

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД
«УЖГОРОДСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»**

Коперльос Б.М. , Студеняк І.П., Сусліков Л.М.

**НАПІВПРОВІДНИКОВА
І ФІЗИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА
ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ**

Ужгород
2019

УДК 53:621.382(075.8)

К 64

Коперльос Б.М., Студеняк І.П., Сусліков Л.М. Напівпровідникова і фізична електроніка. Лабораторний практикум: навчальний посібник. Ужгород. Видавництво УжНУ «Говерла», 2019. 136 с.
ISBN 978-617-7333-99-8

У навчальному посібнику описано лабораторні роботи з дисципліни «Напівпровідникова і фізична електроніка». Кожна робота містить теоретичні відомості, методику проведення досліджень, експериментальні завдання, вимоги до звіту та питання для контролю знань.

Видання розраховане, у першу чергу, на студентів фізичних та фізико-технічних факультетів університетів, а також може бути корисним для майбутніх фахівців у галузі приладобудування, електронних систем та інших спеціальностей.

Рецензенти:

Пуга П.П., доктор фізико-математичних наук, професор кафедри твердотільної електроніки та інформаційної безпеки УжНУ;

Хархаліс Л.Ю., доктор фізико-математичних наук, професор кафедри фізики напівпровідників УжНУ.

***Рекомендовано до друку Вченою радою
Ужгородського національного університету
(протокол №11 від 12 листопада 2019 р.)***

***Рекомендовано до друку Редакційно-видавничою радою
Ужгородського національного університету
(протокол №8 від 7 листопада 2019 р.)***

ISBN 978-617-7333-99-8

© Вид-во УжНУ «Говерла», 2019
© Б.М Коперльос, І.П. Студеняк,
Л.М. Сусліков, 2019

ЗМІСТ

Вступ	4
Лабораторна робота №1. Зондові методи вимірювання питомого опору напівпровідників	6
Лабораторна робота №2. Визначення знаку вільних носіїв заряду у напівпровідниках різними методами	20
Лабораторна робота №3. Дослідження залежності електропровідності напівпровідників від температури та визначення енергії активації	34
Лабораторна робота №4. Вивчення оптичного поглинання у напівпровідниках	50
Лабораторна робота №5. Дослідження фотопровідності напівпровідникових матеріалів	60
Лабораторна робота №6. Вивчення фотолюмінесценції у напівпровідниках	79
Лабораторна робота №7. Вивчення роботи газового оптичного квантового генератора	92
Лабораторна робота №8. Дослідження акустооптичного ефекту в напівпровідникових стеклах	101
Лабораторна робота №9. Вивчення спектральних характеристик оптичних фільтрів	113
Лабораторна робота №10. Вивчення роботи оптичного тригера	125
Література	134

ВСТУП

Лабораторний практикум з курсу «Напівпровідникова і фізична електроніка» призначений для студентів, які спеціалізуються в області прикладної фізики. Його метою є не тільки закріпити теоретичні знання з даної дисципліни, але й ознайомити студентів з експериментальним обладнанням та широким спектром методів дослідження властивостей матеріалів, у першу чергу, напівпровідникових, які широко використовуються в сучасній електроніці.

Даний навчальний посібник призначений допомогти студентам у підготовці до виконання лабораторних робіт, зокрема ознайомити їх з плануванням експерименту, проведенням фізичних досліджень, обробкою отриманих результатів, аналізом основних джерел похибок та методами їх оцінки згідно існуючих вимог.

У посібнику міститься опис десяти лабораторних робіт, що охоплюють основні розділи курсу. Їх підбір здійснений таким чином, щоб студенти змогли експериментально спостерігати і відтворити більшість фізичних явищ, які вивчаються у відповідному лекційному курсі. У кожній лабораторній роботі сформульована мета роботи, яка дає студентам можливість в'яснити, що є головним у цій роботі. До роботи додається теоретична частина, у якій детально розглянуто досліджувані явища, їх основні характеристики та зв'язки між ними. Оскільки частину лабораторних робіт студенти виконують до проведення лекцій з відповідної тематики, то наявність розширеного викладу теоретичного матеріалу до даної роботи дає можливість усвідомленого її виконання. Окремі матеріали лекційного курсу поглиблено додатковими, які стосуються даного експериментального завдання. Такий підхід дозволяє студентам, з одного боку, оперувати

теоретичним матеріалом, зібраним у єдиному джерелі, з іншого – сприяє поглибленню та систематизації знань.

Значну увагу приділено опису вимірювальних приладів та експериментальних установок в обсязі, необхідному для самостійної роботи з ними студентів. Далі описано порядок виконання роботи, що включає завдання, які регламентують послідовність роботи студентів при проведенні вимірювань. У кінці опису до кожної лабораторної роботи наведено перелік контрольних запитань та список рекомендованої літератури.

Виконання кожної лабораторної роботи відбувається у такій послідовності:

- попередня самостійна теоретична підготовка та ознайомлення з принциповою схемою експериментальної установки для проведення вимірювань;
- допуск студента після опитування викладачем до роботи на установці і перегляд викладачем попередньо обрахованих результатів вимірів.

Важливим завершальним етапом є оформлення лабораторної роботи згідно існуючих вимог та її захист на наступному лабораторному занятті.

Звіт про виконану роботу повинен містити:

- назву та мету роботи;
- короткі теоретичні відомості;
- опис методики експерименту, блок-схему установки;
- результати вимірювань, опрацьовані у відповідності до вимог;
- порівняння одержаних результатів з літературними даними або аналогами;
- висновки.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1

ЗОНДОВІ МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ ПИТОМОГО ОПОРУ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Мета роботи – експериментальне визначення питомого опору напівпровідників дво- та чотиризондовим методами.

Необхідні прилади та матеріали – цифровий вольтметр; потенціометр постійного струму; джерела живлення; міліамперметр; зразки германію.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

При дослідженні електричних властивостей напівпровідників та виготовленні напівпровідникових приладів, синтезі напівпровідникових матеріалів і структур виникає необхідність вимірювання питомого опору зразків різної геометричної форми: злиwkів, пластин, дифузійних, епітаксiальних та iонно-легованих шарiв. Вибiр методу вимiрювання здiйснюється iз врахуванням одержання необхідної iнформацiї, особливостей досліджуваного матерiалу, можливостi виготовлення контактiв, геометричних розмiрiв i форми зразка.

Методи вимірювання питомого опору поділяються на зондові (контактні) та безконтактні. При використанні зондових методів необхідний безпосередній контакт з напівпровідниковим зразком. Тому ці методи приводять до руйнування поверхні зразка. Найбільш широко відомими методами вимірювання питомого опору є дво- та чотиризондові, метод опору розтікання точкового контакту, а також метод Ван-дер-Пау. Вказані методи дозволяють проводити вимірювання як на однорідних, так і на неоднорідних зразках, дифузійних, іонно-легованих шарах, а також досліджувати просторовий розподіл питомого опору.

Для зондових методів силові лінії напруженості електричного поля непаралельні і розподілені неоднорідно по перерізу зразка. Це означає, що потрібно насамперед теоретично розрахувати розподіл електричного потенціалу в зразку, а надалі знаходити взаємозв'язок між питомим опором і вимірюваними величинами – струмом та напругою.

Двозондовий метод

Для дослідження зразків правильної геометричної форми використовується двозондовий метод. Він ґрунтується на вимірюванні різниці потенціалів на деякій ділянці зразка, через який протікає електричний струм. На бокових гранях зразка виготовляються омичні контакти (рис.1.1).

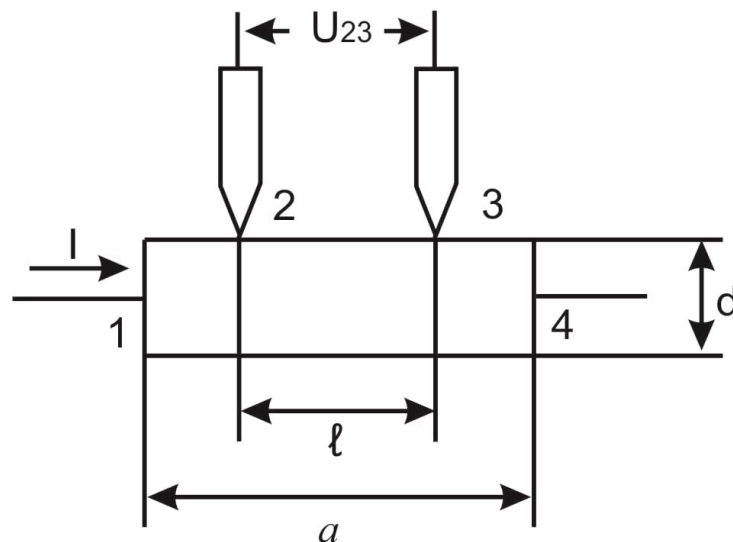


Рис. 1.1. Схема вимірювання питомого опору двозондовим методом: 1, 4 – омичні контакти; 2, 3 – потенціальні зонди; d - товщина зразка; I – сила струму через зразок; U_{23} - різниця потенціалів між зондами; l – віддаль між зондами; a – довжина зразка.

Через ці контакти вздовж зразка пропускається електричний струм I . На одній із поверхонь зразка вздовж лінії струму встановлюються вимірні або потенціальні металічні зонди. Металічні зонди повинні мати малу площу дотику з поверхнею зразка. У випадку однорідного зразка з постійним поперечним перерізом S його питомий опір визначається як (в Ом·см)

$$\rho = \frac{U_{23} \times S}{I \times l} \quad (1.1)$$

де I – величина струму, який протікає через напівпровідник (А); U_{23} – різниця потенціалів між потенціальними зондами (В); S – площа поперечного перерізу (см²); l – віддаль між зондами (см).

Неточне дотримання геометричних розмірів зразка приводить до відхилення форми еквіпотенціальних поверхонь від плоских поверхонь, паралельних до бокових граней зразка, і виникненню систематичної похибки. Спотворення форми еквіпотенціальної поверхні і одномірного просторового розподілу ліній струму має місце у зразку правильної геометричної форми поблизу омічних контактів, якщо вони неоднорідні за площею.

При використанні точкових струмових контактів цю похибку можна не враховувати при таких геометричних розмірах зразка: $a \gg 3b$; $l \leq a/2$; $b/2 \leq d \leq b$, де a , b , d – довжина, ширина і товщина зразка. Крім того, потенціальні зони необхідно розміщувати на відстані L від торцевих граней, яка більша за $3b$.

Чотиризондовий метод

Найбільш поширеним є чотиризондовий метод визначення питомого опору напівпровідникових матеріалів. У даному методі

немає необхідності виготовляти для зразків омичні контакти, що часто теж може бути проблематичним. Вимірювання питомого опору можна проводити на зразках довільної геометричної форми і розмірів, включаючи і тонкі шари напівпровідникових структур. Єдина вимога – наявність невеликої плоскої поверхні зразка, лінійні розміри якої перевищують лінійні розміри системи зондів.

Коротко розглянемо теоретичні основи чотиризондового методу. На плоскій поверхні зразка вздовж прямої лінії розміщують 4 зонди з малою площею дотику, відстані між якими l_1, l_2, l_3 (рис.1.2). Через два зовнішні зонди 1 і 4 пропускається струм I_{14} , а на двох внутрішніх зондах вимірюється різниця потенціалів.

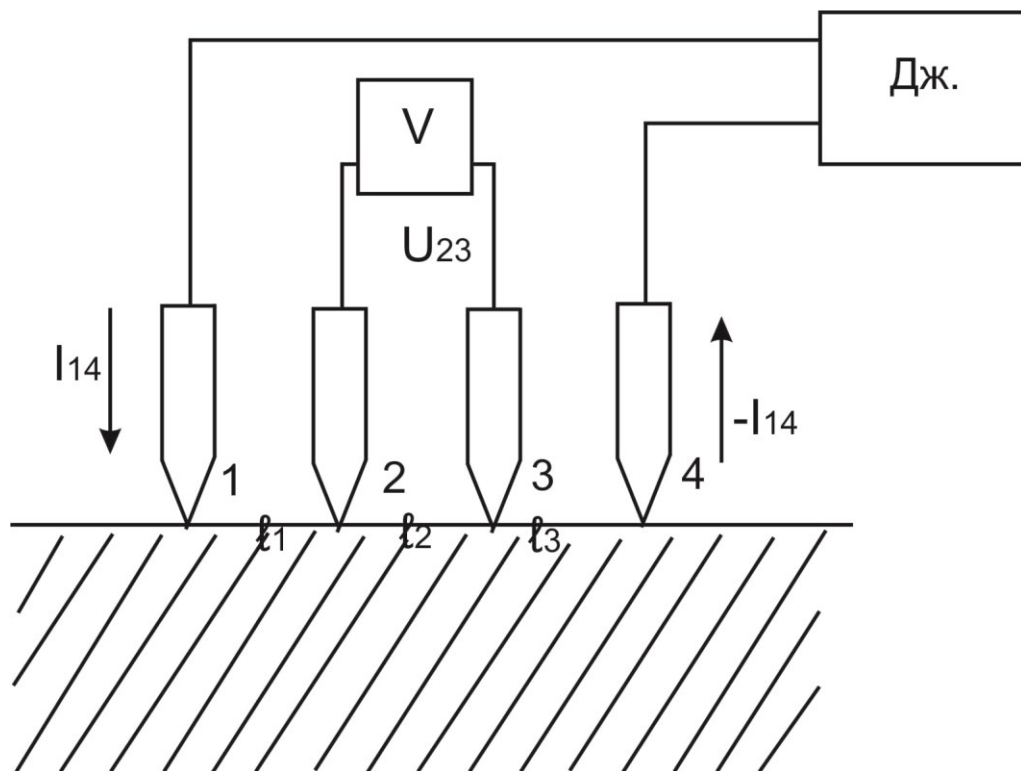


Рис.1.2. Електрична схема вимірювання питомого опору чотиризондовим методом: Дж - джерело постійної напруги; V – цифровий мілівольтметр; 1, 4 – зовнішні зонди, через які проходить струм; 2, 3 – внутрішні зонди; l_1, l_2, l_3 - відстані між зондами.

Щоб знайти аналітичний зв'язок між питомим опором ρ , струмом I_{14} та напругою U_{23} , потрібно розв'язати більш просту задачу, пов'язану із протіканням струму через один окремих металічний зонд, що знаходиться в контактi із плоскою поверхнею зразка напівнескінченного об'єму.

Просторовий розподіл електричного потенціалу $U(r)$ у зразку має сферичну симетрію. Для його визначення необхідно розв'язати рівняння Лапласа у сферичній системі координат залишивши лише член, який залежить від r :

$$\Delta U(r) = \frac{1}{r^2} \times \frac{d}{dr} \left(r^2 \times \frac{dU}{dr} \right) = 0, \quad (1.2)$$

при умові, що потенціал U в точці $r=0$ є додатнім і прямує до 0 при великих r . Розв'язок цього рівняння буде наступним:

$$U(r) = -\frac{c}{r}. \quad (1.3)$$

Константу інтегрування знаходимо із умови для напруженості електричного поля E при значенні $r = r_0$:

$$E(r_0) = -\frac{dU(r)}{dr} \Big|_{r=r_0}. \quad (1.4)$$

Густина струму, який протікає через на півсферу радіуса r_0 , дорівнює:

$$j = \frac{I}{2\pi r_0^2}, \quad (1.5)$$

Тоді, використавши закон Ома $j = \frac{E}{\rho}$, одержимо

$$E(r_0) = \frac{I \times \rho}{2\pi r}. \quad (1.6)$$

Отже,

$$U(r) = \frac{I \times \rho}{2\pi r}. \quad (1.7)$$

Якщо радіус контакту r , то напруга на зразку дорівнює потенціалу зонда:

$$U(r_1) = \frac{I \times \rho}{2\pi r_1}. \quad (1.8)$$

Із порівняння напруги у приконтатному шарі товщиною $r_2 - r_1$, яка дорівнює

$$U(r_1) - U(r_2) = \frac{I \times \rho (r_2 - r_1)}{2\pi r_1 r_2}, \quad (1.9)$$

і напруги на зразку (1.8), впливає, що основна зміна потенціалу проходить поблизу зонда. Наприклад, при $r_2 = 10r_1$ напруга на зразку перевищує напругу у шарі товщиною $r_2 - r_1$ всього на 10%.

Це свідчить про те, що значення протікаючого струму через зонд визначається, головним чином, опором приконтатної області. Протяжність цієї області тим менша, чим менший радіус контакту.

Лінійне розміщення зондів використовується тоді, коли:

а) зонди розміщуються на плоскій поверхні однорідного ізотропного зразка напівнескінченного об'єму;

б) інжекція неосновних носіїв заряду в об'єм напівпровідника відсутня.

Із принципу суперпозиції випливає, що у будь-якій точці зразка потенціал рівний сумі потенціалів, які створюють у цій точці струми кожного зонда. Якщо зонди розміщені так, як це показано на рис.1.2, тоді потенціали вимірних зондів 2 і 3 будуть рівними:

$$U_2 = \frac{l_{14}\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2 + l_3} \right), \quad (1.10)$$

$$U_3 = \frac{l_{14}\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{l_1 + l_2} - \frac{1}{l_3} \right), \quad (1.11)$$

$$U_2 - U_3 = U_{23} = \frac{I_{14} \times \rho}{2\pi r} \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2 + l_3} - \frac{1}{l_1 + l_2} + \frac{1}{l_3} \right). \quad (1.12)$$

Звідси випливає, що

$$\rho = \frac{U_{23}}{I_{14}} \times \frac{2\pi}{\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2 + l_3} - \frac{1}{l_1 + l_2} + \frac{1}{l_3}}. \quad (1.13)$$

При умові $l_1=l_2=l_3$ формулу (1.13) можна переписати у вигляді:

$$\rho = 2\pi \times \frac{U_{23}}{I_{14}} \times l. \quad (1.14)$$

Використовуючи інші комбінації вмикання струмових та потенціальних зондів, можна одержати аналогічні співвідношення для питомого опору, що відрізняються від (1.14) значеннями числових коефіцієнтів, які наведено в таблиці 1.1.

Таблиця 1.1

Значення числових коефіцієнтів для різних комбінацій вмикання струмових та потенціальних зондів

№	Зонди	I	Зонди	U	Коефіцієнт
1	1-4	I_{14}	2-3	U_{23}	2π
2	1-3	I_{13}	2-4	U_{24}	3π
3	1-2	I_{12}	3-4	U_{34}	6π
4	2-3	I_{23}	1-4	U_{14}	2π
5	2-4	I_{24}	1-3	U_{13}	3π
6	3-4	I_{34}	1-2	U_{12}	6π

Лінійне розміщення зондів на поверхні напівпровідникового зразка не завжди є можливим. Тому часто використовується система чотирьох зондів, які розміщені по вершинах квадрата. У цьому випадку струм пропускають через пару зондів на одній стороні квадрата, а спад напруги вимірюється через другу пару зондів. Використовуючи вираз (1.7.), знаходимо, що при такому розміщенні зондів питомий опір буде рівний

$$\rho = \frac{2\pi \times l}{2 - 1.414} \times \frac{U_{34}}{I_{12}}. \quad (1.15)$$

Розміщення зондів на вершинах квадрата забезпечує зменшення випадкових похибок у два рази. Це досягається тим, що струм пропускається послідовно через кожну пару зондів, а спад напруги вимірюється через іншу пару. Змінюючи полярність прикладеної напруги, за результатами восьми вимірювань знаходять середнє значення питомого опору.

Співвідношення (1.14) використовується для розрахунку питомого опору зразка напівнескінченного об'єму, тобто для зразка, лінійні розміри якого набагато більші відстаней між зондами l . Цей критерій виконання формули (1.14) є напівкількісним, оскільки не показує точного співвідношення між розмірами зразка і відстанями між зондами.

Похибка при визначення питомого опору чотиризондовим методом складається із систематичної похибки визначення сили струму та напруги і зумовлена такими факторами як розмір контактної площі зонда, опір контактів, термоелектрорушійна сила, освітленість зразка, інжекція носіїв заряду, а також нестабільність температури зразка. Різниця у відстанях між зондами веде до відносної похибки:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{1}{4l}(3\Delta x_1 - 5\Delta x_2 + 5\Delta x_3 - 3\Delta x_4), \quad (1.16)$$

якщо кожний зонд зміщений відносно свого номінального положення на Δx_i . Система чотирьох зондів виготовляється у вигляді чотиризондової вимірної головки. Відстань між зондами строго фіксована, кут загострювання вістря зонда повинен складати 45-50°. Зонди незалежно притискаються до поверхні зразка із силою 2Н. Матеріал зонда – тверді метали або сплави.

Кінцеві розміри контактної площі вносять систематичну похибку у результат вимірювань. Дана похибка залежить від $(r_0/l)^2$. Вона є різною для струмових і потенціальних контактів. Нею можна знехтувати при виконанні умови $(r_0/l)^2 < 0.05$. Похибка може виникати внаслідок протікання струмів витоку через контакти і виникнення спаду напруги на контактних опорах. Для того, щоб її уникнути, необхідно використовувати прилади для вимірювання струму та напруги, вхідний опір яких в 10^5 разів більший за опір зразка.

У матеріалах з великим питомим опором джерелом похибки може бути фотопровідність, яка виникає внаслідок освітлення зразка. При протіканні струму через напівпровідник має місце як локальний його нагрів поблизу контактів, так і нагрівання всього напівпровідника. Це пояснюється тим, що напівпровідники мають відносно високий температурний коефіцієнт опору. Для зменшення нагрівання зразка необхідно вибрати мінімальний робочий струм, а температуру зразка підтримувати постійною. Зменшення робочого струму одночасно зменшує модуляцію провідності зразка, яка виникає внаслідок інжекції носіїв заряду. Для зменшення інжекції носіїв заряду перед нанесенням контактів необхідна попередня механічна обробка поверхні зразка (шліфування та полірування).

Високий опір контакту є однією з причин того, що чотиризондовий метод не можна використовувати для визначення питомого опору широкозонних напівпровідників типу A^3B^5 і A^2B^6 .

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ

Спад напруги на напівпровідниковому зразку, через який протікає постійний струм, завжди містить невідому величину

контактного потенціалу метал-напівпровідник. Для того, щоб контактні опори потенціальних зондів 2 і 3 не впливали на результати вимірювань, різницю потенціалів потрібно фіксувати у відсутності струму через них. Тому вимірювання проводять компенсаційним методом за допомогою напіваавтоматичних потенціометрів. Електрична схема для вимірювання питомого опору наведена на рис. 1.3.

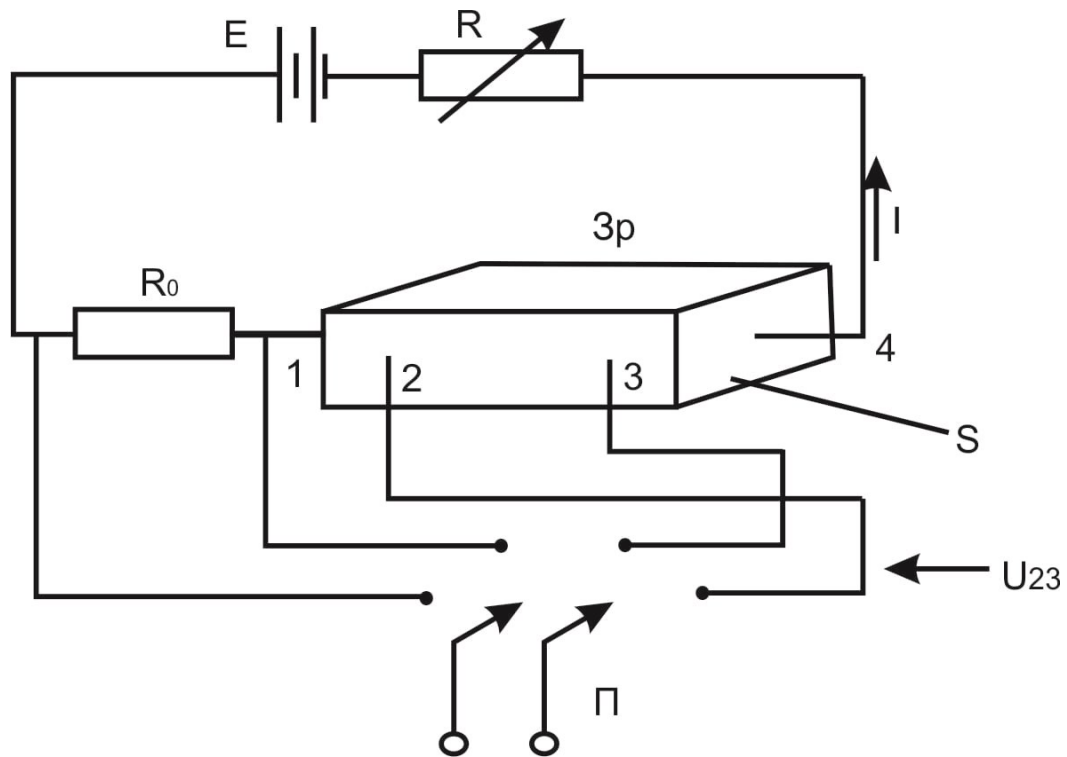


Рис. 1.3. Схема експериментальної установки: E – джерело живлення; R – резистор для регулювання сили струму; R_0 - еталонний резистор; Z_p – зразок; 2, 3 – зонди для вимірювання напруги; P – перемикач; 1, 4 – потенціальні зонди.

Величина струму знаходиться шляхом вимірювання спаду напруги на еталонному резисторі R_0 , який вмикається послідовно у коло 1-го та 4-го зондів. Вимірявши спад напруги на зразку U_{23} та на еталонному опорі U_0 , за допомогою співвідношення

$$\frac{U_0}{R_0} = \frac{U_{23}}{R_{23}} \quad (1.17)$$

знаходимо величину опору зразка між зондами 2 і 3

$$R_{23} = R_0 \frac{U_{23}}{U_0}. \quad (1.18)$$

Враховавши, що відстань між зондами 2 і 3 дорівнює l , площа поперечного перерізу зразка – S , можна визначити величину питомого опору зразка

$$\rho = R_0 \frac{U_{23} \times S}{U_0 \times l}. \quad (1.19)$$

Спад напруги між потенціальними зондами можна виміряти також і за допомогою електронних цифрових мілівольтметрів з великим вхідним опором. У такому випадку струм через вимірювальні зонди дуже малий, що дає змогу відмовитися від компенсаційного методу вимірювання.

Описана методика дозволяє вимірювати питомий опір напівпровідників від 0.1 до 1000 Ом·см. Вимірювання проводяться на плоских поверхнях, які мають “шорсткуватість” не більше 2.5 мкм,

при фіксованій температурі ($20 \pm 2^\circ\text{C}$) за допомогою чотиризондової головки з 4-ма лінійно розміщеними зондами із карбіду вольфраму. Міжзондова відстань складає (1.50 ± 0.01) мм при максимальному лінійному розмірі робочої площадки зонда не більше 60 мкм і при прикладеній силі до зонда не більше 2Н.

При дотриманні всіх вимог, які ставляться до зразка, системи зондів, а також до засобів вимірювання (відносна похибка вимірювання сили струму складає 0.5%, електричної напруги $< 1\%$), інтервал, в якому знаходиться відносна похибка вимірювання ρ , складає $\pm 5\%$ при довірчій ймовірності $\alpha = 0.95$.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

1. Зібрати схему, наведену на рис. 1.3.
2. Провести вимірювання питомого опору зразків компенсаційним методом, використовуючи два та чотири зонди.
3. Розрахувати питомий опір як середньоарифметичне значення, одержане із десяти вимірювань при двох різних напрямках протікання струму.
4. Провести вимірювання питомого опору, використовуючи цифровий мілівольтметр.
5. Залишивши один зонд нерухомим і змінюючи відносне положення іншого зонда, дослідити електричну однорідність зразка.
6. Побудувати графік розподілу потенціалу вздовж зразка $U=f(l)$.
7. Зробити аналіз одержаних результатів і навести висновки.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Яка відмінність між фізичними властивостями металів, діелектриків і напівпровідників?
2. Пояснити механізми власної та домішкової електропровідності напівпровідників.
3. Які переваги та недоліки має двозондовий метод?
4. Які вимоги накладаються на геометричні розміри зразка при вимірюванні питомого опору дво- та чотиризондовим методами?
5. Які фактори обумовлюють похибку вимірювання питомого опору чотиризондовим методом?
6. Назвіть основні переваги розміщення зондів у вершинах квадрата.
7. Як зменшити вплив інжекції носіїв заряду та термоелектрорушійної сили на вимірювану величину питомого опору?
8. Які вимоги ставляться до вимірних приладів?
9. Чи залежить питомий опір провідник від зміни сили струму та напруги?
10. Пояснити сутність та переваги компенсаційного методу вимірювання питомого електричного опору.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2

ВИЗНАЧЕННЯ ЗНАКУ НОСІЇВ ЗАРЯДУ

В НАПІВПРОВІДНИКАХ РІЗНИМИ МЕТОДАМИ

Мета роботи – ознайомитися з найбільш простими методами визначення типу провідності напівпровідників.

