

**І.Ю. Проценко, Л.В. Однодворець**

**ТЕХНОЛОГІЯ ОДЕРЖАННЯ І ФІЗИЧНІ  
ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ  
ТА ОСНОВИ МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ  
(ПРАКТИКУМИ)**

Навчальний посібник

Рекомендовано вченою радою Сумського державного університету

Суми  
Сумський державний університет  
2020

УДК 621.793.385.+538.975

ББК 35.719.4я73

П 84

Рецензенти:

*О.Г.Багмут* – доктор фізико-математичних наук, професор  
Національного технічного університету «ХПІ», м.Харків;

*В.М. Береснев* – доктор технічних наук, професор

Харківського національного університету ім. В.Н.Каразіна, м.Харків;

*О.Д. Погребняк* – доктор фізико-математичних наук, професор Сумського  
державного університету

Рекомендовано вченою радою Сумського державного університету  
як навчальний посібник  
(протокол №5 від 14.10.2010 р.)

### **Проценко І.Ю.**

П 84 Технологія одержання і фізичні властивості плівкових матеріалів та основи мікроелектроніки (практикуми): навчальний посібник / І.Ю. Проценко, Л.В. Однорець. – Суми: Сумський державний університет, 2020. – 231 с.

ISBN 978-966-657-336-3 Сумський державний університет

У навчальному посібнику подані навчально-методичні матеріали і завдання до виконання циклу лабораторних практикумів «Технологія тонких плівок», «Фізичні властивості плівкових матеріалів», «Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів» і «Основи оптико-мікроелектроніки» та проведення практичних і семінарських занять із курсів «Технологія наноструктурованих матеріалів», «Фізичні властивості плівкових матеріалів», «Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів», «Датчики неелектричних величин» та «Основи мікроелектроніки».

Навчальний посібник призначено для студентів вищих навчальних закладів денної і заочної форм навчання в галузі «Електроніка та телекомунікації».

**УДК 621.793.385.+538.975**

**ББК 35.719.4я73**

ISBN 978-966-657-336-3

© Проценко І.Ю., Однорець Л.В., 2020

© Сумський державний університет, 2020

## ЗМІСТ

<b>Вступ</b> .....	8
<b>Розділ 1 ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ</b> .....	9
<b>1.1. Правила техніки безпеки під час виконання лабораторних робіт</b> .....	9
<b>1.2 Практикум «Технологія плівкових матеріалів»</b> .....	11
<i>Лабораторна робота 1.</i> Визначення енергії активації заліковування дефектів кристалічної будови тонких металевих плівок .....	11
<i>Лабораторна робота 2.</i> Дослідження механізмів конденсації тонких металевих плівок.....	17
<i>Лабораторна робота 3.</i> Дослідження механічних властивостей металевих плівок (структурні та термічні макронапруження).....	21
<i>Лабораторна робота 4.</i> Дослідження механічних властивостей металевих плівок (адгезія).....	27
<i>Лабораторна робота 5.</i> Спостереження критичної температури конденсації у плівках легкоплавких металів.....	32
<b>1.3 Практикум «Фізичні властивості плівкових матеріалів»</b> .....	39
<i>Лабораторна робота 1.</i> Розмірний ефект в електропровідності тонких металевих плівок (теорія Фукса-Зондгеймера).....	39
<i>Лабораторна робота 2.</i> Дослідження температурної залежності опору тонкої плівки та визначення термічного коефіцієнта опору.....	43
<i>Лабораторна робота 3.</i> Визначення коефіцієнта розсіювання електронів на межі кристалічних зерен у тонких плівках (теорія ізотропного розсіювання).....	47
<i>Лабораторна робота 4.</i> Визначення коефіцієнта	

тензочутливості тонких металевих плівок.....	51
<b>1.4 Практикум «Прилади та методи дослідження плівкових матеріалів».....</b>	<b>56</b>
<i>Лабораторна робота 1.</i> Калібрування просвічуючого електронного мікроскопа та дослідження кристалічної структури тонких плівок.....	56
<i>Лабораторна робота 2.</i> Електроннографічне дослідження кристалічної структури тонких металевих плівок з кубічною решіткою.....	64
<i>Лабораторна робота 3.</i> Рентгенографічний метод дослідження структури кристалів.....	70
<i>Лабораторна робота 4.</i> Мас-спектрометричні дослідження складу залишкових газів.....	76
<i>Лабораторна робота 5.</i> Дослідження елементного складу плівкових матеріалів методом вторинно-іонної мас-спектрометрії.....	86
<b>1.5 Практикум «Основи опто- і мікроелектроніки».....</b>	<b>93</b>
<i>Лабораторна робота 1.</i> Дослідження характеристик резисторної оптопари.....	93
<i>Лабораторна робота 2.</i> Вимірювання коефіцієнта передачі струму діодної оптопари.....	97
<i>Лабораторна робота 3.</i> Дослідження характеристик тиристорної оптопари.....	101
<i>Лабораторна робота 4.</i> Дослідження робочих параметрів і характеристик світловипромінювальних діодів.....	107
<i>Лабораторна робота 5.</i> Визначення ширини забороненої зони в тонких плівках германію.....	116
<i>Лабораторна робота 6.</i> Дослідження вольт-амперної характеристики діода Шоттки.....	120
<i>Лабораторна робота 7.</i> Дослідження статистичних характеристик біполярного транзистора і визначення коефіцієнта підсилення.....	131

<i>Лабораторна робота 8.</i> Дослідження характеристик польового транзистора.....	137
<i>Лабораторна робота 9.</i> Дослідження робочих характеристик RC- і LC-генераторів.....	148
<b>Розділ 2 ПРАКТИЧНІ ЗАНЯТТЯ</b> .....	158
<b>2.1 Практикум «Фізичні властивості плівкових матеріалів»</b> .....	158
<i>Заняття 1.</i> Фазовий розмірний ефект (поліморфні переходи).....	158
<i>Заняття 2.</i> Фазовий розмірний ефект (плавлення тонких плівок та малих частинок).....	161
<i>Заняття 3.</i> Зміна параметра решітки в частинках малих розмірів.....	164
<i>Заняття 4.</i> Розмірний ефект в електропровідності (теорія Фукса-Зондгеймера).....	166
<i>Заняття 5.</i> Розмірний ефект в електропровідності (модель ефективної довжини вільного пробігу та ізотропного розсіювання).....	168
<i>Заняття 6.</i> Семінар на тему “Електрофізичні властивості тонких металевих плівок”.....	170
<i>Заняття 7.</i> Вплив міжкристалітної дифузії атомів на електрофізичні властивості металевих плівок.....	172
<i>Заняття 8.</i> Розмірний ефект у тензочутливості тонких металевих плівок (модель Фукса-Зондгеймера).....	174
<i>Заняття 9.</i> Семінар на тему “Тензочутливість металевих плівок”.....	177
<i>Заняття 10.</i> Письмова робота на тему “Електропровідність та тензочутливість металевих плівок”.....	179
<b>2.2 Практикум «Технологія наноструктурованих матеріалів»</b> .....	180
<i>Заняття 1.</i> Семінар на тему “Алмазні та алмазоподібні	

матеріали на основі вуглецю”.....	180
<b>Заняття 2.</b> Семінар на тему “Матеріали, споріднені з алмазоподібними”.....	182
<b>Заняття 3.</b> Алмазоподібні та споріднені з ними матеріали.....	183
<b>Заняття 4.</b> Кристалічна структура та властивості фулериту.....	186
<b>Заняття 5.</b> Фізичні властивості нанотрубок та нанодротів.....	189
<b>2.3 Практикум «Датчики неелектричних величин».....</b>	<b>193</b>
<b>Заняття 1.</b> Терморезистори.....	193
<b>Заняття 2.</b> Терморезистори і термодатчики.....	195
<b>Заняття 3.</b> Семінар на тему «Датчики температури».....	197
<b>Заняття 4</b> Датчики тиску.....	198
<b>Заняття 5</b> Тензодатчики.....	201
<b>2.4 Практикум «Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів».....</b>	<b>204</b>
<b>Заняття 1.</b> Семінар на тему “Електронна та растрова мікроскопія”.....	204
<b>Заняття 2.</b> Основи кристалографії.....	206
<b>Заняття 3.</b> Дифракційні методи дослідження структури кристалів.....	207
<b>Заняття 4.</b> Семінар на тему “Основи методу рентгенівського мікроаналізу”.....	209
<b>Заняття 5.</b> Спектральні методи дослідження плівкових матеріалів.....	211

<b>2.5 Практикум «Основи мікроелектроніки».....</b>	<b>217</b>
<i>Заняття 1.</i> Фізичні процеси у напівпровідникових матеріалах.....	217
<i>Заняття 2.</i> Фізичні процеси у власних і домішкових напівпровідниках.....	219
<i>Заняття 3.</i> Фізичні процеси в <i>p-n</i> -переході.....	221
<i>Заняття 4.</i> Оптичні властивості мікроелектронних структур.....	225
<i>Заняття 5.</i> Елементи гібридних інтегральних мікросхем (ГІМС).....	227

## ВСТУП

У даному навчальному посібнику, призначеному для студентів університетів, які навчаються за напрямками підготовки «Електронні пристрої та системи» і «Мікро- і нанoeлектроніка», наведені тексти лабораторних робіт і завдань до практичних і семінарських занять з дисциплін, зміст яких тісно пов'язаний з фізичними властивостями і методами досліджень матеріалів мікро- і нанoeлектроніки, що широко застосовуються у промисловості, приладобудуванні, автоматичі, телебаченні, обчислювальній техніці, зв'язку, системах керування технологічними процесами та побуті.

У зв'язку з цим науковцям та інженерам необхідно вивчати і пояснювати фізичні явища, які відбуваються в мікро- і наноматеріалах, досконало володіти методами їх одержання і дослідження фазового складу, кристалічної структури та фізичних властивостей.

Посібник складається із двох розділів «Лабораторний практикум» і «Практичні заняття». У першому розділі на прикладі металевих плівкових матеріалів розглядаються питання, пов'язані з методами одержання плівкових зразків; аналізуються фізичні явища, які можуть суттєво впливати на параметри елементів мікро- і нанoeлектроніки; вивчаються методи дослідження властивостей плівкових матеріалів та визначення робочих параметрів і характеристик мікроелектронних приладів. У другому розділі наведені тексти задач, плани семінарських занять, методичні вказівки для розв'язання практичних задач із цієї тематики.

Автори виражають щире подяку рецензентам посібника професорам Багмуту А.Г., Бересневу В.М. і Погребняку О.Д. за цінні зауваження щодо змісту посібника та к.ф.-м.н. Великодному Д.В. за допомогу при оформленні ілюстрацій.



## **Розділ 1 ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ**

### **1.1 ПРАВИЛА ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПІД ЧАС ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ**

Студенти, які працюють з електроустановками і електроприладами, повинні знати і дотримуватися правил їхньої технічної експлуатації і безпечної роботи.

При порушенні правил техніки безпеки під час роботи з вакуумними установками й електроприладами може виникнути небезпека ураження електричним струмом. Сила струму 0,06А небезпечна для життя людини, а 0,1А - смертельна. Електричний струм, пройшовши через організм людини, може викликати два види ураження - електричний удар і електричну травму. Більш небезпечним є електричний удар, тому що при ньому уражається весь організм. Смерть настає від паралічу чи зупинення серцевої діяльності. Електричними травмами називають ураження струмом зовнішніх частин тіла. Це опіки, металізація шкіри й ін. Ураження струмом мають змішаний характер і залежать від величини і роду струму, що проходить через тіло людини, довжини його впливу, шляхів, якими проходить струм, а також від фізичного і психічного стану людини у момент ураження. Найбільш небезпечним струм, частота якого дорівнює 50-60Гц. Зі збільшенням частоти струми починають поширюватися по поверхні шкіри, викликаючи сильні опіки. При сухій неушкодженій шкірі опір людського тіла електричному струму дорівнює 40 000 - 100 000 Ом. Результат ураження багато в чому залежить також від шляху струму в тілі людини. Необхідно пам'ятати, що в електронографі (ЕМ) і просвічуючому електронному мікроскопі (ПЕМ) використовується напруга до 100 кВ, а в рентгенівському апараті - до 60 кВ. Крім того, недопустимо потрапляння рентгенівських променів на тіло, тому необхідно

користуватися захисними пристроями. На аналізатор мас-спектрометра подається висока напруга (до 4 кВ – постійна і до 1,5 кВ – високочастотна). Тому забороняється вмикати прилад без допомоги інженера, підключаючи або відключаючи кабелі в процесі роботи мас-спектрометра. Роботу проводити лише на заземленому приладі. Таким чином, лабораторні роботи з використанням електронних мікроскопів, рентгенівського апарата і мас-спектрометра необхідно виконувати лише в присутності (або за допомогою) інженера.

Електроприлади і вакуумні системи повинні бути заземлені. Для захисту від ураження електричним струмом необхідно використовувати інструменти з ізольованими ручками. Прилади й інструменти біля вакуумної установки необхідно розміщувати з урахуванням зручностей і безпеки.

Усі роботи з підготовки до експерименту, збирання схем під ковпаком вакуумної установки здійснювати тільки після відключення напруги живлення. Наявність напруги у схемах, випрямних блоках та інших електричних ланцюгах перевіряти тільки показчиками напруги або вольтметрами. Категорично забороняється робити перевірку напруги на іскру і на дотик.

При роботі з матеріалами для конденсації плівкових зразків дотримуватися правил виробничої й особистої гігієни. У лабораторіях категорично забороняється користуватися відкритим вогнем.

Під час виконання лабораторних робіт обов'язково використовувати як загальне, так і місцеве освітлення.

Одночасно біля установки повинно знаходитися не більше двох студентів, що сприятиме їх ефективній роботі.

## 1.2 ПРАКТИКУМ «ТЕХНОЛОГІЯ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ»

### *Лабораторна робота 1*

#### ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ АКТИВАЦІЇ ЗАЛІКОВУВАННЯ ДЕФЕКТІВ КРИСТАЛІЧНОЇ БУДОВИ ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК

**Мета роботи** – виходячи з експериментальних результатів, одержаних у процесі термообробки (відпалювання) тонкої металевої плівки (Cu, Cr, Ni, Co), визначити енергію активації заліковування дефектів кристалічної будови (вакансій, вакансійних комплексів та дефектів пакування).

**Елементи теорії.** Свіжосконденсовані металеві плівки мають велику кількість структурованих дефектів (вакансії, бівакансії, комплекси (мікропори), дефекти пакування та ін.). Маючи на увазі, що названі дефекти є причиною нерівноважного стану, можна сподіватися, що в процесі термічної обробки (відпалювання) значна частина їх буде заліковуватися, тобто або зникати зовсім, або переміщуватися на поверхню плівки чи межу кристалітів. Це буде обумовлювати зміну фізичних властивостей плівок, у т.ч. і електричного опору. В.Венд запропонував теорію, в якій пов'язав зміну питомого опору із процесом заліковування дефектів пакування або вакансійних комплексів. Згідно з цією теорією наявність дефектів зумовлює деформацію в об'ємі плівки. При відпалюванні ці деформації зменшуються (згідно з термінологією Венда загасають) у результаті заліковування дефектів. Для того, щоб почався процес сполучення, необхідно витратити енергію активації  $E$ , близьку до енергії самодифузії атомів плівки.

Якщо позначити через  $r(E)$  внесок в електричний опір однієї деформації в одиниці об'єму,  $N(E)$  – кількість вказаних деформацій в одиниці об'єму з енергією заліковування від  $E$

до  $E + \Delta E$ , то питомий опір  $\rho_i$ , зумовлений дефектами, виразиться у вигляді формули

$$\rho_i = \int_{(E)} r(E) \cdot N(E) \cdot dE. \quad (1)$$

З величинами  $r(E)$  та  $N(E)$  пов'язана функція розподілу дефектів, яка може бути представлена таким чином:

$$F_0(E) = r(E) \cdot N(E). \quad (2)$$

Венд показав, що  $F(E)$  пов'язана із величиною  $\partial \rho / \partial T$ , де  $\rho$  - питомий опір плівки (необхідно розрізнити величини  $\rho_i$  та  $\rho$ ):

$$F_0(E) = -(1/kU) \cdot \partial \rho_i / \partial T, \quad (3)$$

де  $U$  виражається співвідношенням

$$U = u(u+2)/(u+1), \quad (4)$$

а  $k$  - стала Больцмана;  $\frac{\partial \rho_i}{\partial T} = \frac{\partial \rho}{\partial T} - \left( \frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_1$ , де  $\rho$  та  $\rho_1$  - питомий опір при першому нагріванні та охолодженні.

Функція  $u$  пов'язана з максимальною частотою ( $\omega_{\max}$ ) коливань атомів таким співвідношенням:

$$u + \lg u = \lg(4nt\omega_{\max} / 2\pi), \quad (5)$$

де  $n$  - число атомів, пов'язаних з дефектами (це число точно не відоме, але оцінка дає  $n \cong 10$ );  $t$  - час відпалювання, який необхідний для досягнення певної температури, при якій вимірюється  $\partial \rho / \partial T$ ;  $\omega_{\max} = k\Theta_D / \hbar$ , де  $\Theta_D$  - температура Дебая матеріалу плівки (допускається, що вона дорівнює температурі Дебая для масивних зразків  $\Theta_{0D}$ );  $\hbar = h / 2\pi$ , де  $h$  - стала Планка.

Якщо побудувати залежність  $F_0(E)$  від  $E = ukT$ , то

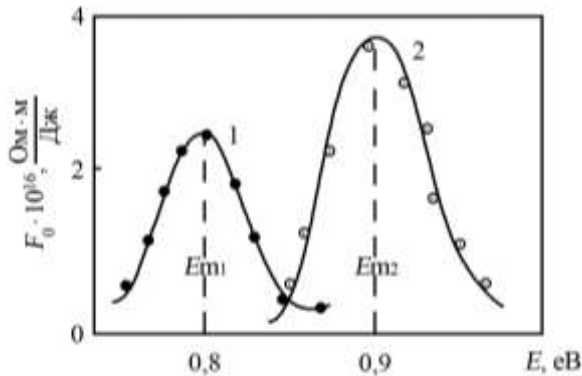


Рисунок 1 - Функція розподілу дефектів у плівці золота: 1 – відносно мала швидкість конденсації; 2 – висока швидкість конденсації:  $E_{m1}, E_{m2}$  - енергія активації заліковування дефектів

одержимо спектр дефектів у тонкій плівці. Якісно вона буде мати вигляд, як на рисунку 1. Максимум (їх може бути декілька) відповідає енергії активації заліковування дефектів.

**Методичні вказівки.** За метал для отримання плівкових зразків можна взяти мідь, нікель, кобальт, хром та ін. Літературні дані свідчать, що кількість дефектів у плівках цих металів зменшується в такій послідовності: Cr  $\rightarrow$  Co  $\rightarrow$  Cu  $\rightarrow$  Ni  $\rightarrow$  ..., а температури Дебая мають близькі значення (табл.1).

Для одержання функції розподілу  $F_0(E)$  необхідно провести один або два цикли «нагрівання  $\leftrightarrow$  охолодження» для плівки, яка отримується методом термічного випаровування на вакуумній установці ВУП-5М (рис.2) зі швидкістю 5-10 К/хв. Рисунок 3 якісно ілюструє характер залежностей, які при цьому будуть одержані (показано два цикли термообробки).



Рисунок 2 -  
Зовнішній вигляд  
вакуумної установки  
для конденсації  
плівкових зразків  
ВУП-5М

Для визначення похідної  $\partial\rho_i/\partial T$  необхідно обчислити похідну з кривої охолодження за першим циклом (індекс «1» це і позначає) або за другим циклом. Якщо похідна  $(\partial\rho/\partial T)_1$  буде мати від'ємне значення, то процес відпалювання відбувся не до кінця. Як уже зазначалося, величина  $E_m$  має порядок енергії самодифузії атомів, тобто 1 еВ (табл.2). Необхідно мати на увазі, що  $\partial\rho/\partial T$  з великою точністю пропорційна  $\partial R/\partial T$ , де  $R$  - опір плівки (коефіцієнт пропорційності має величину від  $10^{-5}$  до  $10^{-8}$  м<sup>-1</sup>, і тому  $F_0(E)$  буде мати значення, пропорційне  $10^{-5}$ - $10^{-8}$ ).

Таблиця 1 – Температура Дебая для масивних зразків деяких металів

Метал	$\Theta_{0D}$ , К	Примітка
Cr	402	$\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К 1 еВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж $h = 6,62517 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Co	445	
Cu	339	
Ni	456	
Al	418	

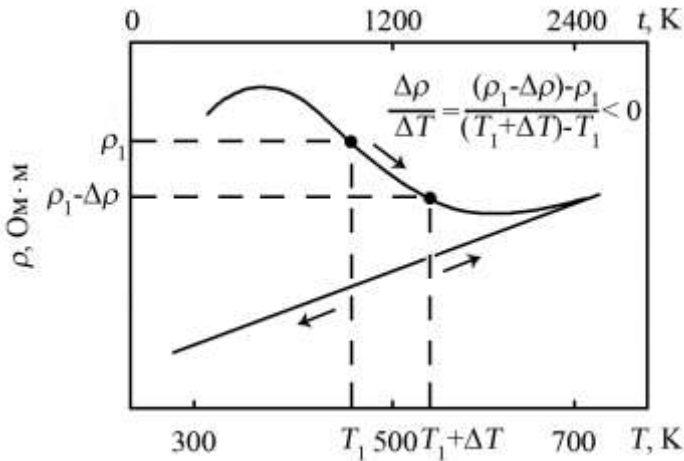


Рисунок 3 – Крива відпалювання металевої плівки та схема визначення похідної  $\partial\rho_i/\partial T$  при  $T = T_1$

Таблиця 2 - Типові значення енергії активації заліковування дефектів плівки

Плівка	E <sub>m</sub> , eV			Примітка
	E <sub>m1</sub>	E <sub>m2</sub>	E <sub>m3</sub>	
Co	0,75	0,98	-	T=313 K, d=68 нм, ω=0,6 нм/с
Cr	0,50	0,80	0,95	T=100 K, d=36 нм, ω=0,025 нм/с
Ag	1,20	-	-	T=290 K, d=54 нм, ω=3,8 нм/с
In	1,94	1,05	1,13	T=300 K, d=62,5 нм, ω=0,075 нм/с

### Порядок виконання роботи

1. Підготувати підкладку, прилади для вимірювання температури і опору плівки та нагрівник підкладки.

2. Провести конденсацію плівки при температурі підкладки  $T_n = 300$  К та термообробку з постійною швидкістю нагрівання і охолодження (від 5 до 10 К/хв.), фіксуючи час ( $t_i$ ) та відповідну температуру ( $T_i$ ) через  $\Delta T = 10\text{-}20$  К.

3. Побудувати залежність  $\rho(T)$  для усіх циклів термообробки, провести її графічне диференціювання.

4. Побудувати розрахункову залежність функції розподілу  $F_0(E)$ , визначити  $E_m$ .

5. Звіт до лабораторної роботи повинен включати експериментальну залежність  $R[T(t)]$  для проведених термоциклів «нагрівання  $\leftrightarrow$  охолодження» і розрахункову залежність функції розподілу дефектів у плівці  $F_0(E)$ .

### Контрольні запитання

1. Яка причина утворення дефектів кристалічної будови у сконденсованих плівках?
2. Чому при відпалюванні відбувається заліковування дефектів?
3. У чому полягає суть методики Венда визначення енергії активації заліковування дефектів?

### Список літератури

1. Майссел Л.И. Электрические свойства тонких металлических пленок / Технология тонких пленок, том 2: под ред. Л.Майссела и Р.Глэнга.- М.: Сов. радио, 1977.- С. 305-344.
2. Dekhtyaruk L.V. Procedure for estimating the contribution of interface scattering of electrons to the temperature coefficient of resistance of films / Dekhtyaruk L.V., Pazukha I.M., Protsenko I.Yu. // Ukr. J.Phys. – 2006. – V.51, №7. – P.728 – 732.
3. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник / І.Ю.Проценко, Н.І. Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008. – 198 с.



*Лабораторна робота 2*  
ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЗМІВ КОНДЕНСАЦІЇ  
ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК

**Мета роботи** – експериментальні спостереження механізмів конденсації: насичена пара  $\rightarrow$  кристал (НП  $\rightarrow$  К) та насичена пара  $\rightarrow$  рідина ( $\rightarrow$  кристал) (НП  $\rightarrow$  Р ( $\rightarrow$  К)) і визначення граничної температури  $\Theta_1$  зміни механізмів конденсації.

**Елементи теорії.** У серії робіт Л.С. Палатника і Ю.Ф. Комника, опублікованих на початку 60-х років ХХ ст., вперше описане експериментальне спостереження двох механізмів конденсації плівок:

НАСИЧЕНА ПАРА  $\rightarrow$  КРИСТАЛ (НП  $\rightarrow$  К) та  
НАСИЧЕНА ПАРА  $\rightarrow$  РІДИНА ( $\rightarrow$  КРИСТАЛ) (НП  $\rightarrow$  Р ( $\rightarrow$  К)).

При деякій характерній температурі  $\Theta_1 \cong 2/3 \cdot T_{0s}$  ( $T_{0s}$  – температура плавлення матеріалу плівки) змінюються структура та фізичні властивості тонких плівок. При переході через границю, яка відповідає  $\Theta_1$ , оптична густина плівок зменшується в декілька разів (наприклад, для плівок Ві в 4,5 раза), зовнішній вигляд конденсатів також різний: при  $T_n < < \Theta_1$  плівки добре відбивають світло, а при  $T_n > \Theta_1$  вони матові. Електронно-мікроскопічні та оптичні дослідження показали, що плівки, одержані при  $T_n < \Theta_1$ , складаються із плоских кристалітів з вираженим габітусом (ограновуванням), а при  $T_n > \Theta_1$  - із сферичних частинок (рис.1). Ці спостереження дозволяють припустити, що великі сферичні частинки являють собою рідкі краплі, які при кристалізації перетворюються в полікристалічні зразки (рис.2). Подальші дослідження Ю.Ф. Комника процесу конденсації плівок безпосередньо в колоні електронного мікроскопа підтвердити висновки про два

механізми конденсації.

У таблиці 1 наведені значення  $\Theta_1$  та  $\Theta_1/T_{0S}$  для плівок різних металів, із яких випливає, що на нейтральних підкладках  $\Theta_1 \cong 2/3 \cdot T_{0S}$ , а на кристалічних – дещо більше  $2/3 \cdot T_{0S}$ . Але незалежно від цього область температур, з яких починається стадія утворення рідкої фази, набагато нижча величини  $T_{0S}$ . Фізичне трактування ефекту спочатку ґрунтувалося на уявленні про двовимірне плавлення, на що потрібно витратити енергію, близьку до  $2/3 Q_{пл}$  ( $Q_{пл}$  – теплота плавлення). Але Ю.Ф. Комник показав, що причина виникнення рідкої фази дещо інша. Він пов'язує її із залежністю температури плавлення малих частинок від їх розмірів (або радіуса при сферичній формі частинки).

У процесі дослідження механізмів конденсації в області  $\Theta_1$  була висунута гіпотеза, яка знайшла експериментальне підтвердження про існування другої граничної температури  $\Theta_2 \cong 2/3 \cdot T_{0S}$ , нижче якої має місце механізм конденсації:

НАСИЧЕНА ПАРА  $\rightarrow$  ПЕРЕОХОЛОДЖЕНА  
РІДИНА( $\rightarrow$  АМОРФНА ФАЗА) (НП $\rightarrow$  Р( $\rightarrow$  А)).

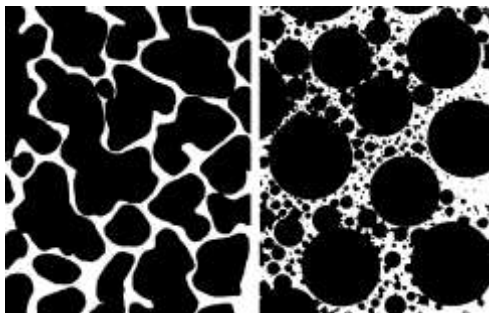


Рисунок 1 – Мікроструктура плівок вісмуту при конденсації за механізмами НП  $\rightarrow$  К (а) та НП  $\rightarrow$  Р ( $\rightarrow$  К) (б)



Рисунок 2 – Схема утворення плівок за різними механізмами конденсації

Більш детальні мікроскопічні дослідження свідчать про те, що поблизу  $\Theta_1$  та  $\Theta_2$  існують інтервали  $\Delta\Theta_1$  та  $\Delta\Theta_2$  20-40 градусів, в яких відбувається мікрогетерогенна конденсація, тобто мають місце два механізми конденсації. На рисунку 3 показана узагальнена діаграма механізмів конденсації.

**Методичні вказівки.** Використовуючи дані таблиці 1, необхідно вибрати метал, з якого будуть одержуватися конденсати. Для спостереження двох механізмів конденсації

Таблиця 1 - Значення  $\Theta_1$  та  $\Theta_1/T_{0S}$  для металевих плівок

Метал	Підкладка	$\Theta_1, K$	$\Theta_1/T_S$
Bi	Скло, лак	370	0,68
	Грань (001)NaCl	423	0,77
Sn	Скло, лак	348	0,69
	Вуглець	336	0,66
	Скло, лак	413	0,69
Pb	SiO	433-463	0,72-0,77
	Вуглець	408-463	0,68-0,77
	MoS	543	0,90
In	Лак	320	0,75
Ag	Fe	803	0,65
	Вуглець	823	0,67
Cu	-“-	923	0,68
Au	Fe	913	0,68
	Вуглець	891	0,66

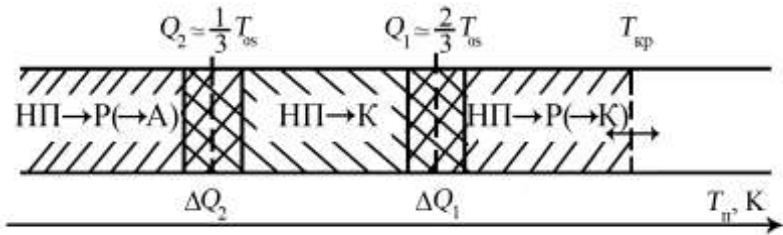


Рисунок 3 – Узагальнена діаграма механізмів конденсації

поблизу граничної температури  $\Theta_1$  необхідно вздовж підкладки створити градієнт температури  $T_n = 300-600$  К за методикою, описаною в роботі № 5 (див. також рис.1 з цієї самої роботи). Температура  $\Theta_1$  визначається за допомогою графіка  $T_n = f(x)$ , де  $x$  – координата розміщення термопар вздовж підкладки. Координату  $x$ , яка відповідає  $\Theta_1$ , необхідно визначити за допомогою мікроскопа типу «Біолам» або «МІМ-4». Межу зміни механізмів конденсації можна визначити і візуально, розглядаючи конденсат під різними кутами зору.

### Порядок виконання роботи

1. Підготувати підкладку, підібрати матеріал плівки, підготувати термопари для подальшого зняття градуальної залежності  $T_n = f(x)$ .
2. Включити вакуумний пост у відповідності до інструкції.
3. При досягненні робочого вакууму ( $10^{-4}$  Па) створити градієнт температури і побудувати залежність  $T_n = f(x)$ .
4. Провести конденсацію плівки, визначити  $\Theta_1$  та  $\Theta_1/T_{0s}$ .

## Контрольні запитання

1. Яке місце мають механізми конденсації плівок і як вони фіксуються експериментально?
2. Дати узагальнену схему механізмів конденсації.
3. Пояснити причину реалізації механізмів  $\text{НП} \rightarrow \text{P}$  ( $\rightarrow \text{K}$ ) та  $\text{НП} \rightarrow \text{P}$  ( $\rightarrow \text{A}$ ).
4. Чому на кристалічних підкладках відношення  $\Theta_1/T_{0s}$  збільшується порівняно з аморфними підкладками?
5. Чому виникають області  $\Delta\Theta_1$  і  $\Delta\Theta_2$ ?

## Список літератури

1. Палатник Л.С. Механизм образования и субструктура конденсированных пленок / Л.С. Палатник, М.Я. Фукс, В.М.Косевич.- М.: Наука, 1972.- 319 с.
2. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник / І.Ю.Проценко, Н.І. Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008. – 198 с.

### *Лабораторна робота 3* ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК (СТРУКТУРНІ ТА ТЕРМІЧНІ МАКРОНАПРУЖЕННЯ)

**Мета роботи** – одержати залежність величини структурних макронапружень від товщини металевої плівки; оцінити внесок макронапружень термічного походження в загальну величину макронапружень.

#### **Елементи теорії**

**1. Загальна інформація.** У вакуумних конденсатах у процесі їх одержання, обробки та збереження виникають внутрішні макроскопічні напруження  $S$ , які можуть бути стискаючі (від'ємні «-») та розтягувальні (додатні «+»). В

окремих випадках вони досягають величини межі міцності плівки, що призводить до її руйнування у вигляді розтріскування або відділення від підкладки. Із експериментальних результатів відомо, що зі збільшенням температури підкладки ( $T_n$ ) розтягувальні напруження зменшуються, досягають нульового значення і стають стискаючими (рис.1). Виникнення стискаючих напружень при високих  $T_n$  пояснюється окисненням плівки. Напруження в плівці вважаються додатними, якщо підкладка згинається таким чином, що довжина плівки зменшується, і від'ємними, якщо довжина збільшується. Для нормальних  $T_n$  (300-600 K) типові величини  $S$  становлять  $10^7 - 10^9$  Н/м<sup>2</sup> (Па), причому в плівках тугоплавких металів (Cr, Mo, W, Nb, Ta) величина  $S$  близька до верхньої межі, а в легкоплавких (In, Pb, Sn, Cu, Ag, Al) – до нижньої межі.

**2. Причина виникнення макронапружень у плівках**  
 Макронапруження в плівкових зразках складаються із зворотної частини термічного походження, обумовленої різними температурними коефіцієнтами лінійного розширення плівки ( $\alpha$ ) та підкладки ( $\alpha_n$ ), та незворотної, яка

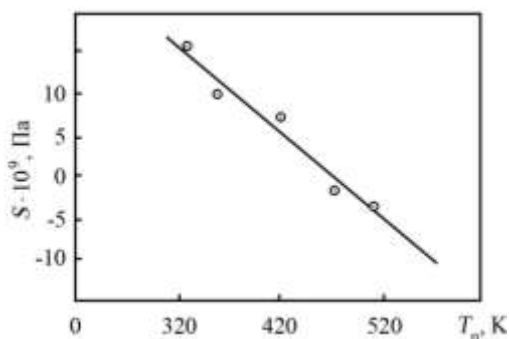


Рисунок 1 – Залежність  $S$  в плівках міді від температури  $T_n$

виникає при утворенні та анігіляції структурних дефектів.

На думку деяких авторів, основний внесок у загальну величину  $S$  дають термічні макронапруження ( $S_m$ ), а, на думку інших, структурні ( $S_c$ ) незалежно від того, яку частку складають  $S_m$  чи  $S_c$ , можна записати

$$S_c = S - S_m. \quad (1)$$

Дослідження свідчать також про те, що додатні макронапруження у плівках обумовлені наявністю на межах зерен аморфної або нанокристалічної фази.

**3. Вплив товщини плівки, швидкості конденсації та термообробки.** Напруження в конденсатах не виникають до того часу, поки плівка не стане структурно-суцільною (при товщині  $d \cong 10$  нм). Вимірювання на плівках Cu, Ag та Au показують, що при зростанні товщини від 100 до 200 нм макронапруження різко зростають, а потім стабілізуються. Відомі також результати, згідно з якими збільшення товщини плівки при високих  $T_n$  призводить до розтріскування плівки під дією структурних макронапружень.

Питання про вплив швидкості конденсації ( $\omega$ ) на величину  $S$  є найменш вивченим. Однак існують дані, згідно з якими збільшення  $\omega$  викликає збільшення додатних напружень. Так, наприклад, при збільшенні швидкості конденсації плівок міді в два рази ( $T_n \cong 300$  К) величина  $S$  також зростає у два рази.

Термообробка (відпалювання) плівок знімає рівень макронапружень структурного походження. За Гоффманом існує критична температура відпалювання ( $T_e^*$ ), яка задовольняє такі умови:  $T_n$  і  $T_e < T_e^*$  – величина  $S$  знижується;  $T_n$  і  $T_e > T_e^*$  – величина  $S$  зростає. Температура  $T_e$  тим вища, чим вища температура плавлення масивного металу.

**4. Обчислення величини  $S_t$ .** Якщо плівку конденсують на підігріту підкладку, що відрізняються, коефіцієнтом  $\alpha$ , то після охолодження до кімнатної температури в плівці виникають макронапруження термічного походження,

величина і знак яких залежать від співвідношення між  $\alpha_n$  та  $\alpha$ . Виникає пружна деформація  $\Delta\varepsilon$  і термічні макронапруження  $S_T$ :

$$\Delta\varepsilon = (\alpha - \alpha_n)\Delta T, S_T = (E/(1-\nu))(\alpha - \alpha_n)\Delta T, \quad (2)$$

де  $E$  і  $\nu$  - модуль Юнга та коефіцієнт Пуасона для плівки;  $\Delta T$  - різниця температур  $T_n - T$  ( $T$  - температура, при якій обчислюється величина  $S_T$ ).

**5. Методи вимірювання  $S$ .** Макронапруження в конденсованих плівках часто визначають механічним способом, коли вивчається деформація підкладки в процесі осадження плівки. Найчастіше використовують один із варіантів цього способу – метод Стонні, в якому вимірюється зміщення ( $\delta$ ) вільного кінця консольно закріпленої вузької підкладки (рис. 2).

За умови, що  $d \ll h$ , а  $\delta < h$ , величина  $S$  обчислюється за формулою

$$S = Eh^2\delta/3dl^2, \quad (3)$$

де  $E$  – модуль Юнга для плівки, який береться таким, як у масивних зразках.

Зміщення можна вимірювати за допомогою оптичного мікроскопа або контактометра.

На даний момент розроблені більш досконалі методи вимірювання зміщення кінця підкладки: за допомогою електромагніта, який повертає підкладку у вихідне положення; вимірювання зміни ємності конденсатора або індуктивності котушки; за допомогою інтерферометра та ін.

**Методичні вказівки.** Для вимірювання загальної величини макронапружень найкраще скористатися методикою Стонні (рис. 2). За підкладку можна взяти склотекстоліт, а за матеріал плівки – хром, кобальт, мідь чи нікель. У таблиці 1 наведені необхідні дані для розрахунків товщини плівки, величини загальних та термічного



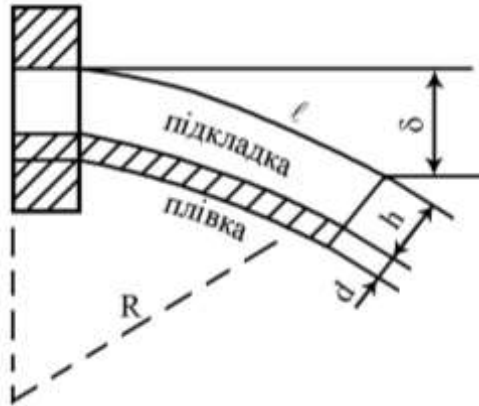


Рисунок 2 – Схема деформації підкладки консольного типу

походження макронапружень.

Для побудови залежності  $S = S(d)$  необхідно зняти залежність зміщення  $\delta$  від часу конденсації плівки, а потім розрахувати величину  $S$  (співвідношення (3)) та товщину плівки згідно з методикою, яка описана в лабораторній роботі 5. У міру збільшення товщини величина  $S$  буде зменшуватися, прямуючи до асимптотичного значення  $S_\infty \sim \sim 10^9 \text{ Н/м}^2$  ( $S_\infty$ - величина  $S$  при  $d \rightarrow \infty$ ). Наприклад, у плівках хрому  $S$  виходить на насичення, починаючи із  $d=50 \text{ нм}$ .

Для знаходження  $S_r$  необхідно заміряти термopарою температуру підкладки в кінці конденсації плівки і скористатися співвідношенням (2).

### Порядок виконання роботи

1. Підготувати вакуумну установку, вимірювальну апаратуру, закріпити термopару на тому боці підкладки, на якому буде осаджуватися плівка.

2. Одержати необхідний вакуум ( $\sim 10^{-3} \text{ Па}$ ) і провести серію вимірювань величини  $\delta$  залежно від часу конденсації.

3. Провести обчислення  $S$ ,  $S_c$  та  $S_T$  і побудувати залежність  $S(d)$ .

Таблиця 1 – Фізичні та механічні властивості деяких металів та матеріалів при  $T \cong 300\text{ К}$

Матеріал	$T_{0s}, \text{ К}$	$\rho \cdot 10^{-3},$ кг/м <sup>3</sup>	$\mu \cdot 10^3,$ кг/ моль	$\alpha \cdot 10^6,$ К <sup>-1</sup>	$E \cdot 10^{-9},$ Па	$\nu$
Cr	2176	7,19	52	6,25	245	0,30
Co	1768	2,79	59	13,50	209	0,31
Ni	1728	8,89	58,7	13,20	196	0,32
Cu	1373	8,93	63,5	16,61	129	0,35
Склотек- століт	-	-	-	0,80	-	0,25
Кварцове скло	-	-	-	8,00	-	-
Гетинакс	-	-	-	20,00	-	-

*Примітка.*  $T_{0s}$  - температура плавлення металу;  $\rho$  - густина;  
 $\mu$  - молярна маса

### Контрольні запитання

1. Дати пояснення термінам макронапруження, структурні та термічні макронапруження.
2. Як класифікуються макронапруження, який знак вони мають?
3. Яка причина макронапружень структурного та термічного походження?
4. Як впливають параметри конденсації та термообробка на величину макронапружень?
5. Вивести співвідношення (2).
6. У чому полягає суть методики Стонні?

## Список літератури

1. Палатник Л.С. Механизм образования и субструктура конденсированных пленок / Л.С. Палатник, М.Я. Фукс, В.М.Косевич.- М.: Наука, 1972.- 319 с.
2. Гоффман Р.У. Механические свойства тонких конденсированных пленок/ Физика тонких пленок, т.3: под ред. Г. Хааса и Р.Э. Туна.- М.: Мир, 1968.- С. 225 – 298.
3. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник / І.Ю.Проценко, Н.І. Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008. – 198 с.

### *Лабораторна робота 4*

## ДОСЛІДЖЕННЯ МЕХАНІЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК (АДГЕЗІЯ)

**Мета роботи** – вивчити методику вимірювання адгезії металевих плівок (хром, мідь, алюміній), визначити величину адгезії на скляній підкладці.

### ***Елементи теорії***

**1. Загальна інформація.** Починаючи з кінця 40-х років, ХХ ст., проводяться активні дослідження механічних властивостей тонких металевих плівок, таких, як міцність, макронапруження, адгезія та ін. Із усіх механічних властивостей, мабуть, найбільш важливою є адгезія. За її відсутності ми взагалі не зможемо проводити дослідження інших властивостей. Крім того, адгезія повністю обумовлює довговічність різних плівкових елементів. Дослідження різних авторів показали, що плівки таких металів, як хром, магній, цирконій і т.п., мають високу адгезійну здатність на скляних підкладках. Відмітимо, що всі ці метали дуже активно взаємодіють із киснем. Поряд із цим плівки благородних металів – золота, платини, срібла і т.п. – мають погані адгезійні властивості.

Хороша адгезія плівок із металів, які активно

окиснюються, пояснюється тим, що окисли металів розчиняються у склі, що і спричиняє адгезію. Поряд із цим адгезія плівок практично всіх металів помітно змінюється з часом у бік збільшення своєї величини (від 2 до 5 разів).

Усі метали можна розмістити в порядку збільшення адгезії на склі таким чином: Sn, Pb, Au, Zn, Ag, Cd, Cu, Al, Ni, Mn, Fe, Cr, Mg, Zr, Mo.

**2. Методи вимірювання адгезії.** Механічні методи вимірювання адгезії досить прості і наочні. Якщо виміряти роботу, яка затрачується для відриву плівки від підкладки, то звідси можна визначити величину адгезії (за одиницю вимірювання можна брати  $\text{кг}/\text{м}^2$ ). До механічних методів належать методи відшарування, стирання, перевантаження і т.п. У таблиці 1 наведені дані про деякі механічні методи визначення адгезії.

Суть методу відшарування (метод Стронга (1945р.)) полягає в такому. Для проведення вимірювань шматочок клейкої стрічки припресовується до плівки. Якщо плівка відшаровується від підкладки, то, знаючи зусилля, яке буде прикладено, можна розрахувати величину адгезії (A). На рисунку 1 зображена схема установки для проведення таких вимірювань. Для одержання коректних результатів необхідно величину A, одержану при різних кутах, проекстраполювати на нульовий кут та нульову швидкість відшарування. Без екстраполяції результати вимірювань будуть відрізнятись від одного до іншого експерименту.

**3. Природа сил адгезії.** Експериментальні результати свідчать про те, що залежно від конкретної системи плівка/підкладка величина A може змінюватися в 100-1000 разів. Високі значення адгезії неможливо виміряти методами «стрічки» або перевантаження. У цьому випадку необхідно використовувати інші методи. Для пояснення фізичної природи адгезії необхідно розглядати випадки низьких та високих значень A.

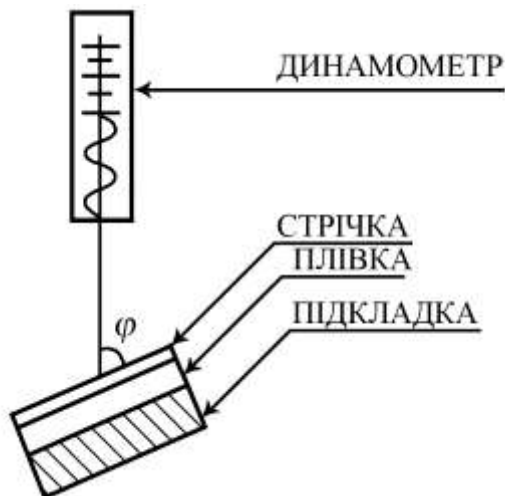


Рисунок 1 – Схема приладу для дослідження адгезії плівки

У першому випадку в адсорбованих атомів не відбувається руйнування електронних оболонок, і сили взаємодії з атомами підкладки мають характер ван-дер-ваальсових сил. Це буде фізична сорбція. Вона проявляє себе до значення енергії взаємодії  $E < 0,4$  еВ. При  $E > 0,4$  еВ виникає такий розподіл електронів на орбітах, що зумовлює виникнення вже хімічної сорбції.

У 1930 році Лондон показав, що енергія фізичної сорбції атома плівки і атом підкладки можуть бути виражені співвідношенням

$$E = -3\alpha_1\alpha_2 + (v_1v_2r_0^6)(v_1 + v_2), \quad (1)$$

де  $\alpha$  – поляризованість атома;  $v$  – характеристична частота коливань атома;  $r_0$  – рівноважна відстань між атомами плівки та підкладки.

Таблиця 1 – Методи вимірювання адгезії [1]

	Метод	Принцип
1	Згинання	Підкладку згинають до відокремлення плівки
2	Здавлювання	Підкладку здавлюють до відокремлення плівки
3	Стирання	Поверхню плівки шліфують до її відокремлення від підкладки
4	Нагрівання та охолодження	Нагрівання підкладки з плівкою та охолодження дозволяють зняти плівку завдяки термічним макронапруженням
5	Scratch (царапать (рос.); шкрябати (укр.))	На плівку наносять канавки, відстань між якими зменшується до відділення плівки від підкладки
6	Вдавлювання	Підкладку вдавлюють з протилежного боку плівки до відшарування її від підкладки
7	Відшарування (метод «стрічки»)	Плівку відокремлюють від підкладки, використовуючи накладку із адгезійної стрічки
8	Перевантаження	Плівка відокремлюється від підкладки завдяки ультразвуковим коливанням при розміщенні в центрифугі та ін.

У розрахунку на одиницю поверхні середня енергія сорбції дорівнює

$$E_{ad} = -2N\pi^2\alpha_1\alpha_2v_1v_2 / 4r_0^3(v_1 + v_2), \quad (2)$$

де  $N$  – число атомів плівки на одиницю поверхні.

Рівняння (2) Лондон спростив до вигляду, який дозволяє проводити обчислення  $E_{ad}$ . Він показав, що характеристичні енергії  $2N\pi v_1$  та  $2N\pi v_2$  можна замінити потенціалом

іонізації. Тоді

$$E_{ad} = -N\pi\alpha_1\alpha_2U_1U_2 / 4r_0^2(U_1 + U_2). \quad (2')$$

Розрахунки для плівок благородних металів на скляній підкладці дають  $E_{ad} = 0,1$  еВ.

Як показав Вейл, мають місце три випадки хемосорбції: епітаксіальний ріст плівки на підкладці; формування проміжного шару, який зумовлює безпосередній перехід атомів із решітки підкладки у решітку плівки; утворення пари металева плівка/іонна підкладка.

Другий випадок вважається багатьма дослідниками основною причиною хемосорбції.

