
ФІЗИКА

УДК 621.315

ДИФУЗІЙНІ ПРОЦЕСИ ТА ІНТЕРФЕЙСНЕ РОЗСПОВАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ В БАГАТОШАРОВИХ МЕТАЛЕВИХ ПЛІВКАХ (ОГЛЯД)

І.М. Пазуха, аспірант; С.І. Проценко, канд.фіз.-мат.наук;

І.Ю. Проценко, д-р фіз.-мат.наук, професор;

Н.І. Шумакова, канд.фіз.-мат.наук, доцент; І.В. Чешко, аспірант

Сумський державний університет, вул. Р.-Корсакова, 2, Суми, 40007

E-mail: protsenko@aph.sumdu.edu.ua

Є.Майкова, д-р фіз.-мат.наук

Інститут фізики Словацької Академії наук, вул. Дубравська, 9,

Братислава, 84511

E-mail: majkova@savba.sk

А.І. Салтикова, канд.фіз.-мат.наук, доцент;

Сумський державний педагогічний університет, вул. Роменська, 87, Суми, 40002

Проведений аналіз літературних даних про сучасний стан проблеми інтерфейсного розсіювання електронів та електричного опору інтерфейсу в багатошарових плівкових системах. Наведені результати дослідження дифузійних процесів методами ВІМС і ОЕС у плівкових системах Au/Co і Fe/Si. На основі електронно-мікроскопічних досліджень зроблено висновок про утворення у плівкових системах Au/Co, Ag/Co і Fe/Si твердих розчинів (Au-Co) і (Ag-Co) з елементами гранульованого стану та псевдосплаву (Fe-Cu).

ВСТУП

При дослідженні електро-і магнітотранспортних властивостей плівкових систем у вигляді багатошарової плівки чи мультишару завжди велика увага приділяється питанню про дифузійні процеси і фазоутворення на межі поділу окремих шарів (інтерфейсів) та, як залежну від цих процесів, їх стабільність (для прикладу див. більш ранні роботи [1-5]). Для мінімізації впливу цих факторів застосовуються різні експериментальні прийоми (конденсація бар'єрних шарів, низькотемпературне оброблення та ін.), в т.ч. і підбір окремих компонентів, які у відповідності до діаграм стану мають обмежену об'ємну розчинність. Але цей фактор стає малозначущим через специфіку нанорозмірних чи нанокристалічних плівкових систем. Перш за все мова йде про макроскопічний розмірний ефект, згідно з яким в високодисперсних системах розчинність обмежено розчинних компонентів завжди збільшується у порівнянні з масивними зразками. Хоча це питання перебуває у полі зору дослідників досить давно, показово у цьому відношенні може бути робота [6], в якій цей ефект проілюстровано на прикладі плівкового сплаву Ag- Cu. Було отримано, що при товщині зразка $d=27$ нм гранична концентрація Cu в Ag складає 6 ат.%, а при $d=7$ нм – (15-17) ат.%, в той час як в масивних сплавах гранична розчинність має величину 0, 35 ат.% при $T\cong 300\text{K}$. Таким чином, характер діаграми стану масивних зразків не може бути

критерієм підбору компонент багат шарових плівкових структур із стабільними інтерфейсами. Крім цього термодинамічного фактору, велику роль у взаємній розчинності відіграють режими термооброблення плівкових зразків, які спричиняють рекристалізацію. Автори роботи [7] помітили, що у випадку рекристалізації плівок Cu/Cr в об'ємі великих зерен Cu відбувається сегрегація («захоплення») атомів Cr до 20 ат. % (при об'ємній розчинності в масивних зразках ~0,1 ат. %), хоча через слабку рекристалізацію зерен Cr обернений процес не спостерігається. Згідно з [3] у багат шаровій плівковій системі (загальною товщиною 1,1 мкм), фрагментом якої є Cr/Ni, індивідуальність окремих шарів зберігається до температури відпалювання $T_g \cong 670\text{K}$, а при більш високих - відбувається інтенсивна взаємна дифузія (причому атомів Cr в Ni більш інтенсивно, можливо, із тієї самої причини, що і в [7]), а потім і перемішування атомів.

Оскільки питання про стабільність інтерфейсів надзвичайно важливе для коректного трактування результатів досліджень електрофізичних (питомий опір, термічний коефіцієнт опору, тензочутливість) і магнітотранспортних (магнітоопір, гігантський магнітний опір) властивостей, то метою даної роботи є вивчення дифузійних процесів, фазоутворення, збереження індивідуальності окремих шарів і, як наслідок цього, ступеня стабільності інтерфейсів в багат шарових плівкових системах на основі Co і Au та Cu і Fe, а також на прикладі деяких інших спорідених систем і, зокрема, на основі Co і Ag або Cu.

1 МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ТА ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ В УМОВАХ ВЗАЄМНОЇ ДИФУЗІЇ АТОМІВ

1.1 Інтерфейсне розсіювання електронів

Робота [2] є однією із найперших, в якій здійснена вдала спроба вивчити інтерфейсне розсіювання електронів у тришарових полікристалічних плівках Au/X/Au (X=Fe, Co і Ni), де товщина (d) плівок Au становила 20 нм, а плівок Fe, Co і Ni – від 5 до 30 нм. В основу аналізу була покладена відома теоретична модель для термічного опору (ТКО) двошарових плівок Р. Дімміха для граничного випадку, коли товщина X-шару прямує до нуля.

На рис.1.1 представлено схематичне зображення тришарової плівкової системи при фіксованому (а) або «зникаючому» (б) значенні товщини проміжного шару.

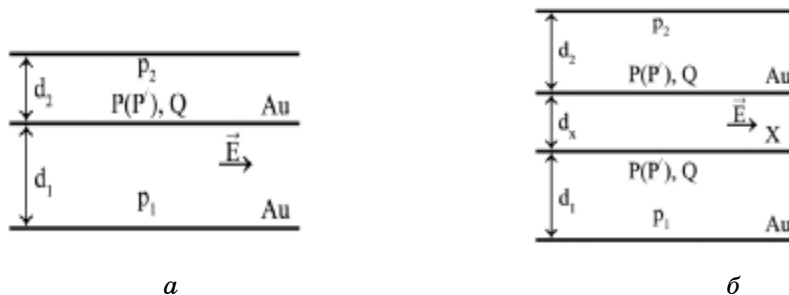


Рисунок 1.1 - Схематичне представлення тришарової плівки при кінцевій (а) та «зникаючій» товщині проміжного шару(б). P і P' - коефіцієнт дифузійного розсіювання електронів відповідно без проходження або з проходженням інтерфейсу; Q - коефіцієнт проходження інтерфейсу; p - коефіцієнт розсіювання на зовнішніх поверхнях плівки; E - напруженість електричного поля. Із роботи [2]

Хоча процедура автора [2] малообґрунтована, але вона дає змогу запропонувати робоче співвідношення такого вигляду:

$$\frac{\sigma(Au)}{\sigma_{\infty}(Au)} = 1 - \frac{3}{4k} \int_0^1 du (u - u^3) (1 - e^{kQu}) \left[\frac{2 - p - Q + (p + Q - 2pQe^{-kQu})}{1 - pte^{2kQu}} \right], \quad (1.1)$$

де σ - питома провідність;

$k = \frac{d(Au)}{\lambda_{\infty}(Au)}$ - зведена товщина (λ_{∞} - середня довжина вільного пробігу

(СДВД) електрона у масивному зразку Au);

u - змінна величина.

У випадку, коли $k > 1$ експоненти в (1.1) дають незначний внесок, співвідношення (1.1) спрощується до вигляду:

$$\frac{\sigma(Au)}{\sigma_{\infty}(Au)} \cong 1 - \frac{3}{16k} (2 - p - Q). \quad (1.1')$$

Відмітимо, що формула (1.1г) мало відрізняється від (1.1), оскільки навіть при $k \cong 0,5$ їх відмінність становить менше 5%.

Урахування зерномежового розсіювання електронів автор [2] здійснив у рамках наближеного (емпіричного) співвідношення, яке впливає із відомої моделі Маядаса і Шатцкеса:

$$\rho_g \cong \rho_{\infty} + \frac{280}{d}, \quad (1.2)$$

де ρ_g - питомий опір, пов'язаний із зерномежовим розсіюванням електронів, нОм.м (товщина, нм).

Більш коректно величину ρ_g можна розрахувати і за допомогою (1.1) та (1.1г), якщо здійснити заміну σ_{∞} на σ_g , а λ_{∞} - на λ_g .

На рис.1.2 представлена як приклад типова залежність $\sigma(Au)$ від товщини проміжного шару Со. Екстраполяція її на нуль дає можливість розрахувати величину $\sigma_{\infty}(Au)$, а потім і суму $(p + Q)$. Як бачимо, недоліки методики [2] полягають в тому, що вона дозволяє розрахувати лише суму коефіцієнтів p і Q (рис.1.3). У фуксівському наближенні ця сума для різних плівкових пар має такі значення Au/Fe - 1,3; Au/Co - 0,8 і Au/Ni - 1,2.

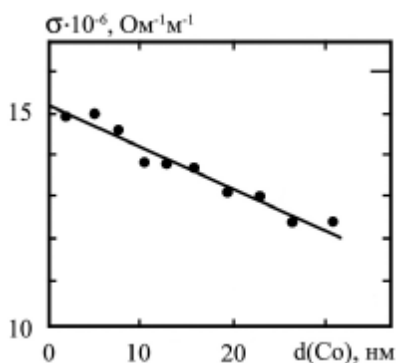


Рисунок 1.2- Залежність питомої провідності тришарової плівки Au/Co/Au від товщини проміжного шару

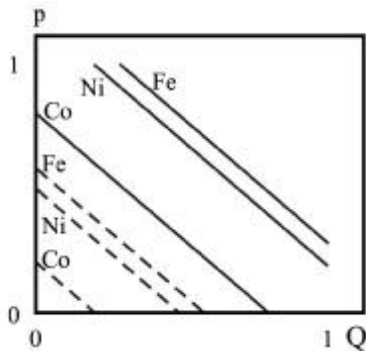


Рисунок 1.3- Залежність $(p + Q)$ в фуксівському (формула (1.1), суцільні лінії) і маядасівському (формула (1.1'), пунктирні лінії) наближеннях

Урахування зерномежового розсіювання дає суттєво інші результати: $(p + Q) = Au/Fe - 0,6$; $Au/Co - 0,2$ і $Au/Ni - 0,5$. Очевидно, що останні більш коректні, оскільки при їх отриманні були враховані зовнішній і внутрішній розмірні ефекти.

Автори роботи [8] розв'язали більш конкретну задачу, а саме: на прикладі мультишарів Ti/Al (кількість бішарів змінювалася від 10 до 150) розраховували такі чотири відношення:

$B1 = \frac{\rho}{\rho_0}$ (ρ і ρ_0 - питомий опір мультишару або масивних зразків Ti або Al);

$B2 = \frac{\rho_g}{\rho_0}$, де ρ_g розраховувалося на основі співвідношення

$$\rho_g = d \cdot \rho_{g1} / (d_1 + \frac{\rho_{g1}}{\rho_{g2}} d_2), \quad d = d_1 + d_2;$$

$B3 = \frac{\rho_{inf}}{\rho_0}$, де ρ_{inf} - питомий опір, пов'язаний із інтерфейсним розсіюванням електронів;

$$B4 = \frac{1 + h\gamma_0}{M_1 + h\gamma_0 M_2}, \quad \text{де } M_1 \text{ і } M_2 - \text{відомі функції Дімміха; } h = \frac{d_2}{d_1}, \quad \gamma_0 = \frac{\rho_{01}}{\rho_{02}}.$$

Для розрахунків $\rho_{inf} = \frac{1}{\sigma_{inf}}$ автори [8] скористалися співвідношенням, запропонованим в роботі [9], для питомої провідності σ двошарової плівки:

$$\sigma \cdot (d_1 + d_2) = [\sigma_1 d_1 + \sigma_2 d_2] + [(\sigma_1 \lambda_{02} + \sigma_2 \lambda_{01}) \rho - \sigma_1 \lambda_{01} - \sigma_2 \lambda_{02}] \cdot J - (1 - \rho^2) \cdot [\sigma_1 \lambda_{01} J_1 + \sigma_2 \lambda_{02} J_2], \quad (1.3)$$

$$\text{де } J = \int_0^1 d\mu \cdot \mu (1 - \mu^2) \cdot (1 - e_1) \cdot (1 - e_2) / (1 - \rho^2 e_1 e_2);$$

$$J_1 = \int_0^1 d\mu \cdot \mu (1 - \mu^2) (1 - e_1) e_2 / (1 - \rho^2 e_1 e_2);$$

$$J_2 = \int_0^1 d\mu \cdot \mu (1 - \mu^2) (1 - e_2) e_1 / (1 - \rho^2 e_1 e_2);$$

$$e_i \equiv \exp(-d_i / \lambda_{0i} \mu); \quad \mu - \text{змінна величина.}$$

Відмітимо, що за інтерфейсну провідність відповідає останній доданок. Узагальнення результатів розрахунків авторів [8] представлені на рис.1.4. Із них випливають такі висновки. При $k = 0,1 - 1,0$ зерномежове і поверхневе розсіювання дають приблизно однаковий внесок у питомий опір, у той час як інтерфейсне розсіювання від 5 ($k= 0,1$) до 3 ($k= 1,0$) разів менший. Майже однаковий внесок в питомий опір дають ці три механізми розсіювання лише при $k \geq 9$.

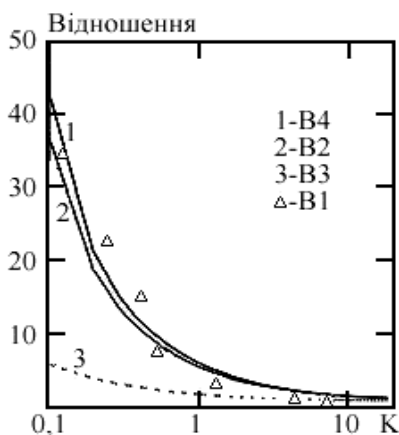


Рисунок 1.4 - Залежність величини B1-B4 від k для випадку $p = 0,1$ і $R = 0,68$. Із роботи [8]

Спроба оцінити внесок інтерфейсного розсіювання у величину гігантського магнітоопору (ГМО) здійснена в роботі [10] на прикладі спінового клапана $Co/Cu/Co$. Було проведено аналіз електронної структури для трьох можливих варіантів розсіювання електронів:

- однаковий час життя для електронів Cu та Co в каналах з “великим” і “малим” спіном;
- однаковий час релаксації для електронів у шарі Cu при спін-залежному розсіюванні (СЗР) електронів на межі поділу;
- час життя для електронів Co з “великим” і “малим” спіном пропорційний їх густині енергетичних станів при енергії Фермі, спін-залежному розсіюванні на межі поділу та спін-незалежному розсіюванні на межах зерен.