Необхідні прилади та матеріали – термозонд; гальванометр або мілівольтметр; джерело живлення; джерело світла; набір зразків.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Тип провідності напівпровідникового матеріалу можна встановити за знаком ефектів Холла, Зеєбека чи Рігі-Ледюка, за внутрізонним ефектом Фарадея, за явищем випрямлення через точковий контакт метал-напівпровідник, за допомогою світлового зонду.

Термоелектрорушійна сила (явище Зеєбека)

Суть явища Зеєбека полягає у виникненні електрорушійної сили у колі, складеному із послідовно з'єднаних різних матеріалів, контакти яких мають різні температури. Найпростіший приклад – термопара, один кінець якої має температуру T_1 , а вільні кінці – T_0 , причому $T_1 > T_0$. Там, де температура вища, більшою є і концентрація вільних носіїв заряду. Внаслідок цього у матеріалах виникає градієнт концентрації носіїв заряду, у результаті чого появляються дифузійні потоки носіїв від гарячих кінців до холодних, де накопичується надлишковий заряд відповідного знаку. Цей заряд створює електричне поле, яке перешкоджає подальшому накопиченню зарядів і при досягненні рівноважного стану зрівноважує дифузійний потік.

При цьому на кінцях провідників, що утворюють спай, виникає різниця потенціалів. Це і є термоелектрорушійна сила (термо-ЕРС), яка називається диференціальною. Її величина визначається як

$$\Delta U = \alpha_{12} \Delta T, \quad (2.1)$$

де $\alpha = dU/dT$, ΔT – різниця температур на кінцях спаю.

Ця формула є справедливою при невеликих різницях температур. У випадку великих різниць температур вимірюється інтегральна термо-ЕРС

$$U_{12} = \int_{T_0}^{T_1} (\alpha_1 - \alpha_2) dT, \quad (2.2)$$

де α_1 та α_2 – абсолютні диференціальні коефіцієнти Зеєбека, які характеризують матеріали контакту ($\alpha_1 - \alpha_2 = \alpha_{12} = dU_{12}/dT$).

Якщо коло складене із декількох матеріалів, то термо-ЕРС у цьому випадку характеризується коефіцієнтом, рівним сумі абсолютних диференціальних коефіцієнтів Зеєбека:

$$\alpha_{14} = \alpha_{12} + \alpha_{23} + \alpha_{34}. \quad (2.3)$$

Величина коефіцієнтів термо-ЕРС у напівпровідниках складає $10^2 \div 10^3$ мкВ/К, що на 2-3 порядки більша, ніж для металів. Тому у випадку термопари напівпровідник-метал нехтують величиною термо-ЕРС металу.

Різниця потенціалів, що виникає у цьому випадку, буде зумовлена двома причинами. По-перше, температурною зміною роботи виходу напівпровідника (рівня хімічного потенціалу), так званою контактною складовою термо-ЕРС

$$\alpha_{\kappa} = -\frac{\partial E_f}{\partial T}. \quad (2.4)$$

У випадку невідродженого напівпровідника отримуємо

$$E_f = kT \ln \left(\frac{(2\pi\hbar^3)^3 N_d}{2(2\pi mkT)^{3/2}} \right), \quad (2.5)$$

тому для α_{κ} одержуємо вираз:

$$\alpha_{\kappa} = \frac{k}{e} \left(\frac{3}{2} - \frac{E_f}{kT} - T \frac{\partial \ln n}{\partial T} \right). \quad (2.6)$$

По-друге, завдяки об'ємній дифузії носіїв заряду від гарячого до холодного кінця:

$$\alpha_{об} = \frac{k}{e} \left(r + \frac{1}{2} + T \frac{\partial \ln n}{\partial T} \right). \quad (2.7)$$

Отже, для α отримуємо вираз

$$\alpha = \alpha_{\kappa} + \alpha_{об} = \pm \frac{k}{e} \left(r + 2 - \frac{E_f}{kT} \right), \quad (2.8)$$

де k - стала Больцмана, r - показник залежності часу релаксації імпульсу τ від енергії ($\tau(E) \propto E^r$), E_f - рівень Фермі для електронів або дірок. Знак "+" відповідає напівпровіднику з дірковою

провідністю, знак - відповідає термо-ЕРС в електронному напівпровіднику.

Для напівпровідника зі змішаною провідністю вираз для α має вигляд

$$\alpha = \frac{\alpha_p \mu_p p - \alpha_n \mu_n n}{\mu_p p + \mu_n n}, \quad (2.9)$$

де α_n, α_p - диференціальні термо-ЕРС за рахунок електронів та дірок, n і p - їх концентрації, μ_n та μ_p - рухливості електронів та дірок, відповідно.

Оскільки електрони і дірки дифундують від гарячого кінця до холодного, то на останньому їх кількість приблизно однакова і тому величина α для змішаного напівпровідника досить мала.

Коректне виведення формули для коефіцієнта термо-ЕРС на основі кінетичного рівняння приводить до виразу, що відповідає одержаному вище (2.9).

Для вироджених напівпровідників коефіцієнт термо-ЕРС визначається через функцію Фермі:

$$\alpha = \pm \frac{k}{e} \left[\frac{\int_0^{\infty} \left(\frac{E}{kT} \right)^{5/2} \tau(E) \frac{\partial f_0}{\partial E} dE}{\int_0^{\infty} \left(\frac{E}{kT} \right)^{3/2} \tau(E) \frac{\partial f_0}{\partial E} dE} - \frac{E_f}{kT} \right], \quad (2.10)$$

де E – енергія електрона, $\tau(E)$ – залежність часу вільного пробігу від енергії, $\frac{\partial f_0}{\partial E}$ – множник, що залежить від енергії. Ці інтеграли носять назву інтегралів Фермі.

Для невідродженого напівпровідника використовується наступний вираз:

$$\alpha = \frac{k}{\sigma} \left\{ \mu_n n \left[r + 2 + \ln \frac{2(2\pi m_n kT)^{3/2}}{(2\pi \hbar^3)^3 N_D} \right] - \mu_p p \left[r + 2 + \ln \frac{2(2\pi m_p kT)^{3/2}}{(2\pi \hbar^3)^3 N_A} \right] \right\} \quad (2.1)$$

1)

де k – стала Больцмана, $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$ – загальна питома електрична провідність напівпровідника, n, p – концентрація електронів та дірок, μ_n, μ_p – рухливості електронів та дірок, m_n^*, m_p^* – ефективні маси електронів та дірок.

Ця формула дозволяє проаналізувати залежність коефіцієнта термо-ЕРС від концентрації, рухливості, ефективних мас носіїв заряду та температури.

Контакт метал-напівпровідник

Контакт між металом і напівпровідником на практиці використовується у ролі випрямляча. Перші випрямлячі були виготовлені шляхом механічного контакту металевого вістря з поверхнею природних кристалів сульфіда свинцю.

Розглянемо контакт металу (М) з роботою виходу A_M з напівпровідником (НП), робота виходу якого $A_{НП}$ (рис.2.1). Оскільки процес встановлення рівноваги між металом і напівпровідником визначається вирівнюванням рівнів Фермі, то $A_{НП}$ – термодинамічна робота виходу. Вирівнювання рівнів Фермі відбувається за рахунок протікання електронів із напівпровідника у метал при умові $A_M > A_{НП}$, як зображено на рис.2.1,б. Після встановлення рівноваги виникає контактна різниця потенціалів U_K . При цьому приконтактна область

напівпровідника збіднюється на основні носії заряду на товщині, яка визначається виразом:

$$D = \sqrt{\frac{2U_k \varepsilon_0 \varepsilon}{en}} = \sqrt{\frac{2U_k \varepsilon_0 \varepsilon}{eN_d}}, \quad (2.12)$$

де ε - діелектрична проникність напівпровідника, N_d - концентрація донорної домішки, n - концентрація вільних електронів.

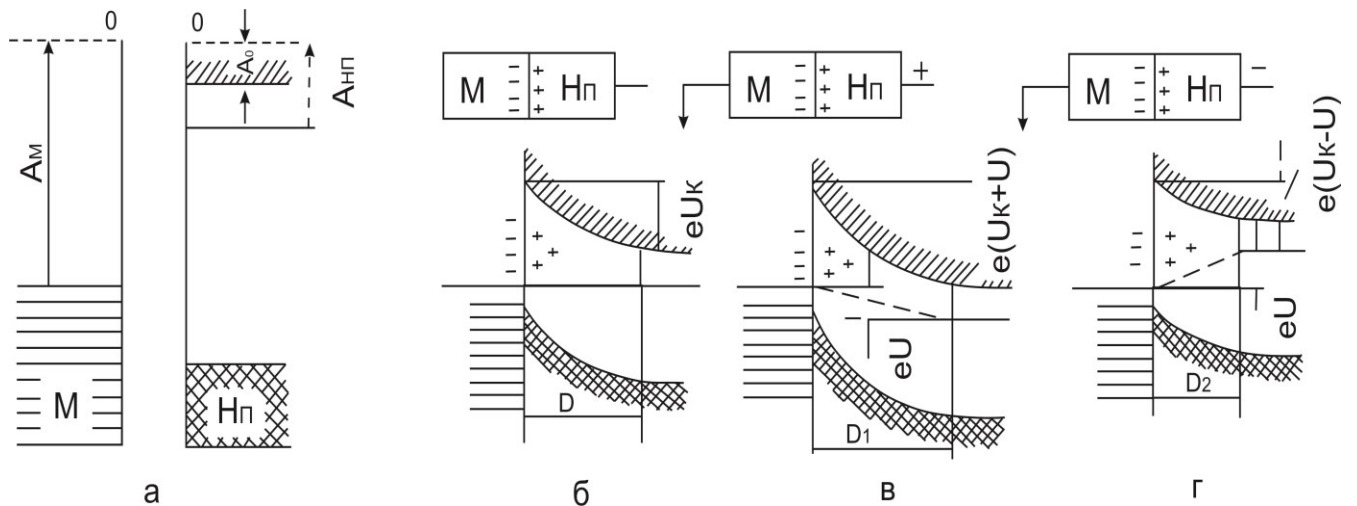


Рис. 2.1. Випрямляючий контакт між металом і напівпровідником n-типу: а) до встановлення контакту; б) для рівноважного стану; в) зовнішня різниця потенціалів U прикладена у зворотному напрямку; г) зовнішня різниця потенціалів U прикладена у прямому напрямку

Якщо вільні електрони у напівпровіднику виникають за рахунок іонізації донорних атомів, то $n = N_d$. Цей збіднений на вільні електрони шар має великий опір і називається заірним. Під впливом зовнішнього електричного поля опір заірного шару, а відповідно і

його товщина, може суттєво змінюватися. Прикладання зовнішньої різниці потенціалів U у зазірному напрямку приводить до збільшення потенціального бар'єру для електронів, які переходять із напівпровідника у метал, на величину eU (рис.2.1, в). Товщина зазірного шару у цьому випадку дорівнюватиме

$$D_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(U_k + U)}{en}}. \quad (2.13)$$

У випадку, якщо зовнішнє поле прикладене у прямому напрямку, відбувається зниження потенціального бар'єру і зменшення товщини зазірного шару (рис.2.1, г), формула для якого набуде вигляду:

$$D_2 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(U_k - U)}{en}}. \quad (2.14)$$

Як видно з рис.2.1, г висота бар'єру з боку металу не змінюється. Прикладання зовнішньої напруги приводить до виникнення у колі електричного струму, напрямленого від металу до напівпровідника.

Залежність густини струму від прикладеної різниці потенціалів у загальному вигляді можна представити формулою:

$$j = A \left(e^{\pm \frac{eU}{kT}} - 1 \right), \quad (2.15)$$

де A - коефіцієнт, що залежить від концентрації носіїв заряду у напівпровіднику, контактної різниці потенціалів U_k і температури, знак "+" відповідає прямому напрямку зовнішньої напруги, "-" – зазірному.

У прямому напрямку струм швидко досягає великих значень, а при зворотному – дуже повільно збільшується і при $U \rightarrow \infty$ досягає насичення, що визначається величиною коефіцієнта A :

$$A = \frac{1}{4} env \times \exp\left(-\frac{eU_k}{kT}\right), \quad (2.16)$$

де n - концентрація електронів у напівпровіднику, v - середня арифметична швидкість електронів.

Фотопровідність при локальному освітленні

На контакті між металевим зондом і напівпровідником виникають мікроскопічні p - n -переходи (рис. 2.1), і, отже, утворюється запірний шар, товщина якого залежить від напрямку прикладеної напруги, що було розглянуто вище. При освітленні напівпровідника, в якому існує градієнт питомого опору, виникає фото-ЕРС. При цьому локальна фотопровідність також набуває різної величини. Спад напруги у напівпровіднику, який має форму прямокутної пластини, при локальному освітленні змінюється на величину

$$\Delta U = Ie(\mu_n + \mu_p) \frac{1}{bd} G \tau_{ef} \rho^2, \quad (2.17)$$

де I – струм через пластину в режимі генератора струму, d – товщина пластини, b – її ширина, e – заряд електрона, G – швидкість генерації носіїв заряду. Методом локальної фотопровідності можна провести вимірювання розподілу питомого опору вздовж зразка.

Якщо ж мати еталонну ділянку з відомими ρ та τ_{ef} , то можна оцінити $\rho(x)$ за визначеними величинами $\Delta U(x)$ та $\tau_{ef}(x)$:

$$\rho(x) = \rho_{em} \sqrt{\frac{\Delta U(x) \tau_{em}}{\Delta U \tau_{em}(x)}}, \quad (2.18)$$

де ρ_{em} – можна визначити дво- або чотиризондовим методом для певної ділянки зразка.

Оскільки сигнал $\Delta U(x)$ пропорційний $\rho^2(x) \tau_{ef}(x)$, то залежність від ρ^2 значно більша, ніж від τ_{ef} . Якщо ж $\tau_{ef}(x) \approx \overline{\tau_{ef}}$, то $\Delta U(x) \propto \rho$.

Якщо неоднорідність створюється лише на межі між металевим контактом і напівпровідником (область підвищеного приконтактного опору), то залежно від прикладеної напруги до металевого контакту в результаті його освітлення фотострум буде зростати або зменшуватися. Розглянемо це на прикладі з металом, в якому виникає запірний шар (рис.2.1, б). Під дією світла біля контакту на відстані меншій дифузійної довжини електронів збуджуються фотоелектрони. Напрямок їх руху буде зумовлений полярністю прикладеної до цього контакту напруги. Якщо на контакті буде позитивний потенціал, то фотоелектрони притягуватимуться до нього і фотопровідність буде зменшуватися. Зростання зовнішньої напруги підсилює цей ефект, особливо при умові:

$$U \approx \frac{kT}{e} \frac{d}{L_D}, \quad (2.19)$$

де U – прикладена напруга, L_D – дифузійна довжина фотоелектронів, d – товщина зразка, k – постійна Больцмана, T – абсолютна температура, e – заряд електрона.

При зміні полярності напруги (мінус на освітлювальному контакті) фотоелектрони під дією існуючого поля затягуватимуться вглиб зразка. При цьому фотопровідність зростатиме, оскільки у

даному випадку цей напрям буде прямим. Для напівпровідника з дірковою провідністю процеси будуть протилежними до описаних вище.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ

Найбільш застосовуваними і швидко здійснюваними в лабораторних умовах є такі методи: за знаком термо-ЕРС, за виглядом вольт-амперної характеристики для точкового контакту метал-напівпровідник та за світловим зондом.

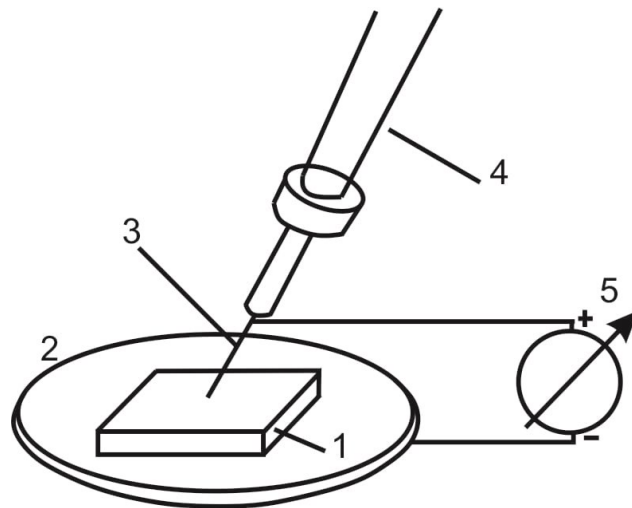


Рис. 2.2. Пристрій для визначення типу провідності за допомогою термозонду: 1 – досліджуваній напівпровідник; 2 – холодна металева підкладка; 3 – гарячий зонд; 4 – електронагрівник; 5 – мілівольтметр або гальванометр.

Суть названих методів розглянута нами у розділі «Теоретичні відомості». Якщо у напівпровіднику здійснювати локальний нагрів, то в ньому виникне різниця температур, що є умовою ефекту Зеєбека, і, отже, у напівпровіднику виникне термо-ЕРС (2.8). Типовий пристрій для визначення знаку носіїв заряду в напівпровіднику термоелектричним методом зображений на рис. 2.2. Полярність мілівольтметра, що вказана на рис. 2.2, відповідає зразку з електронною провідністю, для діркової провідності стрілка мілівольтметра буде відхилитися в протилежний бік, оскільки для випадку, коли гарячий зонд дотикається до *n*-області, місце контакту заряджається позитивно відносно холодного контакту, якщо ж гарячий зонд знаходиться на *p*-області, то він заряджається негативно відносно холодного кінця. Для речовин з високим питомим опором (таких, як SiC) використовують пристрій з гарячою підкладкою і холодним точковим контактом.

Для визначення типу провідності також можна застосувати метод визначення коефіцієнта випрямлення на контактні металеві вістря з напівпровідником (рис.2.3). У більшості випадків на такому контактні виникають мікроскопічні *p-n*-переходи і, отже, контакт створює запірний шар на поверхні напівпровідника. Випрямляюча властивість контакту метал-напівпровідник може бути оцінена коефіцієнтом випрямлення *K*. Ця величина визначається відношенням величини струму у прямому напрямку до величини струму у зворотному напрямку, виміряними при одному і тому ж значенні різниці потенціалів:

$$K = \frac{I_{np}}{I_{зв}}. \quad (2.20)$$

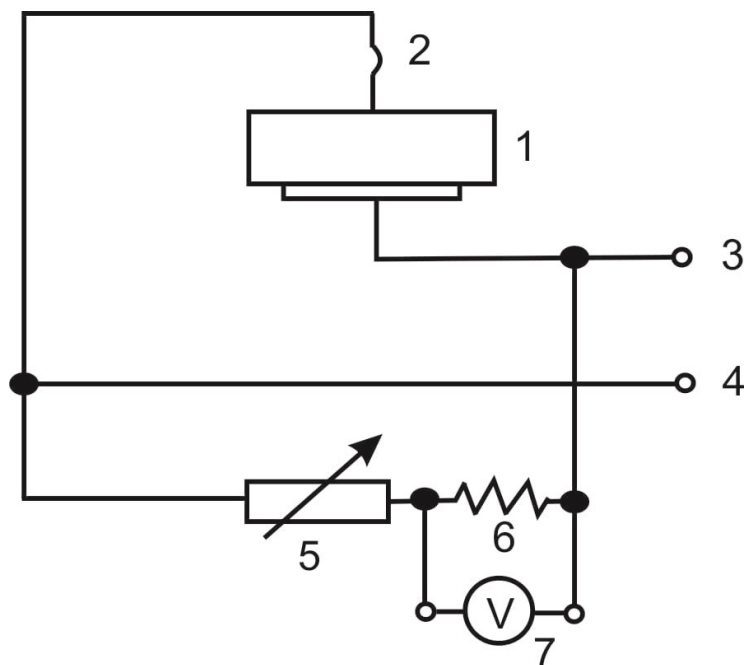


Рис. 2.3. Схема для визначення коефіцієнта випрямлення на контактї металевого вістря з напівпровідником: 1 – зразок; 2 – металевий контакт; 3, 4 – клеми блока живлення; 5 – змінний резистор; 6 – еталонний резистор; 7 - вольтметр.

Якщо до такого контакту прикласти по чергово напругу з двома можливими значеннями полярності, то за величиною коефіцієнта випрямлення можна судити про те, які носії заряду характеризують провідність в об'ємі напівпровідника.

Замінюючи зразки, визначають для них K при постійному значенні напруги і роблять висновок про тип електричної провідності напівпровідника.

Користуючись даною установкою, знак носіїв заряду можна визначити за допомогою світлового зонда. Так, при освітленні позитивного електрода до нього притягуються фотоелектрони і при зростанні напруги все більша їх частина буде втягуватися в електрод, завдяки чому зумовлена ними фотопровідність буде зменшуватися.

У випадку, коли на освітленому електроді буде мінус, поле буде втягувати електрони в глибину зразка, і лише незначна їх доля буде повертатися у металевий електрод. При цьому провідність буде зростати. Така ситуація буде при електронній провідності зразка. Оскільки світло збуджує основні носії заряду, то при дірковій провідності напівпровідника картина буде протилежна до описаної вище.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

1. Нагрівають термозонд і, легко притиснувши його до поверхні зразка з відомим типом провідності, відмічають, у який бік відхиляється стрілка гальванометра.

2. На місце даного зразка по чергово кладуть інші досліджувані зразки і кожний раз фіксують, у який бік відхиляється стрілка гальванометра.

3. Вимкнувши нагрів, дають охолонути металевому зонду і далі використовують його як випрямляючий металевий електрод, подаючи на нього відповідну напругу і змінюючи її полярність.

4. Вимірюють значення струмів при по черговому накладанні від'ємного потенціалу на металевий електрод спочатку для еталонного зразка, а потім для всіх досліджуваних зразків.

5. Визначають коефіцієнт випрямлення для кожного із зразків і порівнюють одержані результати.

6. Такі ж самі вимірювання проводять при освітленні зразка з боку металевого контакту.

7. Аналізують одержані результати і роблять висновки.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. З'ясувати механізми утворення термо-ЕРС.
2. Які типи провідності у напівпровідниках?
3. Пояснити фізичний принцип дії випрямляючого контакту між металом і напівпровідником.
4. У чому полягає принцип метода локальної фотопровідності для визначення знаку носіїв заряду?
5. Як виглядає енергетична схема контакту метал-напівпровідник при різних роботах виходу?
6. Який вигляд має ВАХ контакту метал-напівпровідник і яким виразом описується?
7. Якому із розглянутих методів можна віддати перевагу і чому?
8. Пояснити механізм виникнення е.р.с. Холла. В чому полягає вплив носіїв заряду на знак е.р.с. Холла.
9. Як змінюється концентрація носіїв заряду та їх рухливість у напівпровідниках зі збільшенням температури?
10. У чому полягає відмінність між рівноважними та нерівноважними носіями заряду?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ

ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ

ВІД ТЕМПЕРАТУРИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ

АКТИВАЦІЇ

Мета роботи – вивчити характер електропровідності напівпровідника, визначити один з основних його параметрів – енергію активації у випадку власної провідності або енергію іонізації домішки у випадку домішкової електропровідності.

Необхідні прилади та матеріали – цифровий вольтметр; термостат; досліджуваний зразок; термопара; цифровий термометр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Напівпровідники – широкий клас речовин, які за своєю електропровідністю займають проміжне місце між металами і діелектриками. Основні фізичні властивості напівпровідникових матеріалів:

1) концентрація носіїв заряду, а отже, і електропровідність суттєво залежать від зовнішніх впливів (температури, опромінювання, домішок тощо);

2) з підвищенням температури електропровідність напівпровідників стрімко зростає;

3) електропровідність не пов'язана з перенесенням речовини і має електронний механізм.

Хімічно чисті напівпровідники називають власними. Напівпровідники поділяються на елементарні, бінарні, потрійні та багатокомпонентні. До елементарних напівпровідників відносяться: кремній, германій, бор, алмаз, сіре олово, фосфор, миш'як, сурма,

сірка, селен, телур, йод. Як бачимо, загальне число елементарних напівпровідників невелике. Число ж напівпровідникових сполук практично необмежене, тому завжди можна вибрати речовини з потрібними для практики електрофізичними властивостями.

Більшість подвійних (бінарних) сполук, відомих у неорганічній хімії, до певної міри проявляють напівпровідникові властивості. До них належать численні окисли металів (наприклад, CuO , TiO , ZnO), сульфіди, селеніди, телуриди (PbS , PbSe , PbTe , GeS , GeSe , SiS_2 , SiSe_2 , SnS , SnSe , GeTe , SnTe), фосфіди (GaP , InP , Zn_3P_2 , Cd_3P_2), нітриди (GaN , AlN , Cu_3N , Si_3N_4), карбіди (SiC , B_4C), силіциди (Mg_2Si , Ca_2Si , CrSi_2). До потрібних напівпровідників відносяться: CuFeS_2 , CuAsS_2 , ZnIn_2Se_4 , CdIn_2Se_4 , PbGeS_3 , SnGeS_3 , PbGa_2S_4 , PbGa_2Se_4 , SbSI та багато інших сполук. Крім неорганічних речовин, до напівпровідників належать і деякі органічні речовини, такі як антрацен, фталоціанін та інші.

Розглянемо механізм електропровідності власного напівпровідника на прикладі атому кремнію (Si). Його зовнішня електронна оболонка містить чотири валентні електрони, які беруть участь в утворенні ковалентних зв'язків із сусідніми атомами кремнію. Знаходження атомів у кристалічній ґратці приводить до появи у твердому тілі енергетичних зон – валентної і зони провідності, що відділені так званою забороненою зоною.

Для того, щоб у такому кристалі виникнув струм, необхідно частину валентних електронів зробити вільними. Необхідну для переходу електрона між дозволеними зонами енергію можна підвести до ґратки, опромінюючи її фотонами або нагріванням. Перехід електрона в зону провідності породжує у валентній зоні один незаповнений ковалентний зв'язок, який має надлишковий позитивний заряд, оскільки він не скомпенсований зарядом електрона. Таке вакантне місце у валентній зоні отримало назву дірки. У цілому кристал

залишається електронейтральним, бо кожному утвореному позитивному заряду дірки відповідає вільний електрон. Напівпровідник, у якому внаслідок розриву валентних зв'язків утворюється рівна кількість вільних електронів і дірок, називається власним. Збільшення температури призводить до зростання числа розірваних валентних зв'язків, а значить, до збільшення концентрацій вільних електронів і дірок, які, рухаючись під дією зовнішнього електричного поля в протилежних напрямках, беруть участь у появі так званої власної електропровідності напівпровідника. Отже, у напівпровіднику, який не містить домішок, наявні одночасно електронна та діркова електропровідності.

Процес генерації електронів і дірок у напівпровідниковому кристалі супроводжується одночасно і зворотним процесом – рекомбінацією вільних носіїв заряду.

Основним способом надання напівпровідниковим матеріалам необхідних електрофізичних властивостей є введення домішок. Процес цілеспрямованого введення домішок у напівпровідник називають легуванням, а відповідні домішки - легуючими.

Розглянемо механізм виникнення домішкової електропровідності на основі ковалентної природи хімічних зв'язків у кремнії, що відноситься до класу елементарних напівпровідників. Нехай у кристалічну ґратку кремнію у ролі легуючої домішки введені атоми сурми, які для кремнію є донорною домішкою заміщення. Зовнішня оболонка атома сурми містить п'ять електронів: чотири із них беруть участь в утворенні ковалентного зв'язку з чотирма найближчими атомами кремнію, тоді як п'ятий електрон не бере участі в утворенні зв'язку, оскільки усі зв'язки вже зайняті. Водночас він буде зазнавати екрануючої дії зі сторони оточуючих атомів кремнію, внаслідок чого енергія його зв'язку з атомом сурми зменшується, як показує розрахунок, приблизно в ϵ разів (ϵ - відносна

діелектрична проникність, яка для кремнію складає $\epsilon = 12$). Це означає, що п'ятий електрон атома сурми може стати вільним при затраті енергії у десятки разів меншої за енергію, яку необхідно для відриву електрона від атома основної речовини - кремнію. Тому домішка може бути легко іонізована, і у кристалі появиться велике число вільних електронів, що набагато перевищує число вільних електронів у чистому кремнію. При прикладанні до кристалу електричного поля ці електрони прискорюються у напрямі проти поля і, отже, будуть брати участь в утворенні електричного струму. Атоми домішки, віддавши один валентний електрон у зону провідності, перетворюються на позитивно заряджені іони, які не можуть переносити електричні заряди, оскільки вони локалізовані у вузлах кристалічної ґратки. Тому донорна домішка є постачальником тільки вільних електронів. У цьому випадку кристал має електронну провідність, електричний струм зумовлений впорядкованим рухом електронів (*n*-тип провідності). Донорними домішками в германію і кремнію є елементи V групи: фосфор, миш'як, сурма і вісмут. Мінімальна енергія, яку необхідно надати електрону, що знаходиться на донорному рівні, щоб перевести його у зону провідності, називається енергією іонізації донора. Донорні рівні, як правило, розташовані у забороненій зоні ближче до дна зони провідності на відстанях кількох десятих або сотих електрон-вольта.