**Методичні вказівки.** Для визначення величини  $A$  найкраще взяти за матеріал плівки  $Cu$ ,  $Al$  або  $Cr$ . Товщина плівки повинна мати величину в інтервалі 60-100 нм, що запобігатиме відшаруванню плівки при  $T_n \cong 300$  К. У зв'язку з тим, що метод «стрічки» не завжди дозволяє з першого разу одержувати величину  $A$ , необхідно за один технологічний цикл одержати 5-6 плівок, на яких достатньо провести 3-4 вдалих експерименти. Побудувавши залежність  $A = f(\varphi)$  при якійсь постійній швидкості відшарування, проекстраполюйте її на нульовий кут  $\varphi$ , що дозволить визначити тангенціальну складову ( $A_t$ ) адгезії. Відмітимо, що при  $\varphi=0$  отримуємо нормальну складову ( $A_n$ ) адгезії. Одержані результати необхідно подати у вигляді таблиці 2 та графіка  $A = f(\varphi)$ .

Таблиця 2 – Результати вимірювання адгезії

	Товщина, нм	$\varphi$ , град	Зусилля, кГ	Площа, м <sup>2</sup>	$A$ , кГ/м <sup>2</sup>
1					
2					
3					

## Порядок виконання роботи

1. Підготувати вакуумну установку, підкладки для конденсації плівок.
2. Провести заміри зусилля, при якому відшаровується плівка металу зі скла.
3. Побудувати залежність  $A = f(\varphi)$ , результати занести до таблиці 2.

## Контрольні запитання

1. У чому полягає суть явища адгезії плівок?
2. Які відомі методи вимірювання адгезії?
3. Яка природа сил адгезії?
4. У чому полягає суть фізсорбції та хемосорбції?
5. Викласти порядок виконання роботи.

## Список літератури

1. Кемибелл Д.С. Механические свойства тонких пленок/ Технология тонких пленок: под ред. Л. Майссела, Р. Глэнга.- М.: Сов. радио, 1977.- С. 246-266.
2. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник / І.Ю.Проценко, Н.І. Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008. – 198 с.

### *Лабораторна робота 5*

## СПОСТЕРЕЖЕННЯ КРИТИЧНОЇ ТЕМПЕРАТУРИ КОНДЕНСАЦІЇ У ПЛІВКАХ ЛЕГКОПЛАВКИХ МЕТАЛІВ

**Мета роботи** – визначення критичної температури конденсації для плівки легкоплавкого металу на аморфній підкладці та вивчення залежності критичної температури від швидкості конденсації.

**Елементи теорії.** Конденсацією називається процес



переходу речовини із газової фази в тверду або рідку. Якщо на шляху молекулярного пучка випаровуваної речовини розмістити підкладку, то на її поверхні буде утворюватися конденсат (плівка). Для більшості металів при температурі підкладки ( $T_n$ ), меншій або близькій до кімнатної, коефіцієнт конденсації ( $\alpha$ ) дорівнює одиниці. Лише в початковий момент ( $\tau_0 \sim 10^{-1}$  с) коефіцієнт конденсації  $\alpha < 1$ , тобто конденсація є неповною.

Підвищення температури підкладки збільшує проміжок часу неповної конденсації. Але при збільшенні часу конденсації ( $\tau > \tau_0$ ) збільшується число зародків на підкладці та їх розміри, що призводить до перекриття полів (ділянок) захоплення адсорбованими атомами.

Серед різних факторів, які впливають на процес утворення конденсату, найбільш суттєвими є критична температура ( $T_{кр}$ ) та швидкість конденсації ( $\omega$ ). Критична температура – це така температура підкладки при заданій швидкості конденсації, вище якої конденсат не утворюється. Причина цього явища пов'язана з великою дифузійною рухливістю атомів (молекул) на підкладці, що призводить до їх ревіпарування. Швидкістю конденсації (питома густина молекулярного пучка) називається фізична величина, що дорівнює кількості речовини, яка конденсується на підкладку за одиницю часу. Найбільш практичною одиницею її вимірювання є  $\overset{\circ}{\text{A}}/\text{с}$  (нм/с), але ми будемо використовувати одиницю ат/м<sup>2</sup>с.

Вважаючи, що густина плівки ( $\rho$ ) має таке саме значення, як і масивний метал, можна легко перейти від одиниці вимірювання ат/м<sup>2</sup>с до  $\overset{\circ}{\text{A}}/\text{с}$ . Формулу переходу можна записати так:

$$\overset{\circ}{\text{A}}/\text{с} = 10^{12} \mu \omega / (N_A \cdot \rho), \quad \text{ат/м}^2\text{с},$$

де  $\mu$  – молярна маса;  $N_A$  – число Авогадро.

Слід підкреслити, що поряд з поняттям критичної

температури розглядається також поняття критичної швидкості конденсації ( $\omega_{кр}$ ), тобто таке значення швидкості конденсації (або питомої густини пучка) при фіксованій температурі підкладки, нижче якого конденсація плівки не відбувається. Вивчення ефекту критичної температури належить до однієї з найбільш «старих» задач у фізиці тонких плівок.

Уперше критичну температуру конденсації спостерігали в 1916 році американські вчені М. Кнудсен та Р. Вуд. У таблиці 1 наведені деякі літературні дані значень критичної температури для різних металів. У 1924 році Ю.Б. Харитон та М.М. Семенов уперше спостерігали залежність критичної температури від густини молекулярного пучка.

Я.І. Френкель (1924 рік) побудував теорію, з якої випливає аналітична залежність між  $\omega_{кр}$  та  $T_{кр}$ :

$$\omega_{кр} = A \cdot \exp(-Q/kT_{кр}), \quad (1)$$

де  $A$  – деяка константа (при вимірюванні  $\omega_{кр}$  в ат/м<sup>2</sup>с).

Величина  $A$  має порядок  $10^3 - 10^6$  кг/м<sup>2</sup>·с, а при вимірюванні  $\omega_{кр}$  в Å/с –  $10^{14} - 10^{17}$  Å/с);  $k$  – стала Больцмана;  $Q$  – енергія зв'язку між атомом, який знаходиться на підкладці, і атомом із пучка, який приєднується до нього (за порядком величина повинна дорівнювати теплоті випаровування в розрахунку на один атом).

Співвідношення (1) лише задовільно відповідає експериментальним результатам, оскільки величина  $Q$  за різними експериментами може відрізнятися в 1,5 - 2 рази. Із експериментальної залежності  $\omega_{кр} = f(T_{кр})$ , перебудованої в координатах  $\ln \omega_{кр} - 1/k \cdot T_{кр}$ , можна знайти величину  $Q$  та передекспоненціальний множник  $A$ . Дійсно

$$\ln \omega_{кр} = \ln A - Q/kT_{кр}. \quad (1')$$

Таблиця 1 – Значення критичної температури конденсації

Матеріал		$T_{кр}, K [1]$	Матеріал		Товщина плівки, ° А	$T_{кр}, K [2]$
плівки	підкл.		плівки	підкл.		
Hg	Скло	193-143	Ві			
Zn	"-	90-195	"-	Плівка	4000	528
				Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>		
Cd	"-	"-	"-	"-	3000	"-
Mg	"-	"-	"-	Скло	-	613
Cu	"-	623-848	"-	Плівка	-	713
				кварцу		
Ag	"-	>848	"-	Ацетат-	-	633
				ний лак		

Звідси  $Q = \Delta(\ln \omega_{кр}) / \Delta(1/kT_{кр})$ , а  $A$  дорівнює відрізьку, який відсікає пряма (1') при екстраполяції  $1/kT_{кр}$  на нуль. Фізико-хімічні властивості підкладки суттєво впливають на величину критичної температури. У зв'язку з цим для вивчення ефекту «в чистому вигляді» необхідно використовувати лише нейтральні (аморфні) підкладки.

**Методичні вказівки.** За метали, з яких будуть готуватися плівки, краще за все взяти такі легкоплавкі, як Sb, Cu, Zn, Sn. Для спостереження ефекту критичної температури необхідно вздовж підкладки (рис.1) створити градієнт температури від кімнатної температури до 400-600 К (залежно від вибраного металу). Оскільки підкладка повинна бути аморфною, то в тому випадку, коли вона металева, її попередньо покривають тонкою вуглецевою плівкою або лаком.

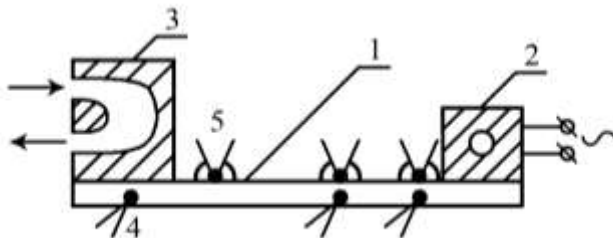


Рисунок 1 – Пряма підкладка з градієнтом температури: 1– підкладка; 2 – нагрівник; 3 – водяне охолодження; 4,5 – схема закріплення термопари до металевої (4) та скляної (5) підкладки; 6 – бокові отвори

Для визначення швидкості конденсації необхідно користуватися формулою

$$\omega = d_k / \tau_n,$$

де  $d_k$  – кінцева товщина;  $\tau_n$  – повний час конденсації.

Товщину плівки в даній роботі можна обчислити за допомогою формули для точкового джерела (рис. 2)

$$d = \frac{\Delta m \cdot l_n}{4\pi(l_n^2 + l^2)^{3/2} \rho}, \quad (2)$$

де  $\Delta m$  - маса випаровуваного металу;  $\rho$  - густина металу;  $l_n, l$  - відстань від точкового джерела до підкладки по нормалі та від нормалі до точки, в якій визначається товщина.

Хоча необхідно мати на увазі, що існують й інші, більш точні методи визначення товщини, а також, що умова точковості виконується вже при  $l_n = 7-10$  см.

Для одержання залежності  $\omega_{кр} = f(T_{кр})$  досить провести три експерименти при трьох різних швидкостях конденсації:

$\omega_1 = 0,1$ ;  $\omega_2 = 1,0$  та  $\omega_3 = 10 \text{ } \overset{\circ}{\text{A}}/\text{c}$  (бажано на трьох різних

підкладках). Температура  $T_{кр}$  визначається за допомогою градувальної залежності  $T_n = f(x)$ , де  $x$  – координата розміщення термопар (за початок відліку береться точка розміщення охолоджувача).

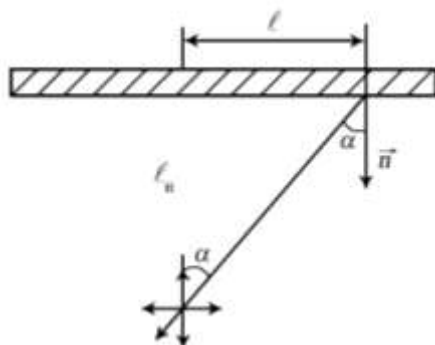


Рисунок 2 – Геометрія розміщення підкладки та джерела конденсації для одержання співвідношення (2)

Побудувавши експериментальну залежність  $\omega_{кр} = f(T_{кр})$  у координатах  $\ln \omega - 1/k \cdot T_{кр}$ , проводимо обчислення енергії  $Q$  (формула (1)).

### Порядок виконання роботи

1. Підготувати підкладки (очищення, сушіння і т.п.), заміряти координати термопар, які встановлюються вздовж підкладки.
2. Увімкнути вакуумну установку згідно з інструкцією.
3. При досягненні необхідного вакууму ( $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$  Па) створити потрібний градієнт температури та зняти залежність  $T_n = f(x)$ .
4. Провести конденсацію трьох плівок при різних швидкостях конденсації.

5. Ваговим методом визначити товщину плівок, а потім обчислити критичну швидкість конденсації.

6. Виходячи із залежності  $\ln \omega_{кр} = 1/k \cdot T_{кр}$ , визначити величину  $Q$ .

7. Одержані результати узагальнити у вигляді таблиці 2.

Таблиця 2 – Результати дослідження явища критичної температури

Метал	№	Вакуум, Па	$d_k,$ ° А	$\tau_n,$ с	$\omega_{кр},$ ° А/с	$T_{кр},$ К	$Q,$ еВ	Примітка
	1							
Me	2							
	3							

\*) Нагадуємо, що  $1 \text{ Å} / \text{с} = 10^{12} \mu / N_A \cdot \rho \text{ ат/м}^2 \text{с}$

### Контрольні запитання

1. Дати визначення понять  $T_{кр}$ ,  $\omega_{кр}$  і  $Q$ .
2. У чому полягає суть методу визначення  $Q$ ?
3. Чому і яким чином  $T_{кр}$  залежить від  $\omega_{кр}$ ?

### Список літератури

1. Слуцкая В.В. Тонкие пленки в технике сверхвысоких частот.- М.: Сов. радио, 1967.- 456с.
2. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок.- М.: Атомиздат, 1979.- 263с.
3. Нейгебауэр К.А. Конденсация, образование зародышей и рост тонких пленок/ Технология тонких пленок: под ред. Л. Майссела и Р. Глэнга.- М.: Сов. радио, 1977.- С. 9-35.

### 1.3 ПРАКТИКУМ «ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ»

#### *Лабораторна робота 1*

#### РОЗМІРНИЙ ЕФЕКТ В ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК (ТЕОРІЯ ФУКСА-ЗОНДГЕЙМЕРА)

**Мета роботи** – вивчення зовнішнього розмірного ефекту (РЕ) в електропровідності тонких плівок легкоплавких металів (мідь, олово, хром та ін.) та визначення параметрів електроперенесення  $\lambda_0(1-p)$  та  $\rho_\infty$ .

**Елементи теорії.** Електричні властивості плівок залежать від їх товщини та дисперсності внаслідок прояву зовнішнього РЕ (розсіювання носіїв електричного струму на зовнішніх поверхнях плівки) та внутрішнього РЕ (аналогічне розсіювання на межі кристалітів), а також від концентрації домішкових атомів та дефектів кристалічної будови.

Теорія зовнішнього РЕ, розвинена в теорії Фукса і Зондгеймера, описує залежність питомого опору ( $\rho$ ) від товщини монокристалічних (або в першому наближенні великокристалічних полікристалічних) плівок з використанням поняття коефіцієнта дзеркальності ( $p$ ).

Для одержання функціональної залежності  $\rho(d)$  необхідно розв'язати кінетичне рівняння Больцмана, яке має такий вигляд:

$$-\frac{e}{m^*} \vec{E} \text{grad}_{\vec{v}} f + \vec{v} \text{grad}_{\vec{r}} f = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{3m}, \quad (1)$$

де  $\vec{A}$  - напруженість електричного поля;  $f$  - функція розподілу Фермі-Дірака для електронів провідності;  $m^*$  - ефективна маса електрона;  $\left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{3m}$  - інтеграл зіткнень, який

дорівнює  $-\frac{f-f_0}{\tau}$ , де  $f_0$  – рівноважна функція розподілу;  $\tau$  – час релаксації.

Рівняння (1) можна відносно легко розв'язати для випадку металевої плівки товщиною  $d$ , перпендикулярно до площини якої напрямлена вісь  $z$ , а  $\vec{A}$  напрямлено вздовж осі  $x$ . Якщо врахувати, що  $\frac{\partial f_0}{\partial t} = 0$ , а  $f$  можна записати у вигляді

$$f = f_0 + f_1(v, z), \quad (2)$$

то рівняння (1) спрощується до такого вигляду:

$$\frac{\partial f_1}{\partial z} + \frac{f_1}{v_z} = \frac{eE}{m^* v_z} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial v_z}. \quad (1')$$

Розв'язком (1') є закон Ома в найбільш загальному вигляді

$$j(z) = -2e(m^*/2\pi\hbar)^3 \int \int \int_{v_x, v_y, v_z} v_x f_1 dv_x dv_y dv_z. \quad (3)$$

Після проведення інтегрування Фукс одержав співвідношення

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = \left[ 1 - \frac{3\lambda_0(1-p)}{8d} \int_1^\infty (t^{-3} - t^{-5}) \frac{1 - e^{-d\lambda_0 t}}{1 - pe^{-d\lambda_0 t}} dt \right]^{-3}, \quad (4)$$

де  $\rho_\infty$  - питомий опір масивних зразків з такою самою концентрацією і типом дефектів, як і в плівці;  $\lambda_0$  - середня довжина вільного пробігу носіїв електричного струму в масивних зразках;  $t = \cos^{-1} \Theta$ , де  $\Theta$  – кут між напрямком вектора швидкості електрона ( $\vec{v}$ ) та віссю  $z$  ( $\cos \Theta = v_z/v$ ).

Складний вираз (4) не дозволяє провести його порівняння з експериментальними даними. Але його можна суттєво спростити у двох таких граничних випадках:

а) якщо  $d \ll \lambda_0$  ( $d/\lambda_0 \ll 1$ ), то



$$\frac{\rho}{\rho_{\infty}} = \frac{4}{3} \cdot \frac{1}{1+2p} \cdot \frac{\lambda_0}{d} (\ln \frac{\lambda_0}{d})^{-1}, \quad \text{або} \quad (5)$$

$$\frac{1}{\rho d} = \frac{3}{4} \cdot \frac{1+p}{1-p} \cdot \frac{1}{\lambda_0 \rho_{\infty}} (\ln \lambda_0 - \ln d), \quad \text{тобто} \quad (5')$$

$$\frac{1}{\rho d} = A - B \ln d, \quad A/B = \ln \lambda_0; \quad (5'')$$

б) якщо  $d \gg \lambda_0$  ( $d/\lambda_0 \gg 1$ ), то

$$\frac{\rho}{\rho_{\infty}} = 1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_0(1-p)}{d}, \quad \text{або} \quad (6)$$

$$\rho d = \frac{3}{8} \lambda_0(1-p)\rho_{\infty} + \rho_{\infty} d, \quad \text{тобто} \quad (6')$$

$$\rho d = C + Dd. \quad (6'')$$

Якщо експериментальні умови задовольняють граничні випадки (а) або (б), то, виходячи з рівнянь (5'') або (6''), можна визначити параметри електроперенесення.

Із рівняння (5'') випливає, що пряма лінія  $1/\rho d = A - \ln B$  пересікає вісь абсцис ( $1/\rho d \rightarrow 0$ ) в точці  $(\ln d)_0 = \ln \lambda_0$ , а відрізок, який відсікається на осі координат, пов'язаний із величиною  $\rho_{\infty}$  (рис. 1,а).

Відповідно в другому граничному випадку рівняння  $\rho d = C + Dd$  (6'') також є пряма лінія, тангенс кута нахилу якої дорівнює  $\rho_{\infty}$ , а відрізок, який вона відсікає на осі ординат, пов'язаний з  $\lambda_0(1-p)$ .

Якщо розглядати дифузне розсіювання (тобто  $p=0$ ), то і в першому, і в другому випадках можна визначити  $\lambda_0$  та  $\rho_{\infty}$ . Слід відзначити, що більш детальні дослідження свідчать про те, що в полікристалічних плівках має місце майже дифузне розсіювання, тобто  $p=0$ .

**Методичні вказівки.** Для одержання робочої залежності  $\rho(d)$  необхідно побудувати експериментальну залежність опору ( $R$ ) від часу ( $\tau$ ). Для розрахунку проміжних товщин ( $d_i$ ) необхідно скористатися співвідношенням

$$d_i = \omega \tau_i, \quad (7)$$

де  $\omega = d_k / \tau_i$  - швидкість конденсації ( $d_k$ ,  $\tau_{II}$  - кінцева товщина та повний час конденсації відповідно).

Визначення  $d_k$  можна здійснити експериментально (інтерферометр Лінника) або обчислити за допомогою формули для точкового джерела (формула (2) в роботі 5, практикум «Технологія тонких плівок»).

Виходячи з геометрії плівки (рис. 2), питомий опір знаходять згідно із таким співвідношенням:

$$\rho = R \frac{a}{l} d. \quad (8)$$

Одержану залежність  $\rho(d)$  необхідно перебудувати в напрямних координатах. Якщо кінцева товщина плівки  $d = 100$  нм, то можна бути впевненим, що одержана залежність  $\rho(d)$  буде відповідати теоретичній залежності (6). При цьому необхідно мати на увазі, що граничні умови  $d/\lambda_0 \ll 1$  або  $d/\lambda_0 \gg 1$  в реальних умовах менш жорсткі, і, наприклад, співвідношення (6) виконується вже при  $d/\lambda_0 > 0,1$ .

### Порядок виконання роботи

1. Підготувати вакуумну установку до роботи, одержати вакуум  $10^{-4}$  Па.
2. У процесі одержання плівки (матеріал пропонує викладач) вимірювати опір через 15-20 с.
3. Побудувати залежності  $R(\tau)$  і  $\rho(d)$ .
4. Перебудувати залежність  $\rho(d)$  у напрямних координатах у відповідності до (5'') чи (6'').

5. Знайти параметри електроперенесення  $\lambda_0(1-p)$  та  $\rho_\infty$ , порівняти  $\rho_\infty$  з питомим опором  $\rho_0$  для масивних зразків.
6. Одержані результати подати у вигляді графіків та таблиць.

### Контрольні запитання

1. У чому полягає суть зовнішнього та внутрішнього РЕ?
2. Викласти експериментальну методику одержання залежності  $\rho(d)$ .
3. Який фізичний зміст  $\lambda_0, p, \rho_\infty$ ? Чому  $\rho_\infty$  відрізняється від  $\rho_0$ ?
4. У чому полягає методика визначення параметрів електроперенесення?

### Список літератури

1. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок.-М.: Атомиздат, 1979. – 263 с.
2. Чопра К.Л. Электрические явления в тонких пленках. – М.: Мир, 1972. – С. 142 – 162.
3. Физико-химические свойства элементов: Справочник / Под. ред. Г.В. Самсонова.– Киев: Наук.думка, 1965.– 807 с.
4. Проценко І.Ю., Саенко В.А. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): Навчальний посібник. – Суми: Вид-во СумДУ, 2002. – 187 с.

### Лабораторна робота 2

#### ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ОПОРУ ТОНКОЇ ПЛІВКИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ ТЕРМІЧНОГО КОЕФІЦІЄНТА ОПОРУ

**Мета роботи** – вивчення температурної залежності опору ( $R$ ) та термічного коефіцієнта опору ( $\beta$ ) тонкої металеві плівки (Cr, Ni, Co та ін.) в області проміжних температур (300 - 700 K).

**Елементи теорії.** Згідно з квантовою теорією металів опір провідників виникає у результаті розсіювання носіїв електричного струму (це в основному електрони провідності та незначна кількість дірок) на електронах, фононах, всіляких дефектах кристалічної будови. Згідно з теорією Дебая для масивних зразків перехідних d-металів температурна залежність питомого опору описується співвідношенням

$$\rho_0 = \rho_{0\text{зал.}} + AT^2 + B(T/\Theta_{0D})^3 J_3(\Theta_{0D}/T) + C(T/\Theta_{0D})^5 J_5(\Theta_{0D}/T), \quad (1)$$

де  $\rho_{0\text{ зал}}$  – залишковий опір, який не залежить від температури і пов'язаний з розсіюванням носіїв електричного струму на дефектах решітки;  $A, B, C$  – коефіцієнти пропорційності;  $J_i(\Theta_{0D}/T)$  – інтеграл Дебая;  $\Theta_{0D}$  – температура Дебая для масивного зразка.

Доданок, пропорційний  $T^2$ , пов'язаний з електрон-електронним розсіюванням, дає внесок у загальний питомий опір лише при  $T < 10$  К. Доданки, пропорційні відповідно  $T^3$  та  $T^5$ , обумовлені так званим моттівським розсіюванням s-електрона на фононі в d-зону або високотемпературним розсіюванням електронів в s-зону.

Якщо розглядати питомий опір металевої плівки, то за аналогією з (1) можна записати

$$\rho(T) = \rho_{\text{зал}} + aT^2 + C^*(T/\Theta_{0D})^3 J_3(\Theta_D/T), \quad (2)$$

де враховано, що в тонких зразках (фольга, дроти, плівки) в результаті прояву зовнішнього РЕ (див. роботу 1) при низьких температурах закон  $\rho \sim T^5$  переходить у закон  $\rho \sim T^3$ , що дає можливість об'єднати моттівське s-d-розсіювання з s-s-розсіюванням в один доданок. Крім того, враховується, що температура Дебая  $\Theta_D$  в тонких зразках відрізняється від  $\Theta_{0D}$ . Враховуючи, що  $J_3(\Theta_{0D}/T)$  та  $J_5(\Theta_{0D}/T)$  залежать від

температури, питомий опір в обох випадках при  $T > \Theta_{0D}$  або  $\Theta_D$  стає пропорційним  $T$ , тобто  $\rho_0(T) \sim T$  і  $\rho(T) \sim T$ .

У феромагнітних матеріалах (Ni, Co, Fe) з'являється також доданок в (1) або (2), пов'язаний з електрон-магнетонним розсіюванням:

$$\rho_{e-m} \sim T^2, \quad (3)$$

який проявляє себе в області низьких та проміжних температур (до температури Кюрі).

Таким чином, у цілому температурна залежність питомого опору тонких плівок суттєво відрізняється від аналогічної для масивних зразків. Якщо порівнювати абсолютні значення, то відмінність може бути дуже великою, оскільки  $\rho / \rho_0 \sim 10$ . Це пов'язано з тією обставиною, що в тонких плівках значно більша кількість дефектів, домішкових атомів та сумарна площа на межі зерен (кристалітів), які є як додатковим механізмом розсіювання і проявляють себе як зовнішній і внутрішній РЕ.

Для характеристики температурної залежності опору плівок чи масивних зразків вводиться поняття термічного коефіцієнта опору (ТКО)  $\beta$ :

$$\beta_R = \frac{1}{R_n} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta T} \quad \text{або} \quad \beta_\rho = \frac{1}{\rho_n} \cdot \frac{\Delta \rho}{\Delta T}, \quad (4)$$

де  $R_n$ ,  $\rho_n$  – початкове значення опору та питомого опору, а величини  $\beta_R$  та  $\beta_\rho$  практично не відрізняються (чому?). У зв'язку з тим, що  $R_n$  і  $\rho_n$  знаходяться у знаменнику, то величина ТКО у плівках значно менша порівняно з масивними зразками. Слід також мати на увазі, що в чистих металевих масивних чи в плівкових зразках ТКО завжди більше нуля. Але при одержанні плівки в поганих вакуумних умовах, з малою швидкістю конденсації або коли плівка не суцільна її ТКО може виявитися від'ємним. З цим фактом не слід пов'язувати який-небудь фізичний ефект, крім технологічних умов або структурного стану плівки.

При вивченні температурної залежності  $R(T)$  чи  $\rho(T)$  треба зауважити, що співвідношення (2) описує її в найзагальніших рисах. Вона не враховує особливостей залежності, які мають місце при температурі Дебая, в точках магнітних переходів ( $\Theta_C$ ,  $\Theta_N$  – температура Кюрі та Нееля відповідно) та при деяких інших температурах. Названі особливості краще фіксуються на залежності  $\beta(T)$  (можна розглядати не ТКО, а  $dR/dT$  від температури). В таблиці 1 подані дані для масивних зразків для характерних температур, при яких спостерігаються особливості в температурних залежностях  $\rho(T)$  та  $\beta(T)$ .

**Методичні вказівки.** Після одержання плівки товщиною від 50 до 100 нм необхідно провести її термостабілізацію шляхом нагрівання від  $T$  до 650 К із

Таблиця 1 - Характерні температури для масивних зразків

Метал	$\Theta_{0D}$ , К	$\Theta_{0C}$ , К	$\Theta_{0N}$ , К	$\rho_0 \cdot 10^8$ Ом·м	$\beta_0 \cdot 10^{-3}$ К <sup>-1</sup>
Cr	585	-	310	13	2,5
Ni	465	1400	-	7,1	5,5
Co	445	631	-	6,5	6,6

швидкістю 3-5 К/с впродовж 2-3 циклів «нагрівання↔охолодження». Побудувавши залежність  $R(T)$  або  $\rho(T)$  за останнім циклом, необхідно здійснити її графічне диференціювання (див. рис.1). Величину  $\Delta T$  треба вибрати в межах 10-20 К. При побудові залежності  $\beta(T)$  особливу увагу звернути (зменшити інтервал  $\Delta T$  до 5 К) на характерні точки. Порівняти величини  $\beta$  та  $\beta_0$  при одній і тій самій температурі.

### Порядок виконання роботи

1. Підготувати установку ВУП-5М до проведення експерименту.

2. Одержати плівку і термостабілізувати (відпалити) її.
3. Побудувати залежність  $R(T)$ , а потім -  $\beta(T)$ .
4. Пояснити одержані результати у порівнянні з масивними зразками того самого металу.

### Контрольні запитання

1. Який фізичний механізм виникнення опору в масивних зразках, тонких плівках?
2. Що спільного та відмінного у співвідношеннях (1) та (2)?
3. Який фізичний зміст ТКО? Показати, що  $\beta_R = \beta_\rho$ .
4. Яка причина від'ємного значення  $\beta(T)$ ?

### Список літератури

1. Чопра К.Л. Электрические явления в тонких пленках. – М.: Мир, 1972. – С. 142 – 162.
2. Майссел Л. Электротехнические свойства металлических тонких пленок / Под. ред. Л. Майссела и Р. Глэнга.–М.: Сов.радио, 1977.– С.305-344.
3. Проценко І.Ю., Саєнко В.А. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): Навчальний посібник. – Суми: Вид-во СумДУ, 2002. – 187 с.

### *Лабораторна робота 3*

#### ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА РОЗСИЮВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ НА МЕЖІ КРИСТАЛІЧНИХ ЗЕРЕН У ТОНКИХ ПЛІВКАХ (ТЕОРІЯ ІЗОТРОПНОГО РОЗСИЮВАННЯ)

**Мета роботи** – засвоїти методику визначення коефіцієнта розсіювання електронів ( $R$ ) на межі кристалітів у тонких плівках металів із проміжною температурою плавлення (хром, нікель, кобальт та ін.).

**Елементи теорії.** Експериментальні дослідження

електричних властивостей тонких металевих плівок показали, що теорія Фукса-Зондгеймера (див. роботу 1) може застосовуватися до полікристалічних плівок дуже обмежено. Це навело на думку американських фізиків А.Маядаса та М.Шацкеса про те, що в електричних властивостях плівок суттєву роль відіграє розсіювання носіїв електричного струму на межі кристалітів. Для кількісного опису внеску названого розсіювання у загальний опір вони ввели функцію розсіювання, яку визначили так:

$$f(\alpha) = \rho_0 / \rho_\infty = \beta_\infty / \beta_0, \quad (1)$$

де  $\rho_\infty$ ,  $\beta_\infty$  - питомий опір та термічний коефіцієнт опору (ТКО) при  $d \rightarrow \infty$  (при  $d \rightarrow \infty$  фуксовське розсіювання на зовнішніх поверхнях плівки не відіграє помітної ролі);  $\rho_0$ ,  $\beta_0$  - питомий опір та ТКО для масивних зразків. А.Маядас та М.Шацкес одержали явний вигляд функції  $f(\alpha)$ :

$$f(\alpha) = 1 - \frac{3}{2\alpha} + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln(1 + \alpha^{-1}), \quad (2)$$

де  $\alpha = \frac{\lambda_0}{L} \cdot \frac{R}{1-R}$  - параметр розсіювання;  $\lambda_0$  - середня довжина вільного пробігу електрона в масивних зразках;  $L$  - середній розмір кристалітів;  $R$  - коефіцієнт розсіювання електронів на межі зерен.

Найбільш загальний вигляд співвідношення між питомим опором плівки та її товщиною, який одержали А.Маядас та М.Шацкес (модель МШ), настільки складний, що його неможливо порівняти з експериментом. У зв'язку з цим французькі вчені Ц.Тельє, А.Тоссе та Ц.Пішар спростили (лінеаризували) це співвідношення до такого вигляду:

$$\beta d = \beta_\infty d - \beta_\infty \lambda_0 (1-p) H(\alpha), \quad (3)$$

де  $H(\alpha)$  - відома і протабульована функція, яка слабо



змінюється при збільшенні параметра  $\alpha$ :  $H(0)=0,370$ ;  $H(10)=0,022$ ;  $p$  – коефіцієнт дзеркальності поверхні плівки.

Особливістю рівняння (3) є те, що воно може бути застосовано за умови  $L > d$ , що часто не має місця в реальних плівках. Крім цього, було помічено, що воно неефективно описує зовнішній розмірний ефект (наприклад, можна одержати величину  $p < 0$ , що є нефізичним результатом). У зв'язку з цим Ц.Тельє, А.Госсе та Ц.Пішар запропонували теоретичну модель ізотропного розсіювання носіїв електричного струму на межі зерен (модель ТТП), яка може бути застосованою і за умови  $L < d$ . Основні співвідношення цієї моделі можна подати в такому вигляді:

$$\beta^{-1}d = \beta_{\infty}^{-1}d + \frac{3}{8}\beta_0^{-1}\ln\left(\frac{1}{p}\right)\lambda_0, \quad (4)$$

$$\beta_{\infty}\beta_0^{-1} = \left[1 + 1,45L^{-1}\lambda_0\ln\left(\frac{1}{r}\right)\right]^{-1}, \quad (5)$$

$$\frac{R}{(1-R)} = 0,97\ln\left(\frac{1}{r}\right), \quad (6)$$

де  $r$  – коефіцієнт проходження межі зерна.

**Методичні вказівки.** Для визначення величини  $R$  необхідно одержати експериментальну залежність  $\beta(d)$  по 4 – 5 точках. Для одержання числових значень  $\beta$  необхідно побудувати на основі експериментальних вимірювань залежність опору від температури для товщини плівок від 40 до 100 нм (більш детально методика вимірювання ТКО описана в роботі). Товщину можна розрахувати ваговим методом. Величина  $\beta$  знаходиться згідно з означенням за допомогою співвідношення

$$\beta_R = \frac{1}{R_n} \cdot \frac{\Delta R}{\Delta T} \quad \text{або} \quad \beta_{\rho} = \frac{1}{\rho_n} \cdot \frac{\Delta \rho}{\Delta T}, \quad (7)$$

де  $R_n$ ,  $\rho_n$  – початковий опір або питомий опір;  $\Delta R$  та  $\Delta T$  –

зміна опору та температури (див. також рис.1 у роботі 2). Після цього необхідно побудувати основну робочу залежність  $\beta(d)$  при  $T=300 - 350$  К. Вона буде мати такий вигляд (рис.1).

Одержані результати необхідно перебудувати в напрямних координатах  $\beta^{-1}d$  від  $d$  у відповідності до співвідношення (4), із якого випливає, що кутовий коефіцієнт прямої дорівнює  $\beta_\infty$ , а відрізок, який вона відсікає на осі ординат при екстраполяції  $d \rightarrow 0$ , дорівнює  $\frac{3}{8}\beta_0^{-1}\ln\left(\frac{1}{p}\right)\lambda_0$ .

Скориставшись даними таблиці 1, можна буде визначити  $r$ , а потім і  $R$  (співвідношення (5) та (6)).

Таблиця 1 - Літературні дані про середній розмір кристалітів та середню довжину вільного пробігу

Хром			Нікель			Мідь		
$d$ , нм	$\lambda_0$ , нм	$L$ , нм	$d$ , нм	$\lambda_0$ , нм	$L$ , нм	$d$ , нм	$\lambda_0$ , нм	$L$ , нм
50	131	25	50	31	50	50	38.8	50
70	139	35	70	28	70	70	39.0	70
90	130	45	90	31	90	90	39.0	90
100	127	50	100	36	100	-	-	-

Одержаний результат можна порівняти із результатами, одержаними в рамках співвідношення (3).

### Порядок виконання роботи

1. Підготувати вакуумну установку для одержання плівки різної товщини на скляній підкладці.
2. Провести термостабілізацію одержаних зразків за схемою «нагрівання↔охолодження» (2-3 цикли) в інтервалі температур 300 – 650 К.
3. Побудувати залежність  $\beta(d)$ .
4. Перебудувати залежність у координатах  $(\beta^{-1}d)-d$  та  $(\beta d)-d$ .
5. Провести розрахунки  $\beta_\infty$ ,  $p$ ,  $r$  та  $R$ .

6. Порівняти результати, одержані в рамках співвідношень (4) – (6) та (3).

### Контрольні питання

1. У чому полягає особливість моделей МШ та ТТП порівняно з моделлю Фукса-Зондгеймера?
2. Записати основні співвідношення моделей МШ та ТТП.
3. Який фізичний зміст величин  $\beta_\infty$ ,  $p$ ,  $r$  та  $R$ ?
4. У чому полягає суть методики визначення  $R$ ?

### Список літератури

1. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навчальний посібник / І.Ю.Проценко, В.А.Саєнко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2002. – 187 с.

### Лабораторна робота 4

#### ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК

**Мета роботи** – визначення коефіцієнта поздовжньої тензочутливості металеві плівки (мідь, хром, олово та ін.) при температурі 300 К.

**Елементи теорії.** Систематичні дослідження тензочутливості тонких металевих плівок почалися в 60-х роках ХХ ст. Це було пов'язано з тією обставиною, що в тонких плівках чекали більшої величини коефіцієнтів поздовжньої ( $\gamma_l$ ) та поперечної ( $\gamma_t$ ) тензочутливості порівняно з фольгами, дротами, стрічками. Особливо тензоефект повинен проявлятися в сильнодисперсних або аморфних плівках. Так, у сильнодисперсних плівках вольфраму (середній розмір кристалітів – 10 нм) величина  $\gamma_l=40$  ( $\gamma_t$  дещо менше і становить величину 30), в той час як у тонких дротах та стрічках Mo-Re та W-Re сплавів  $\gamma_l=4-6$ . Підкреслимо, що в даній роботі мова йде про тензоефект у металевих плівках, оскільки в напівпровідникових  $\gamma_l$  може досягати значення до

3000. Але поряд із цим металеві тензодатчики можуть виявитися більш ефективними порівняно з напівпровідниковими в інтервалі підвищених температур (600 – 700), оскільки в них після відповідної термообробки відсутні подальші рекристалізаційні та дифузійні процеси. Тому, незважаючи на відносно малу чутливість електронного опору плівок металів до деформації, їх термічна стабільність дозволяє говорити про практичне використання їх в умовах, де неможливо застосовувати тензодатчики з напівпровідникових плівок.

Згідно з означенням коефіцієнти  $\gamma_l$  (деформація зразка відбувається в напрямі протікання струму) та  $\gamma_t$  (деформація відбувається в напрямі, перпендикулярному до протіканню струму) відповідно дорівнюють:

$$\gamma_l = \frac{1}{R_n} \left( \frac{\partial R}{\partial \varepsilon_l} \right)_T = \frac{1}{\rho_n} \left( \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon_l} \right)_T + (2\mu_f + 1); \quad (1)$$

$$\gamma_t = \frac{1}{R_n} \left( \frac{\partial R}{\partial \varepsilon_t} \right)_T = \frac{1}{\rho_n} \left( \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon_t} \right)_T - 1, \quad (2)$$

де  $R_n$ ,  $\rho_n$  – початковий опір або питомий опір;  $\varepsilon_l = dl/l_n$ ,  $\varepsilon_t = -da/a_n$  – поздовжня та поперечна деформація;  $l_n$ ,  $a_n$  – початкова довжина і ширина плівки;  $\mu$  – коефіцієнт Пуасона для плівки.

Як теоретичні, так і експериментальні дослідження розмірного ефекту в тензоефекті свідчать про те, що із зростанням товщини плівок коефіцієнти  $\gamma_l$  та  $\gamma_t$ , як правило, зменшуються, що цілком пояснюється в рамках теорії Фукса-Зондгеймера. Однак розсіювання носіїв електричного струму на межі кристалітів може привести до прямо протилежної залежності від товщини. У зв'язку з цим були запропоновані два параметри розсіювання носіїв струму:

$$\nu = L\lambda_0^{-1} \left( \ln \frac{1}{r} \right)^{-1}, \quad \mu = d\lambda_0^{-1} \left( \ln \frac{1}{p} \right)^{-1}, \quad (3)$$

де  $L$  та  $d$  – середній розмір кристалітів та товщина плівки;  $\lambda_0$  – середня довжина вільного пробігу електронів у масивних зразках;  $r$  та  $p$  – коефіцієнти проходження межі кристалітів та дзеркальності зовнішніх поверхонь плівки. Співвідношення між величинами  $\nu$  та  $\mu$  буде визначати не тільки абсолютну величину  $\gamma_l$  і  $\gamma_t$ , а також і характер їх залежності від товщини. Це пояснюється тим, що в процесі деформації плівки кристаліти повертаються один відносно іншого, змінюють свою форму, що обумовить появу поверхневих енергетичних станів. Поряд із цими процесами на межі кристалітів всередині них буде відбуватися зміщення атомів решітки із рівноважних положень, зміна концентрації та характеру дефектів. В аморфних плівках характерним є наявність позиційної неупорядкованості атомів, що обумовлює появу локалізованих енергетичних рівнів за межами зони провідності кристалічної решітки, які дуже чутливі до деформації.

**Методичні вказівки.** Як метал, з якого будуть конденсуватися плівки, можна взяти хром, титан, нікель або кобальт. Температура підкладки - у межах 300 – 350 К. Схема деформаційного пристрою та розміщення контактів для вимірювання на розтяг  $\gamma_l$  подані на рис.1.

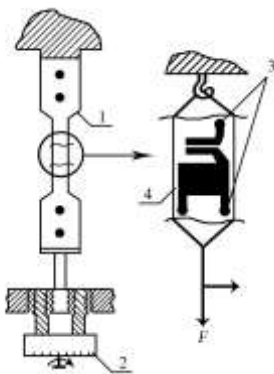


Рисунок 1 - Схема деформаційного пристрою та розміщення контактів для вимірювання КТ

Після одержання плівки необхідно переконатися в тому, що вона електрично та структурно суцільна. Після закріплення підкладки (склотекстоліт) в

деформаційний пристрій провести декілька (3 – 4) деформаційних циклів за схемою «навантаження-зняття навантаження». Переконавшись, що після 3-го, 4-го циклів опір практично не змінюється, побудувати графіки в координатах « $\Delta R/R_n - \varepsilon_l$ », де  $R_n$  - кінцеве значення опору після першого, другого і т.д. деформаційних циклів виступає як друге, третє і т.д. значення початкового опору (за такої умови всі деформаційні цикли будуть починатися з нуля). Як максимальне значення деформації  $\varepsilon_l$  можна взяти величину  $\Delta l/l_n = 0,01$  (тобто 1%). Величину  $\gamma_l$  знаходимо у відповідності до формули (1) за кутовим коефіцієнтом залежності  $\Delta R/R_n$  від  $\varepsilon_l$ :  $\gamma_l = (\Delta R/R_n) / \Delta \varepsilon_l$ .

.У тому випадку, коли плівка зруйнується, необхідно одержати нову і вимірювання провести із самого початку.

### **Порядок виконання роботи**

1. Підготувати вакуумний пост для одержання плівки на підкладці даної конфігурації.
2. Одержати плівки, переконатися в наявності електричної провідності.
3. Побудувати деформаційні залежності  $\Delta R/R_n$  від  $\varepsilon_l$  для 3 – 4 деформаційних циклів.
4. Вибрати лінійні ділянки по кожній залежності і обчислити  $\gamma_l$  для різних деформаційних циклів.

### **Контрольні запитання**

1. У чому полягає явище тензочутливості?
2. Яка причина залежності коефіцієнтів тензочутливості від товщини або розмірів кристалітів плівки?
3. Дати означення для  $\gamma_l$  і  $\gamma_n$ .
4. Зобразити схему деформаційного пристрою.
5. Пояснити суть методики вимірювання  $\gamma_l$ .

6. Чому величина  $\gamma_l$  залежить від номера деформаційного циклу?

### Список літератури

1. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навчальний посібник / І.Ю.Проценко, В.А. Саєнко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2002. – 187 с.
2. Однодворець Л.В. Ефект тензочутливості в металевих плівкових матеріалах / Л.В.Однодворець, С.І.Проценко, А.М.Чорноус, І.Ю.Проценко // Успехи физ. мет. – 2007. – Т.8, №2. – С.109 – 156.

## 1.4 ПРАКТИКУМ «ПРИЛАДИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ»

### *Лабораторна робота 1*

#### КАЛІБРУВАННЯ ПРОСВІЧУЮЧОГО ЕЛЕКТРОННОГО МІКРОСКОПА ТА ДОСЛІДЖЕННЯ КРИСТАЛІЧНОЇ СТРУКТУРИ ТОНКИХ ПЛІВОК

**Мета роботи** – дослідження кристалічної структури металевих плівок та визначення збільшення електронного мікроскопа.

**Загальна інформація.** Дослідження кристалічної структури зразків малої товщини можна проводити традиційними методами електронної просвічуючої (ПЕМ) і растрової (РЕМ) мікроскопії та методом електроннографії швидких електронів. Методи ПЕМ та РЕМ дозволяють одержати інформацію про розміри, концентрацію та габітус (огранування) кристалітів (зерен); морфологію поверхні зразка; характер меж зерен (велико- чи малокутова), розміри блоків мозаїки та областей когерентного розсіювання; про дефекти кристалічної будови, такі, як вакансійні комплекси (пори), дефекти пакування, двійники, лінійні та гвинтові дислокації, центри напружень. Ця інформація доповнюється даними електроннографічного методу (див. лабораторну роботу 2), про кристалічну решітку: тип та параметри решітки, міжплощинні відстані і т.п.

Для того щоб мати можливість обробляти електронно-мікроскопічні знімки мікроструктур чи картин дифракції, необхідно відкалібрувати електронний мікроскоп. Калібрування включає в себе такі операції: визначення постійної приладу в режимі дифракції або мікродифракції (див. лабораторну роботу 2) та побудову графіка збільшення (М) мікроскопа. Оскільки збільшення ПЕМ визначається прискорюючою напругою та струмом ( $I_n$ ) проміжної лінзи при незмінних режимах інших лінз, то зазначений графік



являє собою залежність збільшення від сили струму  $I_n$ , тобто  $M=f(I_n)$ .

**Елементи теорії.** У 1924 р. французький фізик Л. де Бройль уперше висунув гіпотезу про корпускулярно-хвильовий дуалізм усіх матеріальних тіл. Довжина хвилі мікрочастинки чи макротіла визначається із співвідношення

$$\lambda = h/m_0 \cdot \nu ,$$

$m_0$  – маса спокою тіла;  $\nu$  – його швидкість.

Для електрона, який пройшов різницю потенціалів  $U$ , кінетична енергія дорівнює

$$E_{\text{кін}} = eU = (1/2) m \nu^2 .$$

Із цих співвідношень одержуємо

$$\lambda = h/\sqrt{2m_0 eU} = \sqrt{150/U} , \quad (1)$$

де  $\lambda$  вимірюється в  $\text{\AA}$  ( $1 \text{\AA} = 10^{-10}\text{м}$ ), а  $U$  – у В. Якщо врахувати, що при великих швидкостях електрона його маса змінюється у відповідності до закону  $m = m_0(1 - \nu^2 / C^2)^{-1/2}$ , то в (1) необхідно внести відповідну поправку.

Очевидно, що потік електронів (або інших мікрочастинок) так, як і потік фотонів, може утворювати картини інтерференції та дифракції: хвильові властивості електрона саме і лежать в основі принципу роботи електронних мікроскопів (просвічуючих та растрових) та електроннографів. За аналогією з фотонами, які фокусуються оптичними лінзами, електрони фокусуються електронними (магнітними та електростатичними) лінзами. Оскільки магнітні лінзи одержали найбільш широке застосування, то ми зупинимось на принципі їх дії більш детально. Вони являють собою соленоїд з відповідною конфігурацією силових ліній (рис.1).

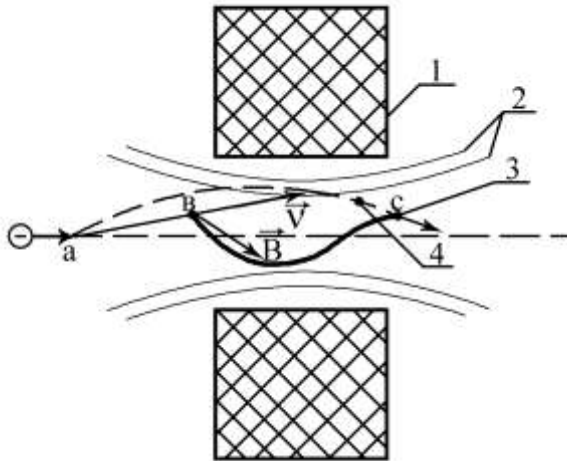


Рисунок 1 - Принцип роботи магнітної лінзи: 1 – соленоїд; 2 – силові лінії магнітного поля; 3 – траєкторія руху електрона; 4 – контур електронного пучка

Розглянемо траєкторію електрона  $abc$  в полі магнітної лінзи. В точці  $b$  на нього діє сила Лоренца

$$\vec{F} = e \left[ \vec{V} \cdot \vec{B} \right], \quad (2)$$

де  $\vec{B}$  – індукція магнітного поля.

Ця сила буде направлена перпендикулярно до площини рисунка до нас, якщо  $abc$  лежить у його площині. Дія сили  $F$  призведе до появи складової швидкості електрона, що

обумовить виникнення складової сили Лоренца  $\vec{F}_1 = e \left[ \vec{V}_1 \cdot \vec{B} \right]$ ,

яка буде направлена до оптичної осі лінзи  $ac$ . Під дією двох сил  $\vec{F}_1$  та  $\vec{F}$  електрон буде рухатися по розтягнутій вздовж осі лінзи спіралі із діаметром, що зменшується. Таким чином,

магнітна лінза для заряджених частинок – це аналог оптичної лінзи для фотонів. Відповідно і хід променів у ПЕМ принципово не відрізняється від ходу світлових променів в оптичному мікроскопі (рис.2).

