової фотопровідності (див. розділ 5.2).
2. По величині фотоструму в максимумі спектрального розподілу, якщо відома рухливість носіїв (див. розділ 7.1).
3. Прямим вимірюванням по початковій ділянці релаксації світового струму при імпульсному освітленні (див. розділ 7.2).

4. Прямим вимірюванням методом компенсації зсуву фаз (див. розділ 7.2).
5. По отриманому значенні дифузійної довжини (див. розділ 7.3).

Дифузійна довжина носіїв

1. По перерахованій в відносних одиницях короткохвильовій частині спектрального розподілу фотоструму (див. розділ 7.1).
2. По знайденій довжині затягування при імпульсному збудженні (див. розділ 7.3).

Рухливість вільних носіїв

1. По величині фотоструму в максимумі спектрального розподілу $I_f(\lambda)$ в разі, коли відомий час життя носіїв (див. розділ 7.1).

Швидкість поверхневої рекомбінації

1. По перерахованій в відносних одиницях короткохвильовій частині спектрального розподілу фотоструму по відсічці на осі ординат після екстраполяції до нульового значення коефіцієнта поглинання (див. розділ 7.1).

Параметри дисперсії відбитого світла

1. Здобуваються інтерференційними методами (див. розділ 8.2).

Показник заломлення напівпровідникової плівки

1. Здобувається методом “клину” (див. розділ 8.2).
2. По спектральному положенню екстремумів у відбитому світлі (див. розділ 8.2).

Визначення типу оптичних переходів

1. З аналізу форми краю оптичного поглинання (див. розділ 8.1).

Визначення оптичної густини поглинання

1. З аналізу форми краю оптичного поглинання (див. розділ 8.1).

Переріз захоплення фотона локальним центром

1. З аналізу релаксації струму при імпульсному освітленні (див. розділ 5.1).
2. З кінетики індукованої домішкової фотопровідності (див. розділ 5.2).

Відношення перерізів захоплення носіїв локальним центром

1. З ефекту температурного гасіння фотоструму (див. розділ 7.5).

$$\int -\int \sqrt{L_{\Delta}} \leq$$

РОЗМІРНОСТІ ТА ІНТЕРВАЛИ ЗНАЧЕНЬ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ ПАРАМЕТРІВ

ВЕЛИЧИНА	ПОЗ-НАЧЕННЯ	У ЗМІШАНІЙ СИСТЕМІ	
		РОЗМІРНІСТЬ	ОБЛАСТЬ ЗМІНИ
ЕНЕРГІЯ	E	еВ	0.01 ... 5.00
КОНЦЕНТРАЦІЯ	n, N	см⁻³	$10^8 \dots 10^{22}$
ПИТОМИЙ ОПІР	ρ	Ом · см	$10^{-2} \dots 10^8$
РУХЛИВІСТЬ	μ	$\frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}$	$10^{-1} \dots 10^3$
ДИФУЗІЙНА ДОВЖИНА	l	мм	0.01 ... 1.00
ЧАС ЖИТТЯ	τ	с	$10^{-8} \dots 10^{-2}$
ПЕРЕРІЗ ЗАХОПЛЕННЯ	S	см²	$10^{-21} \dots 10^{-12}$
ШВИДКІСТЬ ПОВЕРХНЕВОЇ РЕКОМБІНАЦІЇ	S_0	$\frac{\text{см}}{\text{с}}$	$10^3 \dots 10^6$
КОЕФІЦІЄНТ ДИФУЗІЇ	D	$\frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	10 ... 100
СТАЛА ХОЛЛА	R	$\frac{\text{см}^3}{\text{Кл}}$	$10^3 \dots 10^4$
ДОВЖИНА ХВИЛІ СВІТЛА	λ	нм	$10^2 \dots 10^3$ ВИДИМА ОБЛАСТЬ
ТЕМПЕРАТУРА	T	°С	– 200 ... + 200
КОЕФІЦІЄНТ ПОГЛИНАННЯ	α	см⁻¹	$10 \dots 10^6$
ПИТОМА ПРОВІДНІСТЬ	σ	См · см⁻¹	$10^{-2} \dots 10^2$