Отримане співвідношення для шаруватої структури було використане при аналізі таких випадків:

- нелокалізовані провідності вільних електронів Cu і Co;
- електронної структури шару Cu між шарами Co;
- нелокалізованої провідності поблизу межі поділу шарів (інтерфейсу) при рівномірній швидкості розсіювання і при розсіюванні на інтерфейсі;
- об’ємного, інтерфейсного розсіювання на межі поділу шарів з двох сторін.

Оскільки природа ГМО пов’язана із зміною швидкості релаксації спіну електронів провідності в мультишарі при зміні під дією магнітного поля взаємної орієнтації магнітних моментів сусідніх магнітних шарів від антипаралельної до паралельної, то взаємодія має обмінний характер і осцилює при зміні товщини неферромагнітного шару. Дані [10], представлені в таблиці 1.1, дають уявлення про швидкість розсіювання електронів (τ^{-1} , де τ – час релаксації) при різних природі і механізмах розсіювання.

Таблиця 1.1 – Швидкість розсіювання (τ^{-1}) в одиницях 10^{13} c^{-1} при різній природі і механізмах розсіювання

Механізм розсіювання Природа розсіювання	В об'ємі Cu	Cu інтерфейс	В об'ємі Co	Co інтерфейс	Межа поділу
Спіновий канал з “великим” значенням спіну					
Відсутнє СЗР ($\alpha=1$)*	4,96	4,96	20,67	20,67	1653,90
Об'ємне СЗР ($\alpha=7$)	4,96	4,96	11,91	11,91	1653,90
Об'ємне СЗР ($\alpha=20$)	4,96	4,96	9,92	9,92	1653,90
Об'ємне і інтерфейсне СЗР	4,96	16,54	11,91	41,35	1653,90
Максимальне ІФ СЗР**	4,96	4,96	20,67	20,67	1653,90
Спіновий канал з “малим” значенням спіну					
Відсутнє СЗР ($\alpha=1$)*	4,96	4,96	20,67	20,67	1653,90
Об'ємне СЗР ($\alpha=7$)	4,96	4,96	83,36	83,36	1653,90
Об'ємне СЗР ($\alpha=20$)	4,96	4,96	198,47	198,47	1653,90
Об'ємне і інтерфейсне СЗР	4,96	41,35	83,36	496,17	1653,90
Максимальне ІФ СЗР**	4,96	4,96	20,67	1653,90	1653,90
*) $\alpha = \tau_v/\tau_i$; **) дуже сильне інтерфейсне СЗР за відсутності СЗР в об'ємі шарів Cu і Co					

1.2 Електрофізичні та магніторезистивні властивості

Якщо у підрозділі 1.1 представлені роботи, в яких вивчення електрофізичних властивостей необхідно трактувати як непрямий метод аналізу ролі інтерфейсного розсіювання електронів, то в цьому підрозділі будуть представлені результати, із яких випливає вплив різних процесів розсіювання електронів безпосередньо на електрофізичні властивості. У цьому відношенні надзвичайно цікавими є результати робіт [11-16]. Зокрема, в роботі [11] на прикладі багат шарової плівкової системи Cu/Cr(8)/SiO_x/Cu/Cr(4)/SiO_x/[Cu/Cr(2)]/SiO_x/[Cu/Cr(1)]/SiO_xCu/Π(SiO_x) було встановлено, що у невідпалених зразках величина ТКО монотонно зменшується від $1,10 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ($d(\text{Cr}) = 0$) до $0,73 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ($d(\text{Cr}) = 8 \text{ нм}$), в той час як у відпалених зразках ТКО зменшується від $0,87 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ($d(\text{Cr}) = 0$), проходячи через мінімум $\beta = 0,58 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ($d(\text{Cr}) = 20 \text{ нм}$) до $0,70 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ($d(\text{Cr}) = 8 \text{ нм}$). Різде зменшення ТКО пояснюється хімічною реакцією на інтерфейсі між Cu і SiO_x (утворення оксидів Cu) при малих товщинах плівки Cr (до 1 нм).

У роботах [12,13] на прикладі досліджень ГМО або провідності багат шарових плівкових систем отримані результати, які розширюють уявлення про вплив інтерфейсного розсіювання електронів на ці характеристики. Як ілюстрація на рис. 1.5 наведена залежність провідності багат шарової системи в процесі доконденсації плівки Co.

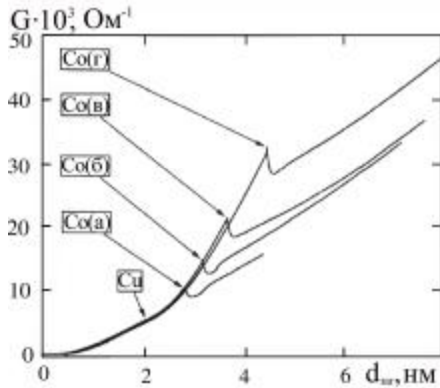


Рисунок 1.5 - Експериментальна залежність провідності від загальної товщини ($d_{заг}$) плівкової системи $Co(4)/Cu(d(Cu))/Co(2)/NiO/\Pi$, де $d(Cu) = 0,78(a)$; $1,1(b)$; $1,55(в)$ та $2,33(г)$ нм. Із роботи [13]

Автори роботи [12], використовуючи напівкласичне наближення Больцмана, отримали співвідношення для опору інтерфейсу (R_{int}) через параметр дифузійного розсіювання $(1-S)$ в так званій геометрії СПП (струм перпендикулярний поверхні інтерфейсу). Граничні умови для електронів, які розсіюються на інтерфейсі ($z = 0$), мають такий вигляд:

$$f(\bar{v}_2^>) = S(\bar{v}_1, \bar{v}_2) R(\bar{v}_1, \bar{v}_2) f(\bar{v}_2^<) + S(\bar{v}_1, \bar{v}_2) T(\bar{v}_1, \bar{v}_2) f(\bar{v}_1^>) + [1 - S(\bar{v}_1, \bar{v}_2)] F_1(f)$$

(дифузійне розсіювання)

та

$$f(\bar{v}_1^<) = S(\bar{v}_1, \bar{v}_2) R(\bar{v}_1, \bar{v}_2) f(\bar{v}_1^>) + S(\bar{v}_1, \bar{v}_2) T(\bar{v}_1, \bar{v}_2) f_2(\bar{v}_2^<) + [1 - S(\bar{v}_1, \bar{v}_2)] F_2(f)$$

(дзеркальне розсіювання),

де 1,2 – індекси електронів першого і другого шару;

індекси $>$ і $<$ відповідають $v_z > 0$ і $v_z < 0$;

$R(\bar{v}_1, \bar{v}_2)$ і $T(\bar{v}_1, \bar{v}_2)$ – коефіцієнт відбиття і проходження електрона;

$1 - S(\bar{v}_1, \bar{v}_2)$ – параметр дифузійного розсіювання.

Дві можливі моделі дифузійного розсіювання електронів на інтерфейсі, які мають місце у мультишарах типу Co/Cu і Fe/Cr , представлені на рис.1.6.

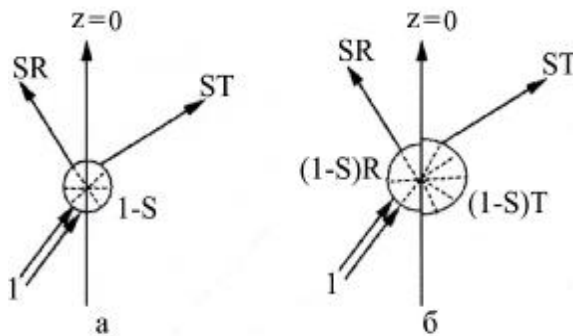


Рисунок 1.6- Моделі дифузійного розсіювання електронів на інтерфейсі: а – ізотропне розсіювання при малих розмірах неоднорідностей; б – великомасштабні неоднорідності; SR – відбиття у напрямі $\bar{v}_1 <$; ST – проходження у напрямі $\bar{v}_2 >$; $(1-S)$ – відбиття у всіх напрямках; S) R – відбиття у всіх напрямках; $(1-S)T$ – проходження у всіх напрямках

Для випадків, представлених на рис.1.6, функція F_1 має такий вигляд:

$$F_1^{(a)} = \left[S d^3 \bar{K}' |v_z'| \right]^{-1} \int d^3 \bar{k}' \left[|v_{2z}'| f(\bar{v}_2'^{<}) + |v_{1z}'| f(\bar{v}_1'^{>}) \right],$$

$$F_1^{(\sigma)} = \left[S d^3 \bar{K}' |z_z'| \right]^{-1} \int d^3 \bar{k}' \left[|v_{2z}'| R(\bar{v}_1, \bar{v}_2) f(\bar{v}_2'^{<}) + |v_{1z}'| T(\bar{v}_1, \bar{v}_2) f(\bar{v}_1'^{>}) \right],$$

де $F_1^{(a)} = F_2^{(a)}$ і $F_1^{(\sigma)} = F_2^{(\sigma)}$.

Записані вище граничні умови і рівняння для $F_1^{(a)}$ і $F_1^{(\sigma)}$ дозволяють визначити опір інтерфейсу, який буде пропорційний стрибку хімічного потенціалу на інтерфейсі $\Delta\mu = \mu(0^-) - \mu(0^+)$, а $\Delta\mu$, у свою чергу, - функції фермівських величин k_F , S_{kF} і T_{kF} . Таким чином, R_{inf} можна зобразити так:

$$R_{inf} = 2 \frac{\tau k_F}{\sigma_0} \frac{1 + S_{kF} - 2S_{kF}T_{kF}}{1 - S_{kF} + 2S_{kF}T_{kF}},$$

де σ_0 - питома провідність масивного шару;

τ - час релаксації.

На рис.1.7 представлені розрахункові залежності R_{inf} від S при різних значеннях коефіцієнта проходження T_{kF} . Із цих залежностей випливає, що при $T_{kF}=1$ R_{inf} збільшується, якщо величина $(1 - S)$ також збільшується.

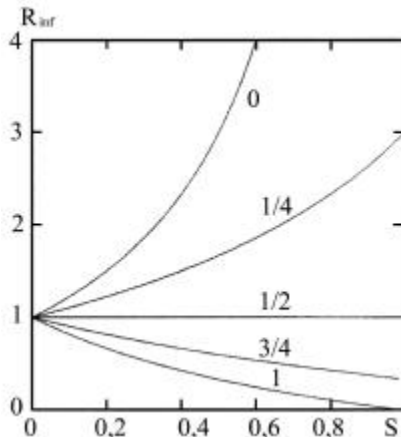


Рисунок 1.7 - Залежність опору інтерфейсу як функція параметра дифузного розсіювання при фіксованих значеннях T_{kF} . $S = 0$ відповідає дифузному, а $S = 1$ - дзеркальному розсіюванню електронів.
Із роботи [12]

В той самий час, при $T_{kF} \cong 0$ залежність має протилежний характер, тобто R_{inf} збільшується, якщо $(1 - S)$ зменшується. Цей висновок має нетривіальний характер, але не знайшов задовільного пояснення в роботі [12].

Подальший розвиток ідей роботи [12] можна знайти в роботах [14], в яких розглянуто інтерфейсне розсіювання електронів в геометрії СПП для систем Co/Cu/Co та інтерфейсу Cr/Fe. Отримані результати в [14] в значній мірі аналогічні даним [12].

Розмірний ефект в електропровідності ультратонких плівок Cu ($d = 10-40$ нм) автори [15] пояснюють дифузійним розсіюванням

електронів як на зовнішній поверхні плівки, так і на межі поділу Cu/Π(SiO₂), що обумовлено структурним станом цих поверхонь.

Робота [16] присвячена дослідженню гігантських аномалій електропровідності в інтерфейсі Cu/CoO. Спостереження величини $G \sim 10^9 \text{ Ом}^{-1}$ для цієї системи автори пояснюють утворенням в інтерфейсі проміжного шару з провідністю, більшою на 2-3 порядки у порівнянні з плівкою Cu, що обумовлено швидше за все утворенням в проміжному шарі областей високотемпературної надпровідності.

На закінчення цього підрозділу відмітимо, що в нашій роботі [17] вивчалось питання про вплив інтерфейсного розсіювання електронів на коефіцієнт тензочутливості тришарових плівок на основі Cr, Cu і Sc. Було отримано, що коефіцієнт поздовжньої тензочутливості (γ_l) плівок, які входять як окремі компоненти тришарової системи, менше в декілька разів від γ_l для цієї системи. Так, наприклад, для плівки

Cu (120)/Sc (70)/ Cr (75)/Π $\gamma_l = 7,7$, а відношення $\frac{\gamma_l^{Me}}{\gamma_l} = 0,36$ (Me = Cr);

0,11 (Sc) та 0,28 (Cu). Подібна відмінність спостерігається при порівнянні γ_l^{Me} і γ_l однакової товщини. Наприклад, для тієї самої системи

відношення $\frac{\gamma_l^{Me}}{\gamma_l} = 0,16$ (Cr); 0,10 (Sc) та 0,27 (Cu). Збільшення γ_l при

переході від одно – до тришарових плівок можна пояснити впливом інтерфейсного розсіювання електронів, причому в так званій СПРП (паралельній) геометрії.

1.3 Дифузійні процеси і фазоутворення

Робота [18] була однією із перших, в якій теоретично досліджено провідність двошарових полікристалічних систем в умовах взаємної дифузії атомів при довільному співвідношенні між товщинами окремих шарів. Було отримано, що при невеликому часі дифузійного відпалювання τ_g , коли характерна глибина l_g , на якій зменшується концентрація

сторонніх атомів $\left(l_g = \left[2(D_g \cdot \delta)^{-1} \cdot \left(\frac{D_v}{\pi \tau_g} \right)^{1/2} \right]^{-1/2} \right)$, менша характерного

масштабу зміни функції розподілу електронів, розмірний ефект визначається шириною чистої зони. У цьому випадку, використовуючи залежність електричного опору від τ_g і співвідношення для ефективної відстані проникнення інердних атомів (x_{0i}):

$$\tilde{x}_{0i} \cong \frac{1}{l_g(\tau_g)} l_u \left| \frac{\gamma_{gi} c_{0i}}{l_{gi}(\tau_g) \cdot L_i} \right|,$$

можна розрахувати D_g (тут використані такі позначення: δ - дифузійна ширина межі зерна; D_v і D_g - коефіцієнти об'ємної і зерномежової дифузії; c_0 - концентрація атомів до початку взаємної дифузії; L - середній розмір зерен).