Треба підкреслити, що на цьому аналогія між електронною та оптичною мікроскопією закінчується, тому що фізичні принципи формування зображення різні. У зв'язку з цим на всіх етапах розвитку електронної мікроскопії фундаментальним було питання про механізм формування мікроскопічного зображення або так званого електронно-мікроскопічного контрасту. Якщо узагальнити результати кінематичної та динамічної теорії зображень, то контрасти можна класифікувати так: тіньовий контраст (або сорбція); дифракційний контраст; амплітудний та фазовий контрасти, які можна розглядати як один амплітудно- фазовий.

На рис. 3 схематично показано механізм формування цих контрастів. Тіньовий контраст є найбільш простим і реалізується на щільних ділянках зразка. Якщо користуватися методом реплік, то зображення буде формуватися виключно завдяки тіньовому контрасту (непружно розсіяні електрони). Найбільш поширеним є дифракційний контраст (пружно розсіяні електрони). Хоча треба мати на увазі, що електронно-мікроскопічне зображення – це суперпозиція всіх видів контрастів. Підкреслимо, що дифракційний контраст має такі різновиди:

- контури екстинції (екстинція – послаблення);
- контраст на плоских дефектах і центрах напружень;
- контраст на дислокаціях;
- муарові візерунки.

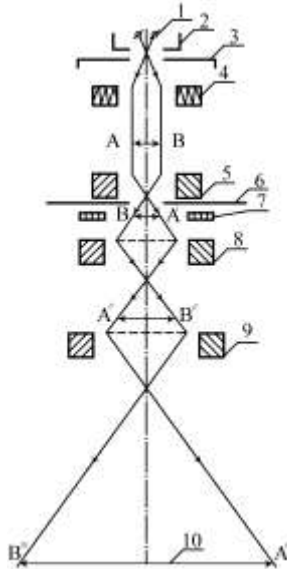


Рисунок 2 – Хід променів у ПЕМ: 1 - катод; 2 – керуючий електрод; 3 - анод; 4 – конденсорна лінза; 5 – об’єктивна лінза; 6,7 – апертурна та селекторна діафрагми; 8,9 – проміжна та проєкційна лінзи; 10 - екран; А'' В'' – зображення об’єкта на екрані

**Методичні вказівки.** Для калібрування ПЕМ при відносно невеликих збільшеннях (до 20000) використовують репліки дифракційних решіток, які мають від 6000 до 12000 штрихів на 1см. Як матеріал репліки (тобто прозорого для електронів відбитка рельєфу решітки) можна використовувати колодій, приготований у вигляді розчину нітроклітковини в амілацетаті. Більш досконаліми є репліки з плівок вуглецю або металів. Можна також використовувати звичайні мідні електронно-мікроскопічні сіточки з розміром комірки 100 мкм.

Для калібрування необхідно зробити серію знімків сіточки (можна негативне зображення) при різних значеннях струму проміжної лінзи (наприклад,  $I_n = 105, 115, 125$  мА).

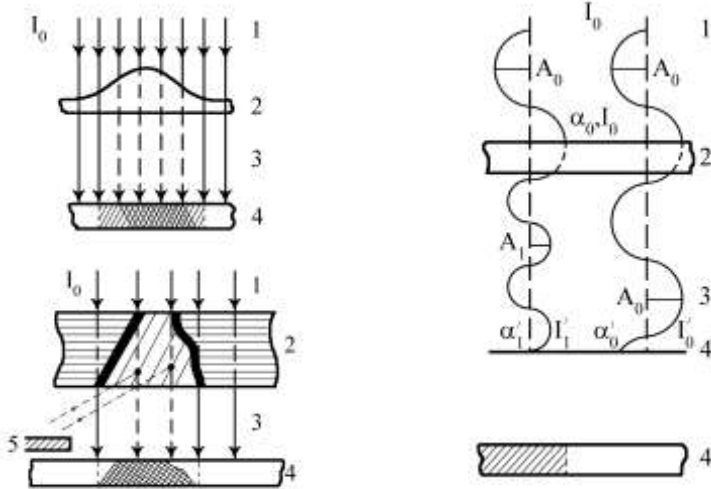


Рисунок 3 - Схема формування електронно-мікроскопічних контрастів: а - тіньовий; б - дифракційний; в - амплітудно-фазовий ( $A_1 < A_0$ ). 1 - первинний пучок електронів; 2 - зразок (об'єкт) дослідження; 3,3<sup>1</sup> - промені, які пройшли через об'єкт або відбилися; 4,4<sup>1</sup> - позитивне зображення на екрані; 5 - діафрагма

Знайшовши збільшення  $M=l$ , мкм/100 ( $l$  - довжина сторони комірки на знімку), будується залежність  $M=f(I_n)$ . Для калібрування в області більш великих збільшень користуються зображенням окремих кристалітів або кристалічної решітки.

Для визначення кристалічної структури в режимі невеликих збільшень можна використовувати великозернисті плівки алюмінію або міді. Одержавши негативне зображення (хоча легше обробляти позитивне зображення), необхідно зробити обробку знімка з нанесенням даних до таблиці 1. За даними таблиці будується залежність  $N=f(L)$ , так звана гістограма. За гістограмою визначається найбільш ймовірний розмір кристалітів ( $L_n$ ), який відповідає максимуму на

залежності  $N=f(L)$ . Для знаходження середнього значення величини кристалітів ( $L_{сер}$ ), необхідно скористатися співвідношенням

$$L_{сер} = \frac{N_1 \cdot L_1 + N_2 \cdot L_2 + \dots + N_n \cdot L_n}{N_1 + N_2 + \dots + N_n}. \quad (3)$$

Необхідно порівняти величини  $L_n$  та  $L_{сер}$  і зробити відповідні висновки з цього порівняння.

Таблиця1 - Визначення розмірів та концентрації кристалітів

	Інтервал, мм	Розміри (L), нм	Концентрація (N), м <sup>-2</sup>
1	0.....1		
2	1.....2		
3	2.....3		
4	3.....5		
5	5.....7		
6	7.....10		
7	10.....15		
8	15.....20		
9	> 20		

### Порядок виконання роботи

1. Відкалібрувати ПЕМ при прискорюючій напрузі 50-75 кВ та побудувати залежність  $M=f(I_n)$ .
2. Одержати негативне зображення кристалічної структури від плівки Al або Cu.
3. Одержати необхідні дані для таблиці й побудувати гістограму.
4. Визначити  $L_n$  та  $L_{сер}$ .

## Контрольні запитання

1. На якому явищі базується принцип роботи ПЕМ?
2. Принцип роботи магнітної лінзи, ПЕМ, хід променів у ньому.
3. З допомогою яких контрастів формується електронно-мікроскопічне зображення?
4. Показати схематично формування зображення за допомогою різних контрастів.
5. У чому полягає суть методики калібрування ПЕМ в області невеликих збільшень?
6. Як будується гістограма з електронно-мікроскопічного знімка?

## Список літератури

1. Мадер С. Исследование структуры пленок / Технология тонких пленок: Справочник. Т. 2 / Под ред. Л.Майссела и Р.Глэнга. – М.: Сов. радио, 1977. - С.86-90.
2. Проценко І.Ю., Черноус А.М., Проценко С.І. Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник/ І.Ю.Проценко, А.М.Черноус, С.І. Проценко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.
3. Томас Г. Просвечивающая электронная микроскопия материалов / Г. Томас, М. Дж. Гориндж.- М.: Наука, 1983.- 320 с.
4. Горелик С.С. Рентгенографический и электронно-оптический анализ / С.С. Горелик, Л.Н. Расторгуев, Ю.Н. Скаков.- М.: Металлургия, 1980.- 368 с.
5. Структура і фізичні властивості твердого тіла / За ред. Л.С. Палатника. - Київ: Вища школа, 1992.- С.116-122.

## Лабораторна робота 2

### ЕЛЕКТРОНОГРАФІЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ КРИСТАЛІЧНОЇ СТРУКТУРИ ТОНКИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВОК З КУБІЧНОЮ РЕШІТКОЮ

**Мета роботи** – вивчити принцип роботи електроннографа (електронного мікроскопа в режимі дифракції), методику одержання та розшифрування електроннограм від полікристалічних зразків металів кубічної сингонії.

**Елементи теорії.** У лабораторній роботі 1 було одержано співвідношення для довжини хвилі електрона

$$\lambda = h / \sqrt{2m_0 eU} = \sqrt{150/U} ,$$

де  $\lambda$  вимірюється в Å, а  $U$  – у вольтах.

Таблиця 1 дає уявлення про те, яким чином буде змінюватися довжина хвилі електрона при різних прискорюючих напругах.

У зв'язку із хвильовими властивостями електрони, як і фотони, можуть утворювати інтерференційні картини. Завдяки цьому і вдалося створити електронні мікроскопи та електроннографи.

Електроннограф (або електронний мікроскоп у режимі дифракції) призначений для одержання картин дифракції (електроннограм) від зразків малої товщини (до 200 нм) на проходження або будь-якої товщини на відбиття електронів. Незважаючи на те, що точність визначення періоду кристалічної решітки за електроннограмою невелика (0,01-0,005 Å) порівняно з точністю, яка досягається рентгенографічним методом, перевага електроннографії в тому, що за допомогою неї можна досліджувати тонкі зразки.



Таблиця 1 - Залежність  $\lambda$  від  $U$ 

$U, \text{В}$	$V, \text{км/с}$	$\lambda, \text{Å}$
1	600	12,260
1000	18700	0,388
50000	123700	0,054
100000	164400	0,037
300000	232900	0,020
1000000	282200	0,009

Принципова схема електроннографа зображена на рис.1. Він включає в себе колону, яка має таку саму будову, як і в електронного мікроскопа, але працює з однією або двома лінзами; вакуумну частину, яка включає в себе насоси, вловлювачі пари дифузійних мастил, індикатор вакууму, вакуум-проводи і систему вакуумної комутації; блок електричного живлення.

В основі методу розшифрування електроннограми лежать п'ять співвідношень, які будуть наведені нижче. Перше співвідношення пов'язує кут розсіювання з довжиною хвилі та міжплощинними відстанями (закон Бреггів):

$$2d_{hkl} \cdot \sin \Theta = n \cdot \lambda, \quad (1)$$

де  $d_{hkl}$  - міжплощинна відстань ( $hkl$  – індекси Міллера);  $n$  – порядок відбиття хвилі ( в електроннографії  $n=1$ ).

Друге співвідношення пов'язує між собою діаметр дифракційного кільця з так званою сталою приладу. Одержати це співвідношення можна за допомогою рис.2. У зв'язку з тим, що кути  $\Theta$  мають малу величину ( $2 - 4^\circ$ ), можна записати

$$\text{tg } 2\Theta \cong \sin 2\Theta \cong 2\Theta = D/2L.$$

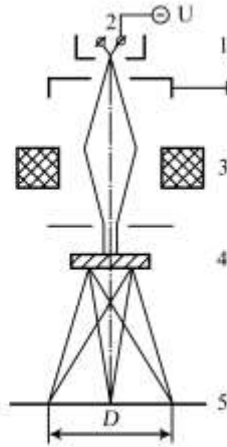


Рисунок 1 - Принципова схема електроннографа: 1 – електронна гармата; 2 - катод; 3 – магнітна лінза; 4 – об’єкт дослідження; 5 – екран; D – діаметр кільця

Із (1) визначаємо  $2\Theta$  як відношення  $2\lambda/2d_{hkl} = \lambda/d_{hkl}$ . Звідси

$$D/2L = \lambda/d_{hkl} \text{ або } D \cdot d_{hkl} \cong 2L \cdot \lambda \quad (2)$$

Величина  $2L \cdot \lambda = C$  одержала назву сталої приладу:

$$C = 2L \cdot \lambda = (D \cdot d_{hkl}). \quad (2')$$

Її можна визначити за допомогою електроннограми від еталонного зразка (це плівки  $Al, Au, Ag, NaCl, TiCl, MgO$ ) з відомими міжплощинними відстанями. Знаючи  $C$ , ми можемо знайти  $d_{hkl}$  для невідомого зразка та визначити тип і параметри решітки.

**Методичні вказівки.** Для визначення величини  $C$  необхідно заміряти якомога точніше ( $\pm 0,1$  мм) діаметри кільця на електроннограмі від еталона. Одержані результати необхідно занести до таблиці 2.



Рисунок 2 – Схема утворення електронограми

Для розрахунків електронограм від невідомого зразка необхідно скористатися третім, четвертим та п'ятим рівняннями електронографії. Третім рівнянням може бути т.зв. квадратична форма, яка у випадку кубічної сингонії має такий вигляд:

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a_{hkl}^2}. \quad (3)$$

Звідси випливають четверте і п'яте співвідношення електронографії

$$\frac{1}{d_{h_1k_1l_1}^2} : \frac{1}{d_{h_2k_2l_2}^2} : \frac{1}{d_{h_3k_3l_3}^2} : \dots = (h_1^2 + k_1^2 + l_1^2) : (h_2^2 + k_2^2 + l_2^2) : (h_3^2 + k_3^2 + l_3^2) : \dots \quad (4)$$

$$a_{hkl} = d_{hkl} \cdot \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}. \quad (5)$$

З таблиці 4 видно, що у ОЦК-решітки сума є парним числом, а в ГЦК-решітки  $h$ ,  $k$ ,  $l$  повинні бути або всі парні, або непарні.

Таблиця 2 - Визначення сталої приладу

Еталон: Al

Прискорююча напруга: \_\_\_\_\_ кВ.

№	D, мм *			hkl	d <sub>hkl</sub> , Å [1]	C=D·d, мм·Å
	D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	D <sub>сеп</sub>			
1				111	2,338	
2				200	2,025	
3				220	1,432	
4				311	1,221	
						C <sub>сеп</sub> = _____ мм·Å

\*) D<sub>1</sub> та D<sub>2</sub> – діаметри кілець у двох взаємно перпендикулярних напрямках.

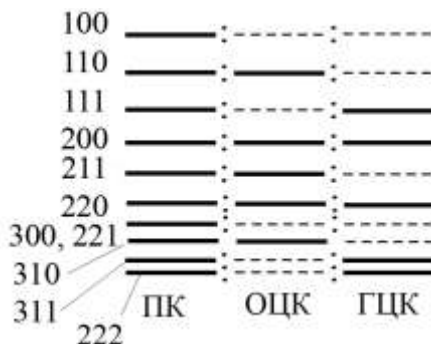


Рисунок 3 – Схема електронogram для кристалів кубічної сингонії

Таблиця 3 - Розрахунок електронogramи від кристала кубічної сингонії. Стала приладу: \_\_\_\_\_ мм·Å. Прискорююча напруга: \_\_\_\_\_ кВ

	I <sup>*</sup> , відн. од.	D, мм			d <sub>hkl</sub> , Å	h <sup>2</sup> +k <sup>2</sup> +l <sup>2</sup>	hkl	a, Å	Δa, Å
		D <sub>1</sub>	D <sub>2</sub>	D <sub>сеп</sub>					

\*) Відносна інтенсивність ліній визначається візуально з використанням таких позначень: ДС – дуже сильна; С – сильна; Сер – середня; Сл – слабка; Д.сл – дуже слабка.

Таблиця 4 - Індеси ліній електрограм від кристалів кубічної сингонії

	Тип решітки					
	ПК		ОЦК		ГЦК	
	$h^2+k^2+l^2$	$hkl$	$h^2+k^2+l^2$	$hkl$	$h^2+k^2+l^2$	$hkl$
1	1	100	2	110	3	111
2	2	110	4	200	4	200
3	3	111	6	211	8	220
4	4	200	8	220	11	311
5	5	210	10	310	12	222
6	6	211	12	222	16	400
7	8	220	14	321	19	331
8	9	300,221	16	400	20	420

### Порядок виконання роботи

1. Одержати допуск для виконання лабораторної роботи.
2. Одержати електрограму від плівки алюмінію і зробити негативний знімок.
3. Замість плівки алюмінію помістити в електронограф плівку невідомого металу і також зробити знімок електрограми.
4. Обчислити сталу приладу.
5. Розшифрувати електрограму від плівки невідомого металу.
6. Заповнити таблицю 3.

### Контрольні запитання

1. На якому явищі базується принцип роботи електронографа?
2. Будова та принцип роботи електронографа, хід променів у ньому.
3. Одержати формули (2).

4. У чому полягає суть методики розшифрування електронограмми.

5. Назвати основні співвідношення електронографії.

### Список літератури

1. Эндрюс К. Электронограммы и их интерпретация/ К. Эндрюс, Д. Дайсон, С. Коуэн.- М.: Мир, 1971.- 256 с.

2. Томас Г. Просвечивающая электронная микроскопия материалов / Г. Томас, М.Дж. Гориндж.- М.:Наука, 1983.- 320 с.

3. Структура і фізичні властивості твердого тіла / За ред. професора Л.С.Палатника. – Київ: Вища школа, 1992.- С.116 - 122.

4.Проценко І.Ю. Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, С.І.Проценко.–Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.

5.Бадіян Є.Ю. Практична кристалографія: навч. посібник. – Харків: ХНУ ім. В.Н.Каразіна, 2010. – 144 с.

### *Лабораторна робота 3* РЕНТГЕНОГРАФІЧНИЙ МЕТОД ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ КРИСТАЛІВ

**Мета роботи** – одержання та розшифровка рентгенограм від кристалів кубічної сингонії та визначення параметрів елементарної комірки.

**Елементи теорії.** В основі рентгенографії лежать практично ті самі співвідношення, що для електронографії – рівняння Бреггів та квадратичні форми (див. лабораторну роботу 2):

$$2d_{hkl} \cdot \sin \Theta = n \cdot \lambda ; \quad (1)$$

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{N}{a_{hkl}^2}, \quad (2)$$

$N = h^2 + k^2 + l^2$  - кубічна сингонія;

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{M}{a_{hkl}^2} + \frac{l^2}{c_{hkl}^2}, \quad (3)$$

$M = h^2 + k^2$  - тетрагональна сингонія;

$$\frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3} \frac{P}{a_{hkl}^2} + \frac{l^2}{c_{hkl}^2}, \quad (4)$$

$P = h^2 + hk + k^2$  - гексагональна сингонія, де  $a$  і  $c$  – параметри решітки.

Для ОЦК-решітки  $h+k+l$  – парне число, тому  $N$  набирає значення  $N=2, 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, \dots$ .

Для ГЦК-решітки  $h, k, l$  повинні бути або всі парні, або непарні, тобто  $N=3, 4, 8, 11, 12, 16, 19, 20, 24, \dots$ .

Відповідно для тетрагональної та гексагональної сингоній  $M=1, 2, 4, 5, 8, 9, 10, 13, 16, \dots$  та  $P=1, 3, 4, 7, 9, 13, 16, 19, 21, \dots$ . Крім того, на рентгенограмах від гексагональної решітки відсутні лінії, для яких  $l$  – непарне число, а сума  $h+2k$  – кратна трьом.

Таким чином, аналізуючи названі послідовності, можна індексувати рентгенограми від невідомої речовини (приклади рентгенограм наведені на рис.1).

Першим етапом індексування ліній інтерференції на дифракційній картині (рентгенограмі) є визначення індексів Міллера  $h, k, l$  або індексів інтерференції  $h^*=nh, k^*=nk, l^*=nl$ , де  $n$  – порядок інтерференції рентгенівських променів. Для цього рівняння (1) та (2) необхідно перетворити до такого вигляду:

$$\frac{4 \sin^2 \Theta}{\lambda^2} = \frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{h^2 + k^2 + l^2}{a_{hkl}^2}. \quad (5)$$

Звідси одержуємо очевидне рівняння

$$\sin^2 \Theta_1 : \sin^2 \Theta_2 : \sin^2 \Theta_3 : \dots = (h_1^2 + k_1^2 + l_1^2) : (h_2^2 + k_2^2 + l_2^2) : (h_3^2 + k_3^2 + l_3^2) + \dots \quad (6)$$

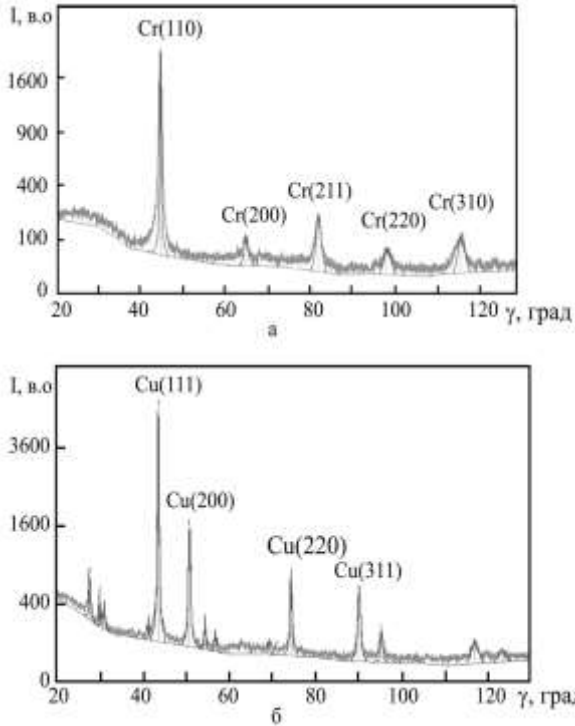


Рисунок 1 – Приклад рентгенограм від полікристалічних зразків ОЦК-Cr (а) і ГЦК-Cu (б)

або

$$\frac{\sin^2 \Theta_2}{\sin^2 \Theta_1} = \frac{h_2^2 + k_2^2 + l_2^2}{h_1^2 + k_1^2 + l_1^2}, \quad (7)$$

що відповідає таким послідовностям:

1; 2; 3; 4; 5; 6; 8; 9;... - ПК

1; 2; 3; 4; 5; 6; 8; 9;... - ОЦК

1; 1,33; 2,66; 3,67; 4; 5,33;... - ГЦК-решітка.

Якщо знайти відношення (7), то можна пов'язати між собою індекси  $(hkl)$  та кути відбивання  $\theta_{hkl}$ . Знаючи  $d_{hkl}$ ,  $\lambda$  та  $(hkl)$ , можна провести розрахунки  $a_{hkl}$ ,  $\Delta a$  та  $\bar{\Delta a}$ .



До комплексу типового рентгенівського апарату (дифрактометра) входять стенд, на якому змонтовані рентгенівська трубка ((РТ) – основний прилад дифрактометра), пульт управління, гоніометр, системи відкачування вакуумної камери й охолодження РТ; блоки живлення; шафа індикації робочих параметрів апарату; система реєстрації дифракційних картин (рентгенограм) та ін.

РТ – високовольтний електронно-вакуумний прилад, який складається із катода, анода (*Cu*) із запресованим у нього антикатодом (*Pt, W, Mo, Ni, Cu, Cr*) і системою охолодження водою та елементів фокусування електродного пучка (рис. 2).

Рентгенівське випромінювання (гальмівне і характеристичне) виникає при потраплянні сфокусованого пучка електронів на антикатод при різниці потенціалів між катодом та анодом  $U \geq 30$  кВ. При русі первинних електронів у електричному полі атомів виникає гальмівне рентгенівське випромінювання, а в результаті переходу електронів між атомними оболонками збуджується характеристичне випромінювання матеріалу антикатада, завдяки якому і формується дифракційна картина після його відбиття від кристалографічних площин зразка (він знаходиться за межами РТ на атмосфері або у спеціальній вакуумній камері для термообробки зразків).

У цьому й полягає призначення антикатада, який виготовляється із хімічно чистішого матеріалу порівняно із матеріалом корпусу анода.

Гоніометр входить до системи реєстрації дифракційної картини. На його поворотному пристрої змонтований приймач відбитих від кристалографічних площин рентгенівських фотонів, який фіксує т. зв. дифракційні кути  $2\theta$  (рис. 2, лабораторна робота дозволяє зрозуміти, чому кут дифракції удвічі більше кута ковзання).

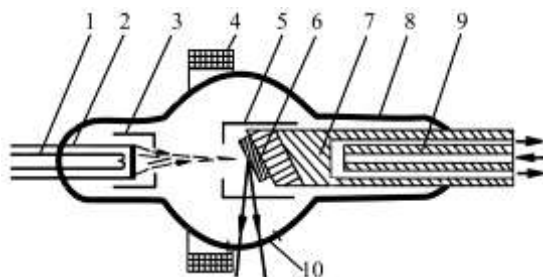


Рисунок 2 – Конструкція рентгенівської трубки: 1 – нитка розжарювання (до 2800 К); 2 – катод; 3, 5 – фокусуєчі електроди; 4 – фокусувальні котушки; 6 – антикатод; 7 – корпус анода; 8 – скляна колба (вакуум  $10^{-4} - 10^{-5}$  Па); 9 – система охолодження анода; 10 – вікно для пропускання рентгенівських променів (скло С47-1, Ве)

**Методичні вказівки.** Одержавши рентгенограму від невідомої речовини, необхідно визначити довжину хвилі випромінювання, скориставшись даними таблиці 1, в якій наведено середнє значення довжини хвилі випромінювання.

При знаходженні кутів  $\theta_{hkl}$  необхідно мати на увазі, що на діаграмній стрічці за умов дифракції фіксується кут  $2\theta_{hkl}$ . Після визначення  $d_{hkl}$  та  $a_{hkl}$ ,  $\Delta\bar{a}_i$ ,  $\Delta a_i = |\bar{a} - a_i|$  і  $\Delta a_{сер}$  необхідно, скориставшись даними таблиці 2, встановити

Таблиця 1 - Довжина хвилі характеристичного випромінювання

Антикатод	$\lambda_{сер}, \text{Å}$
Cr	2,291002
Fe	1,937355
Co	1,790260
Ni	1,659189
Cu	1,541841
Mo	0,710730

хімічний склад невідомої речовини. Достатньо, щоб табличне значення потряпляло в межі величини  $a = \bar{a} \pm \Delta\bar{a}$ .

### Порядок виконання роботи

1. Одержати допуск для виконання лабораторної роботи.
2. Зняти рентгенограму від невідомого зразка.
3. Провести розшифрування рентгенограми.
4. Визначити типи параметрів решітки, розрахувати похибку експерименту.
5. Установити хімічний елемент, з якого виготовлений зразок.

Таблиця 2 – Параметри і типи решіток для кристалів кубічної сингонії

Речовина	Тип решітки	$a$ , Å
$\alpha$ -Fe	ОЦК	2,861
Cr	–"–	2,875
V	–"–	3,030
Mo	–"–	3,140
W	–"–	3,157
Nb	–"–	3,295
Al	ГЦК	4,041
Au	–"–	4,078
Ni	–"–	3,517
Cu	–"–	3,608
$\beta$ -Cu	–"–	3,554
NaCl	типу NaCl	5,627

### Контрольні запитання

1. Будова та принцип роботи рентгенівської трубки.
2. Яка природа гальмівного та характеристичного випромінювання?

3. У чому полягає суть методики розшифрування рентгенограм?

4. Чому не можна скористатися даною методикою при розшифруванні електронограм (робота 11)?

5. Назвати основні співвідношення рентгенографії.

### Список літератури

1. Горелик С.С. Рентгенографический и электронно-оптический анализ / С.С. Горелик, Л.Н. Расторгуев, Ю.Н. Скаков.- М.: Металлургия, 1980.- 368 с.

2. Структура і фізичні властивості твердого тіла / За ред. проф. Л.С.Палатника. – Київ: Вища школа, 1992.- С.41-50.

3.Проценко І.Ю. Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, С.І.Проценко.–Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.

4.Бадіян Є.Ю. Практична кристалографія: навч. посібник. – Харків: ХНУ ім.. В.Н.Каразіна, 2010. – 144 с.

### Лабораторна робота 4

### МАС-СПЕКТРОМЕТРИЧНІ ДОСЛІДЖЕННЯ СКЛАДУ ЗАЛИШКОВИХ ГАЗІВ

**Мета роботи** – визначити за допомогою мас-спектрометра МХ-7304А склад та відносну кількість газів залишкової атмосфери при тиску в камері мас-аналізатора  $p=10^{-4}$  Па.

**Загальна інформація.** Мас-спектрометрія – сучасний метод визначення складу залишкової атмосфери або молекулярного пучка речовини у процесі одержання тонких плівок.

Мас-спектрометри (газові аналізатори) МХ-7301, 7302, 7303, 7304, 7304 А, 7305, 7305 А та 7306 призначені для дослідження складу залишкової атмосфери у високо- та

надвисоковакуумних системах. Область їх застосування: електронна, електровакуумна, радіоелектронна промисловість; вакуумна металургія, паяння та зварювання у вакуумі; вивчення сорбційних явищ, процесів дегазації як чутливого течешукача і т.д.

У таблиці 1 наведена порівняльна характеристика параметрів мас-спектрометра типу МХ-7304 А.

Підкреслимо, що, незважаючи на відносно низьку чутливість за аргоном в мас-спектрометрах МХ-7305 та 7305А, вони за комплексом своїх параметрів поступаються лише приладу МХ-7306.

Таблиця 1 – Порівняльна характеристика мас-спектрометрів

Тип мас-спектрометра	Діапазон масових чисел М	Розрізнявальна здатність	Поріг чутливості за аргоном, Па
МХ-7304	2...200	2М	$10^{-9}$
МХ-7304 А	1...200	1М	$7,5 \cdot 10^{-12}$
МХ-7305	1...200	3М (на рівні 50%)	$5 \cdot 10^{-10}$
МХ-7305 А	1...200	3М (на рівні 50%)	$5 \cdot 10^{-10}$
МХ-7306	1...250	1М	$2 \cdot 10^{-12}$

**Елементи теорії.** Мас-спектрометр – це прилад для розділення іонізованих молекул та атомів за їх масами (а точніше – за відношеннями маси до заряду  $m/e$ ), що базується на принципі дії магнітних та електричних полів на пучки іонів, які рухаються у вакуумі. Найбільш загальна блок-схема мас-спектрометра показана на рисунку 1.

Принцип його роботи в загальних рисах полягає в такому. Нейтральні атоми (молекули) досліджуваної речовини (1) подаються в джерело іонів (електронів) (2), де частково

іонізуються у вигляді іонного пучка прискорюються (витягуються) в мас-аналізатор (3). В останньому відбувається розділення іонів досліджуваної речовини за масами ( $m/e$ ), звідки вони потрапляють в приймач іонів (4), в якому іонний струм перетворюється в електричний сигнал, який, у свою чергу, підсилюється (5) та реєструється (6). У пристрій реєстрації надходить не тільки інформація про кількість іонів (іонний струм), але також і інформація про масу іонів із аналізатора. Інколи до мас-спектрометра підключають ЕОМ (так, наприклад, у приладі МХ-7304 А може використовуватися машина “Правець-16”).



Рисунок 1 - Блок-схема мас-спектрометра: 1 – досліджуваний зразок; 2 – джерело іонів (електронів); 3 – мас-аналізатор; 4 – приймач іонів; 5 – підсилювач; 6 – пристрій реєстрації

Головним вузлом будь-якого мас-спектрометра є аналізатор. За принципом дії вони поділяються на статичні та динамічні.

У статичних мас-спектрометрах для розділення іонів використовуються постійні електричне і магнітне поля. Іони досліджуваної речовини (газу) з різними значеннями  $m/e$  рухаються по різних траєкторіях. Якщо знехтувати їх початковою швидкістю, то можна вважати, що всі іони після прискорення в електростатичному полі  $E$  мають однакову кінетичну енергію

$$eU = mv^2/2, \quad (1)$$

де  $v$  і  $U$  – швидкість іона і різниці потенціалів.

У поперечному магнітному полі на іони діє сила Лоренца, яка викривлює їх траєкторію і дорівнює центробіжній силі:

$$\left| e \left[ \vec{v} \vec{B} \right] \right| = mv^2/R, \quad (2)$$

де  $B$  – індукція магнітного поля;  $R$  – радіус траєкторії. Із (1) і (2) одержуємо

$$R = (\sqrt{2v}/B) \cdot \sqrt{M/e} = (\sqrt{2v}/B) \cdot \sqrt{M}. \quad (3)$$

Таким чином, у магнітному полі іонний пучок розділяється по декількох траєкторіях, на кожній із яких рухаються іони тільки з одним значенням  $m/e$ .

У динамічних мас-аналізаторах для розділення іонів з різними  $m/e$  використовують, як правило, різний час прольоту іонами певної відстані та вплив на іони імпульсними або радіочастотними електричними полями з періодом, меншим або таким, що дорівнює часу прольоту іонів через аналізатор. Розроблено більше десяти динамічних мас-аналізаторів: часово-прольотний, радіочастотний, квадрупольний, омегатронний, магніторезонансний та ін.

У квадрупольному мас-спектрометрі, різновидність якого використовується в приладі МХ-7304 А, розділення іонів здійснюється у поперечному електричному полі з гіперболічним розподілом потенціалу. Поле створюється квадрупольним конденсатором, між парами стержнів якого прикладається стала ( $U_1$ ) та високочастотна напруга ( $U$ ). Пучок іонів вводиться у вакуумну камеру аналізатора вздовж осі квадруполя. При фіксованих частоті  $\omega$  та амплітуді  $U_0$  змінної напруги тільки в іонів з визначеним відношенням

$m/e$  амплітуда коливань в напрямку, перпендикулярному до осі аналізатора, не перебільшує відстані між стержнями. Так, іони завдяки початковій швидкості, проходять через аналізатор і реєструються, потрапивши на колектор іонів. Через квадруполь проходять іони, масове число яких задовольняє умову

$$M = CU_0/\omega^2, \quad (4)$$

де  $C$  – стала приладу.

Для реєстрації інших іонів необхідно змінювати  $U_0$  або частоту  $\omega$ . Як уже зазначалося, в приладі МХ-7304 А використовується різновид квадрупольного мас-аналізатора – однополюсний (монопольний) варіант чотириполюсного (квадрупольного) аналізатора. Принцип його дії полягає в тому, що при проходженні іонами електродної системи ( вона складається з однополюсного електрода та кутового відбиваючого електрода ), що відбувається з поперечним електричним полем

$$U = U_0 \cos \omega t + U_1 \quad (5)$$

тільки деякі з них мають обмежену амплітуду коливань. Амплітуда коливань інших іонів необмежено зростає з часом, і вони потрапляють на корпус приладу. Таким чином, монопольний аналізатор являє собою, по суті, фільтр, який налаштований на пропускання іонів із вузького діапазону мас. Іони, які пройшли через цей фільтр, збираються детекторною системою, що формує сигнал струму. В подальшому вони реєструються вимірювальною системою, якщо масове число задовольняє умову:

$$M = U/C(U_1/U_0). \quad (6)$$

На рис. 2 та 3 наведені схеми квадрупольного та монопольного мас-аналізаторів, а також траєкторія руху



іонів.

Перевагою монопольного аналізатора перед квадрупольним є дещо простіша конструкція при незначному зменшенні розрізняювальної здатності.

Верхня межа діапазону масових чисел (д.м.ч.) мас-спектрметра визначається величиною  $U_{max}$  (а в монопольних аналізаторах ще й завдяки зменшенню параметра  $U_1/U_0$ ). Нижня границя д.м.ч. пов'язана зі збереженням необхідної розрізняювальної здатності (разрешающей способности – рос.) на малих масах.

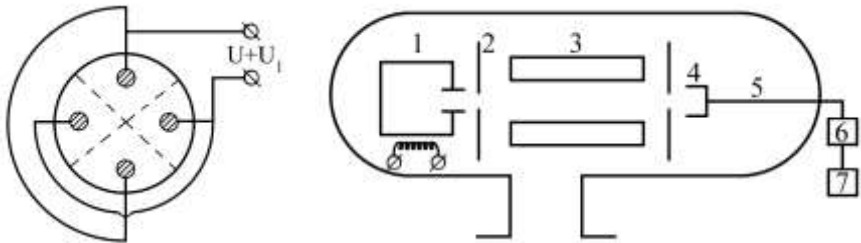


Рисунок 2 - Схема квадрупольного мас-аналізатора:

а – схема електричних з'єднань стрижнів квадруполя;

б – блок-схема;

1 – іонізаційна камера; 2 – діафрагма; 3 – стрижні квадруполя;

4 – діафрагма; 5 – колектор іонів; 6 – підсилювач іонного

струму

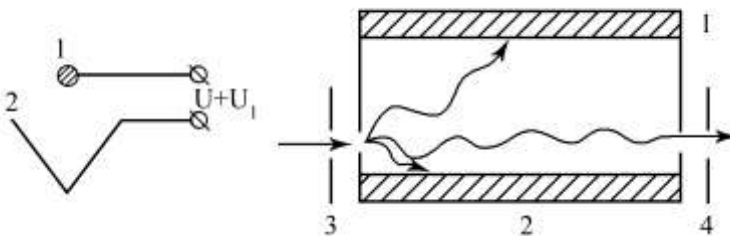


Рисунок 3 - Електронна схема (а) та траєкторії руху іонів (б) у монопольному аналізаторі: 1– стрижень; 2 – кутник; 3, 4–

діафрагми

Розрізнявальна здатність ( $A_m$ ) мас-спектрометра визначається можливістю розділити два суміжних піки мас в заданих експериментальних умовах. Вважається, що розрізнявальна здатність між двома піками однакової висоти має місце, якщо між ними мінімальна висота над лінією основи дорівнює або менше 10% (інколи розрізнення визначають на рівні 50%) загальної висоти піків (рис.4). Чисельно  $A_m$  визначається величиною відношення масового числа ( $M$ ), яке відповідає піку, до ширини піка, вираженої в одиницях масового числа:

$$A_m = M_{\text{сеп}} / \Delta M, \quad (7)$$

або по-іншому:

$$A_m = M_{\text{сеп}} / (a_{\text{сеп}} / L). \quad (7')$$

де  $L$  – відстань між вершинами сусідніх піків,  $a_{\text{сеп}}$  – середня ширина піків на рівні 10% (або 50%) їх висоти,  $M_{\text{сеп}}$  – середнє масове число сусідніх піків.

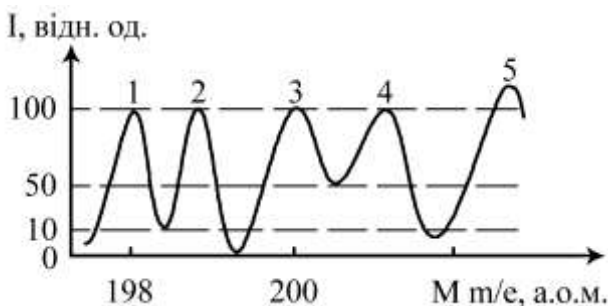
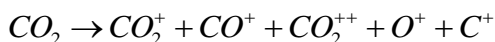


Рисунок 4 – Ілюстрація розрізнення ліній 1,2 та 3,4

**Методичні вказівки.** Іонізація газів із залишкової атмосфери відбувається внаслідок удару електронами в іонізаційній камері. Цей процес може призводити до

утворення однозарядних та багатозарядних іонів, а також до розбивання молекул складних газів на уламки. Наприклад, при іонізації діоксиду вуглецю ( $CO_2$ ) одержуємо



з масовими числами, що дорівнюють 44, 28, 22, 16 та 12 відповідно. Крім того, з'являються іони відповідних ізотопів (наприклад  $O^{17}$ ,  $C^{13}$  і т.д.) Аналогічна картина буде і для інших складних молекул. Таким чином, на мас-спектрі будь-якого газу, крім основного піка, з'являється цілий ряд піків, уламків та багатозарядних іонів. Для  $CO_2$  основною (молекулярною) лінією буде пік із масовим числом 44 а.о.м. ( $CO_2$ ), а двічі іонізований іон ( $CO_2$ ) буде реєструватися як іон з масою  $M=22$  а.о.м. (нагадуємо, що мас-спектрометр розділяє іони різної маси, а іони з різними  $m/e$ ). Наявність піків від уламків буде визначатися енергією електронів, розрізнявальною здатністю приладу і т.п.

Цікавою особливістю мас-спектра даного газу є те, що відносний склад іонів практично стабільний. Це дозволяє виявити характерні риси мас-спектрів різних газів і в подальшому використовувати їх для розшифрування мас-спектра газових сумішей (таблиця 2).

За цими даними можна побудувати мас-спектри чистих газів. На цей час створено каталоги мас-спектрів майже всіх газів. Тому при якісному аналізі перш за все виділити на мас-спектрі основні (молекулярні) піки 16, 18, 28, 40, 44 і т.д. а.о.м., а потім виділяти піки уламків (фрагментів) цих газів. Необхідно звернути увагу на особливість аналізу на наявність азоту ( $N_2$ ) та вуглекислого газу ( $CO$ ). На приладах з невеликою розрізнявальною здатністю молекулярні піки цих газів зберігаються ( $M = 28$  а.о.м.). Тому встановити наявність  $N_2$  чи  $CO$  можна, користуючись лише характерним мас-спектром цих газів. Так, для  $N_2$  пік з  $M=14$  становить 7,2%, а

для CO – 0,6% (таблиця 2). Крім того, в мас-спектрі азоту відсутні піки з  $M = 12$  та  $16$  а.о.м. На прикладах з

Таблиця 2 – Інтенсивність піків, %, на мас-спектрах від залишкових газів вакуумних систем

Масове число іона, а.о.м.	Хімічна формула та масове число (а.о.м.) газів						
	CH <sub>4</sub> (16)	H <sub>2</sub> O(18)	CO(28)	N <sub>2</sub> (28)	O <sub>2</sub> (32)	Ar(40)	CO <sub>2</sub> (44)
2	3,0	0,7					
12	2,4		4,5				6,0
13	7,7						0,1
14	18,6		0,6	7,2			
15	35,8						
16	100,0	1,1	0,9		11,2		8,5
17	1,2	23,0					
18		100,0					
19		0,1					
20		0,2				10,7	
22							1,2
28			100,0	100,0			11,4
29			1,1	0,8			0,1
30			0,2				
32					100,0		
33					0,1		
34					0,4		
36						0,3	
38						0,1	
40						100,0	
44							100,0
45							0,7
46							0,2

відповідною розрізнявальною здатністю це питання вирішується однозначно, оскільки між масовими числами N<sub>2</sub>

та  $CO$  існує різниця  $M = M_{N_2} - M_{CO} = 0,011238$  а.о.м. Але прилад МХ-7304 А не задовольняє ці вимоги, тому за його допомогою мас-спектр залишкової атмосфери вивчати ми будемо лише якісно.

### Порядок виконання роботи

1. Увімкнути прилад МХ-7304 А і підготувати його до робочого режиму (відповідна інструкція знаходиться на робочому місці).

2. Одержати мас-спектр залишкових газів при тиску  $p = 10^{-2}$  Па в камері мас-аналізатора.

3. Провести розшифрування мас-спектра.

4. Одержані результати подати у вигляді залежності сили іонного струму від масового числа  $I=f(M)$  (приклад наведений на рис.5).

5. Зробити висновок стосовно наявності  $N_2$  та  $CO$  в вакуумній камері.

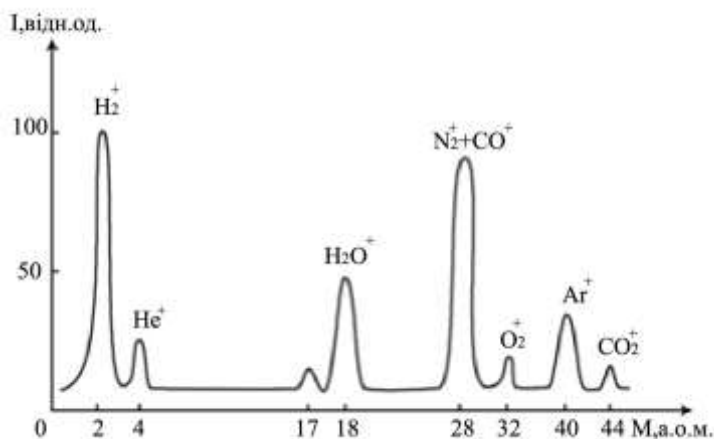


Рисунок 5 – Якісний мас-спектр залишкової атмосфери вакуумної камери

## Контрольні запитання

1. Зобразити блок-схему мас-спектрометра.
2. Пояснити принцип роботи мас-спектрометра.
3. Як поділяються за принципом роботи мас-аналізатори? Який їх принцип роботи?
4. Пояснити принцип роботи квадрупольного та монопольного аналізаторів.
5. Пояснити суть поняття  $A_m$ .
6. У чому полягає суть якісного аналізу складу газів?

## Список літератури

1. Структура і фізичні властивості твердого тіла / За ред. професора Л.С.Палатника. – Київ: Вища школа, 1992.- С.116 - 122.
2. Левитский С.М. Работают электронные и ионные лучи / С.М. Левитский, Д.Ю.Сигаловский.– Киев: Вища школа. 1987.- С.154 – 168.
3. Техническое описание и инструкция по эксплуатации масс-спектрометра типа МХ-7304 А. Кн.3. – Сумы: ПО “Електрон”, 1989. – 48 с.

### *Лабораторна робота 5*

## ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕМЕНТНОГО СКЛАДУ ТОНКИХ ПЛІВОК МЕТОДОМ ВТОРИННО-ІОННОЇ МАС-СПЕКТРОМЕТРІЇ

**Мета роботи** – вивчення будови та принципу роботи мас-спектрометра МС-7201 М, освоєння методики розшифрування мас-спектрів.

**Елементи теорії.** Вторинно-іонний мас-спектрометр МС-7201 М (рис.1) застосовується для: контролю хімічного та ізотопного складу поверхні металів, напівпровідників,

тонких плівок, композиційних матеріалів; проведення досліджень в області фізики поверхні; пошарового аналізу зразків; вивчення процесів корозії, окиснювання, об'ємної і поверхневої дифузії.

Галузі застосування приладу: виробничі процеси виготовлення напівпровідникових приладів та інтегральних мікросхем, металургія, геологія та ін. Основні технічні характеристики приладу наведені в таблиці 1.

Принцип роботи приладу МС-7201М базується на явищі вторинної іонної емісії (рис.2). Первинний пучок іонів утворюється в газорозрядному джерелі іонів (5), формується

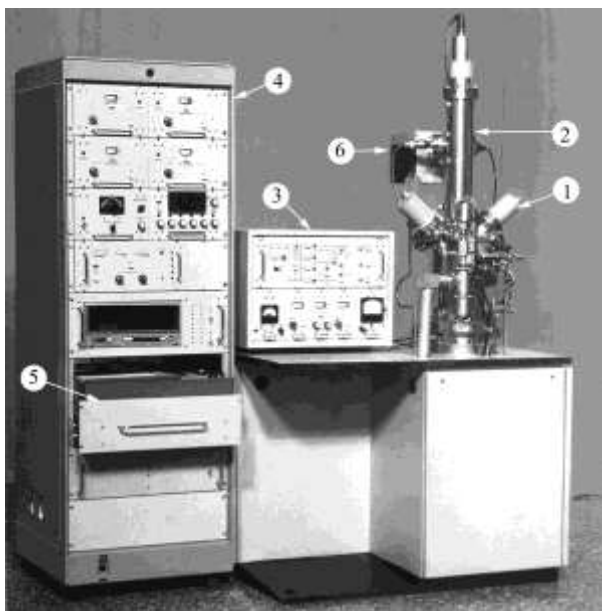


Рисунок 1 – Зовнішній вигляд мас-спектрометра МС-7201М: 1 – джерело іонів; 2 – колона мас-аналізатора; 3 – блок керування вакуумною системою; 4 – блок контролю та керування роботою мас-аналізатора; 5 – самозаписувач; 6 – генератор високої частоти

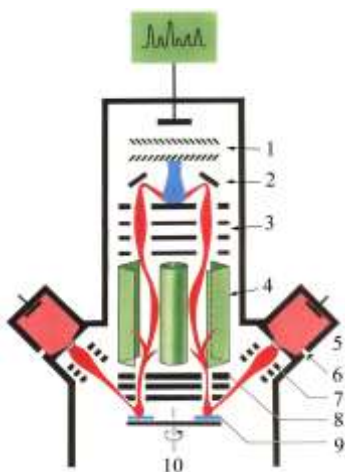


Рисунок 2 – Блок-схема мас-спектрометра МС-7201М:  
 1 – вторинно-електронний підсилювач; 2 – відбивач (зовнішній електрод); 3 – іонно-електронний перетворювач;  
 4 – аналізатор; 5 – джерело іонів;  
 6 – напуск газу; 7 – електростатична лінза; 8 – імерсійний об’єктив;  
 9 – зразок; 10 – камера-шлюз

уловлювачем на рідкому азоті; електростатичною лінзою (7) і спрямовується на поверхню досліджуваного зразка (9). З поверхні зразка вибиваються вторинні іони. Вони збираються імерсійним об’єктивом (8) і спрямовуються в мас-аналізатор (4). Розділені в аналізаторі за відношенням маси до заряду іони надходять в іонно-електронний перетворювач (ІЕП). В ІЕП іонний струм трансформується в електричний, який подається на перший диод вторинно-електронного підсилювача (ВЕП) (1). Підсилений струм подається у підсилювач постійного струму (ППС), в якому перетворюється в напругу. Після цього сигнал подається на самозаписувач 5 (рис.1).

Вакуумна система призначена для створення вакууму в аналітичній частині приладу. Вона складається з таких елементів: форвакуумний насос НВР-5 та високовакуумний паромасляний насос НВДС-100 з високовакуумним уловлювачем на рідкому азоті; шлюз, за допомогою якого здійснюється зміна досліджуваних зразків без порушення робочого вакууму; високовакуумний вентиль з еластичним



ущільнювачем, за допомогою якого аналітична система відокремлюється від високовакуумного насоса; системи натікання робочого газу в іонне джерело, яка складається з балонів високого тиску з редукторами та манометрами, і регулятора напуску газу.