Розглянемо випадок акцепторної домішки. Напівпровідник, у якому носіями струму є дірки, називають дірковим напівпровідником (*p*-тип). Домішку, яка зумовлює діркову електропровідність кристалів, називають акцепторною. Акцепторними домішками у германію і кремнію є елементи III групи: бор, алюміній, галій, індій, талій. Домішки є акцепторами, якщо валентність домішкового атома менша за валентність атома основної ґратки.

Якщо, для прикладу, кристал кремнію легувати елементами III групи, то для забезпечення зв'язку з чотирма сусідніми атомами — вузлами кристалічної ґратки — у домішкового атома не вистачає одного електрона. Потреба у встановленні чотиривалентних зв'язків з вузлами кристалічної ґратки кремнію приводить до того, що атом індію захоплює електрон від одного із сусідніх атомів кремнію. При цьому атом індію виявляється іонізованим, перетворюючись на негативний іон індію, локалізований у вузлі кристалічної ґратки. Електрон, захоплений атомом індію, виявляється постійно локалізованим в атомі індію.

Атом кремнію, який втратив один електрон, стає позитивно зарядженим іоном, у якого є вільний квантовий стан. Іонізований атом кремнію для заповнення валентних зв'язків може захоплювати електрон від іншого сусіднього атома кремнію. Тоді вільний стан з'явиться у цього атома кремнію. Такий вільний стан атома у кристалічній ґратці, називається діркою. Отже, дірка, яка з'явилася внаслідок введення в кристал акцепторної домішки, може переміщуватися у кристалі напівпровідника. При прикладанні до кристалу електричного поля дірки отримують прискорення і у кристалі виникає електричний струм, зумовлений напрямленим рухом дірок. Введення домішки індію в кристал кремнію призводить до появи у забороненій зоні локалізованого акцепторного рівня E_p який розташований поблизу вершини валентної зони. Мінімальна енергія, яку необхідно надати електрону валентної зони, щоб перевести його на акцепторний рівень, називається енергією іонізації акцептора (E_p).

Електропровідність напівпровідників, як відомо, залежить від концентрації вільних носіїв заряду (n , p) та їх рухливості (μ_n , μ_p). Враховуючи тільки залежність концентрації від температури, вираз для питомої електропровідності власного напівпровідника (σ_i) можна записати у вигляді:

$$\sigma_i = AT^{-3/2} e^{-\frac{\Delta E_i}{2kT}}, \quad (3.1)$$

де $A \approx (N_c \cdot N_v)^{1/2}$; N_c і N_v - ефективні густини станів відповідно в зоні провідності та у валентній зоні; ΔE_i - енергія активації; k - стала Больцмана; T - температура.

Множник $AT^{-3/2}$ слабо змінюється з температурою, тоді як $e^{-\frac{\Delta E_i}{2kT}}$ суттєво залежить від температури, якщо $\Delta E \gg kT$. Отже, для не дуже високих температур множник $AT^{-3/2}$ можна вважати сталим:

$$AT^{-3/2} = \sigma_{0i}. \quad (3.2)$$

У цьому випадку вираз для питомої електропровідності власного напівпровідника (3.1) можна замінити більш простим:

$$\sigma_i = \sigma_{0i} e^{-\frac{\Delta E_i}{2kT}}. \quad (3.3)$$

У домішковому напівпровіднику при достатньо високих температурах електропровідність є власною, а при низьких температурах - домішковою. Для домішкового напівпровідника з одним типом домішки вирази для електропровідності запишуться у вигляді:

$$\sigma_n = \sigma_{0n} e^{-\frac{\Delta E_n}{2kT}}, \quad (3.4a)$$

$$\sigma_p = \sigma_{0p} e^{-\frac{\Delta E_p}{2kT}}, \quad (3.46)$$

де ΔE_n та ΔE_p - енергії іонізації відповідно донорних та акцепторних домішок.

В області температур виснаження домішки концентрація основних носіїв залишається постійною, і провідність змінюється внаслідок зміни рухливості з температурою. Якщо основним механізмом розсіювання носіїв в області виснаження є розсіювання на теплових коливаннях ґратки, то провідність зменшується з температурою. Якщо ж основним механізмом розсіювання є розсіювання на іонізованих домішках, то провідність буде зростати з ростом температури. Практично, при дослідженні температурної залежності провідності напівпровідників часто користуються не провідністю, а опором напівпровідників. Тоді ми можемо записати:

для власного напівпровідника

$$R_i = R_{0i} e^{\frac{\Delta E_i}{2kT}}, \quad (3.5)$$

для напівпровідника *n*-типу

$$R_n = R_{0n} e^{\frac{\Delta E_n}{2kT}}, \quad (3.6)$$

для напівпровідника *p*-типу

$$R_p = R_{0p} e^{\frac{\Delta E_p}{2kT}}, \quad (3.7)$$

і для частково скомпенсованого напівпровідника

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta E_{\text{дом}}}{2kT}}, \quad (3.8)$$

де $\Delta E_{\text{дом}}$ – енергія активації переважаючої домішки.

Вимірявши температурну залежність опору напівпровідника в певному інтервалі температур, можна за формулою (3.5) визначити енергію активації власного напівпровідника ΔE_i , за одною із формул (3.6) - (3.8) енергію іонізації домішки. Часто енергію активації для власної провідності ΔE_i , ототожнюють з шириною забороненої зони ΔE_g . Однак такий метод визначення ΔE_g характеризується двома недоліками: по-перше, необхідна повна впевненість в тому, що дійсно мова йдеться про власну провідність, і по-друге, слід пам'ятати, що ΔE_g залежить від температури.

Тому виникає питання, яке саме значення ми визначаємо за температурними дослідженнями. Для з'ясування цього представимо енергію активації, розклавши її в степеневий ряд по T :

$$\Delta E_g = \Delta E'_{g0} - \beta T + \dots, \quad (3.9)$$

де $\Delta E'_{g0}$ – ширина забороненої зони при абсолютній температурі, рівній 0 К.

Якщо в цьому наближенні обмежитись тільки лінійним членом, то з (3.5) ми визначаємо $\Delta E'_{g0}$, оскільки при підстановці βT ми

одержимо постійний множник e^{β} , який може бути включений в R_{0j} . Якщо ж цю залежність не можна вважати лінійною у всій області температур, то ΔE_i , визначена за температурною залежністю, не буде дорівнювати ширині забороненої зони при $T=0$ ($\Delta E_i \neq \Delta E_{g0}$) (рис.3.1). Як видно з рис. 3.1, вона буде рівна $\Delta E'_{g0}$, що одержується екстраполяцією прямої до $T=0$, яка приблизно описує залежність ΔE_g від T . Величину ΔE_i або ΔE_T іноді називають термічною шириною забороненої зони. Дійсну ширину забороненої зони можна визначити з оптичних досліджень. Оптична ширина забороненої зони може відрізнятись від термічної.

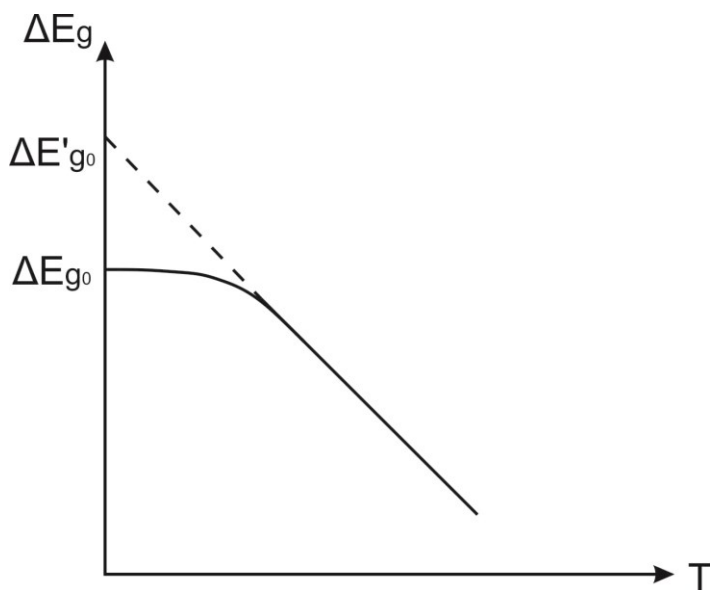


Рис. 3.1. Залежність ширини забороненої зони від температури.

Залежність опору напівпровідників від температури значно різкіша, ніж у металів, а їх температурний коефіцієнт опору має від'ємний знак. Температурну залежність опору напівпровідника ще характеризують коефіцієнтом температурної чутливості

$$\beta = \Delta E/2k.$$

Тоді вирази для R можна записати у вигляді:

$$R = R_0 e^{\beta/T}. \quad (3.10)$$

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ

Для зняття температурної залежності опору напівпровідниковий матеріал поміщають у термостатовану комірку і підключають до вимірювальної схеми. Контроль температури відбувається за допомогою хромель-алюмелевої термопари. Блок-схема установки наведена на рис.3.2.

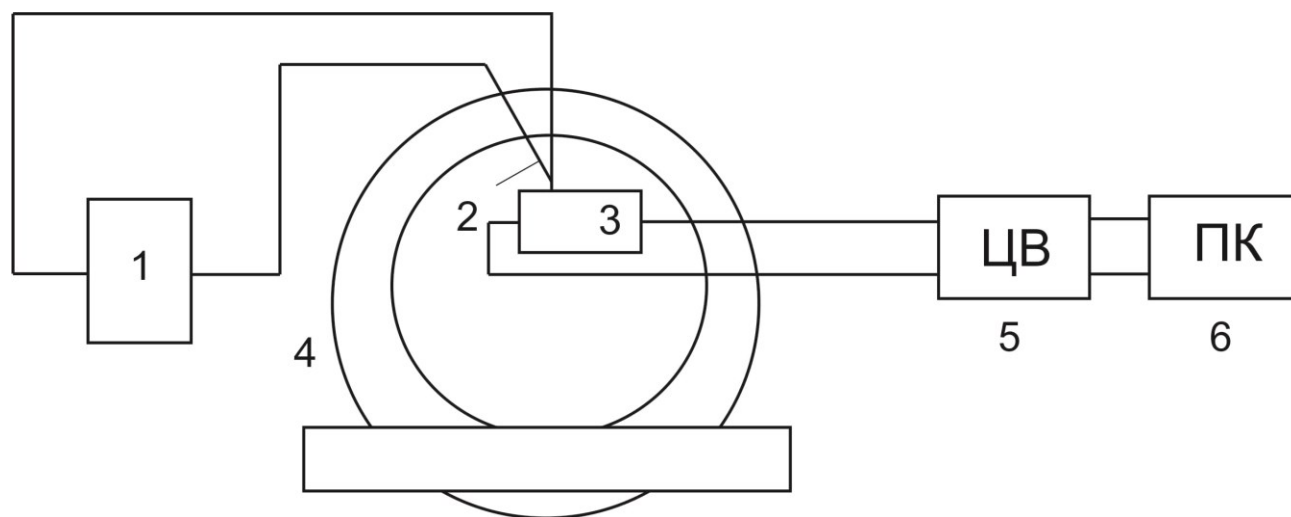


Рис.3.2. Блок-схема установки для дослідження температурної залежності опору: 1 – цифровий термометр; 2 – термопара; 3 – досліджуваний зразок; 4 – термостат; 5 – цифровий вольтметр, персональний комп’ютер.

Вимірюють опір та відповідну температуру через кожні 10-15 К. За одержаними значеннями R розраховують величину електричної провідності σ і будують графіки $R = f(T)$, а також $\ln(\sigma) = (1/T)$.

Із залежності $\ln(\sigma) = (1/T)$ за тангенсом кута нахилу знаходять енергію активації:

$$\Delta E'_{g0} = 2k \times 10^3 \frac{\ln \frac{\sigma(T_2)}{\sigma(T_1)}}{\frac{10^3}{T_1} - \frac{10^3}{T_2}}. \quad (3.11)$$

Знаючи з інших вимірювань $\beta = d(\Delta E_g)/dT$, визначають енергію активації (термічну ширину забороненої зони) для даної температури

$$\Delta E_T = \Delta E'_{g0} - \beta T. \quad (3.12)$$

Коефіцієнт температурної чутливості β можна визначити із даних по вимірюванню опору при деяких двох температурах T_1 та T_2 :

$$R_1 = R_0 e^{\beta/T_1}, \quad (3.13)$$

$$R_2 = R_0 e^{\beta/T_2}, \quad (3.14)$$

$$\beta = (T_1 T_2 / T_1 - T_2) \times \ln(R_1 / R_2). \quad (3.15)$$

Температурний коефіцієнт опору γ показує відносну зміну опору при зміні температури на 1 К:

$$\gamma = 1/R \times dR/dT. \quad (3.16)$$

Знайшовши із (3.10) dR/dT і підставивши в (3.16), одержуємо

$$\gamma = -\beta/T^2. \quad (3.17)$$

За знайденим значенням β обраховують γ для температури, яка визначається наступним чином

$$T = (T_1 + T_2)/2. \quad (3.18)$$

За результатом вимірювання електропровідності методом екстраполяції власної і домішкової областей до їх перетину (рис.3.3), можна визначити відношення рухливостей носіїв заряду

$$b = \mu_n/\mu_p. \quad (3.19)$$

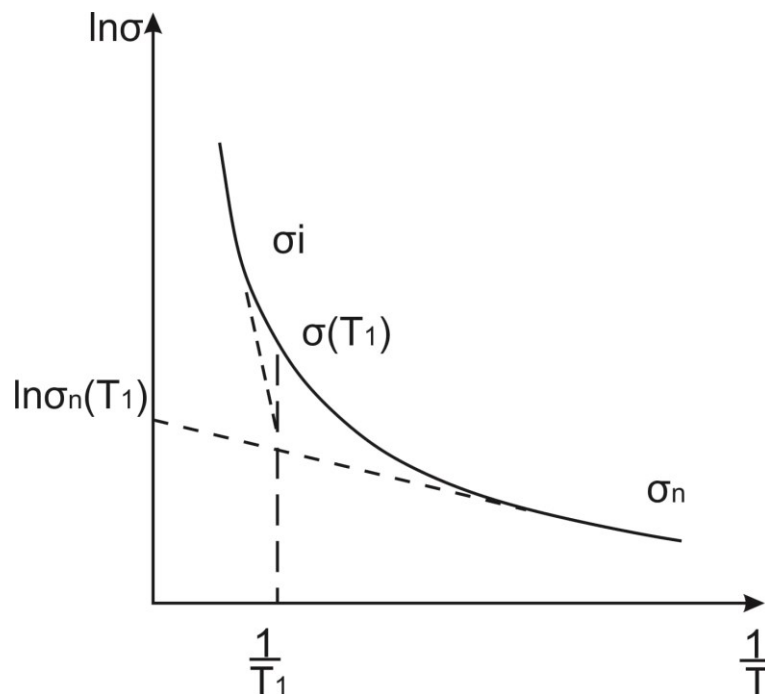


Рис. 3.3. Температурна залежність $\ln\sigma$ в області домішкової та власної електропровідності.

Для n -типу напівпровідника у точці перетину виконується умова $\sigma_i = \sigma_n$, тобто

$$en_i\mu_p(b+1) = e\mu_p N_d \quad (3.20)$$

або

$$N_d/n_i = b+1/b, \quad (3.21)$$

де N_d – концентрація донорної домішки у стані повної іонізації. При T_1 , що відповідає точці перетину, дійсне значення провідності дорівнює $\beta(T_1)$. Оскільки воно визначає значення провідності в області змішаної електропровідності, то

$$\sigma(T_1) = en\mu_n + ep\mu_p, \quad (3.22)$$

причому

$$n = p + N_d. \quad (3.23)$$

При температурі T_1

$$Np = p(p + N_d) = n_i^2, \quad (3.24)$$

так що

$$n/n_i = n_i/p = p/n_i + N_d/n_i. \quad (3.25)$$

Знайдене за графічною залежністю (рис.3.3) відношення

$$\delta = \sigma(T_1)/\sigma_i(T_1) \quad (3.26)$$

можна представити наступним чином:

$$\delta = \frac{\sigma(T_1)}{\sigma_i(T_1)} = \frac{en\mu_n + ep\mu_p}{en_i\mu_p(b+1)} = \frac{ep\mu_n + eN_d\mu_n + ep\mu_p}{en_i\mu_p(b+1)} =$$

$$= \frac{p}{n_i} \times \frac{b}{b+1} + \frac{N_d}{n_i} \times \frac{b}{b+1} + \frac{p}{n_i} \times \frac{1}{b+1}. \quad (3.27)$$

Із врахуванням (3.21)

$$\delta = p/n_i + 1. \quad (3.28)$$

Підставляючи (3.28) і (3.21) в (3.25), одержимо:

$$(\delta - 1)^{-1} = (\delta - 1) + b + 1/b, \quad (3.29)$$

Звідки

$$b = \left(\frac{1}{1 - \delta} - \delta \right)^{-1}. \quad (3.30)$$

Аналогічний розрахунок для напівпровідника p -типу дає значення:

$$b = \frac{1}{1 - \delta} - \delta. \quad (3.31)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

1. Зібрати установку для дослідження температурної залежності опору напівпровідникового матеріалу (рис. 3.2).
2. Дослідити температурну залежність електричної провідності напівпровідникового зразка при нагріванні і охолодженні.
3. Побудувати графіки залежності $R = f(T)$ та $\ln \sigma = f(1/T)$.
4. Визначити енергію активації ΔE на двох ділянках температурної залежності в області власної та домішкової провідності (по мірі можливості).

5. Приймавши $\beta = 2 \times 10^{-4}$ (еВ/град), за формулою (3.12) знайти енергію активації для температури $T = 300$ К.
6. Зробити висновок про характер електропровідності даного напівпровідника.
7. Порівняти одержані результати з літературними значеннями ширини забороненої зони.
8. Визначити коефіцієнт температурної чутливості β .
9. Визначити температурний коефіцієнт опору γ .
10. Провести екстраполяцію залежності $\ln \sigma = f(1/T)$ в області власної та домішкової провідності і за формулою (3.30) для n -типу або (3.31) для p -типу знайти відношення рухливостей b .
11. Зробити короткий аналіз одержаних результатів та найбільш важливі висновки, що впливають з них.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які речовини є провідниками, діелектриками, напівпровідниками? У чому їх відмінність? Чим пояснюється наявність у них електричної провідності?
2. Пояснити механізми власної та домішкової електропровідності напівпровідника і їх залежність від температури.
3. Якою функцією описується розподіл електронів за енергією у напівпровідниках?
4. Який фізичний зміст енергії Фермі в металах і в напівпровідниках?
5. Як змінюється електропровідність напівпровідників із зростанням температури? Пояснити температурну залежність електропровідності напівпровідників.

6. Які напівпровідники називаються власними і чому?
7. Якими носіями заряду зумовлена електропровідність напівпровідника, що не містить домішок?
8. Як називається процес цілеспрямованого введення домішок у кристал? Які домішки називаються донорними, які – акцепторними ?
9. Які напівпровідники називаються напівпровідниками р-типу?
10. Зобразити графічно та пояснити температурну залежність ширини забороненої зони напівпровідника.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4

ВИВЧЕННЯ ОПТИЧНОГО ПОГЛИНАННЯ У НАПІВПРОВІДНИКАХ

Мета роботи – освоєння експериментальної методики дослідження поглинання світла у напівпровідниках та ознайомлення з основними закономірностями взаємодії електромагнітного випромінювання з напівпровідниками.

Необхідні прилади та матеріали – монохроматор МДР-3; джерело світла; лінзи, приймально-реєструюча система з фотопомножувачем (ФЕП) або напівпровідниковим фотодіодом; ідентичні діафрагми з закріпленими зразками; однотипні за хімічним складом напівпровідникові пластинки різної товщини.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Оптичні властивості ізотропного напівпровідника визначаються спектральною залежністю коефіцієнта поглинання $\alpha = \alpha(h\nu)$ та дисперсією показника заломлення $n = n(\lambda)$, де $h\nu$ – енергія світлового кванта, λ – довжина хвилі світла. Вивчення закономірностей поглинання є одним з найважливіших завдань напівпровідникової спектроскопії, методичні основи якої були закладені ще в 50-х роках в роботах Лисиці М.П., Освальда Ф. та інших. У 1958 році Урбах Ф. встановив, що в срібногалоїдних кристалах (типу AgBr) коефіцієнт поглинання в області краю поглинання змінюється за експоненціальним законом (правило Урбаха):

$$\alpha(h\nu) = \alpha_0 \exp\left[\frac{\sigma(h\nu - E_0)}{kT}\right] = \alpha_0 \exp\left[\frac{h\nu - E_0}{E_U(T)}\right], \quad (4.1)$$

де E_U – урбахівська енергія, яка рівна енергетичній ширині краю поглинання та являється величиною, оберненою до нахилу краю поглинання; σ – параметр крутизни краю поглинання; α_0 і E_0 – координати точки збіжності урбахівського “віяла”.

Раніше аналогічні експоненціальні закономірності коефіцієнта поглинання спостерігалися в лужногалоїдних кристалах та аморфному селені.

Бардін Дж. із співробітниками в 1954 році вперше запропонував теорію форми довгохвильового краю поглинання напівпровідників при прямих і непрямих зона-зонних переходах. У найпростішому випадку прямих переходів

$$\alpha(h\nu) = \frac{A}{h\nu} (h\nu - E_g^d)^r, \quad (4.2)$$

де A – константа, E_g^d – ширина забороненої зони при прямих переходах, а $r=1/2$ для так званих «дозволених» і $r=3/2$ для «заборонених» прямих переходів.

Основною ознакою прямих переходів є незалежність форми краю поглинання (4.2) від температури і зміна його положення згідно залежності ширини забороненої зони від температури.

При непрямих переходах за участю фононів вираз для $\alpha=\alpha(h\nu)$ значно складніший і суттєво залежить від температури, але в усіх членах суми по фононних вітках s з’являються множники

$$\beta(h\nu) = \frac{1}{h\nu} (h\nu \pm E_{\phi s} - E_g^i)^r, \quad (4.3)$$

які визначають загальну залежність $\alpha = \alpha(h\nu)$, де E_g^i – ширина забороненої зони при непрямих переходах, $E_{\phi s}$ – енергія фонона s -ої вітки, а $r=2$ для «дозволенних» і $r=3$ для «заборонених» непрямих переходів.

При оптичних дослідженнях домішкових центрів у твердих тілах часто мають справу з симетричними смугами поглинання, які задовільно описуються лоренцовими або гаусовими кривими.

Слід підкреслити, що приблизно оцінити ширину забороненої зони напівпровідника можна безпосередньо за спектром пропускання $T(h\nu)$ зразка товщиною в 1-2 мм, як енергію (по шкалі $h\nu$), при якій розпочинається різкий спад пропускання. Аналогічну оцінку можна зробити і за спектром поглинання $\alpha(h\nu)$. При такому способі оцінки E_g за положенням краю поглинання допустима похибка біля 0.1 еВ при $E_g \approx 2$ еВ, тобто відносна похибка складає 5%.

Точний аналіз краю поглинання при встановленні аналітичного вигляду $\alpha(h\nu)$ і природи поглинання дозволяє визначити ширину забороненої зони з точністю до 0.01-0.001 еВ. Необхідно мати на увазі, що немає сенсу визначати E_g методом екстраполяцій та ін., якщо не встановлено аналітичний вигляд і природу краю поглинання. В цьому питанні зустрічається багато помилок як в навчальній, так і у науковій літературі.

Із згаданих вище найпростіших закономірностей $\alpha(h\nu)$ (вирази (4.1), (4.2), (4.3)) ясно, що для надійної інтерпретації краю поглинання і визначення енергетичних параметрів напівпровідника необхідно точно виміряти коефіцієнти поглинання в достатньо широкій області зміни їх величини, бо інакше неможливо встановити аналітичну залежність $\alpha(h\nu)$. Вперше у 1959 році Освальд Ф. звернув увагу на те, що для точного встановлення експериментального спектру $\alpha(h\nu)$

необхідно провести вимірювання на багатьох зразках різної товщини. Крім того, необхідно врахувати багаторазові відбивання і для визначення α недостатньо користуватися тільки законом Бугера $I = I_0 e^{-\alpha d}$, де I_0 і I – відповідно інтенсивності світла, яке ввійшло в поглинутий шар товщиною d і пройшло крізь нього.

Відбивна здатність оптично досконалої поверхні напівпровідника при нормальному падінні світла визначається формулою Бера (у повній згоді з формулами Френеля)

$$r = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}, \quad (4.4)$$

де n – показник заломлення, $k = \frac{\alpha \lambda}{4\pi}$ – показник поглинання. Якщо повністю врахувати багаторазові відбивання, то для некогерентного світла (без врахування інтерференції) пропускання напівпровідникової пластинки товщиною d становить:

$$T = \frac{I}{I_0} = \frac{(1-r)^2 e^{-\alpha d}}{1-r^2 e^{-\alpha d}}, \quad (4.5)$$

Тобто

$$\alpha = \frac{1}{d} \ln \left[\frac{(1-r)^2}{2T} + \sqrt{\left(\frac{(1-r)^2}{2T} \right)^2 + r^2} \right]. \quad (4.6)$$

Тому, якщо виміряти r і T для даної пластинки, то α вимірюється з відносною похибкою

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{1}{\alpha} \left(\left| \frac{\partial\alpha}{\partial r} \right| \Delta r + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial T} \right| \Delta T \right) + \frac{\Delta d}{d}. \quad (4.7)$$

Відбивну здатність можна визначити не тільки по відбиванню поверхні зразка (при цьому друга грань не повинна давати вкладу у відбитий сигнал), але й по максимальному пропусканню досить тонкої пластинки:

$$T_{max} = \lim_{ad \rightarrow 0} T = \frac{1-r}{1+r}. \quad (4.8)$$

При порівняно сильному поглинанні ($\alpha \times d_2 \geq 1.6$) вираз (4.5) спрощується:

$$T \approx (1-r)^2 e^{-\alpha d}, \quad (4.9)$$

а для коефіцієнта поглинання маємо:

$$\alpha \approx \frac{1}{d} \ln \frac{(1-r)^2}{T}. \quad (4.10)$$

Слід зауважити, що для однотипних за хімічним складом зразків товщиною від 0.1 мм до 5 мм з низькими рівнями коефіцієнтів відбивання (вважається, що їх коефіцієнти відбивання мають однакові значення), використовують спрощений «метод двох товщин». У такому разі по вимірному відношенню $D_{12} = T_2/T_1$ пропускать двох зразків ($d_2 > d_1$) коефіцієнт поглинання визначається як

$$\alpha = \frac{1}{d_2 - d_1} \ln \frac{1}{D_{12}}. \quad (4.11)$$

При вимірюванні співвідношення пропускань $D_{12}=T_2/T_1$ зразків з товщинами $d_2/d_1 \geq 1.5$ та врахуванні похибок спектрофотометра, похибок внаслідок впливу розсіяного світла та похибок від використання наближеної формули (4.9) замість (4.5), отримаємо вираз:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \left| \frac{e^{(\alpha d_2 - \alpha d_1)}}{\alpha d_2 - \alpha d_1} \right| \Delta D + \frac{\Delta d_1 + \Delta d_2}{d_2 - d_1}, \quad (4.12)$$

де ΔD – сумарна похибка у визначенні похибки пропускань D_{12} .

Для багатьох напівпровідників технологія підготовки зразків до оптичних вимірювань дозволяє виготовляти зразки від мікронних до сантиметрових товщин. Із аналізу, виконаного Ф.Освальдом, випливає, що при похибці $\Delta\alpha/\alpha \leq 15\%$ виміряти край поглинання $\alpha(h\nu)$ в області $10^{-1} \text{ см}^{-1} \leq \alpha \leq 10^4 \text{ см}^{-1}$ можна при наборі 5 товщин зразків, а для забезпечення похибки $\Delta\alpha/\alpha \leq 8\%$ необхідно 15 зразків з товщинами у співвідношенні 1:3. Тому точне дослідження краю поглинання є трудомістким завданням навіть при сучасному найновішому оснащенні експериментальною технікою підготовки зразків та комп'ютерною технікою для обробки результатів.

