

Сумський державний університет

На правах рукопису

Чешко Ірина Володимирівна

УДК 621.793.8

**ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТАХ НА
ОСНОВІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ Co/Cu(Ag, Au) ІЗ СПІН-ЗАЛЕЖНИМ
РОЗСПЮВАННЯМ ЕЛЕКТРОНІВ**

01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем

ДИСЕРТАЦІЯ

на здобуття наукового ступеня

кандидата фізико-математичних наук

Науковий керівник

Проценко Іван Юхимович,

заслужений діяч науки і техніки

України, професор, доктор фізико-

математичних наук

Суми - 2009

ЗМІСТ

	стор.
ВСТУП	5
РОЗДІЛ 1 Фізичні властивості плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів (літературний огляд)	11
1.1. Спостереження явища гігантського магнітного опору у плівкових системах на основі Co і Cu, Ag або Au.....	11
1.2. Дифузійні процеси і фазоутворення у мультишарах із спін-залежним розсіюванням електронів.....	18
1.2.1. Дифузійні процеси в мультишарах на основі Co/Cu, Co/Ag та Co/Au. Проблема стабільності інтерфейсу.....	18
1.2.2. Фазоутворення в гранульованих сплавах із спін-залежним розсіюванням електронів.....	22
1.3. Застосування плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів у мікроприладобудуванні.....	25
1.3.1. Спін-клапанні структури як функціональні елементи спінтроніки.....	25
1.3.2. Надчутливі ГМО-датчики.....	28
Висновки до Розділу 1.....	31
РОЗДІЛ 2 Методика і техніка експерименту	32
2.1. Прилади і методи отримання плівкових зразків на основі Co і Cu, Ag або Au.....	33
2.2. Методи дослідження кристалічної структури, фазового складу і дифузійних процесів.....	37
2.2.1. Електронно-оптичні методи.....	37
2.2.2. Рентгенографічні дослідження кристалічної структури.....	39
2.2.3. Метод еліпсометрії.....	40
2.2.4. Дослідження дифузійних процесів.....	42
2.3. Обладнання для дослідження характеристик електроперенесення плівкових зразків.....	44

Висновки до Розділу 2	47
РОЗДІЛ 3 Процеси фазоутворення в функціональних елементах мікроприладів на основі плівкових систем Co/Cu, Co/Ag та Co/Au.....	49
3.1. Фазоутворення та особливості кристалічної структури в модельних двошарових плівкових системах на основі Co/(Cu, Ag, Au).....	49
3.1.1. Одношарові плівки.....	49
3.1.2. Плівкова система на основі Co і Cu.....	55
3.1.3. Плівкова система на основі Co і Ag.....	61
3.1.4. Плівкова система на основі Co і Au.....	66
3.2. Дифузійні процеси у плівкових системах.....	69
3.3. Формування спін-клапанних структур.....	74
3.2.1. Формування функціонального елемента спін-клапанних структур	74
3.2.2. Кристалічна структура і процеси фазоутворення в спін-клапанних структурах.....	76
3.4. Обговорення і узагальнення результатів вивчення фазоутворення у приладових системах на основі Co і Cu, Ag та Au.....	81
Висновки до Розділу 3	90
РОЗДІЛ 4 Процеси електроперенесення в плівкових системах на основі Co і Cu, Ag та Au.....	91
4.1. Експериментальні дослідження процесів електроперенесення в плівкових системах на основі Co і Cu, Ag та Au.....	91
4.1.1. Провідність і термічний коефіцієнт опору.....	91
4.1.2. Магнітотранспортні і магнітооптичні властивості.....	102
4.1.2. Коефіцієнт тензочутливості.....	112
4.2. Теоретичні моделі.....	118
4.2.1. Елементи теорії провідності двошарових полікристалічних металевих плівок при взаємній дифузії атомів.....	121
4.2.2. Феноменологічна модель проміжного шару твердого розчину	

біля інтерфейсу.....	124
4.2.3. Феноменологічна модель плівкових гранульованих сплавів.....	129
Висновки до Розділу 4	137
ВИСНОВКИ	168
ПРИМІТКИ	141
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	142

ВСТУП

Актуальність теми. Тонкоплівкові матеріали зі спін-залежним розсіюванням електронів широко застосовуються в сучасній електроніці та сенсорному приладобудуванні до [1,2] і особливо після відкриття явища гігантського магнітоопору (ГМО) [3-5]. На базі таких приладових матеріалів створюються сучасні елементи електроніки, які до недавнього часу вважались цікавими лабораторними виробами. Сьогодні матеріали з ГМО успішно впроваджені у виробництво накопичувачів інформації великої ємності, вимірювачів малих та великих електричних струмів, магнітовимірювачів, діагностичних приладів. Особливо перспективним використання таких матеріалів при створенні накопичувачів великої ємності. Відносна простота виготовлення структур із спін-залежним розсіюванням електронів та широкий спектр можливостей їх застосування пояснює зацікавленість до експериментального і теоретичного дослідження фізичних процесів в даних приладових плівкових структурах. Як показують чисельні експериментальні результати з дослідження ГМО [5-13], актуальним залишається вивчення структурного і фазового стану плівок із спін-залежним розсіюванням електронів, особливостей дифузії та стабільності інтерфейсу між шарами або окремими фазами в них. Особливо важливим лишається вирішення питання стабільності корисних характеристик в часі чи під дією різних фізичних полів. Дослідження цих аспектів дозволяє вирішити багато проблем, таких як енергозбереження, збільшення щільності логічних елементів, створення принципово нових електронних компонентів, збільшення швидкості обробки даних.

Наведені вище факти вказують на актуальність теми даної роботи та доцільність вивчення фізичних процесів в модельних дво- та багат шарових плівкових системах зі спін-залежним розсіюванням електронів на основі Co і Cu, Ag та Au, які використовуються в функціональних елементах мікроприладів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Робота виконувалася у відповідності до держбюджетних тем №0103U000773 „Вплив статичної деформації і температури на електрофізичні властивості багатошарових плівкових систем” (2003–2005 рр.) та №0106U001942 „Формування кристалічної структури і електрофізичних властивостей плівкових матеріалів на основі багатошарових металевих наносистем” (2006-2008 рр.), спільного проекту науково-технічного співробітництва №М/148-2006 „Дифузійні процеси і стабільність інтерфейсів в металевих багатошарових системах” (2006-2007 рр.) та №М/38-2008 „Формування кристалічної структури і фізичних властивостей багатошарових плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів” (2008-2009 рр.) між Сумським держуніверситетом і Інститутом фізики САН (м. Братислава, Словаччина).

Дисертантка приймала участь у виконанні зазначених НДР як виконавець наукових досліджень та при підготовці проміжних і заключних звітів.

Мета і задачі досліджень. Мета дисертаційної роботи полягала у проведенні комплексних експериментальних і теоретичних досліджень особливостей структурно-фазового стану, дифузійних процесів, електрофізичних, магнітотранспортних і магнітооптичних властивостей функціональних елементів мікроприладів у вигляді спін-клапанної структури на основі Au, Co, Cu і Cr або багатошарових плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів на основі Co і Cu, Ag та Au.

Відповідно до мети роботи були розв'язані такі задачі:

- вивчені фазові перетворення і умови стабілізації твердих розчинів (т.р.) (Cu, Co) та (Au, Co) з елементами гранульованого стану в спін-вентельній структурі та встановлена кореляція між її структурно-фазовим станом і оптичними характеристиками, отриманими методом еліпсометрії;
- встановлено взаємозв'язок між особливостями структурно-фазового стану приладових структур у вигляді багатошарових плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів та їх магнітоопором (МО) і магнітооптичним ефектом Керра (МОКЕ);

- вивчені електрофізичні властивості, таких як термічний коефіцієнт опору (ТКО) і коефіцієнт тензочутливості (КТ) багат шарових плівкових систем як чутливих елементів термо- і тензодатчиків;
- здійснена апробація запропонованих теоретичних моделей і прогнозування на їх основі величин ТКО і КТ.

Об'єкт дослідження: фізичні процеси в спін-клапанних структурах і багат шарових плівкових системах.

Предмет дослідження: фазоутворення, дифузійні процеси, електрофізичні, магніторезистивні та магнітооптичні властивості спін-клапанних структур і багат шарових плівкових систем на основі Co і Cu, Ag та Au.

Методи дослідження: вакуумна пошарова конденсація металів, електронна мікроскопія і електроннографія, рентгенографія (у тому числі малокутова), вторинно-іонна мас-спектрометрія, еліпсометрія, резистивний метод при термовідпалюванні зразків у високому вакуумі, вимірювання повздовжнього магнітооптичного ефекту Керра, чотириточковий метод вимірювання магнітоопору, чисельний розрахунок та комп'ютерне моделювання термо- і тензорезистивних властивостей плівкових систем.

Наукова новизна отриманих результатів. Проведення в роботі комплексні експериментальних і теоретичні дослідження фізичних процесів у спін-клапанних структурах та багат шарових плівкових системах у вигляді гранульованих сплавів дозволили отримати такі нові результати:

1. Уперше запропонована методика виготовлення функціонального елементу спін-клапанної структури у вигляді багат шарової плівкової системи, яка полягає в пошаровій конденсації нанорозмірних шарів Au, Co, Cu і Cr із відповідною послідовністю температурної обробки у процесі осадження.
2. Уперше встановлені умови формування гранульованих метастабільних ГЦК т.р. (Cu, Co), (Ag, Co) та (Au, Co) при пошаровій конденсації і термообробці відповідних дво- чи багат шарових плівкових систем, в яких реалізується спін-залежне розсіювання електронів і термостійки магнітні властивості.

3. Уперше проведені дослідження магнітооптичних властивостей гранульованих т.р. і встановлена кореляція між величиною МОКЕ і структурно-фазовим станом функціональних елементів у вигляді спін-клапанної структури та датчика ГМО.

4. Запропоновані феноменологічні моделі для ТКО і КТ двошарових плівкових систем із проміжним шаром т.р. біля інтерфейсу та шаруватих плівкових систем на основі гранульованих сплавів та здійснена їх апробація.

5. Здійснено комп'ютерне моделювання термо- і тензорезистивних властивостей двошарових плівкових систем із проміжним шаром т.р. біля інтерфейсу на прикладі плівок Cu/Co і Ag/Co та Au/Co.

Практичне значення отриманих результатів. Наукові результати, отримані у ході виконання дисертаційної роботи, зокрема запропонована методика виготовлення спін-клапанних структур, мають важливе практичне значення для створення стійких до дії різних фізичних полів функціональних елементів на основі матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів, термо- і тензодатчиків на основі багатошарових плівкових систем. Одержані результати можуть бути використані при отриманні плівкових сплавів у вигляді гранульованих т.р. методом пошарової конденсації. Запропоновані теоретичні моделі дають можливість прогнозувати електрофізичні властивості плівкових матеріалів.

Фундаментальне значення отриманих результатів полягає у подальшому розвитку знань про фазоутворення, дифузійні процеси в чутливих елементах датчиків на основі багатошарових плівкових матеріалів та про магнітооптичні властивості спін-клапанних структур.

Особистий внесок здобувача полягає у самостійному пошуку та аналізі літературних джерел, проведенні технологічних і фізичних досліджень. Автор особисто отримувала зразки, проводила вимірювання, обробку та інтерпретацію отриманих результатів, здійснювала комп'ютерні розрахунки і моделювання. Самостійно проводила електроннографічні, електронно-мікроскопічні дослідження. При консультаціях д-ра наук Є. Майкової та д-ра

наук М. Ергела (Інститут фізики САН, м. Братислава) автором були проведені еліпсометричні і рентгенографічні дослідження та вимірювання магнітооптичного ефекту Керра. Постановку задач досліджень і узагальнення результатів зроблено спільно з науковим керівником д-ром фіз.-мат. наук, проф. І.Ю. Проценком. Спільно з к. ф.-м. н., доц. А.І. Салтиковою (Сумський державний педагогічний університет) були проведені дослідження методом вторинно-іонної мас-спектрометрії.

Особисто автором підготовлено три статті [131,135, 151] та 9 тез доповідей [130,134,148,150,156,168, 170,174,175]. Матеріали робіт [132,133,140, 141, 149, 153,155,166,164,167] обговорювалися разом із співавторами.