Вакуумна система приладу забезпечує тиск порядку  $10^{-4}$  Па, який вимірюється магнітно-іонізаційним датчиком. Керування вакуумною системою забезпечується блоком 3 (рис.1). Одночасно в камері-шлюзі 10 (рис.2) можна розмістити до шести різних зразків 9 (рис.2).

Джерело іонів (рис.3 а) використовується для отримання і первинного формування прискореного пучка іонів робочого газу.

Основні технічні характеристики джерела іонів: іонний струм на зразку  $(5-25) \cdot 10^{-6}$  А; струм розряду  $(2-4) \cdot 10^{-6}$  А;



Рисунок 3 – Зовнішній вигляд джерела іонів (а) та мас-аналізатора (б)

напруга горіння розряду (3-5) кВ; робочий газ - водень, кисень, аргон.

У приладі застосовується іонне джерело з осциляцією електронів у магнітному полі (джерело Пеннінга). Воно складається з розрядної камери, системи електродів і магнітної системи. Магнітне поле примушує електрони рухатися по циклоїдальним або спіральним траєкторіям з

одночасною осциляцією між катодами, що збільшує довжину пробігу електронів та ймовірність іонізації робочого газу.

Високовольтний розряд Пеннінга створюється у розрядній камері при тиску порядку 0,1 Па, що на один-два порядки нижче, ніж у джерелах інших типів. Це призводить до менших витрат робочого газу. Конструкція іонного джерела допускає високотемпературне прогрівання корпусу для дегазації. Розрядна камера іонного джерела виготовлена з немагнітної нержавіючої сталі. Анодно-катодний вузол іонного джерела являє собою єдиний блок і допускає можливість швидкої зміни катодів та чищення електродів. Катоди виготовляються з матеріалу (*Al-Mg*-сплави) з великим коефіцієнтом іонно-електронної емісії. Магнітна система іонного джерела складається з плоских кільцевих магнітів (виконані з гексафериту барію) та котушки індуктивності.

Дана конструкція забезпечує високу стабільність та стійкість горіння розряду. Подача газу здійснюється через регульований п'єзонатікач оригінальної конструкції. Двоканальний імерсійний об'єктив здійснює ефективний збір вторинних іонів з поверхні досліджуваного зразка та фокусування його на вхід мас-аналізатора. Двоканальний мас-аналізатор – основний вузол мас-спектрометра, в якому відбувається розділення іонів за масовими числами. Дана конструкція (рис.3 б) забезпечує високу розділювальну здатність за масами. Два канали дозволяють швидко здійснювати зміну робочого газу, підвищують надійність приладу. Для виділення на виході з аналізатора іонів із заданим масовим числом  $M$ , на монополь аналізатора подається високочастотна напруга, амплітуда якої змінюється у відповідному діапазоні. Граничний вакуум, при якому мас-аналізатор зберігає роботоздатність, –  $6 \cdot 10^{-3}$  Па. Система реєстрації складається з іонно-електронного перетворювача (ІЕП) з енергоаналізатором, вторинно-електронного підсилювача (ВЕП), підсилювача постійного струму (ППС) та

самозаписувача.

**Методичні вказівки.** Вивчивши будову та принцип роботи мас-спектрометра, можна скласти його блок-схему. На цій схемі необхідно вказати в умовній формі (у вигляді квадратів або прямокутників) основні вузли приладу, функціональні зв'язки між ними та основні параметри.

Друга частина роботи присвячена освоєнню методики розшифрування мас-спектра вторинних іонів. У тому випадку, коли мас-спектр одержано від металевого зразка (у вигляді плівки, фольги чи масивного зразка), необхідно дотримуватися такої схеми:

- спочатку необхідно визначити лінії, які відповідають однозарядним ізотопам (порівняти з табличними даними про природну поширеність елементів (додаток А));

- з'ясувати, чи не спостерігаються лінії від двозарядних ізотопів;

- визначити лінії, які відповідають двохатомним комплексам типу  $Me(O, N, C)^+$ , де  $Me$  - метал;

- проаналізувати наявність ліній, які відповідають комплексу  $MeH^+$ ;

- одержані дані занести до таблиці 2.

Таблиця 2 – Результати розшифрування мас-спектра вторинних іонів

	Масове число M, а.о.м.						Елементний склад зразка
	$Me^{++}$	$Me^+$	$MeO^+$	$MeN^+$	$MeC^+$	$MeH^+$	

### Порядок виконання роботи

1. Одержати допуск до виконання роботи.
2. Скласти блок-схему мас-спектрометра МС-7201М.
3. Провести розшифрування запропонованого мас-спектра.
4. Зробити висновок стосовно елементного складу зразка.

## Контрольні запитання

1. Назвати галузі та сфери застосування приладу МС-7201М.
2. Пояснити будову та принцип роботи мас-спектрометра МС-7201М.
3. Пояснити, з чого складається вакуумна система мас-спектрометра МС-7201М.
4. Пояснити будову та принцип роботи джерела первинних іонів.
5. Пояснити принцип роботи іонно-електронного перетворювача.
6. Пояснити суть методики розшифрування мас-спектрів.
7. Пояснити, які можуть спостерігатись особливості мас-спектра вторинних іонів у випадку утворення комплексів MeH.

## Список літератури

1. Техническое описание и инструкция по эксплуатации масс-спектрометра МС-7201М. - Сумы: АО "SELMI", 1984. - 71с.
2. Техническое описание и инструкция по эксплуатации масс-спектрометра МС-7201. Книга 4. - Сумы: АО "SELMI", 1984. - 70с.
3. Физико-химические свойства элементов: справочник / Под ред. Г. В. Самсонова. - Киев: Наук. думка, 1965. -С. 115 - 183.
4. Проценко І.Ю. Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, С.І.Проценко.–Сумы: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.

## 1.5 ПРАКТИКУМ «ОСНОВИ ОПТО- І МІКРОЕЛЕКТРОНІКИ»

### *Лабораторна робота 1*

#### ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК РЕЗИСТОРНОЇ ОПТОПАРИ

**Мета роботи** – ознайомитися з принципом роботи резисторної оптопари, дослідити її основні характеристики.

**Елементи теорії.** Оптроном називається напівпровідниковий прилад, в якому конструктивно об'єднані джерело та приймач випромінювання, пов'язані між собою оптичним зв'язком. У джерелі випромінювання електричні сигнали перетворюються у світлові, які діють на фотоприймач та створюють у ньому електричні сигнали. Якщо оптрон має тільки один випромінювач та один приймач випромінювання, то його називають **оптопарою**, або елементарним оптроном. Мікросхема, яка складається із однієї або декількох оптопар із додатковими пристроями для узгодження та підсилення сигналу, називається **оптоелектронною інтегральною мікросхемою**. На вході та виході оптрона завжди є електричні сигнали, а зв'язок входу і виходу відбувається завдяки світловому сигналу.

Конструктивно резисторна оптопара (рис.1) складається із джерела (світлодіод або надмініатюрна лампа розжарювання) і приймача (фоторезистор із селеніду кадмію (CdSe) для видимого випромінювання, із селеніду або сульфїду свинця (PbSe, PbS) – для інфрачервоного) випромінювання. Прилад може функціонувати при постійному або змінному струмі.

До параметрів резисторних оптопар відносять такі: максимальний струм ( $I_{max}$ ,  $I_{max}$ ) та напругу ( $U_{max}$ ,  $U_{max}$ ) на вході і виході; вихідний опір при нормальній роботі ( $R_{вих}$ ); темновий вихідний опір  $R_m$  (темновий струм за відсутності вхідного струму); опір ізоляції; максимальну напругу ізоляції

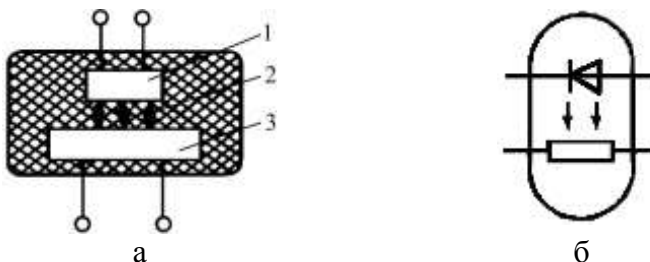


Рисунок 1- Конструкція (а) і умовне графічне позначення (б) резисторної оптопари: 1 – випромінювач; 2 - оптичний прозорий клей; 3 – фотоприймач

між входом та виходом; час вимкнення та ввімкнення; вхідну вольт-амперну і передаточну характеристики (залежність вихідного опору від вхідного струму).

Промисловість випускає резисторні оптопари із джерелом випромінювання у вигляді ламп накаливання, електролюмінесцентних конденсаторів та світлодіодів. У деяких оптопарах, які призначені для комутації сигналу розміщують декілька фоторезисторів. Резисторні оптопари застосовують для автоматичного регулювання підсилення, керування безконтактними подільовачами напруги, модуляції сигналів, формування різноманітних сигналів.

**Методичні вказівки.** Для визначення залежності опору фоторезистора від вхідної напруги – основної характеристики резисторної оптопари - використовується лабораторний стенд (рис.2) на основі оптопари ОЕП-13 (випромінювач – лампа розжарювання, приймач – фоторезистор на основі *CdSe*), металоскляний корпус якої має плоский мідний радіатор для підтримки стабільного теплового режиму фоторезистора при роботі в імпульсному режимі.

Граничними експлуатаційними даними резисторної оптопари ОЕП-13 є вхідний середній струм (20 мА); вихідний струм (7 мА); вихідна напруга (250 В) та напруга ізоляції (100 В).

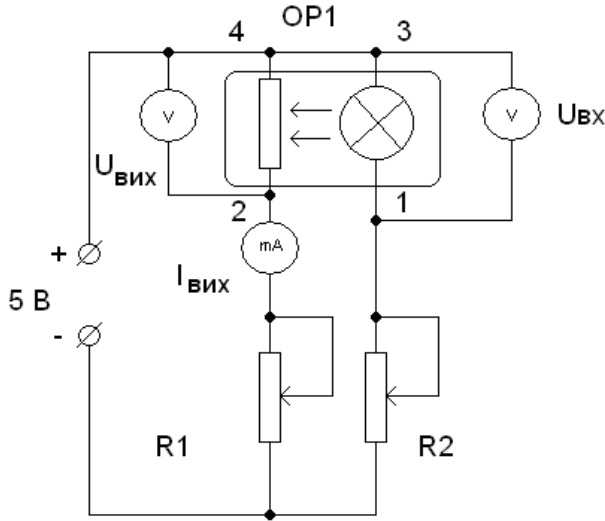


Рисунок 2 – Схема лабораторного стану

Як видно із рисунка 2, фоторезистор (виводи 2 та 4) з'єднаний послідовно із міліамперметром та резистором змінного опору  $R_1$ , а лампа розжарювання (виводи 1 та 3) – послідовно із резистором змінного опору  $R_2$ . Щоб з'ясувати величину падіння напруг, паралельно фоторезистору та ламп розжарювання включені вольтметри. Стенд працює від постійної напруги 5 В.

Змінюючи опір резистора  $R_2$ , можна встановити різні значення падіння напруги на лампі розжарювання, а тому і різні значення інтенсивності її випромінювання, як наслідок, отримати певні значення опору фоторезистора. Зміна опору  $R_1$  приведе до зміни вихідного струму  $I_{вих}$  і напруги  $U_{вих}$ . За допомогою співвідношення  $R = \frac{U_{вих}}{I_{вих}}$  можна визначити значення опору фоторезистора і побудувати залежність  $R(U_{вих})$ .

## Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись із схемою лабораторної установки для дослідження резисторної оптопари .

2. Одержати вихідні ВАХ резисторної оптопари  $I_{вих} = f(U_{вих})$  при різних сталих значеннях вхідної напруги  $U_{вх} = (1-5)V$ .

3. Результати вимірювань занести до таблиці.

$U_{вх}, B$	$U_{вих}, B$	$I_{вих}, мкА$	$R_{вих}, Ом$	$R_{сер}, Ом$
1,0	1.			
	2.			
	3.			
	4.			
1,5	1.			
	2.			
	3.			
	4.			
3,0	1.			
	2.			
	3.			
	4.			
4,5	1.			
	2.			
	3.			
	4.			

4. Розрахувати значення вихідного опору  $R_{вих}$  для кожної характеристики, обчислити середні значення опору.

5. За даними таблиці побудувати вихідні ВАХ резисторної оптопари.

## Контрольні запитання

1. Дати означення оптрона. У чому відмінність між оптроном та оптопарою?
2. Основні переваги та недоліки оптронів.



3. Дати загальну характеристику резисторної оптопари.
4. Назвати основні параметри резисторних оптопар.
5. Назвати прилади і пристрої, в яких використовуються резисторні оптопари.

### Список літератури

1. Хоружний В.А. Функціональна мікроелектроніка, опто- та акустоелектроніка / В.А. Хоружний, В.О. Письмецький.- Харків, 1995.- 186 с.
2. Стахів П.Г. Основи електроніки: функціональні елементи та їх застосування / П.Г. Стахів, В.І. Коруд, О.Є. Гамола. - Львів: Новий світ, 2003. - 128 с.
3. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л.: Энергоатомиздат, 1989. - 242 с.

### Лабораторна робота 2

## ВИМІРЮВАННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПЕРЕДАЧІ СТРУМУ ДІОДНОЇ ОПТОПАРИ

**Мета роботи** – вивчення фізичних процесів та конструктивно-технологічних особливостей діодної оптопари, освоєння методики вимірювання коефіцієнта передачі струму.

**Елементи теорії.** Конструктивно діодна оптопара складається із приймального елемента ( $Si$ -фотодіод) і випромінювача (інфрачервоний випромінювальний  $GaAs$ -діод), максимум спектральної характеристики якого відповідає довжині хвилі близько 1 мкм. Випромінювання з такою довжиною хвилі викликає генерацію пар носіїв заряду в напівпровіднику ( $Si$ ), електрони і дірки розділяються електричним полем переходу і заряджають  $p$ -область позитивно, а  $n$ -область негативно, на електродах фотодіода виникає фотоЕРС (фотогенераторний режим роботи

фотодіода). Якщо до фотодіода прикладено зворотню різницю потенціалів більше 0,5 В, то електрони і дірки, що генеруються випромінюванням, збільшують його зворотний струм (фотодіодний режим роботи приймального елемента). Діодні оптопари можуть працювати як у фотогенераторному, так і фотодіодному режимі. Значення зворотного фотоструму практично лінійно зростає із збільшенням сили світла випромінювального діода.

Діоди випромінювача і приймача виготовляються за планарно-епітаксійною технологією. Структури з'єднуються між собою оптично прозорим клеєм, шар якого забезпечує надійну ізоляцію вхідного ланцюга оптопари – випромінювача від вихідної – фотодіода.

Для підвищення швидкодії створюються фотодіоди із структурою *p-i-n*, де *i* - шар *S<sub>i</sub>* власної провідності (напівізолюючий) між легованими областями *p*- і *n*-типу. Сильне електричне поле, яке виникає в *i*-області, призводить до скорочення часу прольоту носіїв заряду через цю область і швидкого наростання і спаду фотоструму. Час наростання і спаду фотоструму в таких фотодіодах може становити менше наносекунди.

При використанні діодних оптопар у складних радіоелектронних схемах враховується ряд їх особливостей: найвища швидкодія фотоприймачів на *p-i-n*-структурах, малі темнові струми у вихідному ланцюзі, високий опір гальванічної розв'язки.

Для надійної роботи діодної оптопари протягом тривалого часу в колах, де використовуються каскади підсилення сигналу, важливе значення має величина

коефіцієнта передачі струму  $k = \frac{I_{вих}}{I_{вх}}$ , де  $I_{вих}$ ,  $I_{вх}$  – вихідний та

вхідний струми відповідно. Для визначення коефіцієнта передачі струму використовується лабораторний стенд на основі оптопари АОД101Б, схема якого наведена на рис.1.

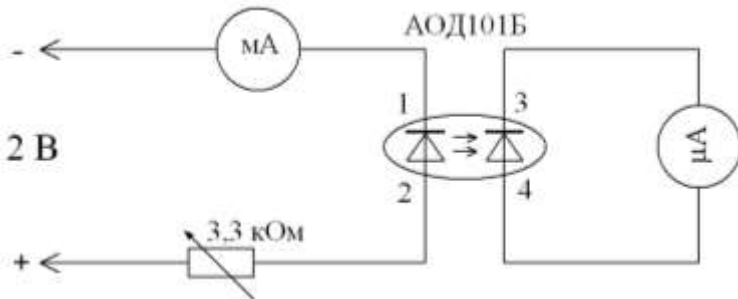


Рисунок 1 – Схема лабораторного стенда

Електричними параметрами діодної оптопари є вхідна напруга при  $I_{ex}=10$  мА (1,5 В); час наростання і спаду вихідного імпульсу при  $I_{ex}=20$  мА (не більше 500 нс); вихідний зворотний темновий струм (не більше 8 мкА) та опір ізоляції ( $10^9$  Ом). Граничні експлуатаційні параметри діодної оптопари АОД101Б: вхідний постійний струм (20 мА); вхідний імпульсний струм при  $\tau_i = 100$  мкс (100 мА); вхідна зворотна напруга (3,5 В) і вихідна зворотна напруга (100 В).

Діодні оптопари широко використовуються в імпульсних безобмоткових трансформаторах, при передачі сигналів між блоками складної радіоелектронної апаратури, для керування роботою ІМС на МДН-транзисторах.

### Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись із лабораторною установкою для дослідження діодної оптопари.
2. Змінюючи вхідний струм послідовно 0, 2, 4, 6, 8, 10 і 12 мА, виміряти значення вихідного струму при сталій напрузі  $U=2,2$  В.
3. Розрахувати коефіцієнт передачі струму.
4. Результати вимірювань та розрахунків занести до таблиці.

$I_{ex}$ , мА	$I_{вих}$ , мкА	$k=I_{вих}/I_{ex}$ , %
0		
2		
4		
6		
8		
10		
12		
14		
16		
18		

5. Побудувати графіки залежностей  $I_{вих} = f(I_{ex})$  та  $k = f(I_{ex})$ .

### Контрольні запитання

1. Як класифікуються та позначаються фото- та світлодіоди?
2. Дати означення основних параметрів фото- та світлодіодів.
3. Назвати основні параметри та характеристики діодних оптопар.
4. Пояснити, в яких режимах функціонують діодні оптопари.
5. Зобразити схему ввімкнення діодної оптопари.
6. Де застосовуються діодні оптопари?

### Список літератури

1. Хоружний В.А. Функціональна мікроелектроніка, опто- та акустоелектроніка / В.А. Хоружний, В.О. Письмецький. - Харків, 1995. - 186 с.
2. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л.: Энергоатомиздат, 1989. - 242 с.

*Лабораторна робота 3*  
ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ТИРИСТОРНОЇ  
ОПТОПАРИ

**Мета роботи** – вивчити залежність форми вихідного сигналу від величини світлового потоку для тиристорної оптопари.

**Елементи теорії.** Оптоелектронні прилади - це прилади, принцип дії яких побудований на використанні електромагнітного випромінювання оптичного діапазону. За їх допомогою здійснюють генерацію, перетворення, передачу і збереження інформації. Носіями інформації в оптоелектроніці є нейтральні в електричному розумінні частинки - фотони, нечутливі до впливу електричних і електромагнітних полів, які не взаємодіють між собою і створюють односпрямовану передачу сигналу, що забезпечує високу перешкодозахищеність і гальванічну розв'язку вхідних і вихідних ланцюгів. Оптоелектронні прилади приймають, перетворюють і генерують випромінювання у видимій, інфрачервоній і ультрафіолетовій областях спектра. Принцип дії оптоелектронних приладів базується на використанні зовнішнього або внутрішнього фотоефекту.

Оптопари поділяють на декілька груп: фоторезисторні (фоторезистор - світлодіод); діодні (фотодіод - світлодіод); транзисторні (фототранзистор - світлодіод) і тиристорні (фототиристор - світлодіод).

Фототиристор - це напівпровідниковий прилад, який керується світловим потоком, поєднує у собі властивості тиристора і фотоприймача та перетворює світлову енергію в електричну. Фототиристори мають чотиришарову *p-n-p-n*-структуру. За відсутності світлового сигналу і керуючого струму фототиристор закритий, і через нього проходить тільки темновий струм. Відкривається фототиристор світловим потоком, що надходить на бази  $p_2$  і  $n_1$  через «вікно» у його корпусі (рис. 1). Світловий потік утворює у

фототиристорі електронно-діркові пари, створює первинні фотоструми, у результаті чого утворюється загальний фотострум. З цього випливає, що при надходженні світлового потоку на бази  $p_2$  і  $n_1$  зростає емітерний струм і коефіцієнт передачі струму  $\alpha$  від емітера до колектора є функцією освітленості, яка змінює струм  $p$ - $n$ -переходів. Опір фототиристорів змінюється в межах від 0,1 Ом (у відкритому стані) до  $10^8$  Ом (у закритому). Час переключення знаходиться в межах від  $10^{-5}$  -  $10^{-6}$ с.

Зі світлової характеристики  $I_{np} = f(\Phi)$  при  $U_{np} = const$  (рис.2а) видно, що після ввімкнення фототиристора струм через нього зростає до  $I_{np} = E_{np}/R_{нагр}$  і більше не змінюється, тобто має два стабільних стани (вимкнений, ввімкнений) та може бути використаний як елемент пам'яті. Із ВАХ  $I_{np} = f(U_{np})$  при  $\Phi = const$  ( $\Phi_2 > \Phi_1 > \Phi_0$ ) (рис.2б) видно, що зі збільшенням світлового потоку напруга ввімкнення зменшується.

Переваги фототиристорів: висока навантажувальна здатність при малій потужності керуючого сигналу; можливість одержувати необхідний вихідний сигнал без

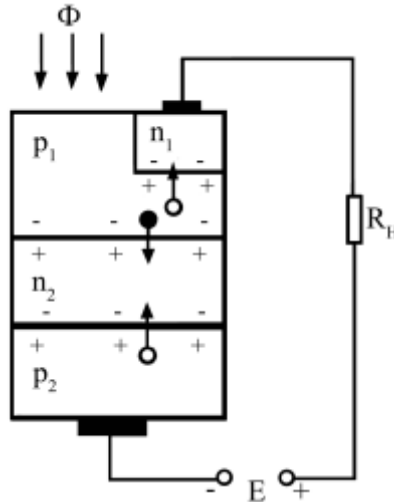


Рисунок 1 – Структура фототиристора

додаткових каскадів підсилення; наявність пам'яті, тобто підтримка відкритого стану після зняття керуючого сигналу; високі чутливість та швидкодія. Вищеназвані властивості фототиристорів дозволяють спростити схеми, вимкнувши з них підсилювачі і релейні елементи, що є дуже важливим у промисловій електроніці, наприклад у високовольтних перетворювачах.

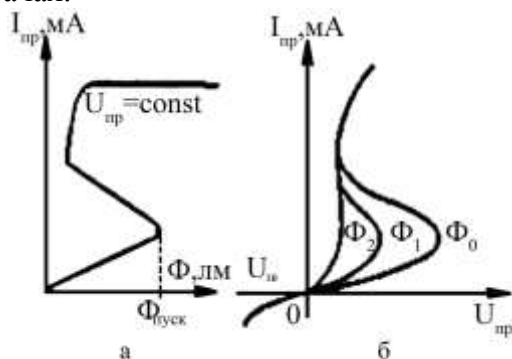


Рисунок 2 – Характеристики фототиристора: а – світлова; б – вольт-амперна

Галузі використання тиристорних оптопар: схеми для формування потужних імпульсів, керування потужними тиристорами, керування та комутації різноманітних пристроїв з потужними навантаженнями.

**Методичні вказівки.** У тиристорних оптопарах як приймальний елемент використовується кремнієвий фототиристор. За відсутності вхідного сигналу, що відповідає неопромінену стану базової  $n$ -області, через фототиристор проходить невеликий струм витoku (темновий струм). Значення темнового струму сильно залежить від температури. При підвищенні температури на  $10\text{ }^{\circ}\text{C}$  струм приблизно подвоюється.

Для дослідження робочих характеристик тиристорної оптопари використовується лабораторний стенд на основі схеми фазо-імпульсної комутації (рис.3) з використанням тиристорної оптопари АОУ103 (випромінювач - GaAs діод,

приймач – Si фототиристор) у металоскляному корпусі. Електричними параметрами оптопари є: вхідний струм спрацьовування фототиристора при  $U_{вх}=10$  В (не більше 10 мА); вхідний імпульсний струм спрацьовування при  $\tau_u=10$  мкс (не більше 80 мА); вхідна напруга при  $I_{вх}=10$  мА (не більше 2 В); вихідний струм (100 мкА); вихідна напруга у відкритому стані фототиристора при  $I_{вх}=100$  мА (не більше 2 В); вихідний затримувальний струм при  $U_{вх}=10$  В (не більше 10 мА); вхідний максимальний струм перешкоди (0,25 мА); вихідний середній прямий струм при куті горіння  $90^\circ$  (15 мА) та вихідна зворотна стала напруга (400 В).

Схема лабораторного стенда включає 3 основні вузли: вузол живлення (діодний міст  $VD_{1-4}$ , параметричний стабілізатор на КС156); вузол синхронізації та комутації (логічні елементи К155ЛА3) і вузол навантаження (оптопара АОД103, діодний міст, опір  $R_5$ ). Через опори  $R_{2,3}$  пульсуючий постійний струм (циклоїда) потрапляє на вхід першого логічного елемента К155ЛА3 з подальшим інвертуванням та перетворенням форми на прямокутну. Змінюючи опір резистора, можна підібрати швидкість циклу «заряд-розряд» конденсатора  $C_2$ , що і обумовить зміну фази на виході відносно початкової. Вихід з четвертого елемента мікросхеми К155ЛА3 під'єднаний через баластний опір  $R_4$  до світлодіода тиристорної оптопари. Випромінюючи світло з певною часовою затримкою, фототиристор закорочує діодний міст  $D_{7-10}$ , що приводить до «вирізання» частини синусоїди і тим самим змінює діючу напругу  $U_d$ .

Підключений до такого стенда осцилограф дасть можливість визначити амплітуду,  $U_m$ , та «кут горіння»  $x$  тиристорної оптопари. Співвідношення  $U_d = \frac{1 + \cos x}{2}$  встановлює залежність  $U_d$  від вищеназваних величин.



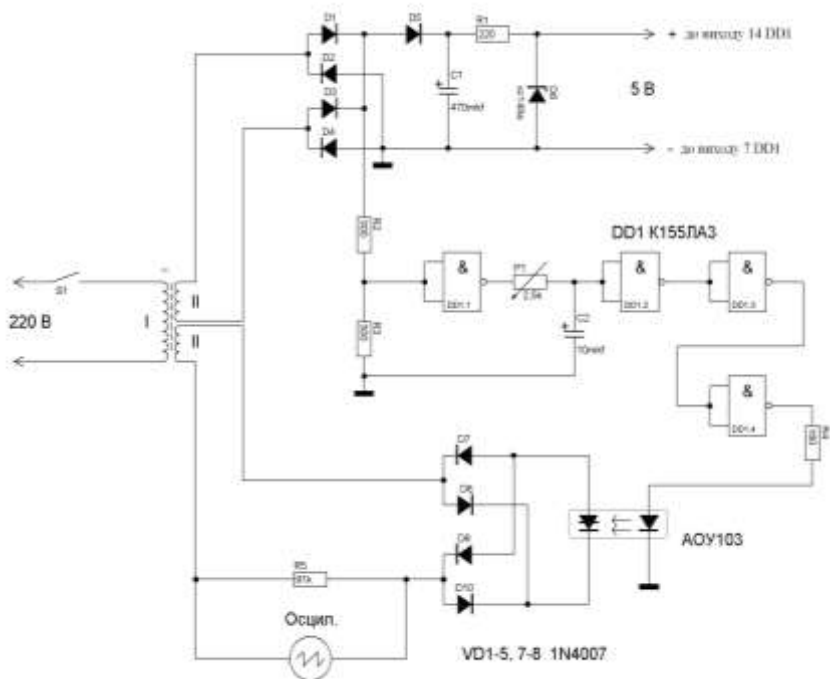


Рисунок 3 – Схема лабораторного стенда

### Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з лабораторною установкою для дослідження характеристик тиристорної оптипари.

2. Увімкнути осцилограф і, виставивши ручку перемикача у крайнє ліве положення, одержати на екрані залежність  $U(t)$  для вхідного сигналу. Додержуючись масштабу, перенести дану залежність у зошит.

3. За допомогою ручки перемикача змінити величину світлового потоку, який прямо пропорційний куту розсіювання фототиристора. Вставити значення кута  $\alpha = 0^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ$  і  $180^\circ$ . Зняти для кожного значення  $\alpha$ , що відповідає світловим потокам  $\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3, \Phi_4$  і  $\Phi_5$ , залежність

$U(t)$ , фіксуючи, як змінюється форма вихідного сигналу. Перенести залежності у зошит.

4. Розрахувати дійсне значення напруги  $U_d$  для кожного випадку при амплітудному значенні напруги  $U_m=13,5$  В за формулою

$$U_d = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \left( \frac{1 + \cos \alpha}{2} \right); \quad (1)$$

При заданих значеннях кута  $\alpha$  спрощується до вигляду:

$$U_d = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = 0^\circ); \quad U_d = \frac{0,8U_m}{\sqrt{2}} \quad (\alpha = 60^\circ);$$

$$U_d = \frac{U_m}{2\sqrt{2}} \quad (\alpha = 90^\circ); \quad U_d = \frac{0,7U_m}{2\sqrt{2}} \quad (\alpha = 120^\circ);$$

$$U_d = 0 \quad (\alpha = 180^\circ).$$

5. Результати розрахунків занести до таблиці.

$\alpha$ , град	$U_d$ , В
0	
60	
90	
120	
180	

6. Побудувати графік залежності  $U_d = f(\alpha)$ .

### Контрольні запитання

1. Класифікація і система умовних позначень фототиристорів та тиристорних оптопар.

2. Основні переваги і недоліки тиристорних оптопар.

3. Який вигляд має вольт-амперна характеристика тиристора? Чим він пояснюється?

4. Як перевести фототиристор з відкритого у закритий стан?

5. Галузі застосування фототиристорів і тиристорних оптопар.

## Список літератури

1. Хоружний В.А. Функціональна мікроелектроніка, опто- та акустoeлектроніка / В.А. Хоружний, В.О. Письмецький.- Харків, 1995.- 186 с.
2. Стахів П.Г. Основи електроніки: функціональні елементи та їх застосування / П.Г. Стахів, В.І. Коруд, О.Є. Гамола. - Львів: Новий світ, 2003. - 128 с.
3. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л.: Энергоатомиздат, 1989. - 242 с.

### *Лабораторна робота 4* ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОЧИХ ПАРАМЕТРІВ І ХАРАКТЕРИСТИК СВІТЛОВИПРОМІНЮВАЛЬНИХ ДІОДІВ

**Мета роботи** – вивчення класифікації, основних параметрів і характеристик світлодіодів; дослідження вольт-амперних характеристик світлодіодів різних типів.

**Елементи теорії.** Світловипромінювальний діод (СД) – це напівпровідниковий пристрій, який випромінює некогерентне світло при пропусканні через нього електричного струму (ефект, відомий як електролюмінесценція). Випромінюване світло традиційних світлодіодів лежить у вузькій ділянці спектра, а його колір залежить від хімічного складу використаного у світлодіоді напівпровідника. Світлодіоди - малоінерційні напівпровідникові джерела випромінювання, які працюють при прямій напрузі.

Матеріали для світлодіодів повинні мати ширину забороненої зони більше 1,7 еВ. Германій і кремній непридатні для цього, оскільки ширина забороненої зони у них набагато менша. Для сучасних світлодіодів застосовують головним чином фосфід галію GaP та карбід кремнію SiC, а

також тверді розчини - GaAlAs, GaAsP. Внесення в напівпровідник фосфору дозволяє одержувати світіння різних кольорів.

Крім світлодіодів, які дають видиме світіння, випускаються світлодіоди інфрачервоного випромінювання (ІЧВ) на основі GaAs. Їх застосовують у фотореле, різноманітних сенсорах, вони входять до складу оптронів. Існують світлодіоди змінного кольору з двома світловипромінювальними переходами, один із яких має максимум спектральної характеристики в червоній частині спектра, а друга - в зеленій. Колір світіння таких СД залежить від співвідношення струмів через переходи.

До джерел випромінювання, крім світлодіодів, відносять також електролюмінесцентні конденсатори і лазери (джерела когерентного випромінювання). В електролюмінесцентних конденсаторах діелектриком служить електролюмінатор, який під дією прикладеної напруги випромінює світло. Електролюмінесцентним джерелам притаманна висока монохроматичність світла і можливість сформувати вузьконаправлений пучок при високій швидкодії. Серед електролюмінесцентних матеріалів особливе місце займають сполуки елементів другої і шостої груп періодичної системи (сполуки  $A^{II} - B^{VI}$ ). Це сполуки цинку і кадмію із сіркою і селеном: ZnS; ZnSe;  $ZnS_xSe_x$ ;  $Zn_xCd_xS$  і т. д. Найбільше застосування знайшов ZnS, активований домішками Mn, Al, Cl, Cu. Світіння сірчистого цинку залежно від введених активаторів лежить у видимій області спектра в діапазоні довжин хвиль від 450 нм (голубий колір) до 600 нм (жовто-оранжевий колір). Електролюмінесцентний конденсатор містить підкладку, на яку послідовно наносять шар провідника (нижній електрод), шар електролюмінофору, захисний шар і верхній електрод. Якщо вихід світла передбачається через підкладку, то вона повинна бути прозорою. Як провідники застосовують оксиди

металів.

Перспективними для світлодіодів є гетероструктури, які виникають при контакті двох напівпровідників із різною шириною забороненої зони. Гетеропереходи характеризуються різними рівнями потенціального бар'єра для зустрічних потоків дірок і електронів, що приводить односторонньої інжекції носіїв з широкозонного емітера у вузькозонну базу. Концентрація носіїв, інжектованих у базу, може бути на декілька порядків вищою від рівноважного значення концентрації в емітерній області.

У гетероструктурах оптичні властивості емітера і бази різні. Оскільки широрокозонний емітер слабо поглинає довгохвильове випромінювання, яке генерується вузькозонною базою, світлова хвиля концентрується в оптично більш щільній області. Перелічені властивості дають можливість створювати високоефективні швидкодіючі випромінювачі. Проте для їх реалізації необхідно одержати досконалі гетероструктури, а для цього сталі кристалічних ґраток контактуючих напівпровідників повинні бути практично однаковими.

Виготовлення світловипромінювальних структур (гетерогенних або гомогенних) у напівпровідниках типу  $A^{III}$  базується на трьох основних процесах: газофазова і рідкофазна епітаксія, дифузія, іонна імплантація. Найбільшого застосування набув метод рідкофазної епітаксії, незважаючи на його складність.

Конструкції світловипромінювальних діодів різноманітні. Випромінювальна активна область може бути по-різному розміщена на кристалі. Плоска конструкція найпростіша і дозволяє створювати діоди з великою робочою поверхнею (у декілька квадратних міліметрів). Кращі сучасні світлодіоди плоскої конструкції забезпечують зовнішню ефективність до 20%, середнє значення для різних матеріалів і типів становить 16%, а для  $SiC$  – лише до 0,1%. Недоліком

плоских світлодіодів є низький коефіцієнт корисної дії. Це пояснюється тим, що в плоскій конструкції кут виходу випромінювання обмежується повним внутрішнім відбиванням від межі поділу напівпровідник – середовище. Його значення залежить від коефіцієнтів заломлення напівпровідника і середовища. Конусна конструкція покращує діаграму направленості торцевого випромінювання структур і широкою активною областю (наприклад,  $GaAs$  ( $Si$ )). До недоліків конусної конструкції необхідно віднести складність виготовлення, збільшення вартості і габаритних розмірів пристрою.

Світіння інжекційних світлодіодів перекриває всю видиму частину спектра від фіолетового свічення карбїду кремнію до ближньої інфрачервоної області (область випромінювання  $GaAs$ ). Змінюючи питомий вміст компонентів твердого розчину  $GaAs_xP_x$ , можна коригувати положення максимуму спектральної характеристики світлодіодів у діапазони хвиль від 565 нм – 920 нм.

Зелено-синя частина спектра освоєна значно менше, ніж оранжево-червона. Зразки  $GaN$ -світлодіодів генерують синє свічення ( $\lambda = 0,44$  мкм). В зелено-синій області можуть працювати і  $SiC$ -випромінювачі, які відіграли важливу роль у відкритті і поясненні інжекційної люмінесценції. Проте технологія виготовлення цих випромінювачів складна, а ефективність низька.

Інжекційні лазери є основою когерентної оптоелектроніки, оскільки характеризуються високою монохроматичністю випромінювання. Лазери дозволяють концентрувати високі енергії у вузькій спектральній області при високому ККД (приблизно 70 %) і швидкодії сотні наносекунд. Ці лазери можна виготовляти у вигляді матриць на одному базовому кристалі за тією ж самою технологією, що й інтегральні схеми. Недоліком простих напівпровідникових інжекційних лазерів є те, що вони мають

прийняті характеристики лише при глибокому охолодженні. При нормальній температурі GaAs-лазери мають малий ККД (приблизно 1 %), низьку стабільність, малий термін служби.

У даний час дослідження і розробки зосереджені на створенні інжекційних лазерів на гетеропереходах (в основному GaAs – GaAlAs), у тому числі на системах з декількома гетеропереходами. В останньому випадку можлива робота в неперервному режимі і при кімнатній температурі. Довжина хвилі  $\lambda = 900 \pm 2$  нм, а її температурна залежність досягає 0,25 нм/К. В імпульсних режимах досягається потужність 10-100 Вт, в неперервних – одиниці міліват. Термін служби лазерів приблизно 10000 годин.

Сучасні світлодіоди можуть випромінювати на довжині хвилі від інфрачервоної до близького ультрафіолету, існують навіть методи поширення смуги випромінювання і створення білих світлодіодів.

Світловипромінювальні діоди є основою більш складних приладів:

- лінійна світлодіодна шкала - інтегральна мікросхема, яка складається із світлодіодних структур (сегментів), кількість яких від 5 до 100, розміщені вони послідовно. Такі шкали заміняють щитові вимірювальні прилади та використовуються для відображення інформації, яка постійно змінюється;

- цифро-літерний світлодіодний індикатор - інтегральна мікросхема із декількох діодних структур, які так, щоб при відповідній комбінації сегментів, які світяться, одержувалось зображення літери або цифри;

- багатоелементний блок – електронна система одержання складних зображень (до її складу входить понад 10000 світлодіодів).

Фізичною основою напівпровідникових випромінювачів є люмінесценція. Під люмінесценцією розуміють електромагнітне нетеплове випромінювання, що має

тривалість, яка значно перевищує період світлових коливань. Таким чином, у визначенні підкреслюється той факт, що на відміну від світіння розжарених тіл для люмінесценції не потрібне нагрівання тіла, хоча, звичайно, підведення енергії в тому чи іншому вигляді необхідно. Крім того, на відміну від розсіювання світла люмінесценція триває декілька секунд після зняття енергії. Інакше кажучи, поглинена провідником енергія на деякий час затримується в ньому, а потім частково перетворюється в оптичне випромінювання, частково – в теплоту.

Залежно від виду енергії, збудливою люмінесценцію, розрізняють фото-, електро- та інші види люмінесценції. Світяться можуть тверді, рідкі і газоподібні тіла. У оптоелектронних напівпровідникових приладах використовується люмінесценція кристалічних домішкових напівпровідників із широкою забороненою зоною.

Люмінесценція включає два основних етапи. На першому з них під впливом збудливої енергії відбувається генерація носіїв заряду. Цей етап визначає тип люмінесценції. На другому етапі генеровані носії заряду рекомбінують на центрах рекомбінації. Виділена при рекомбінації енергія перетворюється або на оптичне випромінювання, або в теплоту. Інжекційна електролюмінесценція, тобто генерація оптичного випромінювання в  $p - n$  - переході, об'єднує два процеси - інжекцію носіїв і власне електролюмінесценцію. За допомогою інжекції забезпечується створення нерівноважних носіїв заряду. За наявності контакту однорідних напівпровідників з різними типами електропровідності рівень Фермі  $E_f$  у стані рівноваги має бути єдиним. Це призводить до викривлення зон і утворення потенціального бар'єра (рис. 1). Основна маса дірок з  $p$ -шару дифундує зліва направо в область переходу, але не може подолати потенційний бар'єр і, проникнувши в перехід на деяку глибину, знову повертається в  $p$ -шар. Дірки  $n$ -шару легко «спливають» до



дна валентної зони незалежно від енергії в  $p$ -шарі і утворюють дрейфовий потік справа наліво. Цей потік урівноважується зустрічним дифузійним потоком дірок  $p$ -шару, що мають велику енергію і здатні подолати потенціальний бар'єр.

Матеріали випромінювальних структур повинні мати широко заборонену зону. В них виявляється значним і навіть переважним рекомбінаційний струм  $I_{рек}$ , викликаний процесами рекомбінації в області об'ємного розряду  $p - n$ -переходу. Чим більша ширина забороненої зони, тим більший потенціальний бар'єр і тим значніша рекомбінація електронів в  $p-n$ -переході. Ця рекомбінація відбувається, як правило, на глибоких центрах люмінесценції та закінчується генерацією теплової енергії. Таким чином, для оптичного випромінювання ці електрони «зникають», а рекомбінаційний струм  $I_{рек}$ , створюваний ними, знижує ефективність інжекції «випромінювальних» електронів. Корисною компонентою струму, що забезпечує випромінювальну рекомбінацію в  $p$ -базі, є електронний струм  $I_n$ , інжектований емітером. Ефективність інжекції визначається тим, наскільки струм  $I_n$  відрізняється від повного струму  $I$  і характеризується коефіцієнтом  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{I_n}{I} = \frac{I_n}{(I_n + I_p + I_{рек} + I_{тун} + I_{нов})},$$

де  $I_p$  – діркова складова струму, обумовлена інжекцією дірок в  $n$ -емітер;  $I_{рек}$  – струм не випромінювальної рекомбінації в області  $p-n$ -переходу;  $I_{тун}$  – тунельний струм, обумовлений «просочуванням» носіїв крізь потенціальний бар'єр;  $I_{нов}$  – поверхневий струм витоку по поверхні  $p-n$ -переходу.

Інжектвані в  $p$ -базу електрони рекомбінують в ній

поблизу *p-n*-переходу, при цьому поряд із рекомбінацією, яка забезпечує генерацію оптичного випромінювання, існують механізми безвипромінювальної рекомбінації. До найважливіших з них відносять:

- *рекомбінацію на глибоких центрах люмінесценції*.

Електрон може переходити у валентну зону не безпосередньо, а через ті чи інші центри рекомбінації (домішки або структурні дефекти), що утворюють енергетичні рівні у забороненій зоні. У цьому випадку енергія рекомбінації частково виділяється у вигляді довгохвильових фотонів, а частково переходить у теплові коливання решітки;

- *ударну, або ОЖЕ-рекомбінацію*. При надвисоких концентраціях вільних носіїв заряду в напівпровіднику збільшується імовірність зіткнення трьох носіїв (наприклад, двох електронів і дірки). Енергія рекомбінує електронно-діркової пари і при цьому віддається третьому вільному носієві у формі кінетичної енергії. Ця кінетична енергія поступово втрачається при зіткненні із ґратками.

Основні параметри СД – сила світла; яскравість випромінювання; постійна пряма напруга; максимально допустимі постійний прямий струм, зворотна напруга та спектральний розподіл.

### **Порядок виконання роботи**

1. Ознайомитися з лабораторним стендом для дослідження ВАХ світловипромінювальних діодів, до складу якого входять: досліджувані світлодіоди різних типів (7 шт.); вузол комутації (виконаний на перемикачах SA1 та SA2); вимірювальні прилади (використано два мультиметри типу DT-830A); змінний резистор типу ППБ-1А з опором 2,2кОм; імпульсне джерело живлення на базі Push-down генератора з напругою до 10 В. Зовнішній вигляд лабораторного стенда наведений на рисунку 1.

2. Зняти ВАХ СД різного кольору світіння, змінюючи

величину прямого струму від 0 до 4 мА.

3. Результати вимірювань занести до таблиці.

Колір світіння СД1									
$I_{np}$ , мА									
$U$ , В									
Колір світіння СД2									
$I_{np}$ , мА									
$U$ , В									
Колір світіння СД3									
$I_{np}$ , мА									
$U$ , В									
Колір світіння СД4									
$I_{np}$ , мА									
$U$ , В									
...									
$I_{np}$ , мА									
$U$ , В									

4. На основі експериментальних даних побудувати залежності величини прямого струму від напруги для СД різних типів.

5. На основі експериментальних залежностей визначити лінійну область і область насичення ВАХ та робочу область СД.



Рисунок 1 – Зовнішній вигляд лабораторного стенда для дослідження робочих характеристик СД

## Контрольні запитання

1. Дати визначення і пояснити фізичні основи роботи світловипромінювальних діодів.
2. Дати визначення люмінесцентних матеріалів та назвати вимоги до них.
3. Пояснити поняття інжекції та рекомбінації носіїв електричного струму, тунельного струму.
4. Назвати основні параметри і характеристики СД.
5. Які оптоелектронні пристрої створені на основі СД?
6. Перелічити галузі застосування та назвати перспективи розвитку світлодіодної техніки.

## Список літератури

1. Игнатов А.Н. Оптоэлектронные приборы и устройства.– М.: Высшая школа, 2006.- 140 с.
2. Коган Л.М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды – М.: Мир, 1983.- 102 с.

### *Лабораторна робота 5*

## ВИЗНАЧЕННЯ ШИРИНИ ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ В ТОНКИХ ПЛІВКАХ ГЕРМАНІЮ

**Мета роботи** – виходячи з експериментальної залежності опору плівки германію від температури визначити ширину забороненої зони ( $\Delta E_z$ ).

**Елементи теорії.** Германій у масивному чи плівковому стані є типовим власним напівпровідником. У таких напівпровідниках концентрація електронів ( $n$ ) у зоні провідності дорівнює концентрації дірок ( $n_+$ ) у зоні валентності ( $n_-=n_+$ ). У зв'язку з наявністю двох типів провідності повна питома провідність власного напівпровідника ( $\sigma$ ) може бути наведена у вигляді такої суми

$$\sigma = \sigma_- + \sigma_+ = en(u_- + u_+); \quad (1)$$

де  $e$  – заряд електрона;  $n$  – концентрація носіїв електричного струму (для власного напівпровідника

$n_- = n_+ = n$ );  $u = \frac{e}{V}$  – рухливість заряду ( $\bar{V}$  – середня

швидкість дрейфу).

Теорія електропровідності власних напівпровідників дозволяє одержати співвідношення для  $n_+$ ,  $n_-$  та  $n$  (див., наприклад, [1]):

$$n_- = 2 \left( \frac{2\pi m_-^* kT}{h} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\mu}{kT}}; \quad (2)$$

$$n_+ = 2 \left( \frac{2\pi m_+^* kT}{h} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-\Delta E_g + \mu}{kT}}; \quad (3)$$

$$n = \sqrt{n_- n_+} = 2 \left( \frac{2\pi \sqrt{m_-^* m_+^*} kT}{h} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{-\Delta E_g}{2kT}}; \quad (4)$$

де  $m^*$  – ефективна маса;  $k$  і  $h$  – сталі Больцмана і Планка;  $\mu$  – хімічний потенціал.

Враховуючи (4), співвідношення (1) можна записати так:

$$\sigma = 2e \left( \frac{2\pi \sqrt{m_-^* m_+^*} kT}{h} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E_3}{2kT}} (u_- + u_+). \quad (1')$$

У праву частину співвідношення (1) входять три множники, які різною мірою залежать від температури.

**Методичні вказівки.** Вимірювання температурної залежності опору ( $R$ ) тонкої плівки германію ( $d \cong 50 - 100$  нм) необхідно здійснити в інтервалі температур 350 - 700 K. Температурний інтервал вимірювань  $\Delta T$  - в межах 10 - 20 градусів. Для обчислення питомої провідності необхідно скористатися таким співвідношенням:

$$\sigma = \frac{1}{\rho}, \quad \rho = R \frac{a \cdot d}{e}; \quad (5)$$

де  $\sigma$  – питомий опір;  $l$ ,  $a$  та  $d$  – довжина, ширина та товщина плівки.

Слід також мати на увазі, що у зразках малої товщини  $\Delta E_3$  може трохи відрізнятись від значення  $\Delta E_{03}$  для масивних зразків.

Враховуючи вищезазначене, співвідношення (1') з великою точністю можна записати як

$$\sigma = \sigma_0(T) e^{-\frac{\Delta E_3}{2kT}}; \quad (6)$$

де  $\sigma_0(T)$  – величина, яка слабо залежить від температури, а її фізичний зміст полягає у тому, що  $\lim_{T \rightarrow \infty} \sigma = \sigma_0$ .