Якщо $\tilde{x}_{0i} \sim d_i$, але λ_{gi} залишається більшою або сумірною з величиною d_i , розмірний ефект зберігається. В цьому випадку можна також розрахувати величину D_g .

У роботах [19,20] на прикладі мультишарів Co/Cu автори вивчили теоретично вплив дифузійних процесів на електрофізичні та магніто-резистивні властивості. Рис.1.8 ілюструє це для тришарової спін-

клапанної системи Co(12 моношарів)/Cu(12)/Co(12). В обох випадках взаємна дифузія Co↔Cu приводить до збільшення ρ і ГМО.

Акцентуємо увагу на тому факті, що на момент поставлення задач даного дослідження був накопичений значний експериментальний матеріал стосовно дифузійних процесів і фазоутворення у плівкових системах. У зв'язку з цим ми не будемо розглядати більш ранні роботи з цієї тематики (приклад, [21-26]) і зосередимо увагу на споріднених плівкових системах на основі Co та Au, Ag, Cu. Деякі результати також узагальнені нами в роботі [27].

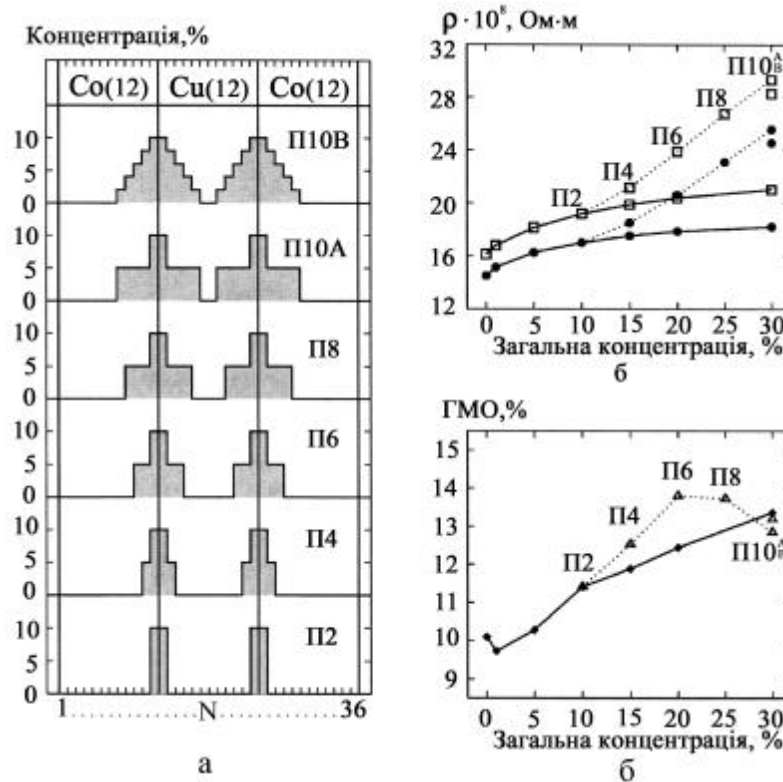


Рисунок 1.8 - Моделювання інтердифузії (а) і залежність питомого опору (б) та ГМО (в) від концентрації атомів. Суцільні лінії відповідають дифузійному профілю П2. Із роботи [20]

Дослідження дифузійних процесів у дво- чи багат шарових плівкових системах проводяться найбільш поширеними методами мікроаналізу вторинно-іонної мас-спектроскопії (ВІМС) або оже-електронної спектроскопії (ОЕС). Автори [28, 30] застосували метод ВІМС для вивчення процесів взаємної дифузії в різних плівкових системах на основі Ni і (V, Cr, Co і Fe) та Ti і Al. У результаті цих досліджень було встановлено такі закономірності:

- величина ефективного коефіцієнта конденсаційно-стимульованої дифузії приблизно на порядок більша у порівнянні з термодифузією ($T_e = 500$ та 700 K), що пояснюється значним насиченням меж зерен атомами іншого сорту вже на стадії конденсації верхнього шару;

- величина ефективного коефіцієнта дифузії в системі плівка/плівка має більше значення, ніж у випадку плівка/масивний матеріал, що пов'язано з більшою густиною меж зерен та дефектністю структури в плівкових зразках.

На прикладі плівкових систем Ni/V/ П і Ni/V(∞) Cr/Ni/П і Ni/Cr(∞) можна скласти уявлення про величини ефективних коефіцієнтів взаємної дифузії; залежність їх від температури і знайти підтвердження попередніх узагальнюючих висновків (таблиця 1.2).

Таблиця 1.2 – Ефективні коефіцієнти взаємної дифузії

T _в , К	D·10 ¹⁹ , м ² /с		T _в , К	D·10 ¹⁹ , м ² /с	
Ni(35)/V(45)/П			Ni(25)/V(∞)		
	Ni→V	V→Ni		Ni→V	V→Ni
300	12,0	5,2	300	5,3	0,5
500	2,1	1,3	500	3,2	0,1
700	8,4	3,8	-	-	-
Cr(50)/Ni(55)/П			Ni(55)/Cr(∞)		
	Cr→Ni	Ni→Cr		Cr→Ni	Ni→Cr
300	15,8	9,5	300	3,3	6,9
500	3,8	0,4	-	-	-
700	5,4	2,2	700	1,4	4,1

Дуже близькі до наведених в таблиці 1.2 значень коефіцієнтів дифузії атомів Ti в плівку Al отримані в роботі [29]. Так, D(773 К)=4,6·10⁻²⁰ м²/с, а D(923 К) = 3,24·10⁻¹⁹ м²/с.

На основі аналогічних досліджень автори [30] записали рівняння взаємної дифузії в системі на основі Ni і Fe:

$$D_{(Ni \rightarrow Fe)} = (1,12 \pm 0,20) \cdot 10^{-19} \exp\left(-\frac{9531}{RT}\right),$$

$$D_{(Fe \rightarrow Ni)} = (0,62 \pm 0,20) \cdot 10^{-19} \exp\left(-\frac{10432}{RT}\right),$$

де енергія активації визначається в Дж/моль.

Автори робіт [31-34] провели дослідження методом ОЕС взаємної дифузії атомів у різних дво- і багатошарових плівкових системах. У [31, 33] були вивчені плівкові системи Cr(70)/Cu(50)/Ni(70)/Au(120)/[Fe(30)/(Au(30)/Cu(30))/Tb(30)/Cu(30)]₄/Cu(20).

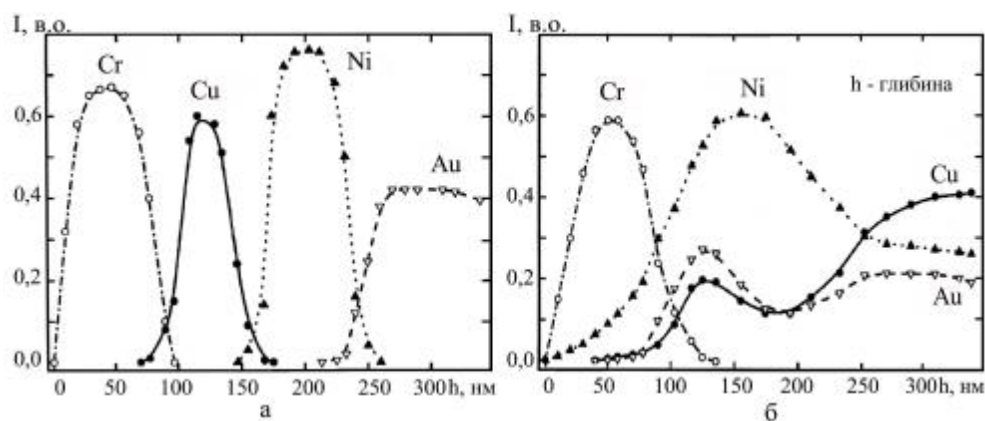


Рисунок 1.9 - Дифузійні профілі для невідпаленої (а) та відпаленої протягом 900 с при T=575 К (б) плівкової системи Cr/Cu/Ni/Au/П. Із роботи [31]

На основі цих досліджень можна зробити висновок про збереження індивідуальності окремих шарів у невідпаленому стані та повне перемішування атомів при відпалюванні (на рис.1.9 це проілюстровано на прикладі системи Cr/Cu/Ni/Au/П).

Аналогічні результати отримані також авторами [33].

У роботі [32] досліджувалася взаємна дифузія атомів Ag в Co при температурах, близьких до температури плавлення Ag (1000-1235 К). Як і в роботі [30], було отримано рівняння дифузії

$$D_{(Ag \rightarrow Co)} = 2,5 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{36541}{RT}\right)$$

і розрахована довжина дифузійного пробігу $l_e=1,8-3$ нм. При збільшенні температури до 1380 К енергія активації збільшується майже в чотири рази.

Систематичні дослідження методом ОЕС концентраційно-стимульованої і термодифузії на прикладі плівкових систем Cr/Cu, Cr/Fe, Sc/Cu, Sc/Cr та Co/Cu були проведені авторами [34]. Приклади дифузійних профілів і результати розрахунків ефективних коефіцієнтів дифузії та величини дифузійних пробігів при конденсаційно-стимульованій і термодифузії будуть представлені в підрозділі 3.2. Зараз ми лише відмітимо, що величина ефективного коефіцієнта D_k при конденсаційно-стимульованій дифузії із нижнього у верхній шар має порядок $10^{-19} \text{ м}^2/\text{с}$, що близько до аналогічних даних, отриманих методом ВІМС, і на 2-3 порядки більше у порівнянні із термодифузією, що пояснюється дифузійною насиченістю меж зерен на стадії конденсації верхнього шару. Якщо порівняти ці величини із даними роботи [35], в якій проведені дослідження дифузії по межах зерен наноструктурних матеріалів (за даними методу ВІМС $D_{ns} \sim 10^{-14} - 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с}$) або звичайних полікристалів ($D_g \sim 10^{-18} - 10^{-22} \text{ м}^2/\text{с}$) та в об'ємі зерен ($D_v \sim 10^{-25} - 10^{-36} \text{ м}^2/\text{с}$), то можна зробити висновок, що в роботах [29, 33, 34] досліджувалися матеріали, які можна розглядати як звичайні полікристали.

1.4 Системи на основі Co і Au та Cu і Fe

Оскільки в багатошарових системах Au/Co, Ag/Co, Fe/Cu, NiFe/Cu та інших спостерігається ефект ГМО, то вони знаходяться постійно у полі зору дослідників [36-40].

У роботах [36, 37] розглянута магнітна взаємодія у тришарових епітаксильних і полікристалічних системах Fe/Cu/Fe, Co/Au/Co, Co/Cu/Co, Fe/Pd/Fe і т.п. Автори [37] зафіксували метастабільний стан плівки Cu на поверхні Fe у вигляді ОЦК Cu із орієнтацією (100)Cu//Fe. Цей результат співзвучний до даних робіт [38, 39], в якому спостерігалася псевдоморфна ГЦК - фаза Fe на поверхні (111) Cu або метастабільної гексагональної фази (Au-Co), яка займає $22 \pm 8\%$ об'єму рівноважного сплаву. Нерівноважну ОЦК - фазу Co, що стабілізується на поверхні (100) Cu, спостерігали автори [40].

Згідно з автором [41] ефект ГМО має місце також і у гранульованих сплавах (гранули Fe, Co, NiFe) в немагнітній матриці (Ag, Cu). Відмічаємо, що це окремий напрям досліджень, який має свою специфіку, пов'язану із отриманням зразків, та відповідні задачі (див., наприклад, [27,42,43]). З такої точки зору цікавою задачею є з'ясування можливості стабілізації гранульованого сплаву в системах Co/Au (яка споріднена з системою Co/Ag) та Fe/Cu.

Огляд літературних даних дозволяє зробити такі висновки. Проблема інтерфейсного розсіювання електронів провідності, як і спроби описати його в рамках уявлень про розмірні ефекти, завжди була у полі зору

дослідників. Враховуючи її складність, можна вважати досягненням відповідних теоретичних моделей, які дозволяють розрахувати опір інтерфейсу, коефіцієнт його проходження та інші характеристики. Важливою є проблема дифузійної стійкості інтерфейсів. Вона досліджується великою кількістю авторів методами електронної мікроскопії поперечних зрізів, малокутової рентгенівської дифрактометрії (див., наприклад, [42-45]) або комп'ютерного моделювання [46] на прикладі різних плівкових систем (Ni, Cr, TiC)/C; Mo/Si; Sc/Cr; Cu/(Ni, Pd) та Ni/Pd. Проблема стійкості інтерфейсів і збереження індивідуальності окремих шарів аналізувалася також виходячи із результатів ОЕС [33-35]. Безпосередньо до неї мають відношення міжшарові дифузійні процеси та фазоутворення на інтерфейсі.

Мета даного дослідження полягає у вивченні кола цих питань стосовно плівкових систем Co/Au та Fe/Cu.

Представлені у розділі 1 результати та їх інтерпретація будуть використані у розділі 3.

2 МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

2.1 Дослідження структурно-фазового складу і дифузійних процесів

Для вивчення кристалічної будови плівкових зразків та для проведення електроннографічного аналізу використовувався електронний мікроскоп високої розрізняювальної здатності ПЕМ 125К. Підкладкою для відносно тонких зразків були вільні плівки С або SiO₂ (*d*~10 нм), отримані нанесенням на (001) NaCl. Більш товсті зразки досліджувалися у вільному вигляді. Діапазон збільшень в режимі ПЕМ склав величину (40-500)·10³ разів. Плівкові системи, отримані при $T_n = 300$ К, відпалювалися до 5 хвилин при $T_s=500, 600, 700$ та 900 К, та після охолодження до кімнатної температури було проведено дослідження їх структурних характеристик методом електронної мікроскопії і електроннографії. На основі мікроснімків за стандартною методикою будувалися гістограми, що дозволило розрахувати середній розмір кристалітів. Обробка електроннограм включала в себе вимірювання діаметра кілець у двох взаємно перпендикулярних напрямках. Отримані таким чином дані дали можливість визначити міжплощинні відстані та провести фазовий аналіз.

Для дослідження елементного складу та дифузійних процесів у плівкових системах були застосовані методи вторинно-іонної мас-спектрометрії та оже-спектроскопії. За мас-спектрами, отриманими на різних стадіях травлення плівкових зразків пучком первинних іонів (Ar⁺) у прикладі МС 7201М, будувалися дифузійні профілі.

