

УДК 535.24.2

КП

№ держреєстрації 0106U001942

Інв. №

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
40007, м.Суми, вул. Р.-Корсакова,2  
e-mail: [protsenko@aph.sumdu.edu.ua](mailto:protsenko@aph.sumdu.edu.ua)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи

д. ф.-м. н., професор

\_\_\_\_\_ А.М.Чорноус

### **З В І Т**

**ПРО НАУКОВО - ТЕХНІЧНУ РОБОТУ  
ФОРМУВАННЯ КРИСТАЛІЧНОЇ СТРУКТУРИ І ЕЛЕКТРОФІЗИЧНИХ  
ВЛАСТИВОСТЕЙ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ  
БАГАТОШАРОВИХ МЕТАЛЕВИХ НАНОСИСТЕМ  
(заключний)**

Начальник НДЧ,

к.т.н., доцент

В.А.Осіпов

Керівник НТР,

д.ф.-м.н., професор

І.Ю.Проценко

Суми – 2008

Рукопис закінчено 22 грудня 2008 року  
Результати роботи розглянуті науковою радою,  
протокол № 5 від 24.12.2008 р.

## СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР,  
головний науковий співробітник,  
д.ф.-м.н., професор

І.Ю. Проценко  
(вступ, підрозділ 1.1, 4.1, 8.2)

Старший науковий співробітник,  
д.ф.-м.н., доцент

А.М. Черноус  
(реферат, підрозділи 4.2, 4.3)

Старший науковий співробітник,  
к.ф.-м.н., доцент

Л.В.Одноворець  
(перелік скорочень, підрозділ 3.2, 5.1)

Старший науковий співробітник,  
к.ф.-м.н., доцент

С.І. Проценко  
(підрозділ 3.1, 5.4, висновки)

Старший науковий співробітник,  
к.ф.-м.н., доцент

Н.І. Шумакова  
(підрозділ 3.3, 4.1, перелік посилань)

Старший науковий співробітник,  
д.ф.-м.н., доцент

Л.В. Дехтярук  
(підрозділ 5.1, 5.2, 5.3)

Старший науковий співробітник,  
к.ф.-м.н., доцент

Н.М. Опанасюк  
(підрозділ 1.2)

Молодший науковий співробітник,  
аспірант

Д.В. Великодний  
(розділ 2)

Інженер I категорії,  
аспірант

М.Г. Демиденко  
(підрозділ 6.1)

Інженер I категорії

О.С. Лободюк  
(розділ 2)

Інженер I категорії,  
аспірант

І.М. Пазуха  
(підрозділ 6.2)

Інженер I категорії,  
аспірант

О.В. Синашенко  
(підрозділ 7.1)

Інженер I категорії,  
аспірант

А.О. Степаненко  
(підрозділ 3.2)

Інженер I категорії,  
аспірант

І.В. Чешко  
(підрозділ 7.2)

Інженер I категорії,  
здобувач

Т.П. Говорун  
(підрозділ 6.1)

Інженер I категорії,  
здобувач

І.П. Бурик  
(підрозділ 6.2)

## РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 87 с., 28 рис., 10 табл., 54 джерела.

Об'єкти досліджень – структурно-фазовий стан і електрофізичні властивості двошарових плівок Cu/Co, Fe/Cr, Ni/V, Ti/Cu та Co/Ti.

Мета роботи – вивчення умов формування твердих розчинів (Co, Cu), (Fe, Cr), (Ni, V) та (Ti, Cu) із заданими електрофізичними властивостями; експериментальне дослідження впливу опромінення високоенергетичними іонами на величину ГМО у мультишарах Fe/Cr; розробка напівкласичної і напівфеноменологічної моделі для ТКО багатошарових плівкових систем; вивчення методом ВІМС та ОЕС дифузійних процесів у двошарових плівкових системах; розмірні явища в електрофізичних властивостях плівкових систем на основі Cu, Ni, Co, Sc, Ti і Cr. Методи дослідження – вакуумна конденсація, метод вимірювання ГМО і ТКО, методи ВІМС і ОЕС, електронографія і електронна мікроскопія, аналітичний метод та комп'ютерне моделювання. Проведений аналіз літературних даних про газоутворення, електрофізичні та магніто резистивні властивості нанокристалічних плівкових систем. Досліджені умови формування твердих розчинів (Co, Cu), (Fe, Cr), (Ni, V) та (Ti, Cu) та їх електрофізичні властивості. Здійснено порівняння експериментальних і розрахункових даних для ТКО двошарових плівкових систем. Здійснена робота напівкласичної і напівфеноменологічної моделі для ТКО мультишарів і багатошарових плівкових систем. Здійснена апробація напівкласичної моделі для ТКО на прикладі двошарових плівок Cu/Cr, Sc/Cu, Cr/Co і Ni/Co; отримано, що відповідність розрахункових і експериментальних результатів складає від 0,9 % (система Cr/Co) до 38,4 % (Cu/Cr). Вивчені тензочутливість і дифузійні процеси у плівкових системах на основі Cr, Cu, Sc та Fe. Результати НДР можуть бути використані у різних галузях мікро- і наноелектроніки, фізики твердого тіла і мікроприладобудування.

ГМО, ТЕРМІЧНИЙ КОЕФІЦІЄНТ ОПОРУ, ТВЕРДИЙ РОЗЧИН, ДИФУЗИЯ, ВІМС, ОЖЕ-СПЕКТРОСКОПІЯ, КОЕФІЦІЄНТ ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ

## ЗМІСТ

	С.
Перелік умовних позначень, символів, одиниць, скорочень і термінів.....	5
Вступ.....	6
1 Кристалічна структура, електро- і магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових матеріалів на основі Fe, Cr, Cu, Co та споріднених їм металів.....	8
1.1 Магнітотранспортні властивості плівкових мультишарів на основі Fe і Cr та Co і Cu.....	8
1.2 Електрофізичні властивості багатошарових плівкових систем.....	12
2 Методика і техніка експерименту.....	17
3 Результати експериментальних досліджень електро- і магніторезистивних властивостей.....	21
3.1 Вплив іонного опромінення на гігантський магнітний опір мультишарів Fe/Cr .....	21
3.2 Електрофізичні властивості двошарових нанокристалічних плівок Fe/Cr, Co/Cu та Ti/Cu.....	23
3.3 Дифузійні процеси у двошарових плівках .....	30
4 Розробка теоретичних моделей для ТКО багатошарових плівкових систем...32	
4.1 Напівкласична модель .....	32
4.2 Напівфеноменологічна модель врахування температурних ефектів.....	34
4.3 Апробація напівкласичної моделі та комп'ютерне моделювання.....	38
5 Розробка напівкласичної моделі для коефіцієнтів тензочутливості металевих мультишарів .....	41
5.1 Загальні аналітичні формули для кінетичних коефіцієнтів.....	41
5.2 Асимптотичні вирази для розмірної функції.....	47
5.3 Формальна відповідність між двошаровими та багатошаровими плівковими системами.....	50
5.4 Напівкласична модель тензоефекту в металевих мультишарах.....	53

6 Електрофізичні властивості дво- і тришарових нанокристалічних плівок на основі Cu, Ni, Co і Ti.....	59
6.1 Електрофізичні властивості плівок на основі Cu і Co.....	59
6.2 Електрофізичні властивості плівок на основі Ti і Cu та Ti і Ni.....	61
7 Тензорезистивні властивості плівкових систем .....	64
7.1 Напівфеноменологічна модель: врахування деформаційних ефектів.....	64
7.2 Системи на основі Cr, Cu і Sc .....	67
8 Дифузійні процеси у плівкових системах на основі Cr, Cu і Sc .....	75
8.1 Методика і техніка експерименту .....	75
8.2 Результати досліджень і їх узагальнення .....	75
Висновки.....	81
Перелік посилань .....	84

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

$d, L$  – товщина плівки і середній розмір кристаліта;

$\beta, TKO$  – термічний коефіцієнт опору;

$R, \rho, \sigma$  – опір, питомий опір і питома провідність плівки;

$D$  – ефективний коефіцієнт дифузії;

$p, R, r$  – коефіцієнт дзеркальності, розсіювання і проходження межі зерна;

$\lambda_0, \lambda_g$  – середня довжина вільного пробігу (СДВП) електрона у масивному та плівковому зразку ;

$\eta_{\lambda_0}$  – деформаційний коефіцієнт СДВП;

$f(\alpha)$  – функція зерномежового розсіювання;

$\gamma, KT$  – коефіцієнт тензочутливості;

МЗ, МП – межа зерна і межа поділу шарів;

$T_n, T_g$  – температура підкладки і температура відпалювання плівки;

$\mu_f, \mu_s, \mu'$  – коефіцієнт Пуассона плівки, підкладки і зведених;

$F$  – функція Фукса;

$k = \frac{d}{\lambda_0}, m = \frac{L}{\lambda_0}$  – зведена товщина і середній розмір кристалітів;

$\eta_0, \eta_p, \eta_r, \eta_Q$  – деформаційні коефіцієнти  $\lambda_0, p, r$  і  $Q$ ;

КСД – конденсаційно-стимульована дифузія;

ІСД – іонно-стимульована дифузія;

ТД – термодифузія

## ВСТУП

Розвиток мікро- і наноелектроніки стимулює широке впровадження нових багат шарових плівкових матеріалів на основі різних металів. Але їх практичне застосування ускладнюється значною нерівноваженістю таких систем та нанорозмірністю окремих шарів, що стимулює інтенсивні дифузійні процеси. Супутні їм процеси фазоутворення суттєво впливають на електрофізичні властивості такі як електропровідність, термічний коефіцієнт опору (ТКО), коефіцієнти тензочутливості (КТ) та ін. Різні аспекти цих проблем нами частково вирішені у наших попередніх роботах. Так, у роботах [1-4] були вивчені електро- і тензорезистивні властивості одношарових плівок великої кількості металів, таких як Cr, V; Cu, Ni; Ti, Sc, Co та ін. На основі отриманих експериментальних результатів стосовно ТКО [1,2] була здійснена апробація відомих теоретичних моделей Тельє, Тоссе і Пішар для ТКО і КТ (лінеаризована і модель ізотопного розсіювання, тривимірна модель), здійснений розрахунок параметрів електроперенесення: середньої довжини вільного пробігу (СДВП) електронів у плівці  $\lambda_g = \lambda_0 f(\alpha)$  ( $\lambda_0$ - СДВП у масивному зразку,  $f(\alpha)$  – функція зерномежевого розсіювання електронів); коефіцієнт дзеркальності ( $p$ ), розсіювання на межі зерна ( $R$ ) і проходження межі зерна ( $r$ ); деформаційного коефіцієнту СДВП ( $\eta_{\lambda_0}$ ) і його розмірної залежності від товщини ( $d$ ) плівки. Було отримано [1], що у плівках Ti має місце аномальна зміна  $\Delta\lambda_g$  під час деформації (сумірна із величиною  $\lambda_g$ ), що пояснюється частковою мікропластичною деформацією (МПД) плівки, тобто зміна опору має дві складових ( $\Delta R = \Delta R_{\lambda_0} + \Delta R_{\text{МД}}$ ). Крім цього, в роботі [3] запропонована, альтернативна тривимірній, і апробована на прикладі плівок Cr, Cu і Sc напівкласична модель тензочутливості одношарових плівок. Як у випадку тривимірної, запропонована модель також кількісно узгоджується із експериментальними результатами лише при додатковій умові про розмірну залежність  $\eta_{\lambda_0}$  від товщини плівки.

Подальші дослідження електро- і тензорезистивних властивостей нами були здійснені на прикладі багатошарових плівкових систем на основі Cr, Co і Ni (широке узагальнення цих результатів, отриманих до 1998 р., представлено в роботі [4]); Cr, Cu і Sc [5,6]; V, Cr, Co і Ni [7,8] та Ni і Fe [9]. Оскільки, електрофізичні, магніторезистивні властивості та гігантський магнітний опір (ГМО) суттєво залежать від структурно-фазового стану як всієї плівкової системи, так і меж поділу окремих шарів (інтерфейсів), то ряд попередніх робіт [8-10] були також присвячені вивченню цієї проблеми. Вона має безпосереднє відношення до проблеми фазоутворення у мультишарах, в яких має місце спін-залежне розсіювання електронів, до яких належать мультишари Cu/Co, Fe/Cr, Co/Ag і т.п. Наші роботи [11,12] присвячені аналізу і дослідженню цього аспекту проблеми у вказаних системах.

Враховуючи сказане, мету даної роботи можна сформулювати таким чином: проведення теоретичного і експериментального дослідження впливу термооброблення, дифузійних процесів; співвідношення товщини окремих шарів та порядку їх чергування на властивості плівкових матеріалів, сформованих із багатошарових металевих наносистем на основі Co і Cu; Fe і Cr та Ti і Cu; аналіз впливу вказаних факторів на електрофізичні (ТКО), тензорезистивні (КТ) і магніторезистивні (ГМО) властивості багатошарових плівкових систем; апробація напівкласичної моделі для ТКО нанокристалічних мультишарів, аналіз отриманих результатів і обґрунтування на їх основі подальшого розроблення аналогічної моделі для КТ мультишарів; накопичення експериментальних результатів стосовно електрофізичних властивостей дво- і тришарових плівкових систем на основі Cu, Cr, Fe та Sc.

Такі дослідження можна розглянути, з однієї сторони, як продовження попередніх [1-12], а, з іншої, як дослідження нового типу систем із своїми структурними і фізичними властивостями. Отримані результати мають великий ступінь новизни, оскільки, наприклад, ефект тензочутливості на системах Co/Cu і Fe/Cr вивчений вперше, як і електрофізичні властивості системи Ti/Cu.



# 1 КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ЕЛЕКТРО- І МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ НАНОКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВКОВИХ МАТЕРІАЛІВ НА ОСНОВІ Fe, Cr, Cu, Co ТА СПОРІДНЕНИХ ЇМ МЕТАЛІВ

## 1.1 Магнітотранспортні властивості плівкових мультишарів на основі Fe і Cr та Co і Cu

Гігантський магнітний опір вперше спостерігався Бейбічем, Броте, Фертом та ін. у 1988 році в багатошарових плівкових структурах Fe/Cr. У подальшому подібний ефект спостерігали і в інших плівкових системах, наприклад, Co/Cu, Co/Ag, Py/Cu та ін. Аналіз накопичених експериментальних даних вказує на те, що ГМО обумовлений спін-залежним переносом електричних зарядів. Особливості цього механізму електроперенесення такі [13]:

- завдяки наявності у феромагнетиках великих молекулярних обмінних полів ( $H_m \sim 10^9 E_p$ ) виникає сильна спінова поляризація носіїв заряду, в результаті чого перенесення електричного струму здійснюється електронами неоднакової кількості із проекцією спіна “вверх” та “вниз”;
- в однорідно намагніченому феромагнетику густину струму можна розділити на дві складові  $j^+$  і  $j^-$ , які спрямовані за або проти вектора намагніченості  $\vec{M}$ ; це спричиняє появу двох спінових каналів електропровідності з питомими провідностями  $\sigma^+$  і  $\sigma^-$ ;
- завдяки спіновій залежності концентрації носіїв та ймовірності їх розсіювання питомі опори  $\rho^+$  і  $\rho^-$  для двох спінових каналів будуть відрізнятися:

$$\rho^\pm = 2\rho/(1 \pm \beta),$$

де  $\beta$  – коефіцієнт спінової асиметрії.

На межі поділу феромагнетик/намагнічений матеріал (F/N інтерфейс) існує додатковий, т.зв. інтерфейсний механізм розсіювання електронів. Фізичний зміст його полягає в тому, що електрон, який рухається із феромагнетика у немагнітний матеріал має подолати енергетичний бар'єр, який

залежить від напрямку спіна електрона. Залежно від знаку обмінної взаємодії між локалізованими та рухомими спінами, для електронів із спіном, паралельним вектору  $\vec{M}$ , бар'єр може вищим або нижчим на величину  $\mu_B H_M$  у порівнянні із електроном із антипаралельним вектору  $\vec{M}$  спіном. Цей ефект можна врахувати, якщо вважати, що опір металу поблизу F/N межі є спінзалежним, тобто:

$$\rho_{FN}^{\pm} = 2\rho_{FN} / (1 \pm \gamma),$$

де  $\gamma$  – коефіцієнт, який залежить від різниці потенціальних бар'єрів для двох напрямів спіну, а також від товщини та розмитості інтерфейсного шару, у якого питомий опір  $\rho_{FN}$  (наприклад, для межі Co/Cu  $\gamma = 0,7 - 0,9$ ).

Оскільки мультишари Fe/Cr і Co/Cu є модельними, то їм була приділена велика увага, хоча відома (див. цитовану в [12] літературу) велика кількість плівкових систем, в т.ч. і з гранульованим станом, в яких має місце ГМО. Рисунок 1.1, взятий із роботи [14], ілюструє цей ефект на прикладі мультишарів Fe/Cr і Co/Cu.

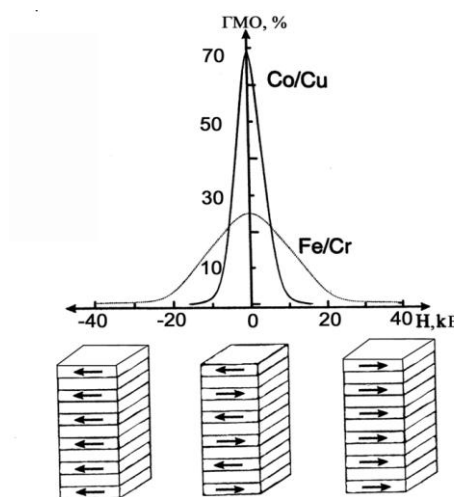


Рисунок 1.1 - ГМО в плівкових мультишарах з буферними шарами Cr(1,5нм)/[Fe(0,8)/Cr(0,75)]<sub>39</sub>/Fe(0,8)/Cr(4)/Si та Fe(2)/[Co(0,8)/Cu(0,75)]<sub>59</sub>/Co(0,8)/Fe(5)/Si. У дужках вказана товщина в нм. Із роботи [14]

У роботі [15] проаналізовані результати дослідження паралельного і перпендикулярного ГМО в мультишарах Co/Ag, Co(1,5)/Cu(0,8 - 6) та Fe(2)/Cr(0,5 - 5). Зокрема, аналізуються причини великого значення відношення  $R_{\perp}(H)/R_{\parallel}(H)$  і природа осциляцій ГМО в мультишарах Co/Cu, які описані в [14] (рис.1.2). Автори [15] доходять висновку, що причина цих явищ пов'язана із утворенням змішаного стану (феромагнітний+антиферомагнітний) окремих шарів.

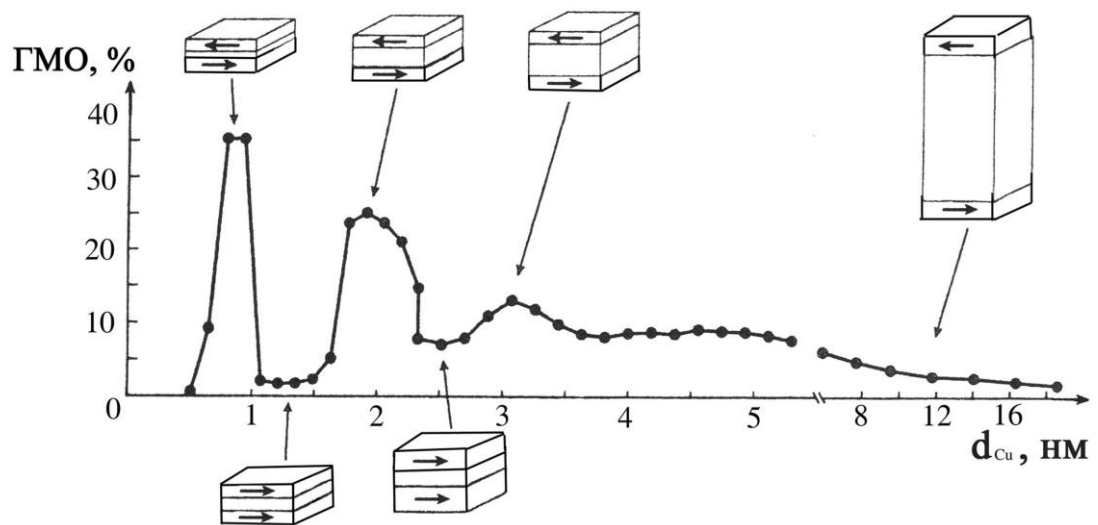


Рисунок 1.2 - Залежність величини ГМО у мультишарах Co/Cu від товщини неферомагнітного шару. Із роботи [14]

Згідно [16, 17], енергія міжшарової феромагнітної взаємодії описується співвідношенням

$$E(\theta) = -j_1 \cos \theta - j_2 \cos^2 \theta, \quad (1.1)$$

де  $\theta$  - кут між векторами намагнічення сусідніх феромагнітних шарів;

$j_1, j_2$  - параметри, які пов'язані з непрямою обмінною взаємодією через електрони провідності ( $s$  і  $p$ -типу) неферомагнітного шару ( $j_1$ ), із особливостями структури межі поділу феромагнітного і неферомагнітного шарів та із електронною будовою останнього ( $j_2$ ).

Таким чином, на даний момент встановлено, що крім обмінної взаємодії в ефекті ГМО велику роль відіграє інтерфейсний механізм розсіювання, причому, згідно [17-20], якість інтерфейсу між феромагнітними і антиферомагнітними шарами має надзвичайно сильний вплив на величину і характер ефективної обмінної взаємодії. Оскільки інтерфейси мають як маломасштабні флуктуації в межах декількох моношарів біля межі поділу, обумовлені взаємною дифузією атомів), так і великомасштабні (геометричні) флуктуації рел'єфу межі поділу шарів, які отримали назву "шорсткість" (roughness), то для розуміння механізму обмінної взаємодії необхідно досліджувати як морфологію інтерфейсів, так і процеси перерозподілу зарядів і спінової густини квазічастинок [17]. Відмітимо також, що геометричні флуктуації впливають і на інші фізичні властивості, зокрема на електропровідність металевих плівок. Крім того, температура підкладки, швидкість конденсації, матеріал окремих шарів спричиняють перемішування атомів в області інтерфейсу.

Специфіка магнітотранспортних властивостей системи Fe/Cr (як і системи Co/Cr) пов'язана з тим, що Cr має власний антиферомагнітний порядок нижче температури Неєля  $T_N = 310$  К. Цей магнітний стан шару Cr описується зарядово-індукованою хвилею спінової густини [16, 17]. На відміну від роботи [16, 21], в якій вважалося, що поверхня інтерфейсу має ідеальну будову, в роботі [17], поряд з цим випадком, розглянутий механізм міжшарової обмінної взаємодії в тришаровій системі Fe/Cr(001)/Fe із шорсткими інтерфейсами. Відносний успіх теоретичної моделі [17] у порівнянні з іншими, в яких розглядається ідеальна структура інтерфейсу [16] або в рамках класичної кінетичної теорії при допущенні відсутності міжшарових переходів електронів [22], можна пояснити використанням більш правильної моделі інтерфейсів.

Автори робіт [23, 24] звертають особливу увагу на вплив на спін-залежне розсіювання електронів на межах зерен в магнітних шарах, які збагачені атомами немагнітного металу, які протифундували із сусіднього шару. Автор [21] підкреслює, що величина ГМО, обумовлена зерномежовим розсіюванням, буде залежати від розміру зерна (внутрішній розмірний ефект в ГМО) точно

так, як від товщини феромагнітних шарів у мультишарах (своєрідний зовнішній розмірний ефект в ГМО). Відомо (див., наприклад, [24]), що в останньому випадку спостерігається осциляційний ефект в ГМО, хоча автор [21] не обговорює можливості спостереження певного аналогу цього ефекту при збільшенні середнього розміру зерен.

Закінчуючи цей підрозділ, сформулюємо основні особливості ефекту ГМО в системі Fe/Cr, про які йде мова в процитованих вище роботах.

По-перше, досить переконливо показано, що величина ГМО залежить не тільки від товщини окремих шарів, але і від структури інтерфейсів (тобто від наявності мало- або крупномасштабних флуктуацій рел'єфу). По-друге, атоми Cr поблизу інтерфейсу або в об'ємі шару Cr кардинально відрізняються за магнітними властивостями (індукують ефективні магнітні поля на ядрах Fe, які відрізняються на порядок), що можна пояснити поляризацією атомів Cr біля інтерфейсів. По-третє, при температурах, менших  $T_N$ , завдяки антиферомагнітному стану Cr в тришарових системах Fe/Cr/Fe або в мультишарах Fe/Cr реалізується міжшаровий об'ємний механізм за допомогою зарядово-індукованої хвилі спінової густини в шарі Cr. І, насамкінець, в полікристалічних мультишарах надзвичайно велику роль відіграє зерномежове спін-залежне розсіювання електронів, яке, в свою чергу, залежить від розміра зерна. Крім цього, дифузійні процеси обумовлюють утворення твердого розчину (сплаву) біля межі інтерфейсу.

## **1.2 Електрофізичні властивості багатошарових плівкових систем**

**Плівкові системи Co/(Au, Ag).** Детальні дослідження електрофізичних властивостей (питомий опір і ТКО ( $\beta$ )) таких плівкових систем представлені нами у роботі [25]. На рисунку 1.3 представлені типові температурні залежності  $\rho$  і  $\beta$  для дво- і багатошарових плівок на основі Ag, Au і Co, які споріднені плівковій системі Co/Cu. Характерною особливістю цих залежностей є їх вендівський характер, коли на першому термостабілізаційному циклі опір різко

зменшується в результаті заліковування термоактивованих дефектів кристалічної будови типу вакансія-міжвузловий атом.

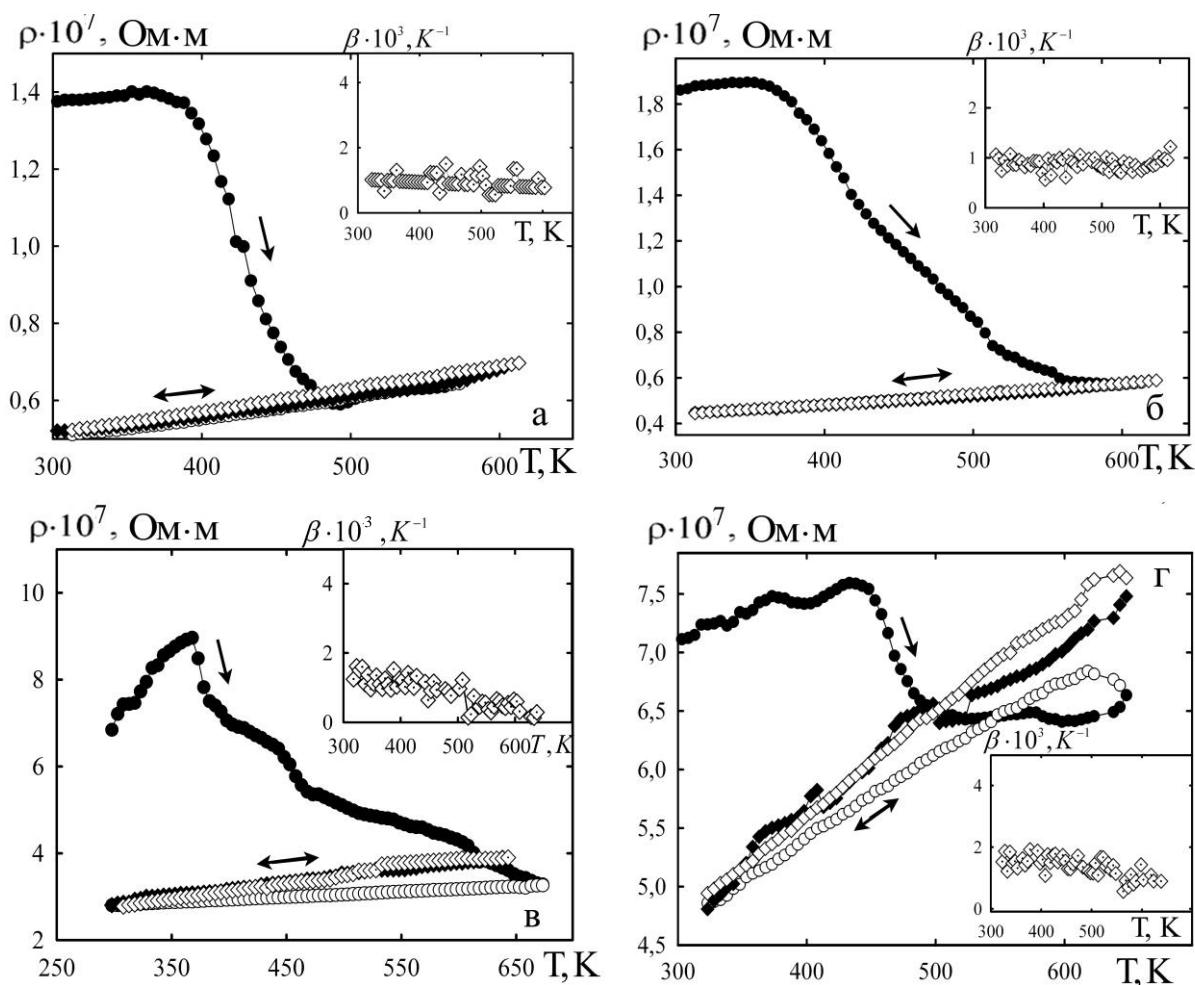


Рисунок 1.3 - Температурна залежність  $\rho$  і  $\beta$  для різних плівкових систем:

- а – Au(20)/П; б – Au(20)/Co(20)/П; в – [Au(10)/Co(10)]<sub>2</sub>/П;  
 г – Ag(20)/Co(10)/П

Затянутий характер вендівської кривої в багатошарових плівкових системах пояснюється появою нового типу дефектів – інтерфейсів, для «заліковування» яких необхідні більш високі енергії активації.