Якщо співвідношення (6) записати у логарифмічному вигляді

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0(T) - \frac{\Delta E_3}{2kT}; \quad (6')$$

то кутовий коефіцієнт цієї залежності в координатах  $\ln \sigma$  -

$-\frac{1}{2kT}$  дає ширину забороненої зони .

Таким чином, для знаходження величини  $\Delta E_z$  необхідно експериментальну залежність  $R(T)$  перебудувати в напівлогарифмічних координатах  $\ln \sigma = f(1/(2kT))$  і провести графічне диференціювання.

У таблиці 1 наведені табличні значення величини  $\Delta E_{0z}$  для різних речовин у масивному стані.

Таблиця 1 – Табличні значення величини забороненої зони для різних речовин у масивному стані

Речовина	Алмаз	Кремній	Германій	Олово
$\Delta E_{0z}$ , eV	5,20	1,12 - 1,21	0,68 - 0,76	0,08

### Порядок виконання роботи

1. Підготувати вакуумну установку ВУП-5М до проведення експерименту.

2. Методом термічного випаровування одержати плівку германію товщиною 50 – 100 нм.

3. На основі експериментальної температурної залежності опору розрахувати величини питомого опору  $\rho$ , питомої провідності  $\sigma$  та  $|\ln \sigma|$ .

4. Побудувати залежність  $|\ln \sigma| = f\left(\frac{1}{2kT}\right)$ .

5. Розрахувати ширину забороненої зони германію. Порівняти табличні дані та експериментальні результати.

### Контрольні запитання

1. Загальна характеристика та класифікація напівпровідникових матеріалів.
2. Власна електронна та діркова електропровідність. Рухливість носіїв заряду.

3. Поняття зон провідності, валентної та забороненої.
4. Фізичні основи ефектів Холла і Ганна.
5. Застосування напівпровідникових матеріалів у мікроелектроніці.

### Список літератури

1. Бібик В.В. Фізика твердого тіла: навч. посібник / В.В.Бібик, Т.М.Гричановська, Л.В.Однодворець, Н.І.Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2009. – 200 с.

#### *Лабораторна робота 6*

### ДОСЛІДЖЕННЯ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДІОДА ШОТТКІ

**Мета роботи** – одержати вольт-амперну характеристику напівпровідникового діода Шотткі, визначити його опір при прямому та зворотному ввімкненні.

**Елементи теорії.** Випрямний контакт метал-напівпровідник (бар'єр Шотткі) широко застосовується в напівпровідникових приладах та інтегрованих мікросхемах для створення діодів Шотткі, біполярних транзисторів Шотткі і польових транзисторів із заслоном на основі бар'єра Шотткі.

Історично випрямний контакт метал-напівпровідник був основою одного з перших напівпровідникових випрямних діодів, який використовувався в детекторних радіоприймачах для детектування високочастотного сигналу.

Проте завдяки досягненням сучасної технології відновилася зацікавленість виробників інтегрованих мікросхем в елементах ІМС, які створені з використанням бар'єрів Шотткі. Сучасні інтегровані мікросхеми на елементах з бар'єром Шотткі за багатьма параметрами і характеристиками кращі від звичайних мікросхем.



Розглянемо діод Шотткі (ДШ) як завершений, самостійний, конструктивно виділений елемент ІМС, побудований на основі бар'єра Шотткі.

Найпростішу структуру діода Шотткі в інтегрованій мікросхемі (ІМС) зображено на рисунку 1. Бар'єр Шотткі створюється на межі поділу металевого контакту 3 і напівпровідника  $n$ -типу 5. Власне перехід від металевого контакту 3 до напівпровідника 5 і є інтегрованим ДШ. Для створення омичного контакту електрода 2 з низьколегованою областю 5 формують перехідну область 1, а для зменшення опору пасивної області діода формують заглиблений шар 4. Структуру діода створено за планарно-епітаксійною технологією із заглибленим  $n^+$  - шаром. Оскільки при великих концентраціях домішок в області 5 у переході метал - напівпровідник може утворитись омичний контакт, концентрація домішок у напівпровіднику має становити  $N < 5 \cdot 10^{23}$  ат/м<sup>3</sup>. Діоди Шотткі можна створювати на напівпровідниках як  $n$ -, так і  $p$ -типу, але перевагу віддають напівпровідникам  $n$ -типу, оскільки рухливість електронів більша.

Діод Шотткі функціонує на основних носіях. У створенні струму через діод беруть участь лише електрони. На відміну від ДШ у діоді з  $p$ - $n$ -переходом струму через діод створюють і електрони, і дірки. У ДШ перехід електронів із напівпровідника в метал не супроводжується дифузією й рекомбінацією. Надлишковий заряд електронів у металі миттєво розподіляється в об'ємі і спричиняє дрейфовий струм. Внаслідок цього в контакті метал-напівпровідник немає дифузійної ємності, яка стримує швидкодію ДШ. Діоди Шотткі можуть працювати на частотах до 100 ГГц.

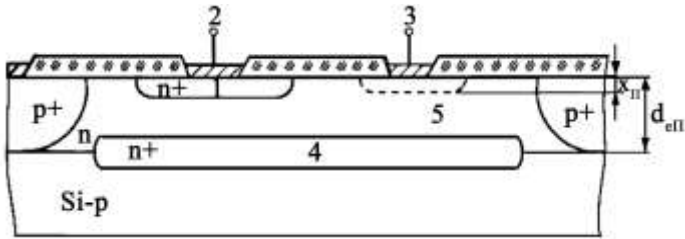


Рисунок 1 – Структура діода Шоттки

Вольт-амперна характеристика ДШ майже така, як діода з p-n-переходом. Проте на її вигляд впливає форма потенціального бар'єра біля поверхні металу. Сили дзеркального відображення згладжують бар'єр, а зовнішня напруга спричиняє ефект, подібний ефекту Шоттки за емісією електронів у вакуум.

Простий механічний контакт металу і напівпровідника не дає бажаних результатів, оскільки на поверхнях, що контактують, зберігаються атоми і молекули адсорбованого повітря, поверхневі оксидні плівки, а поверхневий шар напівпровідника має багато домішок і дефектів структури. Усе це перешкоджає створенню однорідного контакту.

Енергетичні діаграми напівпровідника *n*-типу і металу, зорієнтовані відносно енергетичного рівня вільного електрона, зображено на рисунку 2а. Розглянемо енергетичне положення електронів провідності у металі й напівпровіднику стосовно положення вільних електронів. Оскільки електрони провідності взаємодіють з іонами кристалічних ґраток, енергія їх значно менша за енергію вільних електронів.

Щоб електрон з дна зони провідності металу або напівпровідника перемістився у вакуум (став вільним), йому потрібно передати енергію, що дорівнює зовнішній роботі виходу відповідно  $E_m$  і  $E_n$ . Зовнішня робота виходу залежить від властивостей кристалічної ґратки і для використовуваних матеріалів дорівнює 4 - 6 еВ (зовнішня робота виходу для Si

дорівнює 4,15 еВ). Для переміщення електрона з рівня Фермі у вакуум потрібно затратити термодинамічну роботу виходу  $E_{\text{лт}}$  і  $E_{\text{нт}}$ . Термодинамічна робота виходу для використовуваних металів дорівнює 4-6 еВ (для *Al* - 4,1, *Mo* - 4,7, *Pt* - 5,3). Хоча висота потенціальних бар'єрів для електронів металів і напівпровідників значна, проте деяка частина електронів провідності може вийти у вакуум.

Оскільки метал ізольовано від напівпровідника, емісія електронів не буде довготривалою. Зі зменшенням кількості електронів у кожному з матеріалів вони заряджатимуться позитивно. Електричне поле, яке при цьому виникає, стримуватиме емісію електронів. Наблизимо метал до напівпровідника (приведемо в контакт) на відстань сталої ґратки (рис.2 а). Дослідимо випадок, коли термодинамічна робота виходу з металу більша за відповідну з напівпровідника ( $E_{\text{лт}} > E_{\text{нт}}$ ). У перший момент між металом і напівпровідником електричного поля не буде. Виникнуть два потоки електронів: перший - із напівпровідника в метал; другий - із металу в напівпровідник. Потік електронів із напівпровідника буде більшим, ніж із металу. В металі накопичується негативний заряд електронів, а в напівпровіднику - позитивний заряд іонізованих атомів домішки. Між металом і напівпровідником виникне різниця потенціалів  $U$ . За таких умов для переходу електрона з напівпровідника в метал йому потрібно долати додатковий

$$\Delta E = -qU. \quad (1)$$

Потік електронів із напівпровідника в метал зменшуватиметься:

$$j_{\text{нт}} = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{E_{\text{нт}} + \Delta E}{kT}\right), \quad (2)$$

а потік електронів із металу в напівпровідник залишиться без змін. Різниця потенціалів між матеріалами зростатиме, поки

потоки не зрівняються і настане термодинамічна рівновага:  $j_{nm} = j_{mn}$ . Як наслідок, максимальна висота додаткового бар'єра в стані рівноваги становитиме бар'єр:

$$\Delta E_0 = E_{mt} - E_{nt}. \quad (3)$$

Це означає, що в стані рівноваги рівні Фермі металу і напівпровідника суміщаються (рис.2в).

Різницю потенціалів на межі металу і напівпровідника за умов рівноваги називають висотою потенціального бар'єра:

$$U_0 = \frac{\Delta E_0}{q} = \frac{E_{mt} - E_{nt}}{q}. \quad (4)$$

У переході метал-напівпровідник створюється електричне поле, вектор напруженості якого напрямлений від напівпровідника до металу (рис.2 б). Електричне поле майже не проникає в метал, а локалізується в приповерхневому шарі напівпровідника, товщину  $x_n$  якого розраховують так само, як для  $p$ - $n$ -переходу. Шар збіднюється основними носіями заряду (електронами), а просторовий заряд у ньому створюється позитивно іонізованими донорними атомами.

Електричне поле в переході накладається на поле атомів у ґратці, але воно значно менше, ніж останнє (рис. 2 в), і не може змінити структуру енергетичних зон, а лише викривлює їх. Оскільки рівні Фермі металу і напівпровідника за умов рівноваги суміщаються, відстань від дна зони провідності напівпровідника  $E_c$  до рівня Фермі  $E_{Fn}$  залежить від координати  $x$ , і за енергетичною діаграмою вона визначається так:

$$\Delta E_n(x) = E_c - E_{Fn} + \Delta E(x), \quad (5)$$

де  $E_c$  - енергія дна зони провідності в глибині напівпровідника.

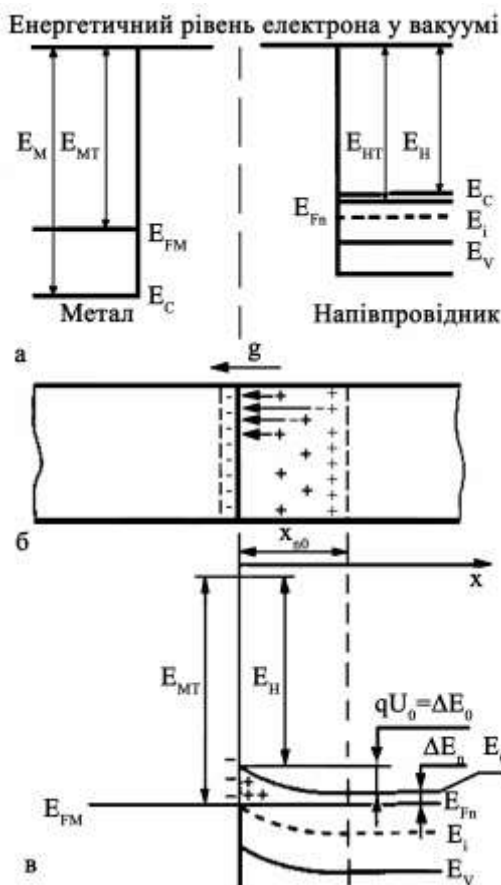


Рисунок 2 – Енергетичні діаграми металу та напівпровідника: а - метал і напівпровідник ізольовані; б, в - метал і напівпровідник у контакті

На відстані від контакту метал-напівпровідник, більшій за  $x_{n0}$ , величина  $E_C - E_{Fn}$  визначається рівнем легування напівпровідника. Можна припустити, що при температурі 300 К концентрація електронів у зоні провідності  $n_0$ , як і

концентрація іонізованих атомів донорної домішки, дорівнюватиме концентрації донорів у напівпровіднику *n*-типу  $N_d$ . У приповерхневому шарі на відстані  $x < x_{n0}$  рівень Фермі у напівпровіднику зміщуватиметься вниз у напрямі валентної зони. Таке зміщення рівня Фермі пов'язане зі зменшенням концентрації електронів у приповерхневому шарі напівпровідника і відповідним зростанням потенціального бар'єра для електронів: від  $\Delta E(x)=0$  при  $x=x_{n0}$  до  $\Delta E(x)=\Delta E_0$  при  $x=0$ . Розподіл електронів у приповерхневому шарі напівпровідника визначається за формулою

$$n(x) = n_0 \exp\left[-\frac{\Delta E(x)}{kT}\right] = N_d \exp\left[-\frac{U(x)}{U_T}\right], \quad (6)$$

де  $U(x) = \Delta E(x)/q$ ,  $U_T = kT/q$ .

Отже, подібно до *p-n*-переходу контакт метал-напівпровідник за умови  $E_{mt} > E_{nt}$  створює на межі переходу потенціальний бар'єр  $U_0$  для електронів з області напівпровідника. У напівпровіднику виникає область просторового заряду (ОПЗ), збіднена основними носіями (електронами), а отже, заряджена позитивно. Електричне поле у переході майже не проникає в метал, а зосереджене у приповерхневому шарі напівпровідника. Такий контакт металу з напівпровідником дістав назву бар'єра Шотткі, а створені на його основі діоди - діодів Шотткі.

Залежно від полярності прикладеної до контакту напруги висота потенціального бар'єра і концентрація носіїв у приповерхневому шарі збільшаться або зменшаться:

$$U' = U_0 \pm U. \quad (7)$$

Якщо зовнішню напругу  $U$  ввімкнути у прямому напрямі, то вона послаблятиме електричне поле контакту і зменшуватиме висоту потенціального бар'єра  $U' = U_0 - U$ .

Якщо зовнішню напругу  $U$  ввімкнути у зворотному

напрямі, висота потенціального бар'єра зростає:  $U' = U_0 + U$ . Зростає товщина і збільшиться опір ОПЗ. Через контакт проходить лише зворотний струм термічно збуджених електронів металу у прискорювальному полі контактного шару.

У зв'язку зі швидким розвитком технології інтегрованих мікросхем створено діоди Шотткі з практично ідеальними характеристиками. Проте раніше в інтегрованих мікросхемах застосування ДШ стримувалося. Це було пов'язано з тим, що при зворотному зміщенні в діодах виникали значні струми просочування, а напруга пробою була менша, ніж напруга р-п-переходів. Ці проблеми спричиняли крайові ефекти (рис. 3 а), які виникали по периметру металевого контакту в конструкції діода. Щоб уникнути крайового ефекту, були розроблені конструкції ДШ з розширеною металізацією, яка перекривала ізолювальний діелектричний шар  $\text{SiO}_2$  на деяку відстань від контакту з напівпровідником.

Подальше удосконалення конструкцій ДШ привело до створення навколо контакту метал-напівпровідник захисного кільця р-типу (рис. 3б). Напруга пробою збільшилася від 5 до 27 В, для її збільшення служать конструкції з використанням захисного кільця і додаткового електрода (рис. 3 в), на який подають негативну напругу. В таких структурах напруга пробою близька до напруги пробою р-п-переходу. Були розроблені ДШ із захисним кільцем і трьома бар'єрами, ДШ із двома захисними кільцями та ін. Основними недоліками розглянутих конструкцій необхідно вважати зменшення швидкості перемикання ДШ, спричинене інжекцією неосновних носіїв заряду із р-кільця, збільшення ємності діода, ускладнення технологічних процесів. Структура ДШ, зображена на рис. 3 г, не має перелічених недоліків. Контакт металу з напівпровідником здійснюється у спеціальному заглибленні в шарі *n*-типу. Для таких конструкцій діодів висота потенціального бар'єра  $U_{MHO}$  зменшується.

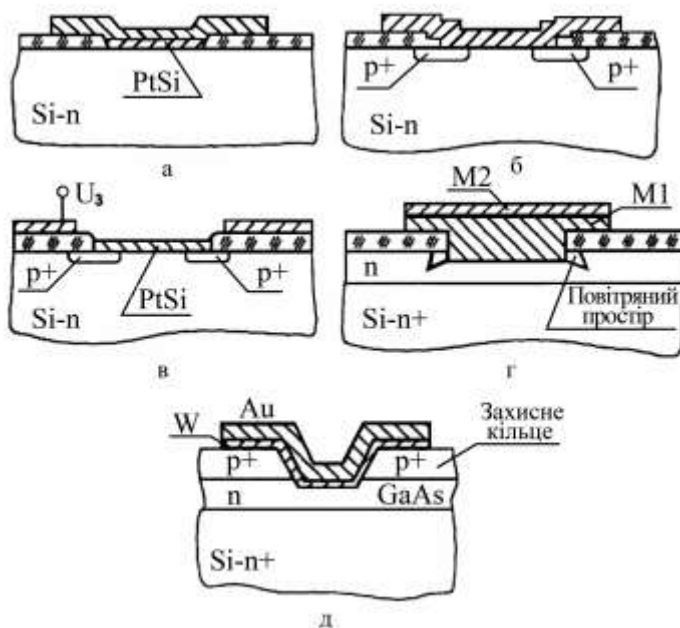


Рисунок 3 – Структури діодів Шотткі

**Методичні вказівки.** Для виконання дослідження вольт-амперної характеристики діода Шотткі (діод типу КД268А) застосовується лабораторний стенд, до складу якого входить вольтметр М903 і амперметри Ц4313 (рис.4 і 5). Дослідження проводиться при кімнатній температурі.

При прямому ввімкненні на анод діода подається додатня напруга 5В, що змінюється за допомогою потенціометра  $R_2$ . При зміні напруги буде змінюватися струм діода, який вимірюється амперметром РА1, а падіння напруги – вольтметром РА2.

При зворотному ввімкненні на анод подається від’ємна напруга 15В, оскільки опір діода при такому ввімкненні набагато більший, ніж при прямому.



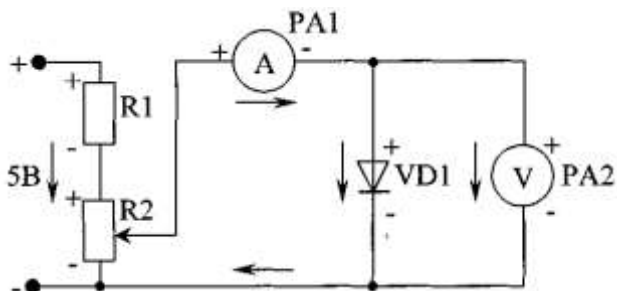


Рисунок 4 – Схема прямого ввімкнення діода Шоттки: R1-резистор 1,5 кОм; R2-резистор 470 Ом; PA1-міліамперметр 0-15 мА; PV1-вольтметр 0-5 В; VD1- діод КД2997Б

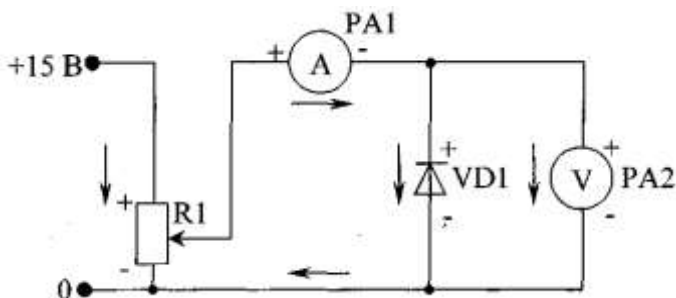


Рисунок 5 – Схема зворотного ввімкнення діода Шоттки: R1-резистор 2,2 кОм; R2- змінний резистор 10 кОм; PA1-міліамперметр 0-5 мА; PV1-вольтметр 0-15 В; VD1- діод КД2997Б

## Порядок виконання роботи

### 1. Режим прямого ввімкнення

1.1 Скласти робочу схему (рис.1).

1.2 Змінюючи резистором  $R_2$  пряму напругу  $U_{np}$  на діоді від 0 до 1В, дослідити залежність струму  $I_{np}$  через діод від прямої напруги  $U_{np}$ .

1.3 Дані вимірювань занести до таблиці:

$U_{np}$ , В  
 $I_{np}$ , мА  
 $R_{np}$ , Ом

1.4 Розрахувати опір діода для кожного вимірювання згідно із законом Ома:  $R_{np} = U_{np} / I_{np}$ .

## **2. Режим зворотного ввімкнення**

2.1 Скласти робочу схему (рис.2).

2.2 Змінюючи резистором R1 зворотну напругу  $U_{зв}$  на діоді від 0 до 15 В, занести до таблиці 3 залежність зворотного струму  $I_{зв}$ , що проходять через діод від зворотної напруги  $U_{зв}$  на ньому.

2.3 Дані вимірювань занести до таблиці:

$U_{зв}$ , В  
 $I_{зв}$ , мА  
 $R_{зв}$ , Ом

2.4 Розрахувати опір діода для кожного вимірювання за формулою  $R_{зв} = \frac{U_{зв}}{I_{зв}}$ .

3. За результатами вимірювань побудувати вольт-амперну характеристику діода Шотткі.

4. Зробити висновки.

## **Контрольні запитання**

1. Діод Шотткі: структура, принцип роботи, переваги, недоліки, галузі застосування.

2. Режим прямого ввімкнення діода.

3. Режим зворотного ввімкнення діода.

4. Порівняйте опір діода при його прямому і зворотному ввімкненнях, використовуючи результати своїх розрахунків.

Який опір більший і чому такі показники при різних ввімкненнях?

5. Чому дорівнює напруга на діоді при його зворотному ввімкненні? Про що це свідчить?

### Список літератури

1. Прищепа М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка. - Ч.1. Елементи мікроелектроніки / М.М. Прищепа, В.П. Погребняк. - Київ: Вища школа, 2004. - 432 с.

2. Сенько В.І. Електроніка і мікросхемотехніка. Т.1. Елементна база електронних пристроїв / В.І. Сенько, М.В. Панасенко, Є.В. Сенько. - Київ: Обереги, 2000. - 300 с.

3. Лавриненко В.Ю. Справочник по напівпровідниковим приборам. - Київ: Техніка, 1984. - 410 с.

### *Лабораторна робота 7*

#### ДОСЛІДЖЕННЯ СТАТИСТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК БІПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА І ВИЗНАЧЕННЯ ЙОГО КОЕФІЦІЄНТА ПІДСИЛЕННЯ

**Мета роботи** – дослідити статичні характеристики біполярного транзистора та пояснити їх характер, визначити коефіцієнт підсилення транзистора.

**Елементи теорії.** Найважливішою властивістю БТ є властивість підсилювати електричні сигнали постійного, змінного та імпульсного струмів. У біполярного транзистора вихідний опір відрізняється від вхідного. У зв'язку з цим і виникла назва такого приладу - транзистор, що є скороченням слів *transfer resistor* (передавальний резистор). Підсилення в транзисторі відбувається завдяки тому, що відносно невеликі зміни струму бази або напруги між базою та емітером можуть спричинити значні зміни

струму між емітером і колектором. При цьому струм, яким керують, проходить емітерну область, чутливу область бази і виходить із колектора .

Сучасні біполярні інтегровані транзистори є напівпровідниковими приладами, що широко використовуються в ІМС як керовані джерела або перемикачі струму. Біполярні транзистори є, як мінімум, триполюсниками, що містять три напівпровідникові шари з різним типом електропровідності - *n-p-n* або *p-n-p* (рис.1). Середній шар транзистора називають базою (Б), а зовнішні шари - емітером (Е) та колектором (К). Міжнародне позначення областей: бази - В, емітера - Е, колектора - С. Позначення електричних параметрів, які належать до відповідних областей транзистора, включають індексні міжнародні позначення областей. Шари з'єднуються із зовнішніми електродами через омичні контакти. Залежно від

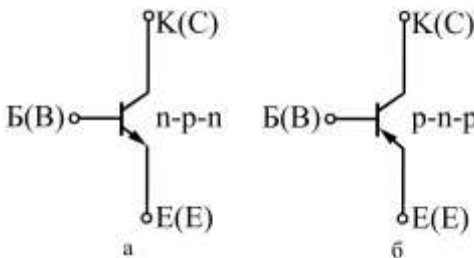


Рисунок 1 – Графічне позначення БТ

вибраної послідовності шарів з різним типом електропровідності розрізняють *n-p-n*- та

*p-n-p*-транзистори. Перша літера в позначенні транзистора означає тип електропровідності емітера, друга - бази, а третя - колектора; стрілка на емітері вказує умовний напрям струму. Области, що контактують, утворюють два *p-n*-переходи, які називають так само, як і області, між якими вони розташовані: *p-n*-перехід база-емітер (Б-Е) (керувальний перехід); *p-n*-перехід база-колектор (Б-К).

Слово «біполярний» означає, що у фізичних процесах, які відбуваються в транзисторі, беруть участь як електрони, так і дірки. В ІМС використовують переважно силіцієві  $n^+p-n$ -

транзистори, оскільки в них неосновними носіями заряду в області бази є електрони, які більш рухливі, ніж дірки, тому такі транзистори мають кращі електричні параметри - вищі граничні частоти і швидкодію. Транзистори  $n^+p-n$  технологічніші, ніж транзистори  $p-n-p$ . Підвищену концентрацію домішки в області емітера позначають  $n^+$ . Щоб забезпечити максимальне значення коефіцієнта інжекції емітера, як легувальну речовину для нього використовують фосфор, що має максимальну розчинність у силіції і є донорною домішкою.

Усі виводи від областей транзистора розміщують в одній площині на поверхні кристала. Така структура біполярного транзистора називається *планарною* і дає можливість з'єднувати транзистори між собою та з іншими елементами напівпровідникової інтегрованої мікросхеми плівковими металевими провідниками або високолегованими областями, які виконують функції провідників.

Конструкції та технологія виготовлення БТ дають можливість одночасно створювати діоди, резистори, конденсатори та інші елементи, які формують на основі емітерної, базової та колекторної областей або їх з'єднань. Біполярні транзистори використовують у надзвичайно великому діапазоні частот і рівнів потужностей. Вони широко застосовуються у цифрових та аналогових мікросхемах.

Залежно від полярності напруг  $U_{BE}$  та  $U_{BK}$  транзистор може працювати в одному із чотирьох режимів: пряме зміщення переходів БЕ та БК - режим насичення; зворотне зміщення переходів БЕ та БК - режим блокування; пряме зміщення переходу БЕ та зворотне зміщення переходу БК - активний режим; зворотне зміщення переходу БЕ та пряме зміщення переходу БК - зворотно-активний режим.

В активному режимі БТ діє як підсилювач сигналу, який подають на перехід база-емітер (рис. 2). При прямому

зміщенні  $p$ - $n$ -переходу база-емітер в область бази дифундують електрони. Концентрація електронів значно менша, ніж концентрація дірок у базі; взаємним відштовхуванням електронів у базі нехтують. Оскільки товщина області бази набагато менша за дифузійну довжину електронів, вони дифундують крізь область бази майже без рекомбінації, тому майже всі електрони досягають збідненої області  $p$ - $n$ -переходу база - колектор і втягуються туди електричним полем. Ці електрони створюють струм колектора, а струм бази виникає в результаті рекомбінації дірок та електронів в області поверхневого заряду (ОПЗ) між емітером і базою й струму основних носіїв заряду бази - дірок, які інjektують з бази в емітер.

Струм бази буде малим порівняно зі струмом колектора, оскільки швидкість рекомбінації в базі дуже мала і концентрація домішки у ній набагато менша, ніж відповідна концентрація домішки в емітері.

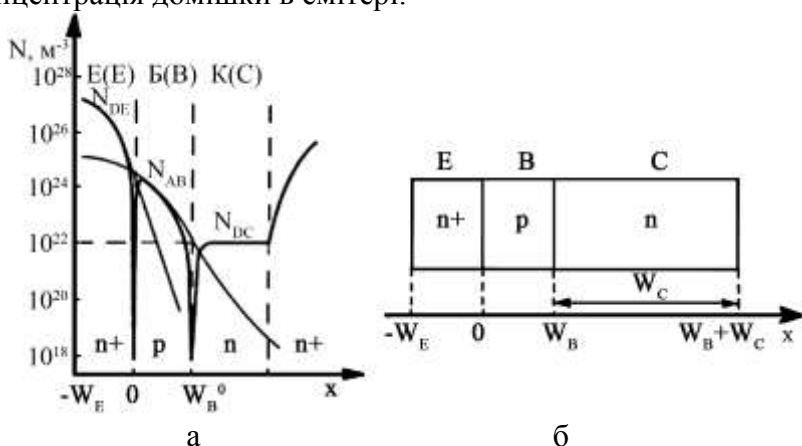


Рисунок 2 – Концентраційні профілі домішок в основних областях біполярного  $n^+$ - $p$ - $n$ -транзистора (а); ідеалізована одновимірна модель БТ (б)

Струм емітера складається зі струмів бази і колектора. Співвідношення між струмами колектора й емітера

визначається статичним коефіцієнтом передавання емітерного струму  $\alpha$ , а підсилювальні властивості БТ визначаються статичним коефіцієнтом підсилення транзистора  $\beta$ , який можна визначити так:

$$\beta = \Delta I_K / \Delta I_B \approx I_E / \Delta I_B \gg 1.$$

Коефіцієнти підсилення напруги і потужності відповідно дорівнюють  $K_u = \Delta U_K / \Delta U_E \gg 1$  та  $K_p = \alpha K_u \beta \approx \beta K_u \gg 1$ .

Вхідні характеристики транзистора – це залежність струму бази від напруги на емітері. Ці характеристики для транзисторів різних типів мають квадратичну форму і за своїм виглядом аналогічні вольт-амперній характеристиці напівпровідникового діода, оскільки біполярний транзистор – це два діоди, які включені назустріч один одному. Вихідні характеристики – це залежність струму колектора від напруги на колекторі. Робочою є лінійна ділянка, на якій вибирається робоча точка і визначаються  $h$  - параметри. Із рисунка 1.11 видно, що при подальшому збільшенні напруги колектора струм колектора вже не змінюється. Тільки при зміні напруги емітера можна добитися зсуву характеристики.

**Методичні вказівки.** Схема лабораторного стенда для дослідження статичних характеристик біполярних транзисторів (рис.3) складається з двох міліамперметрів, вольтметра, двох змінних резисторів  $R1$  і  $R2$  та досліджуваного біполярного транзистора (типу МП37А або ТМ3А). На початку виконання роботи рухомі контакти обох потенціометрів  $R1$  і  $R2$  необхідно перевести у крайні положення, коли величини  $U_B$  і  $U_K$  дорівнюють нулю.

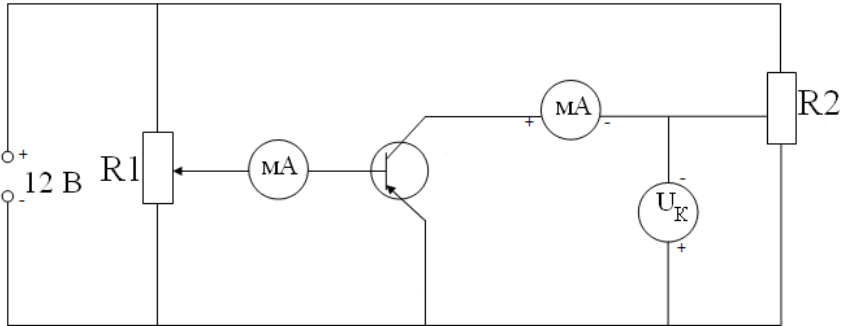


Рисунок 3 – Схема лабораторного стенда

### Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись із схемою лабораторного стенда.
2. Провести дослідження статичних характеристик БТ  $I_{\kappa} = f(U_{\kappa})$  при нульовому струмі бази. Для цього величину  $U_{\kappa}$  необхідно змінювати від 0,5 до 12 В із кроком 1В за допомогою потенціометра R2, підтримуючи  $I_B = 0$ .
3. Провести аналогічні вимірювання при  $I_B = 0,1; 0,2; 0,3; 0,5$  і 1 мА, підтримуючи його сталим за допомогою потенціометра R1.
4. Результати занести до таблиці.
5. Сім'ю кривих зобразити графічно і розрахувати коефіцієнти підсилення БТ на базі отриманих кривих.
6. Обчислити похибку визначення коефіцієнта підсилення.

### Контрольні запитання

1. Як виготовляють германієві і кремнієві транзистори?
2. Як подається напруга на емітерний і колекторний переходи у транзисторі?
3. Чому електричний опір емітерного переходу в діючому транзисторі значно менший, ніж опір колекторного переходу.



## Список літератури

1. Епифанов Г.И. Твердотельная электроника/ Г.И. Епифанов, Ю.А. Мома. – М.: Высшая школа, 1986.- 304с.
2. Загальна фізика: Лабораторний практикум: навч. посібник/В. М. Барановський, П. В. Бережний, І.Т. Горбачук та ін. / За заг. ред. І.Т.Горбачука. - Київ: Виша школа, 1992. – 509 с.

### *Лабораторна робота 8* ДОСЛІДЖЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЬОВОГО ТРАНЗИСТОРА

**Мета** – вивчення принципу дії польового транзистора, дослідження та аналіз його вольт-амперних характеристик, визначення робочих параметрів.

**Елементи теорії.** Польові транзистори (ПТ) – це напівпровідникові прилади, в яких керування струмом здійснюється перекриванням каналу між витоком і стоком областю просторового заряду зворотно зміщеного *p-n*-переходу або переходу метал-напівпровідник. Виділимо основні властивості ПТ: середнє значення вхідного опору - до  $10^6$  Ом (малопотужні БТ), до  $10^{11}$  Ом (ПТ із *p-n*-переходом), до  $10^{15}$  Ом (МДН-транзистори); нелінійна вольт-амперна характеристика; нульова напруга зміщення.

Особливості конструктивних рішень дали можливість виготовити ПТ з *p-n*-переходом із кращими параметрами, ніж у БТ- або МДН-транзисторів.

**1. Польовий транзистор з *p-n*-переходом.** Структуру *n*-канального ПТ з *p-n*-переходом зображено на рисунку 1. Між двома високолегованими областями  $n^+$ -типу витоку 1 і стоку 2 знаходиться область низьколегованого каналу *n*-типу 3. Звуження в ньому створено двома областями  $p^+$ -типу 4 і 5, які названі заслонами. Міжнародні позначення областей:

витоку – S, стоку – D, заслону – G. Зворотне зміщення р-п-переходу заслін-канал створює товсті збіднені шари у слабологованій області каналу.

Товщина збідненого шару р-п-переходу при зворотному зміщенні залежить від рівня легування областей р-типу заслону та п-типу каналу і зовнішньої напруги. Товщину збідненого шару, а відповідно і товщину каналу під заслонами регулюють напругами заслін-витік і заслін-стік.

У ПТ, зображеному на рисунку 1а, заслін і витік заземлені, а на стік подано позитивну напругу. Якщо напруга  $U_{DS}$  мала, то канал *n*-типу 3 між витоком 1 і стоком 2 можна еквівалентно змоделювати резистором. Через транзистор проходить струм  $I_D$ .

Якщо збільшувати напругу на стоці і враховувати резистивний характер каналу, то струм  $I_D$  лінійно зростатиме (рис. 2). Уздовж осі витік-стік (SD) напруга на каналі зростатиме від нуля біля витоку до  $U_{DS}$  біля стоку. Відповідно вздовж р-п-переходу заслін-канал напруга зворотного зміщення й товщина збідненого шару р-п-переходу заслін-канал зростатиме від витоку до стоку. Площа поперечного перерізу каналу вздовж осі витік-стік зменшуватиметься. Подальше збільшення напруги  $U_{DS}$  спричинить ще помітніше зменшення площі поперечного перерізу каналу. Опір каналу і нахил вольт-амперної характеристики зростатиме, а струм каналу зменшуватиметься (рис. 2), а при напрузі  $U_{DS} = U_{DS0}$  канал перекриється (рис. 1,б). У точці А збіднені області перекриваються між собою, і канал зникає. Области витоку і стоку “ізолюються” одна від одної збідненими областями переходів. Струм стоку проходить через збіднений шар так, як це досліджувалося для МДН-транзистора за умов перекриття каналу. Струм стоку при напрузі  $U_{DS0}$  позначають  $I_{D0}$ . Якщо напругу  $U_{DS}$  збільшувати далі, то збіднені шари стануть ще товщими (рис. 1в), але струм  $I_{D0}$  залишається майже без змін, оскільки основна частка зростаючої напруги  $U_{DS}$  падає на

збіднену область між точками А і В. Польовий транзистор функціонує в області насичення. На рисунку 3 зображені графічні умовні позначення ПТ з керувальним  $p$ - $n$ -переходом.

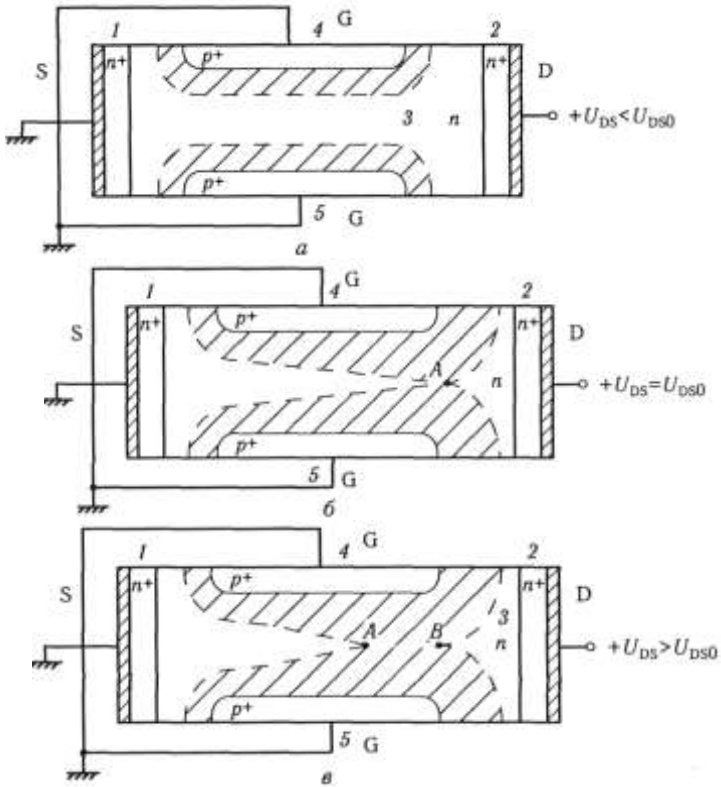


Рисунок 1 –  $n$ -каналний польовий транзистор з керувальним  $p$ - $n$ -переходом: канал відкритий, заслін і витік заземлені, а на стік подано позитивну напругу (а); канал перекритий при напрузі  $U_{DS} = U_{DS0}$  (б); канал перекритий, збіднені шари найтовстіші (в)

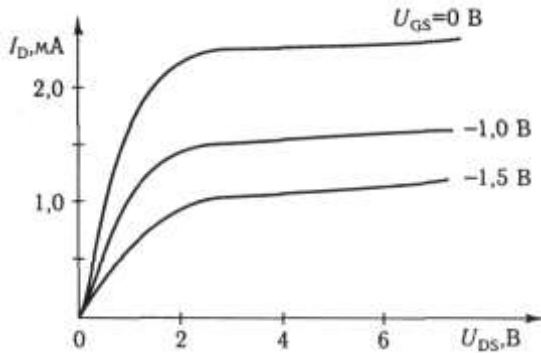


Рисунок 2 – Вольт-амперні характеристики  $n$ -канального польового транзистора з керувальним  $p$ - $n$ -переходом

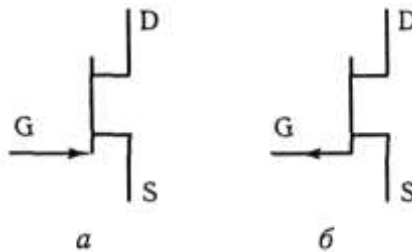


Рисунок 3 – Графічні умовні позначення ПТ з керувальним  $p$ - $n$ -переходом: а –  $n$ -канальний; б –  $p$ -канальний

Структура ПТ з  $p$ - $n$ -переходом (рис. 1) характерна для вертикальної конструкції транзистора. Вона може бути трансформована в горизонтальну поверхневу конструкцію, якщо врахувати, що ОПЗ нижнього заслону створюється зворотно зміщеним  $p$ - $n$ -переходом, що ізолює канал від основи. У цьому випадку товщина ОПЗ ізолювального нижнього  $p$ - $n$ -переходу залишатиметься сталою, а керувальна напруга на заслоні  $U_{GS}$  змінюватиме розміри ОПЗ тільки верхнього  $p$ - $n$ -переходу.

Провідність напівпровідника  $n$ -типу в області каналу

ПТ з  $p$ - $n$ -переходом (рис. 4) розраховують за формулою

$$\sigma = q\mu_n N_D, \quad (1)$$

де  $\mu_n$  – рухливість електронів у каналі.

Опір каналу визначається його геометричними розмірами

$$R = \frac{L}{\sigma S} = \frac{L}{q\mu_n N_D W(d - 2x_n)}, \quad (2)$$

де  $L$ ,  $W$  і  $d$  – відповідно довжина, ширина й товщина каналу;  $x_n$  – товщина збідненого електронами шару в області каналу.

**2. Польовий транзистор з керувальним переходом метал-напівпровідник.** ПТ з керувальним переходом метал-напівпровідник є основними активними елементами GaAs-мікросхем. Головна мета їх розроблення – підвищення швидкодії сучасних інтегрованих мікросхем. Цифрові арсенід-галієві (GaAs) мікросхеми належать до надвисокочастотних, а аналогові призначені для роботи в діапазоні високих частот. Відмітимо, які переваги має GaAs перед Si: по-перше, більшу рухливість електронів у слабких електричних полях (0,4-0,5 м<sup>2</sup>/В·с); по-друге, більшу швидкість насичення в сильних полях (2-10 м/с); по-третє, більшу ширину забороненої зони і, як наслідок, значно більший питомий опір, що дає можливість використовувати GaAs як ізолювальну основу. До недоліків GaAs слід віднести малу рухливість дірок (0,025 м<sup>2</sup>/В·с) та короткий термін життя неосновних носіїв заряду (10<sup>-8</sup> с).

Найоптимальнішим активним елементом, який дає змогу реалізувати переваги GaAs перед Si, є польовий транзистор з каналом  $n$ -типу і керувальним переходом метал-напівпровідник (МЕН-транзистор).

Структуру  $n$ -канального арсенід-галієвого МЕН-транзистора зображено на рисунку 46. Транзистор створюють на нелегованій GaAs основі 1. Оскільки такі основи мають

великий питомий опір, їх називають напівізолювальними. Провідність основи –  $p$ -типу.

На поверхні основи методом іонного легування формують сильнолеговані області 2 витоку і стоку  $n^+$ -типу, а після цього – тонкий шар  $n$ -типу, який виконує функції каналу 3. Типова товщина шару каналу  $3d = 0,1-0,2$  мкм, концентрація донорів у каналі  $N_D = (1-2)10^{23}$  ат/м<sup>3</sup>. Силіцій, селен, сірку та інші матеріали використовують як легувальні домішки. На поверхню над шаром 3 наносять металевий електрод 4 зі сплаву, наприклад титан-вольфрам, який служить заслоном. Металеві електроди до областей витоку й стоку 5

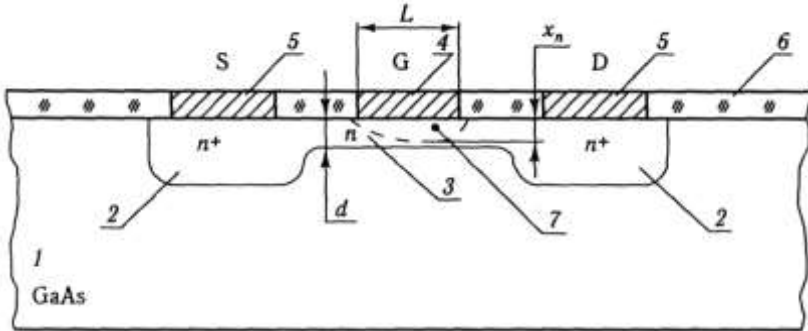


Рисунок 4 – Структура МНЕ транзистора: 1 – нелегована арсенід-галієва основа; 2 – сильнолеговані області витоку і стоку  $n^+$ -типу; 3 – канал  $n$ -типу; 4 – металевий електрод; 5 – металеві електроди областей витоку й стоку; 6 – шар діоксиду силіцію; 7 – з'єднена область

виготовляють зі сплаву  $Au-Ge$ . На всю іншу поверхню наносять діоксид силіцію. Металевий електрод 4 заслону створює із шаром 3 каналу діод Шотткі, висота потенціального бар'єра якого становить близько 0,8 В. Провідний канал між витоком і стоком проходить в шарі 3 і обмежується зверху з'єдненою областю 7 бар'єра Шотткі, а знизу –

основою 1. Принцип функціонування МЕН-транзистора такий, як польового транзистора з  $p-n$ -переходом.

**Методичні вказівки.** Для дослідження робочих параметрів і характеристик польових транзисторів застосовується лабораторний стенд, електрична схема якого наведена на рисунку 5. До схеми входять польовий транзистор, амперметр, два вольтметри, два резистори для зміни струму та напруги, заземлення.

Досліджуваний транзистор типу КП 103 Е – це польовий транзистор з керувальним  $p-n$ -переходом і каналом  $p$ -типу. Його зарубіжний аналог - транзистор 2N3329.

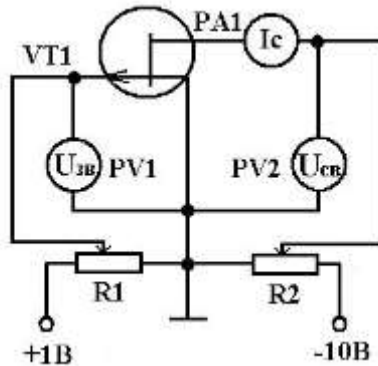


Рисунок 5 – Електрична схема лабораторного стенда для дослідження характеристик ПТ

Між заслоном та каналом формується  $p-n$ -перехід, збіднений шар якого міститься в об'ємі каналу, виготовленого з матеріалу з малою кількістю домішок. Від каналу зроблені виводи – стік та виток. На стік подають напругу, при якій основні носії заряду рухаються до нього.

Взагалі, ПТ з керувальним  $p-n$ -переходом виготовляється з кремнієвого кристала  $n$ -або  $p$ -типу. До таких транзисторів належать: КП 101, КП 102, КП 103, КП 201 – це транзистори з  $p$ -каналом. Транзистори з  $n$ -каналом мають такі маркування: КП 302, КП 303, КП 307, КП 312.

Низькочастотні мають канал р-типу, високочастотні – канал п-типу. У р-каналі основні носії – дірки, а їх рухомість менша, ніж у електронів, які є основними носіями в каналах п-типу. Польові транзистори типу КП 103 мають п'ять паралельних каналів, біля кожного з яких розміщений додатковий другий затвор (першим затвором є підкладка).

У транзисторі з каналом р-типу на стік подається від'ємна напруга, а на заслін – напруга, при якій перехід заслін-канал закритий і струму не проводить.

Вихідний струм польового транзистора – струм стоку  $I_C$  залежить від напруги на стоці  $U_{CB}$  та з її підвищенням збільшується. Крім того, струм стоку  $I_C$  залежить від напруги на заслоні  $U_{ЗВ}$ , яка керує глибиною проникнення збідненого шару в об'ємі каналу, тобто його поперечним перерізом.

При напрузі  $U_{CB}=0$  напруга  $U_{ЗВ}$  викликає зменшення поперечного перерізу каналу (рис. 6 а) та збільшення його опору. Виникнення напруги  $U_{CB}$  змінює конфігурацію збідненого шару, причому переріз каналу із наближенням до стоку зменшується, оскільки збільшується різниця потенціалів між заслоном та каналом. При деякій напрузі  $U_{CB}$ , визначеній для кожного значення напруги  $U_{ЗВ}$ , збіднені шари з'єднуються (точка А на рис. 6 б) та починається насичення. Напругу  $U_{CB}=U_{CBнас}$  називають напругою насичення. При  $U_{ЗВ}=0$  напруга насичення максимальна.

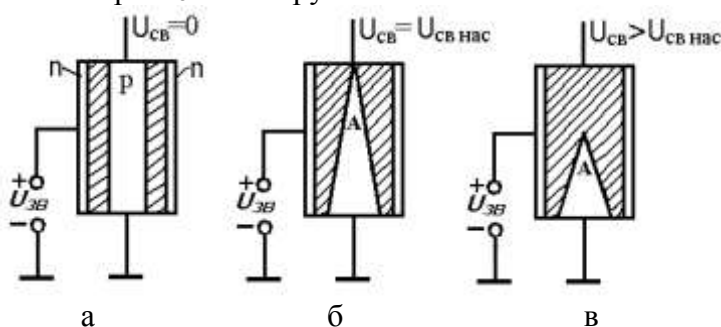


Рисунок 6 – Принцип роботи ПТ з каналом р-типу: а –



перехід відкритий; б – відбувається процес насичення; в – перехід закритий

Збільшення напруги  $U_{CB}$  призводить до зміщення точки А до витоку (рис. 6 в). Струм  $I_C$  підтримується за рахунок вприскування основних носіїв каналу в збіднену область так, як у колекторному переході біполярного транзистора. При подальшому збільшенні напруги  $U_{CB}$  відбувається пробій, і транзистор виходить з ладу.