Метод ОЕС давав можливість фіксувати оже-спектр при кожному збільшенні товщини кожного шару металу на 0,5-1 нм, а також у процесі відпалювання від 300 до 670 К.

2.2 Дослідження електрофізичних властивостей і впливу на них інтерфейсного розсіювання

Плівкові зразки отримувалися методами резистивного (Cu) та електронно-променевого випаровування (Co, Au і Fe) у вакуумі при температурі підкладки $T_n \cong 300$ К. Для створення вакуумних умов були використані установки на основі пароструменевого (тиск 10⁻³-10⁻⁴ Па) та магніторозрядного (10⁻⁵-10⁻⁶ Па) насосів. Свіжосконденсовані плівки витримувались у вакуумі при температурі $T=300$ К протягом 20 хвилин для стабілізації їх електрофізичних властивостей.

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

Вимірювання товщини у процесі конденсації здійснювалося методом кварцового резонатора. Як датчик товщини використовувалися кварцові пластини РГ-08 з резонансною частотою 10 МГц, що вмикалися в схему генератора. Для живлення генератора використовувалося стабілізоване джерело живлення Б5-50. Частота вихідного сигналу вимірювалася приладами Ф5035 або ЧЗ-34А. Товщина плівок визначалася за співвідношенням

$$d = \frac{N_q \cdot \rho_q}{\rho_f \cdot f_q} \cdot (f_q - f), \quad (2.1)$$

де ρ_q, ρ_f – питома густина, кг/м³, кварцу та плівки відповідно; f_q, f – резонансні частоти кварцової пластини, Гц, перед та після наплення відповідно; $N_q = 1,668 \cdot 10^3$ Гц·м – частотна константа, яка залежить від кристалографічної орієнтації площини зрізу кварцової пластини.

Одним із суттєвих джерел похибки вимірювання методом кварцового резонатора є температурна нестабільність його резонансної частоти. Названа похибка зводиться до мінімуму шляхом термостабілізації датчика товщини.

Як підкладки для дослідження електрофізичних властивостей (температурна залежність опору) використовувалися скляні поліровані пластини з вплавленими металевими стрижнями та ситалові пластини. В останньому випадку на них наносилися контакти у вигляді двошарової плівки Cu/Cr/П (П – підкладка). Нижній шар хрому забезпечував високу адгезію контактів, а верхній шар міді – високу електропровідність.

Електричний опір плівок вимірювався з точністю $\pm 0,06\%$ цифровим вольтметром АРРА-109 (здійснювалося два вимірювання за одну секунду). Температура контролювалася за допомогою хромель-алюмелевої термопари і вольтметра УТ-70В, що забезпечило точність ± 1 К. Дані про опір і температуру в процесі вимірювання заносились у комп'ютер (рис. 2.1), що давало можливість отримати графіки залежності опору від температури.

Методика вивчення впливу інтерфейсного розсіювання електронів на електричний опір полягає в такому. Вона ґрунтується на високоточному вимірюванні питомого опору або ТКО двох металевих плівкових зразків однакової товщини, один з яких є одношаровою плівковою, а другий – двошаровою плівковою системою, в якій штучно змодельована внутрішня межа поділу шляхом зупинення конденсації плівки на певний час (10 хв). Для коректної оцінки внеску інтерфейсного розсіювання електронів у величину питомого опору або ТКО необхідне жорстке виконання таких умов стосовно одношарової плівки і двошарової системи:

- високоточне визначення товщини плівок (похибка $\pm 0,5$ нм);
- сталі значення швидкості конденсації (точність $\pm 0,1$ нм/с);
- близькі величини концентрації та енергії активації заліковування дефектів кристалічної будови (вакансійного типу та дефекти пакування), які отримувалися шляхом побудови спектра дефектів за методикою Венда;
- ідентичність розподілу кристалітів за розмірами (гістограма) з відхиленням їх середньої величини не більше ніж 10%;
- приблизно однакова концентрація кристалітів з дефектами пакування, які мають відносно велику енергію активації заліковування.



Рисунок 2.1 - Блок-схема комп'ютерної системи реєстрування та оброблення результатів вимірювання електричного опору: 1 – вакуумна камера; 2 – прилади для вимірювання опору; 3 – програмне забезпечення; 4 – дисплей комп'ютера

Крім однокомпонентних зразків, використовуються також дво- або тришарові плівки із різних металів.

Виконавши названі умови і здійснивши порівняння величини питомого опору або ТКО, можна за їх різницею зробити висновок про роль інтерфейсного розсіяння електронів в електрофізичних властивостях.

Розрахунок функції дефектів (спектр дефектів) здійснювали за методикою Венда. Для цього зразки проходили термообробку в інтервалі температур 300-630 К за схемою “нагрівання – охолодження” із швидкістю 3-5 К/хв (здійснювали два цикли відпалювання). Функція

розподілу $F_0(E)$ пов'язана із швидкостями відпалювання $\frac{\partial \rho}{\partial T}$ (перше нагрівання) і $\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_1$ (перше або друге охолодження) співвідношенням

$$F_0(E) = -\left(\frac{1}{kU}\right)\left(\frac{\partial \rho}{\partial T} - \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_1\right), \quad (1)$$

де k – стала Больцмана;

$E = nkT$ – енергія активації заліковування дефектів;

$U = u(u+2)/(u+1)$ – функція, пов'язана із числом ступенів вільності систем дефектів.

Величина u визначається із логарифмічного рівняння

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

де n – число атомів у дефекті;

t – час відпалювання до певної температури;

$\omega_{\max} = k\Theta_D/\hbar$ – дебаївська частота.

У розділі 4 викладена методика буде використана для контролю спектру дефектів дво- і багатошарових плівкових систем на основі Cu і Cr.

3 КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА І ВЗАЄМНА ДИФУЗІЯ АТОМІВ У ПЛІВКОВИХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВІ Co, Au і Ag та Cu і Fe

3.1 Результати електронно-мікроскопічних досліджень

Кристалічна структура одношарових плівок Au, Ag, Co, Cu і Fe вивчена досить детально (див., наприклад, [48-50], і тому ми будемо наводити для них деякі дані тільки у порівнянні із двошаровими системами, компонентами яких вони виступають. Спільним для одношарових плівок є те, що вони мають кристалічну ґратку і параметри, які відповідають масивним зразкам (ГЦК – Au, Ag, Cu; ОЦК – Fe та ГЦП – Co), причому плівки Fe і Co – нанокристалічні, а Cu, Au і Ag, – великокристалічні. Рис.3.1. і 3.2 дають уявлення про кристалічну будову цих плівок у вихідному стані та після термовідпалювання до 600К. Назвемо деякі їх особливості.

По-перше, термовідпалювання плівок Au і Ag, навіть до не досить високих температур ($T_e \cong 600$ К), обумовлює процес інтенсивної рекристалізації (середній розмір зерен у плівках Au і Ag збільшується приблизно у 5-6 разів), в той час як у вихідних плівках ГЦП – Co утворюється велика кількість дефектів пакування (ДП), які є областями ГЦК – Co, що і фіксується на електроннограмах (рис.3.2 д) у вигляді двох додаткових ліній з міжплощинними відстанями $d_{111}=2,04$ нм і $d_{200}=1,80$ нм. При відпалюванні таких зразків ДП заліковуються і, як результат цього, показані лінії зникають (рис.3.2 е).

Вивчення фазового складу двошарових систем Au/Co, Ag/Co та Cu/Fe дозволяє зробити висновки стосовно можливої стабільності чи нестабільності інтерфейсів, впливу на це дифузійних процесів.

Аналіз електроннографічних і мікроскопічних даних свідчить про те, що зазначені двошарові системи у невідпаленому стані двофазні, тобто на дифракційних картинах спостерігається система кілець від обох шарів. На рис. 3.3 це проілюстровано на прикладі плівок Au/Co, Ag/Co і Fe/Cu. При відпалюванні у плівкових системах Au/Co і Ag/Co утворюються тверді розчини (т.р.) на основі ГЦК - ґратки (вставки на рис.3.3 в,е), в об'ємі кристалів яких формуються наногранули із Au або Ag, розмір яких складає до 10-15 нм (в цьому сенсі дуже наглядними є порівняння кристалічної структури плівок Co (20)/Ag (60) і Ag(60) на рис.3.3 е,е та наявність рефлексів (рис.3.3 е), які відповідають ГЦП-Co).

Розрахунок електроннограм (таблиці 3.1 і 3.2) від одно- і двошарових плівок свідчить про значну відмінність величини параметра ґратки у плівці Au і системі Au/Co. Наявність ліній ГЦП – Co на електроннограмах від двошарових плівок свідчить про стабілізацію гранульованого сплаву, як і у випадку плівкових систем Co/Ag і Co/Cu [27].

Висновок про утворення т.р. (Au-Co) підтверджується результатами роботи [52], в якій проведені комплексні дослідження магнітоопору, елементного складу і мікроструктури плівкового сплаву (Au-Co), отриманого методом магнетронного розпилення суміші порошків Au і Co. Методом мікроаналізу автор встановив, що т.р. (Au-Co) перенасичений з максимальною концентрацією $C_{Co} \cong 11$ ат.% і знаходиться в аморфному стані, і при відпалюванні він кристалізується (наприклад, плівковий сплав (Au – 23 ат.% Co) кристалізується при $T \cong 520$ К). Електронно-мікроскопічні дослідження автора [52] показали, що розмір гранул Co в матриці Au становить 1,5 – 3 нм, що, як і в нашому випадку, менше 10-15 нм. Необхідно також відмітити таке.

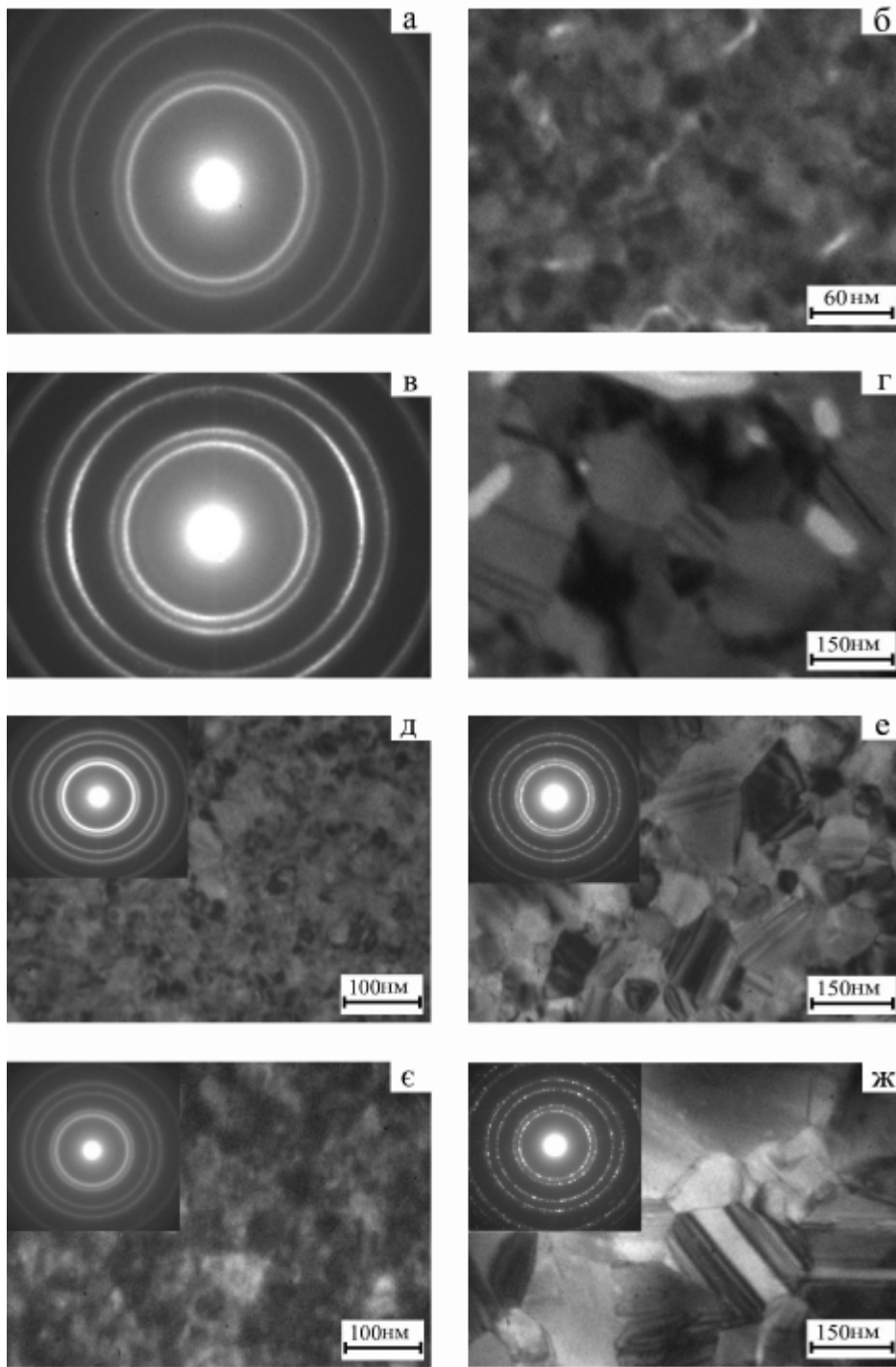


Рисунок 3.1 - Кристалічна структура одношарових плівок Au (20) (а - г), Ag (20) (д, е) та Ag (60) (є, ж) у невідпаленому (а, в, д, є) та відпаленому до 600 К (б, г, е, ж) станах