Апробація результатів дисертації. Основні наукові та практичні результати роботи оприлюднені і обговорені на наступних конференціях: X та XI Міжнародних конференціях „Фізика і технологія тонких плівок” (Івано-Франківськ, 2005, 2007 рр.); на Харківських наукових Асамблеях (Харків, 2006, 2007, 2008 рр.); на Всеукраїнських конференціях „ЕВРИКА” (Львів, 2004, 2005, 2007 рр.), на Міжнародній конференції МЕТІТ (Кременчук, 2004 р.); на Міжнародній конференції «Современные проблемы физики металлов» (Київ, 2008 р.); на XLI та XLII Zakopane School of Physics International Symposium (Закопане, Польща, 2007, 2008 рр.); на Міжнародній конференції «Фізика, технічні науки: стан, досягнення і перспективи» (Полтава, 2008); XXI Congress and General Assembly of the International Union of Crystallography (Осака, Японія, 2008), Всеукраїнській конференції молодих вчених «Сучасне матеріалознавство: матеріали та технології» (Київ, 2008 р.), Науково-технічних конференціях фізико-технічного факультету Сумського держуніверситету (Суми, 2004, 2005, 2006, 2007, 2008 рр.).

Публікації. Результати дисертації опубліковані у 23 публікаціях [130-134, 140, 141, 148-153, 155, 156, 164-168, 170, 174, 175], основними з них є 18 робіт [130-134, 140, 141, 152, 153, 156, 164-168, 174, 175], серед них: 5 статей [131, 133, 151, 165, 166] опубліковані у фахових наукових журналах, 1 наукове видання [141], 3 статті [132, 135, 149] опубліковані у нефархових виданнях, та 9

тез доповідей [130, 134, 150, 155, 156, 164, 167, 168, 175]. Назви основних публікацій наведені у списку опублікованих праць.

Структура і зміст роботи. Робота складається із вступу, чотирирьох розділів, загальних висновків та списку використаних джерел із 175 найменувань. Дисертацію викладено на 159 сторінках друкованого тексту, вона містить 64 рисунків і 14 таблиць.

РОЗДІЛ 1

ФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТАХ НА ОСНОВІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ ІЗ СПІН-ЗАЛЕЖНИМ РОЗСПЮВАННЯМ ЕЛЕКТРОНІВ (літературний огляд)

1.1. Спостереження явища гігантського магнітоопору у плівкових системах на основі Co і Cu, Ag або Au

У деяких роботах ще у 1980 роках йшла мова про спостереження незвично великого магнітоопору в багатошарових плівкових системах на основі Co і Cu та Co і Ag (див., наприклад, [1-2]). Але лише з відкриттям в мультишарах на основі Fe і Cr явища ГМО у 1988 році групою вчених під керівництвом А. Ферта [3] зріс інтерес до цієї системи та подібних їй систем на основі Co і Cu, Ag або Au. Перше повідомлення про спостереження ГМО в мультишарах Co/Cu з'явилося після відкриття А.Ферта [4]. На рис. 1.1, взятому з роботи [5], приведено ГМО на прикладі мультишарів Co/Cu. Пізніше стали з'являтися роботи де в якості немагнітного прошарку використовували такі матеріали як Ag [6-7], Au [8-10] та Cr [11] та інші.

В серії робіт А. Ферта та інш. [12-13], А. Барталемью та інш. [5, 14-15], А. ван Альфена та інш. [7, 16] повідомляється про результати дослідження ГМО в мультишарах на основі Co/Cu і Co/Ag. Крім спостереження ефекту ГМО вчені спостерігали інші закономірності. Зокрема, одразу у декількох роботах [12, 16-17] представлені великі осциляції значення ГМО в залежності від товщини немагнітного прошарку (рис. 1.2, взятий з роботи [17]). Автори [8, 18-19] доходять висновку, що причина цього явища пов'язана із утворенням змішаного магнітного стану (ферромагнітний + антиферромагнітний) окремих шарів Co. Наступним етапом було відкриття у 1991 році ГМО [20-25] у так званих гранульованих сплавах, що представляють собою немагнітну матрицю з вкрапленням магнітних гранул. На рис. 1.3 представлено залежність величини ГМО у гранульованому сплаві на основі Co і Ag від температури

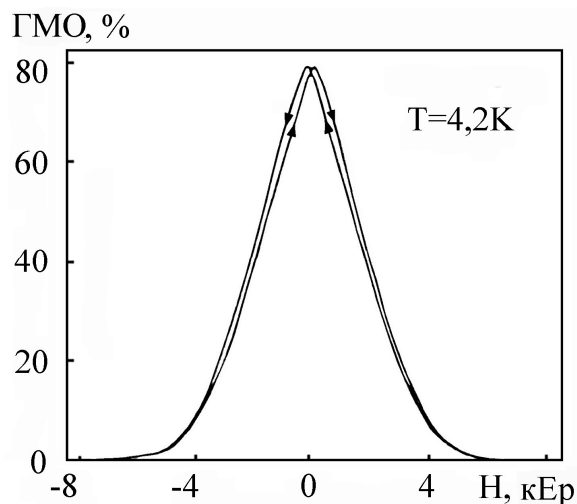


Рис.1.1. ГМО в плівковому мультишарі Co/Cu [5]

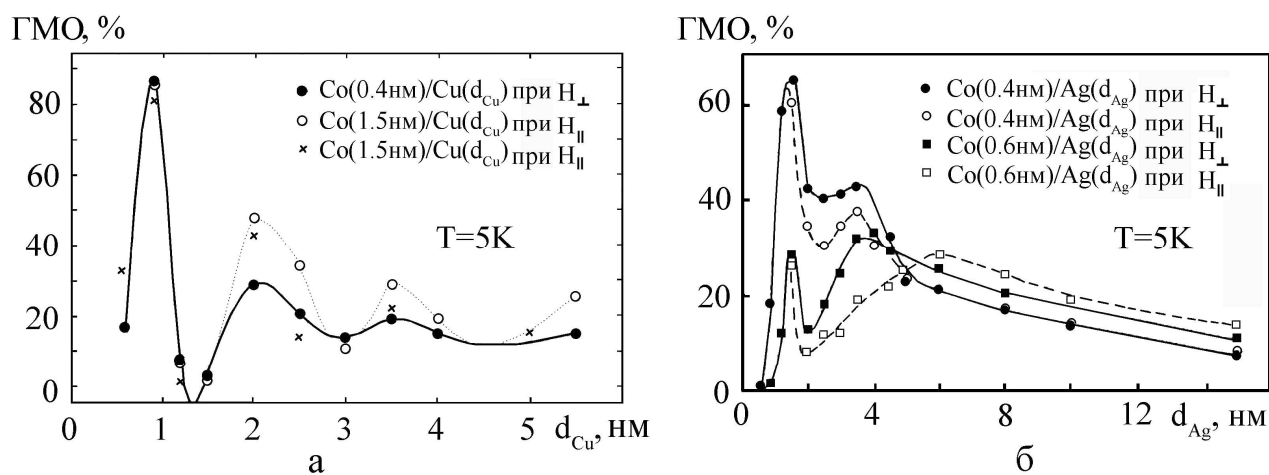


Рис.1.2. Залежність величини ГМО у мультишарах Co/Cu (а) та Co/Ag (б) від товщини неферромагнітного шару (H_{\parallel} , H_{\perp} – повздовжній і перпендикулярний напрямок магнітного поля) [17]

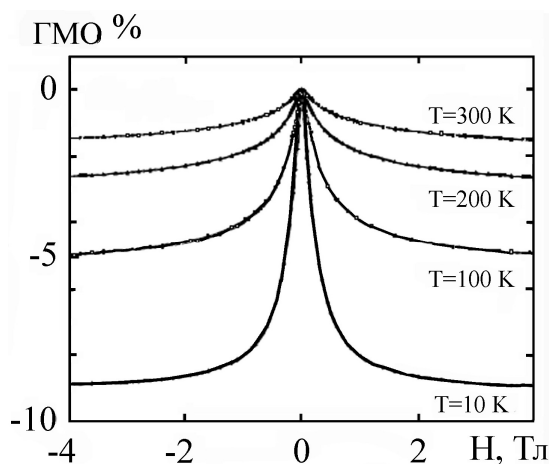


Рис.1.3. ГМО в гранульованому сплаві на основі Co і Ag в залежності від температури вимірювання [26]

вимірювання [26]. ГМО, величина якого змінюється в широких межах, спостерігався в ряді сплавів на основі Co і Cu, NiFe і Ag, CoFe і Ag [22]. Але слід відмітити, що саме гранульовані сплави на основі срібла демонструють найбільші значення магнітоопору серед цього класу матеріалів. Так в серії робіт А.Ферта та ін. [12] та С. Занга та ін. [27-29], присвячених вивченню гранульованих сплавів на основі Ag і Co значення ГМО сягає 10 – 17 % при кімнатній температурі, згідно даних робіт [6, 30], - 18 % при температурі 4,2 К та 16 % [31] при температурі 10 К. У роботі [32] вивчена залежність величини ГМО в епітаксійних гранулярних плівкових сплавах на основі Co і Ag від концентрації атомів Co в матриці Ag, яка оцінювалась на основі величини міжплощинної відстані лінії (111) Ag, що вимірювалась рентгенівським методом. Максимум ГМО спостерігається при концентрації 45 ат.% Co при всіх трьох температурах підкладки $T_{\text{п}} \cong 270, 570$ і 720 К, але найбільше значення ГМО (13%) відповідає $T_{\text{п}} \cong 270$ К. Згідно [33], в гранульованих плівках на основі Co та Ag товщиною 150 нм максимальна величина ГМО=19,5% досягається у відпалених при $T_{\text{в}} \cong 470 - 520$ К плівках, отриманих при $T_{\text{п}} \cong 370$ або 470 К. При $T_{\text{п}} \cong 300$ К величина ГМО складає приблизно 13,5%. Автори [33] роблять висновок про оптимальні умови спостереження ГМО: $T_{\text{п}} \cong 370$ К, середній розмір гранул $r = 1,77 \pm 0,40$ нм, концентрація 37 ат.% Co.

Все ж основним об'єктом дослідження на предмет спостереження ГМО залишаються мультишари на основі Co/Cu. У роботі [34] проведено дослідження ГМО у мультишарах Co/Cu/Co з діелектричними шарами NiO Ni(10)/NM2/F2/NM1/F1/NiO(50 нм)/П, де NM1 = Cu(2 нм), NM2 = Cu(1,2 нм), F1 = Co(2 нм), F2 = Co(4 нм), П – підкладка. Величина ГМО досягає величини 25% ($T = 10\text{К}$) або 15% ($T = 300\text{К}$). Дані результати, а також розмірну залежність ГМО від товщини d_{Co} , автори [34] пояснюють в рамках напівкласичного наближення спінових хвиль, в якому враховується величина коефіцієнта дзеркальності на межі ізолятор/метал.

Помітним ГМО ефектом, поряд із плівками на основі Cu/Co та Ag/Co, відрізняються мультишари [8-10, 35-38] та гранульовані сплави [39-42] на основі

системи Au/Co. При кімнатних температурах мультишари Au/Co демонструють значення ГМО 17 - 14 % [38], а при переході до сплаву Au_xCo_{x-1} відносна зміна опору сягає значень 3 - 4 % [40].

Аналіз накопичених експериментальних даних вказує на те, що умовою спостереження ГМО є розподілений магнітний компонент немагнітним, що має високу провідність. А сам ефект обумовлений спін-залежним переносом електричних зарядів. Особливості цього механізму електроперенесення такі:

- завдяки наявності у феромагнетиках великих молекулярних обмінних полів ($H_m \sim 10^9$ Ер) [43] виникає сильна спінова поляризація носіїв заряду, в результаті чого перенесення електричного струму здійснюється неоднаковою кількістю електронів з різними спіновими станами;
- в однорідно намагніченому феромагнетичу густину струму можна розділити на дві неоднакові за величиною складові j^+ і j^- , які спрямовані за або проти вектора намагніченості \vec{M} , це спричиняє появу двох спінових каналів електропровідності з питомими провідностями S^+ і S^- ;
- завдяки спіновій залежності концентрації носіїв та ймовірності їх розсіювання питомі опори r^+ і r^- для двох спінових каналів будуть відрізнятися:

$$r^\pm = 2r/(1 \pm u), \quad (1.1)$$

де u – 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 феромагнетичу у немагнітний матеріал має подолати енергетичний бар'єр, який залежить від спінового стану електрона. Залежно від знаку обмінної взаємодії, між локалізованими та рухомими спінами, для електронів із спіном, паралельним вектору \vec{M} , бар'єр може бути вищим або нижчим на величину $\mu_B H_m$ у порівнянні із електроном з спіновим станом антипаралельним вектору \vec{M} . Цей ефект можна

врахувати, якщо вважати, що опір металу поблизу F/N межі є спін-залежним, тобто:

$$r_{FN}^{\pm} = 2r_{FN} / (1 \pm g), \quad (1.2)$$

де g – коефіцієнт, який залежить від різниці потенціальних бар'єрів для електронів з двома спіновими станами, а також від товщини та розмитості інтерфейсного шару, у якого питомий опір r_{FN} .