Основними параметрами польового транзистора є крутість стоко-заслінкової характеристики  $S$  та активна вихідна провідність  $g$ . Маючи експериментальні дані характеристик, визначимо параметри.

Визначення параметрів також є одним із етапів дослідження лінійних областей вольт-амперних характеристик транзистора. Крутість  $S$  визначається на лінійній ділянці стоково-заслінкової характеристики при фіксованій напрузі стоку.

$$S = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{3B}} \text{ при } U_{CB} = \text{const} .$$

Провідність  $g$  визначається на лінійній ділянці стокової характеристики при фіксованій напрузі заслін-виток.

$$g = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{CB}} \text{ при } U_{3B} = \text{const}.$$

### **Порядок виконання роботи**

1. Ознайомитись із лабораторним стендом для проведення досліджень. Підключити стенд до джерела струму.

2. Визначити експериментально стоково-заслінкові (залежність струму стоку від напруги на заслоні при постійній напрузі між стоком і виток. Тобто  $I_C = f(U_{3B})$  при  $U_{CB} = \text{const}$ ) та стокові характеристики (залежність струму стоку від напруги між стоком та виток при постійній

напрузі на заслоні. Тобто  $I_C=f(U_{CB})$  при  $U_{3B}=\text{const}$ ) транзистора КП 103 Е.

3. Результати вимірювань занести до таблиць:

3.1 Стоково-заслінкова характеристика транзистора

$U_{CB}, \text{В}$	$I_C, \text{мА}$					
	$U_{3B}=0\text{В}$	0,1В	0,2В	0,3В	0,4В	0,5В
0						
0,2						
0,4						
0,6						
0,8						
1,0						
2,0						
3,0						
4,0						
5,0						
6,0						
7,0						
8,0						

3.2 Стокова характеристика транзистора

$U_{3B}, \text{В}$	$I_C, \text{мА}$			
	$U_{CB}=1\text{В}$	2В	5В	8В
0				
0,1				
0,2				
0,3				
0,4				
0,5				
0,6				
0,7				
0,8				

4. Зобразити залежності  $I_C = f(U_{3B})$  та  $I_C=f(U_{CB})$  графічно.

5. Розрахувати крутість  $S = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{ЗБ}}$  при  $U_{CB} = const$  та провідність  $g = \frac{\Delta I_C}{\Delta U_{CB}}$  при  $U_{ЗБ} = const$ .
6. Порівняти розраховані величини з довідковими для даного типу транзистора.
7. Зробити висновки.

### **Контрольні запитання**

1. Які транзистори називаються польовими?
2. Чим пояснюється високий вхідний опір польових транзисторів?
3. Який принцип підсилення сигналів за допомогою польового транзистора?
4. Де застосовуються польові транзистори?
5. Які конструктивні особливості польових транзисторів для напівпровідникових ІМС?

### **Список літератури**

1. Полупроводниковые приборы: транзисторы / Под ред. Н.Н. Горюнова.- М.: Энергоатомиздат, 1985. - 904 с.
2. Аксенов А.И. Отечественные полупроводниковые приборы: справочное пособие / А.И. Аксенов, А.В. Нефедов.-М.: Солон-Р, 1999.- 496 с.

*Лабораторна робота 9*  
ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК  
RC- І LC-ГЕНЕРАТОРІВ

**Мета роботи** – дослідити робочі характеристики електронних RC- і LC-генераторів.

**Елементи теорії.** Електронний генератор — це пристрій для перетворення електричної енергії джерела постійного струму в енергію незагасальних електричних коливань необхідної форми, частоти і потужності.

За принципом роботи розрізняють генератори із самозбудженням (автогенератори) і генератори із зовнішнім збудженням, які, по суті, є підсилювачами потужності високої частоти. Електронні автогенератори поділяються на автогенератори синусоїдальних (гармонійних) коливань і автогенератори коливань несинусоїдальної форми, які прийнято називати автогенераторами релаксацій (імпульсними).

Генератор із самозбудженням широко використовуються в радіопередавальних і радіоприймальних (супергетеродинних) пристроях, у вимірювальній апаратурі, в електронних обчислювальних машинах, в пристроях телеметрії і т.д.

Найпоширеніші схеми автогенераторів містять підсилювальний елемент і коливальну систему, зв'язані між собою ланцюгом позитивного зворотного зв'язку.

Для побудови автогенератора синусоїдальних коливань звичайно використовуються два типи підсилювальних схем - резонансні підсилювачі і підсилювачі на резисторах. Автогенератори, виконані на основі схеми резонансного підсилювача, часто називають автогенераторами типу LC, а автогенератори, побудовані на основі схеми підсилювача на резисторах, - автогенераторами типу RC. Перші використовуються головним чином на високих частотах,

другі - на низьких.

Як підсилювальні елементи схем автогенераторів, використовуваних в пристроях електронної автоматики і обчислювальної техніки, найбільш широко застосовуються транзистори і тунельні діоди.

Внутрішньою класифікаційною ознакою генераторів гармонічних коливань є принцип керування режимом їх роботи. За цією ознакою розрізняють генератори з незалежним збудженням, режимом роботи яких керують від зовнішнього джерела сигналу, і генератори із самозбудженням- автогенератори. Схеми LC-генераторів з незалежним збудженням, по суті, не відрізняються від схем резонансних підсилювачів, але характеризуються значно більшим рівнем потужності, яка виділяється в навантаженні.

Залежно від генерованих частот генератори гармонічних коливань поділяють на низькочастотні (0,01-100 кГц), високочастотні (0,1-100 МГц) і надвисокочастотні (>100МГц). У пристроях промислової електроніки використовуються в основному низькочастотні та високочастотні генератори. Їх застосовують у вимірювальних та регулювальних пристроях, у пристроях живлення технологічних установок ультразвукової обробки матеріалів та ін.

Дана група генераторів призначена для отримання коливань синусоїдальної форми потрібної частоти. Їх робота базується на принципі самозбудження підсилювача, який охоплений додатним зворотним зв'язком.

На рисунку 1 як приклад наведена схема LC-генератора з трансформаторним зв'язком, виконаним за схемою із загальним емітером. Як навантаження колектора використовується резонансний LC-контур з високою добротністю.

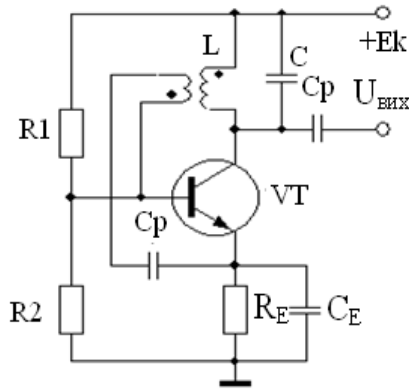


Рисунок 1 – Схема генератора із трансформаторним зв'язком

Сигнал зворотного зв'язку знімається із вторинної обмотки резонансного контура і через розділовий конденсатор  $C_p$  подається на базу транзистора, забезпечуючи сумарний фазовий зсув рівний (баланс фаз). Якщо взяти індуктивний зв'язок між первинною ( $N_1$ ) і вторинною ( $N_2$ ) обмотками ідеальним, для забезпечення балансу амплітуд необхідно виконати умову

$$\beta \geq \frac{N_1}{N_2},$$

де  $\beta$ - коефіцієнт підсилення транзистора за струмом;  $N_1$  і  $N_2$ - число витків первинної і вторинної обмоток відповідно. Частота коливань, що генеруються, близька до резонансної частоти коливального контура:

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Одним із найважливіших параметрів будь-якого генератора є коефіцієнт нестабільності частоти генерованих

КОЛИВАНЬ:

$$\delta_f = \frac{\Delta f}{f} \cdot 100\%,$$

де  $\delta_f$  - абсолютне відхилення частоти від номінального значення  $f$ . За рахунок коливань температури і напруги джерела живлення коефіцієнт нестабільності транзисторних LC-генераторів не перевищує десятих часток відсотка.

Генератори з коливальним LC-контуром ефективні для одержання високочастотних коливань. Для генерування низьких (звукових частот) у діапазоні від декількох Гц до декількох десятків кГц широко застосовуються RC-генератори - комбінація активних чотириполюсників (підсилювачів) і пасивних RC-ланцюгів, які виконують роль елементів зворотного зв'язку.

Один із можливих варіантів схеми RC-генератора наведений на рисунку 1. Відмінність RC-генератора від LC-генератора полягає в тому, що замість підсилювача з коливальним контуром у ньому застосовується резистивний підсилювач, а зворотний зв'язок здійснюється за допомогою спеціального чотириполюсника з резисторів і конденсаторів. На рисунку 2 як приклад зображена схема двокаскадного RC-генератора, у якому необхідний для генерації баланс фаз забезпечується в самому підсилювачі, кожний із яких повертає фазу на  $180^\circ$ . Найважливішою вимогою, що висувається до автогенератора, є стабільність частоти генерованих коливань. Проте у процесі роботи на автогенератор впливають зовнішні фактори (зміна навколишньої температури, яка приводить до зміни геометричних розмірів і електричних властивостей деталей схеми; зміни напруги джерел живлення; механічна вібрація і деформація деталей), які приводять до зміни його робочої частоти. Крім того, на стабільність частоти впливають

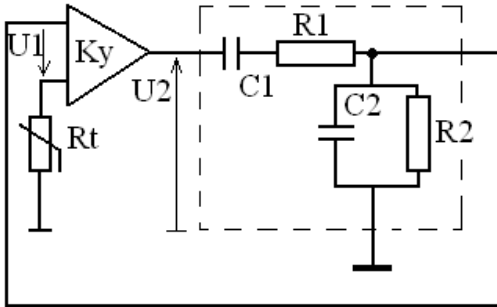


Рисунок 2 – Схема двокаскадного RC-генератора

паразитні індуктивності та ємнісні схеми - міжелектродні ємності підсилювальних та монтажних елементів, індуктивності електродів та ін. Зменшення впливу цих факторів досягається застосуванням для виготовлення деталей генераторів матеріалів із термостабільними властивостями, екранування і герметизації контурів, стабілізації джерел живлення. Але ці методи не завжди дають можливість забезпечення високої стабільності частоти.

Найефективнішою мірою підвищення стійкості частоти автогенераторів типу LC є кварцова стабілізація. Вона базується на застосуванні в схемі автогенератора кварцових пластинок із сильно вираженим п'єзоелектричним ефектом.

Якщо кварцову пластинку стиснути або розтягнути, то на її протилежних гранях з'являються рівні за величиною, але різні за знаком електричні заряди. Величина їх пропорційна тиску, а знаки залежать від напрямку сили тиску. Це явище має назву прямого п'єзоелектричного ефекту. Якщо ж до граней пластинки кварцу прикласти електричну напругу, то пластинка стискатиметься або розтягуватиметься залежно від полярності прикладеної напруги. Це явище називається зворотним п'єзоелектричним ефектом. Цінною властивістю кварцу є дуже висока стабільність частоти механічних



коливань, яка визначається геометричними розмірами кварцової пластинки і напрямом деформації. Ця властивість у поєднанні із прямим п'єзоелектричним ефектом дає можливість використовувати кварцові пластинки для стабілізації частоти автогенератора. Добротність такого еквівалентного послідовного контуру досягає величини  $Q = 10^4-10^6$ . Тому фіксуюча здатність кварцової коливальної системи виявляється дуже високою. Одна з можливих схем кварцового автогенератора показана на рисунку 3.

Таким чином, електронні генератори застосовуються для створення змінних струмів низької, високої та підвищеної частот.

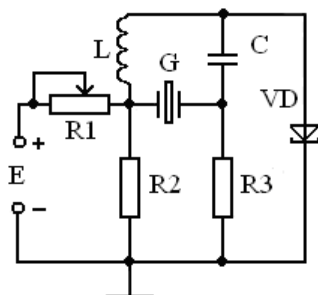
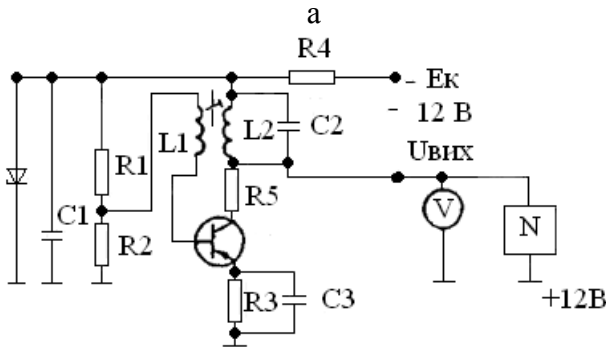
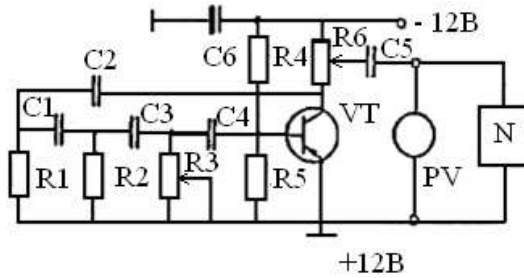


Рисунок 3 - Схема кварцового автогенератора на тунельному діоді

**Методичні вказівки.** Для дослідження робочих характеристик RC- і LC-генераторів використовують лабораторні стенди, схеми яких наведені на рисунку 4.

До складу електричної схеми для дослідження робочих характеристик RC-генератора входять елементи з параметрами:  $R_2 = 1,5$  кОм;  $R_4 = 82$  кОм;  $R_5 = 2$  кОм;  $R_6 = 4,7$  кОм;  $C_4 = 0,05$  мкФ;  $C_5 = 1,0$  мкФ; транзистор (VT) типу МП 40А;  $C_6 = 200$  мкФ;  $R_3 = 1,0$  кОм. Стала напруга живлення 12 В.



б

Рисунок 4 – Схеми лабораторних стендів для вимірювання робочих характеристик RC-(а) і LC-генераторів (б)

До складу електричної схеми для дослідження робочих характеристик LC-генератора входять елементи з параметрами:  $R_1 = 10 \text{ кОм}$ ;  $R_2 = 2,7 \text{ кОм}$ ;  $R_3 = 150 \text{ кОм}$ ;  $R_4 = 220 \text{ кОм}$ ;  $C_1 = 200 \text{ мкФ}$ ;  $C_2 = 0,5 \text{ мкФ}$ ;  $C_3 = 470 \text{ мкФ}$ ; стабілітрон типу Д 815; транзистор типу КТ 816; котушки з кількістю витків 20 ( $L_1$ ) та 200 ( $L_2$ ). Стала напруга подається на базу транзистора VT з подільника  $R_1$ ,  $R_2$ . Зворотний зв'язок, утворений індуктивною котушкою  $L_1$  дає можливість виконати у схемі одну з умов самозбудження (умову балансу фаз). Картина згенерованих коливань генераторів фіксується на осцилографі С1-101.

## Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися із схемами лабораторних стендів.
2. Увімкнути джерело живлення і подати на генератор напругу 12 В. Змінюючи опір резисторів  $R_1$ - $R_4$  та ємність конденсаторів  $C_1$ - $C_3$ , змінюємо частоту коливань.
3. Змінюючи опір резистора  $R_3$ , визначити мінімальний та максимальний опір резистора, при яких форма вихідного сигналу близька до синусоїдальної.
4. За допомогою частотоміра визначити частоту генератора  $f_{ген}$  при різних значеннях опору  $R_3$  і залежність вихідної напруги  $U_{вих}$  від частоти  $f_{ген}$ .
5. Результати вимірювань занести до таблиці:

$R_3$ , кОм	$f_{ген}$ , Гц	$U_{вих}$ , В
0		
0,2		
0,4		
0,6		
0,8		
1,0		

6. За результатами вимірювань побудувати графіки залежностей  $R_3 = f(U_{вих})$  і  $U_{вих} = f(f_{ген})$ . Пояснити їх.

7. Провести аналогічні вимірювання для LC-генератора. Почергово змінюючи величину ємностей конденсаторів  $C_2$  і  $C_5$ , визначити частоту генератора. При цьому візуально на осцилограмі спостерігати зміну частоти. Результати вимірювань занести до таблиці:

$C_2$ , мкФ	$f_{ген}$ , кГц	$C_5$ , мкФ	$f_{ген}$ , кГц

8. Змінюючи ємності конденсаторів  $C_2$  і  $C_5$  та опір резистора  $R_3$ , добитися зриву генерації (визначити мінімальні та максимальні значення ємностей  $C_2$  і  $C_5$  й опору  $R_3$ , при яких генератор не працює).

9. За результатами вимірювань побудувати загальний графік залежностей  $C_2 = f(f_{ген})$  і  $C_5 = f(f_{ген})$ , приклад якого наведено на рисунку 5.

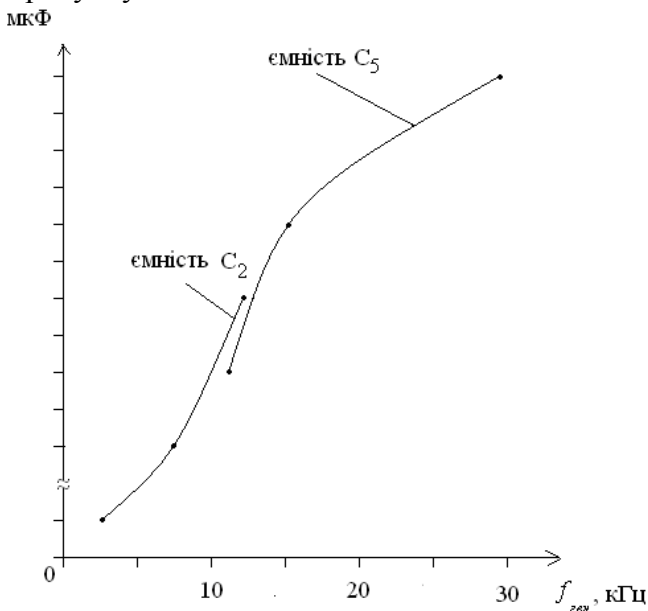


Рисунок 5 - Залежність частоти генератора від ємності

10. Розрахувати коефіцієнти нестабільності частоти для досліджуваних генераторів в інтервалі робочих температур. При цьому врахувати, що  $\frac{\Delta f}{f} = \left( \frac{\Delta R}{R} + \frac{\Delta C}{C} \right)$ , а

$$\frac{\Delta R}{R} = \beta \cdot \Delta T, \text{ де } \beta \cong 10^{-3} \text{ К}^{-1} - \text{термічний коефіцієнт опору;}$$

$$\frac{\Delta C}{C} = \gamma \cdot \Delta T, \text{ де } \gamma \cong 10^{-3} \text{ мкФ}^{-1} - \text{термічний коефіцієнт ємності.}$$

## **Контрольні запитання**

1. Які типи генераторів ви знаєте?
2. Чим за конструктивно-технологічними і схемотехнічними ознаками та фізичним принципом роботи відрізняються RC- і LC-генератори?
3. Пояснити, як відбуваються стабілізація частоти в генераторах і метод розрахунку коефіцієнта нестабільності.
4. Зобразити і пояснити електричні схеми генераторів із трансформаторним зв'язком, двокаскадного RC-генератора і кварцового автогенератора.
5. Де застосовуються генератори гармонійних коливань?

## **Список літератури**

1. Руденко В.С. Промислова електроніка / В.С. Руденко, В.Я. Ромашко, В.В. Трифонюк.- Київ: Либідь. - 1993.- 432 с.
2. Жеребцов И.П. Основы электроники.- Ленинград: Энергоатомиздат, 1989.- 242 с.

## Розділ 2 ПРАКТИЧНІ ЗАНЯТТЯ

### 2.1 Практикум «Фізичні явища в тонких плівках»

**Мета занять** – поглибити знання про фізичні явища у зразках малих розмірів (малі частинки, плівки), особливості електрофізичних властивостей тонких плівок, з'ясувати прикладні аспекти цих питань.

**Заняття 1.** Фазовий розмірний ефект (поліморфні переходи)

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач за цією темою користуються елементами термодинамічної теорії О.І. Бублика і Б.Я. Пінеса [1] та поняттями про поверхневе та об'ємне координаційне число.

Згідно з термодинамічною теорією критична товщина фазового переходу  $d^*$  визначається у найзагальнішому випадку таким співвідношенням:

$$d^* = \frac{2(\sigma_1 - \sigma_2)}{F_{02} - F_{01}}, \quad (1)$$

де  $\sigma$  та  $F_0$  – питома поверхнева та об'ємна вільна енергія. При розгляді поліморфних фазових переходів співвідношення (1) перетворюється до вигляду

$$d^* = \frac{d_2 \cdot (1 + \varepsilon) \cdot \left(1 - \frac{z_{n2}}{z_{o2}}\right) - d_1 \cdot \left(1 - \frac{z_{n1}}{z_{o1}}\right)}{\varepsilon \cdot \left(1 - \frac{T}{T_o}\right)}, \quad (2)$$

де  $d$  – міжплощинна відстань між кристалографічними площинами, паралельними поверхні плівки,

$\varepsilon = (U_1 - U_2) \cdot U_1^{-1} = \frac{\lambda_{2 \rightarrow 1}}{Q_\varepsilon}$  ( $U$  – внутрішня енергія;  $\lambda_{2 \rightarrow 1}$  – теплота 2→1 переходу;  $Q_\varepsilon$  – теплота випарування);  $T_o$  –

температура 1→2 переходу в масивних зразках.

При розгляді частинних випадків необхідно пам'ятати, що в процесі переходу від ОЦК- до ГЦК- фази об'ємне координаційне число збільшується з 8 до 12, а тому параметр  $a_2$  ГЦК- фази визначається так:

$$a_2 = 1,03 \cdot \sqrt{2} \cdot 2r_1, \quad r_1 = \sqrt{3}a_1 / 4, \quad (3)$$

де  $r_1$  – радіус атома в ОЦК- фазі. При переході гексагональної фази (2) до ГЦК (1) параметри пов'язані між собою такими співвідношеннями:

$$a_{\text{ГЦК}} = a_{\text{ГЦП}} \cdot \sqrt{2} \quad \text{та} \quad (c/a)_{\text{ГЦП}} = 1,63. \quad (4)$$

Крім того, необхідно мати на увазі, що для мономорфних металів відношення  $T/T_0$  можна брати набагато меншим за одиницю.

У таблицях 1-2 подані необхідні дані для розв'язування задач. Величину  $d$  можна брати з довідника або оцінювати за допомогою співвідношення  $d = n/N$ , де  $n$  та  $N$  – число атомів на одиницю поверхні та об'єму відповідно.

Таблиця 1 – Параметри ґратки металів із гексагональною і ОЦК- ґраткою

Метал	$a_1$ , нм	$c_1$ , нм	Метал	$a_1$ , нм	$c_1$ , нм
Sc	0,331	0,527	Gd	0,364	0,578
Y	0,365	0,573	Tb	0,360	0,569
Ti	0,295	0,468	Dy	0,359	0,565
Zr	0,323	0,515	Er	0,354	0,555
Hf	0,319	0,505	Tm	0,356	0,559
Re	0,276	0,446	Ho	0,358	0,562
V	0,303	-	Cr	0,288	-
Nb	0,329	-	Mo	0,315	-
Ta	0,331	-	W	0,316	-

Крім цих даних, необхідно провести розрахунки поверхневих ( $z_n$ ) та об'ємних ( $z_o$ ) координаційних чисел (к.ч.). Згідно з означенням координаційне число – це кількість атомів у площині чи в об'ємі, які знаходяться на найближчій відстані від заданого атома.

Таблиця 2 - Експериментальні значення  $\varepsilon$  для поліморфних металів

Фазовий перехід	Метал	$\lambda$ , Дж/моль	$Q_v \cdot 10^{-6}$ , Дж/моль	$\varepsilon \cdot 10^3$	$\varepsilon_{min} \cdot 10^3$	$\varepsilon_{max} \cdot 10^3$	$\varepsilon_{ср} \cdot 10^3$
ОЦК → ГЦК	Mn	1810	0,293	6,2	1,6	10,6	6,1
	Fe	692	0,418	1,6			
	La	3190	0,419	7,6			
	Ce	3200	0,314	10,2			
	Yb	1780	0,167	10,6			
	Fe	905	0,419	2,2			
ГЦП → ГЦК	Co	440	0,425	1,0	0,9	2,8	1,8
	La	400	0,419	0,9			
	Te	511	0,180	2,8			

**Задача 1.** Оцінити критичну товщину для фазових переходів (111)ГЦК(2) → (110)ОЦК(1) та (111)ГЦК(2) → (100)ГП(1). Індивідуальні завдання подані в таблиці 4 (номер завдання збігається з порядковим номером студента у списку групи).

**Задача 2.** Одержати співвідношення для критичної товщини  $d^*$  поліморфного переходу (10.0)ГП(2) → (111)ГЦК(1). Провести розрахунок  $d^*$  на прикладі нікелю ( $a_1 = 0,352$  нм).

**Задача 3.** Одержати співвідношення для критичної товщини  $d^*$  поліморфного переходу (110)ГЦК(2) → (0001)ГП(1).



Таблиця 3 - Індивідуальні завдання до задачі 1

Метал	(111)ГЦК→ ↑(110)ОЦК- перехід	(111)ГЦК → ↑(1000)ГП- перехід	Метал	(111)ГЦК→ ↑(110)ОЦК- перехід	(111)ГЦК→ ↑(1000)ГП- перехід
V	1,7,11*, 2, 8, 12	-	Cr	14, 4, 10	-
Ta	3, 9, 13	-	Mo	15, 5, 11, 18	-
Sc	-	7	W	16, 6, 12, 17	-
Y	-	8	Gd	-	4, 13
Ti	-	9	Tb	-	3, 4
Hf	-	10	Dy	-	2, 15
Zr	-	11	Ho	-	5, 16
Re	-	12	Er	-	6, 17
			Tm	-	1, 18

\*) порядковий номер студента у списку групи

### Список літератури

1. Пинес Б.Я. Очерки по металлофизике. – Харьков: ХГУ, 1961. – С. 138-141.

2. Одноворець Л.В. Размерные примесные эффекты в кристаллической структуре тонких металлических пленок / Л.В.Одноворець, Н.И.Шумакова, Е.П.Ткач, И.Е.Проценко // Ж. нано- електрон. фіз. – 2009. – Т.1,№1. – С.25-36.

**Заняття 2.** Фазовий розмірний ефект (плавлення тонких плівок та малих частинок)

**Методичні вказівки.** При розв’язуванні задач за цією темою користуються співвідношенням (1), яке

перетворюється до вигляду

$$d^* = \frac{2(\sigma_{\kappa} - \sigma_p) \cdot T_{0S}}{\lambda_{\kappa \rightarrow p} \cdot \Delta T}, \quad (5)$$

де  $\lambda_{\kappa \rightarrow p}$  – теплота плавлення;  $\Delta T = T_{0S} - T_S$  – зменшення температури плавлення плівки ( $T_S$ ) порівняно з температурою плавлення масивного зразка ( $T_0$ ). З (5) можна одержати залежність температури плавлення від товщини

$$T_S = T_{0S} \left[ 1 - \frac{2(\sigma_{\kappa} - \sigma_p)}{\lambda_{\kappa \rightarrow p} \cdot d} \right]. \quad (6)$$

**Задача 4.** Виходячи із співвідношення (1), показати, що критична товщина та радіус розплавленої плівки та малої частинки пов'язані між собою співвідношенням  $r^* = 1,5d^*$ .

**Задача 5.** Одержати співвідношення (5) та (6), виходячи з рівняння (1) та співвідношень:  $F = U - TS$ ,  $\lambda_{\kappa \rightarrow p} \cong U_p - U_{\kappa}$ .

**Задача 6.** Виходячи з експериментальних даних [1], (рис. 1), оцінити теплоту плавлення срібла ( $T_{0S} = 1234$  К,  $\sigma(1133\text{К}) = 0,93$  Дж/м<sup>2</sup>,  $\frac{\partial \sigma}{\partial T} \cong -10^{-4}$  Дж/К·м<sup>2</sup>).

**Задача 7.** Виходячи з експериментальних даних [1] (рис. 1), оцінити різницю поверхневих питомих енергій для міді ( $T_{0S} = 1356$  К,  $\lambda = 1,3 \cdot 10^4$  Дж/моль).

**Задача 8.** Виходячи з експериментальної залежності температури плавлення від радіуса частинки індію (таблиця 5), оцінити теплоту плавлення індію ( $T_0 = 428$  К,  $\sigma(429$  К) = 0,56 Дж/м<sup>2</sup>,  $\frac{\partial \sigma}{\partial T} \cong -10^{-4}$  Дж/К·м<sup>2</sup>).

Таблиця 5 - Залежність температури плавлення від радіуса частинки

$r$ , нм	$T$ , К	$r$ , нм	$T$ , К	$r$ , нм	$T$ , К
75	350	125	390	175	405
100	375	150	400	200	410

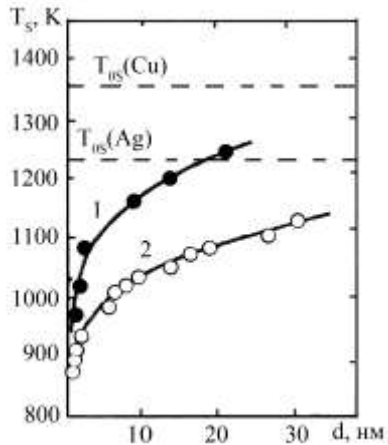


Рисунок 1 - Залежність температури плавлення тонких плівок Cu (1) і Ag (2) від ефективної товщини

### Список літератури

1. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. – М.: Атомиздат, 1979. – С. 62-77.
2. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навч. посібник / І.Ю.Проценко, В.А. Саєнко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2002. – 187 с.

**Заняття 3.** Зміна параметра решітки в частинках малих розмірів

**Методичні вказівки.** Під впливом домішкових атомів із залишкової атмосфери, які утворюють тверді розчини проникнення, період ґратки в суцільних плівках може мати більшу величину порівняно з масивними зразками. Поряд з цим відомі спостереження протилежного характеру: в острівцевих плівках період ґратки виявляється меншим порівнянно із масивними зразками ( $a < a_0$ ). Зменшення параметра ґратки відбувається під дією поверхневого (лапласового) тиску. Цей ефект буде мати місце і в плівках, які складаються із малих частинок (острівців), що дотикаються одна до одної.

Згідно з теорією Ю.Ф. Комника [1] відносно зміну об'єму ґратки в частинці під дією лапласового тиску можна записати у вигляді

$$\frac{\Delta V}{V_0} = \gamma \cdot \frac{\sigma \cdot \chi}{r}, \quad (1)$$

де  $V_0 = a_0^3$ ,  $V = a^3$ ;  $\chi$  – ізотермічна стисливість;  $\gamma$  – коефіцієнт, який враховує форму частинок (для сферичних частинок  $\gamma = 2$ );  $2r$  – поперечний розмір частинок.

У тому випадку, коли  $2r = d$ , співвідношення (1) перетворюється до вигляду

$$\frac{\Delta V}{V_0} \cong \frac{4\sigma \cdot \chi}{d}. \quad (2)$$

Крім того, треба мати на увазі, що стисливість при відносно невеликих тисках можна вважати лінійною функцією тиску, тобто

$$\chi \cong \chi_0 - b \cdot P, \quad (3)$$

де  $\chi_0$  – ізотермічна стисливість при нормальних умовах;  $b$  – коефіцієнт;  $P$  – тиск, у даному випадку лапласів, що дорівнює  $\frac{2\sigma}{r} \cong \frac{4\sigma}{d}$ .

**Задача 9.** Виходячи з експериментальної залежності параметра решітки від ефективної товщини плівки ванадію (таблиця 6), оцінити величину  $\sigma$  при температурі  $T = 300$  К ( $\chi_0 = 0,62 \cdot 10^{-11} \text{ м}^2/\text{Н}$ ;  $a_0 = 0,3028$  нм).

*Вказівка:* експериментальні дані перебудувати в координатах  $\Delta V/V_0$  від  $1/d$ , скориставшись співвідношеннями (2) і (3).

Таблиця 6 - Залежність параметра решітки від ефективної товщини плівок ванадію

$d$ , нм	$a$ , нм	$d$ , нм	$a$ , нм	$d$ , нм	$a$ , нм
3,0	0,3010	10,0	0,3017	17,5	0,3021
5,0	0,3015	12,5	0,3018	20,0	0,3022
7,5	0,3016	15,0	0,3020		

**Задача 10.** Порівняти результат, одержаний у задачі 9, з літературними даними  $\sigma = 1,71$  Дж/м<sup>2</sup> при  $T = 1993$  К, якщо  $\frac{\partial \sigma}{\partial T} \cong -2 \cdot 10^{-4}$  Дж/К·м<sup>2</sup>.

**Задача 11.** З літературних даних відомо, що в плівці хрому з ефективною товщиною 5 нм, одержаній при  $T = 300$  К, параметр решітки дорівнює  $a = 0,2874$  нм. Скориставшись даними  $\sigma(1880 \text{ К}) = 1,59$  Дж/м<sup>2</sup> та  $\frac{\partial \sigma}{\partial T} \cong -2 \cdot 10^{-4}$  Дж/К·м<sup>2</sup>, оцінити величину ізотермічної стисливості  $\chi$  при температурі 300 К.

## Список літератури

1. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. – М.: Атомиздат, 1979. – С. 67-72.
2. Гладких М.Т. Зміна параметра ґратки тонких плівок ванадію і хрому/ М.Т. Гладких, О.І. Песін, І.Ю. Проценко та ін. // УФЖ. – 1973. – Т. 18, № 2. – С. 208-212.

**Заняття 4.** Розмірний ефект в електропровідності (теорія Фукса-Зондгеймера)

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач за цією темою користуємося граничними випадками теорії Фукса-Зондгеймера:

$$\text{а) } \frac{d}{\lambda_0} > 1, p < 1: \frac{\rho}{\rho_\infty} \cong 1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_0(1-p)}{d}; \quad (1)$$

$$\text{б) } \frac{d}{\lambda_0} \ll 1, p < 1: \frac{\rho}{\rho_\infty} \cong \frac{4}{3} \cdot \frac{1-p}{1+p} \cdot \frac{\lambda_0}{d} \cdot \left( \ln \frac{\lambda_0}{d} \right)^{-1}, \quad (2)$$

де  $\lambda_0$  – середня довжина вільного пробігу електронів у масивних зразках;  $p$  – коефіцієнт дзеркальності.

**Задача 12.** Перетворити множник  $(1-p)/(1+p)$  до вигляду  $1/(1+2p)$ .

**Задача 13.** Яка фізична природа розмірного ефекту в електропровідності тонких зразків?

**Задача 14.** Виходячи з експериментальних результатів для плівок скандію (рис. 1), визначити в дифузному наближенні ( $p = 0$ ) величини  $\rho_\infty$  і  $\lambda_0$ .

**Задача 15.** Величину  $\rho_\infty$ , одержану в попередній задачі для плівок скандію, порівняти з величиною  $\rho_0(300 \text{ K}) = 7,5 \cdot 10^{-7}$

Ом·м для масивних зразків. Пояснити причину відмінності.

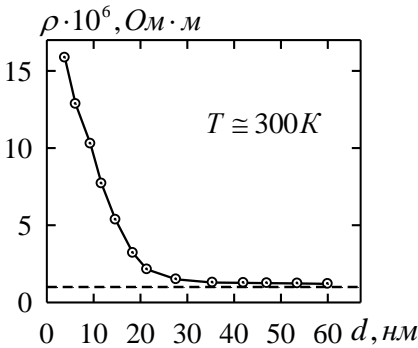


Рисунок 2– Експериментальна залежність  $\rho$  від  $d$  для плівок скандію, одержаних у вакуумі  $10^{-7}$  Па [2]

**Задача 16.** Пояснити, чому не має фізичного змісту величина  $p < 0, p > 1$ ? Який фізичний зміст має величина  $p = 0$ ?

**Задача 17.** Виходячи із означення термічного коефіцієнта

опору (ТКО)  $\beta = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T}$  (або через  $\lambda_\infty$ :  $\beta_\infty = -\frac{1}{\lambda_\infty} \cdot \frac{\partial \lambda_\infty}{\partial T}$ ),

показати, що із (1) можна одержати таке співвідношення для ТКО:

$$\frac{\beta}{\beta_\infty} \cong 1 - \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_0(1-p)}{d}. \quad (3)$$

Вказівка: скористатися розкладанням за біномом Ньютона  $(a+x)^n \cong a+nx+\dots$ , де  $x \ll a$ .

### Список літератури

1. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. – М.: Атомиздат, 1979. – С. 90-102.

2. Лобода В.Б. Исследование электрических свойств тонких пленок хрома и скандия / В.Б. Лобода, И.Е. Проценко, В.Г. Шамоля // УФЖ. – 1982. – Т. 27, № 9. – С. 1343-1349.

**Заняття 5.** Розмірний ефект в електропровідності (модель ефективної довжини вільного пробігу та ізотропного розсіювання)

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач за цією темою ми будемо користуватися основними співвідношеннями теоретичних моделей Тельє, Тоссе та Пішар:

а) модель ефективної довжини вільного пробігу (для випадку, коли середні розміри зерен більші за товщину плівки):

$$\frac{\rho}{\rho_0} \cong \left[ 1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_g(1-p)}{d} \right] \cdot f(\alpha)^{-1} = \left[ f(\alpha)^{-1} + \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_0(1-p)}{d} \right], \quad (1)$$

$$\rho_g = \frac{\rho_0}{f(\alpha)},$$

де  $\rho_g$  – питомий опір плівки, обумовлений розсіюванням носіїв електричного струму на фонах і межах кристалічних зерен;  $\lambda_g = \lambda_0 \cdot f$  – середня довжина вільного пробігу електронів, яка визначається межами зерен:

$$f(\alpha) = \frac{\rho_0}{\rho_g} = \frac{\beta_g}{\beta_0} = \left[ 1 - \frac{3}{2} \alpha + 3\alpha^2 - 3\alpha^3 \ln(1 + \alpha^{-1}) \right],$$

де  $f(\alpha)$ ,  $\alpha = \frac{\lambda_0}{L} \cdot \frac{R}{1-R}$  та  $R$  – функція, параметр розсіювання та  $R$  – коефіцієнт розсіювання носіїв електричного струму на межі зерен.

Для ТКО можна записати аналогічне співвідношення

$$\frac{\beta}{\beta_0} \cong \left[ 1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_g(1-p)}{\alpha} \right]^{-1} \cdot \left[ 1 + \alpha \cdot \frac{df/d\alpha}{f(\alpha)} \right], \quad (2)$$



або

$$\frac{\beta}{\beta_0} \cong \left[ 1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_g(1-p)}{\alpha} \right]^{-1} \cdot f(\alpha); \quad (2')$$

а) модель ізотропного розсіювання (для випадку, коли розміри зерен менші за товщину плівки):

$$\beta^{-1} \cdot d \cong \beta_g^{-1} \cdot d + \frac{3}{8} \cdot \beta_0^{-1} \cdot \lambda_0 \cdot \ln\left(\frac{1}{p}\right); \quad (3)$$

$$\beta_g \cdot \beta_0^{-1} \cong \left[ 1 + 1,45 \cdot L^{-1} \cdot \lambda_0 \cdot \ln\left(\frac{1}{r}\right) \right]^{-1}; \quad (4)$$

$$\frac{R}{1-R} \cong 0,97 \cdot \ln\left(\frac{1}{r}\right), \quad (5)$$

де  $r$  – коефіцієнт проходження межі зерна носіями електричного струму.

**Задача 18.** Показати, що із співвідношення (2) випливає (2')

при умові, що  $\frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_g(1-p)}{d} \ll 1$ .

**Задача 19.** Побудувати залежність функції  $f(\alpha)$  від величини  $\alpha$ , яка змінюється в межах 0,01-10.

**Задача 20.** Дати пояснення фізичного змісту величинам:  $\rho_g$ ,  $\beta_g$ ,  $R$  та  $r$ . Порівняти між собою фізичний зміст  $\rho_g$  та  $\rho_\infty$ .

**Задача 21.** Виходячи з експериментальних даних для плівок скандію при  $T = 300$  К (рис.3), величини  $\lambda_0$ , одержаної в задачі 14, обчислити параметри  $R$  та  $r$ . Оцінити величину параметра дзеркальності  $p$ .

**Задача № 22.** Пояснити якісно, чому згідно з результатами задачі 21 сума  $R + r$  не дорівнює одиниці.

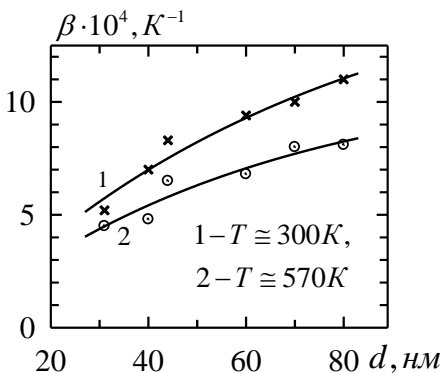


Рисунок 3 – Розмірна залежність ТКО для плівок скандію при  $T = 300$  (1) та  $570 K$  (2)

### Список літератури

1. Лобода В.Б. Исследование электрических свойств тонких пленок хрома и скандия / В.Б. Лобода, И.Е. Проценко, В.Г. Шамоля // УФЖ. – 1982. – Т. 27, № 9. – С. 1343-1349.
2. Проценко И.Е. Расчет параметров электропереноса тонких поликристаллических пленок металлов // Изв. вузов. Физика. – 1988. – № 6. – С. 42-47.
3. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю.Проценко, В.А. Саєнко. – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.

**Заняття 6.** Семінар на тему «Електрофізичні властивості тонких металевих плівок»

### Питання семінару

1. Фізичні причини виникнення розмірних ефектів в електрофізичних властивостях тонких плівок.
2. Елементи теорії Фукса-Зондгеймера для розмірного ефекту в електропровідності тонких плівок.
3. Недоліки теорії Фукса-Зондгеймера.
4. Елементи теорії Тельє, Тоссе і Пішар:

- модель ефективної довжини вільного пробігу носіїв електричного струму;

- модель ізотропного розсіювання носіїв електричного струму.

5. У чому полягає важливість дослідження розмірного ефекту в електропровідності та ТКО тонких металевих плівок?

**Методичні вказівки.** У процесі підготовки до семінару необхідно звернути увагу такі моменти.

1. Розмірні явища в електрофізичних властивостях виникають у зв'язку з розсіюванням носіїв електричного струму (в загальному випадку – електронів та дірок, в нашому випадку – електронів) на зовнішніх поверхнях плівки (це дві поверхні на межі плівка/вакуум та плівка/підкладка) та на межі кристалічних зерен.

2. Теорія Фукса-Зондгеймера побудована для вільних монокристалічних плівок, але співвідношення для граничних випадків (див. методичні вказівки до заняття 4) можна застосувати і для полікристалічних плівок з тим більшою точністю, чим більші розміри кристалітів.

3. Теоретичні моделі Тельє, Тоссе і Пішар враховують не тільки розсіювання носіїв на поверхні плівки, але і на межах кристалітів. Для цього вводиться функція розсіювання носіїв електричного струму на межі кристалітів та відповідного параметра

$$\alpha = \frac{\lambda_0}{L} \cdot \frac{R}{1 - R}.$$
 Відповідні теоретичні

співвідношення наведені в методичних вказівках до заняття 5.

### Список літератури

1. Комник Ю.Ф. Физика металлических пленок. – М.: Атомиздат, 1979. – С. 90-102.

2. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю.Проценко, В.А. Саєнко. – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.

**Заняття 7.** Вплив міжкристалітної дифузії атомів на електрофізичні властивості металевих плівок

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач за цією темою користуються співвідношеннями (1), (2') та результатами задачі 19:

$$\frac{\rho}{\rho_{\infty}} \cong 1 + \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_g(1-p)}{d}; \quad \frac{\beta}{\beta_g} \cong 1 - \frac{3}{8} \cdot \frac{\lambda_g(1-p)}{d}.$$

Зауважимо, що згідно із задачею 20 фізичний зміст  $\rho_g$  та  $\rho_{\infty}$  і, очевидно,  $\beta_g$  та  $\beta_{\infty}$  дещо відрізняються, хоча чисельно вони збігаються, тобто  $\rho_g \cong \rho_{\infty}$ , а  $\beta_g \cong \beta_{\infty}$ . У зв'язку з цим величини  $\rho_g$  та  $\beta_g$  можна визначити шляхом екстраполяції залежностей  $\rho = \rho(d^{-1})$  та  $\beta = \beta(d^{-1})$  на нуль (рис. 4).

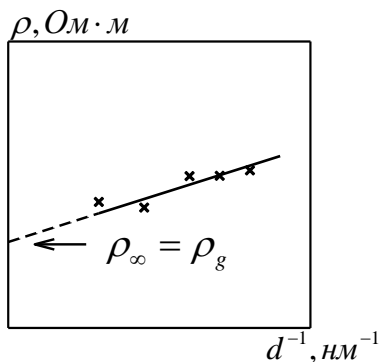


Рисунок 4 – До методики визначення величини  $\rho_g$  шляхом екстраполяції на нуль експериментальної залежності  $\rho$  від оберненої товщини

Розглядаючи питання про залежність  $\rho$  та  $\beta$  від концентрації домішкових атомів, виходять із таких модельних уявлень:

а) дифузія домішкових атомів відбувається як в об'ємі зерна, так і на його межі, але на величину коефіцієнта розсіювання носіїв електричного струму впливає лише

другий тип дифузії;

б) коефіцієнт розсіювання носіїв електричного струму на межі зерна при невеликих концентраціях змінюється прямо пропорційно концентрації домішкових атомів, тобто

$$R' = R \pm \gamma \cdot c, \quad (1)$$

де  $R$  і  $R'$  – коефіцієнти розсіювання на межі зерна при концентрації ( $c$ ), що дорівнює або не дорівнює нулю;  $\gamma$  – коефіцієнт пропорційності, який набирає як від'ємних, так і додатних значень і має величину порядку одиниці.

**Задача 23.** У плівках скандію відбувається процес дифузії домішкових атомів по межах зерен. Виходячи з даних, наведених на рисунку 2 (задача 14) та рисунку 3 (задача 21), побудувати залежність питомого опору та термічного коефіцієнта опору від товщини плівки при різних значеннях параметра  $\gamma c$  (розглянути випадки  $\gamma < 0$  та  $\gamma > 0$ ). Величина  $\rho_0(300) = 75 \cdot 10^{-8}$  Ом·м,  $\beta_0(300) = 42,5 \cdot 10^{-4}$  К $^{-1}$ ,  $\lambda_0(1-p)(300) = 130$  нм, а  $L \cong d$  в інтервалі товщин 50-100 нм.

**Задача 24.** Скориставшись літературними даними (таблиця 6) для плівок хрому, обчислити розмірну залежність відношення  $\rho/\rho_g$  при різних значеннях параметра  $\gamma c$  (розглянути випадки  $\gamma < 0$  та  $\gamma > 0$ ). Величина  $\rho_0(300) = 1,3 \cdot 10^{-7}$  Ом·м,  $\rho_g(300) = 2,6 \cdot 10^{-7}$  Ом·м.

Таблиця 6 - Електрофізичні властивості тонких плівок хрому

$d$ , нм	$\lambda_0(1-p)$ , нм	$L$ , нм	$R$	$d$ , нм	$\lambda_0(1-p)$ , нм	$L$ , нм	$R$
50	131	25	0,09	80	140	40	0,16
60	130	30	0,11	90	131	45	0,20
70	139	35	0,14	100	127	50	0,24

## Список літератури

1. Лобода В.Б. Исследование электрических свойств тонких пленок хрома и скандия / В.Б. Лобода, И.Е. Проценко, В.Г. Шамоля // УФЖ. – 1982. – Т. 27, № 9. – С. 1343-1349.
2. Проценко И.Е. Расчет параметров электропереноса тонких поликристаллических пленок металлов // Изв. вузов. Физика. – 1988. – № 6. – С. 42-47.
3. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю.Проценко, В.А. Саєнко. – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.

**Заняття 8.** Розмірний ефект у тензочутливості тонких металевих плівок (модель Фукса-Зондгеймера)

**Методичні вказівки.** Дослідження тензочутливості тонких плівок металів були започатковані в 1960 р. французькими вченими А. Колумбані, Р. Туре та ін. Вони показали, що тензочутливість дуже тонких плівок (на стадії острівців) значно вища тензочутливості масивних зразків. Поряд з цим суцільні плівки часто мають чутливість, меншу порівняно з масивними зразками. Вперше для пояснення цього результату була застосована теоретична модель Фукса-Зондгеймера. Підкреслимо, що ця модель не враховує розсіювання носіїв електричного струму на межі кристалітів і тому не може застосовуватися до дисперсних плівок, в яких тензочутливість може бути більшою порівняно з масивними зразками.