При усіх наступних термостабілізаційних циклах зберігається лінійна (для  $\rho$ ) та гіперболічна (для  $\beta$ ) залежність. Зовнішній вигляд залежності  $\rho(T)$  не дозволяє зробити висновок про структурно-фазовий стан плівкової системи, але абсолютні величини ТКО говорять про утворення т.р.(Co, Au) або т.р.(Co, Ag).

Для такого висновку необхідно порівняти експериментальні і розрахункові величини ТКО, які отримуються із співвідношень для  $\beta$  двошарової плівки, в якій зберігається індивідуальність окремих шарів («біпластина»):

$$\beta \cong \beta_1 + \beta_2 - \frac{d_1\beta_2\rho_2 + d_2\beta_1\rho_1}{d_1\rho_2 + d_2\rho_1} \quad (1.2)$$

або для  $\beta$  плівкового сплаву:

$$\beta \cong \frac{\beta_1}{1 + c_2\rho_2/c_1\rho_1} + \frac{\beta_2}{1 + c_1\rho_1/c_2\rho_2}, \quad (1.3)$$

де  $c_{1,2}$  – концентрація атомів, яка розраховується за співвідношенням:

$$c_i = \frac{D_i d_i / \mu_i}{D_1 d_1 / \mu_1 + D_2 d_2 / \mu_2},$$

де  $D_i$  и  $\mu_i$  – густина і молярна маса металу і-го шару.

Проведені розрахунки вказують на те, що експериментальні дані задовільно узгоджуються із розрахунковими на основі співвідношення (1.3). Електронографічний аналіз [25] приводить до такого висновку.

**Плівкова система на основі Fe і Ni.** На рисунку 1.4 представлені залежність опору і ТКО від температури для різних плівкових систем. Для того, щоб зрозуміти природу мінімумів при температурах  $T_1$  і  $T_2$ , автори [9] провели додатково електронографічні дослідження фазового складу двошарових плівок при різних температурах відпалювання ( $T_v$ ). Було встановлено, що фазоутворення в двошаровій системі відбувається не у повній відповідності із діаграмою стану у зв'язку із концентраційною неоднорідністю зразків. Так, фазовий склад двошарових плівок залишається двофазним до  $T_v \cong 1000$  К (ГЦК Ni + ОЦК Fe), а утворення т.р.  $\gamma$ -(Fe-Ni) з параметром решітки  $a=0,353 - 0,357$  нм відбувається лише при  $T_v \geq 1070$  К.

Характерною особливістю залежностей опору від температури у плівковій системі Ni/Fe/П (рис.1.4, а) є наявність мінімумів при  $T_1 \cong 600 - 620$  К (I термостабілізаційний цикл) та при  $T_2 \cong 500 - 520$  К (II цикл).

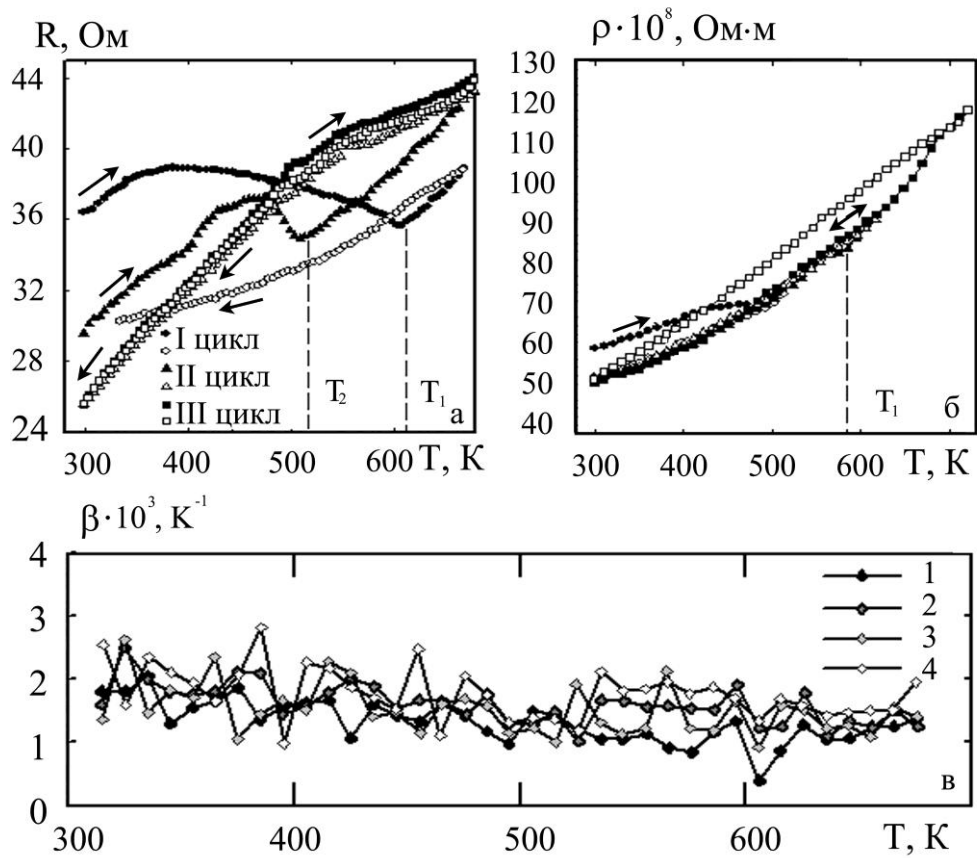


Рисунок 1.4 - Залежність опору і ТКО від температури: а – Ni(30)/Fe(40)/П; б - Fe(25)/Ni(10)/П та в - Ni( $d_{Ni}$ )/Fe(120)/П, де  $d_{Ni}=30$  (крива 1), 40 (крива 2), 55 (крива 3) і 60 (крива 4) нм

Поряд з цим, у плівкових системах Fe/Ni/П (рис.1.4) ці мінімуми виражено слабо і дуже розмиті. Було помічено, що перший мінімум при  $T_1$  має місце у тому випадку, коли  $d_{Ni} < d_{Fe}$ . Якщо ж  $d_{Ni} \cong d_{Fe}$ , то будуть спостерігатися обидва мінімуми. Але у всіх випадках після III стабілізаційного циклу вони не спостерігаються, а мають місце дві лінійні ділянки при  $\Delta T_1=300-490$  К і  $\Delta T_2=500-680$  К. Заміна кутового коефіцієнту лінійних залежностей відбувається поблизу температури  $T_2$ . Появу мінімумів автори [9] пояснюють тим, що біля інтерфейсу двошарової системи утворюється проміжний у вигляді



квасієвтектики. В деяких локальних областях цього шару може реалізуватися певне співвідношення концентрацій атомів Ni і Fe, яке буде відповідати фазовому складу  $\text{NiFe}_3$  (при  $T_1$ ) або  $\text{NiFe}$  (при  $T_2$ ). При наступних циклах термооброблення відбувається розпад даних фаз через розширення області проміжного шару, що зведе до мінімуму їх внесок у загальний опір.

Порівняння експериментальних значень ТКО із розрахунковими за співвідношенням (1.2) дають розходження  $(\beta_{\text{роз}} - \beta_{\text{екс}}) / \beta_{\text{екс}} \approx 0,10 - 0,25$ , що можна пояснити наявністю проміжного шару. Як вже відмічалось, при  $T > 1000$  К плівкова система стає гомогенною по товщині у вигляді т.р.  $\gamma$ -(Fe-Ni).

Результати, представлені у розділі 1, будуть використані нами у підрозділі 3.2 при обговоренні власних результатів.

## 2 МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТА

Для дослідження впливу на величину ГМО опромінення іонами Au отримувалися мультишари  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_{20}/\text{Si}$  методом почергового випаровування Fe і Cr у надвисоковакуумній установці (тиск не більше  $5 \cdot 10^{-6}$  Па), сконструйованій в Лабораторії тонких плівок Інституту ядерної фізики ПАН (м.Краків). Температура підкладки  $T_{\text{п}} \cong 300$  К, відпалювання зразків здійснювалося протягом 1 години при  $T_{\text{в}} \cong 700$  К. Чистота плівкових систем контролювалася методом ОЕС, товщина вимірювалася за допомогою кварцового резонатора. Товщина шару Fe змінювалася в межах 0,5 – 2 нм, а Cr – від 1 до 2,3 нм, що корелює із величиною  $l_s = v \cdot \tau_s$ , тобто відстані, на якій електрон провідності зберігає орієнтацію свого спіна ( $v$  - його середня швидкість,  $\tau_s$  - час спінової релаксації). Опромінення іонами  $\text{Au}^{+15}$  здійснювалося при флюенсах від  $10^{15}$  до  $5 \cdot 10^{16}$  іон/м<sup>2</sup> з енергією 163 МеВ. Ефекти перемішування біля інтерфейсів контролювалися методом конверсійної месбаурівської спектроскопії (КЕМС).

Одержання та дослідження зразків проводилось у вакуумній камері із вмонтованим в неї газоаналізатором MX7304-A для контролю складу залишкової атмосфери. В ілюмінаторі вакуумної камери на гумовому ущільнювачі закріплювалася планшайба пристрою (рис. 2.1) для вивчення електрофізичних властивостей плівок у вакуумі. У робочому об'ємі розташовані чотири штативи для підключення випаровувача, живлення печі та розняття для підключення термопари, вимірювання опору плівкових зразків.

Як підкладки для дослідження електрофізичних властивостей (температурна залежність опору) використовувалися скляні поліровані пластини з вплавленими металевими стержнями та ситалові пластини. В останньому випадку на них наносилися контакти, що являли собою двошарову плівку Cu/Cr/П. Нижній шар хрому забезпечував високу адгезію контактів, а верхній – міді, високу електропровідність. Температура підкладки при конденсації мала величину  $T_{\text{п}} \cong 300$  К.

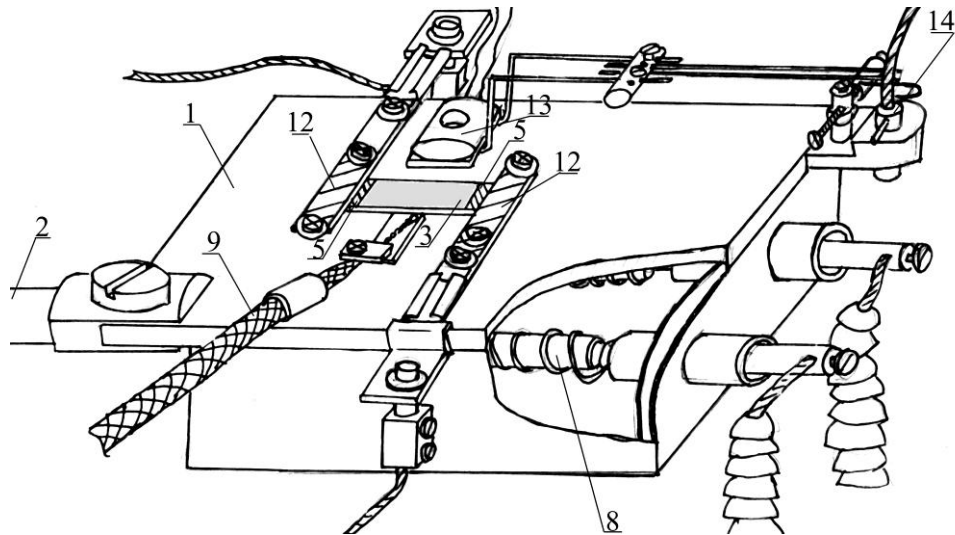


Рисунок 2.1 - Пристрій для вимірювання ТКО: 1 – монтажний столик; 2 – тримач; 3 – плівкові зразки; 5 – струмопровідні доріжки; 8 – пічка; 9 – термопара; 12 – прижимні контакти (ніхром); 13 – кварц; 14 – система переміщення кварцу

Електричний опір плівок вимірювався з точністю  $\pm 0,06\%$  цифровим вольтметром АРРА-109 (здійснювалось два вимірювання за секунду). Температура контролювалася за допомогою хромель-алюмелевої термопари і вольтметра УТ-70В, що забезпечило точність  $\pm 1\text{K}$ . Дані про опір і температуру в процесі вимірювання заносились у комп'ютер, що давало можливість отримати графіки залежності опору від температури.

Термостабілізація фізичних властивостей деяких зразків проводилась за схемою “нагрів  $\leftrightarrow$  охолодження” у інтервалі температур (300 - 900) К в залежності від матеріалу підкладки. Швидкість нагрівання та охолодження зразків була постійною і складала 5 К/хв. Температура у процесі термообробки вимірювалась за допомогою диференційної хромель-алюмелевої термопари.

Кінцева товщина плівкових зразків визначалась інтерферометричним методом (прилад МІІ-4) із реєстрацією картини інтерференції цифровою камерою Panasonic KXL-600 і комп'ютером, що забезпечувало точність  $\pm 0,5$  нм при товщині плівок 1-100 нм.

При вимірюванні КТ необхідно мати на увазі, що у процесі поздовжньої деформації (до  $\varepsilon_l \cong 2\%$ ) відносна зміна опору плівки складає величину до 1%. У зв'язку з цим важливим питанням у методиці вимірювання КТ є формування плівкових контактів та визначення деформації. Суть методики, запропонованої нами, полягає в наступному.

На підкладку у вигляді фольги із Ni конденсується тонкий шар SiO (шляхом сумісного випарування при  $T \cong 1470$  К порошку SiO<sub>2</sub> і Si у еквівалентних співвідношеннях). На SiO формується контакт на основі двошарової системи Cu/Al. Плівка Al ( $d = 20$  нм) забезпечує адгезію, а верхній шар Cu змінної товщини (його товщина змінюється східцями до 2 мкм) складається з плівки Cu ( $d \cong 60$  нм), сконденсованої безпосередньо на плівку Al, і товстого, електролітичного осадженого шару Cu, який має східчасту структуру, що дозволяє сформувати плавний перехід досліджуваної плівки/контакт. Плівкові зразки, які досліджувались, конденсувались на SiO між контактними майданчиками (розмір зразків 5x2 мм). Відмітимо також, що зразок і контакти можна сформувати на склотекстоліті або фторопласті Ф4, але на таких підкладках вдається реалізувати пружну деформацію лише до  $T \cong 520$  К, в той час як на підкладці з SiO – до 670 К.

Для дослідження електрофізичних властивостей плівкових зразків безпосередньо у вакуумі (установка ВУП-5М, тиск залишкових газів  $10^{-4}$  Па) був застосований спеціально сконструйований пристрій, який дозволяє вимірювати електричний опір за чотири точковою схемою в інтервалі температур 300-670 К на двох ідентичних зразках, один із яких може бути zdeформований у статичному або динамічному режимі (крок деформації  $\Delta\varepsilon_l = 0,05$  % забезпечується точним мікрогвинтом). Фазовий склад і кристалічна структура (залежність середнього розміру кристалітів одношарових плівок від їх товщини) вивчалися за допомогою мікроскопа ЕММА-4, елементний склад і дифузійні процеси досліджувалися методом ВІМС (прилад МС-7201М, первинні іони N<sub>2</sub> або Ar), товщина вимірювалася за допомогою інтерферометра

МІІІ-4. Було отримано, що при швидкостях конденсації плівок більших від 1 нм/с у зразках відсутні домішкові фази  $\text{ScH}_2$ ,  $\text{Sc}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Cr}_3\text{O}$ ,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Cu}_2\text{O}$  або перехідні фази  $\text{Cu}_4\text{Sc}$ ,  $\text{Cu}_2\text{Sc}$  та  $\text{CuSc}$ . Дані з вторинно-іонної мас-спектрометрії вказують на те, що в тришарових плівкових системах до і після відпалювання зберігається індивідуальність шарів, хоча має місце обмежена зерномежова дифузія. Таким чином, тришарові плівкові системи на основі Cr, Cu і Sc можна розглядати як модельні зразки, які задовольняють умові паралельності.

### 3 РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ЕЛЕКТРО- І МАГНІТОРЕЗИСТИВНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ

#### 3.1 Вплив іонного опромінення на гігантський магнітний опір мультишарів Fe/Cr

У нашій попередній роботі [26] був детально вивчений один із аспектів ГМО, а саме – вплив опромінення іонами  $Au^{+15}$  на величину ГМО. У плані подальшого розвитку цих досліджень нами було вивчено вплив різних флюенсів на ефекти перемішування атомів Fe і Cr і, як результат цього, - на величину ГМО. У методичному відношенні наші експерименти аналогічні дослідженням [27], але відрізняються вирішеними задачами і деякою відміною зразків (у авторів [27] мультишари Fe(1,4)/Cr(0,97-1,85)/SiO<sub>2</sub> мали загальну товщину 100 нм і отримувалися методом магнетронного розпилювання). Модифікація їх властивостей здійснювалася за допомогою іонів  $Ar^{+3}$  з енергією 200 кеВ і флюенсом  $5 \cdot 10^{16} - 2 \cdot 10^{18}$  іон/м<sup>2</sup>.

На основі своїх експериментів автори [27] отримали (рис.3.1) залежність відношення  $J_1/J_2$  (параметри обмінної взаємодії в співвідношенні (1.1)) і дали їй якісне пояснення.

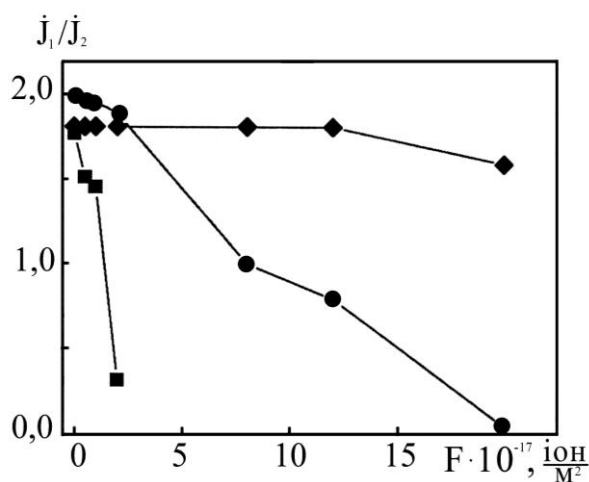


Рисунок 3.1 - Залежність параметрів  $J_1$  і  $J_2$  від дози опромінення іонами Ar для мультишарів із різною товщиною півки Cr: ■ – 0,97 нм, ● – 1,4 нм і ◆ - 1,55 нм. Дані із роботи [27]

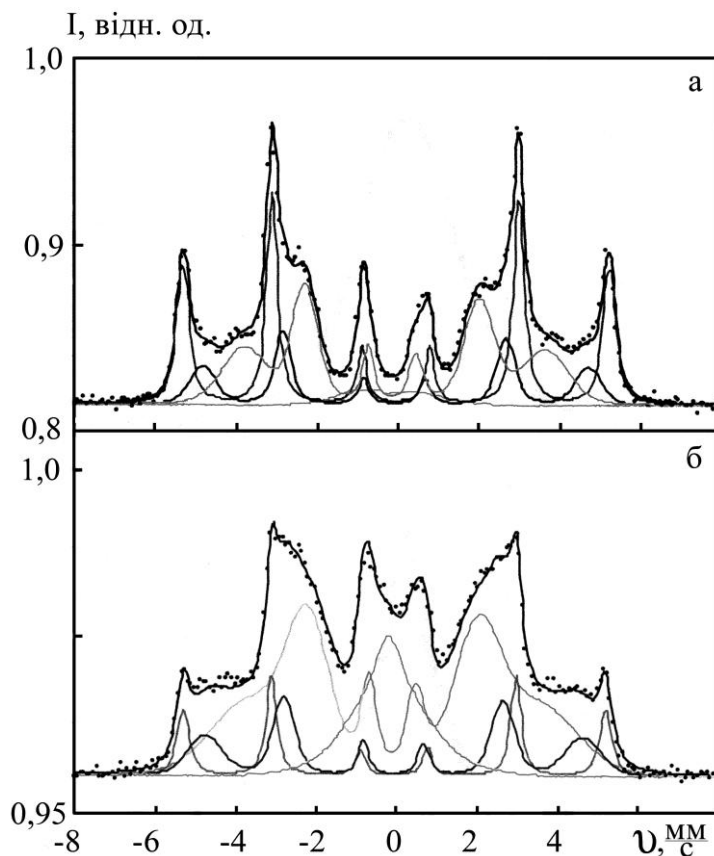


Рисунок 3.2 - Спектр КЕМС для мультишару  $[\text{Fe}(2)/\text{Cr}(1,2)]_{20}$ : а – після осадження; б – після опромінення іонами  $\text{Au}^{+15}$  при флюенсі  $5 \cdot 10^{16}$  іон/м<sup>2</sup>

Аналіз отриманих нами спектрів КЕМС (рис.3.2) дозволяє зробити певні висновки про структурний стан і певне розмиття інтерфейсів після опромінення іонами. По-перше, при зменшенні дози опромінення зменшується шорсткість інтерфейсів. Збільшення дози опромінення стимулює перемішування атомів біля інтерфейсів, причому як тих, що локалізуються у верхній області зразка, так і для нижніх областей.

Узагальнені результати досліджень методом КЕМС можна представити у вигляді таблиці 3.1.

Результати цієї таблиці дають можливість зробити висновки про ступінь перемішування атомів Fe і Cr, а також, якісно за величиною  $V_{\text{еф.}}$ , про число атомів Cr, які знаходяться в найближчих координаційних сферах атомів Fe.

Результати робіт говорять про дуже сильну деградацію ефекту ГМО при збільшенні флюенсу іонів. Рис. 3.3 дає можливість прослідкувати цей процес на прикладі опромінення іонами  $\text{Au}^{+15}$  трьох ідентичних зразків у вигляді

Таблиця 3.1 – Залежність концентрації компонент надтонкої структури від індукції ефективного магнітного поля ( $B_{\text{ef}}$ )

$B_{\text{ef}}$ , Тл	Концентрація компонент, %				
	нижні інтерфейси				
	до опромінення	після опромінення	флюенс, іон/м <sup>2</sup>		
			$8 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^{16}$
- 33	39	37	23	11	6
- 30	23	18	15	16	20
- 24	33	41	49	55	52
- 7	5	4	13	18	22

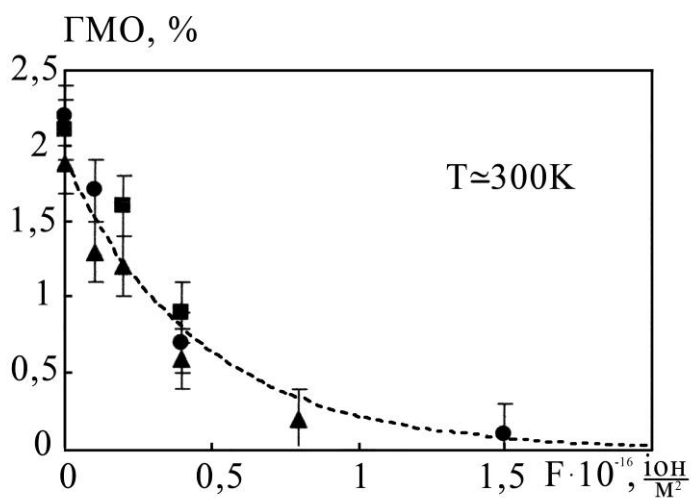


Рисунок 3.3 - Залежність ГМО від дози опромінення іонами  $Au^{+15}$  для трьох мультишарів  $[Fe(2)/Cr(1,2)]_{20}$

мультишару  $[Fe/Cr]_{20}$ . Ми бачимо, що процеси перемішування атомів і структурні зміни на інтерфейсах призводять до зменшення величини ГМО на 95% при збільшенні флюенса від 0 до  $1,5 \cdot 10^{16}$  іон/м<sup>2</sup>.

### 3.2 Електрофізичні властивості двошарових нанокристалічних плівок Fe/Cr, Co/Cu та Ti/Cu

Не дивлячись на те, що магніторезистивні властивості двошарових плівок Fe/Cr добре вивчені, питання про їх електрофізичні властивості і структурно-фазовий стан весь час були поза увагою дослідників. До цього часу залишалося нев'язаним питання про можливість утворення твердих розчинів не тільки поблизу інтерфейсу, але у всьому об'ємі плівки при відносно низьких



температурах (300 – 800 К), коли в масивних зразках мають місце [28] або обмежені тверді розчини ( $\alpha$ -Fe, Cr), або евтектика між ними ( $T_e = 713$  К і інтервал концентрації атомів Cr – (8 - 87) ат.%). У зв'язку із тим, що в дисперсних плівкових системах зменшуються температури фазових і структурних перетворень і мають місце інтенсивні дифузійні процеси, то їх діаграма стану буде відрізняються від аналогічної для масивних зразків. Враховуючи сказане, нами були проведені електронно-мікроскопічні дослідження фазового складу двошарових плівок Cr/Fe, що дало можливість більш коректно обговорити результати з електрофізичних властивостей (питомий опір і ТКО).

Зразки отримувалися у вакуумі  $\sim 10^{-4}$  Па при кімнатній температурі, а потім відпалювалися до  $T \cong 700$ -800 К. Були досліджені плівкові системи, в яких товщина верхнього шару (Cr) змінювалася в той час як нижнього (Fe) залишалася фіксованою: Cr(10нм)/Fe(30нм)/П, Cr(30)/Fe(30)/П, Cr(60)/Fe(30)/П та Cr(70)/Fe(30)/П, а також одношарові плівки Cr, які виступали компонентами двошарових систем, та плівки Fe товщиною  $d = 30, 40, 65$  і 100 нм.

Електронографічні дослідження двошарових плівок дали до великої міри неочікуваний результат, оскільки мали ОЦК-структуру (рис.3.4, таблиця 3.2), хоча, згідно діаграми стану, концентраційно-температурні інтервали відповідають евтектичному стану. Причину утворення твердого розчину т.р. ( $\alpha$ -Fe, Cr) ми пов'язуємо не з термодинамічними факторами (фазовий розмірний ефект), а з кінетичними умовами конденсації, коли осадження верхнього шару призводить до перегрівання плівкової системи в цілому до температур  $T_e$  і спричиняє утворення т.р. ( $\alpha$ -Fe, Cr), який стабілізується навіть при кімнатній температурі. Проведені нами дослідження електрофізичних властивостей підтверджують цей висновок.