Слід мати на увазі, що загальну задачу по визначенню α і r із оптичного пропускання зразків двох різних товщин, заданих формулами (4.5), внаслідок трансцендентності рівнянь розв'язати аналітично не можна, тому її розв'язують за допомогою комп'ютерної програми. Ми розглянули тільки найпростіші аналітичні варіанти врахування багаторазових відбивань.

Слід зауважити, що для однотипних за хімічним складом зразків товщиною від 0.1 мм до 5 мм з низькими рівнями коефіцієнтів відбивання (вважають, що їх коефіцієнти відбивання мають однакові значення), використовують спрощений «метод двох товщин». У такому випадку коефіцієнт поглинання визначається за експериментально визначеним відношенням $D_{12}=T_2/T_1$ пропускань двох зразків ($d_2>d_1$) за допомогою формули (4.11).

Експериментальна установка та методика вимірювання

Для оптичних досліджень спектрів поглинання використовується дифракційний монохроматор МДР-3 (рис. 4.1), що дозволило вимірювати коефіцієнти пропускання та відбивання світла у монохроматичному випромінюванні. Виділюваний спектральний інтервал становить близько 1 Å, що відповідає виділюваному енергетичному інтервалу 5×10^{-4} еВ. У ролі джерела випромінювання використовується галогенова лампа розжарювання, а в ролі приймача випромінювання – фотоелектронний помножувач.

Оскільки енергія кванта $\varepsilon=h\nu$ може бути представлена як

$$\varepsilon(\text{eV})= 1.24/\lambda(\text{мкм}), \quad (4.13)$$

то виділений монохроматором спектральний інтервал дорівнює

$$\Delta\varepsilon(\text{eV})= (1.24/\lambda^2)/\delta\lambda, \quad (4.14)$$

де $\delta\lambda=D \times \delta S$, $D(\text{мкм/мм})$ – обернена лінійна дисперсія монохроматора, δS – робоча ширина щілини в мм. Якщо вхідна (δS_1) і вихідна (δS_2) щілини різні, то

$$\delta S = \frac{\delta S_1 + \delta S_2}{2}. \quad (4.15)$$

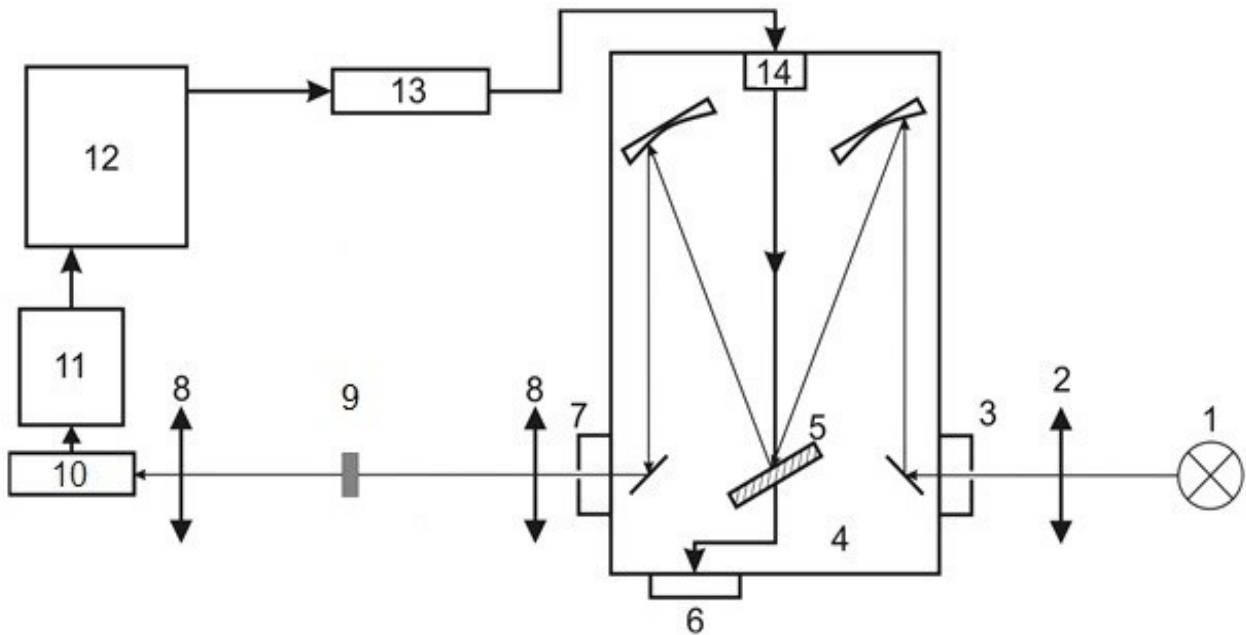


Рис.4.1. Принципова схема експериментальної установки для оптичних досліджень: 1 – джерело світла; 2 – конденсор; 3 – вхідна щілина монохроматора; 4 – монохроматор МДР-3; 5 – дифракційна ґратка; 6 – шкала монохроматора; 7 – вихідна щілина монохроматора; 8 – фокусуючі лінзи; 9 – досліджуваний зразок на діафрагмі; 10 – фотодетектор на основі фотоелектронного помножувача (ФЕП) або напівпровідникового фотодіода; 11 – підсилювач ФЕП або фотодіода; 12 – персональний комп’ютер (ПК) з вимірювальною платою для автоматизованого збору експериментальних даних; 13 – контролер крокового двигуна; 14 – кроковий двигун.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

1. Провести вимірювання спектрів пропускання на двох зразках різних товщин на експериментальній установці, принципова схема якої наведена на рис. 4.1, розрахувати та побудувати спектральні залежності коефіцієнта пропускання світла.

2. За формулою (4.11) розрахувати спектральну залежність $\alpha(h\nu)$ за усередненими спектрами пропускання. Проаналізувати точність визначених α для трьох значень $h\nu$, для яких розраховуються виділювані спектральні інтервали згідно (4.14).

3. За відомим пропусканням $T_1(h\nu)$ зразка з найменшою товщиною d_1 при $\alpha \times d_1 = 1.5$ визначити r із формули (4.9). Використовуючи знайдене значення r , розрахувати за формулою (4.10) найвищі значення $\alpha(h\nu)$ при $h\nu = h\nu_1$. Проаналізувати точність визначених значень α .

4. Побудувати загальний графік $\alpha(h\nu)$ і вказати на рисунку похибки та виділювані спектральні інтервали.

5. Зробити висновок про можливість визначення енергетичних параметрів напівпровідника шляхом побудови однієї із залежностей: $\ln \alpha = f(h\nu)$, $(h\nu \times \alpha) = f(h\nu)$, $\sqrt{h\nu \times \alpha} = f(h\nu)$, $(h\nu \times \alpha)^{1/3} = f(h\nu)$. Якщо поглинання має вигляд симетричної смуги, то встановити, лоренцевою чи гаусовою кривою описується смуга поглинання.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що служить диспергуючим елементом у монохроматорі МДР-3?
2. Який фізичний зміст коефіцієнта поглинання α ? В яких одиницях вимірюється коефіцієнт поглинання α ?
3. Скільки процентів складає максимальне пропускання непоглинаючої пластинки з показником заломлення $n=2$?

4. При $\lambda=0.62$ мкм пропускання напівпровідникової пластинки різко спадає. Чому дорівнює порогове значення енергії квантів світла?

5. Дати схематичне зображення оптичних переходів при різних механізмах поглинання в напівпровідниках.

6. Пояснити фізичну природу виникнення краю оптичного поглинання.

7. У чому полягає відмінність між прямими та непрямыми оптичними переходами?

8. За яким законом змінюється спектральна залежність коефіцієнта поглинання при прямих та непрямах переходах?

9. Які основні закономірності правила Урбаха?

10. В чому полягає сутність методу двох товщин для дослідження краю оптичного поглинання?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 5

ДОСЛІДЖЕННЯ ФОТОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛІВ

Мета роботи – ознайомлення з методикою дослідження фотоелектричних властивостей напівпровідників і вимірювання спектральної залежності фотопровідності та люксамперних характеристик напівпровідникових сполук типу сульфіда кадмію.

Прилади і матеріали – монохроматор МДР-3; джерело світла; конденсор; модулятор; сірі фільтри для послаблення інтенсивності світла; приймально-реєструюча система з електронним підсилювачем; персональний комп'ютер (ПК); напівпровідникові пластинки з нанесеними омічними контактами різного складу.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Внутрішній фотоэффект – це процес внутрішньої іонізації під впливом світла, що приводить до утворення додаткових нерівноважних носіїв заряду. Додаткову провідність, зумовлену внутрішнім фотоэффектом, називають фотопровідністю.

При внутрішньому фотоэффекті первинним процесом являється поглинання фотона з енергією, достатньою для збудження електрона з валентної зони в зону провідності з утворенням пари електрон-дірка, або з поглинанням енергії локальними донорними чи акцепторними рівнями, які розміщені в забороненій зоні напівпровідника. Перехід «зона-зона» приводить до утворення пари електрон-дірка, тоді як в результаті переходів з домішкових рівнів у відповідну зону утворюються носії тільки одного знаку.

Якщо оптичне збудження електронів проходить із валентної зони в зону провідності, тоді спостерігається власна фотопровідність,

яку утворюють носії заряду обох знаків. При цьому енергія фотона повинна бути не менше ширини забороненої зони напівпровідника ($h\nu \geq \Delta E$).

Для кристалічної ґратки справедливий закон збереження повного хвильового числа k , що відповідає прямим і непрямим оптичним переходам. Якщо перехід електрона здійснюється при взаємодії фотона і електрона, то має місце прямий (вертикальний) оптичний перехід. Але в кристалічній ґратці можливий і більш складний процес взаємодії фотона, електрона і фонона (кванта коливань кристалічної ґратки). У результаті такої взаємодії електрон приймає енергію фотона і змінює своє хвильове число за рахунок фонона. Такі переходи називають непрямыми (невертикальними) оптичними переходами.

При наявності складної енергетичної зони прямим оптичним переходам може відповідати енергія більша, ніж енергія термічних переходів. Оскільки імовірність непрямих оптичних переходів менша імовірності прямих переходів, то в спектрах поглинання при енергії фотонів, що відповідають прямим переходам, повинно спостерігатись різке зростання поглинання і, відповідно, фотопровідності.

Власна смуга поглинання, яка завжди має чітко виражений довгохвильовий край, в принципі може мати і короткохвильовий край. Але в багатьох випадках зона провідності перекривається вище розміщеними дозволеними енергетичними зонами, утворюючи суцільний спектр. Тому спектр поглинання і спектральна залежність внутрішнього фотоефекта простягається далеко у короткохвильову область. Разом з тим при великих енергіях фотонів ($h\nu \geq 2\Delta E$) перехід електрона в зону провідності може супроводжуватися ефектом ударної іонізації, що приводить до звільнення певної кількості електронів та дірок. Практично, при високих значеннях коефіцієнтів поглинання світла суттєву роль відіграє рекомбінація фотоносіїв у

приповерхневому шарі матеріалу, що різко зменшує концентрацію фотоносіїв, які беруть участь у фотопровідності. Таким чином, теорія внутрішнього фотоефекту зводиться до появи вільних фотоносіїв заряду за рахунок поглинання світла електронами лише в деякій області спектра поблизу довгохвильового краю смуги оптичного поглинання.

Фотопровідність

Однією з найбільш чутливих характеристик до зміни дефектної структури кристалів є спектральний розподіл фотопровідності, який визначає залежність фотопровідності напівпровідника від енергії (довжини хвилі) падаючого випромінювання. У загальному випадку спектр фотопровідності відображає наявність двох фотоефектів: власного та домішкового. Відмінною ознакою власного фотоефекту є взаємодія падаючих фотонів з колективними електронними станами ґратки, внаслідок якої утворюються вільні нерівноважні пари електрон-дірка. При цьому фотони поглинаються електронними станами, зв'язаними з валентною зоною дозволених енергій, а збуджені електрони переходять у зону провідності, залишаючи у валентній зоні дірки. Вказані процеси характеризуються сильною електрон-фононою взаємодією і приводять до коефіцієнта поглинання, який перевищує 10^3 см^{-1} . Домішковий фотоефект зумовлений взаємодією фотона з електронним станом, локалізованим біля дефекту або домішки та характеризується відносно невеликим перерізом взаємодії ($\sim 10^{-6} \text{ см}^2$), що при середніх концентраціях домішки порядку 10^{16} см^{-3} приводить до значень коефіцієнта поглинання біля 1 см^{-1} . Внаслідок взаємодії фотона з домішковим центром (дефектом) в одній із зон дозволених енергій виникає вільний носій заряду (електрон або дірка), а поблизу домішкового

центру (дефекту) – локалізований зв'язаний носій заряду протилежного знаку (дірка або електрон).

Таким чином, у зарядовому відношенні власний і домішковий фотоефекти відрізняються лише величиною квантового виходу, тобто числом вільних зарядів, які збуджуються одним поглинутим фотоном. Однак, ця чисто кількісна відмінність приводить до важливої якісної відмінності, яка полягає в наступному. У випадку власного фотоефекту рух зарядів у напівпровідниковому кристалі можна зареєструвати як при прикладанні зовнішньої напруги до кристала (саме цей ефект і є фотопровідність), так і без зовнішнього джерела напруги (ефект виникнення фотоелектрорушійних сил). В останньому випадку фотострум у колі виникає внаслідок руху зарядів, створених фотонами у внутрішніх електричних полях, які утворюються різного роду неоднорідностями. У випадку домішкового фотоефекту один із нерівноважних зарядів виявляється локалізованим, внаслідок чого другий, вільний заряд може зміщуватися від локалізованого тільки на довжину дебаєвського радіуса екранування. У результаті в зразку виникає внутрішнє поле, яке компенсує уже існуюче поле неоднорідності – струм припиняється.

Таким чином, фотопровідність існує в обидвох випадках, у той час як ефект виникнення фотоелектрорушійних сил – тільки у випадку власного фотоефекту. Останнє є дуже важливим, оскільки в кристалах монохалькогенідів олова існує фото-ерс. Отже паралельне дослідження спектрів фотопровідності, фото-ерс та крайового поглинання дозволяє розділити власний та домішковий фотоефекти.

Нерівноважні електрони і дірки, утворені в результаті поглинання фотонів досить великих енергій, відразу після іонізації можуть мати енергії, значно більші, ніж середня енергія рівноважних носіїв, яка за порядком величини рівна kT . Але у результаті взаємодії з фотонами і дефектами кристалічної ґратки нерівноважні носії заряду

швидко набувають температуру ґратки, тобто їх енергія стає рівною середній тепловій енергії рівноважних носіїв заряду. Цей процес проходить за період порядку 10^{-10} с, який носить назву часу релаксації вільних носіїв заряду. Як правило, час життя нерівноважних носіїв заряду значно перевищує цю величину і складає $10^{-2} - 10^{-7}$ с, а тому протягом значної частини часу життя до рекомбінації їх кінетична енергія відповідає середній тепловій енергії рівноважних носіїв заряду. Можна вважати, що розподіл за енергіям нерівноважних носіїв заряду в зонах є таким, як рівноважних. Значить і рухливість нерівноважних носіїв заряду не відрізняється від рухливості рівноважних, оскільки рухливості електронів μ_n і дірок μ_p визначаються характером взаємодії носіїв заряду з ґраткою і залежать від розподілу вільних носіїв заряду за енергіями.

Таким чином, генерація носіїв заряду під впливом світла приводить до зміни питомої електропровідності σ у напівпровіднику, яка при наявності нерівноважних електронів Δn і дірок Δp може бути записана у вигляді

$$\sigma = e[(n_0 + \Delta n)\mu_n + (p_0 + \Delta p)\mu_p], \quad (5.1)$$

де n_0 і p_0 - концентрації рівноважних електронів і дірок.

Отже, надлишкова (нерівноважна) електропровідність, яка рівна різниці електропровідності у напівпровіднику при наявності (σ) і відсутності (σ_0) освітлення, являє собою фотопровідність (σ_ϕ):

$$\sigma_\phi = \sigma - \sigma_0 = e[\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p]. \quad (5.2)$$

Зрозуміло, що концентрації нерівноважних носіїв Δn і Δp залежать від інтенсивності та тривалості освітлення поверхні напівпровідника. Позначимо швидкість генерації носіїв заряду під

впливом освітлення через $\Delta n'$ і $\Delta p'$. Величини $\Delta n'$ і $\Delta p'$ повинні бути пропорційними світловій енергії, що поглинається одиницею об'єму напівпровідника за одиницю часу. Якщо інтенсивність монохроматичного освітлення шару товщиною dx рівна I , а коефіцієнт поглинання світла дорівнює α , то кількість світлової енергії, яка поглинається за одиницю часу в одиниці об'єму, визначається як

$$-\frac{dI}{dx} = kI. \quad (5.3)$$

Таким чином, швидкість генерації носіїв $\Delta n'$ і $\Delta p'$ пропорційна величині αI . Для області фундаментального поглинання

$$\Delta n' = \Delta p' = \beta k I. \quad (5.4)$$

Коефіцієнт пропорційності β називають коефіцієнтом квантового виходу, оскільки він визначає число пар носіїв заряду в одиниці об'єму (або число носіїв заряду певного типу при домішковій фотопровідності), утворених одним поглинутим квантом світла, якщо інтенсивність світла I вимірювати числом квантів у секунду. Як правило, коефіцієнт квантового виходу β не перевищує одиниці.

При неперервному освітленні напівпровідника світлом з постійною інтенсивністю встановлюється стаціонарний стан, який характеризується сталою концентрацією нерівноважних носіїв заряду Δn і Δp . Знайдемо залежність Δn і Δp від часу t і визначимо стаціонарні значення концентрацій нерівноважних носіїв заряду, рахуючи інтенсивність світла сталою у всьому об'ємі зразку, що приводить до однорідної генерації фотоносіїв заряду.

Відразу після початку освітлення, по мірі збільшення концентрації нерівноважних носіїв заряду починає збільшуватися

інтенсивність процесу рекомбінації. Оскільки швидкість генерації нерівноважних носіїв заряду залишається постійною при постійній інтенсивності освітлення, то інтенсивність рекомбінації швидко досягає інтенсивності процесу генерації носіїв, тобто, встановлюється стаціонарний стан нерівноважної концентрації фотоносіїв заряду.

Зміна концентрації нерівноважних носіїв за одиницю часу визначається різницею між швидкостями генерації та рекомбінації носіїв:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = \beta k I - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (5.5)$$

Другий член у правій частині рівняння (5.5) враховує зменшення концентрації неосновних носіїв заряду внаслідок процесу рекомбінації. Слід зауважити, що інтенсивність рекомбінації можна вважати пропорційною концентрації нерівноважних носіїв тільки в тому випадку, якщо час життя нерівноважних носіїв (однаковий для електронів і дірок) не залежить від їх концентрації.

Дана умова реалізується, якщо концентрація нерівноважних носіїв Δn і Δp мала порівняно з концентрацією рівноважних основних носіїв заряду (наприклад, $\Delta n = \Delta p \ll p_0$), оскільки в такому разі зміною концентрації основних носіїв під впливом світла можна знехтувати і вважати її постійною. Цей випадок має місце, наприклад, в домішковому напівпровіднику при генерації фотоносіїв в області фундаментального поглинання при таких температурах, коли всі атоми домішки іонізовані.

Знайдемо розв'язок рівняння (5.5), вважаючи, що $\Delta n = \Delta p \ll p_0$, $p_0 \gg n_0$ і що напівпровідник починає освітлюватися в момент часу $t=0$ світлом зі сталою інтенсивністю. Тоді, розділяючи змінні і інтегруючи з врахуванням початкової умови $\Delta n=0$ при $t=0$, отримаємо

$$\Delta n = \tau \beta k I (1 - e^{-t/\tau}). \quad (5.6)$$

Зафіксоване значення нерівноважної концентрації електронів Δn_0 визначається із (5.6) при $t \rightarrow \infty$:

$$\Delta n_0 = \tau \beta k I. \quad (5.7)$$

Якщо, навпаки, в зразку створена стаціонарна концентрація нерівноважних носіїв Δn_0 і в момент $t=0$ проводиться вимкнення світла, то концентрація нерівноважних носіїв спадає до нульового значення за законом

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-t/\tau} = \tau \beta k I e^{-t/\tau}. \quad (5.8)$$

Таким чином, релаксація (тобто наростання і спад) нерівноважної концентрації носіїв заряду при миттєвому увімкненні і вимкненні світла відбувається за експоненціальним законом зі сталою часу τ , що відповідає часу життя нерівноважних носіїв заряду.

Отримані аналітичні залежності для зростання концентрації нерівноважних фотоносіїв заряду дозволяють визначити закон зміни нерівноважної фотопровідності від інтенсивності освітлення, тобто так звані люкс-амперні характеристики. При лінійному законі рекомбінації, коли час життя нерівноважних носіїв заряду не залежить від інтенсивності освітлення, люкс-амперна характеристика лінійна і у відповідності з (5.7) стаціонарна нерівноважна концентрація Δn_0 пропорційна інтенсивності світла I .

Фотопровідність при наявності поверхневої рекомбінації та дифузії вільних носіїв заряду

При попередньому аналізі фотопровідності допускалася однорідна генерація носіїв заряду у всьому об'ємі зразка, однак не була врахована рекомбінація носіїв заряду на поверхні, яка приводить до відносного зменшення концентрації носіїв заряду у приповерхневому шарі. Якщо вважати, що поглинання випромінювання рівномірне, то для врахування поверхневої рекомбінації, в розв'язку рівняння (5.6) потрібно провести заміну часу життя нерівноважних носіїв заряду τ на ефективний час життя τ' :

$$\frac{1}{\tau'} = \frac{1}{\tau} + \frac{2s}{d}, \quad (5.9)$$

де s - швидкість поверхневої рекомбінації (при умові, що значення s невелике); d - розмір зразка в напрямку освітлення.

Відношення τ до ефективного часу життя τ' характеризує фотопровідність зразка при наявності поверхневої рекомбінації фотоносіїв заряду:

$$\frac{\tau}{\tau'} = 1 + \frac{2s\tau}{d}. \quad (5.10)$$

Із (5.10) видно, якщо $s\tau \ll d$, то поверхнева рекомбінація слабо впливає на величину фотопровідності; якщо ж $s\tau \gg d$, то фотопровідність виявляється в $2s\tau/d$ раз меншою, ніж фотопровідність при $s=0$, і визначається тільки умовами рекомбінації носіїв заряду на поверхні:

$$\frac{\tau}{\tau'} = \frac{2s}{d}. \quad (5.11)$$

Наявність процесу поверхневої рекомбінації може вплинути не тільки на стаціонарне значення фотопровідності, але й на спектральну залежність фотопровідності. При вимірюванні спектральної залежності фотопровідності в області краю фундаментального поглинання, де коефіцієнт поглинання $\alpha(\lambda)$ суттєво зростає (до $10^4 - 10^5 \text{ см}^{-1}$), на її величину впливають два конкуруючі процеси. Один з них приводить до зменшення фотопровідності за рахунок збільшення коефіцієнта поглинання $\alpha(\lambda)$ (при умові, що зразок освітлюється монохроматичним світлом при постійному потоці фотонів). Інший процес базується на відносному збільшенні концентрації електронів біля поверхні (також за рахунок збільшення $\alpha(\lambda)$), які мають менший час життя (5.11), ніж носії заряду в об'ємі. Ці процеси можуть привести до того, що на спектральній залежності буде спостерігатися максимум фотопровідності на краю фундаментального поглинання (рис. 5.1). Очевидно, що чим більша швидкість поверхневої рекомбінації s , тим сильніше буде виражений на спектрі максимум фотопровідності.

Розглянемо випадок, коли падаюче випромінювання поглинається нерівномірно в товщині d зразку, а також має місце дифузія носіїв заряду. Будемо вважати зразок товстим, таким що $d \gg 1/k$ і $d \gg L$ (L - біполярна дифузійна довжина). Умова $\alpha d < 1$ вказує на те, що майже все випромінювання поглинається в тонкому поверхневому шарі зразку, а тому інтенсивністю випромінювання, відбитого від неосвітленої поверхні зразка, можна знехтувати.

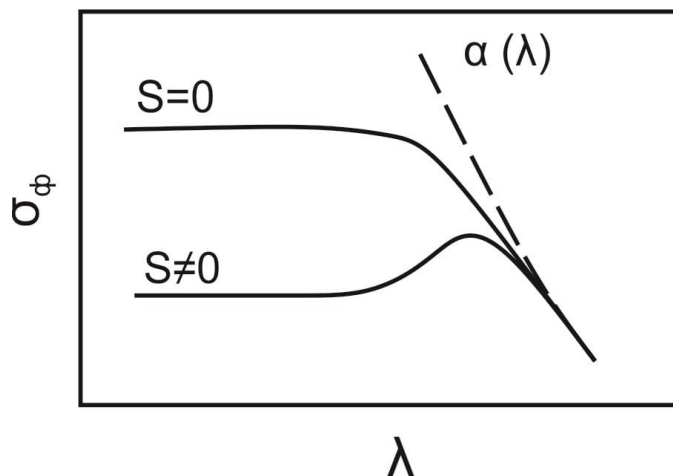


Рис. 5.1. Спектральні залежності фотопровідності $\sigma_{\phi}(\lambda)$ поблизу краю фундаментального поглинання $\alpha(\lambda)$.

У цьому випадку інтенсивність випромінювання I' в середині зразка описується рівнянням

$$I' = I(1 - R_S)e^{-kx}, \quad (5.12)$$

де R_S - коефіцієнт відбивання від поверхні напівнескінченного зразка; I - інтенсивність падаючого світла.

Рівняння для стаціонарної концентрації надлишкових носіїв заряду $\Delta p(x)$ у зразку з електронною провідністю при наявності нерівномірної генерації і дифузії носіїв заряду має вигляд:

$$-\frac{\Delta p}{\tau} + D \frac{d^2 \Delta p}{dx^2} + g e^{-kx} = 0, \quad (5.13)$$

де D - коефіцієнт біполярної дифузії електронів і дірок, $g = \beta k I'$.

Розв'язком рівняння (5.13) буде функція

$$p(x) = Ae^{-xL} + Be^{-kx}, \quad (5.14)$$

де $L = \sqrt{D\tau}$ - біполярна дифузійна довжина.

Постійний коефіцієнт B знаходимо при підстановці (5.14) в (5.13):

$$B = -\frac{g\tau}{L^2k^2 - 1}. \quad (5.15)$$

Постійний коефіцієнт A можна знайти із граничної умови на освітленій поверхні (при $x=0$):

$$D \frac{d\Delta p}{dx} = s\Delta p, \quad (5.16)$$

яка означає, що дифузійний потік надлишкових носіїв до освітленої поверхні пропорційний концентрації нерівноважних носіїв. Оскільки роль поверхневої рекомбінації в явищі фотопровідності була оцінена раніше, допустимо, що в даному випадку швидкість поверхневої рекомбінації $s=0$ і визначимо константу A з умови

$$\frac{d\Delta p}{dx} = 0. \quad (5.17)$$

Тоді розподіл носіїв заряду по зразку можемо записати у вигляді

$$\Delta p(x) = \frac{g\tau}{L^2k^2 - 1} (kLe^{-x/L} - e^{-kx}). \quad (5.18)$$

Необхідно зазначити, що при умові $\alpha L \gg 1$ надлишкові носії проникають на значно більшу глибину, ніж випромінювання, і глибина їх проникнення за порядком величини рівна дифузійній довжині L . Інтегруючи (5.18) по x , можна визначити повну концентрацію надлишкових носіїв заряду Δp , які беруть участь у фотопровідності зразка в напрямку y (третій розмір зразка в напрямку z , вважаємо рівним 1):

$$\Delta p = \int_0^d \Delta p(x) dx = \int_0^{\infty} \Delta p(x) dx = \frac{g\tau}{L^2 k^2 - 1} \int_0^{\infty} (kL e^{-x/L} - e^{-kx}) dx = \tau \beta J (1 - R_s) \quad (5.19)$$

Із (5.19) видно, що повна концентрація надлишкових носіїв заряду пропорційна повному числу фотонів, поглинутих одиницею поверхні зразка.

Домішкова фотопровідність

При наявності в забороненій зоні напівпровідника локальних домішкових рівнів (донорних чи акцепторних) випромінювання, як і теплове збудження, може зумовити переходи електронів між домішковими рівнями і відповідними зонами.

Поглинання і фотопровідність, що обумовлені такими переходами, називають домішковими. Енергія іонізації рівнів, розміщених у забороненій зоні, звичайно, менша, ніж ширина забороненої зони ΔE . Тому довгохвильова межа домішкового поглинання і фотопровідності зміщена в довгохвильову область спектру по відношенню до власного поглинання і максимуму фотопровідності.

На рис.5.2 наведено спектральні залежності фотопровідності германію з різними домішками. Енергія, що відповідає довгохвильовій межі фотопровідності домішок, близька до енергії її термічної іонізації.