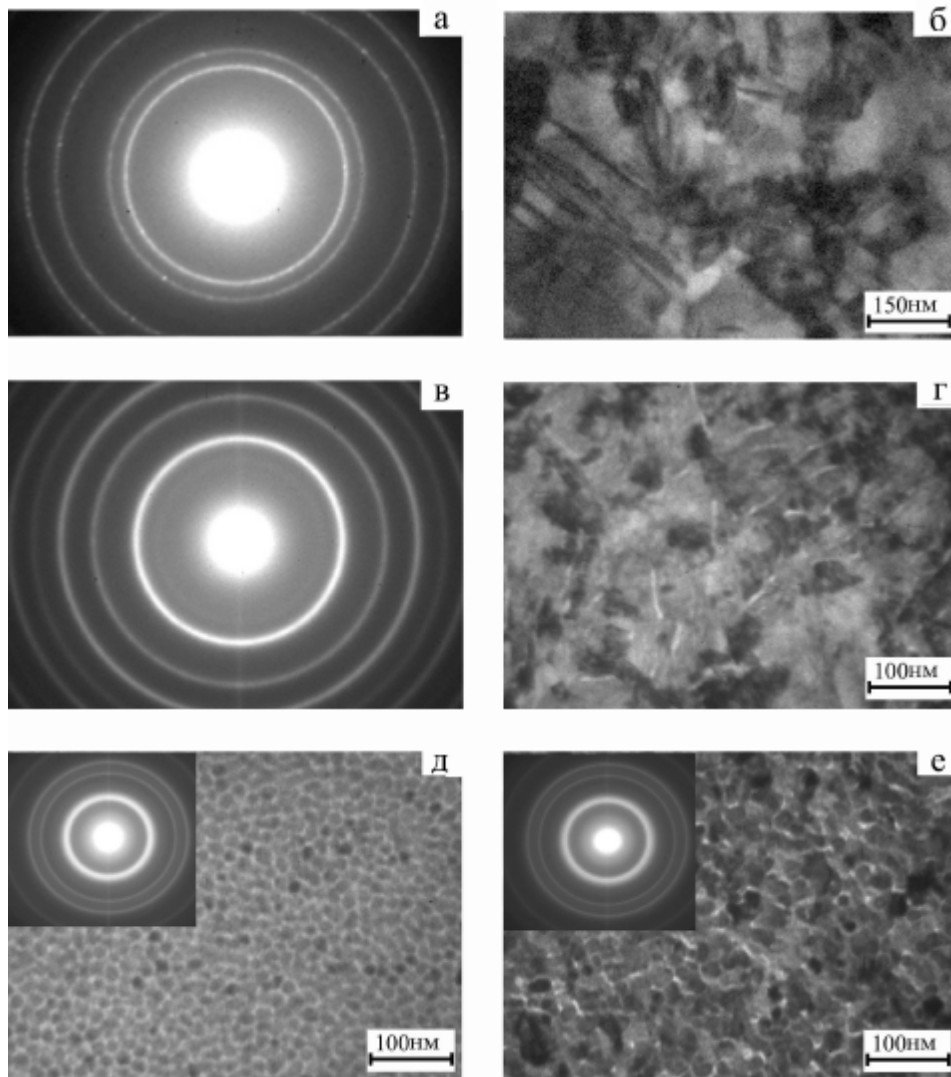


Рисунок 3.2 - Кристалічна структура одношарових плівок Si (60) (а, б), Fe (60) (в, г) та Co (30) (д, е) у невідпаленому (а, в, д) та відпаленому до 600 К (б, г, е) станах

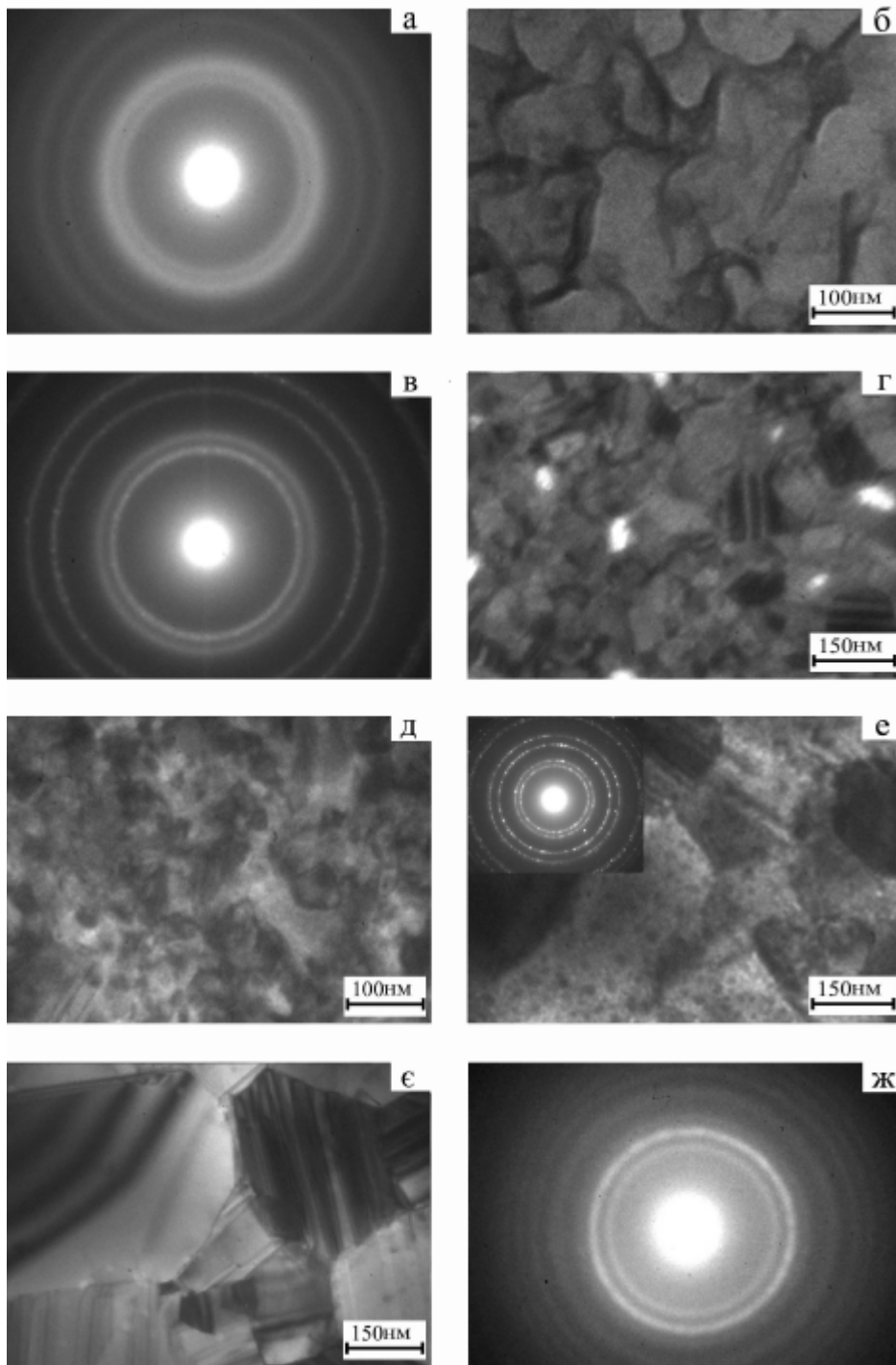


Рисунок 3.3 - Кристалічна структура двошарових плівок Au (20)/Co(20) (а-г), Co (20)/Ag(60) (д,е), Ag(60) (є) та Fe(60)/Cu(20) у невідпаленому (а, в, д, ж) та відпаленому до 600 К (б, г, е, з) станах

Таблиця 3.1 – Розшифрування дифракційної картини від плівки Au товщиною 50 нм

I, в.о.	d, нм	hkl	a, нм
1 С.	0,2350	111	0,4070
2 сер.	0,2032	200	0,4064
3 сер.	0,1442	220	0,4078
4 сер.	0,1228	311	0,4073
5 сл.	0,0937	331	0,4080
С. – сильна сер. – середня сл. – слабка			$\bar{a} = 0,4073$ нм $a_0 = 0,4078$ нм [51] масивні зразки Au $\Delta a = \pm 0,0005$ нм

Таблиця 3.2 - Розшифрування дифракційної картини від плівкової системи Au (50)/Co(40)/П

I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза	Параметр ґратки т.р. (Au-Co), нм
1 Сер.	0,2370	111	т.р. (Au-Co)	0,4105
2 с.	0,2060	200	-	0,4120
3 сл.	0,1462	10.2	ГЦП – Co	-
4 сл.	0,1450	220	т.р. (Au-Co)	0,4101
5 сл.	0,1243	311	-	0,4122
6 сл.	0,1072	20.1	ГЦП – Co	-
7 сл.	0,0938	331	т.р. (Au-Co)	0,4090
				$\bar{a} (\text{Au-Co}) = 0,4107$ нм $\bar{a} (\text{Au}) = 0,4073$ нм

Підбір товщини плівок Au і Co у нашому випадку відповідає концентрації атомів Co в межах 50 – 70 ат.%. Виходячи із величини максимальної концентрації $C_{Co} \cong 11$ ат.% в т.р. (Au-Co) і спостерігаючи в усіх випадках ГЦК - ґратку, ми доходимо висновку, що відсутність ГЦП – фази Co у відпалених зразках пов'язана із трьома процесами: певна частина розчинених атомів залишається у ґратці т.р., друга їх частина йде на утворення гранул ГЦП – Co і, нарешті, залишок атомів може акомодуватися межами зерен (МЗ) кристалітів т.р. (Au-Co) (після його розпаду – МЗ кристалів Au), перебуваючи в квазіаморфному стані.

Дифракційні дослідження плівкової системи Cu/Fe фіксують систему дифракційних ліній від обох компонент. Це можна пояснити, виходячи із діаграми стану (Cu – Fe) [53], утворенням плівкового нанокристалічного псевдосплаву, який фіксується в масивних і електроосаджених плівкових зразках [54], оскільки діаграма стану цих металів (евтектичного типу з т.р.) повністю аналогічна діаграмі на основі Cu– і Mo – компонент, із яких отримують псевдосплави. Невизначеність дифракційної картини (рис. 3.3 ж) свідчить про те, що і в плівкових, як і в масивних [53] псевдосплавах, відбувається міжкристалічна сегрегація значної кількості атомів в ОЦК – Fe і ГЦК – Cu, які, як і у випадку системи Au/Co, утворюють квазіаморфну структуру. Поряд з цим необхідно вказати на результати роботи [55], згідно з якою при механічному сплавленні відбуваються повне розчинення Fe в Cu і утворення перенасиченого

т.р.(Cu-Fe). При цьому розрахунок величини ентальпії для аморфної і кристалічної фаз (Cu-Fe) свідчить про те, що вона має менше значення у другому випадку, що відкриває експериментальну можливість отримати т.р.(Cu-Fe).

3.2. Дифузійні процеси

Широке використання нанокристалічних плівкових систем в мікроелектроніці постійно стимулює дослідження в них таких явищ, як твердофазні реакції та конденсаційно-стимульована, зерномежова та об'ємна дифузія. Різні аспекти цієї проблеми проаналізовані нами у підрозділі 1.3. Незважаючи на значний обсяг проведених у цьому напрямі досліджень, ряд питань, пов'язаних із плівковими системами із багатофазною структурою, мультишарами, плівковими матеріалами з нанокристалічними структурними елементами, залишаються маловивченими. Все актуальнішими стають дослідження дифузійних процесів по межах зерен і через інтерфейси. Для одержання дифузійних профілів використовують різні методи мікроаналізу, але в області нанорозмірних товщин більш ефективними можуть бути метод ОЕС, а в області товщин $d \sim 100$ нм – метод ВІМС і ряд інших спектральних методів. Крім цього, ці два методи мають і такі особливості. ОЕС доцільно використовувати при дослідженнях *in situ* конденсаційно-стимульованої дифузії (КСД), довжини дифузійних пробігів атомів як неруйнівного методу спектрального аналізу [34]. Одержання дифузійних профілів для зразків загальною товщиною $d \sim 100$ нм у цьому випадку стає дуже проблематичним. У зв'язку з цим дослідження відносно товстих зразків слід здійснювати методом ВІМС [28, 30], хоча цей метод за своєю суттю є руйнівним і спричиняє іонно-стимульовану дифузію (ІСД) під дією первинних іонів Ar^+ або N^+ , що в кінці проявить себе у більших значеннях ефективних коефіцієнтів дифузії та дифузійних пробігів атомів, якщо проводити порівняння із методом ОЕС. У роботі [56] здійснено таке порівняння дифузійних профілів для двошарової плівкової системи Cu(10)/Cr(10)/П і Cu(89)/Cr(40)/П. Було отримано, що відношення ефективних коефіцієнтів при конденсаційно-стимульованій

дифузії $\frac{D_{КСД}(ВІМС)}{D_{КСД}(ОЕС)} \cong 1,1 - 2,1$, а при термодифузії (ТД)

$\frac{D_{ТД}(ВІМС)}{D_{ТД}(ОЕС)} \cong 3,7$; відповідно відношення дифузійних пробігів становить

величину $\frac{l_{КСД}(ВІМС)}{l_{КСД}(ОЕС)} \cong 8,5$, що підтверджує вищенаведену думку про

вплив первинних іонів на результуючий дифузійний профіль.

Із урахуванням сказаного, нами були проведені дослідження дифузійних процесів у двошарових системах Au/Co/П і Fe/Cu/П методом ВІМС при відносно великих товщинах зразків і методом ОЕС при малих товщинах. На рис.3.4 представлені типові залежності відносної концентрації c/c_0 від часу травлення зразка первинними іонами (c/c_0 розраховувалося як відношення інтенсивності виходу вторинних іонів на глибині x до максимальної інтенсивності c_0 , яка має, як правило, місце при $x \cong 0$). Такі дифузійні профілі дозволяють оцінити величину ефективного коефіцієнта дифузії за допомогою співвідношення

$$c/c_0 = \operatorname{erfc} \left(x/2\sqrt{D_{\text{ef}}\tau} \right), \quad (3.1)$$

де τ - час дифузії.