На рисунку 3.5 приведена серія експериментальних залежностей електричного опору плівкових систем для перших трьох термостабілізаційних циклів. Характерною особливістю цих залежностей при першому нагріванні є їх немонотонний характер з проходженням через максимум при  $T_1 = 400 - 500$  К

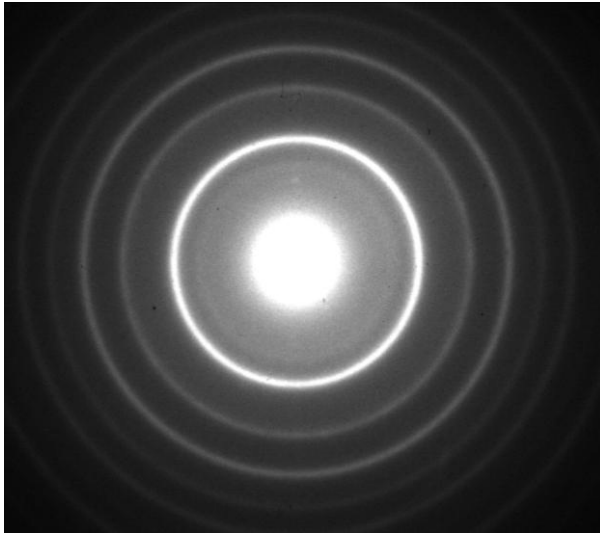


Рисунок 3.4 - Дифракційна картина від плівкової системи Cr(30)/Fe(30)

Таблиця 3.2 – Розшифровка дифракційної картини від плівкової системи Cr(30)/Fe(30)

№	I, в.о.	$d$ , нм	hkl	$a$ , нм	фаза
1	Д.С.	0,205	110	0,289	т.р.( $\alpha$ -Fe, Cr)
2	ср.	0,145	200	0,290	"-
3	ср.	0,18	211	0,289	"-
4	сл.	0,102	220	0,288	"-
5	сл.	0,091	310	0,288	"-
6	сл.	0,077	321	0,289	"-
т.р.-твердий розчин				$\bar{a}(\alpha\text{-Fe, Cr})=0,289$ нм	
Д.С.– дуже сильна, ср.– середня, сл.- слабка				$a(\text{Cr}) = 0,288$ нм	
				$a(\alpha\text{-Fe}) = 0,287$ нм	

(для плівок  $\alpha$ -Fe різної товщини) та  $T_2 = 480 - 630$  К (для двошарових плівок сумарної товщини від 100 до 40 нм). У випадку плівок  $\alpha$ -Fe такий хід залежності можна пов'язати із процесом заліковування дефектів кристалічної будови, в той час як у двошарових плівках даний процес супроводжується утворенням (до температури  $T_2$ ) або упорядкуванням (після  $T_2$ ) т.р. ( $\alpha$ -Fe, Cr).

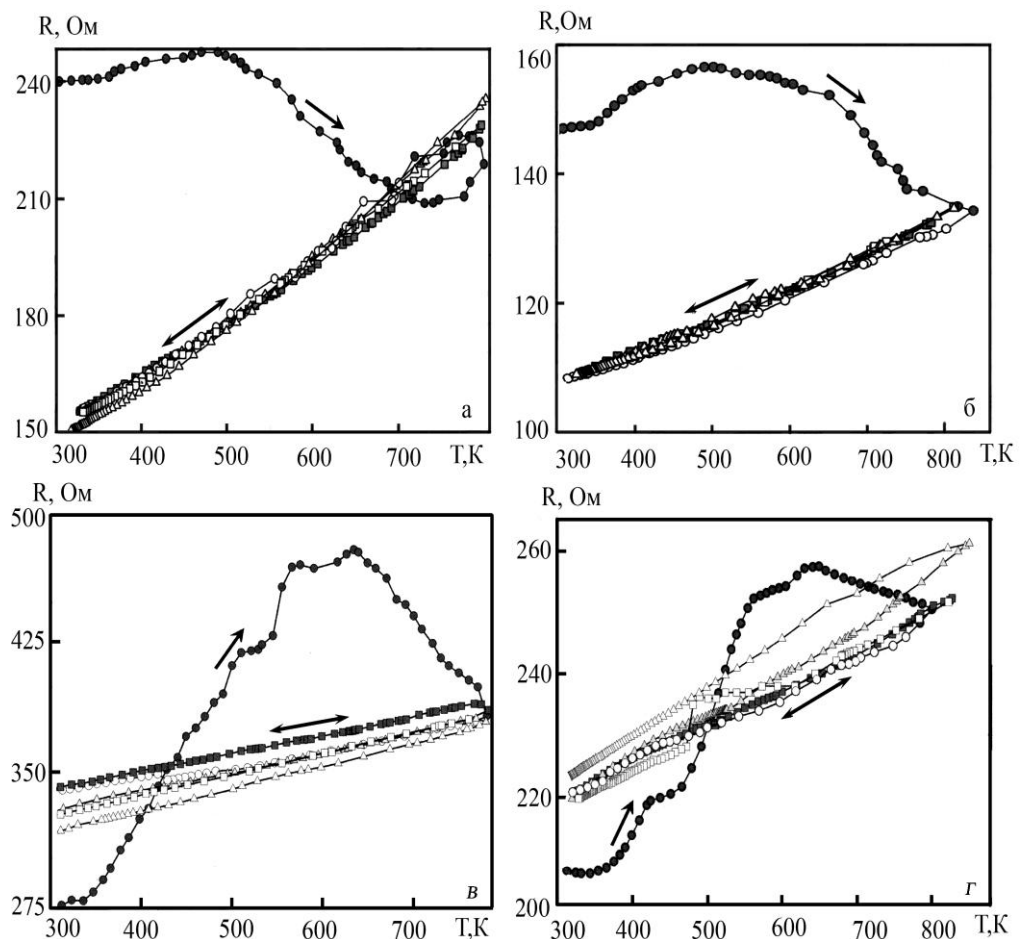


Рисунок 3.5 - Залежність опору від температури для різних плівкових систем:  
 а – Fe(40)/П; б - Fe(65)/П; в – Cr(10)/Fe(30)/П і г - Cr(30)/Fe(30)/П.  
 Номера термостабілізаційних циклів – I (●,○); II (■,□) і III (▲, Δ)

Отримані експериментальні результати нами узагальнені у вигляді таблиці 3.3. Звертають на себе увагу такі особливості. По-перше, плівки Cr і  $\alpha$ -Fe мають дуже малу величину ТКО у порівнянні з масивними зразками ( $\beta_0^{Fe}(300\hat{E}) = (6,2 - 6,5) \cdot 10^{-3} \hat{E}^{-1}$ , а  $\beta_0^{Cr}(300\hat{E}) = (2,2 - 2,5) \cdot 10^{-3} \hat{E}^{-1}$ ), що пояснюється відносно великим значенням питомого опору. Поряд з цим у двошарових системах значення ТКО має проміжну величину між  $\beta_0^{Fe}$  і  $\beta_0^{Cr}$ , що може розглядатися як підтвердження висновку про утворення т.р. ( $\alpha$ -Fe, Cr).

Порівняння розрахункових величин ТКО за співвідношеннями (1.2) і (1.3) з експериментальними даними вказує на кращу відповідність формули (1.3) для плівкового сплаву.

Таблиця 3.3 – Електрофізичні властивості плівкових матеріалів на основі Fe і Cr при різних температурах

Зразок (нм)	Температура, К					
	300		400		700	
	$\rho \cdot 10^7$ , Ом·м	$\beta \cdot 10^3$ , K <sup>-1</sup>	$\rho \cdot 10^7$ , Ом·м	$\beta \cdot 10^3$ , K <sup>-1</sup>	$\rho \cdot 10^7$ , Ом·м	$\beta \cdot 10^3$ , K <sup>-1</sup>
Fe(30)	12,0	0,31	-	0,42	-	-
Fe(45)	9,76	0,41	-	1,00	-	-
Fe(65)	8,71	1,80	-	2,50	-	-
Cr(10)	8,1	0,12	-	-	-	-
Cr(30)	4,3	0,40	-	-	-	-
Cr(70)	3,2	0,70	-	-	-	-
Cr(10)/Fe(30)	43,3	0,40	44,8	0,35	49,8	0,33
Cr(30)/Fe(30)	43,0	0,42	44,4	0,30	48,3	0,21
Cr(60)/Fe(30)	24,5	0,54	25,6	0,38	27,6	0,26
Cr(70)/Fe(30)	29,2	0,56	30,8	0,45	33,4	0,30

Подальші дослідження електрофізичних властивостей плівкових матеріалів необхідно провести у напрямі більш достовірного встановлення хімічного складу дво- і багатошарових плівкових систем, а також причини майже постійного значення ТКО плівок Fe/Cr в інтервалі товщин 30 - 100 нм і температур 300 - 800 К.

Аналогічні результати стосовно електрофізичних властивостей отримані нами також на прикладі плівкової системи Co/Cu (рис. 3.6). У цьому випадку ми спостерігаємо такі ж особливості як і у випадку плівкової системи Co/Au (рис. 1.3). Підтвердженням того, що у системах Co/Cu утворюється т.р.  $\beta$ - (Co, Cu), можуть бути наші електронографічні дослідження [29] залежності

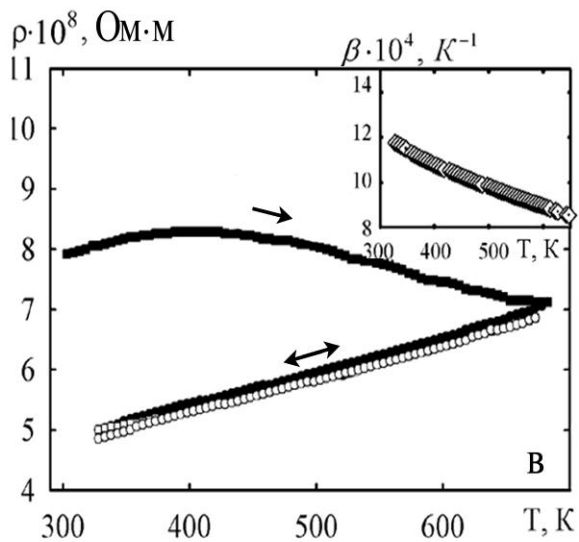
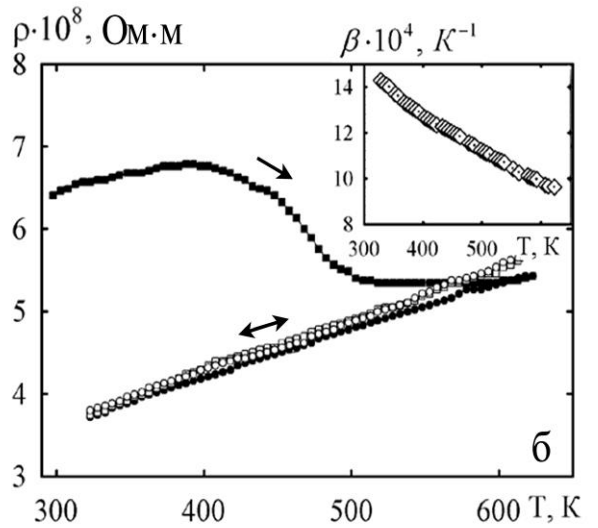
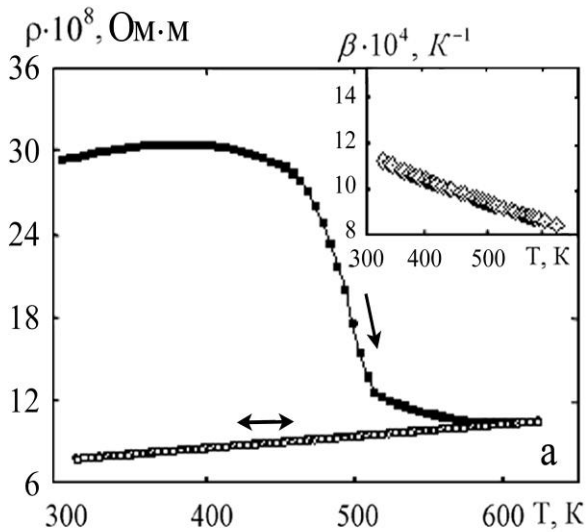


Рисунок 3.6 - Температурна залежність питомого опору і ТКО для плівкових систем: а – Co(10)/Cu(10)/П; б – Co(5)/Cu(10)/Co(10)/Cu(10)/П та в – [Co(5)/Cu(5)]<sub>4</sub>/П

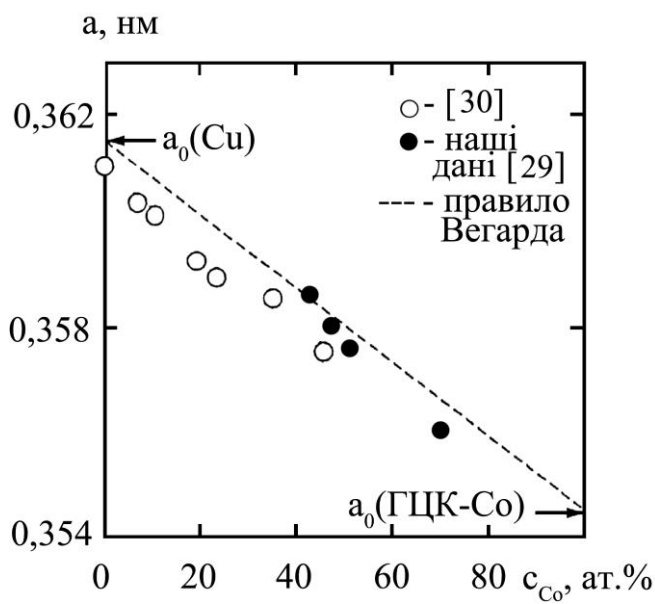


Рисунок 3.7 - Залежність параметра решітки ГЦК т.р.  $\beta$ - (Co, Cu) від концентрації атомів Co

параметра ГЦК решітки від концентрації атомів Co (рис. 3.7), які дуже добре узгоджуються із результатами роботи [30], в якій плівковий сплав (Co-Cu) одержувався шляхом одночасної конденсації Co і Cu.

Для підтвердження концепції можливості формування електрофізичних властивостей шляхом підбору співвідношення товщини окремих шарів і концентрації атомів та певного режиму термообробки, нами були проведені аналогічні дослідження на прикладі систем Ni/V [31] та Ti/Cu.

Співставлення розрахункових за співвідношеннями (1.2) і (1.3) і експериментальних результатів для системи Ni/V дають можливість зробити такі висновки.

У випадку, коли  $c_{Ni}/c_V=0,70-1,27$ , експериментальні величини ТКО узгоджуються (з точністю 18-52%) із розрахунковими за співвідношенням (1.3), в той час як розходження із (1.2) складає 300-500%. Це дає підставу стверджувати про формування т.р. (Ni, V) при вказаних вище концентраціях.

В інтервалі концентрацій  $1,27 \leq c_{Ni}/c_V \leq 1,63$  система має перехідний структурно-фазовий стан між т.р. і квазідвошаровою системою. Внаслідок цього експериментальні значення ТКО не відповідають співвідношенням (1.2) і (1.3). Але при концентрації  $c_{Ni}/c_V \geq 2,84$  має місце узгодження із (1.2), оскільки у цьому випадку система складається із тонкого шару Ni і основного шару т.р. (Ni, V), який має більший питомий опір, ніж шар Ni. Плівкові системи, в яких  $d_{Ni} \ll d_V$ , стосовно їх електрофізичних властивостей можна розглядати як одношарову плівку V із покриттям Ni.

З точки зору концентраційної залежності опору і ТКО двошарових систем Cu/Ti, то вона практично не має місця при  $c_{Ti}/c_{Cu}=1,6-3,8$ , оскільки  $\rho(T)$  характеризується двома лінійними ділянками з дуже близьким кутовим коефіцієнтом, а ТКО дуже в незначній мірі зменшується в інтервалі 300-900 К (рис. 3.8).

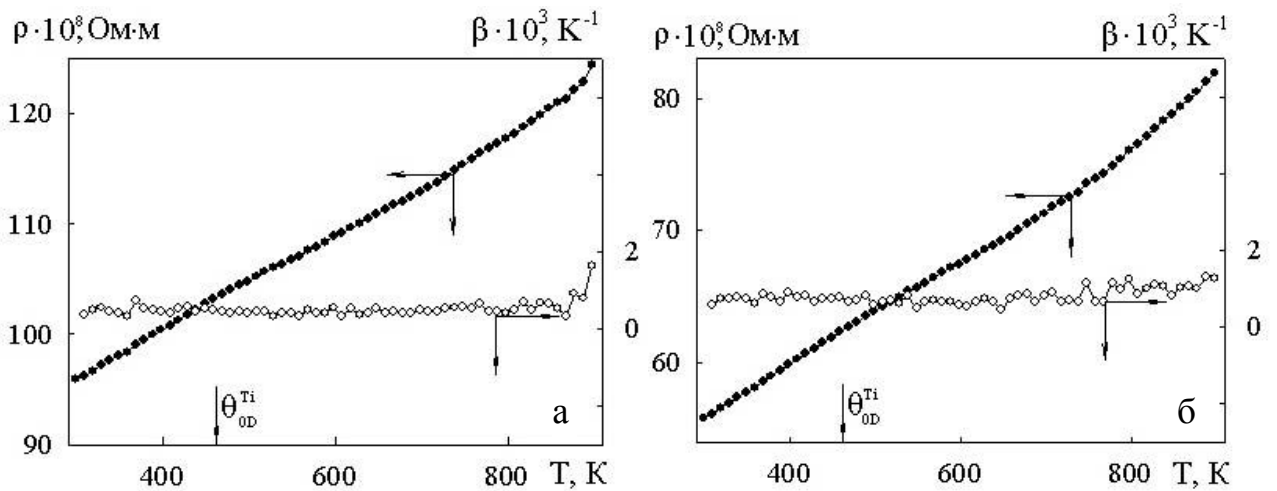


Рисунок 3.8 - Температурна залежність питомого опору і ТКО для плівкових систем Cu(24)/Ti(60)/П (а) та Ti(51)/Cu(13)/П (б).  $\Theta_{OD}$  – температура Дебая

### 3.3 Дифузійні процеси у двошарових плівках

Вузлове питання наших досліджень – це питання про трансформацію фазового складу при термовідпалюванні. Рушійною силою такого процесу є взаємна дифузія атомів двошарових систем. У цьому випадку дослідження електрофізичних властивостей і електронографія органічно доповнюються методом ВІМС, який дозволяє судити про ступінь перемішування атомів. Рисунок 3.9 ілюструє вплив термовідпалювання на цей процес на прикладі системи Co/Cu.

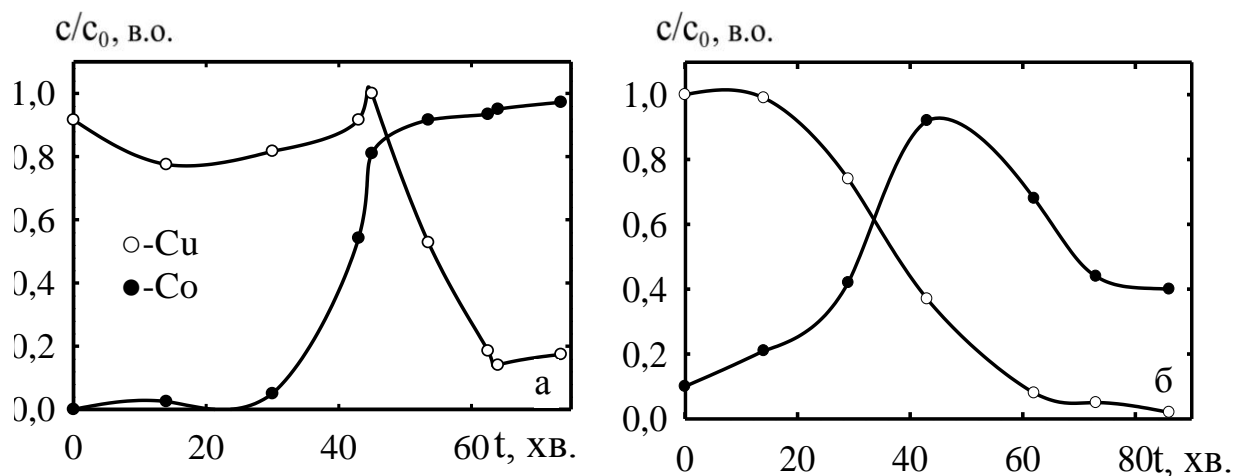


Рисунок 3.9 - Дифузійні профілі у плівковій системі Cu(45)/Co(70)/П при різних температурах відпалювання: а – 300; б – 900 К

Перемішування атомів сприяє стабілізації елементів гранульованого стану (гранули ГЦП Со розміром 3-5 нм локалізуються в об'ємі т.р.  $\beta$ - (Со, Си)). У випадку плівкових систем Fe/Cr і Ti/Со (рис. 3.10) перемішування атомів менш інтенсивне, однак його достатньо для утворення т.р. (Fe, Cr) і (Со, Ti).

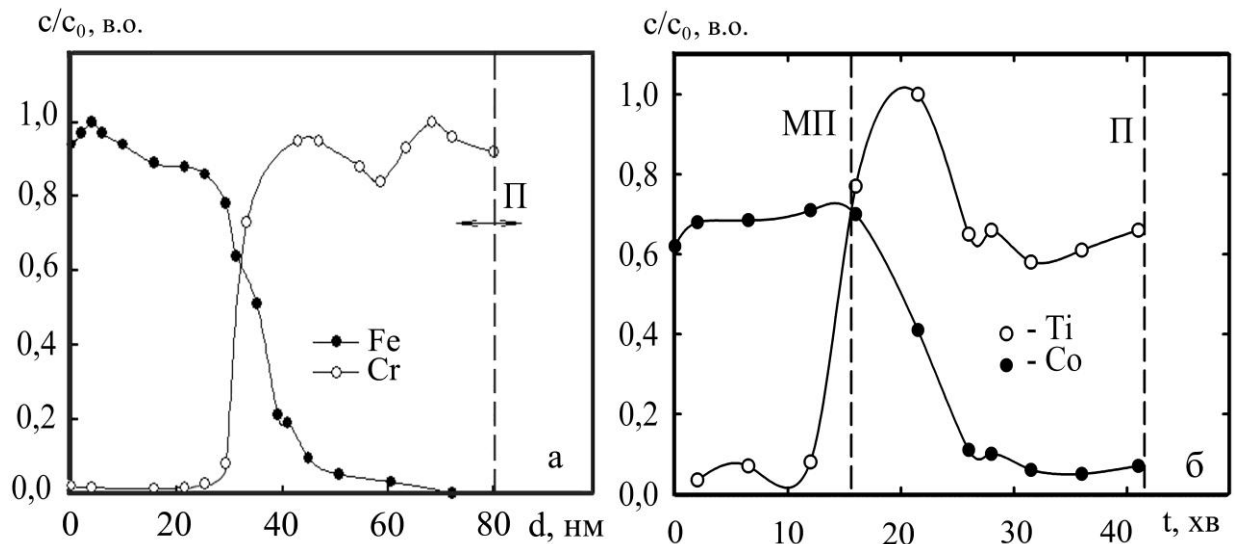


Рисунок 3.10 - Дифузійні профілі для відпалених систем Fe/Cr/П (а) і Со/Ti/П (б)

Розрахунок коефіцієнтів дифузії  $\text{Cu} \leftrightarrow \text{Co}$ ,  $\text{Fe} \leftrightarrow \text{Cr}$  і  $\text{Co} \leftrightarrow \text{Ti}$  (тут мова іде про три складові дифузії: конденсаційно-стимульована при осадженні другого шару на перший, іонно-стимульованої під дією первинних іонів та термодифузії) дає величину  $10^{-18} - 10^{-19} \text{ м}^2/\text{с}$ .



## 4 РОЗРОБКА ТЕОРЕТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ТКО БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ

### 4.1 Напівкласична модель

При побудові напівкласичної моделі для ТКО мультишарів з полікристалічною структурою [32] нами був використаний, запропонований у роботах [7, 33 та ін.] для двошарових плівкових систем і отримавши подальший розвиток у роботі [34] стосовно провідності в умовах взаємної дифузії атомів.

Використовуючи, як і в [7, 33], модифіковану модель Маядаса-Шатцкеса і кінетичне рівняння Больцмана, нами були отримані точні і асимптотичні для товстих і тонких у порівнянні із СДВП відповідного шару) співвідношення для ТКО із урахуванням теплового розширення товщини плівки і середнього розміру кристалітів.

Виходячи із закону Ома для паралельного з'єднання  $n$  шарів, питому провідність можна виразити так:

$$\sigma = \frac{1}{d} \sum_{i=1}^n d_i \sigma_i \phi_i,$$

де  $\phi_i = [f(\alpha_i) - \langle G_i \rangle]$  - функція, яка визначає вплив товщини шарів на їх провідність.

У припущенні, що параметри  $P_{ij}$ ,  $Q_{ji}$  та  $R_i$  (рис.4.1), які характеризують взаємодію електронів з межею поділу шарів і межами зерен, від температури не залежать (відмітимо, що у підрозділі 4.2 якраз і буде врахована така залежність), співвідношення для ТКО можна записати таким чином:

$$\begin{aligned} \beta = & \sum_{i \neq j} \frac{\beta_{0i}}{1 + D_{j,i}} \left\{ 1 - \left( 1 + \frac{2\alpha_i}{\beta_{0i}} \right) \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln K_i} - \beta_{0j,i} \left( 1 + \frac{2\alpha_j}{\beta_{0j}} \right) \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln K_j} + \right. \\ & \left. + \left( 1 + \frac{2\alpha_i}{\beta_{0i}} \right) \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln \alpha_i} + \beta_{0j,i} \left( 1 + \frac{2\alpha_j}{\beta_{0j}} \right) \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln \alpha_j} - \left[ \left( 1 + \frac{\alpha_i}{\beta_{0i}} \right) \left( 1 + \beta_{0j/i} \right) \right] \frac{\partial \ln \phi_i}{\partial \ln \tau_{0j,i}} \right\} \end{aligned} \quad (4.1)$$

де  $i \neq j$ ;  $D_{j,i} = \frac{d_j \sigma_{0j} \phi_j}{d_i \sigma_{0i} \phi_i}$ ;  $\beta_{0j,i} = \beta_{0j} / \beta_{0i}$ ;  $\alpha$  – температурний коефіцієнт

лінійного розширення.

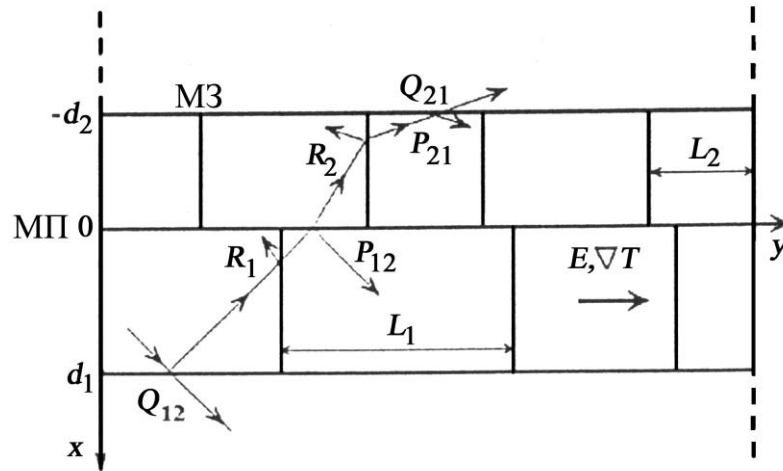


Рисунок 4.1 - Модель фрагменту багат шарової полікристалічної системи у випадку  $d_i \neq d_j$  і  $\lambda_{0i} \neq \lambda_{0j}$ . Ламаною лінією показана можлива траєкторія носія заряду

Для порівняння співвідношення (4.1) з експериментальними результатами його зручно записати у вигляді:

$$\frac{\beta}{\beta_{01}} = \frac{1}{1 + D_{1,2}} \sum_{i \neq j} (D_{i,j} \beta_{0j,i})^{i-1} \cdot \{M_i + \beta_{0j,i} M_i^*\},$$

де  $M_i$ ,  $M_i^*$  - відомі функції.