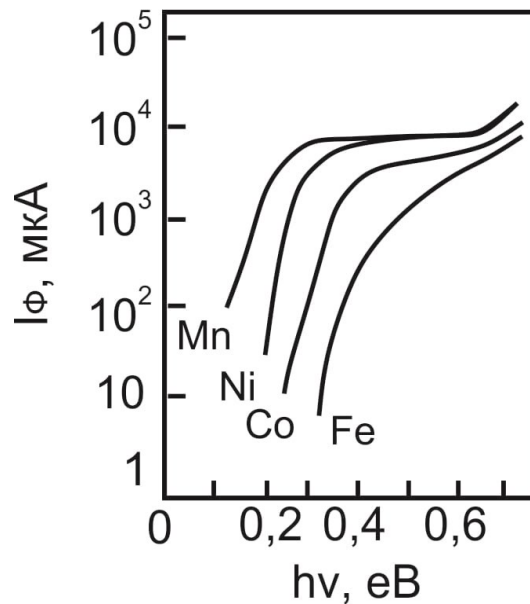


Рис. 5.2. Спектральні залежності фотоструму германію з домішками Mn, Ni, Co і Fe.

У випадку домішкового поглинання інтенсивність генерації фотоносіїв $\beta\alpha I$ змінюється нелінійно зі зміною інтенсивності світла, оскільки коефіцієнт поглинання світла α у домішковій області поглинання не залишається постійним (α залежить від I), а зменшується зі збільшенням інтенсивності за рахунок опустошення домішкових рівнів. Тому люкс-амперна характеристика в області домішкової фотопровідності буде лінійна лише при малих інтенсивностях світла і сягатиме насичення при великих інтенсивностях світла, яке свідчить про повне опустошення домішкових рівнів.

Залежність коефіцієнта поглинання $\alpha(I)$ у домішковій області від інтенсивності випромінювання має також важливе значення в процесах релаксації домішкової фотопровідності. У простому випадку збудження домішкової фотопровідності зумовлене появою вільних фотоносіїв тільки одного знаку, в той час, коли заряди протилежного знаку залишаються локалізованими на атомах домішки. Тому процеси спільної дифузії і дрейфу пар електрон-дірка в умовах електронейтральності відбуватися не можуть.

Дифузійна довжина екранізації не є характеристикою процесу дифузії. При концентраціях носіїв заряду, характерних для таких речовин як германій і кремній, дебаївська довжина екранізації дуже мала ($10^{-6} - 10^{-4}$ см), а тому процеси дифузії носіїв заряду при їх неоднорідній генерації можна не враховувати.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ

Принципова схема експериментальної установки для дослідження фотопровідності наведена на рис. 5.3. Світло від джерела за допомогою конденсора фокусується на вихідну щілину монохроматора МДР-3. Світловий потік модулюється механічним модулятором і може послаблюватися за допомогою фільтрів. Із вихідної щілини монохроматора випромінювання направляється на зразок напівпровідника і повністю поглинається в ньому, зумовлюючи появу фотопровідності. Послідовно до зразка, темновий опір якого r , увімкнена батарея з напругою U і резистором навантаження R_H . При освітленні зразка модульованим світлом на резисторі навантаження виникає змінний сигнал, який підсилюється підсилювачем, вимірюється вольтметром і обробляється ПК.

Знайдемо відношення між змінним сигналом u , що виникає на R_H , і зміною електропровідності зразка $\Delta\sigma$ під впливом світла. Нехай опір зразка зменшиться при освітленні на Δr , тоді струм в колі зразка при освітленні i_c і в темноті i_t , буде рівним:

$$i_c = \frac{U}{R_H + r + \Delta r}; \quad i_t = \frac{U}{R_H + r};$$

$$U = i_c - i_t R_H = \frac{UR_H \Delta r}{(R_H + r + \Delta r)(R_H + r)}. \quad (5.22)$$

Визначимо Δr з (5.22), а потім, виражаючи Δr через $\Delta\sigma$, одержимо

$$\Delta\sigma = \frac{u(R+r)^2}{rUR_H - urR_H(R_H+r)}. \quad (5.23)$$

Якщо $R_H \ll r$, то (5.23) матиме вигляд

$$\Delta\sigma = \frac{u}{UR_H}. \quad (5.24)$$

Таким чином, змінна напруга u на резисторі навантаження буде пропорційна зміні електропровідності зразка.

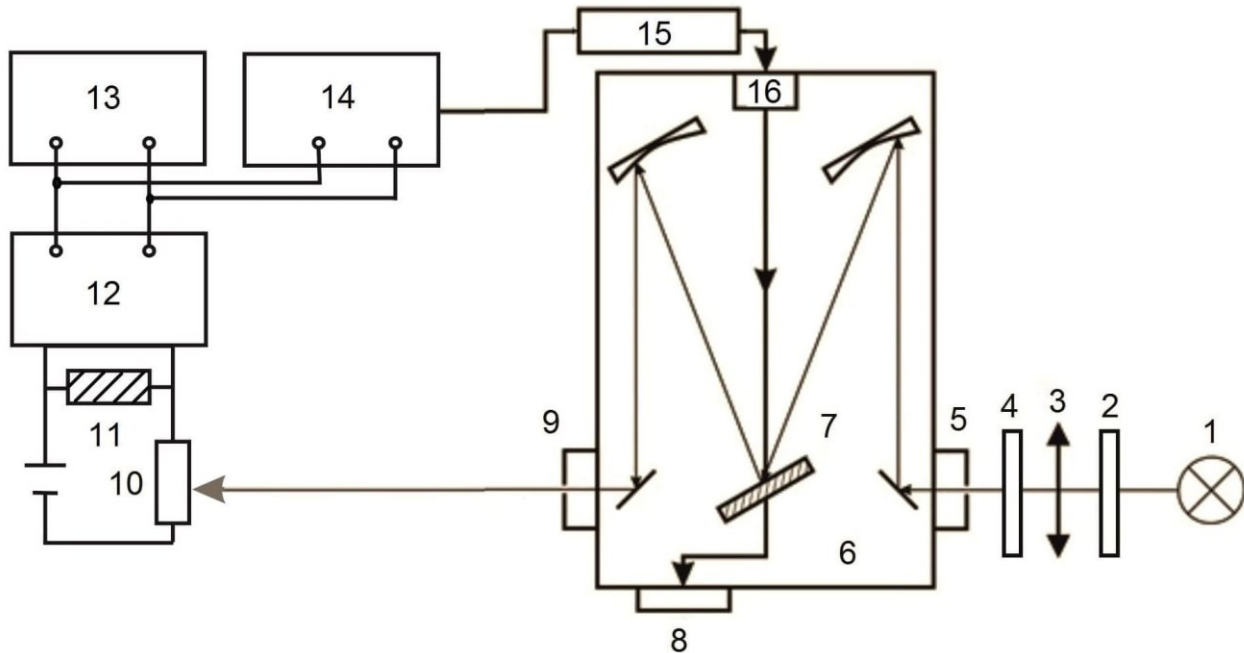


Рис.5.3. Принципова схема експериментальної установки для дослідження фотопровідності: 1 – джерело світла; 2 – фільтр; 3 – конденсор; 4 – модулятор; 5 – вхідна щілина монохроматора; 6 – монохроматор МДР-3; 7 – дифракційна ґратка; 8 – шкала монохроматора; 9 – вихідна щілина монохроматора; 10 – досліджуваний зразок; 11 – резистор навантаження; 12 – підсилювач; 13 – вольтметр; 14 – ПК з вимірювальною платою для автоматизованого збору експериментальних даних; 15 – контролер крокового двигуна; 16 – кроковий двигун.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

Завдання 1. Виміряти спектральну залежність фотопровідності і люкс-амперні характеристики сульфїду або телуриду кадмію у відносних одиницях.

1. Сфокусувати оптичну систему за максимальним сигналом зразка. Зразок повинен бути рівномірно освітлений монохроматичним світлом при мінімально можливій відстані до вихідної щілини монохроматора.

2. Виміряти спектральну залежність фотопровідності у відносних одиницях $u(\lambda)$, проводячи вимірювання через 100-200 Å. Перерахувати одержані результати на одиницю падаючої енергії і на однакову кількість фотонів, тобто вирахувати величини

$$\frac{u(\lambda)}{\delta E(\lambda)} \text{ і } \frac{u(\lambda)}{\delta E(\lambda)} \frac{\lambda}{hc}, \quad (5.25)$$

де c - швидкість світла.

3. Побудувати всі три одержані залежності у довільному масштабі.

Завдання 2. Визначити ширину забороненої зони досліджуваного напівпровідникового матеріалу, скориставшись для цього спектральним положенням максимуму фотопровідності.

Завдання 3. Провести дослідження люкс-амперної характеристики зразка в області максимуму фотопровідності, змінюючи інтенсивність освітлення за допомогою світлофільтрів.

Завдання 4. Побудувати люкс-амперну характеристику у відносних одиницях.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Пояснити фізичну природу виникнення фотопровідності. Які існують види фотоелектричного ефекту?

2. Яку провідність називають фотопровідністю? Що означає термін «власна фотопровідність»?

3. Як розуміти вислів «червона границя фотоефекту»?
4. Пояснити фізичну сутність коефіцієнта квантового виходу.
5. Пояснити механізми біполярної, монополярної та домішкової фотопровідності.
6. Як розуміти процес генерації та рекомбінації носіїв заряду і в чому їх відмінність?
7. Як впливає швидкість поверхневої рекомбінації на спектральний розподіл стаціонарної фотопровідності?
8. Як пов'язана фотопровідність із поглинанням світла?
9. В чому полягає суть температурного та інфрачервоного гасіння фотопровідності?
10. Які типи фоторезисторів для різних областей спектру використовуються в промисловості та наукових лабораторіях?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6

ВИВЧЕННЯ ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ

НАПІВПРОВІДНИКІВ

Мета роботи – вивчити спектральний склад фотолюмінесценції напівпровідників в ультрафіолетовій, видимій та інфрачервоній областях спектра. Визначити ширину забороненої зони.

Необхідні прилади та матеріали – ртутна лампа; монохроматор МДР-3; фотоелектронний помножувач (ФЕП); підсилювач ФЕП; персональний комп'ютер (ПК); світлофільтр; фокусуючі лінзи.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Відомо, що об'єднання однорідних атомів у кристалі призводить до утворення широких енергетичних рівнів, розділених енергетичними щілинами (забороненими зонами). Процес виникнення зон з дискретних енергетичних рівнів вільних атомів можна спостерігати на такому уявному досліді. Нехай існує N атомів, наприклад, вуглецю, які розміщені в просторі на великих відстанях один від одного. Орбіти валентних електронів не збуджені. Тоді енергетичні спектри системи N атомів, як цілого, будуть співпадати з спектром кожного окремого атома. Енергетичний спектр атома вуглецю містить всього два рівні - $2s$ і $2p$. Рівню $2s$ в атомі відповідають два енергетичні підрівні, оскільки його стан $g=2$. Вони укомплектовані двома електронами з протилежними спінами. Для наступного рівня $2p$ $g=6$. Тут з шести підрівнів в атомі вуглецю зайняті лише два.

При об'єднанні N атомів вуглецю у кристал рівню $2s$ відповідає вже $2N$ різних станів, які зайняті $2N$ електронами. Почнемо

зменшувати відстань між атомами. При цьому валентні електрони сусідніх атомів будуть взаємодіяти між собою. З квантової механіки відомо, що така взаємодія знімає виродження рівнів. Таким чином, рівень $2s$ розщеплюється на $2N$, а рівень $2p$ на 6 підрівнів. Рівні будуть розщеплюватися все більше і більше по мірі зменшення відстані між атомами. Це призводить до появи енергетичних зон (рис.6.1).

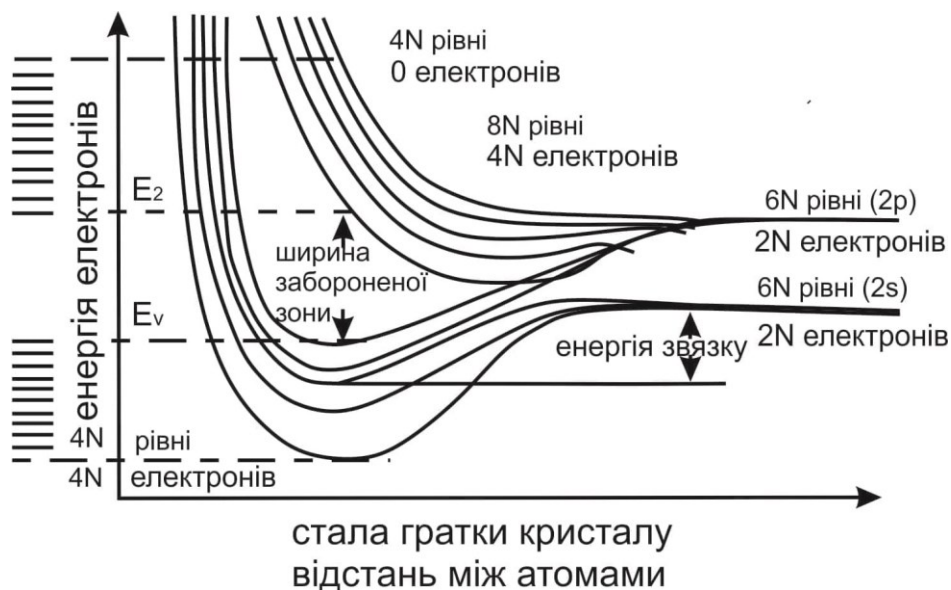


Рис. 6.1. Залежність енергії електронів (зон дозволених рівнів) від міжатомної відстані у вуглеці.

Зауважимо, що деякі з $2p$ рівнів у вуглеці зливаються із зоною $2s$ рівнів. У результаті перекриття число станів у нижній зоні виявляється рівним $4N$. Ця зона називається валентною і характеризується тим, що при достатньо низьких температурах вона повністю зайнята валентними електронами, які до зближення атомів були розміщені на рівнях $2s$ і $2p$. Повна ширина дозвільної для електронів зони енергії рівна $\sim 30^{-19}$ Дж (~ 1 eV), оскільки в одиниці об'єму кристал має $\sim 10^{23}$ атомів. З цього видно, що енергетична

відстань між рівнями енергії в зоні близько 10^{-42} Дж (10^{-23} еВ). Оскільки ця величина є малою, то кажуть про квазінеперервний енергетичний спектр електронів у межах однієї зони, тобто, в багатьох випадках дискретністю спектрів зони нехтують, вважаючи її енергетично неперервною. Верхня зона станів, в яких відсутні електрони, називається зоною провідності. В кристалі немає дозволених станів з енергіями, розташованими між степою валентної зони E_v і дном зони провідності E_c . Цей енергетичний інтервал називається забороненою зоною. Її енергетична ширина становить

$$E_g = E_c - E_v. \quad (6.1)$$

Тільки при наявності в кристалі дефектів і домішок у забороненій зоні можуть існувати рівні, що відповідають дозволеним станам. У напівпровіднику ширина забороненої зони E_g звичайно не перевищує 3 еВ.

Визначення люмінесценції за Вавіловим-Відеманом можна сформулювати так: люмінесценцією називається надлишок температурного випромінювання тіла, якщо надлишок випромінювання має кінцеву тривалість, яка перевищує період світлових коливань. Під тривалістю розуміють час, протягом якого свічення спостерігається після завершення збудження системи, у даному випадку досліджуваного напівпровідника. Процес збудження є необхідною умовою для існування люмінесценції. Збудження внаслідок електричного струму призводить до електролюмінесценції, електронним пучком до катодолюмінесценції, триболюмінесценція зумовлена механічним збудженням, а збудження світлом створює фотолюмінесценцію. Так як всі рівні валентної зони зайняті, а зони провідності вільні, і оскільки, в силу принципу Паулі, один рівень може бути зайнятий лише одним електроном, то збудження

напівпровідника при люмінесценції здійснюється переходом декількох електронів з рівнів валентної зони на високоенергетичні рівні в зоні провідності. У випадку фотолюмінесценції ці переходи відбуваються у результаті поглинання електронами квантів $h\nu_B$ збудженого світла (переходи 1 і 1' на рис. 6.2). При цьому в зоні провідності виникає надлишок електронів, а у валентній зоні – з'являються дірки.

Збуджені електрони, знаходячись у зоні провідності, можуть втрачати внаслідок різних процесів частину своєї енергії. При цьому їх енергетичні рівні опускаються до дна зони провідності E_c . Аналогічним чином енергія вільних рівнів у валентній зоні наближається до E_v . До люмінесценції призводять переходи збуджених електронів із зони провідності на вільні рівні у валентній зоні, які при цьому супроводжуються випромінюванням квантів світла з енергією $h\nu$ (переходи 2 і 2' на рис. 6.2). Таким чином відбувається рекомбінація електронів і дірок, наслідком якої є випромінювання світла певної довжини хвилі.

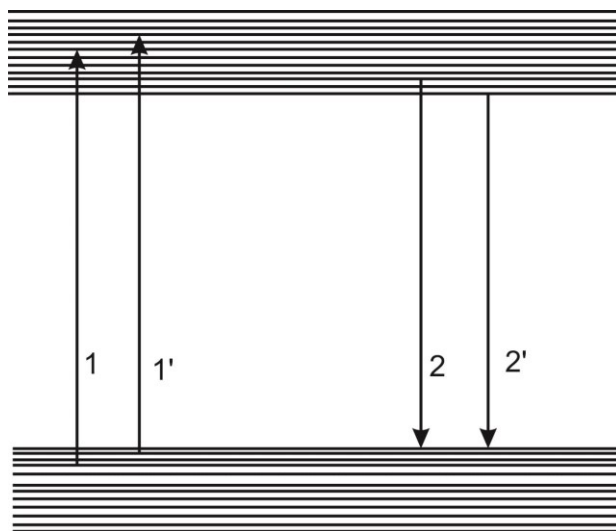


Рис 6.2. Схема виникнення фотолюмінесценції при міжзонних переходах у напівпровіднику, яка індукується квантами світла з енергією $h\nu_B$.

З рисунку видно, що енергія $h\nu$ не перевищує $h\nu_B$. Оскільки відстані на шкалі енергій між рівнями випромінюючих переходів можуть бути різними, то спектр люмінесценції напівпровідників неперервний. Для вказаних на рис. 6.2 переходів найбільш довгохвильова частина спектра люмінесценції обумовлена переходами між рівнями E_c і E_v . Довжина хвиль фотонів, які випромінюються при таких переходах, визначається законами збереження енергії та імпульсу. Значення імпульсу електрона p , як правило, дещо більше імпульсу фотона, тому випромінювання останнього не змінює суттєво величини p .

Таким чином, якщо, наприклад, імпульси електрона на рівнях з енергіями E_c і E_v однакові, то перехід між цими рівнями відбувається з випромінюванням кванта світла з енергією

$$h\nu_g = E_g \quad (6.2)$$

і довжиною хвилі

$$\lambda_g = hc / E_g. \quad (6.3)$$

У тих випадках, коли рівні з енергіями E_B і E_v відповідають різним значенням p , закон збереження імпульсу при випромінюючому переході вимагає додаткової енергетичної взаємодії електрона з атомами кристалічної ґратки. У результаті такої взаємодії електрон віддає частину своєї енергії E_p , або одержує додаткову енергію (позначимо її також E_p). Такі випромінюючі переходи називаються непрямыми. При непрямих переходах між рівнями E_B і E_v випромінюється квант світла з енергією

$$h\nu_2 = E_g \pm E_p \quad (6.4)$$

і довжиною хвилі

$$\lambda_2 = hc / E_g \pm hc / E_p. \quad (6.5)$$

Знак “-” відповідає випадку, коли електрон віддає частину енергії гратці E_p , а знак “+” - коли її одержує. Як правило, E_p значно менше E_g , тому і ширина забороненої зони може бути оцінена за допомогою співвідношення (6.3) на основі визначення довгохвильового краю λ_g спектра люмінесценції.

Поряд з випромінювальними каналами рекомбінації існують і безвипромінювальні процеси рекомбінації. При безвипромінювальних переходах енергія рекомбінації йде на нагрівання кристала. При випромінювальних енергія перетворюється у кванти світла.

На рис. 6.3. схематично зображені декілька процесів рекомбінації, фізична природа яких визначає різні види люмінесценції.

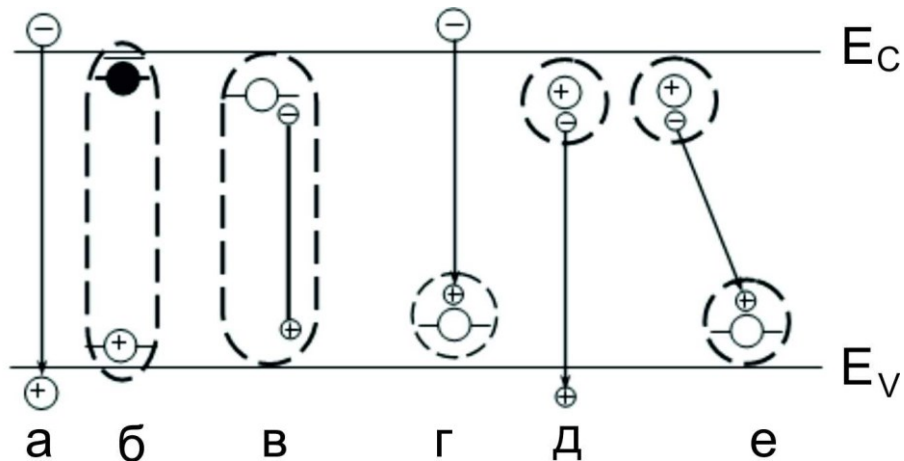


Рис. 6.3. Можливі механізми випромінювальної рекомбінації в напівпровідниках: а) міжзонна рекомбінація електрон - дірка; б) екситонна рекомбінація; в) рекомбінація зв'язаного екситона; г) та д) рекомбінація с-зона – акцептор і донор – v-зона; е) електронно-міждомішкова рекомбінація донор-акцептор.

Розглянемо більш докладно можливі механізми рекомбінації.

Міжзонна рекомбінація, при якій електрон із зони провідності переходить у валентну зону на місце дірки безпосередньо, випромінюючи енергію, трохи більшу за ширину забороненої зони (рис. 6.3,а). Випромінювальна рекомбінація за рахунок прямих випромінювальних переходів зона – зона має місце в прямозонних напівпровідниках (GaAs, InAs, InSb, GaSb та інших). У цих напівпровідниках абсолютний мінімум зони провідності знаходиться при значенні квазіімпульсу, що і максимум валентної зони. Міжзонне випромінювання має спектральну смугу з максимумом, енергія якого $h\nu_{\text{мак}}$ для невиродженого напівпровідника на величину порядку kT більша ширини забороненої зони E_g .

Число міжзонних випромінювальних переходів в одиницю часу в одиниці об'єму пропорційне добутку $n \cdot p$ концентрації електронів і дірок:

$$R = B_r \cdot n \cdot p. \quad (6.6)$$

Коефіцієнт рекомбінації B_r для напівпровідників з прямими і непрямыми переходами суттєво відрізняється і по порядку величини відповідно рівний 10^{-10} і $10^{-14} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Випромінювальні міжзонні переходи конкурують з безвипромінювальними і випромінювальними з іншою енергією випромінювання, які зв'язані з переходами електронів через один або декілька проміжних станів. Джерела цих станів – дефекти структури, чужорідні домішки і включення, поверхневі стани. В залежності від інтенсивності рекомбінації в конкуруючому каналі змінюється число носіїв, які приймають участь у випромінювальній рекомбінації з енергією фотонів, яка відповідає міжзонній рекомбінації.

Екситонна рекомбінація, при якій електрон і дірка перед актом випромінювання зв'язується у вільний екситон, звільнивши при цьому частину енергії, рівну енергії зв'язку екситону (рис.6.3,б). Екситон – це квант електронного збудження у кристалі, який виникає при поглинанні фотона. Існують дві граничні моделі екситонів у кристалі. Можна уявити собі екситон як резонансну передачу збудження від атома до атома (модель Френкеля) (рис.6.4,а), або як рух зв'язаної пари водневоподібного типу електрон-дірка (модель Ваньє-Мотта) (рис.6.4, б). Екситони Френкеля та Ваньє-Мотта розрізняються за величиною віддалі між збудженим електроном і іонним кістяком. Екситон Френкеля спостерігається в молекулярних кристалах (типу твердого аргону або антрацену) і у такого екситону хвильова функція майже повністю концентрується в одній елементарній комірці.

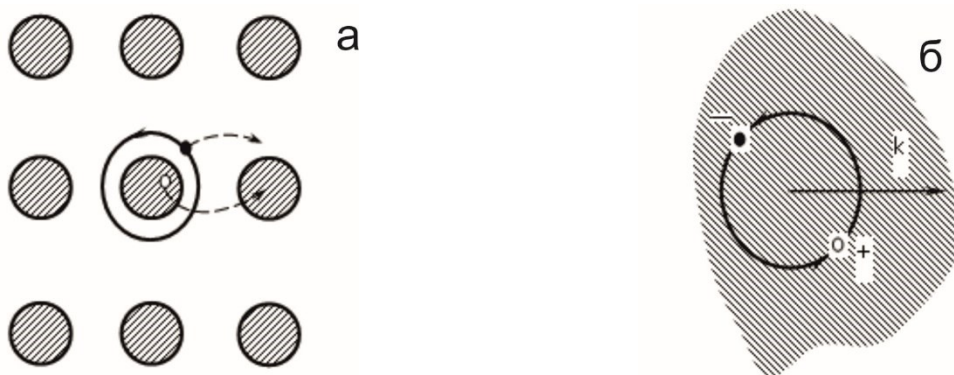


Рис. 6.4. Моделі екситонів у кристалі: а) екситон Френкеля; б) екситон Ваньє-Мотта.

У достатньо чистому напівпровіднику при збудженні світлом, енергія якого близька до ширини забороненої зони, можливе виникнення екситону Ваньє-Мотта – вільного електрона і вільної

дірки, зв'язаних силою кулонівського притягання (рис.6.4,б). Можна побудувати водневоподібні хвильові функції, які відповідають обертанню електрона і дірки навколо загального центра мас (рис.6.4, б).

При наявності у кристалі домішок, які створюють мілкі центри, можливе утворення зв'язаних екситонів. У цьому випадку домішковий центр захоплює електрон і дірку, так що збудження повністю локалізується поблизу центра, після чого здійснюється випромінювальна рекомбінація (рис.6.3,в). Спектр випромінювання зв'язаних екситонів складається із вузьких ліній з енергіями, меншими, ніж при рекомбінації вільного екситону. В GaAs для екситонів, зв'язаних на мілких домішках, ширина лінії складає 0.1 еВ. Часто одночасно в одному й тому ж кристалі існують як вільні, так і зв'язані екситони, які можна розрізнити по енергії та ширині лінії.

Рекомбінація на ізоелектронних домішках. Якщо один із атомів основної ґратки напівпровідника замінити атомом із того ж самого стовпчика Періодичної таблиці, то може утворитися нейтральний локальний центр, здатний захопити один вільний носій заряду. Це буде мати місце, якщо електронні стани домішкового атома значно відрізняються від станів атома основної ґратки, тоді виникає короткодійний потенціал, який може зв'язати електрон і дірку. Якщо домішка має більшу спорідненість з електроном, ніж атом основної ґратки, то її називають ізоелектронним акцептором. Найбільш відомими прикладами таких акцепторів є кисень в ZnTe і азот в GaP. З іншого боку, телур в CdS і вісмут в GaP ведуть себе як ізоелектронні донори.

Спектри випромінювання для донорно-акцепторних пар з великими міжатомними відстанями. Важливим механізмом випромінювання з енергією фотона, меншою за ширину забороненої

зони, є випромінювальна рекомбінація електронів, захоплених донорами, з дірками, захопленими акцепторами (рис.6.3,е та 6.5).

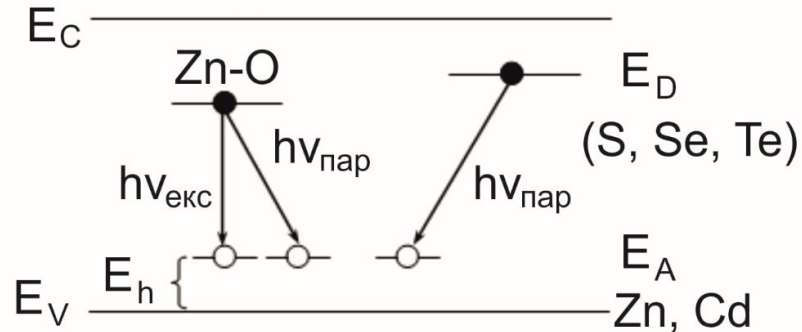


Рис. 6.5. Діаграма енергетичних рівнів, яка відображає процеси випромінювання в GaP: E_h – енергія зв’язку дірки з негативно зарядженим комплексом.