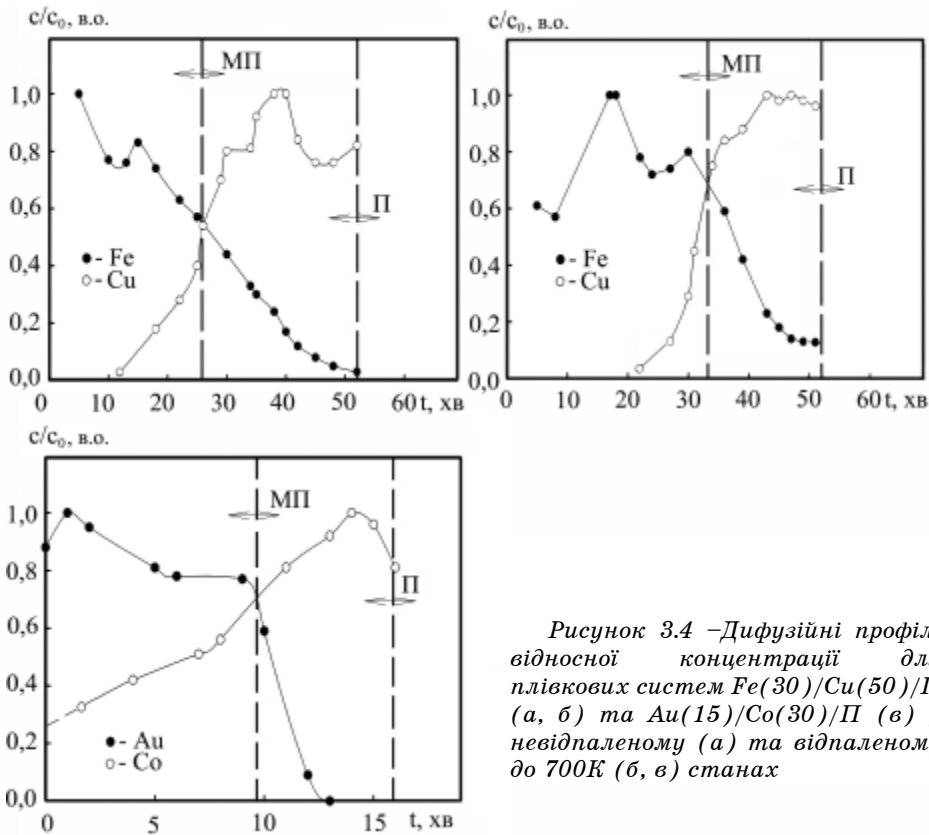


Рисунок 3.4 – Дифузійні профілі відносної концентрації для пліткових систем Fe(30)/Cu(50)/Π (а, б) та Au(15)/Co(30)/Π (в) у невідпаленому (а) та відпаленому до 700К (б, в) станах

Результати розрахунків показали, що ефективні коефіцієнти дифузії мають такі величини:

$$D(\text{Fe} \rightarrow \text{Cu}) = 1,5 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (КСД+ ІСД, метод ВІМС, } T \approx 300 \text{ К)},$$

$$D(\text{Fe} \rightarrow \text{Cu}) = 0,1 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (КСД, ОЕС, } T \approx 300 \text{ К)},$$

$$D(\text{Cu} \rightarrow \text{Fe}) = 3,4 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (КСД+ ІСД, ВІМС, } T \approx 300 \text{ К)},$$

$$D(\text{Cu} \rightarrow \text{Fe}) = 0,1 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (КСД, ОЕС, } T \approx 300 \text{ К)},$$

$$D(\text{Co} \rightarrow \text{Au}) = 0,4 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (КСД+ ІСД+ТД, ВІМС, } T \approx 600 \text{ К)},$$

$$D(\text{Co} \rightarrow \text{Au}) = 0,1 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (КСД+ ІСД+ТД, ОЕС, } T \approx 520 \text{ К)},$$

$$D(\text{Au} \rightarrow \text{Co}) = 1,2 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (КСД+ ІСД+ТД, ВІМС, } T \approx 600 \text{ К)},$$

$$D(\text{Au} \rightarrow \text{Co}) = 0,8 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с} \text{ (КСД+ ІСД+ТД, ОЕС, } T \approx 520 \text{ К)}.$$

Стосовно цих результатів можна зазначити таке. Як і потрібно було очікувати метод ВІМС дає величину D , в декілька разів більшу, ніж метод ОЕС, що ми вже пов'язували в [34] із іонно-стимульованою дифузією, яка у випадку ВІМС є більш інтенсивною. Крім того, більше значення $D(\text{Au} \rightarrow \text{Co})$ у порівнянні із $D(\text{Co} \rightarrow \text{Au})$ (хоча, здавалося, повинно було бути навпаки, оскільки т. р. (Au-Co) формується на основі ГЦК ґратки Au) можна пояснити більш інтенсивною зерномежовою дифузією атомів Au у нанокристалічній плівці Co. Порівняння профілів концентрації для невідпалених і відпалених зразків свідчить про те, що у дисперсних пліткових системах дифузійні процеси практично закінчуються на стадії конденсаційно-стимульованої дифузії. У результаті цього термовідпалювання фактично не впливає на характер профілів, оскільки межі зерен стають дифузійно насиченими на першій стадії, тобто на стадії конденсації верхнього шару. Представлені

результати дозволяють свідчити про процеси перемішування атомів, як необхідну умову подальшого фазоутворення чи у вигляді т.р. (Au-Co), чи псевдосплаву (Fe-Cu). Але у перемішуванні бере участь різна кількість атомів, що дає можливість в одних системах сформуватися інтерфейсу (система на основі Fe і Cu), в інших – він існує лише номінально у вигляді дифузійно розмитої межі поділу (системи на основі Co та Cu, Au і Ag). Для того щоб розширити наші уявлення про роль інтерфейсного розсіювання, необхідно було провести більш детальні дослідження електрофізичних властивостей із розширенням дифузійних пар і кількості шарів в системах.

4 ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ

4.1 Інтерфейсне розсіювання електронів у плівкових системах на основі Cu і Cr(Co)

За методикою роботи [56], описаною в підрозділі 2.2, було проведено дослідження впливу інтерфейсного розсіювання у дво- і багат шарових плівках Cu/Cu/П, [Cr/Cu]_n/П і [Co/Cu]_n/П (n – число фрагментів). Цей вплив проявляється не тільки в еволюції функції розподілу дефектів $F_0(E)$, а і у величині питомого опору (ρ) чи термічного коефіцієнта опору (β). Рис. 4.1 ілюструє спектр дефектів для плівок Cu(24), Cu(36) та Cu(24)/Cu(36)/П. Ідентичність перших двох спектрів свідчить про користь того, що умови конденсації цих зразків, як і Cu(24)/Cu(36)/П, однакові. Особливість на спектрі зразка з інтерфейсом при $E = 0,66$ еВ свідчить про внесок штучної межі поділу у спектр дефектів. Враховуючи ідентичність умов отримання зразків, розподілу за розмірами кристалітів і концентрації ДП, можна було чекати, що відмінність температурної залежності ρ і β одно- і двошарових плівок (рис.4.2) саме і пов'язана із

нааявністю інтерфейсу. Розрахунок
$$\left(\frac{\rho [Cu(d_1)/Cu(d_2)] - \rho [Cu(d_1 + d_2)]}{\rho [Cu(d_1 + d_2)]} \right)_i$$
 відносного зменшення ТКО
$$\left(\frac{\beta [Cu(d_1 + d_2)] - \beta [Cu(d_1)/Cu(d_2)]}{\beta [Cu(d_1 + d_2)]} \right)$$
 дає

відповідно величини $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0,12 = 0,21$ та $\frac{\Delta\beta}{\beta} = 0,09 - 0,20$. Таку зміну електрофізичних властивостей можна пояснити дією додаткового механізму розсіювання електронів на інтерфейсі. Аналогічні результати отримані і на прикладі багат шарових систем (рис. 4.3). Необхідно особливо підкреслити, що у плівкових системах на основі Cr і Cu значною мірою зберігається індивідуальність шарів, що впливає не лише із досліджень методом ВІМС [58], але і з електронографічних даних (на дифракційних картинах фіксується система кілець від Cr і Cu). З такої точки зору було б важливо провести аналогічні дослідження на прикладі системи Co/Cu/П, в якій утворюється ГЦК т.р. (Cu-Co) з величиною параметра решітки в межах від $a = 0,355$ нм до $0,362$ нм [59].

Кількість т.р. (Cu-Co) повністю визначається концентрацією атомів Co. Рис. 4.4 ілюструє саме таку ситуацію, коли на мікроснімку фіксуються кристаліти чистої Cu (світлі ділянки), т.р. (Cu-Co) (більш темні ділянки) та окремі частинки (гранули чорного кольору), дифракційні відбиття від яких не фіксуються. Представлені на рис. 4.5 температурні залежності свідчать про те, що поява нових інтерфейсів відбувається на зовнішньому вигляді вендівської кривої (1-ше відпалювання).

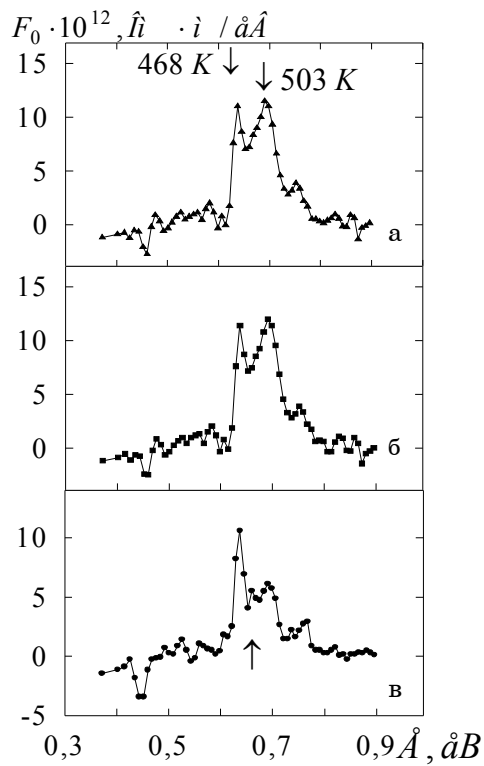


Рисунок 4.1 - Спектр дефектів плівок Cu(24) (а), Cu(36) (б) і плівкової системи Cu(24)/Cu(36)/П (в). Стрілками показані основні максимуми на спектрі та особливість, пов'язана з наявністю інтерфейсу

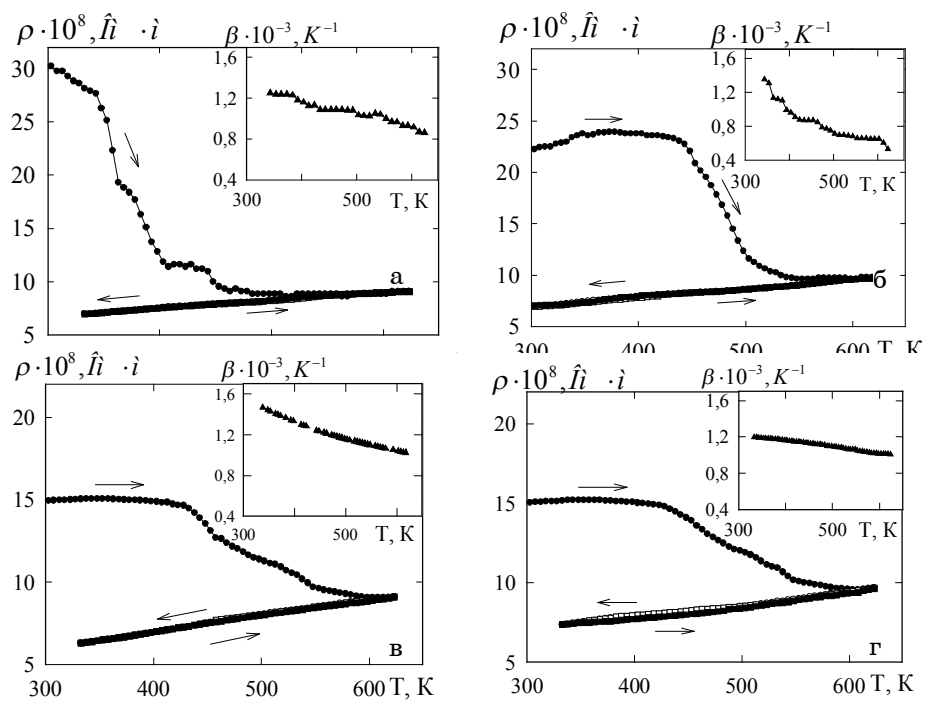


Рисунок 4.2 - Температурна залежність питомого опору і ТКО (на вставках) для двох термостабілізаційних циклів. Товщина, нм: а, б – 60; в, г – 75

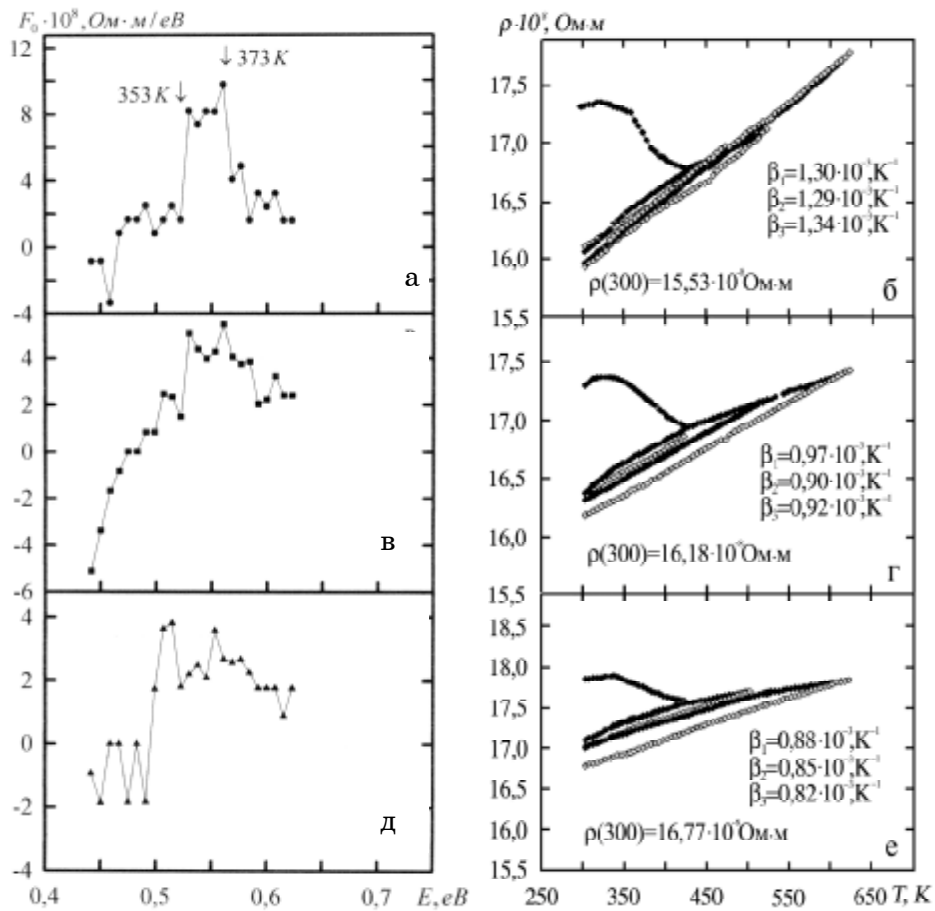


Рисунок 4.3 - Спектр дефектів (а, в, д) і залежність питомого опору (б, в, е) для плівкових систем $\text{Cr}(30)/\text{Cu}(30)/\text{Pi}$ (а, б), $[\text{Cr}(15)/\text{Cu}(15)]_2/\text{Pi}$ (в, в) та $[\text{Cr}(10)/\text{Cu}(10)]_3/\text{Pi}$ (д, е). Величина β розрахована за першими трьома кривими охолодження