Кількісною характеристикою тензочутливості є коефіцієнти поздовжньої ( $\gamma_\ell$ ) та поперечної ( $\gamma_t$ ) тензочутливості. Згідно з означенням

$$\gamma_\ell = \frac{dR}{R_n \cdot d\varepsilon_\ell} = \frac{d\rho}{\rho_n \cdot d\varepsilon_\ell} + (1 + 2\mu_f), \quad (1)$$

$$\gamma_t = \frac{dR}{R_n \cdot d\varepsilon_t} = \frac{d\rho}{\rho_n \cdot d\varepsilon_t} - 1,$$

де індекс “ $n$ ” позначає початкове (до деформації) значення опору та питомого опору;  $\mu_f$  – коефіцієнт Пуассона для плівки.

Для масивних зразків або товстих плівок теорія дає таке співвідношення:

$$\gamma_{0\ell} = \eta_\ell + 2 \cdot (1 + \mu), \quad (2)$$

де  $\eta = -\lambda_0^{-1} \cdot \frac{d\lambda_0}{d\varepsilon}$  – деформаційний коефіцієнт середньої довжини вільного пробігу носіїв електричного струму.

Для структурно-суцільної плівки ( $20 \text{ нм} < d < 600 \text{ нм}$ ) модель Фукса-Зондгеймера дає співвідношення

$$\gamma_\ell = \gamma_{0\ell} - (Y/Z) \cdot (\eta_\ell - \mu_f) < \gamma_{0\ell}, \quad (3)$$

де  $Y/Z$  – відома функція.

Аналогічний результат має місце і для електрично-суцільних плівок ( $d \geq 10 \text{ нм}$ ). Але в острівцевих плівках  $\gamma_\ell \gg \gamma_{0\ell}$ . Слід відзначити, що в рамках теоретичних моделей тензочутливості Тельє, Тоссе і Пішар для полікристалічних плівок коефіцієнти тензочутливості  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$  можуть набирати значень, більших або набагато більших порівняно з  $\gamma_{0\ell}$  та  $\gamma_{0t}$ .

Кількісною характеристикою, яка описує температурну залежність  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$ , є термічні коефіцієнти тензочутливості  $\beta_{\gamma\ell}$  та  $\beta_{\gamma t}$ , які позначаються так:

$$\beta_{\gamma_\ell} = \frac{1}{\gamma_{\ell n}} \cdot \frac{\partial \gamma_\ell}{\partial T}, \quad \beta_{\gamma_t} = \frac{1}{\gamma_{tn}} \cdot \frac{\partial \gamma_t}{\partial T}. \quad (4)$$

Можна показати, що за умови  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t \gg 1$

$$\beta_{\gamma_\ell} \cong -\beta + \frac{1}{\rho_n \gamma_{\ell n}} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_\ell \partial T}, \quad \beta_{\gamma_t} \cong -\beta + \frac{1}{\rho_n \gamma_m} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial \varepsilon_t \partial T}. \quad (5)$$

**Задача 25.** Виходячи з означення коефіцієнтів тензочутливості  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$ , показати, що  $\gamma_l = \frac{d\rho}{\rho_n d\varepsilon_\ell} + (1 + 2\mu_f)$ , а

$$\gamma_t = \frac{d\rho}{\rho_n d\varepsilon_t} - 1. \text{ Показати також, що замість доданків } \frac{d\rho}{\rho_n d\varepsilon_\ell} \text{ та } \frac{d\rho}{\rho_n d\varepsilon_t} \text{ можна записати відповідно } -\frac{d\sigma}{\sigma_n d\varepsilon_\ell} \text{ та } -\frac{d\sigma}{\sigma_n d\varepsilon_t}.$$

**Задача 26.** Довести, що для масивних конденсатів  $\gamma_l \cong \eta_l + 2(1 + \mu)$ , де  $\mu$  – коефіцієнт Пуасона.

Вказівка: скористатися співвідношенням  $\sigma \cong n\lambda_0$ , де  $n$  – концентрація електронів, а також теоретичною оцінкою  $-\left(\frac{dn}{n \cdot d\varepsilon}\right) \cong 1$ .

**Задача 27.** Виходячи з означення термічних коефіцієнтів тензочутливості  $\beta_{\gamma_l}$  та  $\beta_{\gamma_t}$ , довести, що в граничному випадку великих значень  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$ :

$$\beta_{\gamma_\ell} \cong -\beta + \frac{1}{\rho_n \cdot \gamma_{\ell n}} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial T \partial \varepsilon_\ell} \text{ та } \beta_{\gamma_t} \cong -\beta + \frac{1}{\rho_n \cdot \gamma_m} \cdot \frac{\partial^2 \rho}{\partial T \partial \varepsilon_t}.$$

З'ясувати, в якому випадку  $\beta_\gamma \cong -\beta$ .

**Задача 28.** Показати якісно залежність  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$  від товщини плівки (в широкому інтервалі) в рамках моделі Фукса-Зондгеймера.

**Задача 29.** Чому модель Фукса-Зондгеймера для тензочутливості плівок не узгоджується з експериментальними результатами?



## Список літератури

1. Мейксин З.Г. Несплошные и керметные пленки / Физика тонких пленок, том VIII. – М.: Мир, 1978. – С. 106-179.
2. Петренко С.В. Эффект тензочувствительности в дисперсных металлических пленках/ С.В. Петренко, И.Е. Проценко, В.Г. Шамоля //Металлы.–1989. – № 1. – С. 180-186.
3. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю.Проценко, В.А. Саєнко. – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.

**Заняття 9.** Семінар на тему «Тензочутливість металевих плівок»

### Питання семінару

1. Огляд теоретичних моделей явища тензочутливості.
2. Методика вимірювання коефіцієнтів тензочутливості.
3. Основні закономірності тензоефекту в одношарових плівках.
4. Де можна застосувати тензодатчики на основі металевих плівок?

**Методичні вказівки.** У процесі підготовки до семінару необхідно звернути увагу на такі моменти:

1. Теоретична модель Фукса-Зондгеймера історично була першою, тому має такі недоліки:

а) її можна застосувати до монокристалічних (у крайньому разі, до великокристалічних) структурно-суцільних зразків;

б) застосування цієї моделі до несучільних або електрично-суцільних плівок методично необґрунтовано;

в) у зв'язку з тим, що модель враховує лише поверхнєве розсіювання носіїв електричного струму, вона не

узгоджується з експериментальними результатами для полікристалічних плівок.

2. Більш досконалою теоретичною моделлю є модель ефективної довжини вільного пробігу Тельє, Тоссе і Пішар, яка побудована на основі відповідної моделі електропровідності (див. співвідношення (1) у методичних вказівках до заняття 5). У зв'язку з тим, що в основі останньої моделі лежить ідея Майадаса і Шатцкеса про розсіювання носіїв електричного струму на межі кристалітів, часто модель ефективної довжини вільного пробігу для тензочутливості називають моделлю Майадаса і Шатцкеса. Прийнято вважати, що основними співвідношеннями цієї моделі є такі (їх називають лінеаризованими):

$$\begin{aligned} \gamma_t \cdot d &\cong [\eta_t + 1] \cdot f(\alpha) \cdot d - \lambda_0(1-p) \times \\ &\times [(\eta_t + 1) \cdot f(\alpha) \cdot H(\alpha) - (1-\mu')U(\alpha)]; \quad (1) \\ \gamma_t \cdot d &\cong \left[ (\eta_t + 1) + \frac{g(\alpha)}{f(\alpha)} (\eta_t - \mu_s) \right] \cdot d - \lambda_0(1-p) \times \\ &\times [(\eta_t - \mu_s) \cdot f(\alpha) \cdot H(\alpha) + (\mu_s - \mu')U(\alpha)], \end{aligned}$$

де  $\mu_s$  – коефіцієнт Пуассона для підкладки,  $\mu' = \mu_s \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f}$ ;

$g(\alpha) = \alpha; \frac{df(\alpha)}{d\alpha}, f(\alpha) \approx 1 + \frac{g(\alpha)}{f(\alpha)}$  – відомі функції.

3. У зв'язку з тим, що попередня модель обмежена в застосуванні умовою  $L \geq d$ , Тельє, Тоссе і Пішар на основі своєї т.зв. тривимірної теорії електропровідності тонких плівок розробили відповідну модель тензочутливості, яка узгоджується з експериментальними результатами для плівок із довільним співвідношенням між  $L$  та  $d$ , але за додаткової умови  $\eta_t$  та  $\eta_t$  є розмірно-залежними параметрами.

4. Розглядаючи питання про основні закономірності тензоефекту в одношарових плівках, необхідно звернути

увагу на такі моменти:

а) залежність коефіцієнтів  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$  від числа деформаційних циклів; чому після декількох циклів  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$  не змінюються?

б) причина виникнення залишкової деформації;

в) залежність від товщини плівки, співвідношення величин  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$ ;

г) проблема стабільності плівкових тензодатчиків;

д) причина залежності величин  $\gamma_\ell$  та  $\gamma_t$  від методу деформації плівки.

5. При розгляді елементарної теорії тензоефекту в двошарових плівках звернути увагу на ту обставину, що основна причина поганого узгодження з експериментальними результатами пов'язана із процесами взаємної дифузії атомів.

### Список літератури

1. Мейксин З.Г. Несплошные и керметные пленки / Физика тонких пленок, том VIII. – М.: Мир, 1978. – С. 106-179.

2. Петренко С.В. Эффект тензочувствительности в дисперсных металлических пленках/ С.В. Петренко, И.Е. Проценко, В.Г. Шамоля //Металлы.–1989. – № 1. – С. 180-186.

3. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю.Проценко, В.А. Саєнко. – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.

**Заняття 10.** Письмова робота на тему “Електропровідність та тензочутливість металевих плівок”

## 2.2 Практикум «Технологія наноструктурованих матеріалів»\*

**Мета занять** – поглибити знання про фізичні методи осадження, хімічний склад та структуру алмазоподібних та споріднених із ними матеріалів.

**Заняття 1.** Семінар на тему “Алмазні та алмазоподібні матеріали на основі вуглецю”

### Питання семінару

1. Будова та структурні характеристики полікристалічних алмазних плівок.
2. Синтез безводневих плівок вуглецю.
3. Емісійні властивості алмазоподібних плівок.
4. Одержання алмазоподібних покриттів.

**Методичні вказівки.** У процесі підготовки до семінару звернути увагу на такі моменти.

Алмазні та алмазоподібні плівки (АПП), які одержуються методами хімічного осадження із газоподібних вуглеводнів, активованих різними видами плазми (радіочастотна, мікрохвильова), містять значну кількість водню і складаються із декількох фаз (дрібнодисперсної алмазної, графітової, полімерної), але за рядом властивостей близькі до алмазу (їх називають алмазоподібними гідрогенізованими плівками (АППГ) і позначають а-С:Н). У загальному випадку в АППГ може реалізуватися в різному співвідношенні  $sp^3$ -,  $sp^2$ - та  $sp$ -гібридація, що відповідає алмазному, графітовому або карбіновому зв'язкам. Варто зазначити, що відношення Н/С не може бути критерієм віднесення плівок до типу АПП чи АППГ, оскільки поряд із величиною Н/С необхідно враховувати співвідношення типу зв'язків  $sp^3:sp^2:sp$ . Якщо  $sp^3$ -гібридація дає малий внесок, то одержані плівки

---

*Підрозділ 2.1 підготувала доц. Шумакова Н.І.*

можуть бути графітовими або карбіновими.

Ультрадисперсні алмази (УДА) – це композиційні матеріали нового покоління із особливими трибологічними й оптичними властивостями, матеріали для монохроматорів рентгенівських променів та ін. При зменшенні температури підкладки ( $T_n$ ) збільшується пересичення пари і, як результат цього, - зменшення розмірів УДА. Існує оптимальна температура, при якій ростуть кристали алмазу.

Поряд із монокристалічними алмазними плівками (АП), отриманими при низькому тиску із газової фази, становлять інтерес для електроніки і полікристалічні алмазні плівки (ПАП). Тонкі шари алмазних та алмазоподібних речовин на різних підкладках, як правило, використовуються в мікроелектроніці як напівпровідники (н/п) та ізолятори завдяки їх специфічним електричним, хімічним і фізичним властивостям.

Синтез алмазу – не просто фізичне укладання атомів карбону у певному порядку, це ще й утворення ковалентних  $\sigma$ -зв'язків атомів С, які перебувають у стані  $sp^3$ -гібридації, тобто хімічний процес.

При синтезі алмазу та графіту в умовах надвисокого тиску відбуваються не тільки перебудова однієї кристалічної решітки в іншу, а ще й зміна типу гібридації валентних електронів карбону ( $sp^2 \rightarrow sp^3$ ), що супроводжується розривом  $\pi$ -зв'язків та утворенням нових ковалентних  $\sigma$ -зв'язків між атомами карбону.

## Список літератури

1. Самсоненко Н.Д. Поликристаллические алмазные пленки, выращиваемые методом химической транспортной реакции на чужеродных подложках / Н.Д.Самсоненко, Н.И Носанов., С.Н. Самсоненко // Proceedings of 4<sup>th</sup> International Symposium on Diamond Films and Related Materials.- Kharkov: NSC „KHIPHT”, 1999. - P. 27-35.

2. Аксенов И.И. Синтез безводородных пленок алмазоподобного углерода / И.И. Аксенов, Стрелецкий В.Е. //Алмазные пленки и пленки родственных материалов.– Харьков: ННЦ ХФТИ, 2001.- С. 97-105.

3. Топоров Ю.П. Эмиссионные свойства алмазных пленок / Ю.П. Топоров, Л.Л. Буйлов, А.Е. Алексенко и др. //Алмазные пленки и пленки родственных материалов.- Харьков ННЦ ХФТИ, 2002.- С. 157-161.

4. Калиниченко А.И. Образование  $ta-C$  в термоупругих пиках ионов углерода и углеродов / А.И. Калиниченко, В.Е. Стрельницкий // Алмазные пленки и пленки родственных материалов.- Харьков: ННЦ ХФТИ, 2003.- С. 147-152.

5. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ/ І.Ю.Проценко, Н.І.Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008.– 198 с.

**Заняття 2.** Семінар на тему “Матеріали, споріднені з алмазоподібними”

### **Питання семінару**

1. Магнетронні розпилювальні системи для отримання алмазоподібних матеріалів.

2. Отримання, будова і властивості плівок  $AlN$ .

3. Тонкоплівкові термopечатні матриці та безрозжарювальні катоди.

4. Пристрій на поверхневих акустичних хвилях.

**Методичні вказівки.** У процесі підготовки до семінару необхідно звернути увагу на такі моменти.

До алмазоподібних матеріалів (порошків, плівок, покриттів) відносять не тільки матеріали на основі карбону з кристалічною ґраткою, подібною до алмазу, а й багато інших

матеріалів, до складу яких не входить карбон. Їх прийнято називати як матеріали, споріднені із алмазоподібними. До них відносять усі матеріали, що мають дуже велику твердість, тобто подібну до алмазу: нітриди перехідних металів Ti, Nb, Zr та ін., бориди Ti, Zr, Y, W; карбіди W, Zr тощо.

Умовно всі методи отримання матеріалів, споріднених з алмазоподібними, можна класифікувати на фізичні (термічне випаровування, іонне осадження) та хімічні (осадження із газової фази, термічне розкладання, нітрування).

### Список літератури

1. Белянин А.Ф. Выращивание магнетронным распылением пленок алмазоподобных материалов и применение слоистых структур на основе этих пленок в устройствах электронной техники // Алмазные пленки и пленки родственных материалов. – Харьков: ННЦХФТИ, 2003.- С. 67-73; 77-85; 89-92; 92-97; 97-100.

2. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ/ І.Ю.Проценко, Н.І.Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008.– 198 с.

**Заняття 3.** Алмазоподібні та споріднені з ними матеріали

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовуються такі поняття і положення.

Склад і структура плівок та покриттів деякою мірою залежать від методу їх отримання. На основі електронографічних та рентгенографічних даних були встановлені типи і параметри решіток деяких нітридів титану:  $\varepsilon$ -Ti<sub>2</sub>N має тетрагональну решітку з  $a = 0,4943$ - $0,4946$  нм; TiN<sub>x</sub>; TiN<sub>y</sub>, TiC<sub>y</sub>N<sub>x</sub> мають ГЦК-решітку із параметрами

$a = 0,444; 0,431$  та  $0,425$  нм.

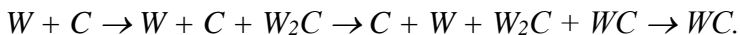
Структура нітриду титану досліджена досить детально. Відмічено зменшення періоду решітки при відхиленні від стехіометрії як для звичайних, так і плівкових зразків нітриду титану. Абсолютні значення періодів решіток у плівок звичайно більші, ніж у масивних зразках. Характерно, що період решітки залежить від товщини плівки.

Необхідно вказати на деякі властивості плівок  $TiN$ . Зміна питомого електроопору ( $\rho$ ) в області гомогенності немонотонна. Збільшується  $\rho$  при відхиленні від стехіометрії в менший бік (кількість атомів  $N < 1$ ), що пов'язано з розсіюванням носіїв на структурних вакансіях у неметалічній підґратці. Значне зростання  $\rho$  при  $N > 1$  обумовлене переходом до сполук з неметалевою провідністю. Нітриди титану в області гомогенності мають різний колір:  $TiN_{\sim 0,5}$  – металевосірий;  $TiN_{\sim 0,8}$  – яскраво-жовтий;  $TiN_{0,95-0,97}$  – золотаво-жовтий;  $TiN_{\sim > 1,0}$  – коричневий. Твердість плівок  $TiN$  залежить від багатьох факторів, у першу чергу від методу отримання плівки, стехіометричного відношення  $Ti/N$ , товщини плівки тощо. Так, твердість  $TiN$  може мати значення (17-35) ГПа.

Систематичні дослідження умов утворення плівкових карбідів вольфраму ( $\alpha$ - $W_2C$ ,  $\beta$ - $W_2C$  і  $WC$ ) та їх кристалічної структури свідчать про той факт, що фаза  $W_2C$  має дві поліморфні модифікації із орторомбічною (часто її називають ромбічною) решіткою ( $a = 0,472$ ;  $b = 0,603$  та  $c = 0,518$  нм) та гексагональною ( $a = 0,299$  та  $c = 0,472$  нм). Оскільки у цих двох фазах міжплощинні відстані практично однакові, їх ідентифікацію необхідно здійснювати шляхом додаткового аналізу інтенсивностей дифракційних ліній. Карбід  $WC$  має гексагональну решітку з параметрами  $a = 0,291$  та  $c = 0,284$  нм.

Якщо узагальнити результати досліджень для тонких плівок, то можна одержати таку послідовність утворення карбідних фаз:





Водночас у товстих плівках спостерігаються деякі відхилення від цієї схеми.

### Задачі для розв'язування

**Задача 1.** Електронографічні дослідження [1] ГЦП-фази  $W_2C$  показують, що найбільш інтенсивні лінії (002) і (110) мають міжплощинні відстані 0,235 і 0,177 нм. За цими даними оцінити величину параметрів  $a$  і  $c$  ГЦП - решітки.

**Задача 2.** Згідно з даними [2] плівковий нітрид титану має ГЦК - решітку з параметром  $a = 0,424$  нм, причому радіус іона  $Ti$  має величину  $r^+ = 0,147$  нм. Виходячи із цих даних, оцінити величину радіуса ( $r$ ) іона азоту.

**Задача 3.** Виходячи із даних [3], прокласифікувати фізичні й хімічні методи отримання нанокристалічних нітридів і карбідів.

### Список літератури

1. Иевлев В.М. Синтез пленок карбидов  $W$  при быстром фотонном отжиге пленочных гетероструктур  $W/C$  / В.М. Иевлев, О.В. Сербин, С.Б.Куцев // Алмазные пленки и пленки родственных материалов.- Харьков: ННЦ ХФТИ, 2003.- С. 302-309.
2. Васильев М.А. Покрытия из  $TiN$ , осажденные методом вакуумного дугового разряда (обзор) / М.А. Васильев, В.Е. Панарин, А.А. Ткачук // Металлофиз. новейшие технол.- 2000.- Т.22; № 11.- С. 58-71.
3. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ/ І.Ю.Проценко, Н.І.Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008.– 198 с.

#### **Заняття 4.** Кристалічна структура та властивості фулериту

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач необхідно використовувати таку інформацію. Вуглець має поліморфні (алотропні) модифікації: графіт, алмаз і карбін ( $sp^3$ -  $sp^2$ - і  $sp$  - зв'язки). Графіт утворюється тоді, коли атоми С пакуються в шестикутники, які утворюють площини. Ці площини зміщені одна відносно одної з певним чергуванням. Якщо положення кожного третього шару повторює положення першого, то структура відповідає гексагональній решітці із 4 атомами на комірку. Якщо положення четвертого шару повторює положення першого, то структура буде мати ромбоєдричну решітку. Якщо ж атоми С мають інше пакування у вигляді тетраєдрів, то це буде алмаз.

Починаючи з 1966 року, Е. Донс, А. Бочвар, Г. Крото та ін. дослідники передбачали, що С може формувати об'ємні замкнені структури у вигляді багат шарових кластерів, які потім почали називати *фулеренами* (Ф). Необхідно відмітити найбільш важливі моменти історії відкриття фулеренів.

По-перше, деякі лінії у спектрі червоних гігантів можна було пояснити, виходячи із гіпотези про існування відносно стійких кластерів С із декількох десятків атомів.

По-друге, як стійка модифікація С фулерен був відкритий у 1991 році (Г. Крото, Р. Смоллі і Р. Керл, Великобританія, Нобелівська премія з хімії в 1996р.). Спочатку в мас-спектрах спостерігався характерний пік для  $C_{60}$ . Було висунуто припущення, що кластер має форму зрізаного ікосаедра, який складається із 12 п'ятикутників і 20 шестикутників. Атоми С утворюють своєрідний каркас. Якщо взяти його половину, то отримаємо квазіпівсферу. Такі півсфери застосував в архітектурі Бакмінстер Фуллер (США) при будівництві куполів. На честь нього Г. Крото запропонував назву для  $C_{60}$  „бакмінстерфулерен”, яка зрештою трансформувалася в

просто „фулерен”.

$C_{60}$  при кристалізації із розчину або газової фази утворює молекулярний кристал під назвою *фулерит* (має дві модифікації – ГЦК з  $a = 1,417$  нм або гексагональну і ПК (рис.1).

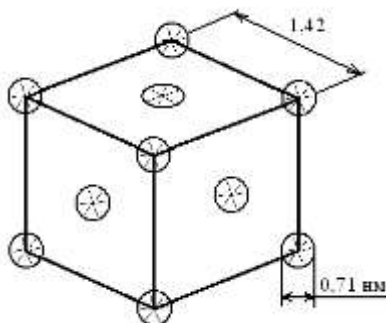


Рисунок 1 – Кристалічна решітка фулериту

Фулерити – напівпровідники, а т.р. на їх основі – напівпровідники і провідники.  $C_{60}$  розчиняється в бензолі, толуолі і т.п., вони не токсичні. Цікавою особливістю фулеренів є те, що вони можуть захоплювати у свій об’єм атоми практично усіх елементів, що приводить до утворення нового матеріалу. Такі матеріали мають назву *ендофулерени* (позначаються так: Me @  $C_{60}$ ).

### Задачі для розв'язування

**Задача 1.** Виходячи із величини діаметра  $C_{60}$   $D \cong 0,714$  нм, оцінити величину параметра ГЦК- решітки фулериту. Отримані результати порівняти із результатом розрахунку на основі рентгенівських даних [1] (таблиця 1).

Таблиця 1 - Розрахунок рентгенограми від фулериту  $C_{60}$

Ном.	d, нм	hkl	a, нм	Ном.	d, нм	hkl	a, нм
1	0,820	111		3	0,428	311	
2	0,502	220		4	0,410	222	

$$a = a_{\text{сер}} \pm \Delta a_{\text{сер}}$$

**Задача 2.** Пояснити відмінність між фулеренами, фулеритами, фулеридами і ендофулеренами.

**Задача 3.** Пояснити суть схеми „шлях фулерену”.

**Задача 4.** Визначити зміну густини фулериту  $C_{60}$  при переході при  $T=260$  К від ГЦК - ( $a=1,416$  нм) до ПК - гратки ( $a=1,410$  нм). Густина ГЦК - фази  $\rho = 1,7 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>.

**Задача 5.** Пояснити фізичну природу температур  $T_0$ ,  $T_g$  і  $T_{\text{ПК} \rightarrow \text{ГЦК}}$  для фулериту  $C_{60}$ .

**Задача 6.** Виходячи із температурної залежності [2] опору плівки  $\text{Cu}@C_{60}$  ( $d=1$  мкм,  $n_{\text{Cu}} : n_{C_{60}} = 0,5$ ) (таблиця 2), установити тип провідності і визначити енергію активації електропровідності.

Таблиця 2 - Залежність опору від температури плівки  $\text{Cu}@C_{60}$

Ном.	R, Ом	T, К	Ном.	R, Ом	T, К	Ном.	R, Ом	T, К
1	330	300	3	310	330	5	300	350
2	320	313	4	305	340	6	300	370

### Список літератури

1. Созин Ю.И. Фуллериты и влияние на них высоких температур и давлений / Ю.И.Созин, М.Я. Кицай // Сверхтвердые материалы.- 1995.- №5.- С. 54-56.
2. Шпилевский Э.М. Металл-фуллереновые пленки: получение, свойства, применение // Алмазные пленки и

пленки родственных материалов.- Харьков: ННЦХФТИ, 2003.- С. 242-263.

3. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ/ І.Ю.Проценко, Н.І.Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008.– 198 с.

**Заняття 5.** Фізичні властивості нанотрубок та нанодротів

**Методичні вказівки.** 1991 рік ознаменувався не тільки відкриттям Г.Крото, Р.Саллі та Р.Керлом фулеренів, але і відкриттям В.Кретчменом ще більш складного вуглецевого каркасного об'єкта циліндричної форми під назвою “нанотрубка” (ВНТ). Необхідно відмітити, що це експериментальне відкриття, оскільки теоретики його не передбачали. ВНТ можуть бути закритими і відкритими, одностінними, двостінними і багатостінними з відстанню між стінками 0,35 нм, а також прямими або спіральними.

На кінцях закритої одностінної ВНТ (ОНТ), крім шестикутних елементів, типових для графіту, є також і п'ятикутні. ВНТ можуть бути порожнистими або заповненими ланцюжками ендофулеренів. ВНТ – це унікальний елемент електроніки майбутнього. Залежно від геометрії ВНТ (це називається „хіральністю”) електричні властивості можуть змінюватися в  $10^5$  разів (від н/п до металу). Із ВНТ можна виготовляти високоефективні холодні катоди, плоскі дисплеї, основою яких буде матриця із ВНТ (розмір елемента зображення – 1 мкм), пристрої для запису та зчитування інформації густиною 250 Гбіт/см<sup>2</sup>. Сучасні методи дозволяють отримувати не тільки окремі НТ, але і їх упорядковані пучки (снопи), колонії і троси. НТ мають дуже високу міцність як на розтягування, так і згинання. Модуль Юнга ОНТ має величину 1-5 ТПа, що в 10 разів більше, ніж у сталі. НТ вже використовуються як голки для атомно-силових

мікроскопів, якими можна підхоплювати атоми або молекули і переносити їх з місця на місце. Незвичайні їх електричні властивості роблять НТ одним із основних матеріалів наноелектроніки. Уже зараз створені лабораторні зразки польових транзисторів на основі однієї НТ (за допомогою напруги запирання у декілька вольт провідність НТ змінюється у  $10^5$  разів). Багатостінні нанотрубки (БНТ) складаються від декількох до десятків ОНТ, вставлених коаксіально одна в одну. Відстань між стінками близька до міжшарової відстані в графіті (0,34 нм). З цієї причини мінімальний діаметр ОНТ  $d_{min} = 0,7$  нм, а  $d_2$ ,  $d_3$  і т.д. задаються величиною  $d_1$ . У результаті внутрішній і зовнішній діаметри БНТ мають відповідно величини 0,7-4 нм і 5-40 нм.

При інжекції металевого розплаву в наноканали мембрани ( $d \sim 200$  нм,  $l \sim 50$  мкм,  $\rho \sim 5 \cdot 10^{12}$   $1/m^2$ ) шляхом підвищення тиску на розплав заповнюються пори мембрани і формуються нанодропи (НД). Таким методом отримали НД із In, Sn, Al, Se, Te, GaSb,  $Bi_2Te_3$  та інші.

Найбільші досягнення в технології НД має швейцарська група Д. - Ф. Ансермета та його співробітників. Група працює в Політехнічній федеральній школі Інституту експериментальної фізики м.Лозанна (Швейцарія). Основну свою увагу вони приділяють дослідженню гальваномагнітних властивостей (зокрема, магнітоопір, гігантський магнітний опір) у плівкових і гранульованих НД. Рис.2 схематично ілюструє морфологію електрохімічно осаджених НД, які найбільш широко досліджує група Ансермента.

### Задачі для розв'язування

**Задача 7.** Оцініть тиск Лапласа на стінку ВНТ. Питома поверхнева енергія вуглецю  $\sigma = 0,47$  Дж/м<sup>2</sup>. Радіус НТ  $R = 10$  нм.

*Примітка.* Вираз для лапласового тиску, який діє на бокову поверхню НТ, отримати самостійно

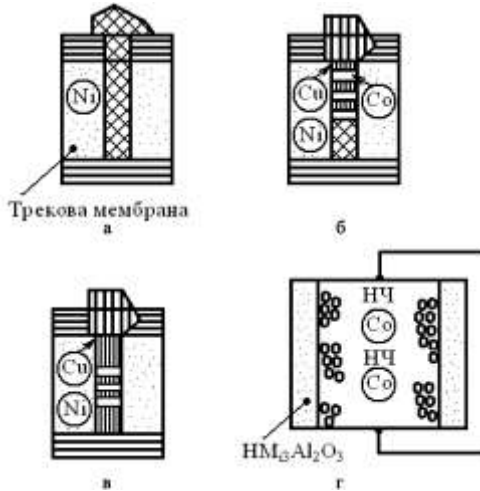


Рисунок 2 – Схематичне зображення морфології електрохімічно осаджених НД Ансермета: а – гомогенний НД Ni ( $l = 6000$  нм,  $d = 80$  нм); б - гібридний НД  $[\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)]_{150}/\text{Ni}(3000)$ ; в - гібридний НД  $\text{Cu}(1000) [\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)]_5/\text{Cu}(4900)$ ; г - НД Co + НЧ Co або НЧ вуглецю ( $l = 50$  мкм,  $d = 200$  нм,  $r_{\text{НЧ}} = 6,7 \pm 4$  нм) НЧ – наночастинка

**Задача 8.** Оцінити величину діаметра ВНТ, при якому її енергонасиченість призведе до випаровування. Питома теплота пароутворення вуглецю  $5 \cdot 10^6$  Дж/кг, а густина  $\rho = 2,22 \cdot 10^2$  кг/м<sup>3</sup>.

**Задача 9.** Показати схематично будову ФБ 24.

**Задача 10.** Оцінити величину  $\Delta\epsilon_3$  для НТ-ВН мінімального (10-20 нм) і максимального (500 нм) діаметрів. Сталу величину  $\gamma_0$  взяти такою, що дорівнює 2,5 еВ.

**Задача 11.** Виготовити модель ВНТ із нульовим індексом  $m$ .

**Задача 12.** Пояснити причину виникнення фотонної забороненої зони у ФК.

**Задача 13.** Показати схематично морфологію трьох типів плівкових НД Ансермета. Чим пояснюється велика зацікавленість у вивченні ГМО в НД на основі Co і Cu?

**Задача 14.** Знайти електричний опір НД Ансермета трьох типів. Питомий опір плівкових шарів:  $\rho_{\text{Cu}} = 2 \cdot 10^{-8}$  Ом·м,  $\rho_{\text{Co}} = 7 \cdot 10^{-8}$  Ом·м,  $\rho_{\text{Ni}} = 8 \cdot 10^{-8}$  Ом·м.

### Список літератури

1. Покропивный В.В. Двумерные нанокompозиты: фотонные кристаллы и наномембраны (обзор). I. Виды и изготовление// Порошковая металлургия.- 2002.- № 5-6.- С. 45-54.
2. Проценко І.Ю. Основи матеріалознавства наноелектроніки: навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю.Проценко, Н.І. Шумакова.-Суми: Вид-во СумДУ, 2004.- 108 с.
3. Азаренков Н.А. Наноматериалы, нанопокрyтия, нанотехнологии / Н.А. Азаренков, В.М. Береснев, А.Д. Погребняк, Л.В. Маликов, П.В. Турбин. – Харьков: ХНУ им. В.Н.Каразина, 2009. – 209 с.



## 2.3 Практикум «Датчики неелектричних величин»

**Мета занять** – поглибити знання про конструктивно-технологічні особливості та фізичні принципи роботи масивних і плівкових датчиків, сумісних з мікроелектронікою.

### **Заняття 1.** Терморезистори

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовуються такі поняття і співвідношення.

По-перше, до основних робочих параметрів терморезисторів відносять термічний коефіцієнт опору (ТКО) ( $\beta$ ), чутливість ( $S$ ) і питому чутливість ( $S_n$ ), які визначаються такі

$$\beta_R = \frac{1}{R_n} \frac{\Delta R}{\Delta T}, \quad \beta_\rho = \frac{1}{\rho_n} \frac{\Delta \rho}{\Delta T},$$

де  $R_n$ ,  $\rho_n$  – початковий опір ( $R$ ) або початковий питомий опір ( $\rho$ );

$$S = \frac{\Delta R}{\Delta T} \quad \text{і} \quad S_n = \frac{d \ln R}{d \ln T} = \frac{T}{R} \frac{\Delta R}{\Delta T}.$$

По-друге, при використанні металевих терморезисторів (масивні чи плівкові зразки) ТКО завжди додатний, у той час як у напівпровідникових – ТКО має як додатну, так і від'ємну величину.

У випадку масивного металевого терморезистора (фольга, дріт) опір  $R$  виникає у результаті розсіювання електронів провідності на фононах і дефектах кристалічної будови (вакансії, чужорідні атоми, дислокації, дефекти пакування, межі зерен). Оскільки опір, пов'язаний із розсіюванням електронів на дефектах, не залежить від

температури (це т.зв. залишковий опір), то температурозалежна частка опору буде визначатися електрон-фононним розсіюванням, яке, у свою чергу, можна пов'язати із транспортною середньою довжиною вільного пробігу (СДВП)  $\lambda_0$ . З огляду на цю обставину ТКО можна подати і у такому вигляді:

$$\beta = -\frac{1}{\lambda_0} \frac{\Delta \lambda_0}{\Delta T},$$

де знак “-” враховує, що при збільшенні температури СДВП зменшується, тобто  $\Delta \lambda_0 < 0$  при  $\Delta T > 0$  ( $\Delta \lambda_0 \cong \Delta \lambda_{0\text{ф}}$ , де індекс “ф” означає зміну  $\lambda_0$  за рахунок зміни фононного спектра).

По-третє, напівпровідникові датчики можуть мати як додатний, так і від'ємний ТКО (їх інколи позначають відповідно РТС або NTC). Додатна величина ТКО спостерігається лише при відносно низьких температурах (менших за кімнатну температуру), при яких зонна будова напівпровідника не відіграє ролі, і провідність відбувається за рахунок електронів (дірок), які знаходяться в зоні провідності (валентній зоні). Однак при збільшенні температури вступає в дію власна провідність, і питомий опір зменшується за експоненціальним законом  $\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta \varepsilon}{2kT}}$ , де  $\Delta \varepsilon$  - ширина забороненої зони.

### Задачі для розв'язування

**Задача 1.** Показати, що для металевого терморезистора має місце співвідношення  $\beta_R = \beta_\rho$ , де  $\beta_R$  і  $\beta_\rho$  – термічний коефіцієнт опору (ТКО), виражений через опір ( $R$ ) чи питомий опір ( $\rho$ ).

**Задача 2.** Отримати співвідношення для ТКО  $\beta$  двошарової плівки. Окремі шари мають опір  $R_1$  та  $R_2$ , розділені тонким шаром діелектрика, і товщину  $d_1$  та  $d_2$ . Проаналізувати залежність  $\beta$  від товщини одного із шарів при

фіксованій товщині іншого. Отриманий результат поширити на випадок плівкової системи із  $n$  шарів різної товщини.

$$\text{Відповідь: } \beta = \frac{\beta_1 \rho_2 d_1 + \beta_2 \rho_1 d_2}{\rho_2 d_1 + \rho_1 d_2}.$$

**Задача 3.** Керамічний товстоплівковий термосенсор типу СХ-1010 фірми Кернокс (США) на підкладці із сапфіру має від’ємний ТКО і монотонну температурну залежність опору (таблиця 1). Побудувати залежність чутливості  $\left( S \equiv \frac{dR}{dT} \right)$  і

питомої чутливості  $\left( S_{\pi} \equiv \frac{d \ln R}{d \ln T} \right)$  датчика від температури.

Таблиця 1 - Залежність опору термосенсора СХ-1010 від температури

T, К	0,1	1,0	10	100	350
R, Ом	$7 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^2$	70	27	15

## Заняття 2. Терморезистори і термодатчики

### Задачі для розв’язування

**Задача 4.** Тонкоплівкові термоперетворювачі опору (ТПО) з номінальними характеристиками часто виготовляють на ситаловій підкладці у вигляді плівки  $Ni$  та підстроєного резистора із металосиліцидного сплаву, який з’єднується паралельно плівці  $Ni$ . Така будова ТПО дозволяє реалізувати результуючий опір ( $R$ ), майже незалежний від температури, оскільки опір плівки  $Ni$  ( $R_{Ni}$ ) і резистора ( $R_p$ ) змінюється з температурою за параболічним законом, проходячи через мінімум ( $Ni$ ) або максимум (резистор). Довести, що у випадку

даного ТПО має місце співвідношення  $\frac{R_{Ni}}{R_p} \cong \frac{\beta_{Ni} - \beta}{\beta - \beta_p}$ , де  $\beta$  – ТКО для ТПО.

**Задача 5.** Скориставшись величиною  $\beta = 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  та експериментальними результатами (таблиця 2), оцінити для  $T = 300\text{-}350 \text{ K}$  відношення  $\frac{R_{Ni}}{R_p}$  із попередньої задачі.

Таблиця 2 - Залежність опору від температури

T, K	273	373	473	573
$R_{Ni}, \text{Om}$	100	160	230	300
$R_p, \text{Om}$	480	505	510	500

**Задача 6.** Температурна залежність терморезистора з від’ємним ТКО (на основі оксидів  $Fe_2O_3$ ,  $TiO_2$ ,  $NiO+CoO$  із  $Li_2O$  і т.п.) описується співвідношенням

$$R(T) = A \cdot \exp \left[ B \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_n} \right) \right],$$

де  $T_n$  – початкова температура;  $B$  – константа резистора. Отримати співвідношення для  $\beta(T)$ .

**Задача 7.** Результат попередньої задачі порівняти зі співвідношенням для ТКО металевого терморезистора ( $Ni$ ,  $Pt$  і т.п.), опір якого описується лінійною залежністю  $R(T) = R_0 + AT$ , де  $A$  – стала резистора.

### Список літератури

1. Виглеб Г. Датчики (устройство и применение).- М.: Мир, 1989.- 196 с.

2. Проценко І.Ю. Технологія одержання і застосування плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ /

І.Ю.Проценко, Н.І.Шумакова. - Суми: Вид-во СумДУ, 2008.- 187 с.

3. Пленочные термоэлементы: физика и применение/ Под ред. Н.С.Лидоренко.- М.: Наука, 1985.- 232с.

### **Заняття 3.** Семінар на тему “Датчики температури”

#### **Питання семінару**

1. Термодатчики з від’ємним ТКО.
2. Термодатчики з додатним ТКО.
3. Фізичні процеси в одно-та багат шарових плівкових термодатчиках.
4. Конструкція, основні параметри та характеристики терморезисторів.

**Методичні вказівки.** У процесі підготовки до семінару звернути увагу на такі моменти.

Терморезисторами з від’ємним ТКО називаються напівпровідникові резистори, опір яких зменшується при підвищенні температури, а ТКО має величину 3-6 %/К. Важливою характеристикою терморезистора є його вольт-амперна характеристика, яка описує зв’язок між струмом через датчик і зниженням напруги на ньому. До величини сили струму 1 мА вольт-амперна характеристика має лінійний характер, оскільки при таких струмах не відбувається самонагрівання. Нелінійна ділянка характеристики виникає через самонагрівання терморезистора. Однією із характеристик терморезистора є т.зв. робоча характеристика-залежність опору від температури, яка має експоненціальний характер. Одним із різновидів датчика з від’ємним ТКО є датчик критичної температури, який призначений для захисту різних пристроїв від перегрівання.

До терморезисторів із додатним ТКО відносять масивні резистори із легованої титанатної кераміки (карбонат  $Ba+SrO+Ti$ ). Особливістю їх є те, що вони в певному температурному інтервалі мають дуже високий ТКО, обумовлений напівпровідниковими й сегнетоелектричними властивостями кераміки. Компоненти кераміки спікають при  $t = 1000-1400^{\circ}C$  у вигляді стержня або диска. Змінюючи склад суміші, можна змінювати і електричні властивості. Їх робоча характеристика ТО має немонотонний характер, проходячи спочатку через мінімум, при  $T=T_M$ , а потім різко зростає.

З точки зору промислового застосування датчиків, у яких ТКО також більше нуля, найбільш дешевим є кремнієвий датчик, у якого робоча характеристика близька до параболічної.

### Список літератури

1. Виглеб Г. Датчики.- М.: Мир, 1989.-С.14-50.
2. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю.Проценко, В.А.Саєнко. - Суми: Вид-во СумДУ, 2002.-С.141-147.
3. Проценко І.Ю. Датчики неелектричних величин: навч. посібник з грифом МОНУ/ І.Ю.Проценко, Н.І. Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2003.– 80 с.

#### *Заняття 4. Датчики тиску*

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач ми будемо використовувати нижчезазначені поняття, теоретичний матеріал та співвідношення.

Датчики тиску (ДТ) відносять до найбільш поширених у техніці. Під час тиску мембрана прогинається, що обумовлює деформацію резистора через отвір у корпусі ДТ і, як наслідок цього, зміну електричного опору (т.зв. тензоефект).

Конструкційно товщина мембрани, геометрична форма і кількість резисторів визначаються інтервалом допустимих тисків. Вимірювальна схема ДТ, як і у випадках датчиків температури, являє собою міст із чотирьох однотипних резисторів  $R_1$ - $R_4$ , які з'єднуються так, що при деформації мембрани величини  $R_1$  і  $R_3$  збільшуються, а  $R_2$  і  $R_4$  – зменшуються. Це дозволяє досягти високої чутливості вимірювального моста. Вихідна напруга  $U_6$  обчислюється за співвідношенням

$$U_6 = U_0 \frac{R_1 R_3 - R_2 R_4}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}.$$

Залежність  $U_6$  від тиску  $P$  має лінійний характер, кутовий коефіцієнт якої залежить від температури вимірювання.

У зв'язку з відносно великою тензочутливістю (зміна опору при деформації) металевих плівок їх можна використовувати як чутливий елемент датчика тиску. На кафедрі прикладної фізики СумДУ була запропонована така конструкція ДТ. Робочою частиною датчика є тонка ( $d = 0,5$ - $1$  мм) мембрана, яка виготовляється в тефлоновій або фторопластовій підкладці і на яку термовипаруванням наносяться чутливий елемент, контактні площини та електроконтакти. Найбільш простий варіант чутливого елемента являє собою плівку Cr (площа – декілька мм<sup>2</sup>), яка має гарну адгезію до матеріалу мембрани. Робоча характеристика такого має дві ділянки: першу – немонотонну, другу, яка має лінійний характер.

Недоліками описаної конструкції ДТ є малий ресурс роботи, гістерезис показників, досить погана відтворюваність результатів. У той самий час певною його перевагою перед кремнієвим ДТ є простота технології виготовлення.

## Задачі для розв'язування

**Задача 8.** Отримати барометричне рівняння висоти, яке використовується для градуювання електронного датчика висоти. Вважати, що температура стовпа повітря стала.

Відповідь:  $h = H \cdot \ln \frac{P_0}{P_h}$ , де  $H = \frac{RT}{\mu g}$ .

**Задача 9.** Перевірити відповідність барометричного рівняння висоти й експериментальних даних (таблиця 1).

Таблиця 1 - Залежність тиску повітря від висоти

h, м	0	100	200	500	1000	20000
P, мм Hg	760	751	742	716	675	41

**Задача 10.** Отримати залежність опору плівкового датчика тиску як функцію зовнішнього тиску.

Відповідь:  $R(P) = R(0) \cdot e^{\gamma_p \cdot P}$ , де  $\gamma_p = \frac{1}{R} \frac{\Delta R}{\Delta p}$  - барометричний коефіцієнт опору.

**Задача 11.** Скориставшись експериментальними даними (таблиця 2) для датчика тиску мембранного типу з двошаровим тонкоплівковим резистором  $Cu/Cr$ , отримати рівняння  $R(P)$ .

Таблиця 2 - Залежність  $\Delta R / R_n$  від тиску у вакуумній камері

$\Delta R / R_n, \%$	3,0	2,7	1,7	1,0
$p, \text{Па}$	10	20	30	35

## Список літератури

1. Виглеб Г. Датчики.- М.: Мир, 1989.-С.14-50.



2. Проценко І.Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості): навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю.Проценко, В.А.Сасенко. - Суми: Вид-во СумДУ, 2002.-С.141-147.

3. Проценко І.Ю. Датчики неелектричних величин: навч. посібник з грифом МОНУ/ І.Ю.Проценко, Н.І. Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2003.– 80 с.

### **Заняття 5. Тензодатчики**

**Методичні вказівки.** При розв’язуванні задач використовуються нижчезазначені поняття, теоретичний матеріал і співвідношення.

Принцип вимірювання деформації за допомогою тензорезистора полягає в тому, що при деформації змінюється електричний опір. Якщо довжина резистора  $l$ , площа перерізу  $S = a \cdot d$  ( $a$  – ширина;  $d$  - товщина), то електричний опір резистора пов’язаний з його питомим опором ( $\rho$ ) співвідношенням

$$R = \rho \frac{l}{a \cdot d}.$$

Якщо тензорезистор перебуває у вільному стані, то отримуємо

$$K = \frac{dR}{Rd\varepsilon} = m + 1 + 2\mu,$$

де  $K$  і  $m$  – коефіцієнт тензочутливості, виражений через  $R$  або  $\rho$  відповідно.

Для масивного тензорезистора, приклеєного до конструкції, можна записати

$$\frac{dR}{R} = K_{npt} \frac{dl}{l},$$

де  $K_{npt} = 1 + 2\mu + m$  – коефіцієнт перетворення деформації

конструкції ( $\varepsilon$ ) за допомогою тензорезистора.

Між коефіцієнтами  $K$  і  $K_{npt}$  існує зв'язок  $K = K_{пер.ч} \cdot K_{npt}$ , тоді  $K = K_{npt}$  лише за умови, що коефіцієнт передачі деформації  $\varepsilon$  зв'язувальною речовиною до чутливого елемента  $K_{пер.ч}$  ( $K_{пер.ч} = \overline{\varepsilon}_ч / \varepsilon$ , де  $\overline{\varepsilon}_ч$  - істинна деформація чутливого елемента дорівнює одиниці).

Рівняння перетворення відносної лінійної деформації чутливого елемента у відносну змінну його електричного опору можна записати так:  $\zeta(\varepsilon) = \frac{\Delta R}{R_n} = e^{K_{npt} \cdot \overline{\varepsilon}_ч} - 1$ . Передача деформації до масивного тензорезистора характеризується функцією розподілу деформації  $\varepsilon_ч$  вздовж довжини (бази) чутливого елемента:  $\varepsilon = \overline{\varepsilon}_ч / K_{пер.ч}$ .

### Задачі для розв'язування

**Задача 12.** Отримати співвідношення для плівкового резистора великої товщини (фольга) в області пружної деформації:  $\frac{dR}{R_n} = K_{npt} \frac{dl}{l}$ , де  $K_{npt}$  - коефіцієнт перетворення деформації. Довести, що в області пластичної деформації резистора  $K_{npt}=2$ .

**Задача 13.** Дати фізичне трактування таким метрологічним характеристикам тензорезисторів:  $\varepsilon$ ,  $K_{пер.ч}$ ,  $K_{npt}$ ,  $K_{пер.ч}$ ,  $\overline{\varepsilon}_ч$ ,  $m$ ,  $\xi(\varepsilon)$ .

**Задача 14.** Отримати граничний випадок функції перетворення деформації для однорідного чутливого елемента у вигляді  $\ln \frac{R_k}{R_n} = K_{npt} \cdot \overline{\varepsilon}_ч$ , де  $\overline{\varepsilon}_ч$  - істинна деформація чутливого елемента (резистора).

**Задача 15.** Використовуючи результати задачі 14, отримати функцію перетворення у вигляді

$$\zeta(\varepsilon) = \frac{\Delta R}{R_n} = (1 + \varepsilon)^k - 1.$$

**Задача 16.** Залежність опору тензодатчика у вигляді тонкої монокристалічної голки  $TlInTe_2$  від поздовжньої деформації наведена в таблиці 3.10. Використовуючи ці дані, визначити коефіцієнти  $K_{npm}$  і  $K$ .