Теоретичні уявлення про природу ГМО спираються на спін-залежний механізм розсіювання електронів, що визначається випадковими обмінними і атомними потенціалами на межі поділу. В той же час, ГМО гранульованих сплавів визначається розсіюванням електронів поблизу магнітних зерен.

Якісну мікроскопічну теорію ГМО, яка базується на формалізмі Кубо [44] або двострумової моделі для мультишарів і гранульованих сплавів, запропоновано в [45]. Найбільш проста кількісна модель ГМО є двострумова або резистивна модель. При умові, що струм протікає перпендикулярно інтерфейсам (СПП-геометрія), зміну опору можна визначити, виходячи з таких міркувань. При малих релаксаціях спіна та спін-залежного розсіювання провідність зразка можна наближено представити як суму провідностей двох спінових каналів з опорами R^+ та R^- , кожний із яких приблизно дорівнює сумі опорів трьох послідовно з'єднаних опорів. Два із цих опорів відповідають ферромагнетикам (R_1^+ , R_2^+ та R_1^- , R_2^-), а третій неферромагнітному металу (R_N). Згідно моделі ГМО при зміні намагніченості одного із магнітних шарів дорівнює:

$$ГМО = \frac{\Delta R}{R} = \frac{(r_F^+ - r_F^-)^2}{(2r_F^+ + cr_N)(2r_F^- + cr_N)}, \quad (1.3)$$

де $c = d_1/d_2$, а d_1 , d_2 – товщини магнітного та немагнітного шару.

При умові $\rho_N \ll \rho_F$ співвідношення (1.3) спрощується до виду:

$$ГМО = \frac{u^2}{1 - u^2} \quad (1.4)$$

Вплив R_N і спінової релаксації призводить до того, що реальна величина ГМО буде меншою $v^2/(1 - v^2)$. Рис. 1.4 ілюструє механізм збільшення опору тришарової плівкової системи магнітний/немагнітний/магнітний шар при зміні паралельної на антипаралельну орієнтацію намагніченості в магнітних шарах під дією зовнішнього магнітного поля та спрощене схематичне зображення резисторної моделі.

У серії робіт Занга та ін. [45-50] розраховується величина питомого опору спінового клапану Co/Cu/Co, виходячи із перших принципів та формули Кубо (такий же підхід був застосований авторами роботи [51]) і метода Коррінга-Кона-Ростокера [52]. Аналіз електронної структури системи Co/Cu/Co проводився 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 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. На основі таких міркувань автори [45-46, 49] розраховували дво- або тривимірні діаграми для нелокалізованої провідності в одиницях τ^{-1} (τ^{-1} - швидкість розсіювання електронів, де τ – час релаксації) в залежності від числа моноатомних шарів Cu та Co. Ці висновки узгоджуються із експериментальними результатами. Більш послідовною теорією ГМО в СПП-геометрії є модель Валета-Ферта, побудована на основі кінетичного рівняння Больцмана. У ній враховується, що функція розподілу електронів за хвильовим вектором (\vec{k}) залежить від квантового спінового числа S . Крім того, вважається, що d_2 – мала величина. Якщо струм протікає у напрямі осі z , то межа поділу, відповідно, буде лежати у площині xy . При зміні намагніченості одного із феромагнетиків електричне поле змінюється на величину $\Delta E(z)$, яка описується формулою:

$$\Delta E(z) = E_0 \frac{u^2}{1 - u^2} \exp\left(\pm \frac{z}{l_s}\right), \quad (1.5)$$

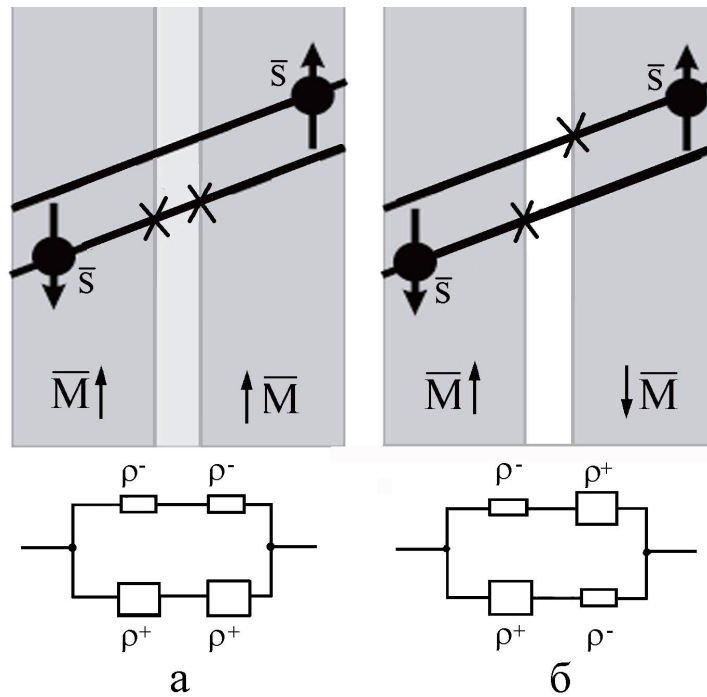


Рис. 1.4. Механізм виникнення ГМО та відповідні схеми згідно резистивної моделі: а – малий опір; б – великий опір

де $E_0 = (1 - \beta^2) \rho_F J$ – електричне поле в структурі, коли вектори намагніченості обох ферромагнетиків спрямовані в один бік;

l_s – довжина когерентності електронних станів спінових підзон.

Ця зміна поля призводить до появи додаткового падіння електричної напруги на величину:

$$\Delta U = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta E dz = 2u^2 r_f l_s J, \quad (1.6)$$

де J – густина струму для виродженого електронного газу або для інтерфейсного опору:

$$\Delta R_{si} = 2u^2 r_f l_s, \quad (1.7)$$

Наявність опору ΔR_{si} пояснюється тим, що накопичення спінів в області межі поділу істотно зменшує різницю між густинами спінових підзон. Завдяки цьому, при переході від антипаралельної до паралельної орієнтації провідність

системи збільшується на величину $\approx v^2$, ГМО також $\approx v^2$. Подібні викладки присутні в роботах К. Бласса [53-54] та інших авторів [55-62].

На сучасному етапі досліджень явища ГМО в плівкових системах на основі Co і Cu, Ag або Au особлива увага приділяється питанню залежності його величини від структури, фазового стану, умов осадження і подальшої обробки [63-76]. Одним з принципово важливих питань залишається вивчення структурно-фазового стану згаданих плівкових систем. Такі дослідження можуть представити нові дані, що підтверджують існуючі теоретичні моделі та розширяють уявлення про явище ГМО.

1.2. Дифузійні процеси і фазоутворення у плівкових матеріалах із спин-залежним розсіюванням електронів

1.2.1. Дифузійні процеси в мультишарах на основі Co/Cu, Co/Ag та Co/Au, проблема стабільності інтерфейсу

Як було показано, на даний момент встановлено, що крім обмінної взаємодії в ефекті ГМО велику роль відіграє інтерфейсний механізм розсіювання. Причому, згідно [77], якість інтерфейсу між феромагнітними і антиферомагнітними шарами має надзвичайно сильний вплив на величину і характер ефективно обмінної взаємодії. Оскільки, інтерфейси мають як маломасштабні флуктуації в межах декількох моношарів біля межі поділу (обумовлені взаємною дифузією атомів), так і крупномасштабні (геометричні) флуктуації рельєфу межі поділу шарів, які отримали назву "шорсткість", то для розуміння механізму обмінної взаємодії необхідно досліджувати як морфологію інтерфейсів, так і процеси перерозподілу зарядів і спінової густини квазічастинок [77]. Слід відмітити також, що геометричні флуктуації впливають і на інші фізичні властивості, зокрема на електропровідність металевих плівок. Крім того, температура підкладки, швидкість конденсації та термодинамічні особливості матеріалу окремих шарів можуть сприяти перемішуванню атомів в області інтерфейсу.

Важливість стабільності структурного стану окремих шарів наглядно показано в роботі [78], в якій проводилося дослідження ефекту ГМО при перехо-

ді мультишару на основі Co/Cu з структурносуцільними шарами до фактично гранульованого сплаву CoCu шляхом зменшення товщини окремих сконденсованих шарів. Так в мультишарах $[\text{Co}(d_{\text{Co}})/\text{Cu}(4d_{\text{Co}})]_{20}$, де товщина d_{Co} складала 2, 3, 4,5 і 12 Å, фіксувалося зменшення відносної зміни провідності при товщині 5 Å з 1,5 % до 0,4 %. Автори робіт [79-80] звертають особливу увагу на вплив на спін-залежного розсіювання електронів на межах зерен в магнітних шарах, що збагачені атомами немагнітного металу, які проридували із сусіднього шару. Автор [81] підкреслює, що величина ГМО, обумовлена зерномежовим розсіюванням і буде залежати від розміру зерна (внутрішній розмірний ефект в ГМО), точно так як в мультишарах від товщини феромагнітних шарів (своєрідний зовнішній розмірний ефект в ГМО). Відомо (див.,наприклад, [80]), що в останньому випадку спостерігається осциляційний ефект в ГМО, хоча автор [81] не відмічає можливості спостереження певного аналогу цього ефекту при збільшенні середнього розміру зерен.

У серії робіт М. Маршалек та ін. [82-84] представлені деякі результати досліджень магніторезистивних властивостей мультишарів (в СПРП-геометрії) $[\text{Co}(1)/\text{Cu}(2)]_{20}/\text{BMe}/\text{Si}$, де BMe = Ag, In, Cu, Pb, Bi – буферна плівка на Si-підкладці товщиною 5-40 нм. Структурні характеристики мультишарів контролювалися методом малокутової або дифракційної рентгенографії і атомно-силової мікроскопії (АСМ). Згідно результатів аналізу методом АСМ поверхні буферного шару і мультишару $[\text{Co}/\text{Cu}]_{20}$ при різних товщинах d_{Pb} необхідно констатувати факт незначної величини ГМО і практичну відсутність залежності її від товщини буферного шару. Це слід пов'язувати із гранулярною будовою буферного шару при усіх товщинах [82].

В роботах [53-54] на прикладі мультишарів Co/Cu автори вивчили теоретично вплив дифузійних процесів на електрофізичні та магніторезистивні властивості. В тришаровій спін-клапанній системі $\text{Co}(12 \text{ моношарів})/\text{Cu}(12)/\text{Co}(12)$ взаємна дифузія $\text{Co} \leftrightarrow \text{Cu}$ призводить до збільшення питомого опору ρ і ГМО. В мультишарах на основі Co/Cu(Au, Ag) в питанні структурно-фазового стану ключовим моментом завжди є визначення фазового стану ша-

рів Co, і якщо мова йде про шар Co у декілька моноатомних шарів, то про порядок розташування атомів в завжди стійкій ГЦК решітці немагнітних металів Cu, Au або Ag. Одношарові плівки Co мають ГЦК- і ГЦП-решітки і поліморфний ГЦП→ГЦК-перехід в масивних зразках відбувається при $T=690$ К [42], а в малих частинках у результаті прояву фазового розмірного ефекту може відбутися при $T \geq 600$ К [85]. Також в роботах [85, 86] повідомляється, що якщо частинки й острівці плівки більші за 10 нм, то в них присутні дефекти пакування (ДП), що можуть бути центрами зародження кристалітів ГЦК-фази. Але присутність іншого шару з ГЦК решіткою сильно впливає на стан шару Co. Так, у роботі [87] встановили що фазовий стан мультишарів $[\text{Co}/\text{Au}(2,5 \text{ нм})]_{30}$ залежить від товщини шару Co. При $d_{\text{Co}} < d_{\text{Au}}$ мультишар формується з ГЦК решітки з міжплощинною відстанню $d=0,229$ нм в напрямку росту плівки. При $d_{\text{Co}} \geq d_{\text{Au}}$ формуються дві окремі ГЦК структури з відповідними внутрішніми релаксаціями.