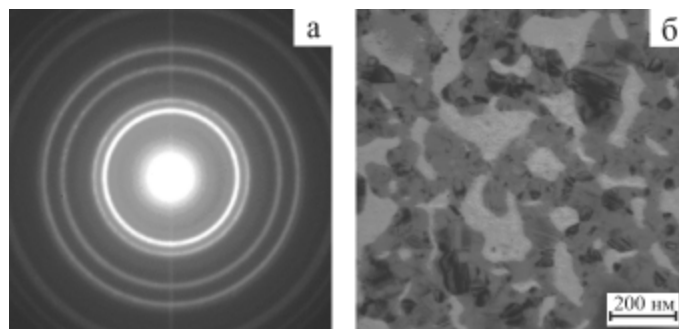


Рисунок 4.4 - Дифракційна картина (а) і мікроструктура (б) відпаленої до 630 K і охолодженої до 300 K плівкової системи $\text{Co}(5)/\text{Cu}(10)/\text{Pi}$. На електронограмі не фіксуються лінії ГЦП-Co, а лінії від ГЦК-Cu і т.р.(Cu-Co) повністю збігаються

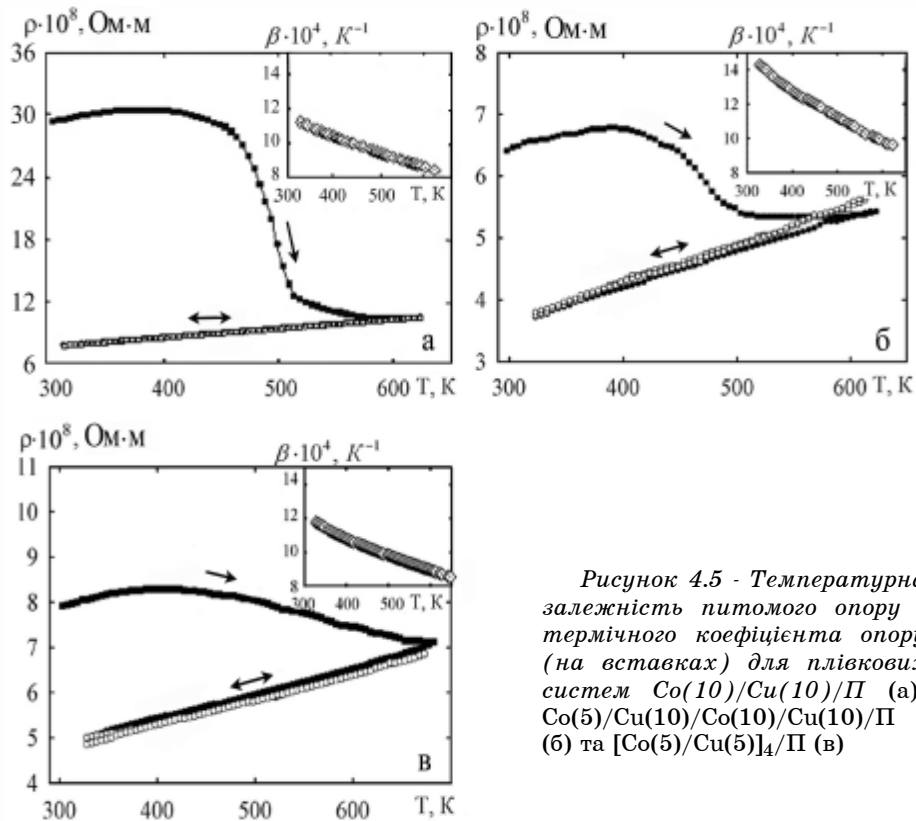


Рисунок 4.5 - Температурна залежність питомого опору і термічного коефіцієнта опору (на вставках) для плівкових систем Co(10)/Cu(10)/П (а), Co(5)/Cu(10)/Co(10)/Cu(10)/П (б) та [Co(5)/Cu(5)]₄/П (в)

Її затягнутий характер у випадку восьмишарової системи говорить про виникнення нових дефектів у вигляді інтерфейсів, енергія заліковування яких весь час збільшується при нарощуванні нових шарів.

4.2 Плівкові системи на основі Co і Au(Ag)

Деякі питання щодо інтерфейсного розсіювання електронів можна також вирішувати не тільки шляхом аналізу характеру температурної залежності питомого опору для мультишарів, а і шляхом порівняння експериментальної величини ТКО із розрахунковою. Для цього необхідно скористатися співвідношеннями для двошарової плівкової системи, в якій зберігається індивідуальність окремих шарів:

$$\beta \cong \beta_1 + \beta_2 - \frac{d_1 \beta_2 \rho_2 + d_2 \beta_1 \rho_1}{d_1 \rho_2 + d_2 \rho_1}, \quad (3.1)$$

або для плівкових сплавів у вигляді

$$\beta \cong \frac{\beta_1}{1 + \frac{c_2 \rho_2}{c_1 \rho_1}} + \frac{\beta_2}{1 + \frac{c_1 \rho_1}{c_2 \rho_2}}, \quad (3.2)$$

де $c_{1,2}$ – концентрація атомів першого або другого шару, яка розраховується за співвідношенням

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

де D_i, μ_i - густина і молярна маса металу i -го шару.

На рис. 4.6 і 4.7 подана серія температурних залежностей питомого опору і ТКО для різних плівкових систем на основі Co і Au(Ag).

Щодо цих експериментальних результатів можна зазначити, що в одношарових плівках Au і Ag має місце розмірний ефект, тобто із збільшенням товщини питомий опір зменшується, а ТКО – відповідно збільшується. Крім того, величина ρ і ТКО для плівок Au добре узгоджується із даними [48]; спостерігається також кореляція між концентрацією атомів і питомим опором. Наприклад, у випадку системи Au/Co/П при збільшенні C_{Co} від 45 до 71% питомий опір зменшується

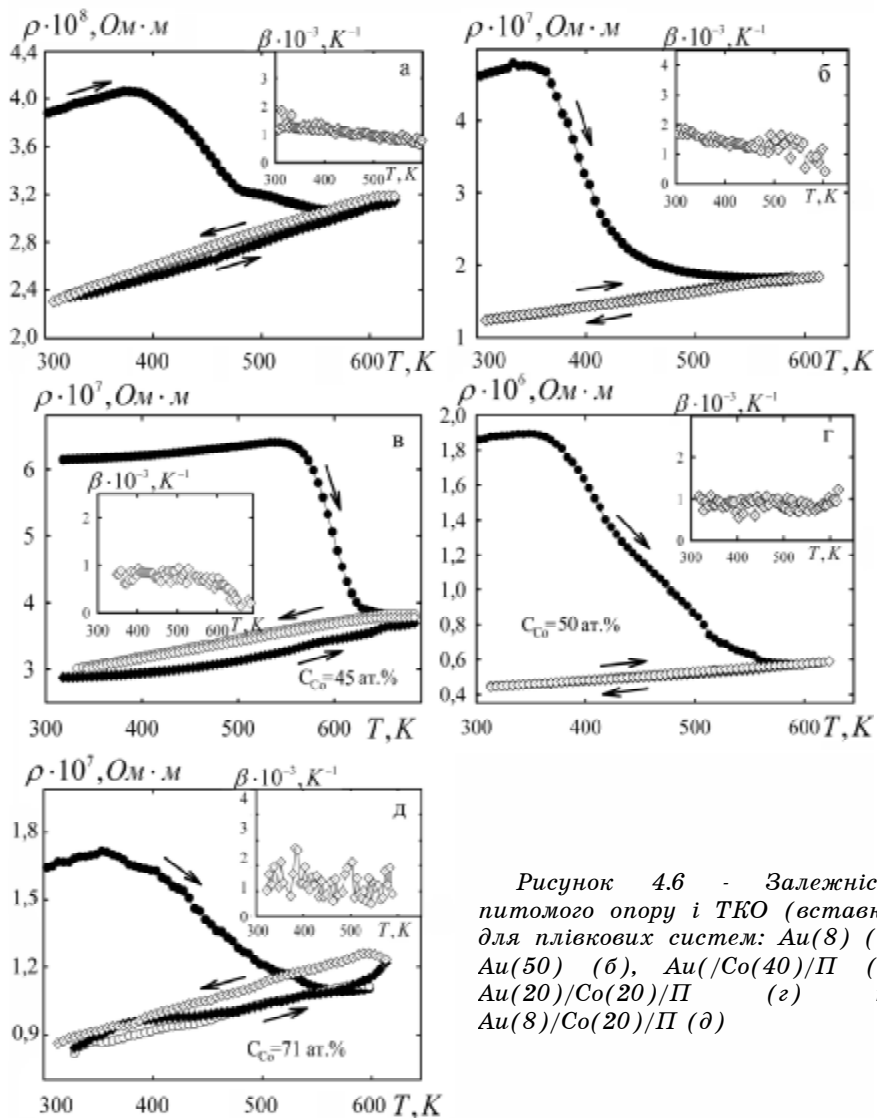


Рисунок 4.6 - Залежність питомого опору і ТКО (вставка) для плівкових систем: Au(8) (а), Au(50) (б), Au(/Co(40))/П (в), Au(20)/Co(20)/П (г) та Au(8)/Co(20)/П (д)

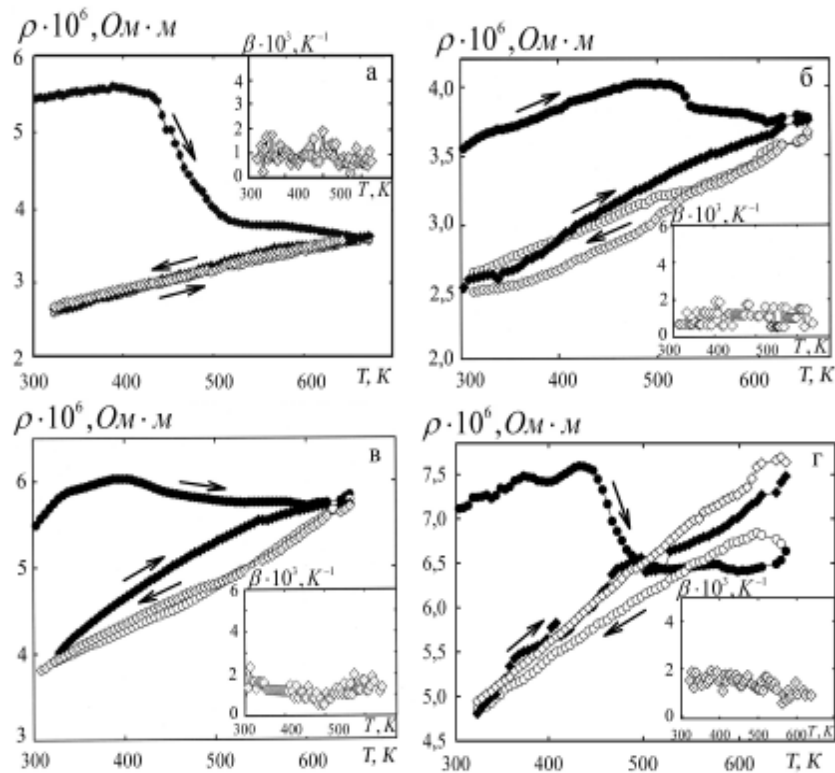


Рисунок 4.7 - Залежність питомого опору і ТКО (вставка) для плівкових систем на основі Ag(20) (а), Ag(60) (б), Ag(90)/Co(30)/Π (в) та Ag(20)/Co(10)/Π (г)

від $29 \cdot 10^{-7}$ до $0,90 \cdot 10^{-7}$ Ом·м, що можна пояснити поступовим розмиттям інтерфейсу і переходом до гранульованого сплаву, в якому ефект розсіювання електронів менший порівняно із розсіюванням на інтерфейсі. Порівняння експериментальних величин ТКО для систем Au/Co/Π і Ag/Co/Π із розрахунковими за співвідношеннями (3.1) і (3.2) зазначають на кращу відповідність формулі для плівкових сплавів. Це є додатковим аргументом на користь висновку про утворення у цих системах т.р. (Au-Co) і (Ag-Co) з елементами гранульованого сплаву.

ВИСНОВКИ

На основі узагальнення літературних даних та аналізу експериментальних результатів можна зробити такі висновки:

- 1 Використовуючи класичні і напівкласичні теоретичні моделі можна отримати ряд результатів щодо інтерфейсного розсіювання електронів:
 - розрахувати сумарну величину коефіцієнтів дзеркальності і проходження інтерфейсу (підхід де Врайса) на основі моделі Фукса;
 - провести порівняльний аналіз (підхід Бенерджії та ін.) відносного внеску в питомий опір плівкової системи інтерфейсного (підхід Карсії і Суни), поверхневого і зерномежового розсіювання електронів, виходячи із класичної (Фукс) і напівкласичних (Маядас і Шатцкес; Дімміх) моделей;
 - провести розрахунок опору інтерфейса залежно від коефіцієнта його дифузності (теоретична модель Занга і Леві), виходячи із напівкласичного наближення Больцмана.

- 2 Стабільність інтерфейсів (тобто збереження індивідуальності окремих шарів) повною мірою визначається дифузійними процесами, які контролюються в першу чергу конденсаційно-стимульованою, а в другу чергу – термодифузією.
- 3 Розроблені та апробовані різновиди методики розрахунків та контролю впливу інтерфейсного розсіювання електронів, суть якої полягає у комплексному вивченні кристалічної структури, концентрації дефектів пакування, фазового складу, питомого опору та ТКО:
 - встановлено, що у штучно змодельованих двошарових плівкових системах типу Me/Me інтерфейсне розсіювання дає внесок у питомий опір і ТКО в межах 9-21% (система Cu/Cu);
 - електроннографічний аналіз і порівняння експериментальних величин ТКО із розрахунковими на основі співвідношень для біпластини або сплаву евтектичного типу дають можливість зробити висновок про утворення в системах Au/Co і Ag/Co т.р. (Au-Co) і (Ag-Co) з елементом гранульованого стану, а в системі Fe/Cu – псевдосплаву, або сплаву евтектичного типу.
- 4 Величина коефіцієнтів дифузії, розрахованих на основі мас- і оже-спектрометричних досліджень для системи Au/Co, Ag/Co і Fe/Cu, має порядок $10^{-18} - 10^{-19}$ м²/с, що узгоджується із висновком про великий внесок конденсаційно-стимульованої дифузії в ефект перемішування атомів і, як наслідок цього, - дифузійне розмиття інтерфейсу.