СИСТЕМИ ОДИНИЦЬ

ВЕЛИЧИНА	СІ		Відношення систем	СГС	
	Од.вимір.	Розмірність		Од.вимір.	Розмірність
Робота	А [Дж] Джоуль	$\frac{м^2 \cdot кг}{с^2}$	$1 \text{ ерг} = 10^{-7} \text{ Дж}$	ерг	$\frac{см^2 \cdot г}{с^2}$
Потужність	Р [Вт] Ватт	$\frac{м^2 \cdot кг}{с^3}$	$1 \text{ од}_{сгс} = 10^{-7} \text{ Вт}$	ерг/с	$\frac{см^2 \cdot г}{с^3}$
Заряд	q [Кл] Кулон	$с \cdot А$	$1 \text{ од}_{сгс} = 3,34 \cdot 10^{-10} \text{ Кл}$	1 од. СГС	$\frac{см^{\frac{3}{2}} \cdot г^{\frac{1}{2}}}{с}$
Сила струму	I [А] Ампер	А	$1 \text{ од}_{сгс} = 3,34 \cdot 10^{-10} \text{ А}$	1 од. СГС	$см^{\frac{3}{2}} г^{\frac{1}{2}} с^{-2}$
Напруга	U [В] Вольт	$\frac{м^2 \cdot кг}{с^3 \cdot А}$	$1 \text{ од}_{сгс} = 300 \text{ В}$	1 од. СГС	$\frac{см^{\frac{1}{2}} \cdot г^{\frac{1}{2}}}{с}$
Опір	R [Ом] Ом	$\frac{м^2 \cdot кг}{с^3 \cdot А^2}$	$1 \text{ од}_{сгс} = 8,99 \cdot 10^{11} \text{ Ом}$	1 од. СГС	$\frac{с}{см}$
Провідність	σ [См] Сіменс	$\frac{с^3 \cdot А^2}{м^2 \cdot кг}$	$1 \text{ од}_{сгс} = 1,11 \cdot 10^{-12} \text{ См}$	1 од. СГС	$\frac{см}{с}$
Ємність	C [Ф] Фарада	$\frac{А^2 \cdot с^4}{м^2 \cdot кг}$	$1 \text{ см} = 1,11 \cdot 10^{-12} \text{ Ф}$	санти-метр см	см
Індукція ^{магн}	B [Тл] Тесла	$\frac{кг}{А \cdot с^2}$	$1 \text{ Гс} = 10^{-4} \text{ Тл}$	Гаусс Гс	$см^{-\frac{1}{2}} г^{\frac{1}{2}} с^{-1}$
Напружен. ^{магн}	H [А/м] <i>Ампер метр</i>	$\frac{А}{м}$	$1 \text{ Э} = 79,6 \text{ А/м}$	Эрстед Э	$\frac{г^{\frac{1}{2}}}{см^{\frac{1}{2}} \cdot с}$
Потік ^{магн}	Φ [Вб] Вебер	$\frac{м^2 \cdot кг}{А \cdot с^2}$	$1 \text{ Мкс} = 10^{-8} \text{ Вб}$	Максвелл Мкс	$\frac{см^{\frac{3}{2}} \cdot г^{\frac{1}{2}}}{с}$
Індуктивність	L [Гн] Генри	$\frac{м^2 \cdot кг}{А^2 \cdot с^2}$	$1 \text{ см} = 10^{-9} \text{ Гн}$	санти-метр см	см
Сила світла	J [кд] кандела	$\frac{Вт}{стерад.}$	$1 \frac{\text{ерг}}{с \cdot ст.} = 10^{-7} \frac{\text{Вт}}{ст.}$	$\frac{\text{ерг}}{с \cdot стер.}$	$\frac{см^2 \cdot г}{с^3 \cdot стер.}$
Світловий потік	Φ [лм] люмен	Вт	$1 \frac{\text{ерг}}{с} = 10^{-7} \text{ Вт}$	$\frac{\text{ерг}}{с}$	$\frac{см^2 \cdot г}{с^3}$
Освітленість і світність	E [лк] люкс	$\frac{Вт}{м^2}$	$1 \text{ ф} = 10^4 \text{ лк}$	фот ф	$\frac{лм}{см^2}$
Яскравість і інтенсивність	V [нт] ніт	$\frac{Вт}{м^2 \cdot стерад.}$	$1 \text{ сб} = 10^4 \text{ нт}$	стільб сб	$\frac{кд}{см^2}$

Навчальне видання

Чебаненко Анатолій Павлович
Ваксман Юрій Федорович
Конопельська Наталія Вікторівна
Каракіс Юрій Миколайович

ФІЗИКА НАПІВПРОВІДНИКІВ
Частина V
Визначення параметрів напівпровідників
за допомогою оптичного збудження

НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНИЙ ПОСІБНИК
до спеціального курсу лекцій
«Фізика напівпровідників»

В авторській редакції

Підп. до друку 09.03.2023. Формат 60x84/16.
Ум.-друк. арк. 4,94. Наклад 18 пр.
Зам. № 2571.

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