Звідси отримують граничні співвідношення для ТКО:

$$\frac{\beta}{\beta_{01}} \cong \begin{cases} M_1 + \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} M_1^* \quad \text{їдè} \quad d_{2,1} = \frac{d_2}{d_1} \rightarrow 0, \\ \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} M_2 + M_2^* \cong \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \left[ 1 - \left\{ 1 + 2 \frac{\alpha_2}{\beta_{02}} \right\} \frac{f_2^*(\alpha)}{f_2(\alpha)} \right] \quad \text{їдè} \quad d_{2,1} \rightarrow \infty \end{cases} \quad (4.2)$$

У задачу наших наступних досліджень входить апробація як формули (4.1), так і граничних випадків (4.2). Крім того, отримані результати були

отримані при теоретичному аналізі електропровідності двошарових плівок в умовах взаємної дифузії атомів [34].

#### 4.2 Напівфеноменологічна модель: врахування температурних ефектів

У зв'язку з тим, що в жодній теоретичній моделі не врахована можлива залежність таких параметрів електроперенесення як коефіцієнт дзеркальності зовнішніх поверхонь плівки ( $P$ ), коефіцієнт проходження МЗ ( $r$ ) та МП шарів ( $Q$ ), нами була поставлена задача розробки і експериментально перевірити якраз таку модель. Оскільки здійснити це в рамках попередньої напівкласичної моделі складно, то ми пішли по шляху розробки напівфеноменологічної моделі.

Вихідні положення запропонованої моделі такі:

- багатошарова система моделюється як паралельне з'єднання  $n$  провідників, кожний із яких характеризується товщиною  $d_i$ , величиною СДВП  $\lambda_{0i}$ , ефективним коефіцієнтом дзеркальності  $p_i$ , коефіцієнтом проходження межі зерен  $r_i$  та коефіцієнтом проходження МП  $Q_{ik}$  (із  $i$ -го в  $k$ -й шар);
- температурні ефекти в параметрах електроперенесення враховуються відповідними термічними коефіцієнтами:

$$\beta_{0i} = -\frac{d \ln \lambda_{0i}}{dT}, \beta_{pi} = -\frac{d \ln p_i}{dT}, \beta_{ri} = -\frac{d \ln r_i}{dT} \text{ та } \beta_{Qik} = -\frac{d \ln Q_{ik}}{dT};$$

- у залежності від співвідношення між товщинами окремих шарів  $d_i$  та СДВП  $\lambda_{0i}$  міжшарові переходи електронів можуть відбуватися між сусідніми шарами (із  $i$ -го в  $(i\pm 1)$  шари) або декількома шарами (наприклад, із  $i$ -го в  $(i\pm 1)$  та  $(i\pm 2)$  шари);
- на межі поділу шарів має місце як дифузійне відбиття електронів (коефіцієнт відбиття  $P_i \approx p_i$ ), так і міжшарові переходи (коефіцієнт проходження  $Q_{ik}$ );
- величина  $Q_{ik}$  та  $\beta_{Qik}$  приблизно дорівнюють величині  $r_i$  та  $\beta_{ri}$ .

Останнє допущення мало місце в роботі [5] і мотивувалося структурною подібністю МП шарів і МЗ. Більш вагомою підставою для цього можуть служити результати роботи [35], згідно яких величина  $Q+p \cong 1$  (наприклад, на межі Au/Fe - 1,3; Au/Co - 0,8; Au/Ni - 1,2). Враховуючи, що точність визначення  $Q+p$  складає 10%, найбільш типові значення  $p=0,1-0,2$ , ми приходимо до висновку, що величина  $Q \cong 0,6-0,9$ , що добре корелює із величиною  $r$  [5]. Таким чином, незважаючи на певну структурну відміну МЗ і МП, ймовірність тунелювання електрона через них приблизно однакова.

На рисунку 4.2 представлена схема тришарової плівки, яка не обмежує аналізу в самому загальному випадку, з можливими варіантами розсіювання та міжшаровими переходами електронів. Розглядаючи таку систему як паралельне з'єднання, можна записати співвідношення

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{l} (d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2 + d_3 \sigma_{03} F_3),$$

яке після логарифмування та диференціювання по температурі, перетворюється до виду:

$$\beta = A_1 \left( \alpha_1 - \frac{\partial \ln \sigma_{01}}{\partial T} - \frac{\partial \ln F_1}{\partial T} \right) + \dots + A_3 \left( \alpha_3 - \frac{\partial \ln \sigma_{03}}{\partial T} - \frac{\partial \ln F_3}{\partial T} \right). \quad (4.3)$$

де  $\alpha_i = \frac{d \ln l}{dT}$  - термічний коефіцієнт лінійного розширення (величина  $\alpha_i \sim 10^{-6} K^{-1}$  і тому нею можна знехтувати у порівнянні із  $\beta_{0i} \sim 10^{-3}-10^{-4} K^{-1}$ );

$$A_i = \frac{d_i \sigma_{0i} F_i}{d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2}.$$

Крім того, відмітимо, що величина  $-\frac{\partial \ln \sigma_{0i}}{\partial T} \cong \beta_{0i}$ , що буде матися на увазі далі.

Для того, щоб врахувати температурні ефекти в коефіцієнтах  $p$ ,  $r$  і  $Q$ , ми

запишемо  $F_i$  як функцію параметрів  $k_i=d_i/\lambda_{0i}$  та  $m_i=L_i/\lambda_{0i}$  таким чином:

$$F_i = F_i \left[ k_i(\lambda_{0i}, d_i, p_i, Q_{i(i\pm 1)}), m_i(\lambda_{0i}, L_i, r_i), Q_{i(i\pm 1)}; k_{i\pm 1}(\lambda_{0i\pm 1}, d_{i\pm 1}, p_{i\pm 1}, Q_{(i\pm 1)i}), m_{i\pm 1}(\lambda_{0i\pm 1}, L_{i\pm 1}, r_i, Q_{(i\pm 1)i}) \right], \quad (4.4)$$

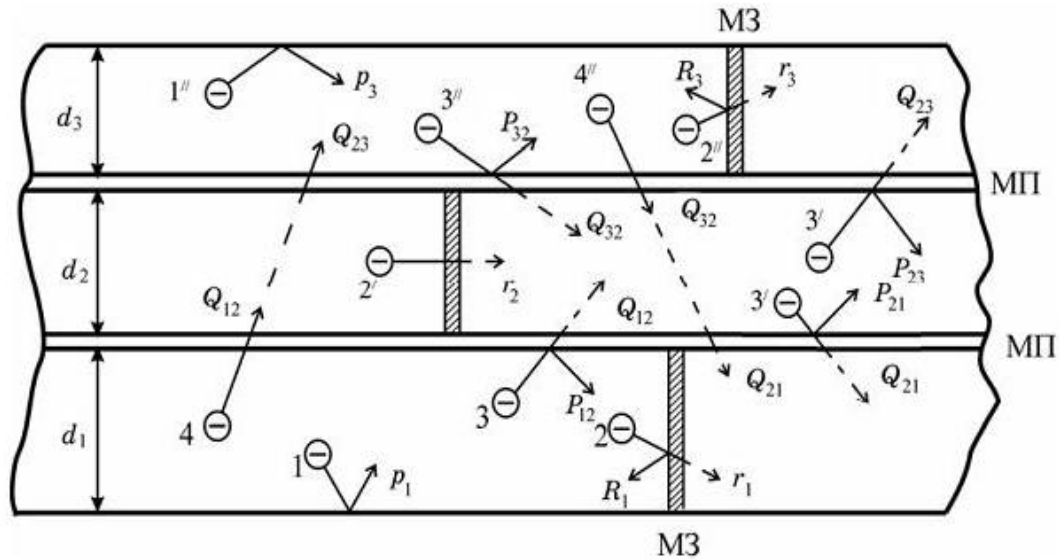


Рисунок 4.2 - Схема розсіювання і міжшарових переходів електронів:

- 1, 1'' - поверхневе розсіювання (в загальному випадку  $p_1 = p_2$ );
- 2, 2', 2'' - зерномежеве (МЗ) розсіювання (в загальному випадку  $r_1 \neq r_2 \neq r_3$ );
- 3, 3', 3'' - розсіювання і проходження межі поділу (МП)

тобто враховано, що величина  $k_i$  визначається поверхневим розсіюванням, а  $m_i$  – розсіюванням на МЗ і, в силу зробленого нами допущення, на МП шарів.

При такій формі запису (4.4) допускаються лише міжшарові переходи типу 3-3''

(рис. 4.2). У розгорнутому вигляді похідна  $\frac{\partial \ln F_1}{\partial T}$  є такою:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \ln F_1}{\partial T} = & \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \frac{d \ln m_1}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln p_1} \frac{d \ln p_1}{dT} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln r_1} \frac{d \ln r_1}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln Q_{12}} \frac{d \ln Q_{12}}{dT} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} \frac{d \ln p_2}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln m_2} \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} \frac{d \ln r_2}{dT} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{12}} \frac{d \ln Q_{12}}{dT} + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln k_1} \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln k_2} \frac{d \ln k_2}{dT} + \\
& + \frac{\partial \ln F_1}{\partial \ln m_1} \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln m_2} \frac{d \ln m_2}{dT}.
\end{aligned} \tag{4.5}$$

Після підстановки у (4.3') аналогічних (4.5) співвідношень для  $F_2$  і  $F_3$ , із урахуванням очевидних рівнянь:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \ln F_i}{\partial \ln m_i} \cong \frac{\partial \ln F_i}{\partial \ln k_i} = 1 - \frac{\beta_i}{\beta_{0i}}; \quad \frac{d \ln m_i}{dT} \cong \frac{d \ln k_i}{dT} = \alpha_i + \beta_{0i}; \\
\frac{\partial \ln m_i}{\partial \ln m_k} \cong \frac{\partial \ln k_i}{\partial \ln k_k} = \frac{\beta_{0i}}{\beta_{0k}},
\end{aligned}$$

отримуємо робочу формулу для ТКО тришарової плівкової системи

$$\begin{aligned}
\beta = & A_1 \left\{ \beta_{01} - \left( 1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \cdot \left[ \left( 2\beta_{01} + \beta_{r1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln r_1} + \beta_{p1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln p_1} + \beta_{Q12} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln Q_{12}} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left( 2\beta_{02} + \beta_{r2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} + \beta_{p2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} + \beta_{Q21} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{21}} \right) \cdot \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \\
& + A_2 \left\{ \beta_{02} - \left( 1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \cdot \left[ \left( 2\beta_{02} + \beta_{r2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} + \beta_{p2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} + \beta_{Q21} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{21}} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left( 2\beta_{01} + \beta_{r1} \cdot \frac{\partial \ln m_1}{\partial \ln r_1} + \beta_{p1} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln p_1} + \beta_{Q12} \cdot \frac{\partial \ln k_1}{\partial \ln Q_{12}} \right) \cdot \frac{\beta_{02}}{\beta_{01}} \right] \right\} +
\end{aligned} \tag{4.6}$$

$$\begin{aligned}
& + \left( 2\beta_{03} + \beta_{r3} \cdot \frac{\partial \ln m_3}{\partial \ln r_3} + \beta_{p3} \cdot \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln p_3} + \beta_{Q_{32}} \cdot \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln Q_{32}} \right) \cdot \frac{\beta_{03}}{\beta_{01}} \Bigg\} + \\
& + A_3 \left\{ \beta_{03} - \left( 1 - \frac{\beta_3}{\beta_{03}} \right) \cdot \left[ \left( 2\beta_{03} + \beta_{r3} \cdot \frac{\partial \ln m_3}{\partial \ln r_3} + \beta_{p3} \cdot \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln p_3} + \beta_{Q_{32}} \cdot \frac{\partial \ln k_3}{\partial \ln Q_{32}} \right) + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left( 2\beta_{02} + \beta_{r2} \cdot \frac{\partial \ln m_2}{\partial \ln r_2} + \beta_{p2} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln p_2} + \beta_{Q_{23}} \cdot \frac{\partial \ln k_2}{\partial \ln Q_{23}} \right) \cdot \frac{\beta_{03}}{\beta_{02}} \right] \right\}.
\end{aligned}$$

Якщо врахувати міжшарові переходи 4, 4'' (рис.4.2), то в праву частину (4.6) необхідно додати два доданки в дужки біля множників  $A_1$  та  $A_3$ . Крім того, відмітимо, що (4.6) легко розповсюдити на випадок довільної кількості шарів.

Як і попередня напівкласична модель запропонована напівфеноменологічна буде апробована у процесі подальших досліджень.

### 4.3 Напівкласична модель та її апробація

Особливістю напівкласичних моделей Дімміха [36] і запропонованої нами (співвідношення (4.1)) є те, що вони не тільки мають складний аналітичний вигляд, але і багатопараметричні, причому деякі параметри, такі як  $a$ ,  $p_{ij}$ ,  $Q_{ij}$  та ін. труднодоступні для коректного визначення. Деякою перевагою нашої моделі перед моделлю Дімміха є те, що вона оперує характеристикою зерномежевого розсіяння  $\alpha$ , а не параметром  $a$ , який пов'язаний із  $\lambda_{01}$ ,  $\lambda_{02}$ ,  $m_1^*$  та  $m_2^*$ . В обох випадках для порівняння з експериментальними даними основні співвідношення необхідно спрощувати.

У випадку моделі (4.1) важливо мати на увазі, що всі плівкові системи нанодисперсні, і тому задовольняють умові  $\alpha_i < 1$ . Крім того, в (4.1) можна знехтувати коефіцієнтами  $\chi$ , оскільки вони мають порядок  $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , що набагато менше  $\beta \sim 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ . Відносно коефіцієнтів дзеркальності  $p_1$ ,  $p_2$ ,  $p_{12}$  та  $p_{21}$ , то необхідно, як допустити, що  $p_{12} = p_1$ , а  $p_{21} = p_2$ , де, в свою чергу,  $p_1 = p_2$

представляють собою ефективний коефіцієнт дзеркальності, який для нижнього (1-го) та верхнього (2-го) шарів може бути означений таким чином:

$$p_1 = \frac{P_{1i} + P_{12}}{2}, \quad p_2 = \frac{P_{20} + P_{21}}{2},$$

де індексами 1n, 12, 20 позначається межа біля підкладки, поділу окремих шарів та зі сторони вакууму.

Як і в роботах [37, 38], ми допускаємо, що величини  $Q_{12}=r_1$  і  $Q_{21}=r_2$ . Якщо ще врахувати, що замість  $\beta_{01}$  і  $\beta_{02}$  більш коректно використовувати  $\beta_{g1}$  і  $\beta_{g2}$ , то співвідношення (4.1) перетворюється до виду:

$$\begin{aligned} \beta = & A_1 \beta_{g1} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_1 - \frac{3}{16} k_1^{-1} \cdot \left[ 2(1-p_1) \left( 1 - \frac{12}{\pi} \alpha_1 \right) + \frac{3}{5\pi} \cdot r_2 \frac{k_1 \cdot d_2}{k_2 \cdot d_1} \alpha_1 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{3}{16} r_2 \cdot \frac{d_2}{k_2 \cdot d_1} \cdot \frac{\beta_{g2}}{\beta_{g1}} \cdot \left[ 1 - \frac{32}{3\pi} \left( 2\alpha_2 + \frac{1}{16} \alpha_1 \right) \right] \right\} + \quad (4.7) \\ & + A_2 \beta_{g2} \left\{ 1 - \frac{3}{2} \alpha_2 - \frac{3}{16} k_2^{-1} \cdot \left[ 2(1-p_2) \left( 1 - \frac{12}{\pi} \alpha_2 \right) + \frac{3}{5\pi} \cdot r_1 \frac{k_2 \cdot d_1}{k_1 \cdot d_2} \alpha_2 \right] + \right. \\ & \left. + \frac{3}{16} r_1 \cdot \frac{d_1}{k_1 \cdot d_2} \cdot \frac{\beta_{g1}}{\beta_{g2}} \cdot \left[ 1 - \frac{32}{3\pi} \left( 2\alpha_1 + \frac{1}{16} \alpha_2 \right) \right] \right\}. \end{aligned}$$

Використовуючи лінеаризовану модель та модель ізотропного розсіювання, можна розрахувати необхідні параметри електроперенесення  $\lambda_{0i}$ ,  $r_i$ ,  $g_i$ ,  $\alpha_i$ ,  $k_i$  та  $\beta_{gi}$  для одношарових плівок Cu, Cr, Sc і Co, а, як результат цього, - величину ТКО. У таблиці 4.1 проведено порівняння експериментальних і розрахункових величин ТКО для двошарових плівок.



Таблиця 4.1 - Порівняння експериментальних та розрахункових за формулами (4.7) величин ТКО

Плівкова сист	$\beta \cdot 10^3, \text{K}$	$\beta_{\text{розра}} \cdot 10^3,$	$\frac{ \beta - \beta_{\text{дв}} }{\beta}$
Cu(48)/Cr(15)	2,22	1,80	19,0
Cu(48)/Cr(55)	2,58	2,37	8,1
Cr(180)/Cu(90)	1,90	1,17	38,4
Sc(18)/Cu(48)	2,10	1,65	21,4
Sc(65)/Cu(43)	1,90	1,86	2,1
Sc(93)/Cu(38)	1,69	2,14	26,6
Cr(80)/Co(65)	2,02	2,66	17,8
Cr(70)/Co(90)	2,20	2,22	0,9
Ni(80)/Co(55)	2,05	1,98	3,4

Порівнюючи величини  $\frac{|\beta - \beta_{\text{дв}}|}{\beta}$ , які отримані на основі [36] і (4.7),

можна прийти до висновку, що модель (4.7) описує більш правильно розмірні явища в ТКО двошарових плівок, хоча в окремих випадках (наприклад, Co(75)/Cr(75)/П) розходження досягає майже 50 %.

## 5 РОЗРОБКА НАПІВКЛАСИЧНОЇ МОДЕЛІ ДЛЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ТЕНЗОЧУТЛИВОСТІ МЕТАЛЕВИХ МУЛЬТИШАРІВ

### 5.1 Загальні аналітичні формули для кінетичних коефіцієнтів

Розглянемо двошарову плівку (ДП) товщиною  $d_l = d_1 + d_2$ , яка складається з полікристалічних шарів нормального металу різної товщини ( $d_i \neq d_j$ ) та ступеня чистоти ( $l_{0i} \neq l_{0j}$ ,  $l_{0i}$  - довжина вільного пробігу носіїв заряду) (рис. 1.1). Будемо вважати, що нормаль до межі поділу (МП) зразка паралельна вісі  $X$ , а розміри ДП у напрямках осей  $Y$  і  $Z$  нескінченні, так що рух носіїв заряду у площині  $Y$  і  $Z$  нічим не відрізняється від їх руху у безмежовім металі. Припустимо, що до двошарової плівки прикладене зовнішнє однорідне електричне поле напруженістю  $E = (0, E_y, 0)$  паралельно до межі поділу шарів металу.

Для того, щоб розрахувати густину струму  $J$  і тепловий потік  $U$

$$J = \frac{2}{dh^3} \sum_{i=1}^2 \int_0^{d_i} dx \int d^3 p e v_i f_i(|x|, p), \quad (5.1)$$

необхідно розв'язати кінетичне рівняння Больцмана для функції розподілу електронів  $f_i(r, p)$  у кожному шарі ДП

$$f_i(r, p) = f_0(\varepsilon_i) - \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_i} \psi_i(r, p), \quad (5.2)$$

яке у  $\tau$ -наближенні для інтеграла зіткнень має наступний вигляд:

$$\frac{\partial \psi_i}{\partial t} + \frac{\psi_i}{\tau_i(\varepsilon_i)} = e v_i \left\{ E + \frac{1}{e} \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_F}{T} \Delta T \right\} \equiv g_i(p). \quad (5.3)$$

У формулах (5.1) - (5.3)  $e$ ,  $r$  і  $p$  - заряд, координата та квазіімпульс носія заряду;  $v_i$  і  $\varepsilon_i$  - його швидкість та енергія;  $T$  - температура;  $\varepsilon_F$  - енергія Фермі;  $h$  - Планкова стала;  $f_0(\varepsilon_i)$  - функція розподілу Фермі;  $t=x/v_x$  - час руху носія заряду траєкторією.

Величина  $\tau_i$  у кінетичному рівнянні (5.3) має зміст середнього часу вільного пробігу між двома актами об'ємного розсіювання носіїв заряду і описує процеси релаксації електронного потоку на домішках, теплових коливаннях ґратниці, а також на межах зерен і у рамках модифікованої моделі МШ має наступний вигляд [36]:

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{1}{\tau_{0i}} \left\{ 1 + \alpha_{0i} \frac{p_F}{|p_{yi}|} \right\}. \quad (5.4)$$

Тут  $\tau_{0i}$  - характерний час релаксації носіїв заряду відносно їх пружних зіткнень в об'ємі зразка, тобто час, за який «стирається» пам'ять електрона про минуле. Другий доданок у дужках формули (5.4) враховує розсіяння електронів на міжкристалітних межах,  $p_{yi}$  - перпендикулярна до меж зерен компонента квазіімпульсу електрона. Зерномежовий параметр,  $\alpha_{0i} = \frac{l_{0i}}{L_i} \frac{R_{0i}}{1 - R_{0i}}$ , з одного боку, у залежності від знаку нерівності між  $l_{0i}$  та  $L_i$  визначає структуру зразка, а з іншого боку, характер взаємодії носіїв заряду з міжкристалітними межами,  $L_i$  - середній розмір кристалітів у площині шару металу,  $R_{0i}$  - ймовірність дзеркального розсіювання електронів на межах зерен.

Добре відомо, що транспортні коефіцієнти напівпровідникових зразків досить чутливі до енергетичної залежності часу релаксації носіїв заряду. З цієї причини будемо використовувати модель, в якій час релаксації електронів залежить від енергії наступним чином:

$$\tau_{0i} = \tau_{0i}^* \left\{ \frac{\mathcal{E}_i}{\mathcal{E}_F} \right\}^{\gamma_i^*}, \quad (5.5)$$

де величина  $\tau_{0i}^* = const$  і не залежить від енергії,  $\gamma_i^*$  - деяка стала величина, числове значення якої визначається переважаючим механізмом розсіяння електронів. Наприклад, якщо  $\gamma_i^* = -1/2$ , то основним механізмом розсіяння носіїв заряду є їх розсіяння на акустичних фононах;  $\gamma_i^* = 0$  у випадку розсіяння електронів на незаряджених дефектах кристалічної ґратниці;  $\gamma_i^* = 3/2$ , якщо носії заряду розсіюються на іонізованих атомах домішок. Загальним розв'язком кінетичного рівняння (5.3) є функція [39, 40]

$$\psi_i(r, p) = F_i e^{\frac{\lambda_i - t}{\tau_i}} + \int_{\lambda_i}^t dt' g_i(p) e^{\frac{t' - t}{\tau_i}}, \quad (5.6)$$

де  $\lambda_i < t$  й має зміст моменту часу останньої взаємодії носія заряду із зовнішніми поверхнями  $x_s = -d_1, d_2$  або МП  $x_s = 0$  і дорівнює:

$$\lambda_i = t - \left| \frac{x - x_s}{v_{xi}} \right|. \quad (5.7)$$

Для простоти будемо вважати, що закон дисперсії для електронів у кожному шарі ДП - квадратичний та ізотропний. У цьому випадку перенормування хімічного потенціалу носіїв заряду після взаємодії із зовнішніми межами та МП шарів відсутнє, і крайові умови для функції  $\psi_i(r, p)$  (2.6), що дозволяють знайти функції  $F_i$ , мають наступний вигляд:

$$\psi_i^{s_i}(s_j d_i, p) = q_i \psi_i^{s_j}(s_j d_i, p'), \quad (5.8)$$

$$\psi_i^{s_j}(0, p) = P_{ij} \psi_i^{s_i}(0, p') + Q_{ji} \psi_j^{s_j}(0, p''), \quad i \neq j = 1, 2, \quad (5.9)$$

де  $q_i = \text{const}$  - параметр дзеркальності Фукса, який має зміст ймовірності розсіяння електрона із збереженням енергії і тангенційної до  $i$ -ї зовнішньої поверхні двошарового зразка компоненти квазіімпульсу;  $P_{ij} = \text{const}$  - ймовірність дзеркального розсіяння носіїв заряду на межі поділу між  $i$ -м та  $j$ -м шарами металу;  $Q_{ji} = \text{const}$  - ймовірність проходження електрона з  $j$ -го шару в  $i$ -й шар без розсіяння, так що  $P_{ij} + Q_{ji} \leq 1$ . Квазіімпульси  $p$ ,  $p'$  і  $p''$  зв'язані умовами збереження енергії й тангенційної по відношенню до зовнішньої межі та МП шарів компоненти квазіімпульсу;  $s_i = \text{sign } v_{xi}$  вказує знак нормальної до зовнішньої поверхні та МП шарів складової швидкості  $v_{xi}$  носіїв заряду. Крайова умова (5.9) враховує, що функція розподілу електронів, які летять від межі поділу шарів металу, формується не лише носіями заряду, що налітають на інтерфейс, а й електронами, які тунелюють із сусіднього шару металу з ймовірністю  $Q_{ji}$ .

Підставляючи функції  $\psi_i(r, p)$  у формі (5.6), які у кожному шарі металу ДП приймають два значення, що відповідають електронам, які летять до межі ( $F_i^{(-)}$ ) й від неї ( $F_i^{(+)}$ ), в крайові умови (5.8) і (5.9), одержимо систему з 4-х лінійних алгебраїчних рівнянь щодо ( $F_i^{(\pm)}$ ). Знаючи функції розподілу  $\psi_i(r, p)$  у кожному шарі ДП, розрахуємо густину струму  $J$  (5.1). Порівнюючи результати розрахунку з узагальненими рівняннями перенесення для  $J$

$$J = e^2 K_0 E - e K_1 \frac{\Delta T}{T}, \quad (5.10)$$

одержимо наступні формули для кінетичних коефіцієнтів  $K_m$  ( $m=0, 1, 2$ ), які характеризують електронний транспорт у двошарових системах з полікристалічною структурою:

$$K_0 = \frac{1}{de^2} \sum_{i=1}^2 d_i \sigma_{0i} \hat{O}_i, \quad (5.11)$$

$$K_1 = -\frac{\pi^2 k_A^2 T}{3e^2 \varepsilon_F} \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ V + U_i - U_i \left( \frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln k_i} - \frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln \alpha_{0i}} \right) - \right. \\ \left. - U_j \left( \frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln k_j} - \frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln \alpha_{0j}} \right) - (\gamma_i^* - \gamma_j^*) \frac{\partial \ln \hat{O}_i}{\partial \ln \tau_{0j,i}} \right\}, \quad (5.12)$$

$$K_2 = \frac{\pi^2 k_A^2 T^2}{3de^2} \sum_{i=1}^2 d_i \sigma_{0i} \hat{O}_i. \quad (5.13)$$

Тут  $\sigma_{0i}$  - питомий коефіцієнт електропровідності безмежового зразка з монокристалічною структурою,  $k_B$  - стала Больцмана,  $k_i = d_i / l_{0i}$  - нормована на довжину вільного пробігу електронів товщина  $i$ -го шару металу ДП,  $\tau_{0j,i} = \tau_{0j} / \tau_{0i}$ , а функція  $D_{j,i}$  має наступний вигляд:

$$D_{j,i} = \frac{d_j \sigma_{0j} \hat{O}_j}{d_i \sigma_{0i} \hat{O}_i}. \quad (5.14)$$

Особливості зонної енергетичної структури двошарових систем характеризуються параметрами  $V$  та  $U_i$ , які можуть бути визначені наступним чином:

$$V = \left\{ \frac{\partial \ln A}{\partial \ln \varepsilon} \right\}_{\varepsilon = \varepsilon_F}, U_i = \left\{ \frac{\partial \ln l_{0i}}{\partial \ln \varepsilon} \right\}_{\varepsilon = \varepsilon_F} = \left\{ \frac{\partial \ln \nu}{\partial \ln \varepsilon} \right\}_{\varepsilon = \varepsilon_F} + \gamma_i^* \equiv U_\nu + \gamma_i^*, \quad (5.15)$$

де  $A$  - площа поверхні Фермі;  $U_i$  - зміна середньої довжини вільного пробігу електронів зі зміною енергії біля поверхні Фермі в  $i$ -м шарі металу.