Робота виконана при фінансовій підтримці Міністерства освіти і науки України в рамках Проекту №М/148-2006 про науково-технічне співробітництво між Сумським державним університетом та Інститутом фізики Словацької Академії наук (м. Братислава).

SUMMARY

DIFFUSION PROCESSES AND INTERFACE ELECTRON SCATTERING IN MULTILAYERED METAL FILMS (REVIEW)

I.M. Pazukha, S.I. Protsenko, I.Yu. Protsenko, N.I. Shumakova, I.V. Cheshko
Sumy State University, R.-Korsakov str., 2, Sumy, 40007

E. Majkova,

Institute of Physic of The Slovak Academy of Sciences, Dubravska str., 9, Bratislava, 84511

A.I. Saltykova

Sumy State Pedagogical University, Romens'ka str., 87, Sumy, 40002

The analysis of literary data about a modern state of a problem of the interface electron scattering and resistance of the interface in multilayered film systems is lead. Results of researches of diffusion processes by methods SIMS and AES in film systems Au/Co and Fe/Cu are presented. On the basis of electron-microscopic researches was make conclusion about formation in thin films systems Au/Co, Ag/Co and Fe/Cu of solid solutions (Au-Co) and (Ag-Co) with elements of granular state and a pseudo-alloy (Fe-Cu).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Enhanced magnetoresistance of ultrathin (Au/Co)_n multilayers with perpendicular anisotropy / E. Velu, C. Dupas, D. Renard et al. // Phys.Rev.B. - 1988. - V.37, №1. - P.668 - 671.
2. 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.
3. Zalar A., Ponijan P. AES depth profiling of a new type of multilayer structure composed of Cr/Ni layers of various thicknesses // Thin Solid Films. - 1989. -V181. - P.277 - 289.
4. Lucinski T., Chrzumnicka K., Szymanski B., Stobiecki F. Spontaneous formation of amorphous phase at Ni/Zr interface // J.Mag.Magn.Mater. -1995. - P.595 - 596.
5. Magnetoresistance and Hall effect in epitaxial Co/Au superlattices /W.Vavra, C.H. Lee, F.J. Lamelas et al. //Phys.Rev.B.-1990.-V.42,№7.-P.4889-4892.
6. Смещение границ растворимости в высокодисперсных системах /С.П. Чижик, Н.Т. Гладких, Л.К. Григорьева и др. // Металлы. - 1985. - №2. -С.175 - 178.
7. Волошко С.М., Сидоренко С.И. Макеева И.Н. Исследование взаимной диффузии в тонкопленочной системе Cr/Cu/Ni/Au методом электронной оже-спектроскопии //Металлофиз. новейшие технол. -1994. - Т.16, №10. - С.61 - 68.

8. Resistivity of Ti/Al multilayered thin films/ R. Banerjee, R. Ahuja, S.Swaminathan et al. // *Thin Solid Films*. - 1995. - V.269. - P.29 - 35.
9. Carsia P.F., Suna A. Properties of Pd/Au thin films layered structures // *J.Appl.Phys.* - 1983. - V.54, №4. - P.2000 - 2005.
10. Conductance and giant magnetoconductance of Co/Cu/Co spin valves: Experimental and theory /W.H.Butler, X.-G. Zang, T.C. Schulthess et al. // *Phys.Rev.B*. - 1997. - V.56, №22. - P.14574 - 14582.
11. Electrical property on Cu thin film with Cr under-layer /H.Nakai, K.Fudaba, K.Shinzawa et al. // *Thin Solid Films*. - 1998. - V.317. - P.202 - 205.
12. Zang S., Levy P.M. Interplay of the specular and diffuse scattering at interface of magnetic multilayers // *Phys.Rev.B*. - 1998. - V.57, №9. - P.5336 - 5339.
13. Bailey W.E., Wang S.X., Tsymbal E.Yu. Electronic scattering from Co/Cu interfaces: In situ measurement and comparison with theory // *Phys.Rev.B*. - 2000. - V.61, №2. - P.1330 - 1335.
14. Shprio A., Levy P.M. Resistance across at interface, and that measured far from it // *Phys.Rev.B*. - 2000. - V.63. - P.014419-1 - 014419-6; Qi Y.-N., Zang S. Crossover from diffusive to ballistic transport properties in magnetic multilayers // *Phys.Rev.B*. - 2002. - V.66. - P.214407-1 - 214407-8.
15. Thickness dependent electrical resistivity of ultrathin (<40 nm) Cu films /H.-D. Liu, Y.-P. Zhao, G. Ramanath et al. // *Thin Solid Films*. - 2001. - V.384. -P151 - 156.
16. Осипов В.В., Самохвалов А.А. Гигантские фномалии электропроводности в интерфейсе CuO/Cu // *ФММ*.-2000. - Т.89, №5. - С.41 - 46.
17. Вплив розсіювання електронів на міжфазній межі на величину коефіцієнта тензочутливості металевих плівок /Є.О. Забіла, Л.В. Однодворець, С.І. Проценко та ін. // *Вісник СумДУ. Серія. Фізика, математика, механіка*. - 2003. - №8(54). - С.71-78.
18. Дехтярук Л.В., Колесниченко Ю.А. Влияние взаимной диффузии на электропроводность двухслойных металлических пленок // *ФММ*. - 1993. - Т.75, Вып.21. - С.21-30.
19. Ab initio calculations of magnetotransport for magnetic multilayers /C. Blaas, P. Weinberger, L. Szunyogh et al. // *Phys.Rev.B*. - 1999. - V.60, №1. - P.492-501.
20. Theoretical evaluation of magnetotransport properties in Co/Cu/Co-based spin valves /C. Blaas, L. Szunyogh, P. Weinberger et al. // *Phys.Rev.B*. - 2002. - V.65. - P.134427-1 - 134427-8.
21. Уивер К. Диффузия в металлических пленках -Москва: Мир, 1973. - Том VI. Физика тонких пленок. - С.334-388.
22. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции. - Москва: Мир, 1982. - 576 с.
23. Каур И., Густ В. Диффузия по границам зерен и фаз. - Москва: Машиностроение, 1991. - 448 с.
24. Скороход В.В., Уварова І.В., Рагуля А.В. Фізико-хімічна кінетика в наноструктурних системах.-Київ: Академперіодика, 2001. - 179 с.
25. Сидоренко С.И. Диффузионное формирование структуры и физических свойств металлических вакуумных конденсатов сложного состава: Автореф. дис... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07/ИПМ.-Киев, 1987. - 48 с.
26. Волошко С.М. Термоіндукований масоперенос у поверхневих шарах та межах поділу плоскочарових ситсем на основі перехідних металів: Автореф. дис... д-ра физ.-мат. наук: 01.04.07/Інститут хімії поверхні НАН України.-Киев, 1998. - 29 с.
27. Проценко І.Ю., Чешко І.В., Яворский Я. Явище гігантського магнітоопору в багаточарових плівкових системах (огляд) // *Вісник СумДУ. Серія. Фізика, математика, механіка*. - 2004. - №10(69). - С.65-81.
28. Шпетний І.О. Формування структури і електрофізичних властивостей плівок на основі V, Cr, Co і Ni при фазоутворенні та взаємній дифузії: Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07/Сумський державний університет. - Суми, 2004. - 18с.
29. Васильев М.А., Прокопенко Г.И., Ткачук А.А. Определение параметров диффузии Ti в Al: тонкопленочная система Ti/Al // *Металлофиз. новейшие технол.* - 2002. - Т.24, №1. - С.53-60.
30. 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.
31. Analytical electron microscopy and Auger electron spectroscopy study of low-temperature diffusion in multilayer chromium-copper-nickel-gold thin films /M.I. Danylenko, M.Watanable, C.Li et al. // *Thin Solid Films*. - 2003. - V.444. - P.75 - 84.
32. Luby S., Majkova E. Tailoring of multilayer interfaces by pulsed laser irradiation // *Appl. Sur.Sci.* - 2005. - V.248. - P.316 - 322.
33. Авдеев В.М., Васильев М.А., Погорелов Е.А. Особенности оже-исследований ультратонких периодических металлических пленочных структур // *Металлофиз. новейшие технол.* - 2006.-Т.28, №2.- С.193-200.
34. Дифузійні процеси в нанокристалічних двошарових плівкових системах на основі металів /В.В. Бібик, Т.М. Гричановська, М. Маршалек та ін. // *Металлофиз. новейшие технол.* - 2006. - Т.28, №6. - С.707 - 715.
35. Дивинський С.В., Захаров С.М., Шматько О.А. Зернограничная диффузия и сегрегация в спеченных нанокристаллических материалах с иерархической структурой // *Успехи физики металлов*. - 2006. -Т.7, №1. - С.1 - 39.

36. Layered magnetic structures: antiferromagnetic type interlayer coupling and magnetoresistance due to anparallel alignment /P.Grunberg, J.Barnas, F. Saurenbach et al. // J.Mag.Magn.Mater. - 1993. - P.58 - 66.
37. The growth of metastable bcc Cu(001) and lattice expanded Pd(001) and magnetic coupling in Fe/Cu/Fe /B.Heinrich, Z. Celinski, K. Myrtle et al. // J.Mag.Magn.Mater. - 1991. - P.75 - 79.
38. Epitaxy of Fe/Cu/Si(111) ultrathin films: an Auger electron diffraction study /P.Castrucci, R. Gunnella, R. Bernardini et al. // Surf.Sci. - 2001. - V.482 - 485. - P.916 - 921.
39. Yan H.F., Li Z.C., Liu B.X. Role of interface in forming non-equilibrium hcp phase by ion maxing in an immiscible Au-Co system // J.Phys.D.: Appl.Phys. - 2003. - V.36, №6. - P.615 - 619.
40. Kief M.T., Egelhoff W.F., Jr. Growth and structure of Fe and Co thin films on Cu(111), Cu(100), and Cu(110): A comprehensive study of metastable film growth // Phys.Rev.B. - 1993. - V.47, №16. - P.10785 - 10812.
41. Грановський А.Б., Ведяев А.В., Кальцов А.В. Анизотропія гігантського магнітосопротивлення в магнітних многослойних структурах і гранульованих плівках // ФТТ. - 1995. - Т.37, №2. - С.337-343.
42. Дедух Л.М., Матвеев В.Н., Никитенко В.И. Особенности поведения доменной структуры, обусловленные дисперсией магнитной анизотропии в сверхрешотке Co/Ag // Письма в ЖЭТФ. - 2000. - Т.71, Вып.10, - С.625-630.
43. Температурная зависимость ионно-лучевого перемешивания в многослойных периодических покрытиях Mo/Si /А.В. Пеньков, Д.Л. Воронов, Е.Н. Зубарев и др. // Металлофиз. новейшие технол. - 2006.-Т.28, №2. - С.183-192.
44. Nanoometer-scale period Sc/Cr multilayer mirrors and their thermal stability /E.Majkova, Y.Chushkin, M.Jergel et al. // Thin Solid Films. - 2006. - V.497. - P.115 - 120.
45. Бугаев Е.А. Формування, структура і термічне руйнування багатопарових плівкових систем Ni/C, Cr/C, Cr3C2/C, CrB2/C TiC/C: Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07/Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна. - Харків, 2000.- 17 с.
46. Пеньков О.В. Міжшарове перемішування в багатопарових нанорозмірних покриттів на основі молібдену та кремнію при опроміненні іонами гелію та нагріві: Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07/Інститут електрофізики і радіаційних технологій НАН України. - Харків, 2006.- 21 с.
47. Жилияков Д.Г. Структурные и субструктурные превращения при ориентированной кристаллизации аморфных пленок в гетеросистемах Cu/Ni, Cu/Pd, Ni/Pd: Автореф. дис... канд. физ.-мат. наук: 01.04.07/Воронежский государственный технический университет. - Воронеж, 2005.- 17 с.
48. Longbrake R.L., Brient S.J. The characterization of annealing in thin metal films using the Mayadas-Shatzkes theory // Thin Solid Films. - 1977. - V.43. - P.343 - 348.
49. Исследование фазовых превращений в тонких пленках кобальта /И.Е. Проценко, М.Д. Смолин, В.Г. Щамоны и др. // Металлы. - 1985. - №2. - С.171 - 174.
50. Фазообразование и электрофизические свойства двух- и трехслойных пленок на основе переходных и благородных металлов /В.В. Бибик, Т.М. Гричановская, Л.В. Однодворец и др. // Материалы 18-го Международного симпозиума "Тонкие пленки в оптике и наноэлектронике". - Харьков: ХФТИ, 2006. -С. 134 - 145.
51. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. Приложения. - М.: Металлургия, 1970.- 107 с.
52. Kitada M. Magnetoresistance and microstructure of sputtered (Au-Co) thin films //J.Magn. Magn. Mat. - 2000. - V.208 - P.244 - 250.
53. Диаграммы состояния двойных металлических систем / Под ред. Н.П. Лякишева. - М.: Машиностроение, 1997. - Т.2 - С.240 - 243.
54. PIXE and RBS analysis of Fe-Cu pseudoalloy / С.Оprea, А.Р.Кobzev, М.Сodescu et al. //ION 2006. - Kazimierz Dolny. - P. 115; Исследование гранулированных электроосажденных FeCu - пленок /В.М. Федосюк, Д.И. Вильямс, Х.И. Блайт и др. //Металлофиз. Новейшие технол. - 1996. - Т.18, №11. - С. 17.
55. Кинетика механического сплавления в несмешивающихся системах Cu50Cr50 / В.В. Чернышов, С.Д. Калоскин, В.Н. Сердюков и др. // ФММ. - 2004. - Т. 97, №4. - С. 71 - 78.
56. Проценко С.І. Вплив температурної і деформаційної залежності параметрів електроперенесення на електрофізичні властивості багатопарових плівок на основі Cr, Cu і Sc(Co): Автореф. дис... кандидата фіз.-мат. наук: 01.04.07 // Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна.-Харків,2004. - 21 с.
57. Дехтярук Л.В., Пазуха І.М., Проценко І.Ю. Методика оцінки внеску інтерфейсного розсіяння на межі поділу шарів у величину питомого опору і термічного коефіцієнта опору плівок // УФЖ. - 2006. - Т.51, №7. - С.729 - 731.
58. Однодворец Л.В., Проценко С.И., Салтыкова А.И. Электрофизические свойства двухслойных пленок Cu/Cr в условиях взаимной диффузии атомов // Металлофиз. новейшие технол. - 1999. - Т.21, №8. - С. 71 - 74.
59. Protsenko I., Cheshko I., Javorsky Ja. Solid solution formation in Cu/Co ultrathin film systems // Functional Materials. - 2006. - V.13, №2. - P.219 - 222.

Надійшла до редакції 3 листопада 2006 р.