Таблиця 1 – Залежність опору від деформації

R, Ом	49,1	51,0	52,5	54,0
$\varepsilon \cdot 10^4$	1	2	3	4

**Задача 17.** Функція перетворення деформації для вільної плівки скандію  $\frac{\Delta R}{R_n} = \xi(\varepsilon)$  має лінійний характер: при  $\varepsilon_I=0$ ,

$\frac{\Delta R}{R_n} = 0$ , а при  $\varepsilon_2=0,01$ ,  $\frac{\Delta R}{R_n} = 0,078$  (I деформаційний цикл) і

$\frac{\Delta R}{R_n} = 0,02$  (II деформаційний цикл). Знайти відношення  $\frac{K_I}{K_{II}}$

та  $\frac{K_{npmI}}{K_{npmII}}$ .

### Список літератури

1. Клокова Н.П. Тензорезисторы.- М.: Машиностроение, 1990.- 224 с.

2. Однорець Л.В. Ефект тензочутливості в металевих плівкових матеріалах / Л.В.Однорець, С.І.Проценко, А.М.Чорноус, І.Ю.Проценко // Успехи физ. мет. – 2007. – Т.8, №2. – 109 – 156.

## **2.4 Практикум «Прилади і методи дослідження плівкових матеріалів»**

*Мета занять* – поглибити знання про фізичні методи дослідження структури, фазового і елементного складу тонких плівок та покриттів, з'ясувати прикладні аспекти цих методів.

*Заняття 1.* Семінар на тему “Електронна та растрова мікроскопія”

### **Питання семінару**

1. Будова, принцип та режими роботи просвічуючого електронного мікроскопа. Хід променів у ньому, основні параметри.

2. Утворення мікроскопічних контрастів: тіньового, дифракційного, амплітудно-фазового.

3. Уявлення про мікроскопічні контрасти типу контурів екстинції та муарових візерунків, від плоских дефектів, центрів напружень, дислокацій.

4. Будова, принцип та режими роботи растрового електронного мікроскопа. Блок-схема растрового мікроскопа.

5. Формування зображення в растровому мікроскопі.

6. Інтерпретація мікроскопічних знімків.

*Методичні вказівки.* У процесі підготовки до семінару необхідно звернути увагу на такі моменти.

1. В основі принципу роботи просвічуючого електронного мікроскопа (ПЕМ) і растрового електронного мікроскопа (РЕМ) лежить одне й те саме явище – хвильово-корпускулярний дуалізм мікрочастинок і, зокрема, електрона. Завдяки хвильовим властивостям електрона стало можливим створення електромагнітних лінз.

2. Режими роботи ПЕМ і РЕМ суттєво відрізняються: світле і темне поля, дифракція і мікродифракція в першому

випадку та режими топографії, вторинної електронної емісії, хімічного складу, катодолюмінесценції, рентгенівської топографії і т.п.

3. У просвічуючій електронній мікроскопії відомі три типи мікроскопічних контрастів: тіньовий, дифракційний та амплітудно-фазовий. Вони виникають у результаті порівняння інтенсивностей опорного променя (пройшов через зразок без суттєвих змін) та променя, який частково поглинається, відбивається чи змінює амплітуду (фазу) в результаті взаємодії з атомами зразка. Розглядають різновиди дифракційного контрасту: типу контурів екстинкції, муарові візерунки, контраст на плоских дефектах (дефекти пакування, двійники), на центрах напруження, дислокаціях, межах зерен.

У растровій мікроскопії розглядають два типи контрастів: топографічний і контраст, який залежить від атомного номера елемента (тобто контраст від складу, який формується відбитими електронами).

4. Необхідно звернути увагу на суттєву відмінність діапазону збільшень і розрізнявальної здатності ПЕМ та РЕМ.

5. При інтерпретації мікрознімків необхідно розрізнити зображення дефектів пакування, контури екстинкції та муарові візерунки, які зовні майже збігаються. Треба мати на увазі, що контури екстинкції утворюються в результаті інтерференційних ефектів при відбиванні електронної хвилі від нижньої і верхньої поверхонь мікрокристаліту. Тому розподіл інтенсивності смуг інтерференції такий самий, як при інтерференції світлових променів: центральний різкий максимум і досить швидке загасання інтенсивності в міру віддалення від центра картини. Муарові візерунки утворюються при накладанні двох кристалів з близькими міжплощинними відстанями. Зображення також складається зі смуг, але рівномірної інтенсивності. Контраст на дефектах пакування і нахилених межах зерен складається зі смуг, не в

такій мірі виражених і меншої ширини.

### Список літератури

1. Томас Г. Просвечивающая электронная микроскопия металлов/ Г.Томас, М.Дж. Гориндж.– М.:Наука, 1983. – 320 с.
2. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ. Т.1. – М.: Мир, 1984. – 303 с.
3. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ. Т.2. – М.:Мир, 1984. – 348 с.
4. Структура і фізичні властивості твердого тіла / За ред. Л.С. Палатника.- Київ: Вища школа, 1992.- С.116-122.
5. Проценко І.Ю. Прилади та методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, С.І. Проценко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.

### *Заняття 2.* Основи кристалографії

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовуються такі поняття: параметри ґратки – найближча відстань між сусідніми атомами вздовж осей  $x$ ,  $y$  і  $z$ ; типи ґратки і елементарні комірки Браве; міжплощинні відстані; індекси Міллера та коефіцієнт компактності.

### Задачі для розв'язування

**Задача 1.** Знайти параметр ґратки NaCl, густина якого  $\rho = 2,17 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup> і молярна маса  $\mu = 58,45 \cdot 10^{-3}$  кг/моль.

**Задача 2.** Обчислити молярну масу алюмінію (ГЦК- решітка), параметр ґратки якого  $a = 4,04$  Å.

**Задача 3.**  $\alpha$ -залізо має ОЦК ( $a_\alpha = 2,86$  Å), а  $\gamma$ -залізо – ГЦК-ґратку ( $a_\gamma = 3,56$  Å). Як зміниться густина заліза при його переході з  $\alpha$ - в  $\gamma$ -фазу?

**Задача 4.** Обчислити коефіцієнти пакування (компактності) ПК-, ОЦК- та ГЦК- ґраток.

**Задача 5.** Знаючи сталу кубічної решітки  $a$ , обчислити  $d_{100}$  і  $d_{110}$  для ПК-, ОЦК- та ГЦК- кристалів .

**Задача 6.** Скільки площин типу  $\{111\}$  має кубічна решітка? Показати їх на рисунку.

**Заняття 3.** Дифракційні методи дослідження структури кристалів

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовуються такі поняття та фізичні співвідношення:

1) параметри решітки – найближча відстань між сусідніми атомами вздовж осей  $x$ ,  $y$  і  $z$ ;

2) формула Бреггів  $2d_{hkl} \cdot \sin \vartheta = n\lambda$ ,

де  $d_{hkl}$  – міжплощинна відстань для площини з індексами Міллера  $h, k, l$ ;  $\alpha$  – кут ковзання,  $n$  – порядок відбивання,  $\lambda$  – довжина хвилі; індекси інтерференції  $h^* = nh, k^* = nk, l^* = nl$ ;

3) формула зв'язку  $d_{hkl}$  з параметром кубічної решітки

$$a_{hkl} = d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2};$$

4) формула зв'язку сталої приладу (електронографа)  $C$  з діаметром ( $D$ ) і міжплощинною відстанню

$$C = 2L\lambda = D \cdot d_{hkl},$$

де  $\lambda = \sqrt{150/U}$  в  $\text{Å}$ .

### Задачі для розв'язування

**Задача 7.** Обчислити довжину хвилі рентгенівських променів,

які відбиваються в другому порядку від системи площин (100) кристала  $NaCl$  під кутом ковзання  $2\Theta = 17^\circ 22'$ .

**Задача 8.** Знайти сталу решітки кристала  $AgBr$  (структура типу  $NaCl$ ), якщо відомо, що відбивання рентгенівських променів з довжиною хвилі  $\lambda = 2,52 \text{ \AA}$  в першому порядку від системи площин (100) відбивається під кутом ковзання  $\alpha = 25,9^\circ$ .

**Задача 9.** Для пучка рентгенівських променів з довжиною хвилі  $\lambda = 1,537 \text{ \AA}$ , який падає на кристал алюмінію, спостерігається бреггівське відбиття першого порядку від площин (111) під кутом ковзання  $19^\circ 20'$ . Обчислити за цими експериментальними даними число Авогадро  $N_A$ , якщо густина алюмінію  $2,7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , а молярна маса дорівнює  $27 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$ .

Відповідь:  $N_A \cong \frac{8z\mu \sin^3 \theta}{3\sqrt{3}\rho\lambda^3} = 6,1 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ , де  $z$  – число атомів на комірку.

**Задача 10.** Записати міллерівські індекси  $h, k, l$  площин, відбивання від яких дає три перших лінії рентгенограм для ОЦК- та ГЦК- ґраток.

**Задача 11.** Обчислити кути дифракції  $2\Theta$  для перших двох ліній дебаєграми, знятої на зразку алюмінію ( $a = 4,04 \text{ \AA}$ ) і ванадію ( $a = 3,03 \text{ \AA}$ ), якщо довжина хвилі  $\lambda = 1,54 \text{ \AA}$ .

**Задача 12.** Визначити індекси інтерференції  $h^*, k^*, l^*$  та відповідні їм міжплощинні відстані для трьох ліній дебайєграми алюмінію, яким відповідають кути дифракції  $2\Theta = 17^\circ 30'; 33^\circ 50'; 54^\circ 20'$  при  $\lambda = 0,71 \text{ \AA}$ .

*Вказівка. спочатку знаходиться сума  $h^* + k^* + l^*$ , а потім методом підбору -  $h, k, l$ .*

**Задача 13.** Пучок електронів з кінетичною енергією  $25 \text{ кВ}$



проходить через тонку полікристалічну плівку ГЦК- кристала і утворює на екрані на відстані  $L = 200$  мм систему дифракційних кілець. Діаметр першого кільця  $D = 13$  мм. Обчислити приблизно сталу ґратки.

**Задача 14.** В електроннограмі дебаєвського типу від кристала з кубічною ґраткою відношення діаметрів перших двох дифракційних кілець дорівнює 0,855. Визначити тип решітки кристала.

### Список літератури

1. . Проценко І.Ю. Прилади та методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, С.І. Проценко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.

2. Бібик В.В. Фізика твердого тіла: навч. посібник з грифом МОНУ/ В.В.Бібик, Т.М.Гричановська, Л.В.Однорець, Н.І.Шумакова. – Суми: Вид-во СумДУ, 2009. – 200 с.

3. Иродов И.Е. Задачи по квантовой физике. – М.: Высшая школа, 1991. – С. 65-68.

4. Бадіян Є.Ю. Практична кристалографія: навчальний посібник. – Харків: ХНУ ім. В.Н.Каразіна, 2010. – 144 с.

**Заняття 4.** Семінар на тему “Основи методу рентгенівського мікроаналізу”

### Запитання семінару

1. Фізичні основи рентгенівського мікроаналізу.

2. Якісний рентгенівський мікроаналіз на основі спектрометра з дисперсією по енергії та кристал-дифракційного спектрометра.

3. Метод трьох поправок кількісного мікроаналіза (метод Кастана).

4. Аналіз вільних плівок (фольг) за методом Кліффа і Лорімера.

5. Аналіз плівок та покриттів на підкладках

**Методичні вказівки.** При підготовці до семінару необхідно звернути увагу на такі моменти.

1. При якісному мікроаналізі за допомогою спектрометра з дисперсією по енергії на ЕОМ подаються сигнали К-, L- або М-серій, які порівнюються за висотою та кутовою відстанню. Необхідно за допомогою діаграми для енергетичних рівнів атома пояснити походження ліній  $K_{\alpha}$ ,  $K_{\beta}$ ,  $K_{\gamma}$ ;  $L_{\alpha}$ ,  $L_{\beta}$  і т.д. При аналізі за допомогою кристал-дифракційного спектрометра визначаються кути  $\Theta$ , які задовольняють умову Бреггів

$$2d \cdot \sin \Theta = n\lambda,$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі  $\lambda_{K\alpha}$ ,  $\lambda_{K\beta}$ ,  $\lambda_{K\gamma}$  і т.д.

2. Кількісний аналіз за своїми фізичними основами набагато складніший порівняно з якісним мікроаналізом. В основі його лежать рівняння Кастана в найбільш загальному вигляді, а також у першому і другому наближеннях. Узагальненням цих рівнянь є рівняння, на якому ґрунтується метод трьох поправок:

$$C_i = (Z \cdot A \cdot F)_i \cdot \frac{I_i}{I_{0i}},$$

де  $I_i$  і  $I_{0i}$  - інтенсивність рентгенівського випромінювання від зразка і еталона.

Необхідно пояснити якісно суть методу розрахунків факторів  $Z$ ,  $A$  та  $F$ .

3. При аналізі складу вільної плівки (фольги) три фактори помітної ролі не відіграють і тому можна застосовувати метод відносної чутливості Кліффа та Лорімера. Треба мати на увазі, що в цьому випадку використовується порівняльний елемент (наприклад, Si), що значно спрощує аналіз. Але при

аналізі плівок (покриттів) на підкладках метод Кліффа та Лорімера не придатний. Ті методи, які застосовуються в цьому випадку (моделювання, теоретичні розрахунки і т.д.), набагато складніші порівняно із попереднім методом.

4. Необхідно звернути увагу на питання ідентифікації елементів та підготовку і використання еталонів у рентгенівському мікроаналізі.

### Список літератури

1. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ. Т.1. - М.: Мир, 1984. - 303 с.

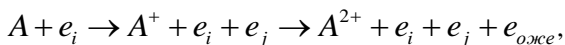
2. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ. Т.2. - М.:Мир, 1984. - 348 с.

3. . Проценко І.Ю. Прилади та методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю. Проценко, А.М. Черноус, С.І. Проценко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.

**Заняття 5.** Спектральні методи дослідження плівкових матеріалів

Серед найбільш поширених методів аналізу хімічного складу поверхні можна назвати метод ОЕС, різновидами якого є методи ОІС та ОФС, коли первинними частинками для збудження атомів є іони або фотони відповідно.

У процесі непружного розсіювання електронів на внутрішніх оболонках атомів може виникнути гальмівне або характеристичне рентгенівське випромінювання. Але, як показав французький вчений П. Оже (1924 р.), можлива ситуація, коли міжелектронні переходи будуть відбуватися без випромінювання рентгенівських фотонів, оскільки їх поглинатимуть т. зв. оже-електрони. Рисунок 1 ілюструє процес утворення оже-електронів. Його можна подати у вигляді такої схеми:



де  $A$  – атомна маса.

Залежно від характеру електронних переходів користуються такою системою позначень. Якщо первинний електрон спричиняє утворення вакансій в  $K$ -оболонці, яку займає електрон, наприклад, із  $L_1$ -підоболонки, а вивільнений при цьому фотон передає свою енергію іншому електрону на  $L_1$ - чи  $L_3$ -підоболонці, то такий процес називають  $KLL$ -оже-переходом, або конкретніше –  $KL_1L_1$ - чи  $KL_1L_3$ -переходами. Такі  $KLL$ - переходи найбільш прості з точки зору теоретичного аналізу.

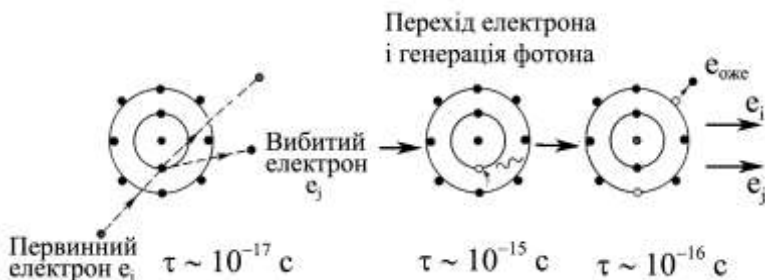


Рисунок 1 – Схема утворення оже-електронів;  $\tau$  – час релаксації процесів

Незважаючи на те, що ще в 1953 р. була зрозуміла ідея ОЕС з точки зору хімічного аналізу, лише в 1968 р. Г. Харрісон подолав технічне затруднення виділення слабого оже-сигналу шляхом електронного диференціювання фону (рис. 2, вставка).

Електронне диференціювання використовується за допомогою одночасного накладання малої змінної напруги на напругу зовнішнього циліндра та синхронного реєстрування сигналу у фазі електронного перемножувача у фазі із синхронізованим підсилювачем. Вісь  $y$  пропорційна  $dN(E)/dE$ , а вісь  $x$  – кінетичній енергії  $E$  електронів.

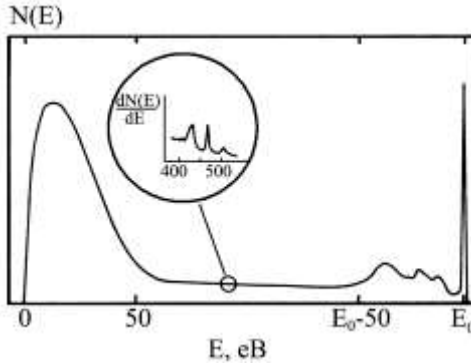


Рисунок 2 – Спектр електронів із початковою енергією  $E_0 = 2$  кеВ, які розсіялися у зразку. На вставці - оже-електронний спектр. Енергетична шкала нелінійна

У цьому посібнику збудлива напруга  $\Delta U = k \sin \omega t$  накладається на енергію аналізатора, що приводить до модуляції струму зібраних електронів  $I(U)$ .  $I(U + \Delta U)$  може бути записаний у вигляді ряду Тейлора

$$I(U + k \sin \omega t) \cong I_0 + I' k \sin \omega t + I'' k^2 \frac{\sin^2 \omega t}{2!} + \dots$$

} цими доданками можна знехтувати

Використовуючи синхронізований підсилювач для реєстрування із вибірковістю за фазою, можна здійснити селекцію компоненти сигналу, яка відповідає частоті  $\omega$  і дорівнює  $I'$  або  $dN(E)/dE$ .

Рис.3 ілюструє механізм утворення К-, L- та М- серій рентгенівського випромінювання у результаті електронних переходів, ступінь складності яких залежить від порядкового номера елемента. Зокрема, якщо побудувати діаграму для атома вуглецю ( $Z=8$ ), то на ній буде лише  $K_\alpha$  серія, оскільки в атомі на К- і L- оболонках знаходяться

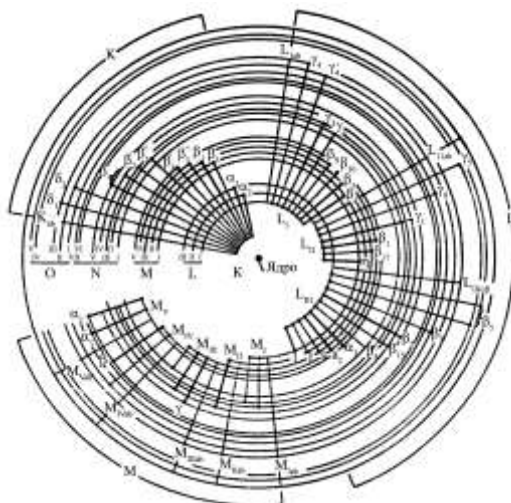


Рисунок 3 – Узагальнена діаграма електронних переходів, які обумовлюють утворення  $K$ -,  $L$ - та  $M$ -серій рентгенівського випромінювання

відповідно два і шість електронів, а на  $M$ -оболонці немає електронів, які б зайняли ці вакансії на  $L$ -оболонці. У випадку  $Na$  ( $Z=11$ ) будуть випромінюватися як  $K_{\alpha}$ , так і  $K_{\beta}$ -ліній, оскільки у нього на  $M$ -оболонці знаходиться один електрон. Складність діаграми випромінювання зростає при збільшенні величини  $Z$ , і, наприклад, у  $Cu$ ,  $Ti$  і  $Tb$  лінії  $K_{\alpha 1}$ ,  $K_{\alpha 2}$  не розрізняються спектрометром із дисперсією по довжинах хвиль.

При аналізі методу вторинно-іонної мас-спектрометрії відмічається, що цей метод забезпечує контроль хімічного та елементного складу поверхні металів, напівпровідників, тонких плівок, покриттів, композиційних матеріалів; пошаровий аналіз; дослідження процесів корозії, поверхні та об'ємної дифузії.

Безсумнівною перевагою методу порівняно з іншими спектральними методами є отримання прямої інформації про елементний склад зразків. Першим етапом розшифрування

спектра ВІМС є ідентифікація піків, які відповідають атомарним, молекулярним і кластерним іонам. Якщо встановлено основний склад зразка, то на другому етапі здійснюють ідентифікацію ліній, масові числа яких відповідають найбільш поширеним ізотопам основних компонентів зразка. Відмічається, що майже всі метали мають стабільні і нестабільні ізотопи. Так, наприклад, у  $Ti$  фіксується 8 ізотопів, із них 5 – стабільні, у  $Ag$  всього 19 ізотопів, із них лише 2 –  $Ag^{107}$  (природна поширеність – 51,35%) і  $Ag^{109}$  (48,65%) стабільні; у  $Cu$  всього 11 ізотопів, із них лише 2 –  $Cu^{63}$  (69,1%) і  $Cu^{65}$  (30,9%) стабільні; у  $Nb$  всього 19 ізотопів, із яких лише 1 –  $Nb^{93}$  (100%) стабільний.

Правильність ідентифікації багатьох ізотопних елементів контролюється порівнянням відношень висот піків на мас-спектрі із природного поширення ізотопів цих елементів.

На третьому етапі ідентифікуються багатоатомні (як правило, двоатомні) іони основних елементів. Легко показати, що, наприклад, від двоатомних іонів  $Ti_2^+$  буде фіксуватися 9 ліній, а від триатомних іонів  $Ti_3^+$  – 13 ліній і т.д. У першому випадку це будуть такі лінії:

$$(Ti_2^{92})^+ = 1 \text{ лінія};$$

$$(Ti_2^{94})^+ = (Ti^{47} \cdot Ti^{47})^+ + (Ti^{48} \cdot Ti^{46})^+ = 2 \text{ лінії};$$

$$(Ti_2^{96})^+ = (Ti^{46} \cdot Ti^{50})^+ + (Ti^{47} \cdot Ti^{49})^+ + (Ti^{48} \cdot Ti^{48})^+ = 3 \text{ лінії};$$

$$(Ti_2^{98})^+ = (Ti^{49} \cdot Ti^{49})^+ + (Ti^{50} \cdot Ti^{48})^+ = 2 \text{ лінії};$$

$$(Ti_2^{100})^+ = (Ti^{50} \cdot Ti^{50})^+ = 1 \text{ лінія}.$$

Відмічається, що в кожному ряді атомні іони мають дуже близькі, але неоднакові атомні числа, що й спричиняє своєрідне розщеплення на 2 або 3 лінії.

Подальший, четвертий, етап пов'язаний із ідентифікацією ліній, які відповідають молекулярним і кластерним іонам оксидів, гідридів, нітридів, а також гідроксидів і т.п.

## Задачі для розв'язування

**Задача 1.** Зобразити схематично двоелектронні оже-процеси, які пов'язані із переходами  $KL_1L_1$  та  $LM_1M_1$ .

**Задача 2.** Зобразити схематично перехід  $L_1 L_2M_1$  (перехід Костера-Кроніга) і з'ясувати, чи можливий цей перехід без випромінювання фотонів.

**Задача 3.** У методиці ОЕС для отримання  $dN(E)/dE$  на фон накладається збурювальна напруга  $\Delta U = k \sin \omega t$ , у результаті чого струм зібраних електронів стає модульованим:  $I = I(U + k \sin \omega t)$ . Розкласти в ряд Тейлора модульований струм до доданків четвертого порядку малості. Обґрунтувати, якими доданками цього ряду можна знехтувати.

**Задача 4.** Побудувати теоретичний мас-спектр  $Cu$ ,  $Ag$ , і  $Ti$  із урахуванням однозарядних одно-, дво- і триатомних іонів.

**Задача 5.** Визначити час, необхідний для розпилення шару  $Si$  товщиною  $d=50$  нм іонним пучком із густиною струму  $10^{-1}$  А/м<sup>2</sup> та енергією  $E_0=45$ кеВ іонів  $Ar$ . Скористатися розрахунковими даними [1, рис. 4.2] залежності виходу розпиленого  $Si$  від енергії  $E_0$  та атомного номера.

## Список літератури

1. Фелдман Л., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок.- Москва: Мир, 1989.- 342 с.
2. Черепин В.Т., Васильев М.А. Вторичная ионно-ионная эмиссия металлов и сплавов.- Киев: Наук. думка, 1975.- 240 с.
3. Проценко І.Ю. Прилади та методи дослідження плівкових матеріалів: навч. посібник з грифом МОНУ / І.Ю. Проценко, А.М. Чорноус, С.І. Проценко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 264 с.



## 2.5 Практикум «Основи мікроелектроніки»

**Мета заняття** – поглибити знання про фізичні процеси в мікроелектронних приладах, їх класифікацію, конструктивно-технологічні особливості, робочі параметри і характеристики, режими роботи. Удосконалити вміння застосовувати закони і розрахункові методи для аналізу процесів у мікроелектронних приладах та обчислення їх параметрів.

**Заняття 1.** Фізичні процеси у напівпровідникових матеріалах

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовуються такі поняття і співвідношення:

1) середня швидкість руху носіїв заряду враховує хаотичний тепловий рух із численними зіткненнями електронів та атомів кристалічної решітки. Від одного зіткнення до іншого електрони прискорюються полем і тому швидкість  $V_n$  пропорційна напруженості поля  $E$ :

$$V_n = \mu_n \cdot E,$$

де  $\mu_n$  - рухливість носіїв заряду

2) повна питома провідність залежить від концентрації носіїв та їх рухливості і дорівнює

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = n \cdot e \cdot (\mu_n + \mu_p).$$

### Задачі для розв'язування

**Задача 1.** Визначити середню швидкість руху електронів в  $Ge$  при кімнатній температурі в електричному полі напруженістю 5 В/м, якщо їх рухливість дорівнює  $0,45 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

**Задача 2.** Визначити рухливість дірок в  $InAs$  при кімнатній температурі в електричному полі напруженістю 2 В/м, якщо їх середня швидкість руху дорівнює 12 м/с.

**Задача 3.** Розрахувати повну питому провідність носіїв в *Ge*, якщо рухливість електронів і дірок дорівнює 0,45 і  $0,35\text{м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  відповідно, а концентрація носіїв електричного струму стають величиною  $10^{23}\text{м}^{-3}$ .

**Задача 4.** Використовуючи дані таблиць, визначити величину власної концентрації вільних носіїв заряду в кремнії (*Si*), германії (*Ge*) та арсеніді галію (*GaAs*) при кімнатній температурі  $T = 300\text{К}$  та температурі рідкого азоту  $T = 77\text{ К}$ .

*Si*

$T, \text{К}$	$\frac{m_n^*}{m_0}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$	$E_{g0}, \text{еВ}$	$\alpha, \text{еВ/К}$	$N_C, \text{см}^{-3}$	$N_V, \text{см}^{-3}$
300	1,08	0,56	1,21	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$2,8 \cdot 10^{19}$	$1,13 \cdot 10^{19}$
77					$3,6 \cdot 10^{18}$	$1,4 \cdot 10^{18}$

*Ge*

$T, \text{К}$	$\frac{m_n^*}{m_0}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$	$E_{g0}, \text{еВ}$	$\alpha, \text{еВ/К}$	$N_C, \text{см}^{-3}$	$N_V, \text{см}^{-3}$
300	0,56	0,35	0,80	$3,9 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{19}$	$6,1 \cdot 10^{18}$
77					$1,4 \cdot 10^{18}$	$7,3 \cdot 10^{17}$

*GaAs*

$T, \text{К}$	$\frac{m_n^*}{m_0}$	$\frac{m_p^*}{m_0}$	$E_{g0}, \text{еВ}$	$\alpha, \text{еВ/К}$	$N_C, \text{см}^{-3}$	$N_V, \text{см}^{-3}$
300	0,07	0,45	1,56	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$4,7 \cdot 10^{17}$	$7,0 \cdot 10^{18}$
77					$5,8 \cdot 10^{16}$	$1,25 \cdot 10^{17}$

**Задача 5.** Визначити питомий опір  $\rho$  електронного та діркового кремнію (*Si*) з легувальною домішкою  $N_{d,a} = 10^{16}\text{см}^{-3}$  при кімнатній температурі.

**Заняття 2.** Фізичні процеси у власних і домішкових напівпровідниках

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовуються такі поняття і співвідношення:

1) концентрація вільних носіїв заряду  $n_i$  має сильну температурну залежність і визначається

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right),$$

де ефективна густина станів у зоні провідності ( $C$ ) і валентній ( $V$ ) зоні  $N_{C,V}$  також залежить від температури  $T$  та ефективної маси носіїв заряду в зоні  $m^*$ :

$$N_{C,V} = 2 \cdot \left(2\pi \cdot \frac{m^* kT}{h^2}\right)^{3/2} = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2}, \tilde{n}^{-3}.$$

Ширина забороненої зони ( $E_g$ ) слабо залежить від температури  $E_g = E_{g0} - \alpha T$ ;

2) домішка повністю іонізована, коли концентрація рівноважних електронів дорівнює концентрації легувальної домішки  $n_{n0} = N_d$ . Із співвідношення для напівпровідників  $n_0 \cdot p_0 = n_i^2$  можна визначити концентрацію неосновних носіїв

$$\text{заряду } p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}};$$

3) у власному напівпровіднику  $n_0 = p_0$ , а положення рівня Фермі стосовно середини забороненої зони напівпровідника  $\varphi_0$  можна визначити як

$$\varphi_{0i} = \frac{kT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} = \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*}\right),$$

$$N_{C,V} = 2 \cdot \left(2\pi \cdot \frac{m^* kT}{h^2}\right)^{3/2} = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{m^*}{m_0}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2}.$$

4) співвідношення для визначення положення рівня Фермі відносно положення у власному напівпровіднику  $\varphi_0^*$ :

$$\varphi_0^* = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{p_0}{n_i} \right);$$

5) концентрацію власних носіїв  $p_0$  (за умови повної іонізації акцепторів) можна визначити за величиною питомого опору  $p_0 = N_A = \frac{1}{q\mu_p\rho}$ .

**Задача 6.** Кремній (*Si*) та арсенід галію (*GaAs*) леговані донорною домішкою до концентрації  $N_d = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Враховуючи, що домішка повністю іонізована, визначити концентрацію основних і неосновних носіїв заряду при температурі  $T = 300\text{K}$ .

**Задача 7.** Визначити об'ємне положення рівня Фермі відносно середини забороненої зони  $\varphi_0$  у власних напівпровідниках – кремнії (*Si*) та антимоніду індію (*InSb*) при температурах  $T_1 = 300 \text{ K}$  і  $T_2 = 77 \text{ K}$  (з урахуванням різних значень ефективних мас електронів і дірок).

**Задача 8.** Визначити об'ємне положення рівня Фермі  $\varphi_0$  в германії (*Ge*) р-типу, легованому алюмінієм при температурі  $T = 300 \text{ K}$ . Питомий опір  $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

**Задача 9.** Розрахувати об'ємне положення рівня Фермі  $\varphi_0$  відносно середини забороненої зони антимоніду індію (*InSb*) при азотній температурі  $T = 77 \text{ K}$  і концентрації легувальної домішки  $N_d = N_a = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

**Задача 10.** Визначити, як зміниться об'ємне положення рівня Фермі  $\varphi_0$  в електронному арсеніді галію (*GaAs*) з  $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  при зміні температури від  $T = 300 \text{ K}$  до  $T = 77 \text{ K}$ .

## Список літератури

1. Прищепа М.М. Мікроелектроніка. Ч.1. Елементи мікроелектроніки / М.М.Прищепа, В.П.Погребняк. - Київ: Вища школа, 2004. - 432 с.
2. Борисов О.В., Якименко Ю.І. Твердотільна електроніка: підручник за заг. ред. Ю. І. Якименка. – Київ.: НТУУ «КПІ», 2015. – 484 с.
3. Матвієнко М.П. Основи електроніки. Підручник.– К.: Видавництво Ліра-К, 2017. – 364 с.
4. Однодворець Л.В. Основи мікроелектроніки. – Суми: Вид-во СумДУ, 2005. – 112 с.

### Заняття 3. Фізичні процеси в *p-n*-переході

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовуються такі співвідношення:

1) висота потенціального бар'єра визначається за умов, що *p-n*- перехід виникає в тому місці пластини, де концентрація акцепторної домішки дорівнюватиме концентрації донорної домішки:

$$U_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2},$$

де  $k$  – стала Больцмана;  $T$  – температура;  $q$  – заряд електрона;  $N_A$  і  $N_D$  - концентрації акцепторної і донорної домішок відповідно;

2) товщину області просторового заряду можна визначити за формулою

$$l_0 = \left( U_0 \frac{12\epsilon\epsilon_0}{qk_T} \right)^{\frac{1}{3}},$$

де  $\epsilon$  - діелектрична проникність середовища (у даному

випадку повітря  $\varepsilon=1$ );  $\varepsilon_0$  - універсальна діелектрична стала ( $\varepsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м.);

3) максимальна напруженість електричного поля фіксується на «металургійній» межі переходу (при  $x=0$ ) і може бути розрахована за формулою :

$$\xi(0) = -q \frac{k_T x_p^2}{2\varepsilon_0} = -q \frac{k_T \left(\frac{l_0}{2}\right)^2}{2\varepsilon_0},$$

де  $k_T$  – градієнт концентрації;

4) питома ємність за умов рівноваги і зовнішнього зміщення  $C_{joo} = \frac{\varepsilon_0}{l_0}$ ;

5) концентрації надлишкових неосновних носіїв заряду можна визначити за формулами

$$p'_n(x_n) = p_{no} \left[ \exp\left(\frac{U_{FD}}{U_T}\right) - 1 \right]; \quad n'_p(-x_p) = n_{po} \left[ \exp\left(\frac{U_{FD}}{U_T}\right) - 1 \right],$$

де  $U_{FD}$  - напруга прямого зміщення;

б) концентрації неосновних носіїв заряду в кожній із областей за умов рівноваги  $p_{no}$  та  $n_{po}$  визначаються за законом діючих мас на межі «металургійного» переходу  $p_{no} n_{no} = n_i^2$ ;

7) для розрахунку повного струму скористаємося формулою

$$I_{FD} = S_q \left( \frac{D_p p_{no}}{L_p} \operatorname{cth} \frac{W_n}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \operatorname{cth} \frac{W_p}{L_n} \right) \left[ \exp\left(\frac{U_{FD}}{U_T}\right) - 1 \right],$$

де  $W_n$  і  $W_p$  - товщина областей у напрямі проходження електронів та дірок відповідно;  $L_n$  і  $L_p$  - дифузійна довжина електронів в області  $p$ -типу та дірок в області  $n$ -типу відповідно;  $U_T$  – значення напруги при конкретній температурі;  $D_n$  і  $D_p$  - коефіцієнти дифузії електронів і

домішок відповідно;

8) зворотний струм насичення діода розраховується за формулою

$$I_s = -qS \left( \frac{D_p p_{no}}{L_p} \operatorname{cth} \frac{W_n}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \operatorname{cth} \frac{W_p}{L_n} \right).$$

9) вольт-амперна характеристика ідеального діода описується за формулою  $j = j_s \left( e^{\frac{qU}{kT}} - 1 \right)$ ;

10) величина струму насичення  $j_s$  може бути розрахована за діодною  $j_s = \frac{I}{4} q n_0 e^{-\frac{q\phi_k}{kT}} \sqrt{\frac{8kT}{m^* \pi}}$  або дифузійною теоріями

$$j_s = q \mu_n E_{max} n_0 e^{-\frac{q\phi_k}{kT}} ;$$

11) ширина області просторового заряду визначається за формулою  $W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_k - U)}{qN_D^2 \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}}$ .

### Задачі для розв'язування

**Задача 11.** Діод із  $p$ - $n$ - переходом створено методом дифузії акцепторної домішки  $p$ -типу (бор) у рівномірно леговану силіцієву пластину  $n$ -типу провідності з концентрацією домішки  $1,1 \cdot 10^{21}$  ат/м<sup>3</sup> так, що виник лінійний перехід із градієнтом концентрації  $k_T = 1 \cdot 10^{28}$  ат/м<sup>2</sup>. Товщина областей у напрямі проходження носіїв заряду  $W_n = 1,5$  мкм,  $W_p = 2$  мкм. Дифузійна довжина дірок в області  $n$ -типу  $L_p = 30$  мкм, а дифузійна довжина електронів в області  $p$ -типу  $L_n = 20$  мкм. Коефіцієнт дифузії домішок  $D_p = 1,2 \cdot 10^{-3}$  м/с<sup>2</sup>, а коефіцієнт дифузії електронів  $D_n = 3,4 \cdot 10^{-3}$  м/с<sup>2</sup>. Площа  $p$ - $n$ -переходу діода  $S = 300$  мкм<sup>2</sup>.

1. Розрахувати висоту потенціального бар'єра; товщину області просторового заряду за умов рівноваги; максимальну напруженість внутрішнього електричного поля в області просторового заряду; товщину області просторового заряду за умов зворотного зміщення переходу. Напруга зворотного зміщення  $U_{RD} = -5$  В.

2. Визначити питому ємність переходу за відсутності зовнішнього зміщення та умов зворотного зовнішнього зміщення  $U_{RD} = -5$  В.

3. Розрахувати концентрації надлишкових носіїв заряду, інжекттованих у кожную з областей переходу за умов прямого зміщення  $U_{FD} = +0,6$  В.

4. Розрахувати повний струм, який проходить крізь діод, за умов прямого зміщення  $U_{FD} = +0,6$  В.

5. Визначити зворотний струм насичення діода.

**Задача 12.** Розрахувати величину електричного струму, який проходить через  $p$ - $n$ -перехід, при температурі 400 К, якщо струм власних носіїв заряду дорівнює  $I_0 = 20$  мА, а на  $p$ - $n$ -перехід діє пряма напруга величиною 0,05 В. Пояснити характер залежності струму від прикладеної напруги.

**Задача 13.** Розрахувати величину електричного струму, який проходить через  $p$ - $n$ -перехід, при температурі 500 К, якщо струм власних носіїв заряду дорівнює  $I_0 = 20$  мА, а на  $p$ - $n$ -перехід діє зворотна напруга величиною 0,05 В. Зобразити графічно характер залежності струму від прикладеної напруги.

**Задача 14.** Розрахувати максимальне електричне поле  $E$  і ширину областей просторового заряду  $W_n$  і  $W_p$  в германії (Ge) з електронною та дірковою провідністю для  $p$ - $n$ -переходу в умовах рівноваги.  $\rho_n = 10$  Ом·см,  $\rho_p = 1$  Ом·см.



**Задача 15.** У кремнієвому  $p$ - $n$ - переході площиною  $S=10^{-3}$  см<sup>2</sup> і концентраціями легувальної домішки  $N_D=N_A=10^{18}$  см<sup>-3</sup> при кімнатній температурі  $T = 300$  К відбувається накопичення заряду. Розрахувати накопичений заряд і час, за який зворотне зміщення зростає від 0 до -10 В, якщо величина струму через діод дорівнює 1 мА.

### Список літератури

1. Прищепа М.М. Мікроелектроніка. Ч.1. Елементи мікроелектроніки / М.М.Прищепа, В.П.Погребняк. - Київ: Вища школа, 2004. - 432 с.
2. Ігумнов Д.В. Основи мікроелектроніки / Д.В. Ігумнов, Г.В. Корольов, І.С. Громов.– Київ: Вища школа, 2004. – 252 с.
3. Борисов О.В., Якименко Ю.І. Твердотільна електроніка: підручник за заг. ред. Ю. І. Якименка. – Київ.: НТУУ «КПІ», 2015. – 484 с.
4. Матвієнко М.П. Основи електроніки. Підручник.– К.: Видавництво Ліра-К, 2017. – 364 с.

**Заняття 4.** Оптичні властивості мікроелектронних структур

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовуються такі поняття і співвідношення:

- 1) коефіцієнт відбивання розраховується за формулою

$$R = \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2,$$

де  $n_1$  і  $n_2$ - показники заломлення середовищ, через які проходить світло;

- 2) частка світла, яке випромінюється через лицьову поверхню світлодіода, визначається так:

$$F = \frac{I}{4} \cdot \left( \frac{n_1}{n_2} \right)^2 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \right];$$

3) зовнішня  $P_0$  і внутрішня  $P_i$  потужності світлодіода відповідно дорівнюють  $P_0 = F \cdot P_i = \eta \cdot I \cdot U$ .

### Задачі для розв'язування

**Задача 16.** Ефективність перетворення зовнішньої (електричної) потужності планарного GaAs світлодіода  $\eta$  дорівнює 1,5% при прямому струмі  $I = 50$  мА і різниці потенціалів  $U = 2$  В. Оцінити оптичну потужність  $P_i$ , що генерується приладом, якщо коефіцієнт заломлення GaAs  $n = 3,6$ .

**Задача 17.** Оцінити ефективність перетворення зовнішньої потужності планарного GaAs світлодіода  $\eta$ , коли внутрішня оптична потужність  $P_i$  становить 30% від прикладеної електричної потужності. Коефіцієнт заломлення GaAs  $n = 3,6$ .

**Задача 18.** На ідеальний фотодіод (квантовий вихід дорівнює 1) падає випромінювання потужністю  $P = 10$  мВт при довжині хвилі 0,8 мкм. Розрахувати струм і напругу на виході приладу, коли детектор використовується в режимі фотострум і фото-е.р.с., відповідно. Струм витікання при зворотному зміщенні  $I_0 = 10$  нА, робоча температура  $T = 300$  К.

**Задача 19.** Фотодіод на основі  $p$ - $n$ - переходу має квантовий вихід 50% на довжині хвилі 0,9 мкм. Розрахувати чутливість  $R$ , поглинену оптичну потужність  $P$  ( $I_p = 1$  мкА) і число фотонів  $r_p$ , поглинутих за секунду при цій довжині хвилі.

**Задача 20.** Лавинний фотодіод з коефіцієнтом множення  $M = 20$  працює на довжині хвилі  $\lambda = 1,5$  мкм. Розрахувати квантовий вихід і вихідний фотострум, якщо його чутливість  $R$  на цій довжині хвилі дорівнює  $0,6$  А/Вт при потоці  $10^{10}$  фотонів/с.

### Список літератури

1. Прищепа М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка. – Частина 1. Елементи мікроелектроніки. – Київ: Вища школа, 2004. – 432 с.

2. Кожем'яко В.П., Павлов С.В., Тарновський М.Г. Оптоелектронна схемотехніка: навч. посіб. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2008. – 189 с.

### Заняття 5. Елементи гібридних інтегральних мікросхем

**Методичні вказівки.** При розв'язуванні задач використовують такі поняття і співвідношення:

1) опір тонкоплівкової резистивної смужки для однорідної за товщиною резистивної плівки визначається за формулою

$$R = \rho \frac{l}{db} = \left( \frac{\rho}{d} \right) \left( \frac{l}{b} \right) = R' k_{\phi},$$

де  $\rho$  - питомий опір матеріалу плівки;  $d$  - товщина плівки;  $l, b$  - довжина і ширина резистивної смужки;  $R' = \rho/d$  - опір квадрата резистивної плівки, Ом/□;  $k_{\phi} = l/b$  - коефіцієнт форми або число квадратів резистивної смужки;

2) ємність плоского плівкового конденсатора визначають за формулою:

$$C = C_0 S + C_p P = (\epsilon \epsilon_0 / d) S + C_p P,$$

де  $\epsilon$  - діелектрична проникність матеріалу діелектрика;  $d$  - товщина діелектрика (0,2-0,3 мкм);  $S$  - площа перекриття

обкладинок;  $C_0 = (\epsilon\epsilon_0/d)$  - питома ємність діелектрика;  $C_P$  - питома периметрична ємність, спричинена крайовим ефектом;  $P$  - периметр перекриття обкладинок;

3) індуктивність плоскої спіралі круглої форми розраховують за формулою

$$L \approx 5 \frac{(D_2 + D_1)^2 W^2}{15D_2 - 7D_1},$$

а індуктивність плоскої спіралі квадратної форми - за формулою

$$L \approx 6 \frac{(D_2 + D_1)^2 W^2}{15D_2 - 7D_1}$$

де  $D_1, D_2$  - внутрішній та зовнішній діаметри спіралі, мм;  $W$  - число витків (індуктивність  $L$  вимірюється в нГн).

Індуктивність плоского прямокутного провідника розраховують за формулою

$$L = 0,2l \left[ \ln \left( \frac{l}{b} + d \right) + 1,19 + 0,22 \frac{(b+d)}{l} \right],$$

де  $L$  - індуктивність, нГн;  $l, b, d$  - відповідно довжина, ширина і товщина прямокутного провідника, мм.

Індуктивність круглого витка обчислюють за формулою

$$L = 0,2l \left[ \ln \left( \frac{2l}{b+d} \right) - 2,451 \right],$$

де  $L$  - індуктивність, нГн;  $l, b, d$  - відповідно периметр, ширина і товщина провідника витка, мм.

Індуктивність квадратного витка визначають за формулою

$$L = 0,2l \left[ \ln \left( \frac{2l}{b+d} \right) - 2,853 \right],$$

де  $L$  - індуктивність, нГн;  $l$ ,  $b$ ,  $d$  - відповідно сторона квадрата, ширина і товщина провідника витка, мм.

Відрізок циліндричного провідника може також використовуватись як індуктивний елемент ІМС, його індуктивність розраховують за формулою

$$L = 0,2l[\ln(l/d) + 0,386],$$

де  $L$  - індуктивність, нГн;  $l$ ,  $d$ , - відповідно довжина і діаметр провідника, мм.

### Задачі для розв'язування

**Задача 21.** Розрахувати температурний коефіцієнт опору плівкового резистора на основі танталу, якщо в інтервалі температур 300 – 500 К його опір змінюється від 60 до 55 Ом.

**Задача 22.** Визначити коефіцієнт форми резистивної смужки прямокутної форми, виготовленої із ніхром, опір квадрата якої дорівнює 300 Ом/□, а номінальний опір – 600 Ом. Пояснити, що означає одержана величина.

**Задача 23.** Визначити опір плівкового резистора ГІМС, який складається із чотирьох резистивних смужок шириною 0,5 мм, довжиною 1 мм, товщиною 5 нм, виготовлених із ніхрому ( $\rho = 10^{-6}$  Ом·м).

**Задача 24.** Розрахувати індуктивність плоскої спіralи круглої форми в ГІМС, у якої внутрішній та зовнішній діаметри дорівнюють 0,01 та 0,05 мм відповідно, число витків – 10.

**Задача 25.** Розрахувати індуктивність плоскої спіralи квадратної форми, у якої внутрішній та зовнішній діаметри дорівнюють 0,1 та 0,4 мм відповідно, число витків – 20.

**Задача 26.** Порівняти максимально можливу ємність конденсатора розміром  $100 \times 100$  мкм, виконану у вигляді МОН-конденсатора з ємністю конденсатора такого самого розміру на зворотно зміщеному  $p$ - $n$ - переході в  $n$ -Si з  $N_D = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Врахувати, що поле пробою оксиду  $E = 8 \cdot 10^6$  В/см, робоча напруга конденсатора  $U = 10$  В.

**Задача 27.** Для інтегральної схеми проектується резистор  $p$ -типу с двома сильнолегованими областями  $p$ -типу, які контактують з резистивною смужкою. Ширина смужки  $W = 6$  мкм, відстань між контактами  $L = 24$  мкм, глибина переходу  $x_j = 6$  мкм. Необхідне значення опору  $R = 1$  кОм. Визначити поверхневий опір  $R_s$  та середнє значення питомого опору  $\rho_{cp}$  для даного резистора. Дифузією в горизонтальному напрямку знехтувати.

**Задача 28.** З'єднувальна доріжка з полікристалічного кремнію товщиною  $d = 0,5$  мкм має питомий опір  $\rho = 500$  мкОм·см, ширину  $W = 5$  мкм і довжину  $L = 1$  мм. Через доріжку пропускається струм для зарядження конденсатора площею  $S = 0,1 \times 0,5$  мм<sup>2</sup>, який має обкладки з двоокису кремнію товщиною  $d_{ox} = 100$  нм. Чому дорівнює стала часу  $\tau = RC$  для послідовно включеного електричного ланцюга опір - конденсатор? (Опір полікристалічного кремнія - мінімальний).

## Література

1. Прищепя М.М., Погребняк В.П. Мікроелектроніка. - Частина 1. Елементи мікроелектроніки - Київ: Вища школа, 2004. - 432 с.
2. Основи електротехніки, електроніки та мікропроцесорної техніки: навч. посібник / В. Ф. Болюх, В. Г. Данько, Є. В. Гончаров. НТУ «Харків. політехн. ін-т». – Харків : Планета-Прінт, 2019. – 248 с.

Навчальне видання

**Проценко Іван Юхимович**  
**Однодворець Лариса Валентинівна**

**Технологія одержання і фізичні  
властивості плівкових матеріалів та  
основи мікроелектроніки  
(практикуми)**

Навчальний посібник

Дизайн обкладинки Л.В. Однодворець  
Редактор Н.В. Лисогуб  
Комп'ютерне верстання: О.В. Синашенко, О.С. Лободюк

Формат 60x84/16. Ум.друк. арк.13,48. Обл.-вид. арк.11,07. Тираж 300 пр. Зам.№

Видавець і виготовлювач  
Сумський державний університет,  
вул. Римського-Корсакова, 2, м.Суми, 40007  
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3062 від 17.12.2007.