Оскільки в результаті процесу рекомбінації нейтральна донорно-акцепторна пара перетворюється в іонізовану, то у виразі для енергії випромінювального фотона входить кулонівська потенціальна енергія пари. Якщо донор і акцептор розділені відстанню r , яка більша у порівнянні з борівським радіусом, і якщо вважати, що фонони не приймають участі у процесі рекомбінації, то енергія випромінювального кванта описується формулою:

$$h\nu = E_g - (E_A - E_D) + \frac{q^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} . \quad (6.7)$$

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ

Для дослідження спектрів фотолюмінесценції використовувалася установка, зображена на рис. 6.6, на основі ґраткового монохроматора МДР-3 та ртутної лампи, свічення якої використовується для збудження фотолюмінесценції.

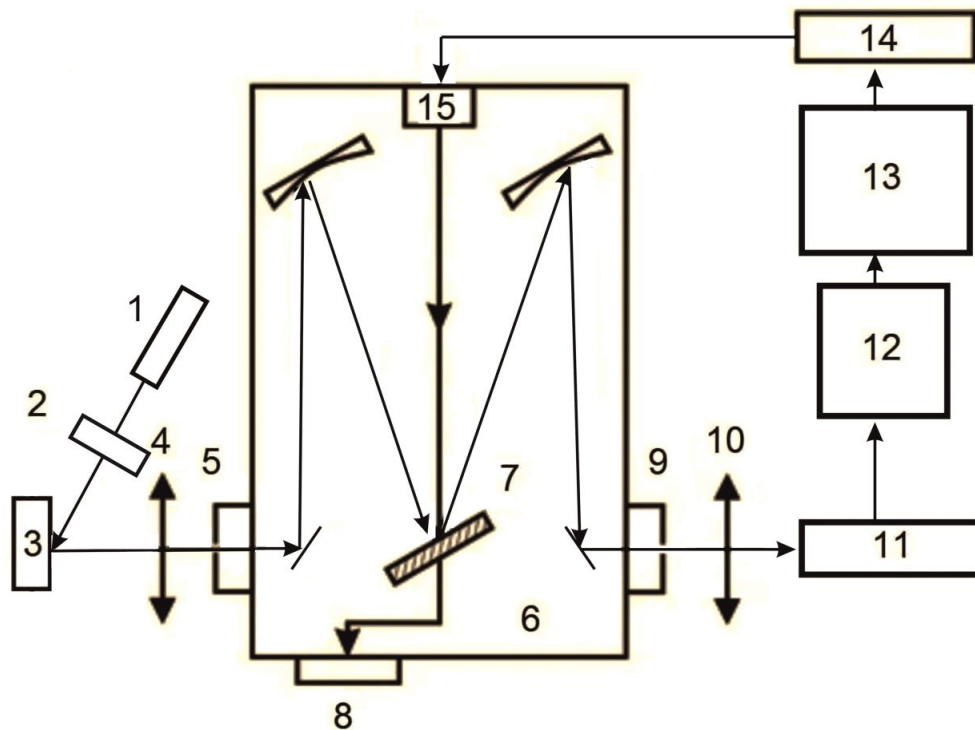


Рис. 6.6. Принципова схема експериментальної установки для дослідження фотолюмінесценції: 1 – ртутна лампа; 2 – світлофільтр; 3 – досліджуваний зразок; 4, 10 – фокусуючі лінзи; 5 – вихідна щілина монохроматора; 6 – монохроматор МДР-3; 7 – дифракційна ґратка; 8 – шкала монохроматора; 9 – вхідна щілина монохроматора; 9 – досліджуваний зразок; 11 – фотодетектор на основі ФЕП; 12 – підсилювач ФЕП; 13 – ПК з вимірювальною платою для автоматизованого збору експериментальних даних; 14 – контролер крокового двигуна; 15 – кроковий двигун.

Зразок 3 збуджується світінням ртутної лампи 1, довжина хвилі якої задається фільтром 2. Випромінювання від зразка через монохроматор 6 попадає на фотодетектор на основі ФЕП 11, а електронний сигнал підсилюється приладом 12 і обробляється за допомогою ПК 13.

Для різних довжин хвиль які виділяються монохроматором, знаходять фотострум I_λ . Залежність $I_\lambda=f(\lambda)$ відображає вид спектра фотолюмінесценції досліджуваного напівпровідника.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

1. Перевірити роботу експериментальної установки для дослідження фотолюмінесценції, наведену на рис. 6.6.

2. Знайти залежність величини фотоструму від довжини хвилі. Побудувати графік $I_\lambda=f(\lambda)$.

3. Визначити довгохвильовий край λ_g спектра фотолюмінесценції.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Дати визначення люмінесценції.

2. В чому полягає сутність люмінесценції? Охарактеризуйте види люмінесценції.

3. На які види поділяється люмінесценція за тривалістю світіння?

4. Як класифікується люмінесценція за механізмом виникнення?

5. Від яких факторів залежить інтенсивність люмінесценції?

6. Якими є механізми температурного та інфрачервоного гасіння люмінесценції?

7. Які існують види рекомбінації носіїв струму?
8. Який вид рекомбінації носіїв заряду приводить до виникнення люмінесценції?
9. Чим зумовлена червона межа люмінесценції в напівпровідниках?
10. В яких областях науки і виробництва використовується явище люмінесценції?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №7

ВІВЧЕННЯ РОБОТИ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

Мета роботи – ознайомитися з принципом дії, будовою та правилами експлуатації лазера, а також навчитися вимірювати довжину хвилі його випромінювання, кут розходження пучка та розподіл енергії по його перерізу.

Прилади та матеріали – гелій-неоновий лазер з блоком живлення; оптична лава; дифракційна ґратка; екран; оптичний мікрометр; фотоприймач; аналізатор поляризаційний.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Оптичними квантовими генераторами (лазерами) називаються пристрої, в яких здійснюється генерація та підсилення монохроматичних електромагнітних хвиль оптичного діапазону в результаті індукованого (вимушеного) випромінювання. Індуковане – це таке випромінювання електромагнітних хвиль, коли атом під дією зовнішнього фотона переходить із збудженого метастабільного стану в основний. Така взаємодія можлива лише у випадку, якщо енергія $h\nu$ зовнішнього фотона рівна різниці рівнів енергій атома в збудженому метастабільному 2 і основному 1 станах (рис. 7.1).

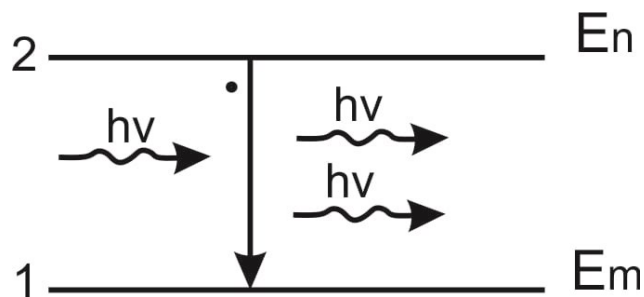


Рис. 7.1. Енергетична схема появи індукованого фотона.

Вимушене випромінювання, що виникає при цьому, має ту ж частоту і фазу, а також поширюється в тому ж напрямку, що і випромінювання, яке стимулює цей процес, тобто індуковане і зовнішнє випромінювання є когерентними.

При взаємодії фотонів з речовиною поряд з вимушеним випромінюванням йде процес поглинання фотонів, при якому атоми речовини переходять із основного стану в збуджений. У звичайному стані незбуджених атомів у речовині значно більше, ніж збуджених, тому при взаємодії фотонів з речовиною переважає процес поглинання, а тому підсилення світла немає. Інтенсивність світла I , яке пройшло через шар речовини d , залежить від товщини шару за законом Бугера:

$$I = I_0 \times e^{-\alpha d}, \quad (7.1)$$

де I_0 - інтенсивність падаючого світла, α - коефіцієнт поглинання. При взаємодії світла з речовиною в звичайному стані $I < I_0$ і $\alpha > 0$.

Для того, щоб процес вимушеного випромінювання переважав над поглинанням, необхідно змінити розподіл атомів випромінюючої речовини на енергетичних рівнях. Підсилення світла буде в тому випадку, коли концентрація атомів речовини на вищих енергетичних рівнях, які відповідають збудженому стану, більша, ніж на нижчих. Такий стан називається станом з інверсною заселеністю рівнів або метастабільним. Інтенсивність світла, яке пройшло через середовище з інверсною заселеністю, збільшується ($I > I_0$), що за законом Бугера відповідає від'ємному значенню коефіцієнта поглинання ($\alpha < 0$).

У стані термодинамічної рівноваги розподіл концентрації атомів на енергетичних рівнях визначається законом Больцмана:

$$N_i = C \times \exp[-E_i / kT], \quad (7.2)$$

де N_i – число атомів, які знаходяться при температурі T в стані з енергією E_i ; k – постійна Больцмана; C – коефіцієнт пропорційності.

Нехай E_n і E_m – значення енергій двох енергетичних рівнів, причому $E_n > E_m$. Тоді для звичайного стану речовини:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{C \times \exp[-E_n / kT]}{C \times \exp[-E_m / kT]} = \exp\left[\frac{E_n - E_m}{kT}\right] < 1. \quad (7.3)$$

При інверсній заселеності число атомів в стані E_n більше, ніж в стані E_m ($N_n > N_m$):

$$\frac{N_n}{N_m} = \exp\left[\frac{E_n - E_m}{kT}\right] > 1. \quad (7.4)$$

Логарифмуючи вираз (7.4), отримаємо

$$T = -\frac{(E_n - E_m)}{k \ln(N_n / N_m)}. \quad (7.5)$$

Оскільки $N_n/N_m > 1$, то $\ln(N_n/N_m) > 0$ і $T < 0$. Таким чином, стан речовини з інверсною заселеністю – це стан з від'ємною термодинамічною температурою. Поняття від'ємної термодинамічної температури характеризує термодинамічну нерівноважність такого стану речовини, при якому більша частина атомів знаходиться у збудженому стані.

Розглянемо будову і принцип дії газового гелій-неонового лазера. Основним його елементом є розрядна трубка, заповнена

сумішшю газів – гелію та неону. Парціальний тиск гелію – 1 мм.т.ст., неону – 0.1 мм.рт.ст. Атоми неону є випромінюючими, атоми гелію – допоміжними, необхідними для створення інверсної заселеності атомів неону. На рис.7.2 показано енергетичні рівні атомів неону і гелію.

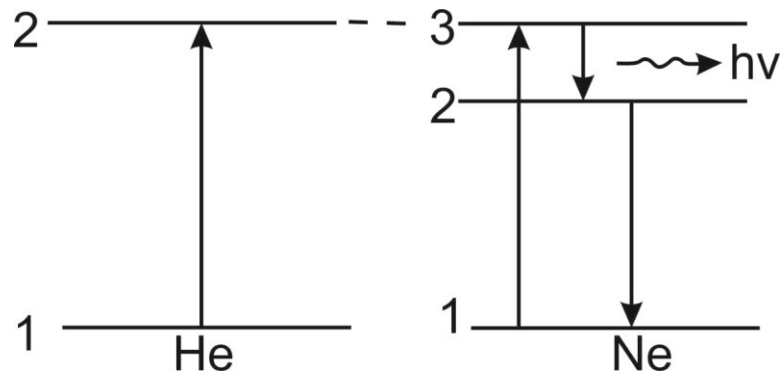


Рис. 7.2. Енергетичні рівні атомів неону і гелію.

При електричному розряді в трубці збуджуються атоми гелію і переходять в стан 2. Перший збуджений рівень 2 гелію співпадає з енергетичним рівнем 3 атомів неону. Внаслідок співударів з атомами неону, атоми гелію передають їм свою енергію і переводять їх у збуджений стан 3. Таким чином, у трубці створюється активне середовище, що складається з атомів неону, для яких характерна інверсна заселеність, тобто атоми неону накопичуються на метастабільному енергетичному рівні 3 з середньою тривалістю їх перебування на цьому рівні 10^{-2} - 10^{-3} с (для звичайних збуджених енергетичних рівнів цей час не перевищує 10^{-9} с). Спонтанний перехід окремих атомів неону з енергетичного рівня 3 на рівень 2 викликає появу відповідних фотонів. При подальшій взаємодії цих фотонів із збудженими атомами неону виникає індуковане когерентне випромінювання останніх, і в трубці зростає потік фотонів з енергією $h\nu = E_3 - E_2$.

Для збільшення потужності випромінювання трубку розміщують у дзеркальному резонаторі. Відбиваючись від дзеркал, потік фотонів багаторазово проходить вздовж осі трубки з активним середовищем. При цьому в процес індукованого випромінювання включається все більше число атомів неону, а тому інтенсивність лазерного випромінювання зростає.

Лазер буде працювати в режимі генерації, якщо втрати енергії світлової хвилі при кожному відбиванні від дзеркал резонатора менші, ніж приріст енергії в результаті індукованого випромінювання при проходженні її вздовж трубки через активне середовище. У зв'язку з цим важливе значення має якість дзеркал резонатора. Резонатор складається із плоского 5 і увігнутого 6 дзеркал із багат шаровими діелектричними покриттями (рис.7.3), коефіцієнти відбивання яких складають 98-99%.

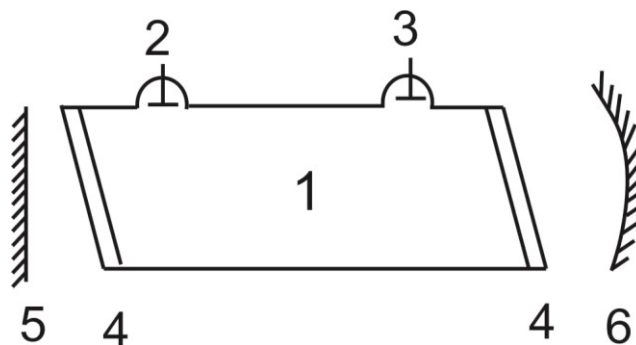


Рис. 7.3. Схема газового лазера: 1 – резонансна трубка, 2 – анод, 3 – катод, 4 – плоскопаралельні скляні пластинки, 5 – плоске дзеркало, 6 – увігнуте дзеркало.

Коефіцієнт пропускання світла одним дзеркалом складає близько 0.1%, а другим – близько 2%. Застосування дзеркал в резонаторі дозволяє отримувати потужний і вузький пучок світла. Резонансна трубка 1 закрита з торців плоскопаралельними скляними пластинками

4, встановленими під кутом Брюстера до осі трубки для одержання лінійно поляризованого випромінювання. Для створення в трубці електричного розряду в ній знаходяться два електроди: анод 2 і катод 3.

Індуковане випромінювання газових лазерів є висококогерентним, виключно монохроматичним, плоскополяризованим та вузькоспрямованим, що і визначає їх широке практичне застосування.

Однією з основних особливостей лазерів є малий кут розходження пучка. Якщо пучок має форму конуса, то тілесний кут Ω можна визначити, розрахувавши відповідний плоский кут ω за формулою

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos(\omega/2)). \quad (7.6)$$

При умові $\omega < 60$ зв'язок між тілесним і плоским кутами з достатньою точністю визначається формулою

$$\Omega = (\pi/4)\omega^2, \quad (7.7)$$

де ω – плоский кут (в радіанах).

Кут ω можна виміряти, застосувавши схему, зображену на рис.7.4. У цьому випадку

$$2\omega = (D_2 - D_1)/(L - l). \quad (7.8)$$

Кут розходження лазера визначається дифракцією його випромінювання на вихідному отворі резонатора. Мінімальний кут розходження (кутова ширина дифракційного максимуму на рівні

половинної інтенсивності випромінювання) для резонатора з плоскими дзеркалами визначається за формулою

$$2\omega_{\text{роз}} \approx \lambda/d, \quad (7.9)$$

де d – діаметр вихідного отвору, λ – довжина хвилі лазерного випромінювання.

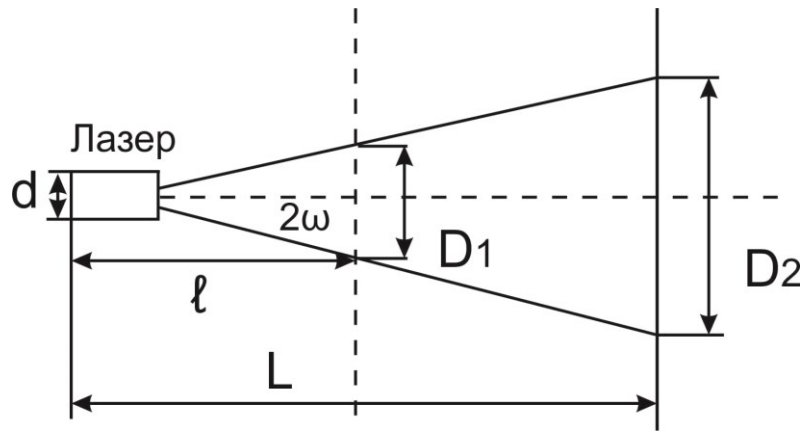


Рис. 7.4. Розходження лазерного пучка світла: d – діаметр лазерного пучка; D_1 , D_2 – діаметр плями лазерного пучка на відстані l і L екрану від лазера відповідно; 2ω – кут розходження лазерного випромінювання.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

Завдання 1. Визначення довжини хвилі випромінювання газового лазера.

1. Встановити на оптичній лаві дифракційну ґратку та екран, розмістити їх перпендикулярно осі лазера та увімкнути лазер.

2. Переміщаючи екран вздовж оптичної лави, одержати на ньому чітке зображення дифракційної картини. При цьому необхідно

домогтися, щоб на екрані спостерігалися максимуми не менше чотирьох порядків.

3. Виміряти по шкалі, закріпленій на оптичній лаві, відстань L між ґраткою і екраном.

4. Виміряти відстань x_1 між максимумами першого порядку. Визначити $\operatorname{tg}\alpha_1$ для максимумів першого порядку за формулою $\operatorname{tg}\alpha_1 = x_1 / 2L$.

5. Розрахувати довжину хвилі λ_1 випромінювання газового лазера за формулою $d \sin \alpha = \pm k\lambda$, де $k=0,1,2,3,\dots$ - порядки головних максимумів, d – період дифракційної ґратки.

6. Провести аналогічні вимірювання для максимумів другого, третього порядків і т.д. Розрахувати середню довжину хвилі випромінювання лазера, визначити похибку вимірювань та зробити висновки.

Завдання 2. Дослідження характеру поляризації лазерного випромінювання.

1. Встановити на оптичній лаві поляроїд (аналізатор) і фотоприймач, розмістити їх перпендикулярно до осі лазера та увімкнути лазер.

2. Обертанням поляроїда навколо горизонтальної осі дослідити характер поляризації лазерного випромінювання.

3. Змінюючи покази кута α лімба аналізатора через кожні 10° в межах від 0° до 360° , зняти покази індикатора фотоприймача в залежності від кута α повороту аналізатора. Побудувати графіки $I_\phi = f(\alpha)$ та $I_\phi = f(\cos^2 \alpha)$ і перевірити виконання або невиконання закону Малюса. Зробити відповідний висновок про лінійність поляризації випромінювання лазера.

Завдання 3. Вимірювання кута розходження пучка лазерного випромінювання.

1. Встановити на оптичній лаві лазер і екран перпендикулярно осі лазера та увімкнути лазер.

2. На віддалі l екрану від лазера виміряти діаметр плями D_1 . Перемістивши екран на відстань L від лазера, виміряти діаметр плями D_2 . За формулами (7.6) та (7.8) розрахувати тілесний кут лазерного пучка.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Описати механізм виникнення спонтанного та індукованого випромінювання атомів і молекул.

2. Пояснити сутність закону Ламберта-Бугера-Бера.

3. Охарактеризувати основні властивості індукованого випромінювання.

4. Який розподіл атомів за енергетичними станами називається інверсним?

5. Як створюється інверсна заселеність енергетичних рівнів у гелій-неоновому лазері?

6. Описати будову і принцип дії газового лазера. Яке призначення резонатора в газовому лазері?

7. Назвати основні відмінності лазерного випромінювання від звичайного оптичного.

8. У чому полягають переваги лазерного випромінювання порівняно з іншими видами випромінювання?

9. Чим визначається довжина хвилі лазерного випромінювання?

10. Назвіть області практичного застосування лазерів.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №8

ДОСЛІДЖЕННЯ АКУСТООПТИЧНОГО ЕФЕКТУ В СКЛОПОДІБНИХ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ МАТЕРІАЛАХ

Мета роботи – вивчення акустооптичної модуляції світла та визначення коефіцієнта акустооптичної якості склоподібних матеріалів.

Прилади та матеріали – джерело світла – He-Ne - лазер; фокусуєча лінза; акустооптична комірка; генератор сигналів SDG6022X; осцилограф SDS1202X-E; колімуєча лінза; фотоприймач; оптичний столик з мікрометричним гвинтом.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Дія акустооптичних пристроїв ґрунтується на взаємодії оптичних та звукових хвиль, які одночасно поширюються в середовищі. Така взаємодія можлива завдяки наявності п'єзооптичного (або фотопружного) ефекту, що полягає у виникненні наведеної оптичної анізотропії під дією механічної деформації. Цей ефект описується тензором четвертого рангу P_{ijkl} , що відмінний від нуля як в ацентричних, так і в центросиметричних середовищах. У більшості оптичних матеріалів приріст компонент тензора діелектричної непроникності a , оберненого до тензора діелектричної проникності ε , пропорційний величині механічної деформації u_{kl} :

$$\Delta a_{ij} = P_{ijkl} u_{kl}. \quad (8.1)$$

Вираз (8.1) описує деформацію оптичної індикатриси.

Ультразвукова хвиля, поширюючись у середовищі, утворює періодичні локальні деформації. Розглянемо для прикладу поширення поздовжньої акустичної хвилі в ізотропному середовищі вздовж осі Z .

У цьому випадку деформація в середовищі має вигляд:

$$u = u_0 \cos(k_a z) \cos(\Omega t) \quad (8.2)$$

де Ω - частота звукових коливань; k_a - хвильовий вектор акустичної хвилі $|k_a| = 2\pi/\Lambda$, Λ - довжина звукової хвилі.

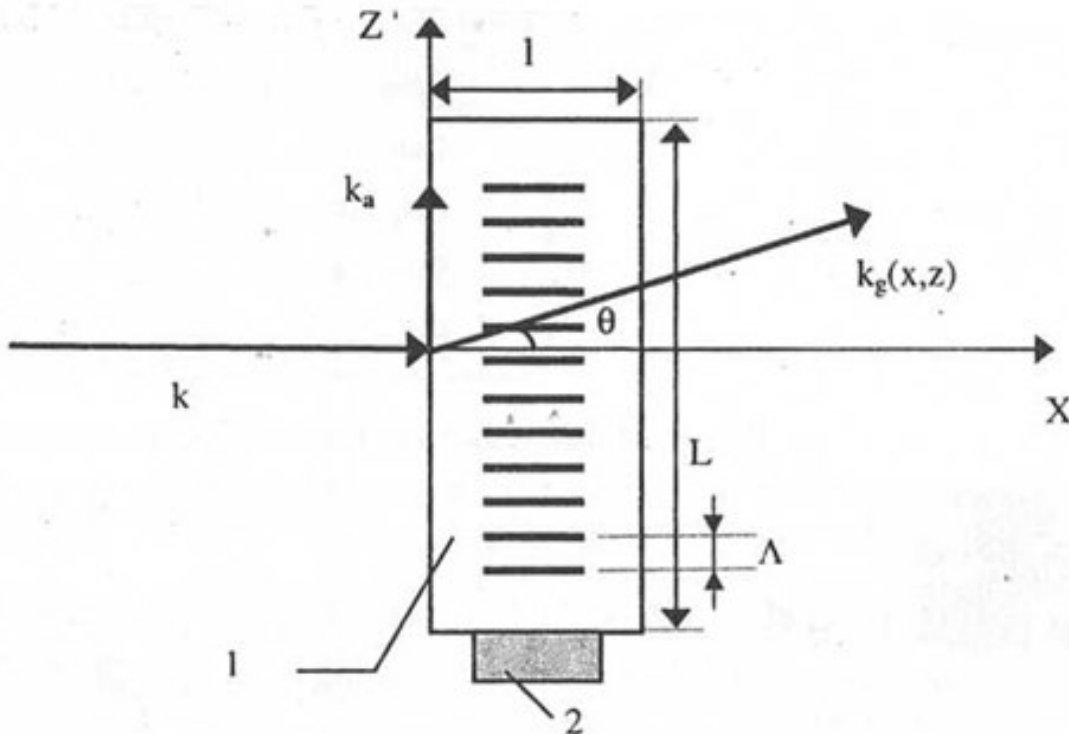


Рис. 8.1. Схема акустооптичного елемента та дифракції світла: 1 - акустооптичний матеріал; 2 - п'єзоперетворювач; L , l - розміри елемента; Λ - довжина акустичної хвилі; k , k_a , k_g - хвильові вектори світлової, акустичної та дифрагрованої світлової хвилі; θ - кут дифракції.

Внаслідок фотопружного ефекту ці деформації індукують періодичні зміни показника заломлення хвиль, які поширюються зі швидкістю звуку. При достатньо високій частоті звукової хвилі, коли її довжина стає сумірною з довжиною світлової хвилі λ , виникає дифракція світла на такій фазовій ґратці (рис. 8.1). Характер спостережуваної дифракції залежить від співвідношення частот світлової та акустичної хвиль, напрямку хвильових векторів звукової та світлової хвиль, а також від геометричних факторів.

Розрізняють два типи дифракції – Рамана-Ната та Брегга (рис. 8.2).

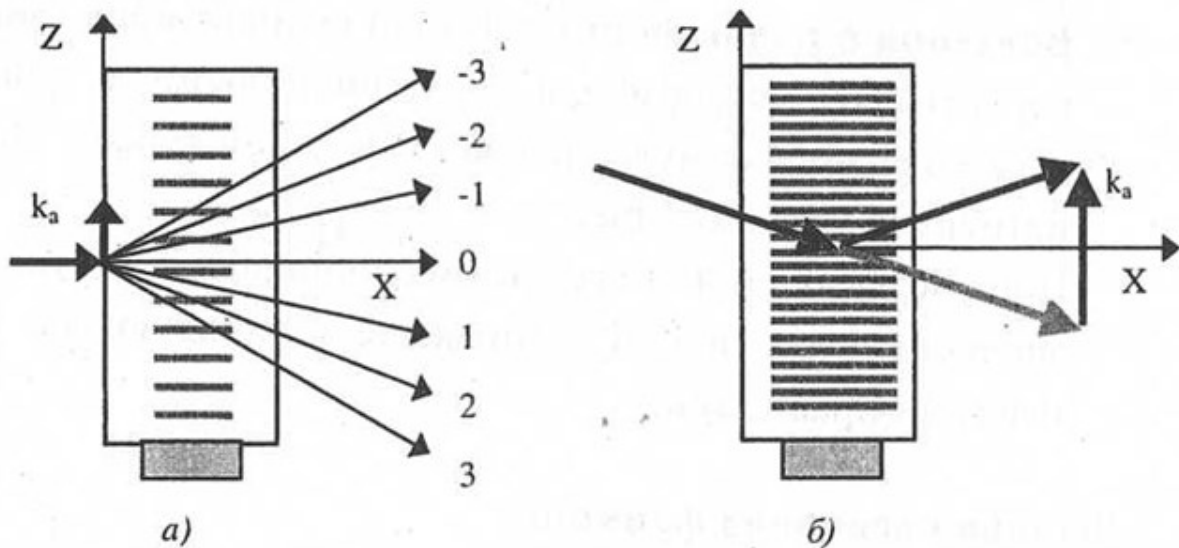


Рис. 8.2. Схема дифракції Рамана-Ната (а) та Брегга (б).

Введемо параметр Q , що характеризує режим дифракції: $Q=2\pi\lambda L/L^2$, де L – довжина звукового стовпа. Зміст цього параметра такий. Коли частота звуку є порівняно низькою, а напрям поширення світла паралельний фронту акустичної хвилі і його шлях крізь звукопровідне середовище малий ($Q \ll 1$), то характер проходження

світла крізь акустооптичну ґратку цілком аналогічний дифракції на тонкій фазовій ґратці. У цьому випадку оптична неоднорідність середовища, яка зв'язана зі зміною показника заломлення акустичною хвилею, впливає лише на фазу світла, що пройшло через акустичний стовп.