Розмірні функції  $\Phi_i$ , які визначають вплив розмірів шарів ДП на транспортні коефіцієнти, можна записати у наступному вигляді:

$$\hat{O}_i = f(\alpha_{0i}) - \langle G_i \rangle, \quad (5.16)$$

$$G_i = \frac{1}{\Delta} \{ (2 - q_i - P_{ij} + (q_i + P_{ij} - 2q_i P_{ij}) E_i) (1 - q_j P_{ji} E_j^2) -$$

$$-q_j Q_{ij} Q_{ji} E_j^2 (1 - E_i + 2q_i E_i) - Q_{ji} \tau_{j,i} (1 - E_j)(1 + q_i E_i)(1 + q_i E_j)\}, \quad (5.17)$$

$$\Delta = (1 - q_i P_{ij} E_i^2)(1 - q_j P_{ji} E_j^2) - q_i q_j Q_{ij} Q_{ji} E_i^2 E_j^2, \quad (5.18)$$

$$E_i = \exp\left\{\frac{k_i H_{0i}}{z}\right\},$$

$$H_{0i} = 1 + \frac{\alpha_{0i}}{\cos\varphi\sqrt{1-z^2}}, \quad \tau_{j,i} = \tau_{0j,i} \frac{H_{0i}}{H_{0j}} = \tau_{0j,i} H_{0i,j}, \quad (5.19)$$

$$\langle \dots \rangle = \frac{3}{\pi k_i} \int_0^{1/2} d\varphi \cos^2 \varphi \int_0^1 dz \frac{(z - z^3)(1 - E_i)}{H_{0i}^2} \{ \dots \}. \quad (5.20)$$

Функція  $f(\alpha_{0i})$  у формулі (5.16) описує провідність безмежового зразка ( $d_i \rightarrow \infty$ ) з полікристалічною структурою і у рамках моделі МШ дорівнює:

$$f(\alpha_{0i}) = 1 - \frac{3}{2}\alpha_{0i} + 3\alpha_{0i}^2 - 3\alpha_{0i}^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\alpha_{0i}}\right) \cong \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}\alpha_{0i} + 3\alpha_{0i}^2, & \alpha_{0i} \ll 1; \\ \frac{3}{4\alpha_{0i}} - \frac{3}{5\alpha_{0i}^2}, & \alpha_{0i} \gg 1. \end{cases} \quad (5.21)$$

Таким чином, ми одержали загальні аналітичні вирази для транспортних коефіцієнтів (5.11) - (5.13), які описують електронний транспорт у двошарових полікристалічних плівках. Інтеграли, що входять у розмірні функції (5.16), не можна виразити через елементарні функції, і тому подальший аналіз кінетичних явищ у двошарових зразках можлива лише на основі числових розрахунків. Однак, при великих і малих значеннях параметрів  $k_i$  та  $\alpha_{0i}$  для транспортних коефіцієнтів можна одержати досить прості асимптотичні формули, які значно спрощують порівняння експериментальних результатів з теоретичними.

## 5.2 Асимптотичні вирази для розмірної функції

Якщо параметр  $k_i \gg 1$ , тобто товщина шарів металу  $d_i$  значно більша за довжину вільного пробігу електронів  $l_{0i}$  у них, то експоненти, які містяться у формулі (5.16), малі і ними можна знехтувати. Виконавши інтегрування по  $\varphi$  та  $z$ , одержимо наступну формулу для розмірних функцій  $\Phi_i$ , яка виконується при довільних значеннях параметрів  $q_i$ ,  $P_{ij}$ ,  $Q_{ji}$  та  $\alpha_{0i}$ :

$$\hat{O}_i = f(\alpha_{0i}) - \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \tilde{A}_{1,i} - Q_{ji} \tau_{0j,i} \tilde{A}_{2,i} \right\}. \quad (5.22)$$

Згідно [41], величини  $\Gamma_{1,i}$  та  $\Gamma_{2,i}$ , і можна представити так:

$$\tilde{A}_{1,i} = 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_{0i} + 12\alpha_{0i}^2 + \frac{16}{\pi} \left\{ 5 - (4 - 5\alpha_{0i}^2) I_i \right\} \alpha_{0i}^3 - 40\alpha_{0i}^4, \quad (5.23)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{2,i} = 1 - \frac{16}{3\pi} \left\{ \alpha_{0i} + \alpha_{0j} - \frac{3\pi(\alpha_{0i}^3 - \alpha_{0j}^3)}{4(\alpha_{0i} - \alpha_{0j})} - \frac{3(\alpha_{0i}^4 - \alpha_{0j}^4)}{(\alpha_{0i} - \alpha_{0j})} + \right. \\ \left. + \frac{3\pi(\alpha_{0i}^5 - \alpha_{0j}^5)}{2(\alpha_{0i} - \alpha_{0j})} + \frac{3[\alpha_{0i}^4(1 - \alpha_{0i}^2)I_i - \alpha_{0i}^4(1 - \alpha_{0j}^2)I_j]}{\alpha_{0i} - \alpha_{0j}} \right\}, \end{aligned} \quad (5.24)$$

$$I_i = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1 - \alpha_{0i}^2}} \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_{0i}^2}}{\alpha_{0i}}, & \alpha_{0i} \leq 1; \\ \frac{\arccos\left(\frac{1}{\alpha_{0i}}\right)}{\sqrt{\alpha_{0i}^2 - 1}}, & \alpha_{0i} > 1. \end{cases} \quad (5.25)$$

Для двошарової плівки, полікристалічні шари якої мають однакову структуру ( $\alpha_{0i} = \alpha_{0j}$ ), функція  $\Gamma_{1,i} = \Gamma_{2,i}$ , а формула (5.22) значно спрощується і набуває вигляду:



$$\hat{O}_i = f(\alpha_{0i}) - \frac{3T_i}{16k_i} \tilde{A}_{1,i}, \quad (5.26)$$

де

$$T_i = 2 - q_i - P_{ij} - Q_{ij} \tau_{0,j,i}. \quad (5.27)$$

Якщо ширина кристалітів  $L_i$  значно більша за довжину вільного пробігу електронів  $l_{0i}$  ( $L_i \gg l_{0i}$ ) або міжкристалітні межі майже прозорі для носіїв заряду ( $R_{0i} \ll 1$ ), то параметр зерномежового розсіяння  $\alpha_{0i} \ll 1$ . Якщо ж шари металу ДП мають дрібнозернисту структуру ( $L_i \ll l_{0i}$ ) або межі зерен майже не прозорі для електронів ( $1 - R_{0i} \ll 1$ ), то  $\alpha_{0i} \gg 1$ . Для цих граничних випадків параметра  $\alpha_{0i}$ , формула (5.22) запишеться у вигляді:

$$\begin{aligned} \hat{O}_i = 1 - \frac{3}{2} \alpha_{0i} - \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \left( 1 - \frac{32}{3\pi} \alpha_{0i} \right) - \right. \\ \left. - Q_{ji} \tau_{0,j,i} \left( 1 - \frac{16}{3\pi} (\alpha_{0i} + \alpha_{0j}) \right) \right\}, \alpha_{0i} \ll 1; \end{aligned} \quad (5.28)$$

$$\begin{aligned} \hat{O}_i = \frac{3}{4\alpha_{0i}} \left\{ 1 - \frac{1}{4k_i \alpha_{0i}} \left[ (2 - q_i - P_{ij}) \left( 1 - \frac{512}{105\pi \alpha_{0i}} \right) - \right. \right. \\ \left. \left. - Q_{ji} \tau_{0,j,i} \frac{\alpha_{0i}}{\alpha_{0j}} \left( 1 - \frac{256(\alpha_{0i} + \alpha_{0j})}{105\pi \alpha_{0i} \alpha_{0j}} \right) \right] \right\}, \alpha_{0i} \gg 1. \end{aligned} \quad (5.29)$$

У випадку, коли товщини шарів  $d_i$  значно менші за довжину вільного пробігу електронів  $l_{0i}$  у них, тобто  $k_i \ll 1$ , то для функцій  $\Phi_i$  можна одержати наступні наближенні вирази :

$$\hat{O}_i \cong \frac{3}{4} \hat{O}_i^* k_i \begin{cases} \ln \frac{1}{k_i}, \alpha_{0i} \leq k_i; \\ \ln \frac{1}{k_i} - \frac{4}{\pi} \alpha_{0i}, k_i < \alpha_{0i} \ll 1; \\ \ln \frac{1}{\alpha_{0i} k_i}, 1 < \alpha_{0i} \ll \frac{1}{k_i}. \end{cases} \quad (5.30, \text{a-b})$$

$$\hat{\sigma}_i^* = \frac{(1+q_i)[(1+P_{ij})(1-q_j P_{ji}) + q_j Q_{ij} Q_{ji} + (1+q_j)Q_{ji} d_{j,i}]}{(1-q_i P_{ij})(1-q_j P_{ji}) - q_i q_j Q_{ij} Q_{ji}}, \quad (5.31)$$

а  $d_{j,i} = d_j/d_i$  - відношення товщин шарів металу ДП.

Таким чином, числове значення розмірних функцій  $\Phi_i$  двошарових систем, які складаються із тонких полікристалічних шарів металу, як і для тонкої плівки, визначається невеликою групою ефективних, тобто відповідальних за ефект носіїв заряду, які рухаються паралельно зовнішнім межах та МП шарів металу і не стикаються з ними на довжині вільного пробігу  $l_{oi}$ . Відносна кількість таких електронів порядку  $d_i/l_{oi}$ . Логаритмічний фактор  $\ln 1/k_i$  враховує внесок електронів у числове значення  $\Phi_i$ , які рухаються під малими кутами  $\theta_i = d_i/l_{oi} \ll 1$  до МП та зовнішніх меж і розсіюються ними.

При виконанні нерівності  $\alpha_{oi} \leq k_i$  основним механізмом релаксації електронів являється їх розсіяння на зовнішніх межах та на МП шарів, і полікристалічний зразок наближено можна розглядати, як монокристалічний, оскільки внесок електронів, які розсіюються на міжкристалічних межах, у значення транспортних коефіцієнтів ДП є незначним у цьому випадку.

Із зростанням зерномежового параметра  $\alpha_{oi}$  збільшується і внесок у величину коефіцієнтів носіїв заряду, які розсіюються на межах зерен (їх відносна кількість порядку  $4\alpha_{oi}/\pi$  (див. формулу (5.30,б)). При подальшій зростанні параметра  $\alpha_{oi}$ , так що  $\alpha_{oi} \gg 1/k_i$ , основним механізмом релаксації електронів являється їх розсіяння на міжкристалічних межах (див. формулу (5.30, в)), і, відповідно, зовнішній, у порівнянні із внутрішнім розмірним ефектом, незначний, а двошаровий зразок являється ефективно «товстим».

Відзначимо, що значення розмірних функцій  $\Phi_i$  суттєво залежить від відношення товщин шарів металу  $d_{j,i}$ . Цей факт свідчить про те, що, якщо ДП складається з тонких шарів металу, очевидно, підбираючи товщини шарів металу з відповідними фізичними властивостями, можна одержати багатошаровий зразок з потрібними електрофізичними характеристиками.

Таким чином ми знайшли загальні вирази для кінетичних коефіцієнтів  $K_m$  (5.11)-(5.13), які характеризують транспортні явища у ДП і асимптотичні значення для розмірних функцій  $\Phi_i$  для граничних значень параметрів  $k_i$  та  $\alpha_{0i}$ . Далі ми проаналізуємо найбільш цікаві з точки зору експерименту часткові випадки. Однак, перш ніж перейти до розгляду конкретних кінетичних коефіцієнтів, покажемо формальну відповідність між ДП та мультишаром, між двошаровим зразком і одношаровою плівкою і необмеженим зразком.

### 5.3 Формальна відповідність між двошаровими та багатошаровими плівковими системами

Якщо двошарова полікристалічна плівка складається із шарів металу з однаковими об'ємними та структурними характеристиками, тобто виконуються рівності

$$\sigma_{0i} = \sigma_{0j}, \quad l_{0i} = l_{0j}, \quad \alpha_{0i} = \alpha_{0j}, \quad (5.32)$$

і відсутнє розсіяння носіїв зарядів на межах поділу шарів і на зовнішніх межах

$$q_i = q_j = 1, \quad P_{ji} + Q_{ji} = 1, \quad (5.33)$$

то ДП формально можна розглядати, як необмежений зразок, оскільки числове значення транспортних коефіцієнтів для ДП буде співпадати зі своїми об'ємними значеннями.

Якщо ж межі поділу шарів металу у двошаровій плівці абсолютно непрозорі для електронів ( $Q_{ij} = Q_{ji} = 0$ ), то функції  $\Phi_i$  у кожному шарі металу не

залежать від параметрів, які характеризують сусідній шар металу, і дорівнюють:

$$\hat{O}_i = f(\alpha_{0i}) - \left\langle \frac{2 - q_i - P_{ij} + (q_i + P_{ij} - 2q_i P_{ij})E_i}{1 - q_i P_{ij} E_i^2} \right\rangle, \quad (5.34)$$

а при виконанні співвідношень (5.32) і рівностей

$$P_{ij} = P_{ji} = P, \quad q_i = q_j = q, \quad d_i = d_j = d, \quad (5.35)$$

двошаровий зразок формально можна розглядати, як одношарову плівку, розмірна функція якої дорівнює:

$$\Phi = f(\alpha_0) - \left\langle \frac{2 - q - P + (q + P - 2q P)E}{1 - q P E^2} \right\rangle. \quad (5.36)$$

У випадку, коли межа поділу шарів металу двошарової плівки абсолютно прозора для носіїв заряду ( $Q_{ij} = Q_{ji} = 1$ ) і виконуються рівності (5.32), ДП знову формально можна розглядати, як тонкий шар металу, однак уже товщиною  $d = d_1 + d_2$ , розмірна функція якого визначається формулою

$$\Phi = f(\alpha_0) - \left\langle \frac{2 - q_1 - q_2 + (q_1 + q_2 - 2q_1 q_2)E}{1 - q_1 q_2 E^2} \right\rangle. \quad (5.37)$$

У формулах (5.34), (5.36) і (5.37) величина  $E$ , кутові дужки та функція  $f(\alpha_0)$  визначаються формулами (5.19)-(5.21), у яких необхідно знехтувати індексом « $i$ ».

Порівнюючи асимптотичні формули (5.28)-(5.30) для ДП з відповідними формулами для багат шарової плівки, можна показати, що, якщо шари ДП тонкі ( $k_i \ll 1$ ), а зовнішні межі дзеркальним чином розсіюють електрони ( $q_{ef}=1$ ), двошарову плівку формально можна розглядати, як мультишар. Якщо ж шари металу ДП товсті ( $k_i \gg 1$ ), то двошаровий зразок знову формально можна розглядати, як багат шарову плівку, однак у даному випадку його зовнішні поверхні будуть описуватися деяким ефективним параметром дзеркальності, який має наступний вигляд:

$$q_{ef} = \begin{cases} P_{ij} + Q_{ji} \tau_{0j,i} \left( 1 + \frac{16}{3\pi} (\alpha_{0i} - \alpha_{0j}) \right), & \alpha_{0i} \ll 1; \\ P_{ij} + Q_{ji} \tau_{0j,i} \frac{\alpha_{0i}}{\alpha_{0j}} \left( 1 + \frac{256}{105\pi} \frac{\alpha_{0i} - \alpha_{0j}}{\alpha_{0i} \alpha_{0j}} \right), & \alpha_{0i} \gg 1. \end{cases} \quad (5.38)$$

Звідси випливає, що зменшення середнього розміру зерен або зменшення прозорості меж кристалітів у сусіднім  $j$ -м шарі металу (тобто при збільшенні параметра  $a_{0j}$ ) призводить до зменшення ефективного параметра дзеркальності  $i$ , відповідно, до зменшення провідності двошарового зразка. Якщо ж збільшується ступінь чистоти та прозорість МП шарів металу, то ефективний параметр  $q_{ef}$  збільшується, і збільшується провідність ДП. Відзначимо, що у випадку виконання рівностей  $a_{0i}=a_{0j}$ , значення ефективного параметра дзеркальності  $q_{ef}=P_{ji}+Q_{ji} \tau_{0j,i}$  (див. формулу (5.38)) для монокристалічних та полікристалічних зразків збігаються.

#### 5.4 Напівкласична модель тензоефекту в металевих мультишарах

Зміст ефекту тензочутливості полягає у зміні електричного опору (електропровідності) металевих або напівпровідникових зразків за наявності поздовжньої або поперечної деформації. Безпосередньо ефект тензочутливості не впливає з кінетичного рівняння Больцмана, однак його потрібно віднести до транспортних явищ, оскільки тензоопір характеризує зміну одного з найбільш важливих кінетичних коефіцієнтів - провідності (опору) під дією напруги у провіднику, яка створюється зовнішнім навантаженням. Причини тензоефекту пов'язані зі зміною концентрації дефектів, зміною товщин шарів металу та розміру кристалітів у них, зміною довжини вільного пробігу електронів тощо [43-46].

Кількісними характеристиками ефектів поперечної та поздовжньої тензочутливості є коефіцієнти поздовжньої  $\gamma^{(1)}$  та поперечної  $\gamma^{(2)}$  тензочутливості

$$\gamma^{(n)} = \frac{d \ln R_{DL}}{d \ln a_n}, \quad n = 1, 2, \quad (5.39)$$

які показують у скільки разів відносна зміна опору більша (менша) його відносно деформації, У формулі (2.39) й у всіх виразах, які будуть наведені нижче, якщо верхній індекс  $n$  дорівнює 1, то формули визначають коефіцієнт поздовжньої тензочутливості; якщо ж  $n = 2$ , то усі формули визначають коефіцієнт поперечної тензочутливості;  $R_{DL}$  — опір двошарового зразка.

Кінцевий результат розрахунку можна записати у вигляді:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln k_i} - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln k_j} - (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \alpha_{0i}} - (\eta_{Lj}^{(n)} - \eta_{lj}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \alpha_{0j}} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{lj}^{(n)}) \frac{\partial \ln \Phi_i}{\partial \ln \tau_{0j,i}} \right\}, \quad (5.40)$$

$$\text{де } \eta_{li}^{(n)} = -\frac{d \ln l_{0i}}{d \ln a_n}, \quad \eta_{di}^{(n)} = -\frac{d \ln d_i}{d \ln a_n}, \quad \eta_{Li}^{(n)} = -\frac{d \ln L_i}{d \ln a_n} \quad - \text{ феноменологічні}$$

параметри, які визначають зміну довжини вільного пробігу електронів  $l_{0i}$ , товщини шару  $d_i$  і середньої ширини кристалітів  $L_i$  у площині металевої плівки за наявності поздовжньої або поперечної деформації.

Функції  $D_{j,i}$  та  $\Phi_i$  визначаються формулами (5.14) і (5.16), а коефіцієнт тензочутливості (КТ) безмежного зразка з монокристалічною структурою  $\gamma_{0i}^{(n)}$  у формулі (5.40) дорівнює:

$$\gamma_{0i}^{(n)} = \eta_{li}^{(n)} + 2(2-n)(1 + \eta_{di}^{(n)}). \quad (5.41)$$

Обчислюючи логарифмічні похідні у формулі (5.40), одержимо загальний вираз для коефіцієнтів тензочутливості двошарової плівки з полікристалічною структурою:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \{ \gamma_{0i}^{(n)} - M_{ji}^{(n)} \}. \quad (5.42)$$

$$M_{ji}^{(n)} = \frac{1}{\hat{O}} \left\{ (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) J_{ji} - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) J_{di}^* - (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) J_{ci} - \right. \\ \left. - (\eta_{Lj}^{(n)} - \eta_{dj}^{(n)}) J_{ci}^* - (\eta_{lj}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) J_{ci} \right\}, \quad (5.43)$$

$$J_{li} = \left\langle G_i - \frac{k_i E_i H_{0i}}{z} \left\{ G_i (1 - E_i)^{-1} - \Theta_i \right\} \right\rangle \equiv \langle G_i \rangle - J_{di}, \quad (5.44)$$

а функції  $J_{di}$ ,  $J_{di}^*$ ,  $J_{ai}$ ,  $J_{ai}^*$  та  $J_{ci}$  визначаються відомими формулами (5.8)-(5.11) та (4.7) роботи [47].

Одержані вирази можуть бути спрощені для граничних значень параметрів  $k_i$  та  $a_{0i}$ . У випадку, коли параметр  $k_i \gg 1$ , для довільних значень параметрів  $q_i$ ,  $P_{ij}$ ,  $Q_{ij}$  і  $a_{0i}$  КТ буде визначатися формулою (5.42), у якій асимптотичні значення функцій  $J_{di}^*$ ,  $J_{ai}$ ,  $J_{ai}^*$  та  $J_{ci}$ , а  $J_{ji}$  дорівнює:

$$J_{\gamma_i} = \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \Gamma_{1,i} - Q_{ji} \tau_{0,j,i} \Gamma_{2,i} \right\}. \quad (5.45)$$

У випадку, коли двошарова плівка складається з шарів металу з крупнозернистою ( $\alpha_{0i} \ll 1$ ) або дрібнозернистою ( $\alpha_{0i} \gg 1$ ) структурами, КТ набуває вигляду:

$$\begin{aligned} \gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} & \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + \frac{3\alpha_{0i}}{2} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \frac{3}{16k_i} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \left[ \left( 1 - \frac{6\alpha_{0i}}{\pi} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \right. \right. \right. \\ & + \left. \frac{6}{\pi} \alpha_{0i} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right] - Q_{ji} \tau_{0,j,i} \left( 1 - \frac{16}{3\pi} \left( \alpha_{0j} + \frac{\alpha_{0i}}{8} \right) \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \frac{6}{\pi} \alpha_{0i} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \\ & \left. \left. - \frac{16}{3\pi} \alpha_{0j} (\eta_{Lj}^{(n)} - \eta_{lj}^{(n)}) - \left( 1 - \frac{16}{3\pi} \left( \alpha_{0j} + \frac{\alpha_{0i}}{8} \right) \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \right] \right\} \right\}, \quad \alpha_{0i} \ll 1; \quad (5.46) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} & \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + \left( 1 - \frac{4}{5\alpha_{0i}} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \right. \right. \\ & - \left. \frac{1}{4k_i \alpha_{0i}} \left\{ (2 - q_i - P_{ij}) \left[ \left( 1 - \frac{3}{4\alpha_{0i}} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \left( 1 - \frac{3}{2\alpha_{0i}} \right) (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right] - \right. \right. \\ & - \left. \frac{Q_{ji} \tau_{0,j,i} \alpha_{0i}}{\alpha_{0j}} \left[ \left( 1 + \frac{4}{5\alpha_{0i}} - \frac{\pi(\alpha_{0i} + \alpha_{0j})}{4\alpha_{0i} \alpha_{0j}} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \left( 1 + \frac{3}{4\alpha_{0i}} - \frac{9(\alpha_{0i} + \alpha_{0j})}{8\alpha_{0i} \alpha_{0j}} \right) (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right] \right\} \right\}, \quad \alpha_{0i} \gg 1 \quad (5.47) \end{aligned}$$

Одержані формули (5.46) і (5.47) спрощуються, якщо для ДП виконується рівність  $\alpha_{0i} = \alpha_{0j}$ . У цьому випадку КТ дорівнюють:

$$\begin{aligned} \gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} & \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + \frac{3}{2} \alpha_{0i} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \left[ \frac{3T_i}{16k_i} \left( 1 - \frac{6\alpha_{0i}}{\pi} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{6}{\pi} \alpha_{0i} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right] \right\}, \quad \alpha_{0i} \ll 1 \quad (5.48) \end{aligned}$$



$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + \left( 1 - \frac{4}{5\alpha_{0i}} (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) - \frac{T_i}{4k_i \alpha_{0i}} \left\{ \left( 1 - \frac{3}{4\alpha_{0i}} \right) (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) + \left( 1 - \frac{3}{2\alpha_{0i}} \right) (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \right\} \right) \right\}, \quad \alpha_{0i} \gg 1 \quad (5.49)$$

Якщо ж товщини шарів металу  $d_i$  ДП тонкі ( $k_i \ll 1$ ), то для величини  $\gamma^{(n)}$  можна одержати наступні наближені формули при довільнім співвідношенні між товщинами шарів ДП:

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} + (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \left( 1 - \ln^{-1} \frac{1}{k_i} \right) \right\}, \quad \alpha_{0i} \leq k_i; \quad (5.50)$$

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \left( 1 - \frac{1}{\ln \frac{1}{k_i} - \frac{4}{\pi} \alpha_{0i}} \right) + \frac{(\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \frac{4}{\pi} \alpha_{0i}}{\ln \frac{1}{k_i} - \frac{4}{\pi} \alpha_{0i}} \right\}, \quad k_i < \alpha_{0i} \ll 1; \quad (5.51)$$

$$\gamma^{(n)} = \sum_{i \neq j} \frac{1}{1 + D_{j,i}} \left\{ \gamma_{0i}^{(n)} - (\eta_{li}^{(n)} - \eta_{di}^{(n)}) \left( 1 - \frac{1}{\ln \frac{1}{\alpha_{0i} k_i}} \right) + (\eta_{Li}^{(n)} - \eta_{li}^{(n)}) \frac{1}{\ln \frac{1}{\alpha_{0i} k_i}} \right\}, \quad 1 < \alpha_{0i} \ll 1/k_i. \quad (5.52)$$

Для проведення числового розрахунку точну формулу (5.42) для коефіцієнта поздовжньої тензочутливості двошарової полікристалічної плівки зручно записати у наступнім вигляді:

$$\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} = \frac{1}{1 + D_{2,1}} \sum_{i \neq j} (D_{i,j} \gamma_{0i,j}^{(1)})^{i-1} \left\{ 1 - \frac{M_{ji}^{(1)}}{\gamma_{0i}^{(1)}} \right\}; \quad (5.53)$$

при виконанні нерівності  $D_{i,j} \ll 1$  вона набуває вигляду:

$$\gamma^{(1)} = \gamma_{0i}^{(1)} M_{\gamma i}^{(1)} - D_{j,i} \left\{ \gamma_{0i}^{(1)} - M_{\gamma i}^{(1)} - (\gamma_{0i}^{(1)} - M_{\gamma i}^{(1)}) \right\}. \quad (5.54)$$

Звідси випливає, що

$$\frac{\gamma^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} \cong \begin{cases} 1 - \frac{M_{\gamma 1}^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}}, & d_{2,1} \rightarrow 0; \\ \frac{\gamma_{02}^{(1)}}{\gamma_{01}^{(1)}} \left( 1 - \frac{M_{\gamma 2}^{(1)}}{\gamma_{02}^{(1)}} \right), & d_{2,1} \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (5.55)$$

Залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості двошарового полікристалічного зразка від відношення товщин шарів  $d_{2,l}$  при різних значеннях параметрів, що характеризують ДП, представлено на рисунку 5.1.

В області малих значень  $d_{2,l} \ll 1$  величина  $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$  практично не змінюється зі зростанням сумарної товщини плівки. Із виконанням протилежної нерівності  $d_{2,l} \gg 1$  коефіцієнт тензочутливості  $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$  асимптотично прямує до об'ємного значення КТ шару металу товщиною  $d_2$ . Якщо ж  $d_1 \sim d_2$ , то на залежності  $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$ , як функції  $d_{2,l}$ , виникає максимум, який обумовлений конкуренцією внесків в КТ об'ємного, інтерфейсного та зерномежового розсіяння носіїв заряду. Зі збільшенням параметра дзеркальності  $P_{ij}$  та  $Q_{ji}$ , товщини базового шару металу  $k_l$  і ступеня його чистоти вказаний максимум вироджується, і КТ монотонно змінюється зі зростанням  $d_{2,l}$ .