Питання взаємної дифузії атомів в плівках на основі Co/Au було розглянуто в роботі [88], де також досліджували взаємну дифузію атомів Au і Cu при умові, що шар Co застосовувався як бар'єрний. Автори констатували велику дифузійну активність атомів золота. Так без бар'єрного шару Co система Au/Cu мала зерномежеву термодифузію (при температурі 520 К протягом 0,5 год) до 60 % загального об'єму атомів з обох напрямків. Шар Co виявився бар'єрним для атомів Cu (продифундувавши атомів міді не більше 10 %), але в шарі Cu атоми Au склали 25÷50 % від загального об'єму. У роботі [30] досліджувалась взаємна дифузія атомів Ag в Co при температурах близьких до температури плавлення Ag (1000-1235 К). Як і в роботі [50] було отримано рівняння дифузії: $D_{(\text{Ag} \rightarrow \text{Co})} = 2,5 \cdot 10^{-10} \exp\left(-\frac{36541}{RT}\right)$ і розрахована довжина дифузійного пробігу $l_g=1,8-3$ нм. При збільшенні температури до 1380 К енергія активації збільшується майже в чотири рази. У роботах [18, 90] розглянута магнітна взаємодія у тришарових епітаксійних і полікристалічних системах Co/Au/Co, Co/Cu/Co і т.п. Результат співзвучний даним робіт [39, 91], в яких

спостерігалася метастабільна гексагональна фаза (Au, Co), яка займає $22 \pm 8\%$ об'єму сплаву.

Автори [92] приходять до висновку, що в умовах конденсації Co на поверхні Cu можливе утворення поверхневого сплаву. Ці висновки цілком узгоджуються з результатами роботи [93], у якій аналізувалися способи включення кластерів Co у моно- або полікристалічну плівку Co. Дані роботи [93] узгоджуються із висновками [84, 94]. Згідно електронно-мікроскопічних досліджень [93], на поверхні зерен Cu має місце змінний контраст, який може бути обумовлений деформацією зерен Cu через присутність в них дуже малих включень Co, які, в окремих випадках, можна безпосередньо спостерігати методом ПЕМ (розмір цих кластерів ~ 3 нм). В той же час, при отриманні багаточастотних плівок Co/Cu високочастотним розпиленням з дуже малою товщиною окремих шарів формується псевдогранулярна мікроструктура, в якій має місце ефект ГМО. У роботі [95], в якій теоретично вивчалася вплив введення шару атомів кисню на поверхню системи Co/Cu, що складаються з ультратонких шарів, на інтерфейсну стабільність цієї системи. Показано, що при введенні додаткового шару кисню на поверхню структура Co(1 моноатомний шар)/Cu(1 моноатомний шар)/Co(001) найбільш стабільна.

Результати [53] у сукупності з [54] приводять до висновку, що цілий перелік експериментальних результатів, потребує критичного перегляду, оскільки більшість із них інтерпретується з точки зору збереження індивідуальності шарів Co і Cu.

1.2.2. Фазоутворення в гранульованих сплавах зі спін-залежним розсіюванням електронів

Гранульовані сплави зазвичай отримують шляхом одночасного осадження на підкладку двох металевих компонент, які мають обмежену розчинність в масивних зразках, одна із яких магнітна, а інша — немагнітна. В результаті цього, при певному підборі концентрацій утворюються магнітні частинки (гранули) в немагнітній матриці, розміри яких від декількох ангстрем до декількох

нанометрів [96-101]. Спостерігається тенденція до зменшення значення ГМО при збільшенні середніх розмірів магнітних гранул. Виходячи з принципу виключної ролі інтерфейсного спін-залежного розсіювання електронів, це можна пояснити зменшенням загальної площі інтерфейсу магнітний/немагнітний матеріал. Але на даний момент, різними авторами констатується зовсім різна поведінка залежності ефекту ГМО від середнього розміру гранул в залежності від умов осадження, режимів обробки, інших умов, що призводять до збільшення розміру гранул. Так в роботі [28] показано еволюцію структури гранульованого сплаву на основі Ag і Co з концентрацією кобальту від 9,4 до 19,4 % зі збільшенням температури відпалювання. Як показано на рис.1.5, відпалювання до температури 600 К протягом години призводить до збільшення гранул Co в середньому з 3 до 6 нм, але авторами [28] відмічається лише збільшення намагніченості зразків і значень магнітоопору.

В плівках на основі Au і Co магнітні гранули Co мають дещо менші розміри і сильно залежать від умов формування плівок. В роботі [98] розміри ГЦП-Co гранул в сплаві на основі Au та Co загальною товщиною у декілька мкм змінюються в межах 2,5 - 10 нм в залежності від температури подальшої термообробки (рис.1.6, а). Відмічається формування відносно великих утворень Co по межах зерен Ag розміром близько 50 нм. У роботі [41] мова йде про наносплав Au і Co у вигляді плівок товщиною 50 нм з різним процентним відношенням компонент. Так середній розмір гранул в сплавах навіть після відпалювання до температур 870 К не перевищує порядку 4 нм (рис.1.6, б). У роботі [27] проводилось дослідження еволюції гранулярного стану в іонноосадженому сплаві Ag і Co з 22 % вмістом Co. Плівкові структури відпалювали в інтервалі температур 370 - 970 К. Мікроскопічні дослідження показали збільшення середнього розміру гранул Co від 2,3 до 30 нм. Але відмічається нерівномірність розподілу гранул в об'ємі плівки. Так у плівках відпалених до 700 К спостерігались ділянки з середнім розміром гранул понад 50 нм і, навпаки, існують ділянки, де розмір гранул складає приблизно 1 нм. Поряд з гранулами Co виявлено наявність ділянок з розупорядкованою структурою в полікроста-

лічній плівці в цілому на всьому інтервалі температур. Більш того, відмічається, що ці ділянки мають тенденцію збільшення середнього розміру $4\div 8$ нм (рис.1.7) при збільшенні температури відпалювання і утворюються біля місць дислокації кристалітів з розміром меншим за середній. Проведені вимірювання ГМО на цих зразках показали, що найбільше його значення спостерігається після відпалювання до 500 К, а при збільшенні температури – різко зменшується до значень менших, ніж у невідпалених зразків. Таку різку зміну автори [27] пояснюють, поряд зі збільшенням середніх розмірів гранул, з погіршенням чіткості інтерфейсу між гранулами і матрицею, внаслідок переорієнтації Ag і утворенням аморфних ділянок. В роботі [24] в отриманих при кімнатній температурі лазерним випаровуванням одночасно з двох джерел плівках гранульованого сплаву на основі Ag та Co з вмістом Co до 10 % середній розмір рівномірно розподілених фракційних включень кобальту складає менш ніж 10 нм, а середній розмір кристалітів Ag приблизно 25 нм. Після лазерної термообробки 10 імпульсами з піковою потужністю $1\cdot 10^{-5}$, $1,5\cdot 10^{-5}$ та $2\cdot 10^{-5}$ Дж/м² спостерігалось утворення конгломератів гранул Co розміром в декілька нм переважно біля меж зерен Ag, що в свою чергу збільшилися приблизно до 50 нм. В той же час, вимірювання магнітоопору цих плівок показало, що у невідпалених плівках спостерігається ГМО порядку 16 (при температурі 10 К), 12 (77 К) і 4 % (300 К), тоді як у термооброблених значення ГМО зменшується рівно в 4 рази при всіх температурах вимірювання. Це дає змогу дійти до висновку, що нерівномірний перерозподіл магнітної компоненти призводить до зменшення долі спін-залежного розсіювання в загальній величині опору плівки.

В плівкових сплавах на основі Cu та Co рядом авторів (див., наприклад [99-104]) відмічається утворення метастабільного т.р. з ГЦК решіткою. Так у роботі [102] автори вивчали зміну структури плівкового сплаву Co та Cu товщиною 40 нм при перемішуванні внаслідок бомбардування іонами Xe^+ дозою порядку 10^{11} м⁻². Були вивчені три випадки концентрації атомів кобальту: 26, 60, та 82 %. Утворення метастабільного ГЦК т.р. (Cu, Co) констатується у всіх

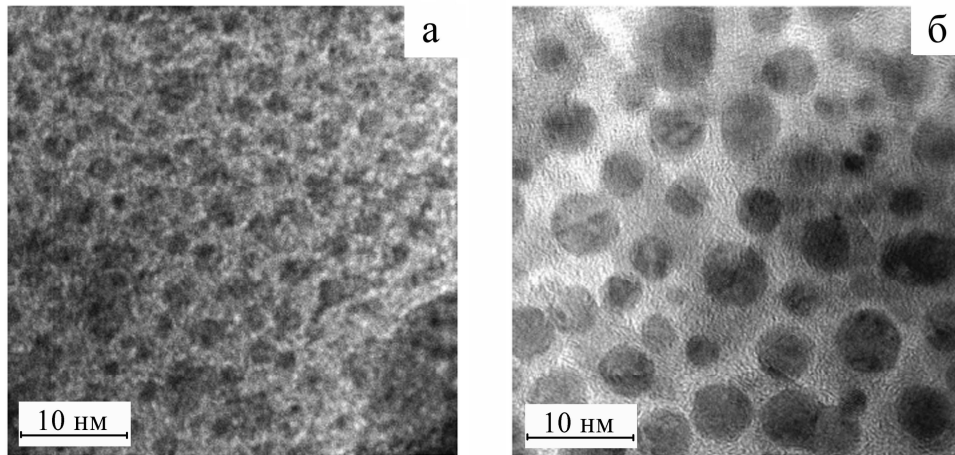


Рис.1.5. Мікροструктура гранульованого сплаву на основі Ag та Co після отримання (а) та після відпалювання до температури 600 К (б) [28]

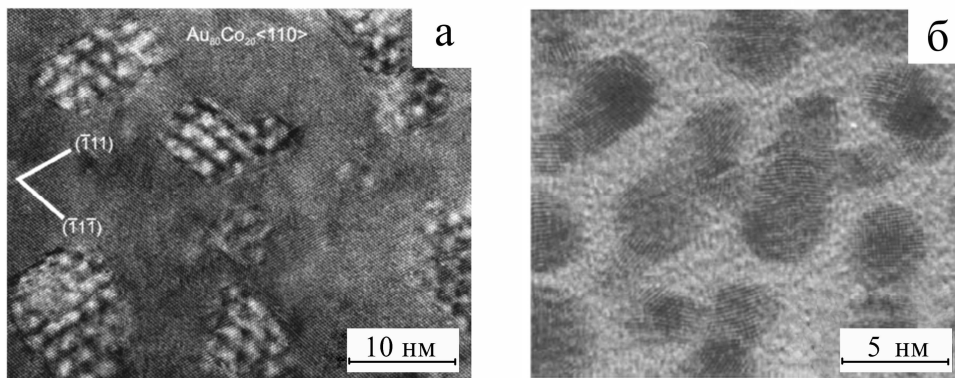


Рис.1.6. Мікροструктура гранульованих сплавів на основі Au і Co [98] без термообробки (а) та після відпалювання до 800 К (б) [41]

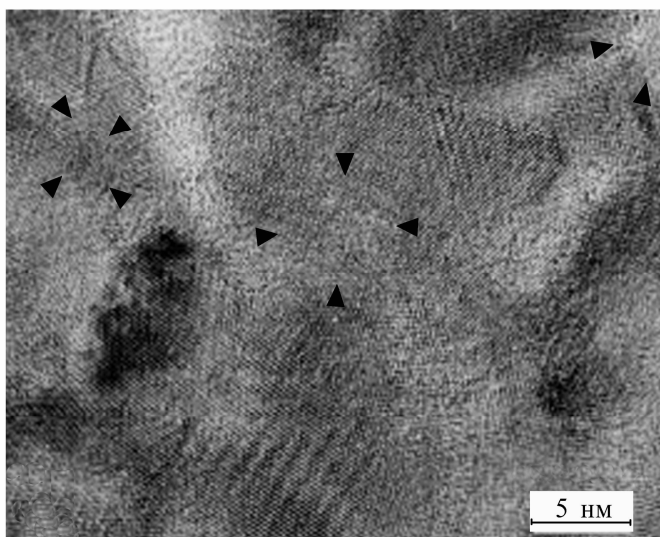


Рис.1.7. Мікροструктура плівки на основі Ag та Co після відпалювання до 700 К. Реперними мітками указані ділянки з розупорядкованою структурою [27]

трьох випадках. Але цікавим є те, що також фіксується утворення т.р. на основі ГЦП-Co в системі з концентрацією Co=82 %. У випадку 60 % при малих дозах бомбардування взагалі спостерігається аморфний стан плівки; при збільшенні дози до $4 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-2}$ утворюється ГЦК т.р., а при $7 \cdot 10^{11} \text{ м}^{-2}$ - ГЦК+ГЦП т.р. Такі висновки автори [102] деякою мірою підтвердили результатами молекулярно-динамічної симуляції фази т.р. (Co, Cu), що були проведені цими ж авторами, та результатами робіт [104-105].