Таким чином, світлове поле в площині $x=1$ модульоване лише по фазі, але постійне по амплітуді. Оскільки швидкості світлової та акустичної хвиль відрізняються на шість порядків, така акустооптична комірка буде для падаючого світла квазістаціонарною фазовою дифракційною ґраткою. Дифракційна картина буде змінюватись практично миттєво разом із змінами механічних напружень. Якщо на вході акустооптичної комірки ($x=0$) світлова хвиля має плоский фронт з амплітудою E_0 , то при $x=1$ у випадку стоячої акустичної хвилі, коли хвиля відбивається від заднього торця комірки,

$$E(l) = E_0 \exp[ikl(n + \Delta n \cos(k_a z) \cos(\Omega t))], \quad (8.3)$$

а у випадку біжучої хвилі, коли звукова хвиля затухає на задньому торці звукопроводу,

$$E(l) = E_0 \exp[ikl(n + \Delta n \cos(k_a z - \Omega t))], \quad (8.4)$$

де Δn – амплітуда зміни показника заломлення середовища під дією звукової хвилі. За відомим світловим полем у площині $x=1$ можна знайти розподіл світлової інтенсивності в довільній точці $x>1$. Як правило, представляє інтерес поле в дальній зоні на відстанях, великих порівняно з розмірами комірки. Розподіл інтенсивності у дифракційному спектрі у вихідній площині об'єктива описується інтегралом:

$$\frac{b}{\lambda} \int_0^{L/2} E_{x=1} \exp(ikz \sin \theta) dz, \quad (8.5)$$

де b і L – поперечні розміри (вздовж осей Y і Z) дифракційної ґратки; θ – кут спостереження.

Підставляючи в (8.5) значення E із (8.3) і (8.4), одержимо для біжучої хвилі

$$E = E_0 \frac{bL}{\lambda} \exp(iknl) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp[im(\Omega t - \frac{\pi}{2})] \zeta_m(k\Delta nl) \times \\ \times \frac{\sin \left[\left(\frac{\pi L}{\lambda} \right) \left(\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda} \right) \right]}{\left(\frac{\pi L}{\lambda} \right) \left(\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda} \right)}, \quad (8.6)$$

а для стоячої хвилі

$$E = E_0 \frac{bL}{\lambda} \exp(iknl) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-i)^m \zeta_m(k\Delta nl) \frac{\sin \left[\left(\frac{\pi L}{\lambda} \right) \left(\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda} \right) \right]}{\left(\frac{\pi L}{\lambda} \right) \left(\sin \theta - \frac{m\lambda}{\Lambda} \right)}, \quad (8.7)$$

де ζ_m – функція Бесселя m -го порядку.

Звідси знаходимо напрямки головних дифракційних максимумів (рис.8.2,а)

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda}{\Lambda}, \quad (8.8)$$

де m – порядок дифракційного максимуму.

Одержані вирази (8.6) і (8.7) визначають частоти та інтенсивності дифракційних максимумів різних порядків. При нормальному падінні світла на акустооптичний елемент дифракційна картина спостерігається у вигляді симетричних дифракційних максимумів різних порядків m : нульового, ± 1 -го, ± 2 -го і т. д. (рис. 8.2), кути між якими визначаються співвідношенням (8.8). У випадку біжучої хвилі відносні інтенсивності максимумів пропорційні квадрату функції Бесселя m -го порядку:

$$I_m = I_0 \zeta_m^2(\Psi), \quad (8.9)$$

де $\Psi = 2\pi l \Delta n / \lambda$ - індекс фазової модуляції світлової хвилі.

У випадку ізотропного матеріалу величина Δn пов'язана з величиною пружної деформації u , що виникає при проходженні ультразвукової хвилі, співвідношенням $\Delta n = -u P n_0^2 / 2$, де P - фотопружний коефіцієнт; n_0 - показник заломлення; u - деформація.

Важливою особливістю акустооптичного ефекту є зсув по частоті в дифракційних максимумах m -го порядку згідно із співвідношенням:

$$\omega_m = \omega_0 \pm m\Omega, \quad (8.10)$$

де ω_0 – кругова частота падаючого світла; ω_m – кругова частота дифрагованого світла. Цей зсув виникає внаслідок ефекту Доплера при дифракції на рухомій дифракційній ґратці.

При дифракції світла на стоячій акустичній хвилі з'являється амплітудна модуляція кожного з максимумів з нульовим включно. Це зв'язано з тим, що стояча звукова хвиля еквівалентна нерухомій фазовій ґратці зі змінною в часі величиною Δn .

Вираз для інтенсивності m -го порядку має вигляд:

$$I_m = I_0 \zeta_m^2 (\Psi \cos \Omega t). \quad (8.11)$$

На відміну від (8.9) в формулі (8.11) аргумент залежить від часу. Величина аргументу Ψ функції Бесселя у (8.11), що визначає інтенсивності дифракційних максимумів, пропорційна пружній деформації u . Для біжучої хвилі існує зв'язок між деформацією та акустичною потужністю W :

$$u^2 = \frac{2W}{S\rho v}, \quad (8.12)$$

де S - площа поперечного перерізу акустичного стовпа; ρ - густина середовища; v - швидкість звуку в середовищі.

Підставляючи у вираз для індексу фазової модуляції $\Psi = 2\pi l \Delta n / \lambda$ значення u із (8.12), одержуємо:

$$\Psi = \frac{\pi n_0^3 W}{\lambda} \sqrt{\frac{2W l^2}{S\rho v^3}}. \quad (8.13)$$

При малих Ψ інтенсивність світла в першому дифракційному максимумі може бути записана у вигляді

$$I_1 = I_0 \frac{\pi^2 n_0^6 P^2 l^2}{2\lambda^2 \rho v^3 S} W = I_0 \frac{\pi^2 l^2}{2\lambda^2 S} MW. \quad (8.14)$$

Таким чином, ефективність фотопружного матеріалу характеризується величиною, що називається акустичною добротністю:

$$M_2 = \frac{n_0^6 \cdot P^2}{\rho \cdot V^3}. \quad (8.15)$$

Інтенсивність світла, що приходить на перший дифракційний максимум, відносно невелика внаслідок її розподілу по багатьох максимумах (рис. 8.2). Тому в більшості випадків практичного застосування акустооптичних пристроїв використовують режим дифракції Брегга, при якому енергія світлового пучка перерозподіляється лише між двома максимумами - нульовим і першим (рис. 8.2). Цей тип акустооптичної дифракції реалізується у випадку, якщо виконується умова $Q > 1$. Вона має місце, коли кут падіння світлового пучка на акустооптичний елемент відмінний від 90° . У цьому випадку світловий промінь перетинає багато фронтів акустичної хвилі і відбувається дифракція на “товстій” ґратці, тобто на об’ємній періодичній структурі, аналогічно розсіюванню рентгенівських променів на кристалічній ґратці. Умова такої дифракції визначається відомою формулою Вульфа-Брегга:

$$\sin \varphi = \lambda / 2\Lambda. \quad (8.16)$$

Як випливає із (8.16), спостереження брегівської дифракції можливе лише при падінні світла під певним кутом φ . При цьому після зразка виникає лише один (перший) порядок дифракції, в якому

може бути зосереджена практично вся енергія світлового пучка, тобто дифракційна ефективність, що залежить від інтенсивності звукової хвилі та довжини взаємодії, може наближатись до 100%. Взаємодія світлової та акустичної хвиль можлива при виконанні співвідношень

$$k_g = k_n \pm k_a; \quad \omega_g = \omega_n \pm \Omega, \quad (8.17)$$

які випливають із законів збереження енергії та імпульсу. При цьому k_n і ω_n - хвильовий вектор та частота падаючого світла, k_g і ω_g - відповідні величини для дифрагованого світла, а k_a і Ω - для акустичної хвилі. Враховуючи малу величину Ω порівняно з ω_g і ω_n , одержимо для ізотропного середовища, що $|k_g| \approx |k_n|$.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

Завдання 1. Вивчення дифракції оптичного променя на акустичній хвилі.

1.1. Зібрати схему для дослідження акустооптичних параметрів, зображену на рис. 8.3. Акустооптична комірка 3 складається із звукопроводу 8 і п'єзоперетворювача 9 у вигляді пластинки з кристала LiNbO_3 з резонансною частотою п'єзоколивача $f=30$ МГц. Внаслідок малої довжини акустооптичної взаємодії за допомогою вказаного вище обладнання можна спостерігати лише дифракцію Рамана–Ната.

1.2. Встановити на генераторі значення вихідної частоти 30 МГц.

1.3. Встановити перед фотоприймачем екран і спостерігати проходження світлового пучка та утворення дифракційних максимумів, розміщених симетрично відносно центрального (нульового) максимуму.

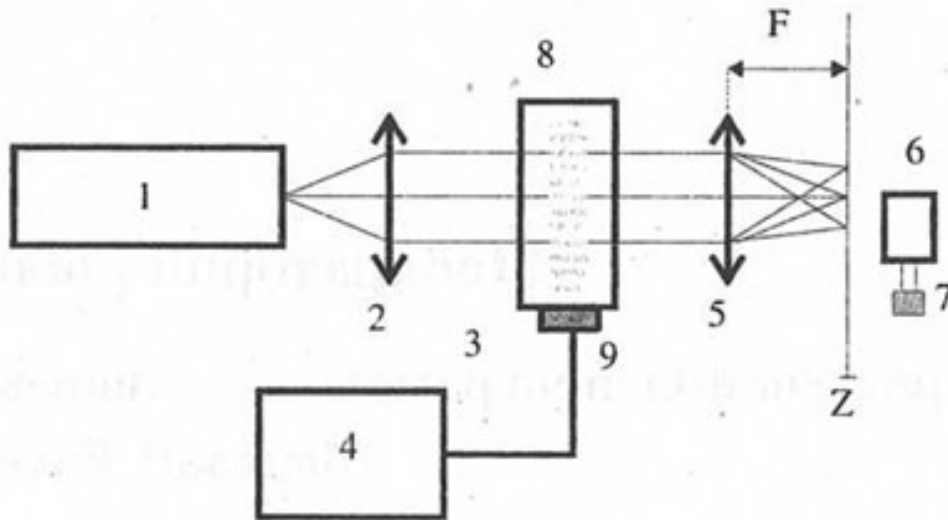


Рис. 8.3. Блок-схема установки для дослідження акустооптичних параметрів: 1 - оптичний квантовий генератор (лазер), 2 – фокусуєча лінза, 3 - акустооптична комірка, 4 - генератор синусоїдальних сигналів, 5 - колімуюча лінза, 6 - фотоприймач, 7 - оптичний столик з мікрометричним гвинтом (екран розміщено на віддалі фокусної відстані F від лінзи 5, фотоприймач переміщується вздовж осі Z , яка паралельна площині екрана), 8 - звукопровід (напівпровідникове скло), 9 - п'єзоперетворювач.

Завдання 2. Вимірювання довжини та швидкості ультразвукової хвилі, дослідження частотної характеристики акустооптичного модулятора.

2.1. Оцінити Λ та швидкість поширення ν ультразвукової хвилі у звукопроводі за співвідношенням, що впливає із (8.7) та (8.8):

$$\Lambda = m\lambda / \sin \theta_m, \quad \nu = \lambda f / \sin \theta_m, \quad (8.18)$$

де f - частота звуку; Θ_m - кут дифракції. Врахувати, що довжина світлової хвилі He-Ne лазера складає $\lambda=0.6328$ мкм.

2.2. Дослідити частотну характеристику акустооптичного модулятора. Для цього за допомогою фотоприймача та рухомого столика з гвинтом виміряти зміщення першого дифракційного максимуму в діапазоні частот від 30 до 45 МГц через 1 МГц. Використовуючи результати вимірювань, побудувати графік залежності кута дифракції першого порядку від частоти ультразвукової хвилі.

Завдання 3. Визначення критерію акустооптичної добротності.

3.1. Виміряти інтенсивність I_1 та I_3 в еталонному зразку (плавлений кварц), I_4 та I_5 в досліджуваному зразку.

3.2. За формулою

$$M_2 = M_{2em} \sqrt{\frac{I_4 \cdot I_5}{I_1 \cdot I_3}}, \quad (8.19)$$

де M_{2em} - акустооптична якість еталона, визначити коефіцієнт акустооптичної якості M_2 досліджуваного матеріалу та порівняти його з параметрами відомих акустооптичних середовищ.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. У чому полягає акустооптичний ефект?
2. Пояснити режим дифракції Намана-Ната.
3. У чому полягає сутність режиму дифракції Брега?
4. Пояснити відмінність між режимами дифракції Рамана - Ната і Брега.

5. Від чого залежить характер спостережуваної дифракції?
6. Яка фізична сутність фотопружного ефекту?
7. Що таке акустооптична добротність матеріалу?
8. Які параметри визначають коефіцієнт акустооптичної якості, як можна його покращити?
9. Який режим дифракції, як правило, використовується в акустооптичних пристроях і чому саме він?
10. Як експериментально визначити швидкість поширення ультразвукової хвилі та відносну акустооптичну добротність матеріалу?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №9

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПТИЧНИХ ФІЛЬТРІВ

Мета роботи – ознайомитися з методикою дослідження спектральних характеристик оптичних фільтрів.

Прилади і матеріали – оптоволоконний спектрометр; набір світлофільтрів.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Світлофільтрами називаються пристрої, які змінюють спектральний склад або енергію падаючої на них світлової хвилі, не змінюючи (або майже не змінюючи) форми її фронту. Основна характеристика фільтру – його пропускання $T=I/I_0$, де I_0 , I – інтенсивності падаючого на фільтр і пройденого через нього світлового потоку. Поряд з цим фільтр часто характеризують оптичною густиною $D=\ln(1/T)$. Фільтри називаються сірими або нейтральними, якщо їх оптична густина в досліджуваному спектральному інтервалі не залежить від довжини хвилі. Фільтри, які не задовольняють цій умові, називаються селективними. Достатньо сірими у видимій та ближній ультрафіолетовій областях спектра є тонкі плівки алюмінія і платини, отримані випаровуванням металу на скляну або кварцову підкладки. Селективні фільтри служать для виділення широкої або вузької спектральних областей. Фільтри останнього типу називаються вузькосмуговими (інколи їх умовно називають монохроматичними) і часто застосовуються замість спектральних приладів. Їх перевага полягає в можливості безпосередньо вимірювати розподіл спектральної яскравості по площі

джерела. Поряд з цим світлофільтри, як правило, пропускають набагато більший світловий потік, чим прилади з диспергуючими елементами.

Однак роздільна здатність світлофільтрів невелика – в більшості випадків ширина ділянки спектра, яку пропускає даний світлофільтр, складає десятки і сотні ангстрем. Кращі вузькосмугові фільтри мають ширину смуги пропускання менше 0.1 нм, проте кількість пропущеного ними світла складає < 10%. У зв'язку з цим, основне призначення світлофільтрів - груба монохроматизація або неселективне послаблення випромінювання.

Найбільш важливою характеристикою світлофільтра, як уже згадувалося, є спектральна залежність коефіцієнта пропускання $T(\lambda)$ або оптичної густини $D(\lambda)$. Для всіх фільтрів, крім коректуючих, бажано, щоб області пропускання були різко обмежені, а коефіцієнт пропускання зовні них був би рівний нулю. На жаль, у більшості фільтрів пропускання відносно повільно змінюється по спектру, а деяка частина випромінювання часто проходить за межами основної смуги пропускання.

В залежності від фізичних принципів реалізації фільтри поділяються на наступні класи: абсорбційні, відбиваючі, інтерференційні, дисперсійні, інтерференційно-поляризаційні та інші. Найбільш широко застосовуються абсорбційні фільтри. Зменшення інтенсивності в них відбувається, головним чином, в результаті поглинання світла речовиною фільтра. Часткове зменшення інтенсивності обумовлено відбиванням від поверхонь фільтра, однак в більшості випадків такі втрати невеликі, а головне - майже не селективні. Незначними також є втрати за рахунок розсіювання світла в об'ємі поглинаючого тіла і на його поверхні.

Інтенсивність світла, пройденого через поглинаючий шар, зменшується згідно закону Бугера

$$I = I_0 \times e^{-\alpha(\lambda)d}, \quad (9.1)$$

де $\alpha(\lambda)$ - коефіцієнт поглинання, d - товщина шару. Закон Бугера можна вважати справедливим практично завжди, за виключенням дуже великих густин світлового потоку, створюваних лазерами. Згідно з цим законом для коефіцієнта пропускання можна записати:

$$T = (1 - R^2) \times e^{-\alpha(\lambda)d}, \quad (9.2)$$

де R - коефіцієнт відбивання світла поверхнею фільтра.

Вузькосмугові фільтри характеризуються довжиною хвилі λ_{max} , що відповідає максимуму пропускання, пропусканням в максимумі T_{max} і півшириною смуги пропускання $\delta\lambda$ (рис. 9.1).

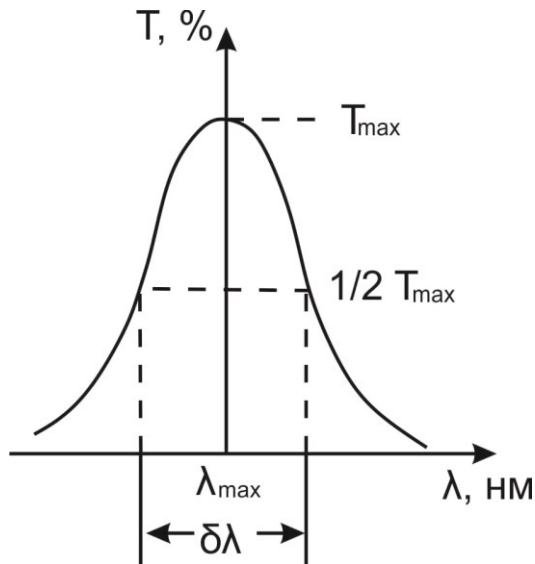


Рис. 9.1. Вузькосмуговий фільтр пропускання світла.

За півширину смуги пропускання приймають інтервал довжин хвиль, в межах якого $T=0.5T_{max}$. Для фільтрів, призначених для

відрізання довгохвильової або короткохвильової частин спектру, інколи використовують також λ_0 - довжину хвилі, при якій пропускання зменшується у порівнянні з максимальним у два рази.

Абсорбційні світлофільтри бувають скляними, рідинними, газовими, напівпровідниковими та органічними. Найбільш широко використовуються скляні світлофільтри, до переваг яких можна віднести стійкість до світлових і теплових впливів, а також однорідність і високу оптичну якість.

Для виготовлення нейтральних і селективних відбиваючих світлофільтрів використовуються металічні плівки. Тонкі металічні шари наносять на кварцеву підкладку випаровуванням у високому вакуумі або катодним розпиленням.

На відміну від абсорбційних фільтрів, фільтри із металічних плівок зменшують інтенсивність падаючого світла в основному за рахунок відбивання від поверхні (поглинання в плівці, як правило, незначне). Завдяки цьому ці фільтри нагріваються менше, ніж абсорбційні. Для отримання нейтральних металічних шарів використовують платину, палладій або родій, рідше алюміній; для виділення різних ділянок в ультрафіолетовій області спектра - плівки срібла та лужних металів.

Для створення селективних відбиваючих фільтрів також використовують багат шарові діелектричні дзеркала, які можуть бути отримані нанесенням на прозору підкладку тонких шарів з високим та низьким показниками заломлення. Оптична товщина кожного шару складає $\lambda/4$. Відбиті від меж розділу промені синфазні, за рахунок чого досягається високий коефіцієнт відбивання таких дзеркал для відповідної довжини хвилі випромінювання. У ролі матеріалів для плівок використовуються кріоліт, MgF_2 , SiO_2 з показником заломлення $n = 1.3 - 1.4$; $PbCl_2$, TiO_2 , ZnS - з $n = 2.2 - 2.3$.

Найпростішим інтерференційним фільтром служить інтерферометр Фабрі-Перо з дуже малим проміжком між дзеркалами (порядка довжини хвилі), який зображений на рис. 9.2.

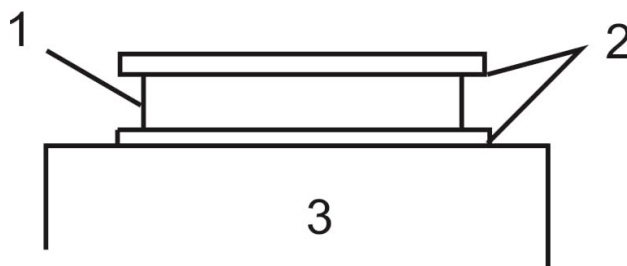


Рис. 9.2. Інтерференційний фільтр: 1 – тонкий шар діелектрика; 2 – частково відбиваючі плівки; 3 – скло.

Якщо оптична товщина інтерферометра рівна d , то він має ряд смуг пропускання, довжини хвиль максимумів яких визначаються як

$$\lambda_{\max 1} = \frac{2d}{1}, \lambda_{\max 2} = \frac{2d}{2} \dots \lambda_{\max N} = \frac{2d}{N}. \quad (9.3)$$

Фільтр, призначений для виділення першої, найбільш довгохвильової смуги пропускання, називається фільтром першого порядку. Він має оптичну товщину $d = \lambda/2$. Послаблення короткохвильових максимумів пропускання з довжинами хвиль

$$\lambda_{\max 2} = \frac{\lambda}{2}, \lambda_{\max 3} = \frac{\lambda}{3} \dots \lambda_{\max N} = \frac{\lambda}{N}, \quad (9.4)$$

відбувається за допомогою спеціальних абсорбційних фільтрів або за рахунок поглинання матеріалом підкладки самого фільтра. Фільтр другого порядку має товщину $d = \lambda$ і потребує послаблення однієї

довгохвильової смуги пропускання ($\lambda_{\max i} = 2\lambda$) і короткохвильових смуг пропускання ($\lambda_{\max 3} = \frac{2\lambda}{3}, \lambda_{\max 4} = \frac{2\lambda}{4}$ і т.д.).

На рис. 9.3 показано форми смуг пропускання фільтрів першого порядку, отримані теоретично (без врахування поглинання) (а) і для реальних срібних шарів (б). Зменшення пропускання в максимумі для шарів з високим коефіцієнтом відбивання обумовлено збільшенням поглинання в шарі.

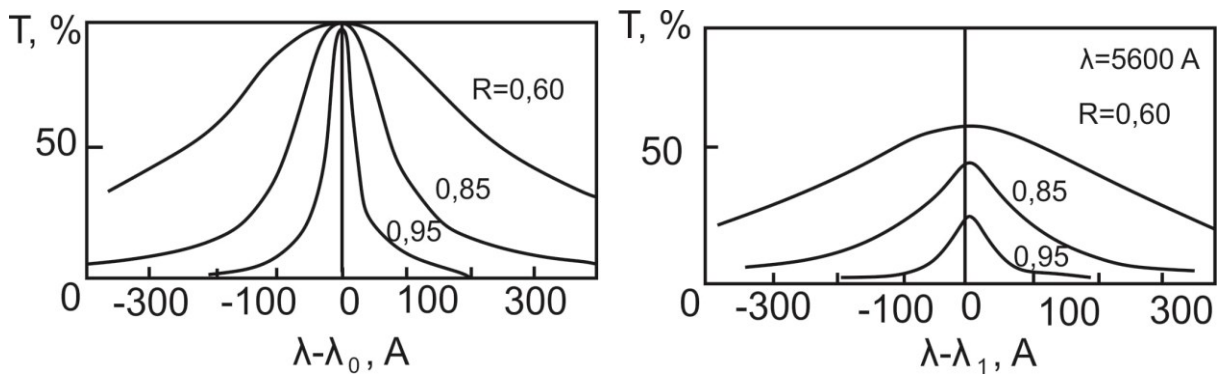


Рис. 9.3. Форми смуг пропускання фільтрів першого порядку.

Ширина спектрального інтервалу, у межах якого пропускання фільтра зменшується в 10 разів, складає 3 півширини і рівна для хороших фільтрів із срібними дзеркалами 100-300 А. Значно вужчих смуг пропускання можна досягнути у фільтрах з інтерференційними дзеркалами. У цьому випадку півширина для фільтрів другого порядку складає 15-20 А при достатньо великому пропусканні в максимумі. Характерною особливістю інтерференційних фільтрів є далекосягаючі крила, які створюють доволі сильний фон.

Для вирішення ряду прикладних задач використовують відбиваючі інтерференційні фільтри та інтерференційні фільтри з використанням повного внутрішнього відбивання.

В основу побудови дисперсійних фільтрів покладено залежність показника заломлення від довжини хвилі. Найбільш широко серед них застосовуються фільтри Хрiстiансена та Брумберга. Фільтр Хрiстiансена представляє собою кювету, заповнену порошком із прозорого матеріалу. Кювету заповняють рідиною так, щоб для вибраної довжини хвилі показники заломлення рідини і порошка співпадали (рис.9.4).

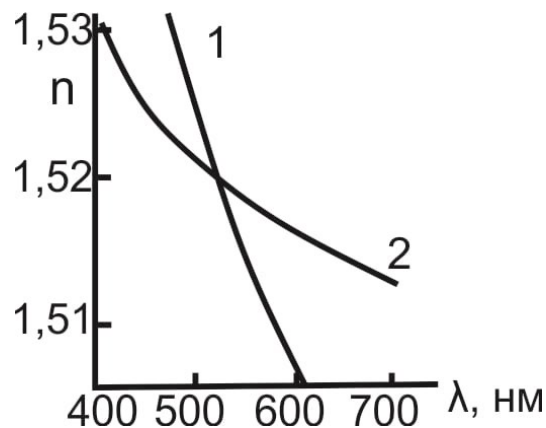


Рис. 9.4. Дисперсія показників заломлення деяких речовин: 1 – 10% сірковуглець у бензині; 2 – боросилікатне скло.

У такому випадку кювета є оптично однорідною для променів цієї довжини хвилі, але розсіює випромінювання інших довжин хвиль, які розміщені по обидва боки від заданої. Фільтри Хрiстiансена можуть змінювати довжину хвилі максимуму пропускання. Це досягається зміною показника заломлення рідини – або додаванням іншої компоненти, або зміною температури. Температурне зміщення максимуму пропускання складає десятки ангстрем на градус.

Фільтр Брумберга складається із призми з показником заломлення n_1 , яка склеєна із двох частин, що розділені прошарком з меншим показником заломлення n_2 , (наприклад, кварц і парафінове масло). Кут падіння підбирається так, щоб світло з довжиною хвилі $\geq \lambda$

зазнавало повне внутрішнє відбивання на межі розділу. Це можна досягти тільки у тому випадку, коли виконується умова

$$\left(\frac{dn_1}{d\lambda}\right) / \left(\frac{dn_2}{d\lambda}\right) < \frac{n_1}{n_2}. \quad (9.5)$$

Отже, фільтр Брумберга діє як короткохвильовий фільтр, що затримує випромінювання з довжиною хвилі більшою за граничну. Недоліком фільтру такого типу є дуже мала апертура та чутливість до зміни температури (як і для фільтра Хрістіансена).

Принцип дії інтерференційно-поляризаційних фільтрів ґрунтується на інтерференції поляризованих променів. За допомогою них можна отримати дуже вузькі смуги пропускання (ширина може складати долі ангстрема) при практично повній відсутності фону. Не дивлячись на унікальні характеристики цих фільтрів, вони застосовуються рідко, головним чином, для вирішення спеціальних задач та в астрофізиці для дослідження небесних об'єктів. Основною причиною цього є велика складність при їх виготовленні, що визначає їх високу вартість. Найбільш відомі серед них фільтри Вуда та Ліо.

Фільтр Вуда (рис. 9.5) складається з пластинки одновісного кристалу C , вирізаної паралельно оптичній осі, причому пластинка розміщується між двома поляризаторами A і B . Головні осі поляризаторів встановлюють паралельно, а вісь кристалічної пластинки складає кут 45° з ними. Пучок поляризованого світла в пластинці C розщеплюється на два однаково направлені, рівні по інтенсивності і поляризовані у взаємно-перпендикулярних площинах пучки світла. Ці пучки поширюються у кристалі з різними швидкостями $v_o = c/n_o$ і $v_e = c/n_e$, де n_o і n_e - показники заломлення звичайного і незвичайного променів. Результат інтерференції цих променів на виході з пластинки визначається різницею ходу. Якщо

різниця ходу $\Delta=l(n_e-n_o)$ рівна цілому числу довжин хвиль, то на виході отримується плоскополяризоване світло з початковою орієнтацією площини поляризації. У такому випадку світло повністю проходить через другий поляризатор. Якщо різниця ходу рівна непарному числу півхвиль, то площина коливань повернеться на 90° і світло повністю гаситься другим поляризатором.

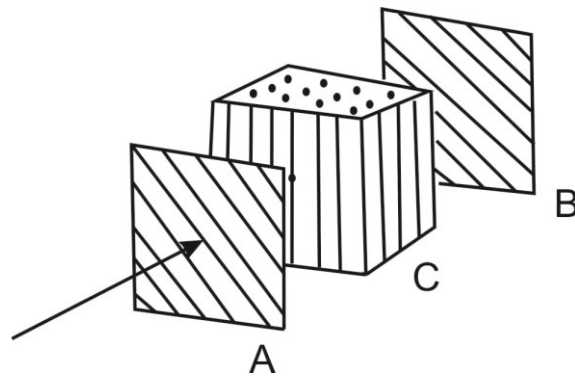


Рис. 9.5. Конструкція фільтра Вуда.