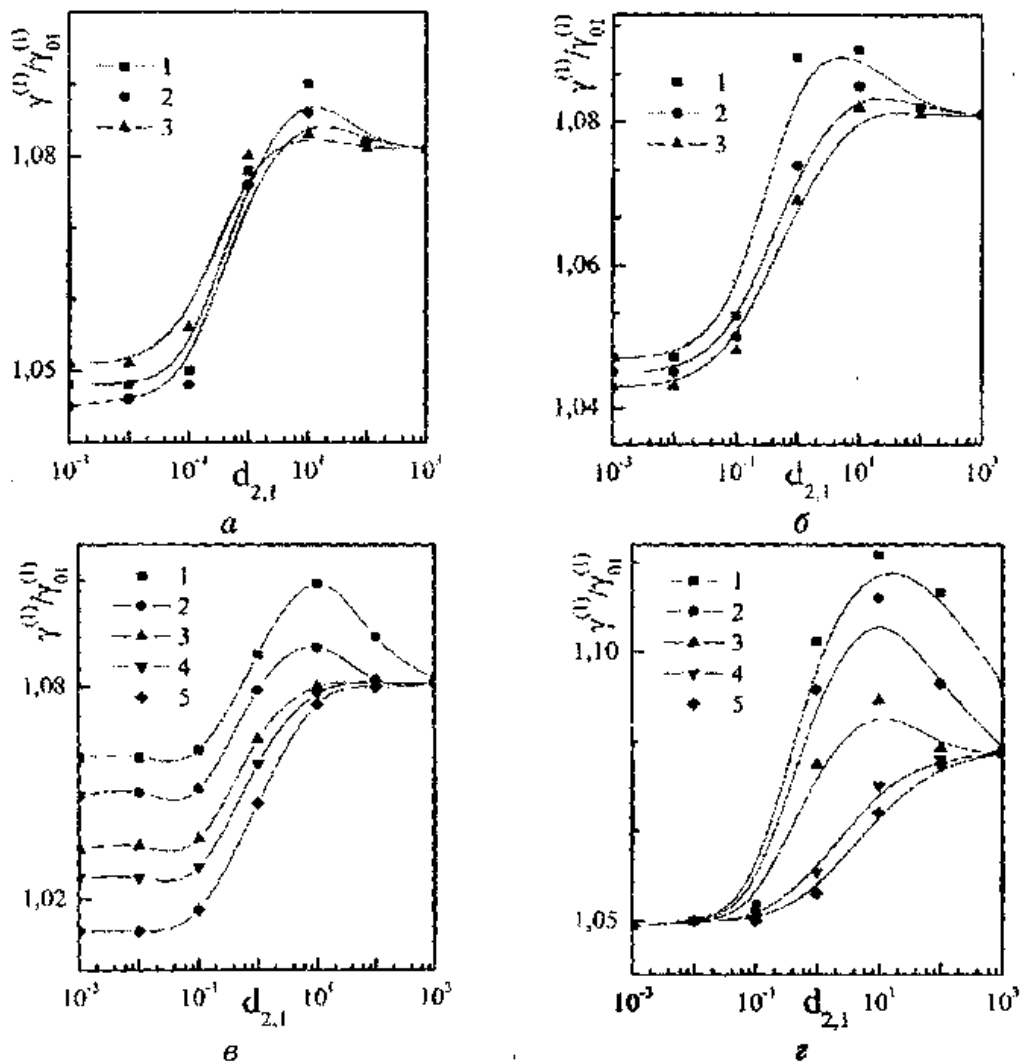


Рисунок 5.1 - Залежність коефіцієнта поздовжньої тензочутливості  $\gamma^{(1)}/\gamma_{01}^{(1)}$  двошарової полікристалічної плівки від відношення товщин шарів металу  $d_{2,1}$  при таких значеннях параметрів:

а -  $q_i=0,5$ ;  $Q_{ji}=0,1$ ;  $k_I=0,1$ ;  $\alpha_{0i}=1$ ;  $l_{01,2}=1$ ;  $\eta_{di}^{(1)}=\eta_{Li}^{(1)}=0,3$ ;  $\eta_{l1}^{(1)}=0,1$ ;  $\eta_{l2}^{(1)}=0,2$ ;  $1-P_{ij}=0,0$ ;  $2-P_{ij}=0,4$ ;  $3-P_{ij}=0,9$ ;

б -  $q_i=0,5$ ;  $Q_{ji}=0,1$ ;  $k_I=0,1$ ;  $\alpha_{0i}=1$ ;  $l_{01,2}=1$ ;  $\eta_{di}^{(1)}=\eta_{Li}^{(1)}=0,3$ ;  $\eta_{l1}^{(1)}=0,1$ ;  $\eta_{l2}^{(1)}=0,2$ ;  $1-P_{ij}=0,0$ ;  $2-P_{ij}=0,6$ ;  $3-P_{ij}=0,9$ ;

в -  $q_i=P_{ij}=0,1$ ;  $Q_{ji}=0,2$ ;  $\alpha_{0i}=1$ ;  $l_{01,2}=1$ ;  $\eta_{di}^{(1)}=\eta_{Li}^{(1)}=0,3$ ;  $\eta_{d2}^{(1)}=\eta_{L2i}^{(1)}=0,35$ ;  $\eta_{l1}^{(1)}=0,1$ ;  $\eta_{l2}^{(1)}=0,2$ ;  $1-k_I=0,01$ ;  $2-k_I=0,1$ ;  $3-k_I=0,5$ ;  $4-k_I=1$ ;  $5-k_I=10$ ;

г -  $k_I=0,1$ ;  $q_i=P_{ij}=0,1$ ;  $Q_{ji}=0,2$ ;  $\alpha_{0i}=1$ ;  $\eta_{di}^{(1)}=\eta_{Li}^{(1)}=0,3$ ;  $\eta_{d2}^{(1)}=\eta_{L2i}^{(1)}=0,35$ ;  $\eta_{l1}^{(1)}=0,1$ ;  $\eta_{l2}^{(1)}=0,2$ ;  $1-l_{01,2}=0,01$ ;  $2-l_{01,2}=0,1$ ;  $3-l_{01,2}=1$ ;  $4-l_{01,2}=10$ ;  $5-l_{01,2}=20$ .

## 6 ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ДВО- І ТРИШАРОВИХ НАНОКРИСТАЛІЧНИХ ПЛІВОК НА ОСНОВІ Cu, Ni, Co і Ti

### 6.1 Електрофізичні властивості плівок на основі Cu і Co

У відповідності із методикою, описаною в підрозділі 1, були проведені дослідження електрофізичних властивостей багатошарових плівкових систем на основі Cu і Co. На рис.6.1 представлені типові температурні залежності питомого опору і ТКО для систем  $[\text{Co}/\text{Cu}]_n/\text{П}$ , де  $n = 1, 2$  і  $4$ . Характерною особливістю цих залежностей є їх Вендівський характер, коли при першому термовідпалюванні опір різко зменшується в результаті заліковування термоактивонаних дефектів кристалічної будови типу вакансія – міжвузловий атом.

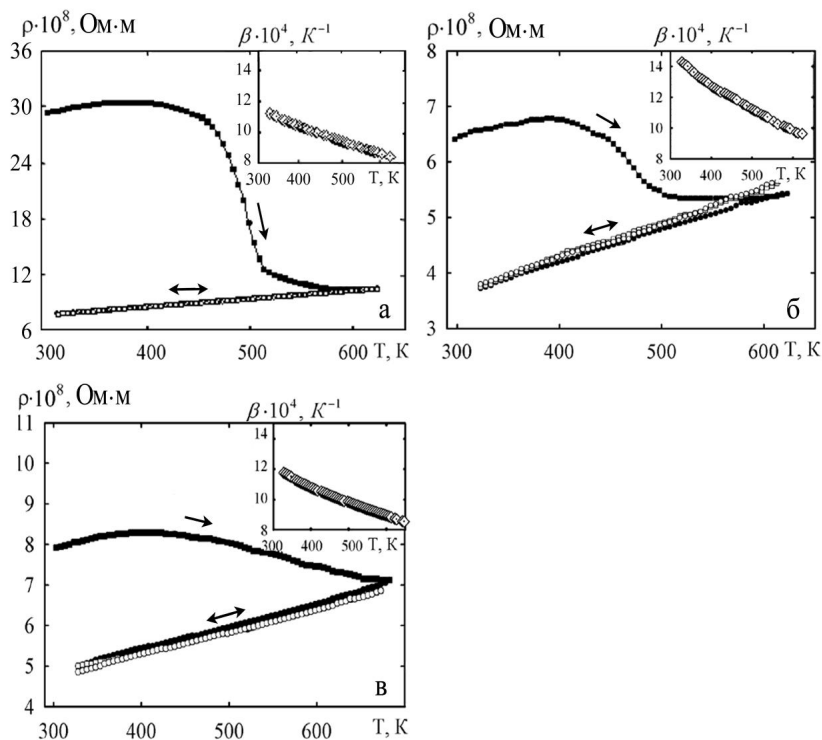


Рисунок 6.1 - Температурна залежність питомого опору і термічного коефіцієнту опору (на вставках) для плівкових систем  $\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)/\text{П}$  (а),  $[\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)]_2/\text{П}$  (б),  $[\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)]_4/\text{П}$  (в)

Приблизно при  $T_e > 500$  К залежність  $\rho(T)$  монотонно змінюється, що свідчить про заліковування дефектів. При всіх наступних термоциклах  $\rho(T)$  має лінійний характер, у той час як  $\beta(T)$  пропорційна  $1/T$ . Відмічаємо, що при збільшенні кількості фрагментів Co/Cu вендівська крива стає більш затягнутою, що можна пояснити виникненням нового типу дефектів у вигляді інтерфейсів, для заліковування яких необхідні більш високі енергії активації.

Додаткові електронно-мікроскопічні і електроннографічні дослідження вказують на те, що у плівкових системах Co/Cu утвориться ГЦК твердий розчин (Cu, Co) з величиною параметра решітки в межах від  $a = 0,355$  до  $a = 0,362$  нм. Кількість т.р. (Cu, Co) повністю визначається концентрацією атомів Co. Рисунок 6.2 ілюструє саме таку ситуацію, коли на мікроснімку фіксуються кристаліти чистого Cu (світлі ділянки), т.р.(Cu, Co) (більш темні ділянки) та окремі частинки ГЦП Co (гранули чорного кольору).

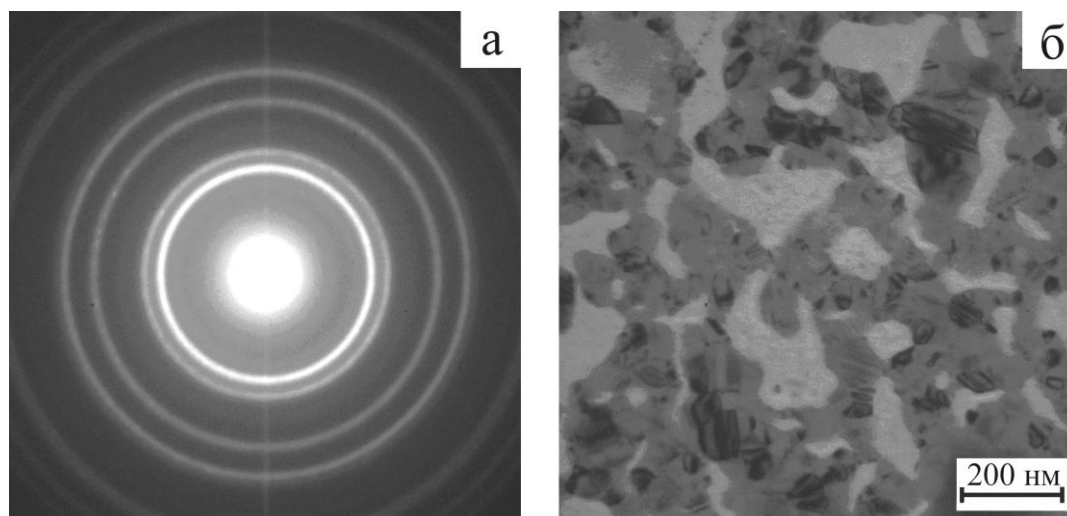


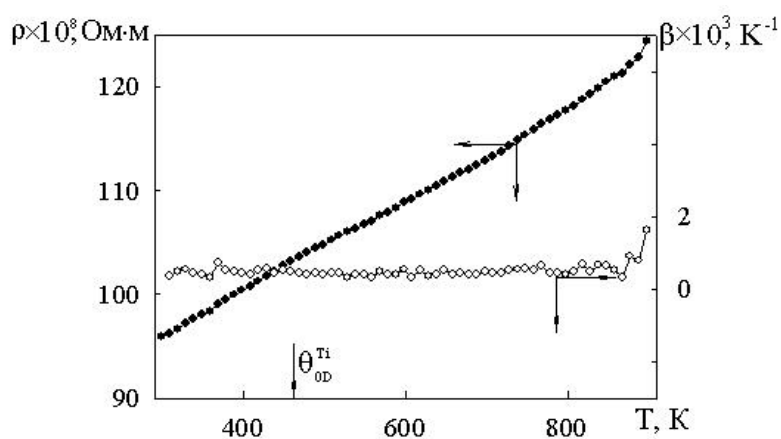
Рисунок 6.2 - Дифракційна картина (а) і мікроструктура (б) відпаленої до 630 К і охолодженої до 300 К плівкової системи Co(5)/Cu(10)/П. На електроннограмі фіксуються лінії ГЦП-Co, а лінії від ГЦК-Cu і т.р.(Cu-Co) повністю співпадають

Характер залежностей  $\rho(T)$  не дозволяє зробити висновок про утворення т.р. з елементами гранульованого стану, але абсолютні величини питомого опору і

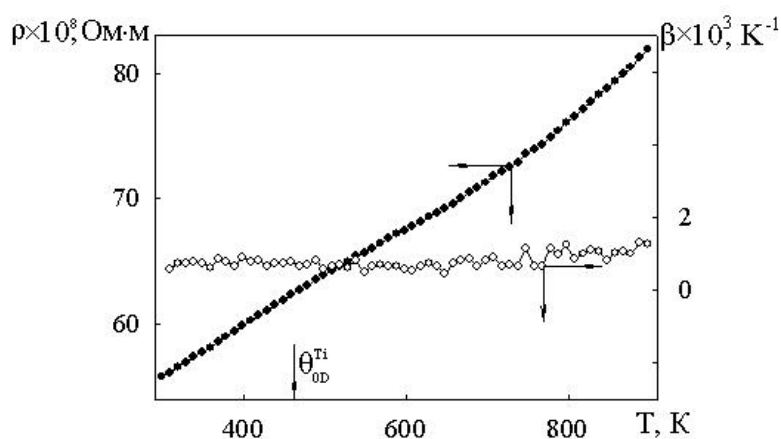
ТКО та їх узгодження із формулою для плівкового сплаву підтверджують висновок електронної мікроскопії та електронографії.

## 6.2 Електрофізичні властивості плівок на основі Ti і Cu та Ti і Ni

Розглянемо характер температурної залежності опору і ТКО термостабілізованих плівок Cu/Ti (рис.6.3), для яких  $c_{Ti}/c_{Cu} \approx 1,6 \div 3,8$ . На залежності  $\rho(T)$  можна виділити три ділянки у інтервалі температур  $300 \div \theta_b^i$ ;  $\theta_b^i \div 770$  К;  $770 \div 900$  К. Для перших двох характерне лінійне збільшення питомого опору з ростом температури.



а



б

Рисунок 6.3 – Температурна залежність питомого опору та ТКО для термостабілізованих плівок Cu(24)/Ti(60)/П (а) та Ti(51)/Cu(13)/П (б)

Величина кутового коефіцієнту  $\Delta\rho/\Delta T$  змінюється несуттєво від  $4,1 \cdot 10^{-10} \div 4,6 \cdot 10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot \text{К}^{-1}$  (перша ділянка) до  $3,8 \cdot 10^{-10} \div 4,2 \cdot 10^{-10} \text{ Ом} \cdot \text{м} \cdot \text{К}^{-1}$  (друга ділянка). Хоча на залежностях  $\rho(T)$  простежується особливість при  $\theta_b^{\text{Ti}}$ , як і в одношарових плівках Ti, на залежності  $\beta(T)$  вона є слабо вираженою. Причиною останнього, на наш погляд, є вплив дифузійних процесів, які призводять до розмиття температури Дебая. Відмітимо, що для одношарових плівок Cu на залежностях  $\rho(T)$  та  $\beta(T)$  спостерігається особливість при  $\theta_b^{\text{Cu}}$ , яка у випадку плівок Ti/Cu не виражена. Відхилення від лінійності на залежностях  $\rho(T)$  та немонотонна поведінка ТКО має місце у третьому температурному інтервалі. До причин нелінійності можна віднести активні процеси масоперенесення у плівкових зразках при досить високих температурах.

У таблиці 6.1 представлені результати вивчення фазових перетворень у плівкових системах на основі Ni і Ti при термообробці. Ці дані дозволяють стверджувати, що плівки Ni/Ti/П, відпалені до  $T_b < 800 \text{ К}$  представляють собою двошарову систему.

Таблиця 6.1 - Результати досліджень фазових перетворень у плівках Ni/Ti/П при відпалюванні

№	Плівкова система ( $d_2/d_1$ , нм)	$T_b$ , К	$c_{\text{Ni}}/c_{\text{Ti}}$	Фазовий склад
1	Ni(20)/Ti(20)/П	300	0,72	ГЦК-Ni+ГЦЦП-Ti.
		600		--/
		850		ГЦК-Ni+ГЦЦП-Ti+Ni <sub>3</sub> Ti
2	Ni(40)/Ti(20)/П	300	0,94	ГЦК-Ni+ГЦЦП-Ti.
		700		--/
		800		ГЦК-Ni+ГЦЦП-Ti+Ni <sub>3</sub> Ti
		1000		NiTi+ NiT <sub>2</sub>
3	Ni(60)/Ti(20)/П	300	1,23	ГЦК-Ni+ГЦЦП-Ti.
		800		ГЦК-Ni+ГЦЦП-Ti+Ni <sub>3</sub> Ti
		900		NiTi+ NiT <sub>2</sub>

На рисунку 6.4 представлені залежності питомого опору і ТКО для плівкової системи Ni(40)/Ti(60)/П. Співставлення експериментальних і розрахункових даних на основі співвідношень для плівкових сплавів або двошарових плівок підтверджують висновок, що плівки Ni/Ti/П повністю задовольняють умові двошаровості.

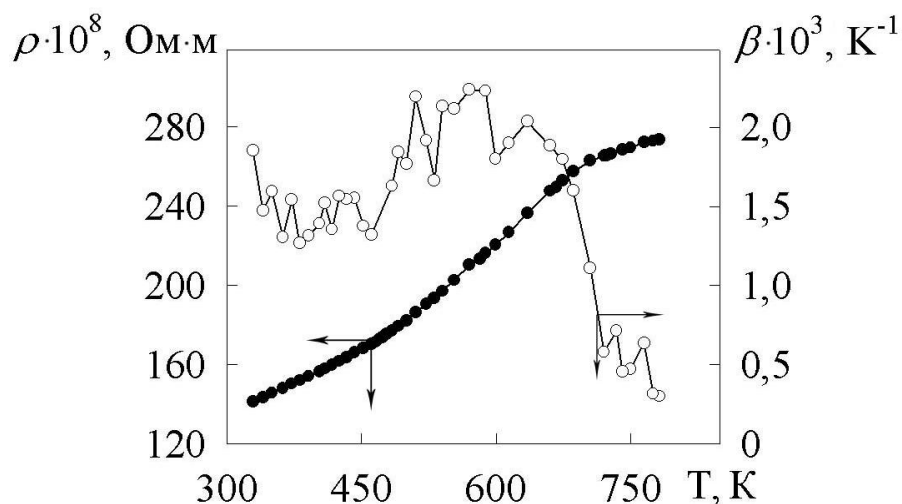


Рисунок 6.4 - Температурна залежність питомого опору (●) і ТКО (○) для плівкової системи Ni(40)/Ti(60)/П

Відмітимо, що різка зміна величини ТКО при  $T \approx 600$  К пов'язана не з процесами фазоутворення, а із зменшенням чутливості опору до температури ( $\partial R/\partial T$ ) після точки Кюрі нікелю.



## 7 ТЕНЗОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ

Результати цього розділу частково представлені в наших роботах [48-51] і тому ми звернемо основну увагу на апробацію теоретичної моделі, яка враховує деформаційні ефекти і у першому своєму варіанті була запропонована в роботі [52]. Це продиктовано також тією обставиною, що концептуально модель для тензоефекту багат шарових плівок із урахуванням деформаційних ефектів аналогічна моделі для ТКО багат шарових плівок із урахуванням температурних ефектів, яка викладена у підрозділі 4.2.

### 7.1 Напівфеноменологічна модель: врахування деформаційних ефектів

Апробація т. зв. адаптивної на випадок полікристалічних двошарових плівок моделі тензоефекту [53] показала, що вона має значні розходження із експериментальними результатами. Це послужило підставою для авторів [52] запропонувати більш коректну модель [53] для багат шарових плівкових систем із урахуванням деформаційних ефектів (аналог температурних ефектів для моделі ТКО) в таких параметрах електроперенесення як  $\lambda_0$ ,  $p$ ,  $r$  і  $Q$ . Оскільки в роботі [52] не зовсім правильно враховані внутрішній і зовнішній розмірний ефекти (наприклад, розглядаються доданки типу  $\frac{\partial \ln k}{\partial \ln r}$  та  $\frac{\partial \ln m}{\partial \ln p}$ , які за своєю фізичною суттю повинні дорівнювати нулю), то у цьому підрозділі будуть представлені скореговані проміжні співвідношення та робочі формули.

Для отримання основного (робочого) співвідношення напівфеноменологічної моделі необхідно, як і у випадку для моделі ТКО (підрозділ 4.2), виходити із означення коефіцієнта повздовжньої тензочутливості

$$\gamma_i = \frac{d \ln R}{d \ln l}$$

і закону Ома для паралельного з'єднання  $n$  шарів

$$\frac{1}{R} = \frac{a}{l} (d_1 \sigma_{01} F_1 + d_2 \sigma_{02} F_2 + \dots + d_n \sigma_{0n} F_n), \quad (7.1)$$

де  $R$  – опір плівкової системи ( $l$  і  $a$  – довжина і ширина зразка);  $F_i = \rho_{0i} \cdot \rho_i^{-1}$  – функція Фукса, яка є функцією  $d_i$ ,  $L_i$ ,  $\lambda_{0i}$ ,  $p_i^*$  та  $r_i$  по аналогії із співвідношенням (4.4), де  $p_i^*$  – ефективний коефіцієнт дзеркальності (більш детально див. [51]);  $d \ln l = d \epsilon_l$ , де  $\epsilon_l$  – повздовжня деформація.

Співвідношення (7.1) після диференціювання по деформації перетворюється до вигляду:

$$\gamma_l = A_1 \left( 1 + \eta_{\lambda_{01}l} + \mu_1' - \frac{d \ln F_1}{d \ln l} \right) + A_2 \left( 1 + \eta_{\lambda_{02}l} + \mu_2' - \frac{d \ln F_2}{d \ln l} \right) + 1 + \mu_s, \quad (7.2)$$

$$\text{де враховано, що } \eta_{0il} = -\frac{d \ln \lambda_0}{d \ln l} \text{ або } \eta_{0il} = -\frac{d \ln \sigma_0}{d \ln l} - 1; \quad \mu_1' = \mu_f \frac{1 - \mu_s}{1 - \mu_f} -$$

зведений коефіцієнт Пуассона ( $\mu_s$  і  $\mu_f$  – коефіцієнт Пуассона підкладки і плівки).

У розгорнутому вигляді похідну  $\frac{\partial \ln F}{\partial \ln l}$ , наприклад для першого шару

можна представити так:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln F_1(k_1, m_1, p_1^*, r_1)}{d \ln l} = & \left( \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln m_1} \frac{d \ln m_1}{d \ln l} \right) + \\ & + \left( \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln l} \frac{d \ln k_2}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln m_1} \frac{d \ln m_1}{d \ln l} \frac{d \ln m_2}{d \ln l} \right) + \\ & + \left( \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln p_1^*} \frac{d \ln p_1^*}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln Q} \frac{d \ln Q}{d \ln l} \right) + \\ & + \left( \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln k_2} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2^*} \frac{d \ln p_2^*}{d \ln l} + \frac{d \ln F_1}{d \ln k_1} \frac{d \ln k_1}{d \ln k_2} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q} \frac{d \ln Q}{d \ln l} \right). \end{aligned} \quad (7.3)$$

Якщо врахувати, що  $\frac{d \ln F_i}{d \ln k_i} = 1 - \frac{\beta_i}{\beta_{0i}}$ , а  $\frac{d \ln m_i}{d \ln m_k} \cong \frac{d \ln k_i}{d \ln k_k} \cong \frac{\beta_{0i}}{\beta_{0k}}$ , то

співвідношення для КТ тришарової плівки у самому загальному випадку має вигляд:

$$\begin{aligned}
 \gamma_1 = & A_1 \left\{ \left( \gamma_{01}^p + \mu_1' \right) - \left( 1 - \frac{\beta_1}{\beta_{01}} \right) \left[ \left( 2\gamma_{01}^p - 1 - \mu_1' - \eta_{p11} \frac{d \ln k_1}{d \ln p_1} - \eta_{Q11} \frac{d \ln k_1}{d \ln Q_1} - \eta_{r11} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_1} \right) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \left( \gamma_{021}^p - 1 - \mu_2' - \eta_{p21} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q21} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r21} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{01}}{\beta_{02}} \right] \right\} + \\
 & + A_2 \left\{ \left( \gamma_{021}^p + \mu_1' \right) - \left( 1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[ \left( 2\gamma_{021}^p - 1 - \mu_2' - \eta_{p21} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q21} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r21} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) + \right. \right. \\
 & + A_2 \left\{ \left( \gamma_{021}^p + \mu_1' \right) - \left( 1 - \frac{\beta_2}{\beta_{02}} \right) \left[ \left( 2\gamma_{021}^p - 1 - \mu_2' - \eta_{p21} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q21} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r21} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \left( \gamma_{031}^p - 1 - \mu_3' - \eta_{p31} \frac{d \ln k_3}{d \ln p_3} - \eta_{Q31} \frac{d \ln k_3}{d \ln Q_3} - \eta_{r31} \frac{d \ln m_3}{d \ln r_3} \right) \frac{\beta_{02}}{\beta_{03}} \right] \right\} + \quad (7.4) \\
 & + A_3 \left\{ \left( \gamma_{031}^p + \mu_3' \right) - \left( 1 - \frac{\beta_3}{\beta_{03}} \right) \left[ \left( 2\gamma_{031}^p - 1 - \mu_3' - \eta_{p31} \frac{d \ln k_3}{d \ln p_3} - \eta_{Q31} \frac{d \ln k_3}{d \ln Q_3} - \eta_{r31} \frac{d \ln m_1}{d \ln r_3} \right) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \left( \gamma_{021}^p - 1 - \mu_2' - \eta_{p21} \frac{d \ln k_2}{d \ln p_2} - \eta_{Q21} \frac{d \ln k_2}{d \ln Q_2} - \eta_{r21} \frac{d \ln m_2}{d \ln r_2} \right) \frac{\beta_{03}}{\beta_{02}} \right] \right\} + 1 + \mu_s
 \end{aligned}$$

де деформаційні коефіцієнти виражаються такими формулами:

$$\eta_{pl} = -\frac{d \ln p}{d \ln l}, \quad \eta_{rl} \cong \eta_{r2} = -\frac{d \ln r}{d \ln l}.$$

Підкреслимо, що дане співвідношення отримано при умові, що електричні властивості  $i$ -го шару обумовлені електронами самого  $i$ -го й сусідніх ( $i \pm 1$ ) шарів, що можливо при виконанні умов, так і у випадку співвідношення (4.6), коли  $\lambda_{01} \cong d_1 + d_2$ ,  $\lambda_{02} \cong d_2 + (d_1 + d_3)/2$  і  $\lambda_{03} \cong d_3 + d_2$  (тобто допускаються переходи 3-3", які показані схематично на рисунку 4.2). Відмітимо, що (7.4) відносно легко розповсюдити на випадок довільної кількості шарів.