Саме легка реалізація гранулярного стану фази Co, що має більші значення магнітної насиченості та магнітної анізотропії у порівнянні, наприклад, з Fe, в низькоомних матрицях Cu, Au чи Ag є причиною великого розповсюдження таких систем в якості матеріалів з ГМО. Але не виключено, що вирішальним для ГМО є саме можливість утворення т.р. (Co, Cu (Au або Ag)).

1.3. Застосування плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів у мікроприладобудуванні

1.3.1. Спін-клапанні структури як функціональні елементи спінтроніки

Плівкові матеріали зі спін-залежним розсіюванням електронів знайшли широке прикладне застосування в електронному мікроприладобудуванні. Такі матеріали умовно поділяють на декілька основних груп. Перша - антиферомагнітнопов'язані мультишари, що складаються з ультратонких (порядка декілька моношарів) магнітних і немагнітних шарів, які чергуються. Такі системи проявляють високу чутливість до умов отримання, похибок у дотриманні товщин окремих шарів тощо. До другої групи відносять мультишари з подвоєною коерцитивністю, в яких використовується чергування двох різних магнітних матеріалів через немагнітний прошарок, наприклад, NiFe/Cu/Co [20], вони дозволяють змінювати параметри отримання, геометрію структур, але "відчувають" лише вузький діапазон значень зовнішнього магнітного поля. До третьої групи відносять гранульовані сплави, що вимагають контролю розміру, концентрації і рівномірності розподілення магнітних гранул. Найбільш поширеними

наноструктурами з ГМО (четверта група), що вже набули широко застосування, це так звані спін-клапанні структури (вперше отримані у 1991 році К. Денні [106]). Вони утворюються двома магнітними шарами, які розділені немагнітним, причому магнітний момент одного з них обов'язково закріплюється. Для закріплення магнітного моменту, зазвичай, нижнього магнітного шару спін-клапану використовують антиферромагнітний підшар (наприклад, поєднання матеріалів Fe/Gd, Co/Tb [20]) або формують плівки з жорсткою доменною структурою шляхом значного збільшення товщини плівки або середнього розміру кристалітів (доменів) [107].

Найпершим практичним застосуванням явища ГМО у масовому виробництві було виготовлення голівок зчитування жорстких дисків [108-109]. Головним розробником, починаючи з 1997 року, була компанія IBM [110-111]. У дослідницьких лабораторіях компанії був розроблений датчик, що зчитує магнітний стан елементів магнітного жорсткого диску зі значним збільшенням чутливості, швидкодії і зниженням енергозатрат у порівнянні зі звичайною голівкою. Надзвичайна їх чутливість при зменшених розмірах дозволила зменшити фізичний розмір бігу інформації при вже існуючих технологіях створення функціонального покриття жорстких дисків. На рис. 1.8 представлено схематичне зображення однієї з перших голівок зчитування жорсткого диску, що розроблена компанією IBM [111]. На рис. 1.9 зображено графік залежності помилок зчитування (I) ГМО-голівки у порівнянні з голівкою, що працює за допомогою принципу анізотропії магнітного поля в залежності від висоти розташування [111]. На сьогоднішній день можна констатувати перехід всіх виробників жорстких дисків на технологію ГМО-голівок. Також відмічається технологічний прорив у виготовленні модулів пам'яті. В 2005 році компанія Motorola почала масове виготовлення спінтронних модулів пам'яті MRAM (Magnetoresistance Random Access Memory - магніторезистивна пам'ять з довільною вибіркою) [112]. Комірочки такої пам'яті представляють собою спін-вентильні плівкові структури, що потребують мінімальних енергозатрат для запису та зберігання інформації.

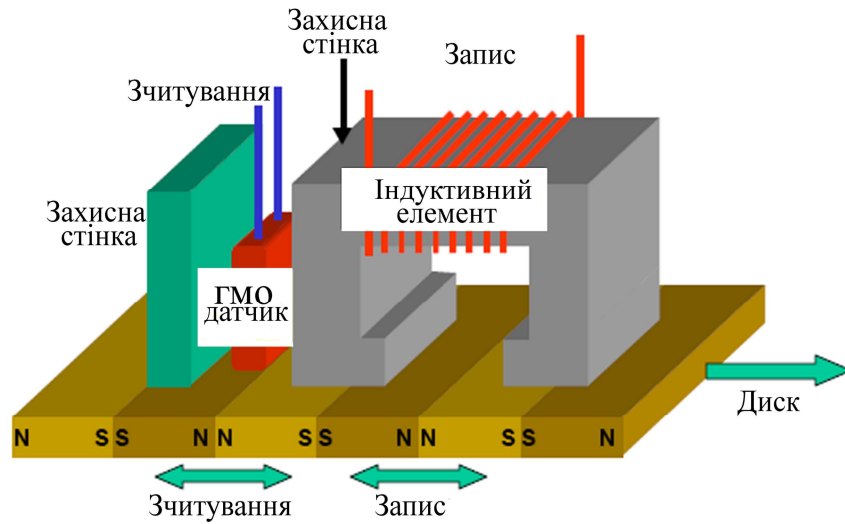


Рис.1.8. Схематичне представлення ГМО-голівки зчитування жорстких дисків, розробленою компанією IBM [111]

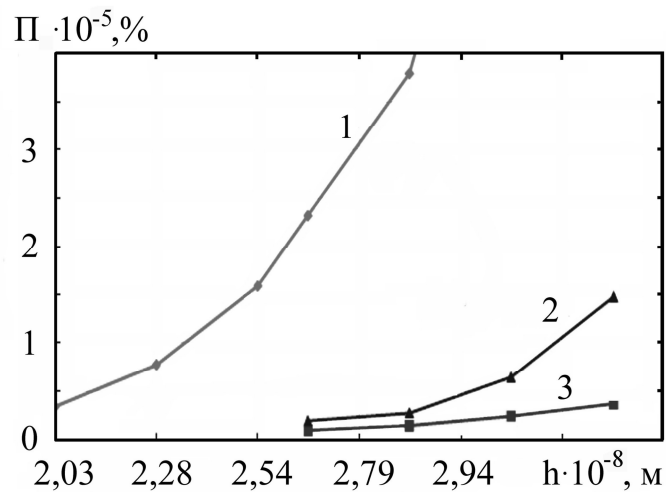


Рис.1.9. Залежність ймовірності виникнення помилки для АМП (1) та ГМО (2, 3) голівок зчитування в залежності від відстані їх розташування над площиною жорсткого диску [111]

Різними авторами (наприклад, [106, 112]) робляться прогнози стрімкого розвитку нового напрямку електроніки – спінтроніки, в роботу якої покладено ефект ГМО і магнітне тунелювання. Основним функціональним елементом буде виступати саме плівкова спін-клапанна структура, а зміна станів електронних елементів буде відбуватися за рахунок зміни провідності під дією зовнішнього магнітного поля. На сьогоднішній день крім простого спін-клапана, що може виступати аналогом будь-якого діодного елементу, розроблені, наприклад, ізолюючі структури або такі більш складні активні елементи як спіновий транзистор (розроблені в 1990 році С. Даттою і Б. Дасом [107, 113]) чи спінові ємкісні накопичувачі [112]. Крім цього, досягнення спінтроніки знаходять багато інших застосувань, наприклад, при виробництві персональних відеорекодерів (тюнерів для захвату відеосигналу з аналогових приладів), апаратури телебачення високої чіткості (HDTV), DVD-приводах з інтерференцією в ближньому полі (NFR) тощо [113-114].

1.3.2. Надчутливі ГМО-датчики

Застосування матеріалів зі спін-залежним розсіюванням електронів для виготовлення датчиків магнітного поля дало потужний поштовх подальшому розвитку і мініатюризації мікроелектронних сенсорів цього призначення. Широкий спектр застосування в різних галузях (де в минулому, наприклад, використовували датчики Холла) знаходять чутливі, стабільні, вільні від гістерезису, зі значним зменшенням габаритів датчики в основу роботи яких покладено явище ГМО. Так, у роботі [115] повідомляється про створення ГМО-датчиків двох призначень. Перший представляє собою стабільний датчик для фіксації силових ліній постійного магніту, а другий – надчутливий датчик магнітного поля Землі, що може бути застосований як компас.

Дуже успішно застосовуються плівкові спін-клапанні структури для створення сенсорів знаходження кута повороту, швидкості обертання, амплітуди коливань об'єктів, що обертаються або роблять коливальні рухи. До таких об'єктів достатньо закріпити досить мініатюрний постійний магніт, що буде

змінювати намагніченість верхнього магнітного шару спін-клапанної структури датчика, що розташований під ним. Сигнал, що зчитується з датчика, буде змінюватися в залежності від напрямку магнітного моменту верхнього магнітного шару. На рис. 1.10. зображено принцип роботи ГМО-датчика обертального руху та типова залежність ГМО-сигналу від кута повороту [116].

Був створений маніпулятор магнітних або парамагнітних частинок, що обладнано ГМО-датчиком для потреб прикладної біофізики [117-119], компанією Philips [119] був виготовлений подібний біосенсор (рис.1.11), який складається з двох провідників зі струмом (реальні розміри складають $3 \times 100 \times 0,35$ мкм) та ГМО-датчика ($3 \times 100 \times 0,04$ мкм), що розташовані на одному кристалі кремнію. Такий сенсор використовують при дослідженнях суперпарамагнітних частинок, що дуже часто представляють собою біологічні мікроб'єкти, які в нормальному стані не мають магнітного моменту. Під дією магнітного поля, що створюють провідники зі струмом, ці частинки намагнічуються. ГМО-датчик має достатню чутливість щоб зафіксувати зміни намагніченості частинок, але не відчуває перпендикулярного до його площини магнітного поля провідників зі струмом. ГМО-датчики магнітного поля виявилися придатними для застосування в низько- та високочастотному діапазоні при кімнатній температурі [120-121].