Пропускання такої системи буде залежати від довжини хвилі

$$T = \cos^2 \pi \frac{(n_e - n_o)l}{\lambda}. \quad (9.6)$$

Формула (9.6) не враховує втрат на відбивання і поглинання світла елементами, що складають фільтр, а також втрат у першому поляризаторі, що складає для природного світла 50 %. Згідно з формулою (9.6) пропускання має ряд максимумів ($T=1$) для довжин хвиль

$$\lambda_{\max} = \frac{1}{m} l(n_e - n_o) \quad (9.7)$$

і мінімумів ($T=0$)

$$\lambda_{\min} = \frac{1}{m} l(n_e - n_o). \quad (9.8)$$

Такий фільтр може служити для послаблення окремих спектральних ліній і пропускання інших. Як правило, його використовують для виділення одної з двох близько розміщених ліній.

Фільтр Лію представляє собою монохроматичний фільтр, що складається із стопи фільтрів Вуда з товщинами пластинок, які збільшуються в геометричній прогресії з показником 2. При цьому вихідний поляризатор першого фільтра служить вхідним поляризатором другого і т.д. Така конструкція фільтра дозволяє виділяти дуже вузькі (порядка долей ангстрем) ділянки спектру.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТНОВКА ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ

Принципова схема експериментальної установки для дослідження спектральних характеристик фільтрів наведена на рис. 9.6. Світло від джерела 1 за допомогою конденсора 2 фокусується на вихідну щілину діафрагми 3 та досліджуваного фільтра 4, після чого пройдений світловий потік фокусується на вхідну щілину оптоволокна 5 спектрометра SL40-2-1024USB 6. Після розкладу пройденого світлового потоку в спектрометрі, світло попадає на

фотодіодну лінійку і в подальшому аналізується програмним забезпеченням SpectraSP.

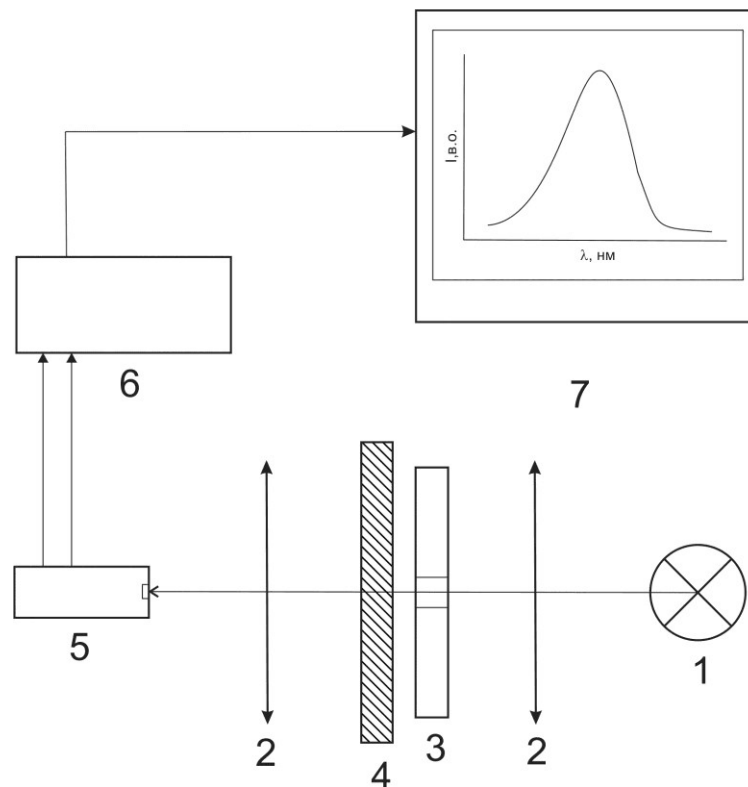


Рис.9.6. Принципова схема експериментальної установки для дослідження спектральних характеристик фільтрів: 1 – джерело світла; 2 – конденсор; 3 – діафрагма; 4 – досліджуваний фільтр; 5 – вхідна щілина оптичного волокна спектрометра; 6 – модуль двохканального спектрометра з компенсацією астигматизму SL40-2-1024USB; 7 – ПК з програмним забезпеченням для обробки даних.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

1. Встановити досліджуваний світлофільтр на діафрагму.
2. Увімкнути джерело світла, та зробити калібровку оптичної схеми.

3. Провести в програмному забезпеченні SpectraSP дослідження сигналу без фільтра (I_0) та спектру пропускання досліджуваного світла (I).

4. З одержаних спектрів визначити залежність $T=f(\lambda)$.

5. Вимірювання коефіцієнта пропускання проводять для всіх фіксованих довжин хвиль в інтервалі 315-980 нм. За отриманими результатами будують графік $T=f(\lambda)$ і по ньому знаходять T_{max} , λ_{max} , $\delta\lambda$.

6. Пункти 1-5 виконують для всіх інших світлофільтрів, результати вимірювань заносять у таблицю і роблять висновки.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які функції виконують світлофільтри в експериментальній спектроскопії?

2. Як поділяються оптичні фільтри за фізичним принципом дії?

3. Які основні оптичні характеристики світлофільтрів?

4. Пояснити поняття «селективність фільтру» та «контрастність фільтру».

5. На які види поділяються оптичні фільтри за шириною смуги оптичного пропускання?

6. За якою ознакою світлофільтри називаються селективними?

7. Яка відмінність між нейтральними і селективними фільтрами?

8. Який фізичний принцип побудови абсорбційних, відбиваючих та дисперсійних фільтрів?

9. Пояснити принцип дії інтерференційних фільтрів.

10. Пояснити принцип дії поляризаційно-інтерференційних фільтрів.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 10

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ОПТИЧНОГО ТРИГЕРА

Мета роботи – ознайомитися з оптичними властивостями рідких кристалів, будовою твіст-комірки та роботою оптичного тригера.

Прилади та матеріали – рідкокристалічна твіст-комірка; два плівкові поляризатори; світлодіод із схемою регулювання струму живлення; фоторезистор із навантаженням і схемою управління; джерело живлення на постійному струмі (5 В); джерело живлення на змінному струмі (10 В); вольтметри.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Рідкокристалічний стан речовини було відкрито у 1888 році австрійським вченим Рейнітцером Ф., який досліджував органічні сполуки типу бензойно-кислого холестерину з подовженою (несферичною) формою молекул. При нагріванні такі речовини не переходять з твердого стану в рідкий, а в певному температурному інтервалі знаходяться в термодинамічно стійкому стані, проміжному між твердокристалічним і рідким. Пізніше було виявлено, що в цьому стані речовини характеризуються оптичною анізотропією, яка властива твердим кристалічним тілам, і одночасно текучістю, характерною для рідин. Тому речовини, що знаходяться в подібному стані, назвали «рідкими кристалами» (РК).

Оскільки всі РК складаються з молекул подовженої форми, впорядковане розташування яких забезпечується відносно слабкими далекодіючими силами, то їх структура в значній мірі залежить від впливу зовнішніх факторів: температури, механічних деформацій, електричних і магнітних полів, ультразвуку та інших. Реакція РК на дію цих факторів полягає в зміні їх оптичних властивостей, у зв'язку з

чим РК відрізняються за ступенями вільності молекул. У рідинах молекули рухаються в трьох вимірах і можуть обертатися навколо трьох взаємно перпендикулярних осей. У кристалах молекули фіксовані, і тому їх обертання неможливе. У РК молекули рухомі у двох вимірах і можуть обертатися навколо однієї осі, тобто замість трьохмірної кристалічної ґратки виникає одномірна ґратка.

Температуру переходу з кристалічної фази у РК стан, так звану мезофазу, називають температурою плавлення ($T_{пл}$), а температуру, при якій мезофаза переходить у звичайний рідкий стан, - температурою просвітлення ($T_{пр}$). Останню назвали так тому, що мезофази досить інтенсивно розсіюють світло і є каламутними, а в рідкому стані речовини прозорі для світла.

Властивості РК пояснюються особливостями структури їх молекул. Для них характерна видовжена, близька до циліндричної, форма: довжина молекул 1-3 нм, ширина – 0.5-1 нм (рис.10.1).

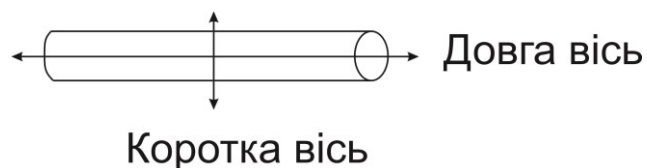


Рис.10.1. Структура молекул РК.

Взаємодія між такими молекулами характеризується, в основному, силами Ван-дер-Ваальса. В залежності від величини сили міжмолекулярних зв'язків розрізняють три основні групи мезофаз: смектична, нематична і холестерична, які схематично зображені на рис.10.2.

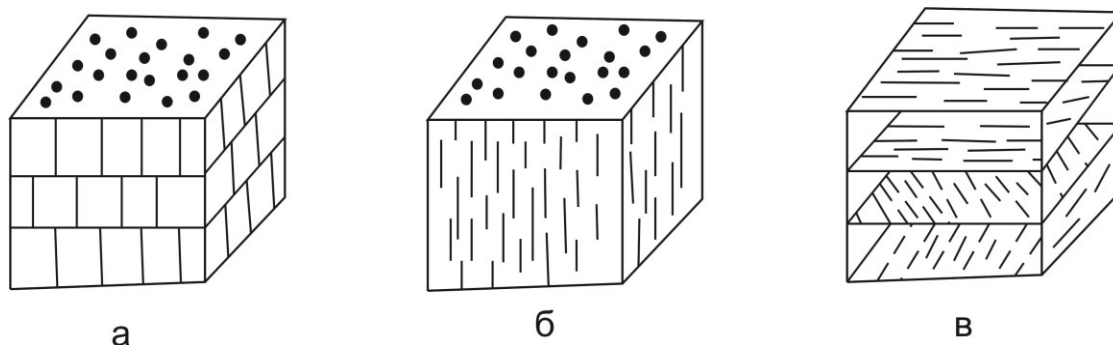


Рис. 10.2. Групи мезофаз: а) смектична; б) нематична; в) холестерична.

Основною ознакою смектичної мезофази є шарувата структура: молекули розміщені в паралельних шарах. Текучість забезпечується взаємним ковзанням шарів (рис. 10.2, а). У нематичній мезофазі (рис. 10.2, б) зберігається взаємна паралельна орієнтація довгих молекулярних осей (так званих директорів). Для такої структури текучість виникає внаслідок взаємного ковзання окремих молекул вздовж напрямку, паралельного орієнтації директорів молекул.

Холестерична мезофаза характеризується гвинтовою закрученістю структури навколо осі, перпендикулярної напрямку молекулярної орієнтації (рис. 10.2, в). На відміну від смектиків, у цій мезофазі довгі осі молекул розміщені паралельно площині. Мезофази є надзвичайно точно збалансованими молекулярними утвореннями. Тому будь-які зовнішні фактори будуть суттєво змінювати ступінь орієнтації молекул і, як наслідок, оптичні властивості текстур РК.

РК легко відрізнити від звичайної рідини, якщо крапельку РК помістити між схрещеними поляризаторами. Світло певної довжини хвилі проходитиме через таку систему внаслідок подвійного променезаломлення в РК. В залежності від різниці показників заломлення звичайного і незвичайного променів світла $\Delta n = n_o - n_e$ та

товщини плівки РК матимемо різну величину пропускання монохроматичного світла системою. Крім подвійного променезаломлення РК характеризують оптичною активністю, тобто в РК має місце обертання площини поляризації падаючого лінійно поляризованого світла. Кут повороту залежить від природи речовини й товщини шару РК: $\varphi = \alpha_0 d$, де α_0 – питоме обертання площини поляризації. Якщо для кристала кварцу $\alpha_0 = 15.5$ град/мм, то для РК ця величина може досягати – 6000 град/мм. Слід зазначити, що кут повороту площини поляризації залежить від довжини хвилі падаючого світла. Це явище носить назву дисперсії повороту площини поляризації.

Для РК також спостерігається плеохроїзм – неоднакове поглинання світла різної довжини хвилі, внаслідок чого при пропусканні через РК білого поляризованого світла вони здаються забарвленими. РК дуже сильно розсіюють світло. У шарі товщиною порядку 1 мм вони зовсім непрозорі. Причиною цього явища є теплові неупорядковані коливання великих груп молекул, що приводить до локальних змін молекулярної орієнтації і виникнення градієнтів показника заломлення, а отже, і значного розсіювання світлових хвиль.

У даній лабораторній роботі використано електрооптичний ефект обертання площини поляризації, так званий твіст-ефект, який спостерігається в нематичних РК. При цьому ефекті технологічно утворена закручена структура здійснює кероване електричним полем повертання площини поляризації світла. В роботі досліджується твіст-комірка, в якій молекули нематичного РК розміщені в об'ємі, обмеженому двома плоскопаралельними скляними підкладками з нанесеними на них прозорими електродами й орієнтуючим покриттям. Слід відмітити, що напрям орієнтації молекул в об'ємі неперервно змінюється при переході від однієї підкладки до іншої на

кут 90° . Така структура має властивість повертати площину поляризації падаючого на нього світла на кут 90° , якщо площина поляризації падаючого світла паралельна або перпендикулярна напрямку довгої осі молекули (рис. 10.1) в шарі, що прилягає до підкладки.

На рис. 10.3 схематично зображена твіст структура нематичного РК при відсутності (рис. 10.3, а) та наявності (рис. 10.3, б) змінного електричного поля. При прикладенні зовнішнього електричного поля певної величини твіст-структура руйнується за час 5-10 мс. А всі молекули орієнтуються вздовж поля (рис.10.3, б). Якщо зняти напругу з твіст-комірки, то твіст-структура відновлюється за час 30-50 мс під дією орієнтуючого покриття скляних пластинок комірки.

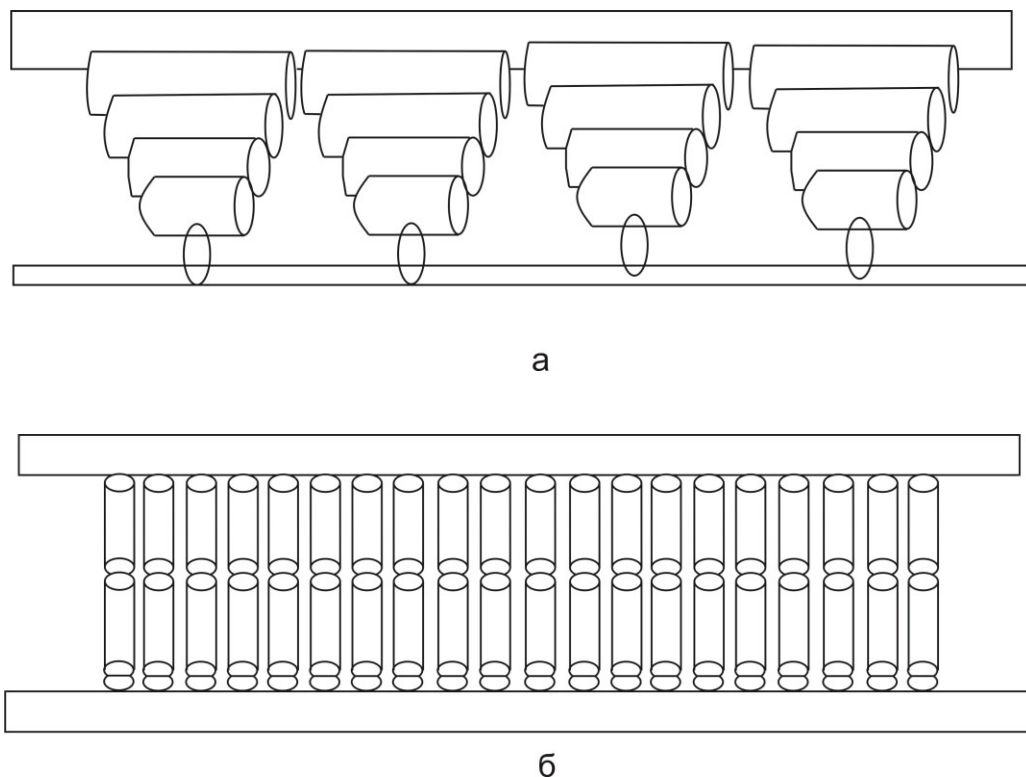


Рис. 10.3. Твіст-структура нематичного РК при відсутності (а) та наявності (б) змінного електричного поля.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА ТА МЕТОДИКА ВИМІРЮВАННЯ

Комірка з твіст-структурою розміщується між поляризаторами. Оскільки прикладене електричне поле зумовлює повертання осей молекул навколо їх центрів паралельно вектору електричного поля, то закручування структури зникає. Внаслідок цього комірка втрачає оптичну активність і в схрещених поляризаторах стає непрозорою, а в паралельних – прозорою. Ефект повертання площини поляризації дозволяє отримати високу контрастність (30-100) і має дуже низьку порогову напругу (0.9 - 1.5В), що дає можливість використовувати його в пристроях відображення інформації.

Вивчення роботи твіст-комірки проводиться на експериментальній установці, зображеній на рис. 10.4.

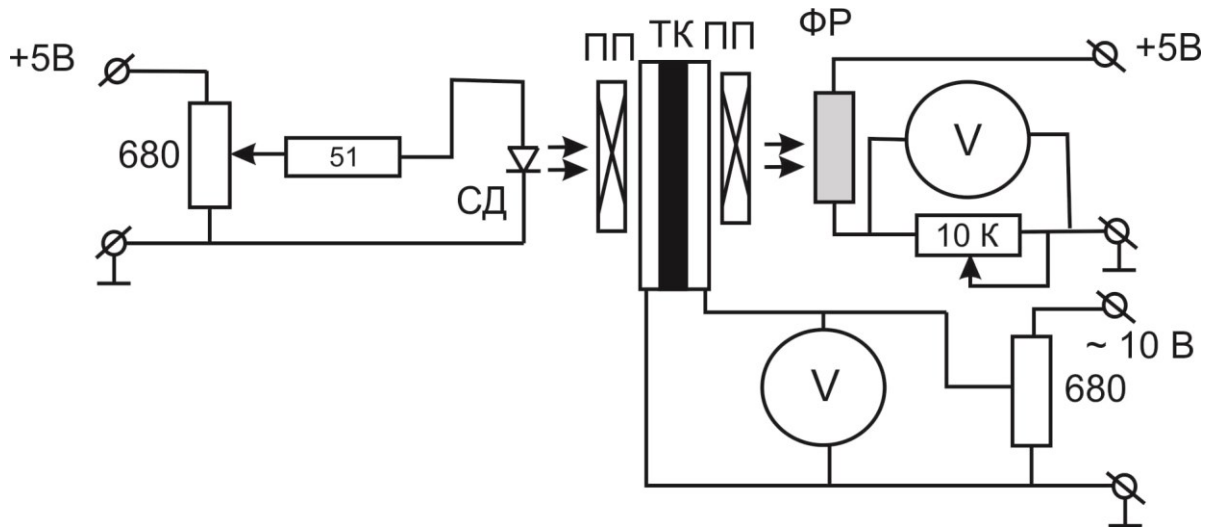


Рис. 10.4. Принципова схема експериментальної установки для дослідження твіст-комірки: V – вольтметр; СД – світлодіод; ПП – плівкові поляризатори; ТК – твіст-комірка; ФР – фоторезистор.

Установка складається з твіст-комірки ТК, двох плівкових поляризаторів ПП, світлодіода СД зі схемою регулювання струму живлення, фоторезистора ФР із навантаженням і схемою управління. Для живлення СД та ФР використовується джерело живлення на постійному струмі (5 В), а для ТК - на змінному струмі (10 В, 50 Гц). Струм через всі пристрої не повинен перевищувати 50 мА. При вимірюванні світлового потоку від СД, який проходить через систему “ПП-ТК-ПП”, вважається, що опір ФР обернено пропорційний величині світлового потоку.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

Завдання 1. Дослідження пропускання світла твіст-коміркою.

1. Скласти вимірювальну схему, як це показано на рис.10.4.
2. Встановити поляризатори в положенні максимального пропускання.
3. Розмістити комірку в положенні, при якому світловий потік, що проходить через систему “ПП-ТК-ПП”, буде мінімальним при відсутності напруги на комірці.
4. Виміряти величину світлового потоку, що пройшов через систему “ПП-ТК-ПП” в залежності від напруги на твіст-комірці.
5. Побудувати графік залежності пропускання системи “ПП-ТК-ПП” від напруги на комірці. Визначити значення напруги на твіст-комірці, при якій починає зростати світловий потік, який проходить через систему.
6. Розрахувати значення коефіцієнтів пропускання за формулою:

$$T=(I_{\text{вим}}/I_{\text{макс}})\times 100\% , \quad (10.1)$$

де $I_{\text{макс}}$ – максимальний пропущений світловий потік, $I_{\text{вим}}$ – світловий потік, виміряний при даній напрузі.

7. Побудувати графік залежності коефіцієнта пропускання системи “ПП-ТК-ПП” від напруги на комірці.

Завдання 2. Вивчення роботи оптичного тригера.

1. Зібрати електрооптичну схему (рис. 10.5), в якій у порівнянні зі схемою, зображеною на рис. 10.4, зроблені відповідні електричні перемикання.

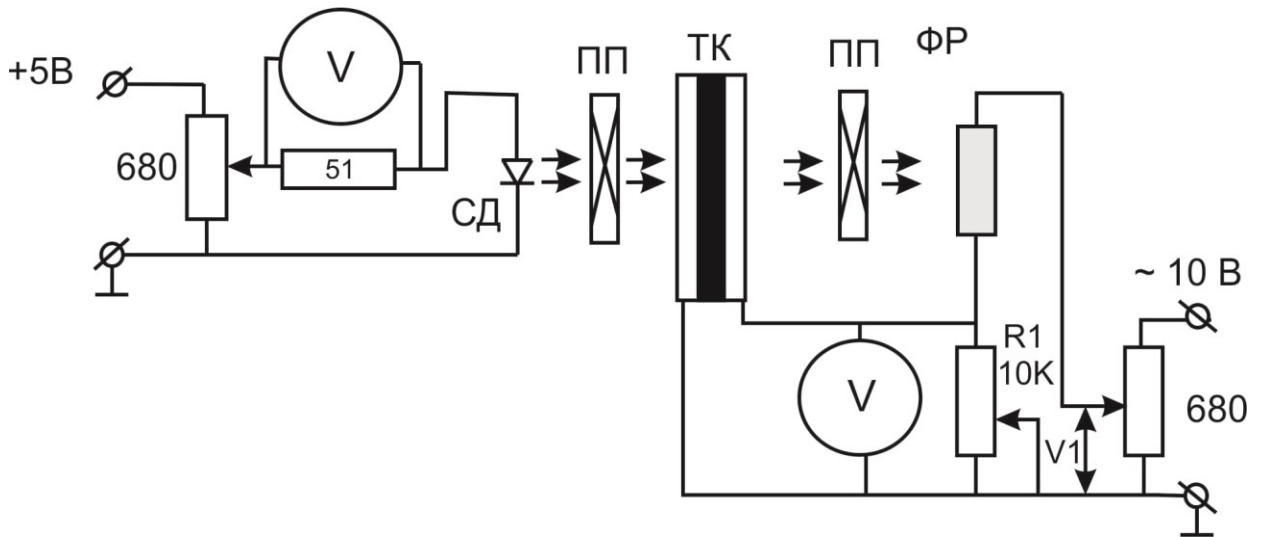


Рис. 10.5. Принципова схема експериментальної установки для дослідження пропускання світла твіст-коміркою: V – вольтметр; СД – світлодіод; ПП – плівкові поляризатори; ТК – твіст-комірка; ФР – фоторезистор.

2. Встановити таке значення змінного резистора $R1$, щоб при максимальній яскравості світлодіода оптичний тракт тригера (система “ПП-ТК-ПП”) забезпечував пропускання світла.

3. Виміряти та побудувати графіки залежностей напруги на твіст-комірці від струму світлодіода при:

а) збільшенні струму від мінімального до максимального значення;

б) зменшенні струму від максимального до мінімального значення.

4. Пояснити отримані результати та зробити відповідні висновки.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які речовини відносяться до рідких кристалів?
2. Як слід розуміти рідкокристалічний стан речовини?
3. Який фізичний зміст температури просвітлення для рідких кристалів?
4. Пояснити фізи зміст температури плавлення для рідких кристалів.
5. Дайте характеристик різним типам мезофаз.
6. Які відмінності між рідкими кристалами та твердими тілами і рідинами?
7. Дати характеристику оптичних властивостей рідких кристалів.
8. У чому полягає твіст-ефект? Яка будова твіст-комірки?
9. Яким чином працює оптичний тригер?
10. Назвіть області практичного застосування рідких кристалів.

ЛІТЕРАТУРА

1. Гнилиця І.Д., Цап І.В., Іванов О.О. Матеріалознавство: конспект лекцій. Івано-Франківськ: Факел, 2016. 104 с.
2. Михайлів Н.П. Матеріалознавство. Лабораторний практикум. Івано-Франківськ: Факел, 2003. 118 с.
3. Матеріалознавство: підручник / С.С. Дяченко, І.В. Дощечкіна, А.О. Мовлян, Е.І. Плешаков; за ред. проф. С.С. Дяченко. – Харків: ХНАДУ, 2007. – 440 с.
4. Металознавство: підручник / О.М. Бялік, В.С. Черненко [та ін.]; - 2-ге вид., перероб. і доп. К.: ІВЦ Видавництво “Політехніка”, 2002. 384 с.
5. Шиліна О.П., Шаповалова О.В. Матеріалознавство: лабораторний практикум. Вінниця: ВНТУ, 2010. 76 с.
6. Мельник П.І., Михайлів Н.П. Методичні вказівки до лабораторних і практичних робіт з курсу „Матеріалознавство” для студентів технічних спеціальностей. Івано-Франківськ: Факел, 1995. 71 с.
7. Матеріалознавство. Практикум: навч. посіб. / [Коваль А.Д., Беліков С.Б., Лазечний І.М., Степанова Л.П]. Запоріжжя: ЗНТУ, 2013. – 146 с.
8. Колесов С.М. Електроматеріалознавство (електротехнічні матеріали): підручник для вузів.– К.: Дельта, 2008. – 516 с.
9. Пека Г.П., Стріха В.І. Поверхневі та контактні явища у напівпровідниках. К.: Либідь, 1992. 235 с.
10. Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Загальна фізика та основи зонної теорії твердих тіл: навчально-методичний посібник для самостійної роботи з фізики, ч. 2. К.: ІСЗЗІ НТУУ «КПІ», 2010. 400 с.

11. Попик Ю.В. Фізика напівпровідників. Ужгород: ТОВ «ІВА», 2014. 820 с.
12. Блецкан Д.І., Горват А.А., Кабацій В.М. Електричні вимірювання. Ужгород: ВАТ «Закарпаття», 2008. 400 с.
13. Білий М.У., Скубенко А.Ф. Загальна фізика. Оптика. К.: Вища школа, 1987. 376 с.
14. Горбань І.С. Оптика. К.: Вища школа, 1979. 224 с.
15. Кучерук І.М., Дущенко В.П. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. К.: Вища школа, 1991. 464 с.
16. Загальна фізика. Лабораторний практикум / За редакцією: Горбачука І.Т. К.: Вища школа, 1992. 510 с.
17. Височанський Ю.М., Горват А.А., Грабар О.О., Молнар О.О., Молнар Ш.Б., Наконечний Ю.С., Феделеш В.І. Твердотільна електроніка. Лабораторний практикум. Ужгород: ТОВ «ІВА», 2001. 388 с.

Навчальне видання

Коперльос Б.М., Студеняк І.П., Сусліков Л.М.

**НАПІВПРОВІДНИКОВА
І ФІЗИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА
ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ**

Гарнітура Times New Roman.
Формат 60×84/16. Ум.друк.арк. 7,90. Обл.вид.арк. 3,74.

Оригінал-макет виготовлено
у редакційно-видавничому відділі видавництва УжНУ «Говерла».
88015, м. Ужгород, вул. Заньковецької, 89.
E-mail: dep-editors@uzhnu.edu.ua

Видавництво УжНУ «Говерла»
88000, м. Ужгород, вул. Капітульна, 18.
E-mail: goverla-print@uzhnu.edu.ua
Свідоцтво про внесення до державного реєстру видавців,
виготівників і розповсюджувачів продукції
Серія 3т № 32 від 31 травня 2006 року