## 7.2 Системи Cr, Cu і Sc

Для апробації співвідношення (7.4) нами була застосована методика, суть якої полягає у тому, що для одношарових плівок – складових багатшарової плівкової структури – будується експериментальна залежність ТКО від товщини для недеформованої та статично zdeформованої плівки. ТКО розраховується за кривою охолодження другого або третього циклу термостабілізації за схемою «нагрівання-охолодження». Приклад розмірної залежності  $\beta - d$ , а також після перебудування у координатах  $\beta d - d$  та  $\beta^{-1}d - d$  представлено для випадку плівок Sc (рис. 7.1). Такі дані у сукупності з експериментальною залежністю середнього розміру кристалітів від товщини

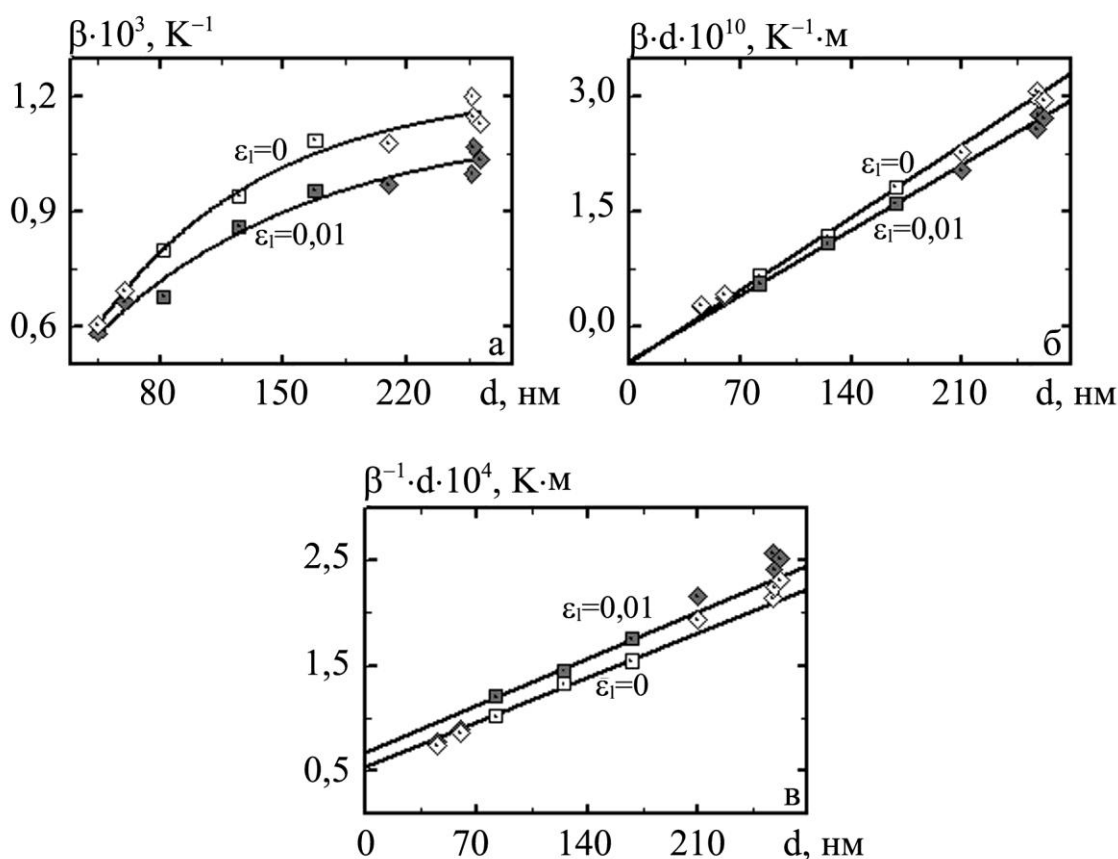


Рисунок 7.1 - Залежність термічного коефіцієнту опору від товщини у різних координатах для недеформованих і деформованих плівок Sc

дозволяють провести розрахунок деформаційних коефіцієнтів  $\eta_{pl}$ ,  $\eta_{rl}$  та  $\eta_{Ql}$  та відповідних похідних

$$\frac{d \ln k}{d \ln p} = \frac{p}{k} \frac{dk}{dp}, \quad \frac{d \ln m}{d \ln r} = \frac{r}{m} \frac{dm}{dr} \quad \text{та} \quad \frac{d \ln k}{d \ln Q} = \frac{Q}{k} \frac{dk}{dQ}$$

(ще раз підкреслимо, що в теоретичній моделі допускається рівність  $r$  та  $Q$  і відповідних похідних, оскільки межу поділу шарів можна розглядати як межу зерен). Для цього можна скористатися відомими (див., наприклад, [48]) лінеаризованою та ізотропною моделями К. Тольє, А. Тоссе і Ц. Пішар. Це дає можливість отримати  $\lambda_0$  та  $\lambda_g = \lambda_0 \cdot f(\alpha)$  – СДВП, яка лімітується межами зерен;

$f(\alpha) = \beta_g / \beta_0$  - функція зерномежевого розсіювання електронів;  $\alpha = \frac{\lambda_0}{L} \frac{R}{1-R}$

( $R$  – коефіцієнт розсіювання електронів на межі зерна, який аналітично пов'язаний із  $r$ );  $\beta_\infty = \lim_{d \rightarrow \infty} \beta$ ; коефіцієнт  $p$  і  $r(Q)$  для двох серій ідентичних зразків – недеформованих та деформованих. Підкреслимо, що відповідність співвідношення (7.4) з експериментальними даними буде значно кращою, якщо замість величини  $\beta_{0i}$  скористатися  $\beta_{gi}$ .

Таблиці 7.1 і 7.2 дають уявлення про величину або про розмірну залежність (від товщини плівки) вказаних параметрів електроперенесення для одношарових плівок Cr, Cu і Sc. При цьому необхідно підкреслити наступне.

Оскільки із фізичних міркувань є сенс розглядати залежність  $r$  від  $L$ , але при розрахунках зручно користуватися величинами  $r$  для різних товщин, то на рисунку 7.2,а приведено значення  $r$  для плівок Cr, Cu і Sc в інтервалі товщин 20-260 нм.

Таблиця 7.1 – Параметри електроперенесення плівок Cr, Cu і Sc

Недеформовані плівки ( $\varepsilon = 0$ )	Деформовані плівки ( $\varepsilon = 0,01$ )	$\eta_{ol} = \gamma_{ol}^p - 1$	$\eta_{pl}$	$\frac{d \ln k}{d \ln p}$
p	p			
Хром				
0,105	0,056	-3,04	46,55	0,048
$\lambda_0(1-p)=56,1$ нм; $\beta_g=2,38 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ; $\lambda_0(1-p)=64,6$ нм; $\beta_g=2,25 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ $\lambda_0=62,68$ нм $\lambda_0=68,43$ нм, $\Delta\lambda_0=+5,75\text{нм} > 0$ , $\eta_{\lambda_{ol}} = -9,17$				
Скандій				
0,144	0,181	-4,04	-25,52	-0,174
$\lambda_0(1-p)=138,1$ нм; $\beta_g=1,44 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ; $\lambda_0(1-p)=156,9$ нм; $\beta_g=1,27 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ $\lambda_0=161,33$ нм $\lambda_0=166,21$ нм, $\Delta\lambda_0=+4,88\text{нм} > 0$ , $\eta_{\lambda_{ol}} = -3,02$				
Мідь				
0,186	0,061	0,28	67,03	-0,003
$\lambda_0(1-p)=97,3$ нм; $\beta_g=2,04 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ; $\lambda_0(1-p)=111,9$ нм; $\beta_g=1,95 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ $\lambda_0=119,53$ нм $\lambda_0=119,17$ нм, $\Delta\lambda_0=-0,36\text{нм} < 0$ , $\eta_{\lambda_{ol}} = -0,30$				

Виходячи із означення деформаційних коефіцієнтів, можна написати

$$\eta_{pl} = -\frac{1}{p(0)} \frac{p(\varepsilon_l) - p(0)}{\varepsilon_l}, \eta_{rl} = \eta_{ql} = -\frac{1}{r(0)} \frac{r(\varepsilon_l) - r(0)}{\varepsilon_l},$$

хоча якщо розрахувати  $\eta_{ol}$  за аналогічним співвідношенням

$$\eta_{ol} = -\frac{1}{\lambda_0(0)} \frac{\lambda_0(\varepsilon_l) - \lambda_0(0)}{\varepsilon_l},$$

то буде допущено похибку, оскільки зміна СДВП  $\Delta\lambda_0$  визначається не тільки ступенем деформації ( $\Delta\lambda_{0el}$ ), а також і зміною коефіцієнтів p, r і Q, що

обумовить відповідну зміну  $\Delta\lambda_{0p}$ ,  $\Delta\lambda_{0r}$  і  $\Delta\lambda_{0Q}$ . У зв'язку з цим  $\eta_{01}$  краще за все обчислювати із тензOMETричних даних для масивних зразків.

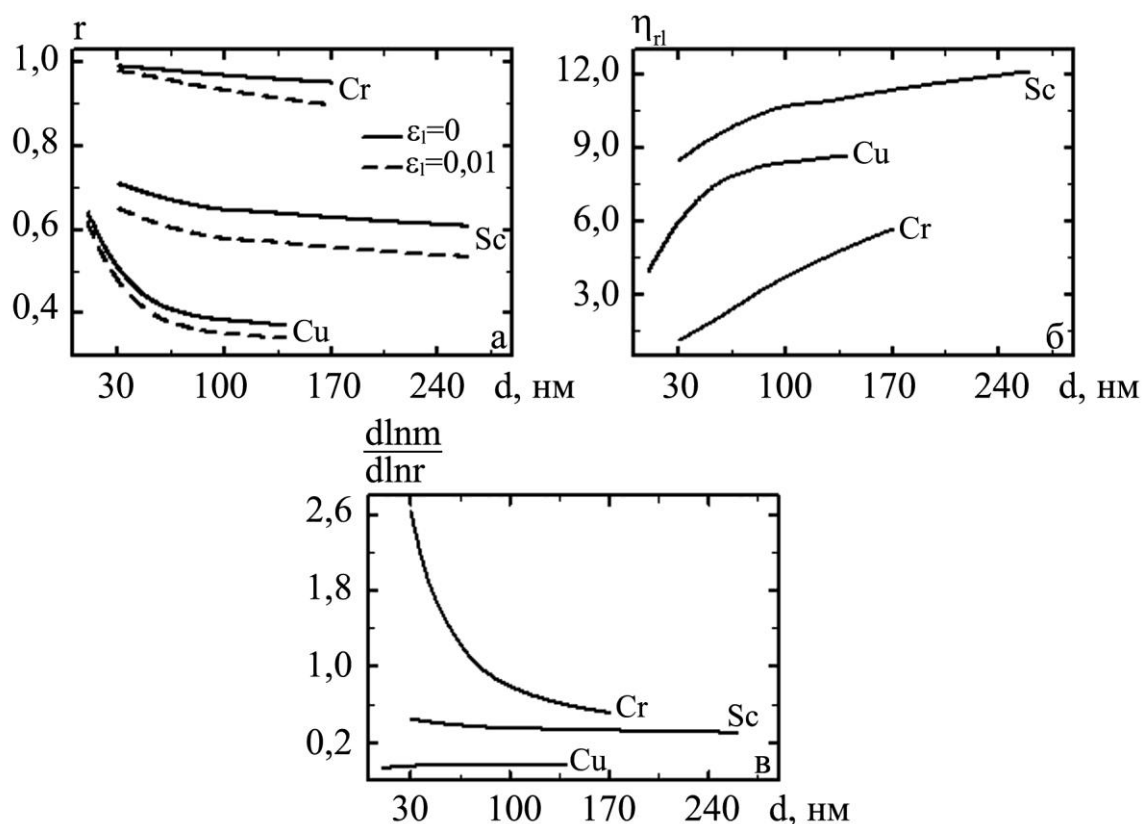


Рисунок 7.2 - Величина коефіцієнтів проходження межі зерна (а),  $\eta_r$  (б) та

$$\frac{d \ln m}{d \ln r} \text{ (в) для плівок Cr, Cu і Sc різної товщини}$$

При вимірюванні КТ одно- і багатошарових плівок необхідно враховувати, що його величина суттєво залежить від номера деформаційного циклу «навантаження-зняття навантаження». Це пов'язано з тією обставиною, що у процесі деформації в плівкових зразках відбуваються різні релаксаційні процеси (розвернення зерен, генерація і/або анігіляція дефектів, в окремих випадках протікання мікропластичної деформації, завершення міжшарових дифузійних процесів через насичення меж зерен атомами іншого сорту та деякі ін.). В одних випадках (плівка Cu) вони закінчуються при IV-V деформаційних

циклах, хоча в одношарових плівках Cr і Sc, багатошарових Co/Ni/П, Cr/Cu/Sc/П – практично після I циклу (рис. 7.3).

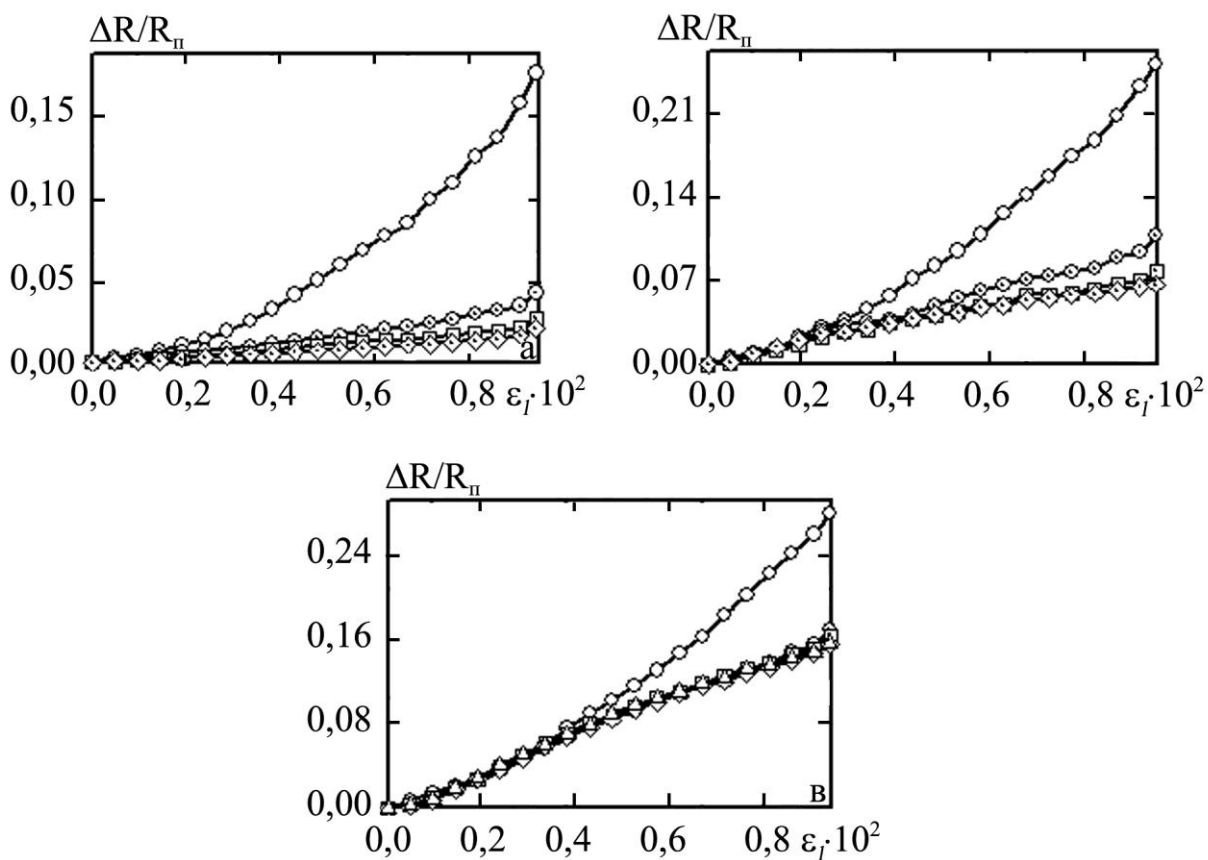


Рисунок 7.3 - Залежність  $\Delta R/R_{\Pi}$  від  $\varepsilon_I$  для деформаційних циклів «навантаження-зняття навантаження» для плівок Sc (85 нм) (а), Cr (40 нм) (б), Cr(70 нм)/Cu(44,5 нм)/Sc(55 нм)/П (в). Номер циклу:  $\circ$ -I,  $\odot$ -II,  $\square$ -III,  $\diamond$ -IV,  $\triangle$ -V. П – підкладка,  $R_{\Pi}$  – початковий опір

Виходячи із означення КТ, величина  $\gamma_1$  знаходять як тангенс кута нахилу деформаційної залежності. Оскільки у співвідношенні (3) входять величини  $\gamma_{0i}^p$ , то для одношарових плівок можна скористатися або їх експериментальною величиною, або розрахунковою за співвідношенням  $\gamma_{0i}^p = \eta_{0i} + 1$ .

Про вплив кількості деформаційних циклів на величину  $\gamma_1$  одно- та тришарової плівкової системи дають уявлення результати, наведені в таблиці



7.2 (тут же приведено відношення КТ кожного із шарів (позначено  $\gamma_i^{Me}$ ) до КТ всієї плівкової системи).

Дані таблиці 7.2 однозначно вказують на те, що КТ одношарової плівки як компоненти тришарової системи завжди менше в декілька разів у порівнянні з КТ тришарової системи, що вказує на значний вплив межі поділу шарів на тензочутливість.

Таблиця 7.2 - Порівняння  $\gamma_1$  для одно- та тришарових плівкових систем при різних деформаційних циклах

Плівкова система (нм)	d, нм	Коефіцієнт тензочутливості $\gamma_1$					$\gamma_1^{Me} / \gamma_1$		
		I	II	III	IV	V	$\gamma_1^{Cr} / \gamma_1$	$\gamma_1^{Cu} / \gamma_1$	$\gamma_1^{Sc} / \gamma_1$
Cu(120)/Sc(70)/Cr(75)/П	252	5,8	7,0	7,1	7,8	7,7	0,36	0,11	0,28
Cu(140)/Cr(65)/Sc(200)/П	412	5,5	7,2	7,0	8,2	8,2	0,39	0,09	0,26
Cr(70)/Cu(45)/Sc(55)/П	169	26	18	18	17	17	0,17	0,05	0,36
Cr(55)/Cu(120)/Sc(250)/П	402	11	7,3	7,3	7,4	7,5	0,56	0,10	0,29
Cr(90)/Sc(100)/Cu(145)/П	334	14	16	18	18	20	0,12	0,04	0,12
Cu(25)/Cr(70)/Cu(50)/П	156	14	11	11	10	10	0,24	-	-
Cu(140)/Cr(80)/Cu(75)/П	299	6,0	6,0	6,0	8,0	7,0	0,33	-	0,30

Дані таблиці 7.3 дають можливість оцінити якість межі поділу окремих шарів на величину  $\gamma_1$  тришарової плівки. Згідно з нашою оцінкою внесок деформаційних ефектів параметрів  $p$  і  $r$  у величину  $\gamma_1$  одношарової плівки складає (4-10)%. Як випливає із результатів, представлених у таблиці 7.3, у випадку плівок Cr і Sc спостерігається узгодження, яке дає можливість стверджувати, що зерномежеве розсіювання і розсіювання на межі поділу шарів дають приблизно однаковий внесок у величину  $\gamma_1$ , хоча у випадку плівок Cu роль останнього фактора менш значна.

Таблиця 7.3 - Порівняння  $\gamma_1$  для одно і тришарових плівкових систем однакової товщини

Плівкова система	$d^{Me}, d, \text{нм}$	$\gamma_i^{Me} / \gamma_i$		
		$\gamma_i^{Cr} / \gamma_{leекс}$	$\gamma_i^{Cu} / \gamma_{leекс}$	$\gamma_i^{Sc} / \gamma_{leекс}$
Cu(120)/Sc(70)/Cr(75)/П	252	0,16	0,10	0,27
Cu(140)/Cr(65)/Sc(200)/П	412	0,13	0,09	0,22
Cr(70)/Cu(45)/Sc(55)/П	169	0,07	0,05	0,12
Cr(55)/Cu(120)/Sc(250)/П	402	0,15	0,10	0,24
Cr(70)/Cu(25)/Sc(145)/П	241	0,07	0,04	0,12
Cr(90)/Sc(100)/Cu(145)/П	334	0,06	0,04	0,10
Cu(25)/Cr(70)/Cu(50)/П	156	0,13	0,08	0,22
Cu(140)/Cr(80)/Cu(75)/П	299	0,16	0,11	0,29

Таблиця 7.4 Порівняння експериментальних та розрахункових даних для тришарових плівкових систем  $\gamma_1$

Плівкова система	Коефіцієнт тензочутливості $\gamma_1$			
	експеримент	з урахуванням деформаційних ефектів	без урахування деформаційних ефектів	$\frac{ \gamma_{leекс} - \gamma_{lрроз} }{\gamma_{leекс}}$
Cr(70)/Cu(45)/Sc(55)/П	17,0	17,6	-0,03	0,03
Cr(55)/Cu(120)/Sc(250)/П	7,5	8,3	-0,11	0,10
Cu(120)/Sc(70)/Cr(75)/П	7,8	9,3	-0,19	0,19
Cu(140)/Cr(65)/Sc(200)/П	8,2	7,1	+0,13	0,13
Cu(25)/Cr(70)/Cu(50)/П	9,5	7,1	+0,25	0,25
Cu(140)/Cr(80)/Cu(75)/П	7,0	5,1	+0,25	0,27

Результати апробації співвідношення (7.4) з урахуванням або без урахування деформаційних ефектів представлено на прикладі тих самих плівкових систем у таблиці 7.4. Звертає на себе увагу добра відповідність експериментальних і розрахункових за співвідношенням (7.4) результатів.

Це дало можливість зробити висновок, що у теоретичній моделі [12] урахування деформаційних ефектів здійснено коректно, і це може послужити методичною основою для прогнозування тензочутливості плівкових систем у широкому інтервалі товщин методом комп'ютерного моделювання.

Але оскільки співвідношення (7.4) має досить складний вигляд, то для прогнозу КТ багат шарових плівкових систем зручніше користуватися феноменологічною моделлю, основні співвідношення якої представлені в [45].

## 8 ДИФУЗІЙНІ ПРОЦЕСИ У ПЛІВКОВИХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВІ Cu, Sc, Cr, Fe I Co

### 8.1 Методика і техніка експерименту

Плівкові системи формувалися у надвисоковакуумній установці (вакуум  $5 \cdot 10^{-7}$  Па при конденсації Cu, Sc та  $10^{-5}$  Па при конденсації Cr, Fe і Co) з оже-спектрометром, сконструйованій в Інституті ядерної фізики ПАН (Краків). При одержанні плівкових систем оже-спектер фіксувався при кожному збільшенні товщини верхнього шару на 0,5-1 нм, а також у процесі відпалювання сформованих дифузійних пар від 300 до 670 К протягом 1-6 год. Час конденсації окремого шару складав 50-100 с. Високоточне міряння товщини здійснювалося методом кварцового резонатора з використанням трьох вимірювальних кварців.

Контроль шорсткості поверхні одно- або двошарових плівок здійснювався методом атомно-силової мікроскопії. Мета цих досліджень полягає у порівнянні рельєфу невідпалених і відпалених до різних температур одношарових зразків, що дає можливість судити про процеси згладжування межі поділу шарів при відпалюванні (зауважимо, що формування двошарової плівкової системи відбувається без попереднього термовідпалу нижнього шару).

### 8.2 Результати досліджень і їх узагальнення

Нами досліджено [54] конденсаційно-стимульовану дифузію в таких плівкових системах:

- Cu( $d_2$ )/Cr(10 нм)/П і Cr( $d_2$ )/Cu(10 нм)/П, де  $d_2$  - товщина верхнього шару до 10 нм (П - підкладка із скла або ситалу);
- Cr( $d_2$ )/Fe(10 нм)/П і Fe( $d_2$ )/Cr(10 нм)/П, де  $d_2 \leq 10(\text{Cr})$  і  $\leq 10(\text{Fe})$  нм;
- Cu( $d_2$ )/Sc(20 нм)/П і Sc( $d_2$ )/Cu(10 нм)/П, де  $d_2 \leq 10(\text{Cu})$  і  $\leq 20(\text{Sc})$  нм;

- $\text{Sc}(d_2)/\text{Cr}(20 \text{ нм})/\text{П}$  і  $\text{Cr}(d_2)/\text{Sc}(20 \text{ нм})/\text{П}$ , де  $d_2 \leq 20(\text{Sc})$  і  $\leq 20(\text{Cr})$  нм;
- $\text{Co}(d_2)/\text{Cu}(10 \text{ нм})/\text{П}$ , де  $d_2 \leq 10$  нм.

Термодифузія досліджувалась у сформованих двошарових плівкових системах:

- $\text{Cr}(10)/\text{Cu}(10)/\text{П}$  ( $T_B = 300-673 \text{ К}$ ) і  $\text{Cu}(10)/\text{Cr}(10)/\text{П}$  ( $T_B = 300-574 \text{ К}$ );
- $\text{Fe}(10)/\text{Cr}(10)/\text{П}$  ( $T_B = 300-673 \text{ К}$ ) і  $\text{Cr}(5)/\text{Fe}(10)/\text{П}$  ( $T_B = 300-673 \text{ К}$ ).

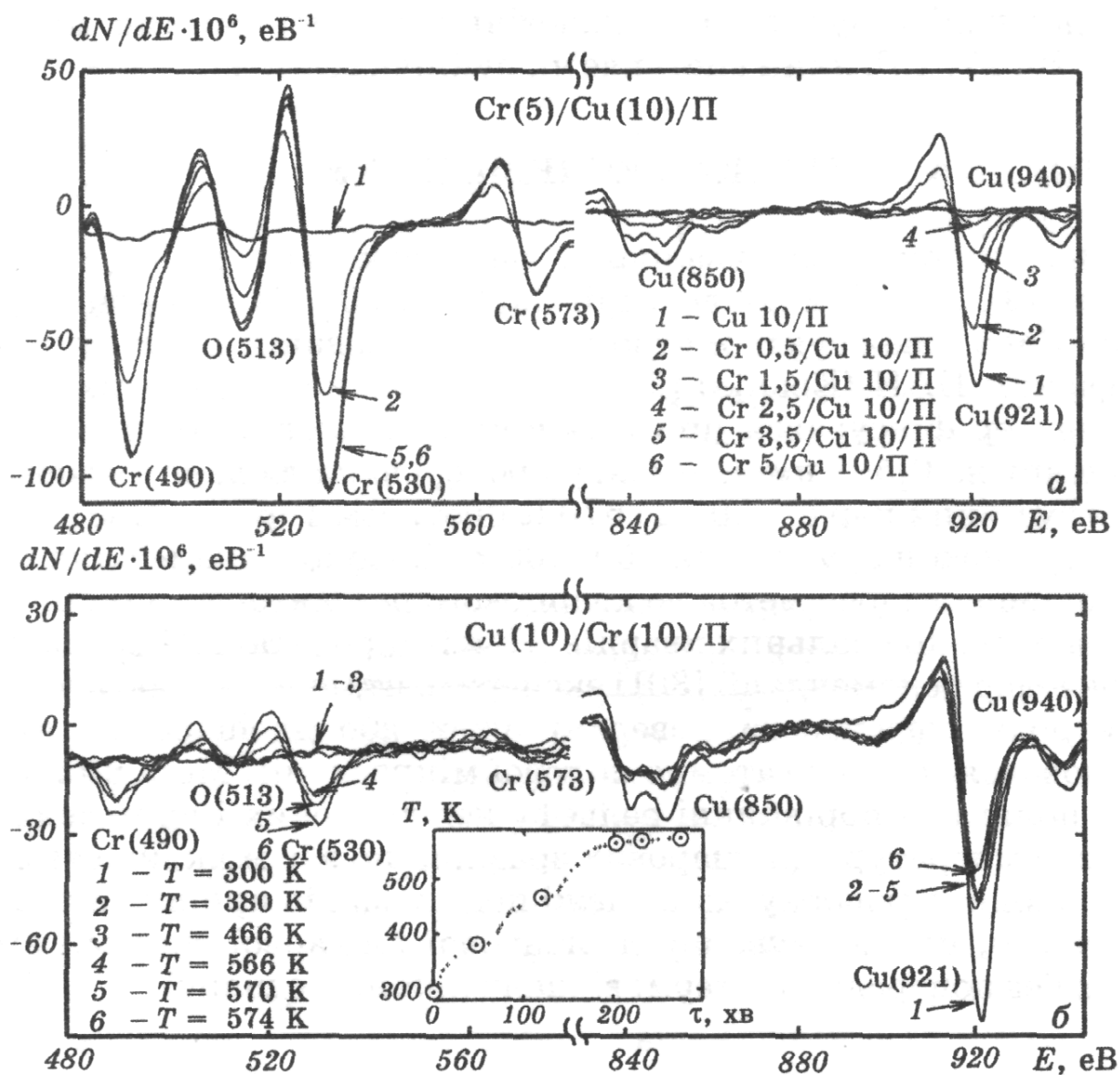


Рисунок 8.1 – Приклади оже-спектрів від плівкових систем  $\text{Cr}(d_2)/\text{Cu}(10)/\text{П}$  (а) при збільшенні товщини  $d_2$  до 5 нм та  $\text{Cu}(10)/\text{Cr}(10)/\text{П}$  (б). На вставці: крива відпалювання, на якій точками вказано температури одержання оже-спектрів

Типові оже-спектри, одержані в процесі конденсації або термовідпалювання, наведено на рисунках 8.1 і 8.2. На основі таких даних здійснено розрахунок ефективного коефіцієнта конденсаційно-стимульованої (КСД)  $D_k$  або термодифузії (ТД)  $D_b$  за наближеними співвідношеннями:

$$l_k \cong (D_k \tau_k)^{1/2} \text{ і } (l_b - l_k) \cong (D_b \tau_b)^{1/2}$$

де  $l$  - довжина дифузійного пробігу атомів із нижнього у верхній шар;  $\tau_k$  і  $\tau_b$  - час конденсації або відпалювання відповідно.