У роботах [122, 123] повідомляється про створення датчиків деформації на основі спін-клапанних структур. Деформація таких сенсорів призводить до повороту анізотропії у верхньому вільному магнітному шарі. Так, у роботі [122] приведено дослідження деформації на розтяг до 2,5 % спін-клапана CoFe/Cu/CoFe на поліамідній підкладці. При деформаціях менших ніж 1,2 % спостерігається лінійне зменшення коерцитивності зразка. При перемагнічуванні, при більших деформаціях – відмічається зникнення гістерезису при намагніченні і лінійне збільшення анізотропії до значень $H_a=35$ кА/м при максимальній деформації 2,5 %. В роботі [123] представлено результати дослідження зміни магнітопору тришарової плівкової структури Ta(5)/Ni(6)/Cu(3,3)/

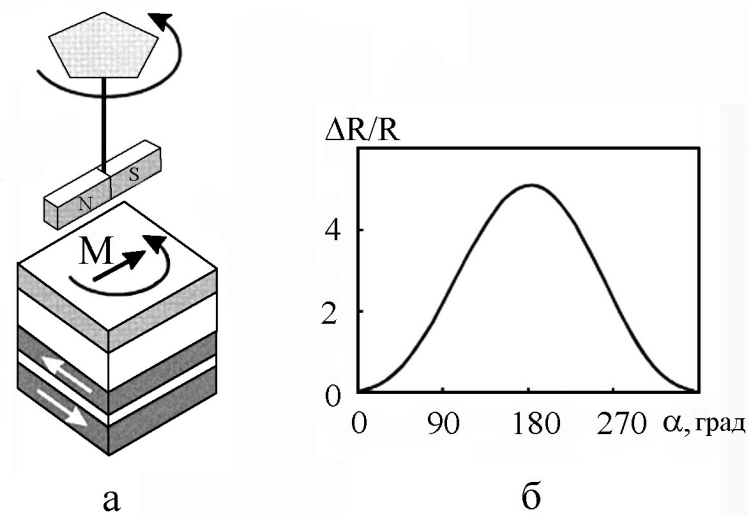


Рис.1.10. ГМО-датчик для знаходження положення елемента, що обертається (а), та типова залежність ГМО-сигналу від кута обертання (б) [116]

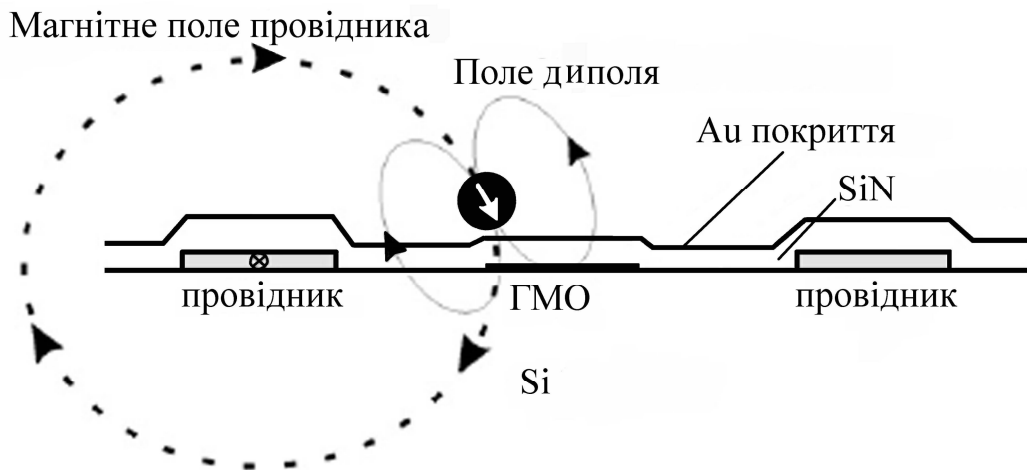


Рис.1.11. Схематичне зображення поперечного перерізу біосенсора фірми Philips [119]

/FeCo(6)/Ta(5) при деформації до 1 %. Показано, що $\Delta R/R=0,3$ % у недеформованій плівці ($\varepsilon=0$) та $\Delta R/R=1,3$ % при $\varepsilon=0,08$ %. Також відмічається зміна форми петлі гістерезису магнітоопору.

Матеріали зі спін-залежним розсіюванням електронів на основі Ag/Co, Au/Co та Cu/Co розглядаються як одні із основних матеріалів з ГМО для застосування в сенсорному приладобудуванні (див., наприклад, [124-128]).

Висновки до Розділу 1

1. Плівкові матеріали із спін-залежним розсіюванням електронів у вигляді багатошарових плівок та та спін-клапанних структур показали великий потенціал застосувань при виготовленні компонент комп'ютерної техніки, модулів пам'яті, сенсорів магнітного поля, тензодатчиків та інших електронних мікроприладів.

2. Дослідження магнітотранспортних властивостей матеріалів з ГМО, при виготовленні функціональних елементів приладів сучасної мікроелектроніки, демонструє перспективу практичного застосування плівкових спін-клапанних структур на основі Co/Cu (Ag або Au).

3. Аналіз експериментальних та теоретичних моделей стосовно ГМО дозволяє стверджувати, що проблема стабільності інтерфейсу магнітний/немагнітний шар виступає вирішальним фактором при створенні приладових структур з ГМО; в той же час прослідковується невизначеність ролі розмиття вказаного інтерфейсу у магніторезистивних властивостях таких систем.

4. Аналіз даних стосовно структурно-фазового стану плівкових систем зі спін-залежним розсіюванням електронів у вигляді мультишарів та гранульованих сплавів вказує на необхідність подальшого дослідження особливостей фазового стану цих плівкових систем та їх кореляцію з електрофізичними та магнітотранспортними властивостями.

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Напрямок наших досліджень був вибраний, виходячи зі зробленого аналізу літературних даних про стан вивчення магнітотранспортних властивостей та їх залежність від структурно-фазового стану плівкових систем зі спін-залежним розсіюванням електронів як функціональних елементів електроніки. У цілому було проведене комплексне дослідження, яке можна поділити на два етапи експериментальних і теоретичних досліджень. Перший включає в себе дослідження фізичних процесів в функціональних елементах спінтроніки, пов'язаних з особливостями структурно-фазового стану та аналіз температурної залежності параметрів кристалічної структури модельних плівкових систем ГМО (дво- та багат шарових плівкових зразків на основі Co і Cu, Co і Ag та Co і Au) та дослідження фазового стану спін-кляпанних структур на основі вибраних модельних плівкових систем. Другий - дослідження інших електрофізичних властивостей, таких як температурна залежність питомого опору, термічного коефіцієнту опору (ТКО), тензоефекту, магнітоопору, ефекту Керра вказаних модельних плівкових зразків, спін-кляпанних структур та фізичних процесів, які визначають стабільність, ресурс роботи, чутливість плівкових елементів мікроелектроніки.

Етап теоретичних та розрахункових досліджень включає:

- апробацію існуючих теоретичних моделей ТКО та коефіцієнту тензочутливості (КТ) для досліджуваних плівкових систем;
- розробку теоретичних моделей для ТКО і КТ з урахуванням отриманих даних про особливості фазового стану наших плівкових систем;
- апробацію розроблених теорій та комп'ютерне моделювання властивостей і фізичних процесів на прикладі плівкових систем на основі Co і Cu, Ag та Au.

Для вирішення поставлених задач були проведені дослідження з використанням наступних експериментальних методів:

- вакуумна конденсація дво- та багат шарових зразків в широкому інтервалі товщин та формування спін-кляпанних структур;

- вакуумна термообробка з вивченням електрофізичних властивостей отриманих зразків;
- електронна мікроскопія (ЕМ), електроннографія (ЕГ), рентгенографія (РГ) та метод еліпсометрії для вивчення фазових перетворень і еволюції кристалічної структури в плівкових структурах мікроприладів;
- вторинно-іонна мас-спектрометрія (ВІМС) для дослідження дифузійних процесів в плівкових зразках;
- методика вимірювання магнітоопору (МО) та магнітооптичного ефекту Керра (МОКЕ) для отримання інформації про вплив різних факторів на магнітотранспортні та магнітооптичні характеристики зразків.

Далі дається детальне описання вказаних методик і обладнання.

2.1. Прилади і методи отримання плівкових зразків на основі Со і Си, Ag або Au

Для здійснення вищезазначених етапів дослідження нами були отримані одно-, дво- і багат шарові плівкові зразки на основі металів (чистота 99,99 %) Со, Си, Ag та Au. Отримання, подальші дослідження електрофізичних властивостей, відпалювання отриманих плівкових структур (з постійною швидкістю нагрівання-охолодження 2-3 К/хв.) відбувалося з використанням наступної вакуумної техніки: високовакуумні установки на основі турбомолекулярних насосів UVS 500 BALZERS (рис. 2.1, а) (тиск залишкової атмосфери 10^{-7} Па) та, виключно для термовідпалювання, D-356 Asslar (тиск залишкових газів 10^{-7} Па) (рис.2.1, б), що знаходяться в Інституті фізики САН (м. Братислава) [130], високовакуумна установка (рис. 2.2) на основі насосу НМДО-160 (тиск газів залишкової атмосфери у робочому об'ємі $\sim 10^{-5}$ Па) [131-135] та вакуумна установка ВУП5-М. Для конденсації плівок Со у високовакуумній установці на основі насосу НМДО-160 було використано електронно-променеву гармату діодного типу.

Розігрівання металу до необхідної температури здійснювалося шляхом

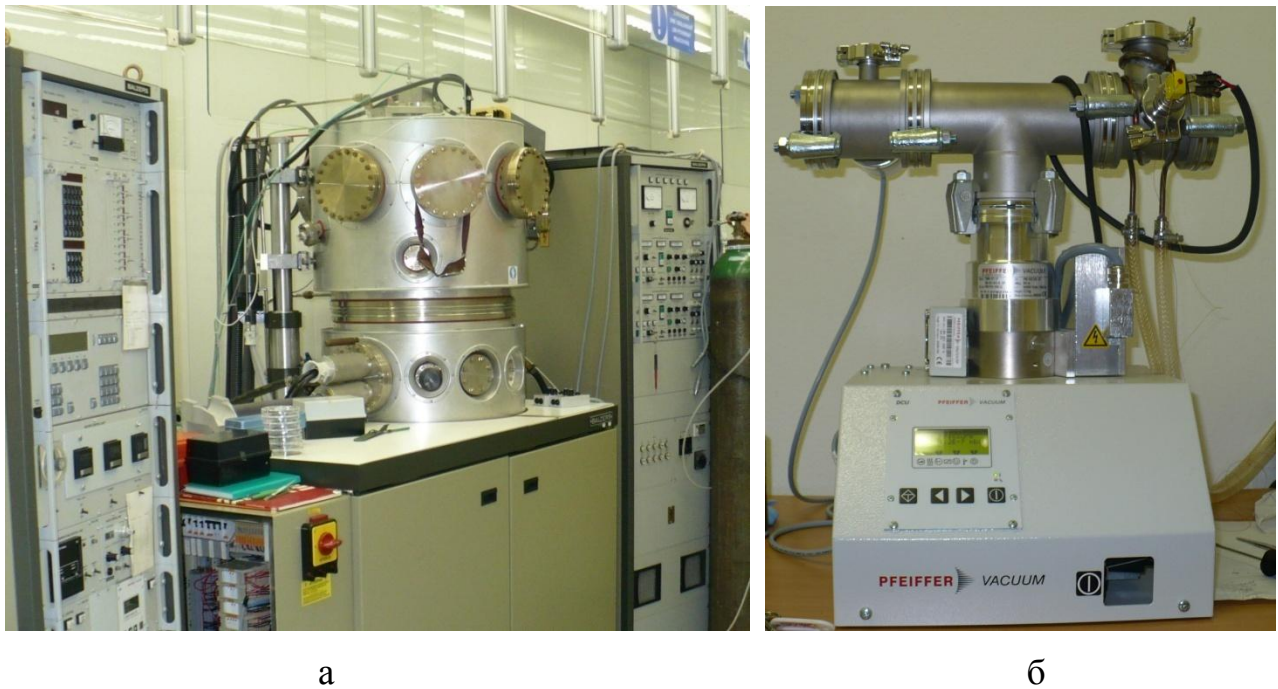


Рис. 2.1. Високовакуумні установки UVS 500 BALZERS для отримання зразків (а) та D-356Asslar для їх відпалювання (б)