Відзначимо, що величина  $l_k$  або  $l_b$  визначалась як товщина верхнього шару, при якій зникає оже-сигнал від атомів нижнього шару.

Одержані результати наведено нами у вигляді таблиці 8.1. В ній наведено також дані про ефективні коефіцієнти дифузії, одержані методом ВІМС.

Таблиця 8.1 – Ефективні коефіцієнти взаємної дифузії атомів із нижнього у верхній шар в двошарових плівкових системах

Плівкова система, нм	Конденсаційно-стимульована дифузія		Термодифузія		Метод ВІМС
	$l_k$ , нм	$D_k 10^{19}$ , м <sup>2</sup> /с	$l_b - l_k$ , нм; $T_b$ , К	$D_b 10^{19}$ , м <sup>2</sup> /с	$\frac{D_k 10^{19}}{D_b 10^{19}}$ , м <sup>2</sup> /с
Cu(10)/Cr(10)/П	7,0	2,0	3; 566 К	0,072	2,1/0,27 (770 К)
Cr(10)/Cu(10)/П	3,5	1,0	<6,5; 673 К	<0,017	2,3/0,64 (770 К)
Cr(5)/Fe(10)/П	< 2,5	< 0,9	>1,0; 673 К	> 0,002	-
Fe(10)/Cr(10)/П	< 3,0	< 0,5	>2,0; 673 К	> 0,004	-
Cu(10)/Sc(20)/П	5,0	2,5	-	-	-
Sc(20)/Cu(10)/П	4,5	2,0	-	-	-
Sc(20)/Cr(20)/П	6,0	3,6	-	-	-
Cr(10)/Sc(20)/П	4,0	1,6	-	-	-
Co(10)/Cu(10)/П	10,0	<10,0	-	-	-

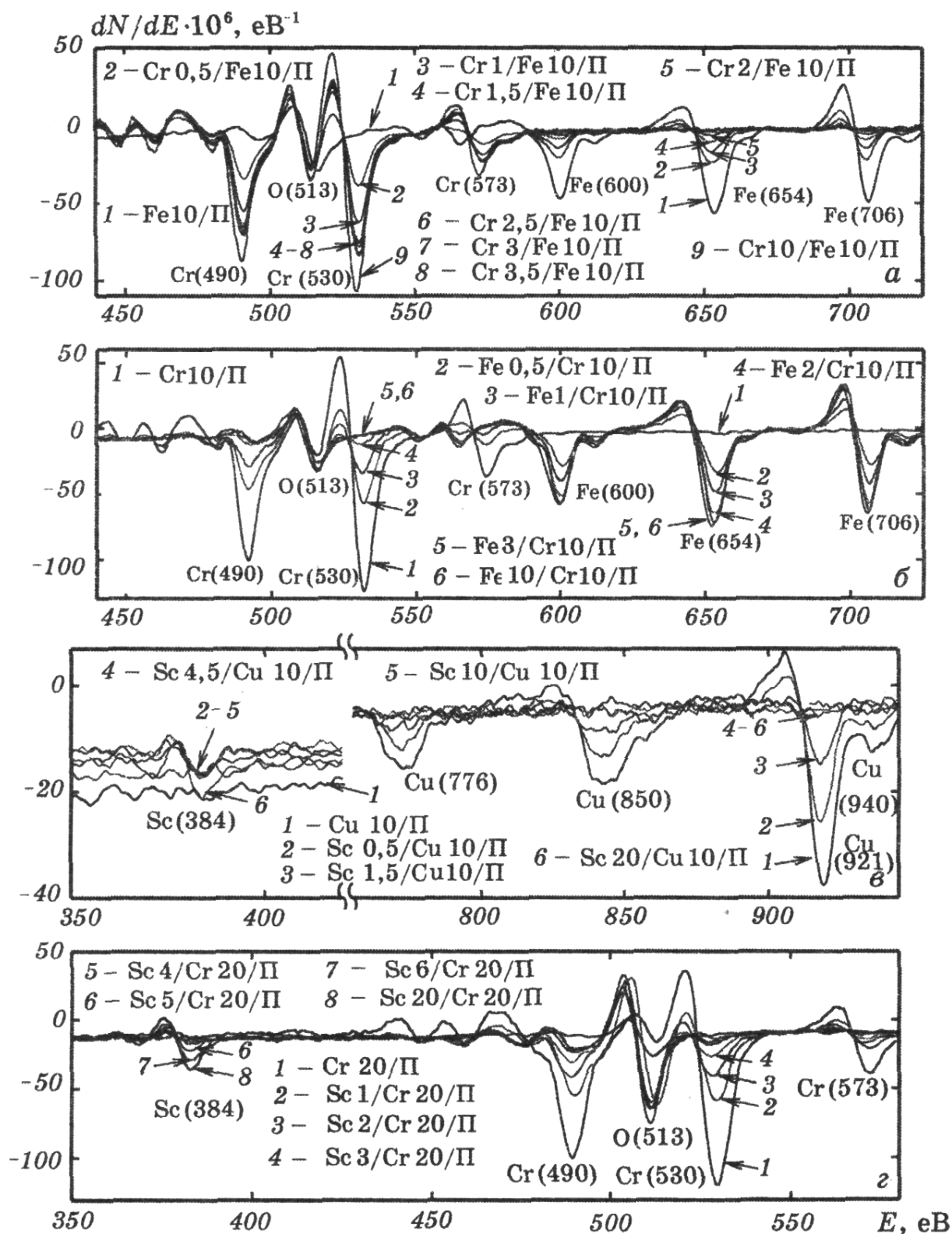


Рисунок 8.2 - Приклади оже-спектрів для плівкових систем на основі Cr і Fe (а, б), Cu і Sc (в) та Cr і Sc (г)

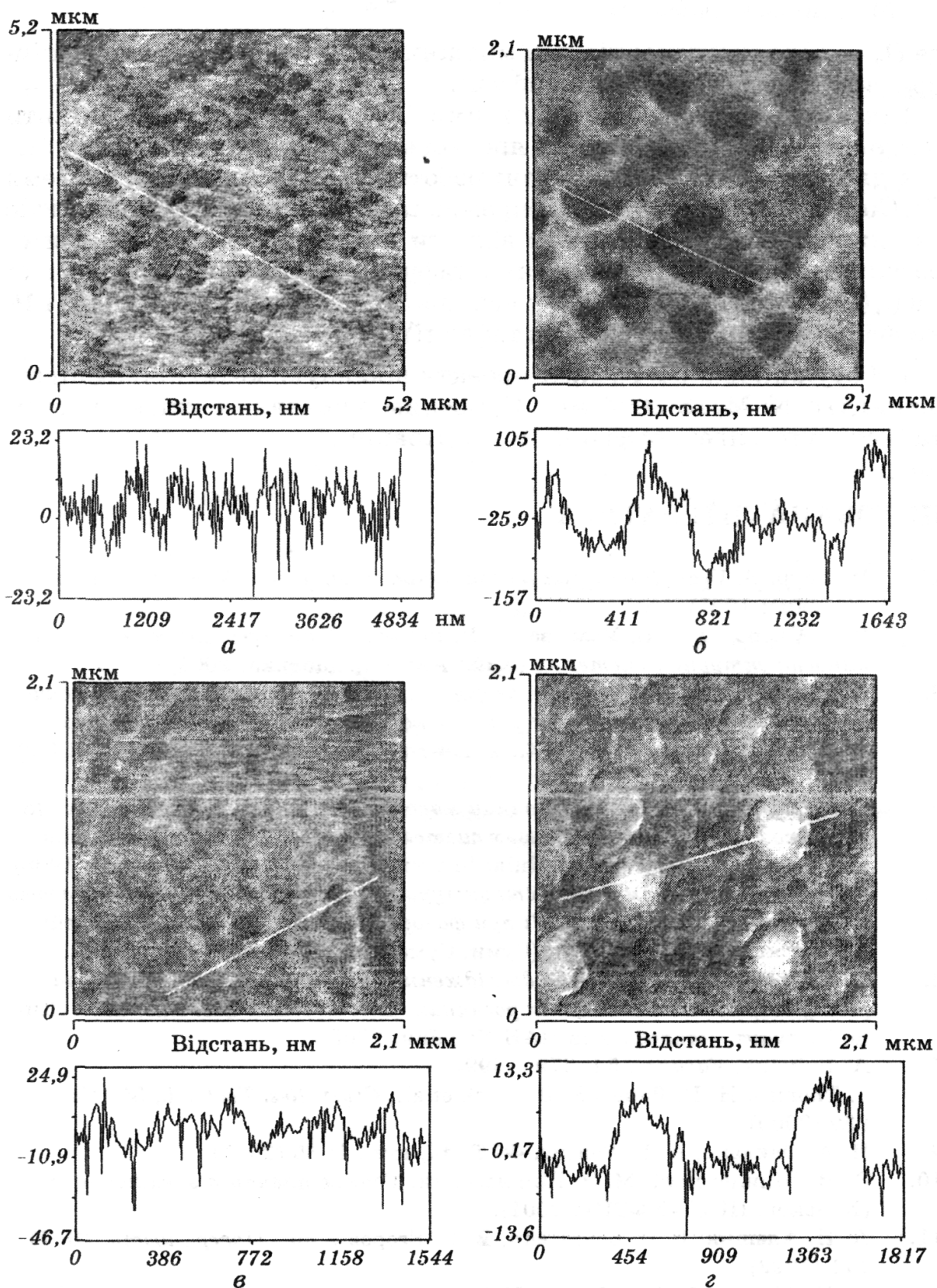


Рисунок 8.3 – Структура поверхні зразків згідно з даними АСМ: *a* — підкладка із ситалу; *б* — Cr(5); *в* — Cu(10) і *г* — Cu(10)/Sc(20)/Cu(10)/ П



Узагальнюючи ці результати, можна зробити наступні висновки:

- величина  $D_k$  на два порядки більша від величини  $D_b$ , що пояснюється насиченням меж зерен атомами іншого сорту вже на стадії конденсації верхнього шару, що обумовлює обмеження термо-стимульованої зерномежової дифузії при слабкій об'ємній дифузії атомів із межі зерен в їх об'єм (дані, наведені на рисунку 8.3, вказують на сильну розгалуженість поверхні окремих шарів, що стимулює інтенсивні дифузійні процеси);

- при дослідженнях дифузійних процесів методом ВІМС необхідно врахувати ефект іонно-стимульованої взаємної дифузії під дією первинних іонів;

- кількісною характеристикою конденсаційно-стимульованої дифузії може бути ефективна температура ( $T_{\text{еф}}$ ), топологічно еквівалентна температурі термодифузії з такою самою величиною ефективного коефіцієнта дифузії, тобто  $D_b = D_k$ ;

- вказана ефективна температура пов'язана з енергією активації конденсаційно-стимульованої ( $Q_k$ ) і термодифузії ( $Q_b$ ) співвідношенням

$$T_{\text{еф}} = Q_b \left( \frac{Q_k}{T_k} - R \ln \frac{D_{0k}}{D_{0b}} \right)^{-1},$$

де  $D_0$  - передекспоненціальні множники у рівняннях конденсаційно-стимульованої або термодифузії.

## ВИСНОВКИ

Отримані результати можна сформулювати в узагальнюючій формі таким чином:

1. Опромінення іонами  $Au^{+15}$  мультишарів  $[Fe/Cr]_{20}$  призводить до зменшення величини ГМО на 95% при збільшенні флюенсу від 0 до  $1,5 \cdot 10^{16}$  іон/м<sup>2</sup>.
2. Вивчені особливості фазового складу і електрофізичних властивостей двошарових плівкових систем:
  - у процесі відпалювання систем Fe/Cr, Ti/Cu та Co/Cu відбувається утворення твердих розчинів, електрофізичні властивості яких відповідають розрахунковим на основі співвідношення для плівкового сплаву;
  - залежність параметру ГЦК-решітки т.р.  $\beta$ -(Co, Cu) від концентрації атомів Co має лінійний характер і відповідає правилу Вегарда;
  - вендівська крива термовідпалювання для плівкової системи Co/Cu суттєво залежить від числа шарів, що пов'язано із заліковуванням дефектів з великою енергією активації заліковування у вигляді меж поділу окремих шарів.
3. Методом ВІМС отримані дифузійні профілі атомів у двошарових системах Co/Cu, Ti/Co і Co/Cr, на основі яких здійснений розрахунок ефективних коефіцієнтів дифузії атомів, величина яких знаходиться в межах  $10^{-18}$  –  $10^{-19}$  м<sup>2</sup>/с.
4. Здійснена розробка теоретичних моделей для ТКО мультишарів (напівкласична модель на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса) та багатошарових плівкових систем (напівфеноменологічна модель із урахуванням температурної залежності параметрів електроперенесення).
5. Здійснена апробація запропонованої раніше напівкласичної моделі на основі модифікованої теорії Маядаса і Шатцкеса для ТКО на прикладі двошарових плівок Cu/Cr, Sc/Cu, Cr/Co і Ni/Co; отримано, що відповідність розрахункових і експериментальних результатів складає від 0,9% (система Cr/Co) до 38,4% (Cr/Cu), що говорить про досить високу ефективність напівкласичної моделі.
6. Здійснена розробка аналогічної напівкласичної моделі для коефіцієнтів поздовжньої та поперечної тензочутливості:
  - отримані аналітичні формули для кінетичних коефіцієнтів;

- отримані асимптотичні вирази для розмірної функції;
  - запропоновані у загальному вигляді та асимптотичні співвідношення для КТ двошарових плівок;
  - здійснено чисельний розрахунок відносної величини КТ від співвідношення між товщинами окремих шарів.
7. Проведені експериментальні дослідження електрофізичних властивостей двошарових плівок із різним структурно-фазовим станом: сплав у вигляді т.р. (Cu, Co) з елементами гранульованого стану; т.р. (Ni, Ti) з інтерметалевими фазами та неупорядковані т.р. (Ti, Cu).
8. Величина коефіцієнта тензочутливості тришарової системи у декілька разів більша у порівнянні із одношаровою плівкою, яка є компонентою тришарової системи, або у порівнянні із одношаровою такої ж товщини, як і тришарова система, що можна пояснити великою роллю процесів розсіювання електронів на межі поділу шарів при деформації зразка.
9. Експериментальна перевірка теоретичної напівфеноменологічної моделі на прикладі тришарової системи на основі Cr, Cu і Sc показала, що в явищі тензочутливості сильну роль відіграє деформаційна залежність параметрів електроперенесення; коректне їх врахування дає добре узгодження експериментальних і розрахункових даних.
10. При вивченні процесів взаємної дифузії атомів у плівкових системах на основі Cu, Cr, Fe, Sc і Co встановлено наступне:
- величина коефіцієнта КСД  $D_K$  на два порядки більша від величини коефіцієнта ТД  $D_B$ , що пояснюється насиченням меж зерен атомами іншого сорту вже стадії конденсації верхнього шару;
  - при дослідженні дифузійних процесів методом ВІМС необхідно враховувати ефект іонно-стимульованої дифузії атомів під дією первинних іонів;
  - кількісною характеристикою КСД може бути ефективна температура, топологічно еквівалентна температурі ТД з такою самою величиною ефективного коефіцієнта дифузії, тобто  $D_B = D_K$ .

## ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. Електрофізичні властивості тонких полікристалічних плівок Cr, Cu, Ni та Ti/ І.Ю. Проценко, О.В. Шовкопляс, Ю.М. Овчаренко та ін.// ЖФД.- 1998.- Т.2, № 1.- С. 105-108.
2. Experimental test of a three- dimensional model for electrophysical properties of metal films/ A.M. Chornous, N.M. Oranasyuk, A.D. Pogrebnyak et al.// Jpn. J. Appl. Phys.- 2000.- V.39, № 12 B.- P. L1320-L1323.
3. Ефект тензочутливості у тонких полікристалічних плівках/ Л.В. Дехтярук, Є.О. Забіла, С.І. Проценко та ін.// Металлофиз. новейшие технол.- 2004.- Т.26, № 10.- С. 1333-1345.
4. Protsenko I. Yu., Odnodvoret's L.V., Chornous A.M. Electroconductivity and tensosensibility of multilayer films// Met. Phys. Adv. Tech.- 1999.- V.18.- P. 47-59.
5. Проценко С.І., Черноус А.М. Дослідження і прогнозування тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc// Металлофиз. новейшие технол.- 2003.- Т.25, № 5.- С. 587-601.
6. Проценко С.І. Вплив температурної і деформаційної залежності параметрів електроперенесення на електрофізичні властивості багат шарових плівок на основі Cr, Cu і Sc (Co): Автореф. дис. ... к.ф.-м. наук: 01.04.07/ Харківський національний університет.- Харків, 2004.- 21с.
7. Conductivity and temperature coefficient of resistance of two- layer polycrystalline films/ L. Dekhtyaryk, S. Protsenko, A. Chornous et al.// Ukr. J. Phys.- 2004.- V.49, № 6.- P. 587-597.
8. Chornous A., Protsenko I., Shpetnyi I. Electrophysical properties of double- layer Ni- base and V- base film within the intermediate temperature range// Cryst. Res. Technol.- 2004.- V.39, № 7.- P. 602-610.
9. Бібик В.В., Гричановська Т.М., Проценко І.Ю. Електрофізичні властивості плівкових систем на основі Ni і Fe// Металлофиз. новейшие технол.- 2005.- Т.27, № 6.- С. 1001-1010.

10. Фазоутворення та структурні зміни в двошарових плівкових системах Ti/Co і Ni/(Ti, V, Co, Cr) у процесі ізохронного відпалу/ І.Ю. Проценко, В.В. Токмань, А.М. Черноус та ін.// *Металлофиз. новейшие технол.*- 2003.- Т.25, № 3.- С. 319-331.
11. Маршалек М., Проценко С.И., Черноус А.Н. Структурнофазовое состояние двухслойных пленок Co/Cu и Co/Cr// *Тонкие пленки в оптике и электронике.*- Харьков: ННЦ «ХФТИ», 2003.- С. 205-208.
12. Проценко І.Ю., Чешко І.В., Яворський Я. Явище ГМО в багатошарових плівкових системах (огляд)// *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.*- 2004.- № 10.- С. 65-81.
13. Третьяк О.В., Львов В.А., Барабанов О.В. Фізичні основи спінової електроніки.- Київ: КНУ, 2002.- 314с.
14. Parkin S.S. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures // *Annu. Rev. Mater. Sci.* – 1995. – V.25. – P.357-388.
15. Effect of annealing on the magnetoresistance and structure of Fe/(110)Cr superlattices/ J.M. Colino, I.K. Schuller, V. Korenivski et al.// *Phys. Rev.* 13.- 1996.- V.54, № 18.- P. 13030-13033.
16. Устинов В.В., Куркин М.И., Хусаинов Д.З. Магнитные свойства наноструктур "ферромагнетик/антиферромагнетик" с волной спиновой плотностью // *ФММ.* – 2002. – Т.93, №2. – С.27 – 37.
17. Меньшов В.Н., Тугушев В.В. Механизм межслоевой магнитной связи в наноструктурах типа Fe/Cr // *ЖЭТФ.* – 2004. – Т.125, вып.1. – С. 136 – 149.
18. Influence of the roughness of the buffer layer on the magnetoresistance of Co/Cu multilayers / M. Marszalek, J. Jaworski, J.Lekki et al. // *phys. stat. sol.* – 2002. – V.189A, №3. – P. 653 – 658.
19. Influence of a Pb buffer layer on structural and magnetotransport properties of Co/Cu multilayers / Marszalek M., Jaworski J., Kas M. et al. // *Vacuum.*– 2004.– V. 74. – P. 287 – 291.
20. Горюнов Ю.В. Исследование магнитных свойств ультратонких эпитаксиальных бислоев Fe (001), разделенных несколькими монослоями Cr, методом ФМР// *Структура и динамика мол.систем.*- 2003.- Вып X, Часть 3.- С.164-167.

21. Свирков Н.Н. Влияние рассеяния электронов на межзеренных границах магнитных слоев на магниторезистивное отношение поликристаллического сэндвича при поперечном переносе заряда // ЖТФ.-2004.-Т.74, Вып.3.-С. 14-19.
22. Окулов В.И. К объяснению ГМС в магнитных сверхрешетках // ФНТ.- 1994.-Т.20, № 4.-С. 400-402.
23. Sun H., Yu K.W., Li Z.Y. Magnetoresistance through grain boundaries in a resonant – tunneling mechanism // Phys. Rev. – 2003. – V.68B. – P. 054413-1-054413-7.
24. Warda K., Wojtczak L., Wiatrowski G. et al. Giant magnetoresistance of thin multilayer // J.Magnet.Mag.Mat. – 2004. – V. 272 – 276. – P. 1433 – 1434.
25. Фазообразование и электрофизические свойства двух- и трехслойных пленок на основе переходных и благородных металлов /В.В. Бибик, Т.М. Гричановская, Л.В. Одноворец и др. // Материалы 18-го Международного симпозиума “Тонкие пленки в оптике и наноэлектронике”. – Харьков: ХФТИ, 2006. –С. 134 - 145.
26. Swift heavy - ion modification of the interface structure in Fe/Cr multilayers/ M. Kas, M. Toulemonde, S. Protsenko et al.// Vacuum.- 2005.- V. 78.- P. 661-665.
27. Modification of microstructure and magnetic properties of Fe/Cr multilayers caused by ion irradiation / Korpcewicz M., Stobiecki F., Jagielski J. et al. // J. Mag. Mag. Mater. - 2005. – V.286. – P.437 – 441.
28. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Том 2. – Москва: Машиностроение, 1997. – С. 118 – 120.
29. Protsenko I.Yu., Cheshko I.V., Javorsky Ja. Solid solution formation in Cu/Co ultrathin film systems// Functional Materials.- 2006.- V.13, № 2.- P. 219-222.
30. Kitada M. Magnetoresistance and microstructure of sputtered Au-Co thin films// J. Mag. Mag. Mater.- 2000.- V.208.- P. 244-250.
31. Температурні та розмірні ефекти в електрофізичних властивостях двошарових плівок на основі Ni і V/ Т.М. Гричановська, І.Ю. Проценко, А.М. Черноус та ін.// Металлофиз. новейшие технол.- 2006.- Т.28, № 2.- С. 267-279.

32. Conductivity and temperature coefficient of resistance of multilayer polycrystalline films/ L. Dekhtyaryk, I. Protsenko, A. Chornous et al.// Cryst. Res. Technol.- 2006.- V.41, № 4.- P. 388-399.
33. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю. Коефіцієнт поздовжньої та поперечної тензочутливості двошарових металевих плівок// Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.- 2006.- № 6.- С. 85-93.
34. Проводимость двухслойных моно- и поликристаллических слоев металлов в условиях взаимной диффузии/ Л.В. Дехтярук, И.М. Пазуха, С.И. Проценко и др.// ФТТ.- Т.48, № 10.- С. 1729-1739.
35. de Vries J.W.C. Interface scattering in triple layered polycrystalline thin Au/X/Au films (X=Fe, Co, Ni) // Solid State Com. - 1988. - V.65, №3. - P.201 - 204.
36. Dimmich R. Electrical conductance and TCR of double-layer films// Thin Solid Films. – 1988. – V. 158, №1. – P. 13 – 24.
37. Rajanna K., Nayak M.M. Strain sensitivity and temperature behavior in invar alloy films// Mat. Scien. and Engin. – 2000. – V. B77. – P. 288 - 292.
38. Piezoresistance and electrical resistivity of Pd, Au and Cu films/ Jen S.U., Yu C.C., Liu C.H. et all.// Thin Solid Films. – 2003. – V. 434, № 1. – P. 316 - 322.
39. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов. – Москва: Наука, 1971. – 450 с.
40. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. – Москва: Наука, 1971. – 243 с.
41. Conductivity and temperature coefficient of resistance of two-layer polycrystalline films / L.Dekhtyaryuk, S.Protsenko, A.Chornous, I.Shpetnyi// Ukr. J. Phys. – 2004.– V. 49, № 6. – P. 587 – 597.
42. Chornous A., Protsenko I., Shpetnyi I. Electrophysical properties of double-layer nickel-base and vanadium-base films within the intermediate temperature range// Cryst. Res. Technol. – 2004. – V. 39, № 7. – P. 602 – 610.
43. Клокова Н.П. Тензометрия. – Москва: Машиностроение, 1990. – 222 с.
44. Мейксин З.Г. Несплошные и керметные пленки пленки/ Фізика тонких пленок. Т. VIII. – М.: Мир, 1978. – С. 106 – 179.
45. Проценко І.Ю., Саєнко В.А. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості). – Суми: СумДУ. – 2002. – 187 с.

- 46.Проценко І.Ю., Шумакова Н.І. Датчики неелектричних величин. – Суми: СумДУ. – 2003. – 87 с.
- 47.Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю., Черноус А.М. Транспортні розмірні ефекти у двошарових полікристалічних плівках// Успехи физ. мет. – 2007. – Т. 8, № 1.– С. 21 - 64.
- 48.Проценко С.І., Черноус А.М. Дослідження і прогнозування тензорезистивних властивостей плівкових систем на основі Cr, Cu і Sc// Металлофиз. новейшие технол.- 2003.- Т. 25, № 5.- С. 587 - 601.
- 49.Однорець Л.В., Проценко С.І., Черноус А.М. та ін. Ефект тензочутливості в металевих плівкових матеріалах// Успехи физ. мет. – 2007.– Т. 8, № 2.– С. 109 - 156.
- 50.Проценко С.І., Чешко І.В., Однорець Л.В. та ін. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів: Монографія.- Суми: Вид-во СумДУ, 2008.- 197 с.
- 51.Проценко С.І., Чешко І.В., Великодний Д.В. та ін. Структурно-фазовий стан стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем// Успехи физ. мет. – 2007. – Т. 8, № 4.– С. 247 - 278.
- 52.Lasyuchenko O., Odnodvoretz L., Protsenko I. Microscopy theory of the tensosensibility of multilayer polycrystalline films// Cryst. Res. Technol.- 2000.- V. 35, № 3.- P. 329 – 332.
- 53.Кузьменко А.И., Петренко С.В., Проценко И.Е. Эффект тензочувствительности в двухслойных пленках переходных металлов// ВАНТ. Серия: Ядерно-физические исследования.- 1990.- Вып. 2(10).- С. 87-89.
- 54.Дифузійні процеси в нанокристалічних двошарових плівкових системах/ В.В. Бібик, Т.М. Гричановська, М. Маршалек та ін.// Металлофиз. новейшие технол.- 2006.- Т. 28, № 6.- С. 707 - 715.