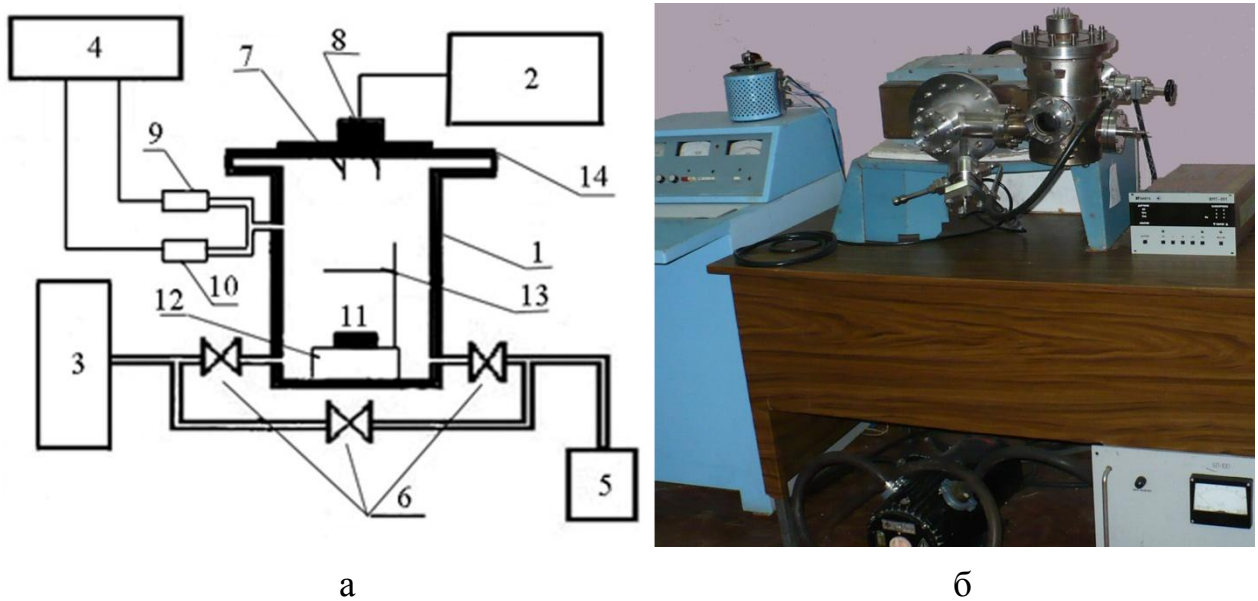


Рис. 2.2. Блок-схема високовакуумної установки (а) та її зовнішній вигляд (б): 1 - робочий об'єм; 2 - блок живлення БП - 100; 3 – магніто-розрядний насос; 4 - вакуумметр ВІТ-2П; 5 - форвакуумний насос; 6 - вентилі; 7 - електронно-променева гармата; 8 - випарник; 9 – перетворювач ПМТ - 2; 10 - перетворювач ПМІ - 2; 11 - підкладка; 12 - підкладкотримач; 13 – екран; 14 - з'ємний фланець

бомбардування потоком прискорених електронів з енергією 1-2 кеВ, які отримувались шляхом термоелектронної емісії з вольфрамової нитки – катоду. Для отримання плівок Cu, Ag та Au був застосований випарник типу човник. В установці UVS 500 BALZERS використовувався метод електронно-променевого випаровування для всіх металів. Відстань між підкладками і джерелами випаровування складала 6 – 7 см, що забезпечує рівномірність розподілу речовини в осаджуваній плівці.

Для контролю товщини плівок в процесі напилення застосовувався метод кварцового резонатора [136]. Для вимірювання товщини у високовакуумній установці монтувався пристрій – коливальний електричний контур, що складається з генератора (робоча частота 10МГц), самого кварцу, вимірювача частоти (застосувався електронно-лічильний частотомер Ф5035). Для забезпечення потрібної термостабілізації використовували кристал зі спеціальною кристалографічною орієнтацією, що має низький температурний коефіцієнт розширення при температурах близьких до кімнатних. Крім того сам кристал вмонтовано в металевий корпус, що забезпечує достатній тепловідвід.

Товщина сконденсованої плівки визначалась за допомогою співвідношення:

$$d = \frac{N_a \cdot D_q}{D_f \cdot f_q^2} \cdot (f_q - f) \quad (2.1)$$

де D_q та D_f - густина кварцу та напиленої речовини,

f_q – резонансна частота кварцу до початку напилення,

f резонансна частота кварцу після напилення,

$$N_a = d_q \cdot f_q = \text{const} = 1,668 \cdot 10^3 \text{ Гц} \cdot \text{м}.$$

Вибраний діапазон частот – 10 МГц і чутливість використаного обладнання для вимірювання частоти забезпечує невизначеність лише в діапазоні ± 1 Гц і в цілому відчуває зміни товщини з точністю 10 %.

Слід зазначити важливість дотримання сталої швидкості конденсації окремих шарів. На рис. 2.3 показано зміни структурних характеристик, зокрема

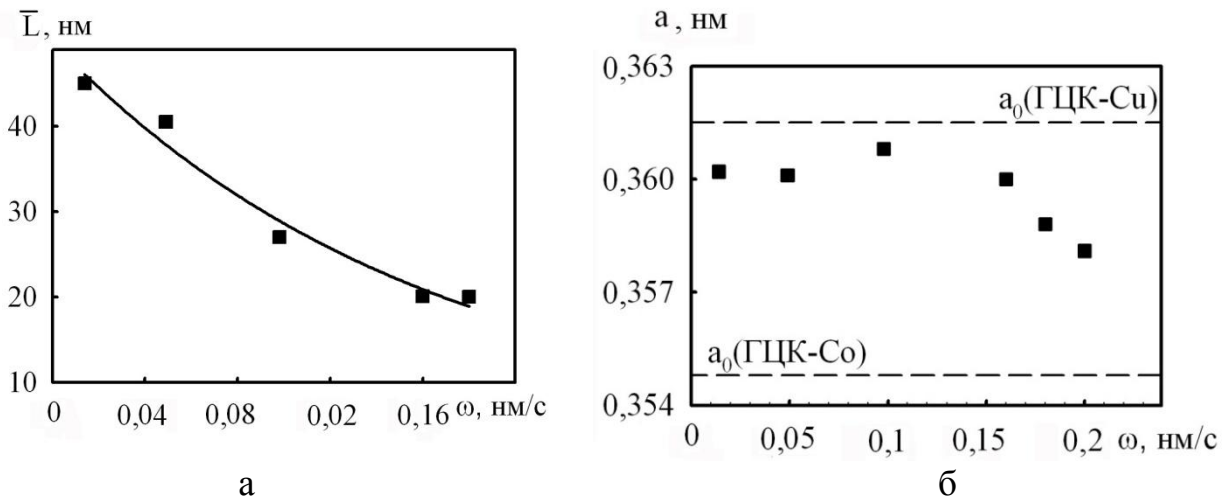


Рис.2.3. Особливості структурно-фазового стану плівок $\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)/\text{C}$ в залежності від швидкості конденсації шару Co : а – залежність середнього розміру кристалітів т.р. (Cu , Co); б – залежність параметру решітки т.р. (Cu , Co) при $c_{\text{Co}}=50\%$ ат.

середній розмір кристалітів та параметр решітки, від швидкості конденсації шару Co в двошарових плівках $\text{Co}(10)/\text{Cu}(10)/\text{П}$. Як бачимо, при збільшенні швидкості середній розмір кристалітів зменшується і параметр решітки т.р. (Cu , Co) теж дещо зменшується. Тому в наших експериментах було вибрано одне постійне значення швидкості конденсації для всіх плівок $\omega=0,1$ нм/с, що дає змогу отримувати в результаті чисті плівкові матеріали. В установці UVS 500 BALZERS швидкість конденсації окремих шарів теж мала величину 0,1 нм/с, але її контроль здійснювався за допомогою вмонтованого мультахімічного маспекрометра в процесі осадження плівок, на відміну від решти установок, в яких швидкість розраховувалась по кінцевому значенню товщини.

В роботах [86-87] зазначалося про вплив структури підкладки на структурно-фазовий стан плівок Co . З огляду на цілі наших досліджень, в яких одним з вирішальним є саме фазовий стан атомів шару кобальту. Дані [86-87] та проведені нами попередні дослідження дозволили вибрати ряд підкладок в залежності від призначення. Так для дослідження фізичних процесів в функціональних елементах спінтроники як підкладки використовувалися плівки

вуглецю товщиною 20 нм, попередньо осадженні на скол монокристалу NaCl і препаровані на опорну мікроскопічну сіточку. Аморфна структура вуглецю прозора для пучка електронів і не впливає на фазовий стан плівок. Для дослідження інших властивостей використовувалися ситалові пластини (дослідження електрофізичних властивостей), пластини монокристалу кремнію Si(001) (для порівняння структури використовували попередньо нанесений буферний шар нанодисперсного Cr товщиною 2÷5 нм) (рентгенографічні, електронні дослідження).

2.2. Методи дослідження кристалічної структури, фазового складу і дифузійних процесів

2.2.1. Електронно-оптичні методи

З метою з'ясування впливу різних факторів на характеристики плівкових функціональних елементів проводилися дослідження їх кристалічної структури. Одержання інформації про розміри, концентрацію кристалітів; характер меж зерен; про кристалічну решітку (тип та параметри решітки, міжплощинні відстані, про дефекти кристалічної будови) проводилось методом електронної просвічуючої мікроскопії та методом електроннографії швидких електронів на мікроскопі ПЕМ-125К. Діапазон збільшень в режимі ПЕМ склав величину $(1-200) \cdot 10^3$ разів.

При обробці електроннограм користувались стандартною методикою. Вона полягає в наступному. Спочатку знаходять постійну приладу з використанням еталону (плівки Al товщиною 30÷40 нм) за допомогою формули:

$$C = D_{hkl}^0 \cdot d_{hkl}^0 \quad (2.2)$$

де d_{hkl}^0 - міжплощинні відстані еталону; D_{hkl}^0 - діаметри дифракційних кілець еталонного зразка.

Далі проводились вимірювання діаметра дифракційних кілець зразків та розраховувалися відповідні їм міжплощинні відстані (d_{hkl}) та параметри решітки

(a , c) з точністю $\pm 0,001$ нм за допомогою відомих співвідношень для кристалів кубічної та гексагональної сингоній :

$$d_{hkl} = \frac{c}{D_{hkl}}, a_{hkl} = d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \frac{1}{d_{hkl}^2} = \frac{4}{3} \frac{h^2 + kh + k^2}{a_{hkl}^2} + \frac{l^2}{c_{hkl}^2}. \quad (2.3)$$

Середній розмір кристалітів визначався як за розширенням дифракційних ліній на електронограмах, так і по електронно-мікроскопічним знімкам шляхом побудови гістограм (залежність концентрації кристалітів від їх розміру) за стандартною методикою.

2.2.2. Рентгенографічні дослідження кристалічної структури

З метою вивчення ролі впливу структурних змін, стабільності інтерфейсів при термовідпалюванні на характеристики функціональних елементів на основі Co і Cu, Co і Ag та Co і Au використовувався метод рентгенівського аналізу з використанням двокристалного рентгенівського дифрактометра Bruker D8 Discover високої роздільної здатності, схема якого згідно геометрії Бреґґа-Брентано наведена на рис. 2.4. Нами було використано такі режими рентгенографічних досліджень, в тому числі, малокутова дифракція: спектральний, що дає інформацію про фазовий склад плівок, та рефлектометричний, що дає інформацію про структурні характеристики, такі як розмір кристалітів, шорсткість, товщина шарів тощо.

У дифрактометрі використовувалось рентгенівське випромінювання $K_{Cu\alpha 1}$ та $K_{Cu\alpha 2}$ (прискорююча напруга 40 кВ). Забезпечувався безперервний потік фотонів 10^9 фотон/с. Коліматор, що представляє собою параболічну поверхню з складним багатошаровим нелінійним покриттям, формує плоскопаралельний робочий промінь. Ширина променя формується діафрагмою (3) з отвором у 2 мм (або 0,2 мм в режимі малокутової дифракції), що розташована відразу після коліматора. Діафрагма Солера (4) підвищує роздільну здатність приладу.

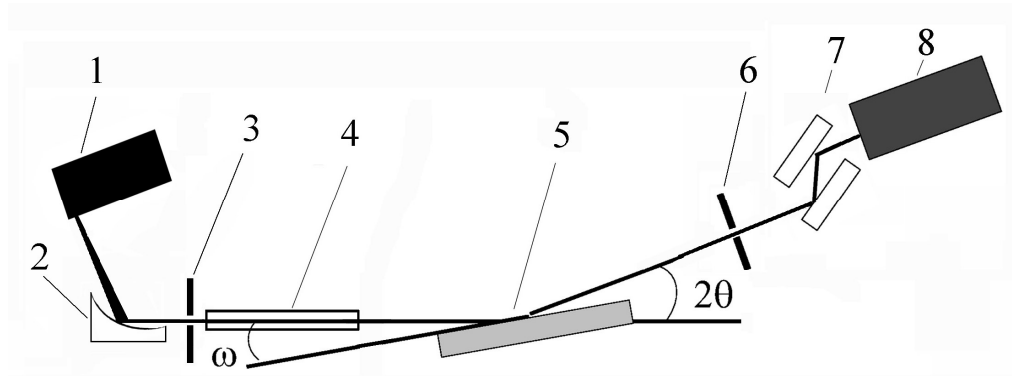


Рис. 2.4. Схематичне представлення рентгенівської установки: 1 – джерело рентгенівського випромінювання; 2 – параболічний коліimator; 3, 6 – діафрагми, 4 – діафрагма Солера; 5 – зразок; 7 – монохроматор; 8 – детектор

Перед детектором розташована приймаюча діафрагма з отвором у 5° (в режимі малокутової дифракції - $0,3^\circ$). Подвійний монохроматор (7) складається з двох квазіпаралельних кристалів LiF. При проходженні по монохроматору випромінювання, відбувається 400 кратне його зломлення на кристалах. Робочими елементами детектора (8), що фіксує амплітуду відбитого від зразка випромінювання, є сцинтилюючі центри на NaI(Tl).

У спектральному режимі вимірювання здійснювалося з постійним кроком повороту детектора $\Delta(2\theta)=0,01^\circ$ та постійним кроком повороту зразка $\Delta\omega=0,05^\circ$. При малокутовій дифракції кут ω має фіксоване значення 1° . Час фіксації випромінювання детектором на кожному кроці складав 30 с. В режимі рефлектометрії можливо два варіанти роботи - θ -скан та ω -скан. У першому випадку при рухомому детекторі фіксується позиція зразка $\omega=\text{const}$. У другому – фіксується позиція детектора на положенні $\Delta(2\theta)=\text{const}$, яке зазвичай вибирається на значенні “позиції Бреґга” [137], і зразок рухається в діапазоні $\omega=0^\circ$ до $\omega=\Delta(2\theta)=\text{const}$. Розрахунок отриманих спектрів було здійснено за допомогою програмного забезпечення компанії IMD [138] з використанням

номінальних значень товщин окремих шарів як початкових умов. Та для моделювання спектрів в режимі рефлектометрії використовували програмне забезпечення, розроблене в Університеті міста Бруно (Чехія) по моделі, описаній в [137], яка дозволяє отримувати інформацію про середній розмір областей когерентного розсіювання D в діапазоні товщин плівок $150 \div 200$ нм.

2.2.3. Метод еліпсометрії

У питанні вивчення фізичних процесів дуже дієвий метод еліпсометрії. Він полягає у вивченні властивостей поверхні розділу між різними середовищами за параметрами еліптичної поляризації відбитого світла. При відбитті монохроматичного плоскополяризованого світла речовиною, що падає під кутом φ_0 , електромагнітна хвиля перетворюється в еліптично поляризовану. Електромагнітні коливання в площині падіння пучка (p - коливання) та перпендикулярної до неї (s - коливання) при відбитті по різному змінюють амплітуду напруженості електричного поля E та початкову фазу коливань δ . Параметри E та δ характеризуються комплексними амплітудами p - та s -коливань для падаючої ($\tilde{E}_p = E_p e^{id}$) та відбитої ($\tilde{E}'_p = E'_p e^{id}$) хвиль. Відношення цих амплітуд дає основне рівняння еліпсометрії:

$$\frac{\tilde{P}_p}{\tilde{R}_p} = \frac{E'_p E_s}{E'_s E_p} e^{i(d_p - d_s)} = \frac{tg\Psi_2}{tg\Psi_1} e^{i\Delta} = tg\Psi \quad (2.3)$$

де $\Psi = \Psi_1 / \Psi_2$ (Ψ_1, Ψ_2 – для падаючої та відбитої хвилі) та $\Delta = (\delta_p - \delta_s)$ – еліпсометричні кути, що вимірюються еліпсометром [139].

Комплексне рівняння еліпсометрії являє собою сукупність двох рівнянь, які зручно записати у вигляді:

$$tg\gamma \cos \Delta = \Phi_1, \quad tg\gamma \sin \Delta = \Phi_2, \quad (2.4)$$

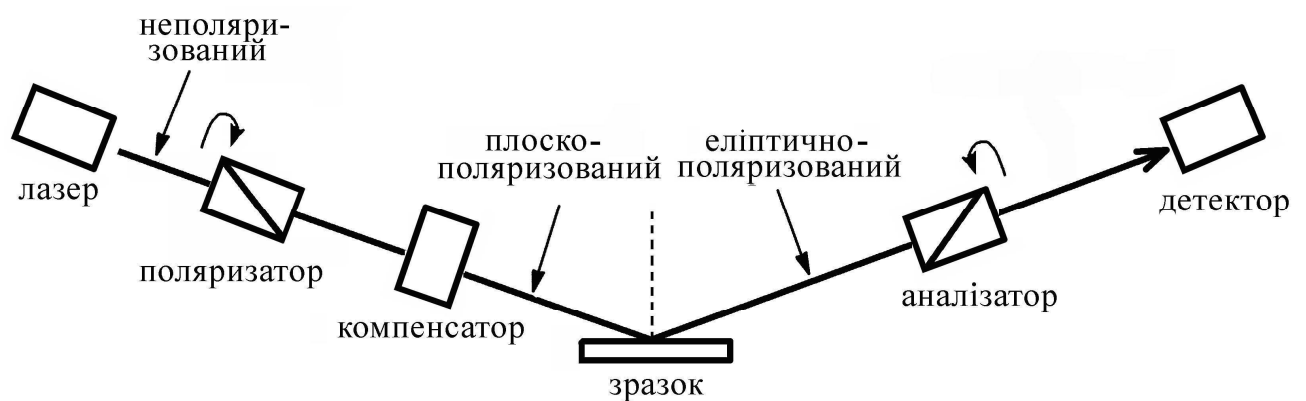
де

$$\Phi_1 = \operatorname{Re} \frac{R_p}{R_s}; \quad \Phi_2 = \operatorname{Im} \frac{R_p}{R_s}. \quad (2.5)$$

Але не можливо виразити коефіцієнти відбиття n і заломлення k , якими і характеризується будь-яка речовина, від еліпсометричних кутів в аналітичному вигляді. Для знаходження товщини плівок, товщини окремих шарів в мультишарах, відповідні оптичні коефіцієнти речовин цих шарів, що дають картину фазового стану плівкової системи, використовувалось програмне забезпечення розроблене в Інституту фізики САН (м. Братислава). Особливістю методу інтерпретації експериментальних даних полягає у використанні генетичного алгоритму пошуку найкращих розв'язків. Слід зазначити, що розрахунки проводилися за умов збереження індивідуальності шарів як основної умови. Послідовність операції розрахунків проводилися до співпадання експериментальних і розрахункових значень Δ і ψ до $0,03^\circ$. На рис. 2.5 приведено зовнішній вигляд (а) та оптична схема (б) так званого нуль-еліпсометра. Монохроматичне світло від лазера LS10.1 ($\lambda=0,632$ мкм), проходячи крізь призму-поляризатор, перетворюється на плоскополяризоване. При відбитті від поверхні, що досліджується, між p - та s – коливаннями виникає різниця фаз Δ , при цьому кінець вектора напруженості, що характеризує результуючу хвилю, описує еліпс. Проходячи крізь аналізатор в певному положенні світло може бути повністю погашеним за рахунок зведення різниці фаз до нуля. Затухання сигналу і його положення в позиції “нуль” фіксується детектором. Положення поляризатора та аналізатора може змінюватися в інтервалі $0 \div 180^\circ$. Для знаходження положення “нуль” в усіх його чотирьох квадрантах декартової системи координат використовують компенсатор. Значення азимутів поляризатора і аналізатора в положенні повного погашення світла напряму пов'язане зі значеннями кутів Ψ та Δ . Знаючи значення цих кутів, можна знайти оптичні характеристики плівкових систем.



а



б

Рис.2.5. Зовнішній вигляд (а) та оптична схема (б) нуля-еліпсометра

2.2.4. Дослідження дифузійних процесів

Ключовим моментом в дослідженні характеристик в вибраних нами плівкових системах є інформація про взаємодифузію атомів Co, Au, Cu та Ag. Дослідження дифузії та її впливу на фізичні процеси в двошарових плівках на основі цих металів проводилось методом ВІМС на приладі МС-7201 М [135, 140, 141]. Інформацію отримували у вигляді спектра вторинних іонів по атомним масам під час травлення поверхні з постійною швидкістю втравлювання пучком іонів Ag^+ з енергією 10 кеВ. В якості підкладки використовувалися пластини діелектричного ситалу Ф-4. Інтерпретація мас-спектрів здійснювалась згідно методики, описаної в [142]. За результатами

розшифровки будувалися дифузійні профілі по товщині зразка для кожного виду іонів.

Відомо, що в кінцеве значення масоперенесення в тонких плівках основний внесок дає зерномежева дифузія [143], але слід враховувати ще й об'ємну і дифузію по дислокаціям і поверхневу дифузію. За відомим теоретичним співвідношенням можна отримати величини ефективного коефіцієнта дифузії D . Наприклад, якщо скористатись рівнянням для зерномежевої дифузії, яке записується виходячи з другого закону Фіка [144]:

$$D_b \cdot \nabla^2 c_b = \frac{\partial c_b}{\partial t}, \quad (2.6)$$

де D_b – коефіцієнт зерномежевої дифузії;

c_b – концентрація атомів на межі зерна;

t – час протікання дифузії (у нашому випадку термодифузії час дифузійного відпалювання).

Робоче співвідношення з якого можна знайти коефіцієнт об'ємної дифузії, що будемо використовувати при розрахунках ефективного коефіцієнтом дифузії:

$$c(x,0) = \frac{c_0}{2} \cdot \operatorname{erfc} \left[\frac{x}{2\sqrt{D_v \cdot t}} \right], \quad (2.7)$$

де D_v – коефіцієнт об'ємної дифузії; c_0 – концентрація при $x=0$ (визначалося за сигналом, який відповідав максимальному виходу вторинних іонів).

При розрахунку коефіцієнтів дифузії у невідпалених зразках у якості часу протікання дифузії використовували час конденсації верхнього шару. Для відпалених плівок час дифузії складався з часу конденсації верхнього шару та часу термовідпалювання (15 хвилин). Із дифузійних профілів для кожного компонента системи знаходилося відношення c/c_0 при фіксованих значеннях z . Це дає можливість в кожному конкретному випадку знайти величину функції $\operatorname{erfc}[z/2 \sqrt{D_v t}]$, а потім, користуючись табличними даними, визначити аргумент $[z/2 \sqrt{D_v t}]$ та окремо значення D .

2.3. Обладнання для дослідження електрофізичних властивостей плівкових зразків

Для підтвердження висновків зроблених при вивченні фазових перетворень в плівкових зразках на основі матеріалів зі спін-залежним розсіюванням, а саме в плівках на основі Co і Cu, Ag та Au, було здійснено дослідження їх електрофізичних властивостей [131-133, 140]. Вивчалася залежність питомого опору і ТКО цих плівок від температури відпалювання, магнітоопору (МО) плівкових систем, повздовжній магнітооптичний ефект Керра (МОКЕ).

Залежність питомого опору плівок від температури вимірювалась в умовах вакууму за допомогою пристрою зображеного на рис. 2.6. Вимірювання здійснювалось під час трьох стабілізаційних циклів “нагрівання↔охолодження” при постійній швидкості $2\div 3$ К/хв. У результаті отримувалися графіки залежності $\rho(T)$ на основі яких визначалася величина коефіцієнту ТКО (β). Електричний опір (R_n) вимірювався з точністю $\pm 0,06\%$ цифровим вольтметром АРРА-109. Температура контролювалася за допомогою хромель-алюмелевої термопари і вольтметра UT-70В, що забезпечило точність ± 1 К. Як підкладки використовувалися скляні поліровані пластини з вплавленими прокаленими молібденовими стержнями та ситалові пластини з попередньо сформованими (термічним випаруванням у вакуумі) контактами у вигляді двошарової плівки Cu/Cr. Нижній шар хрому товщиною ≈ 5 нм, забезпечував високу адгезію контактів, а верхній шар Cu - високу електропровідність. Для покращення суцільності контакту “плівка-контакт” плівка Cu/Cr наносилась у вигляді сходинок.

При дослідженні фазових перетворень в плівках, де відбувається перерозподіл атомів магнітної компоненти і можливе утворення принципово нового стану, наприклад, стабілізації гранульованого стану Co, важливо проводити вимірювання МО плівок. У наших експериментах це здійснювалось при кімнатній температурі в повітряному середовищі при індукції магнітного поля $B = 1,1$ Тл. Підкладки з плівками монтувалися на спеціальному пристрої, до якого входили чотири зонди для створення електричних контактів. Через два

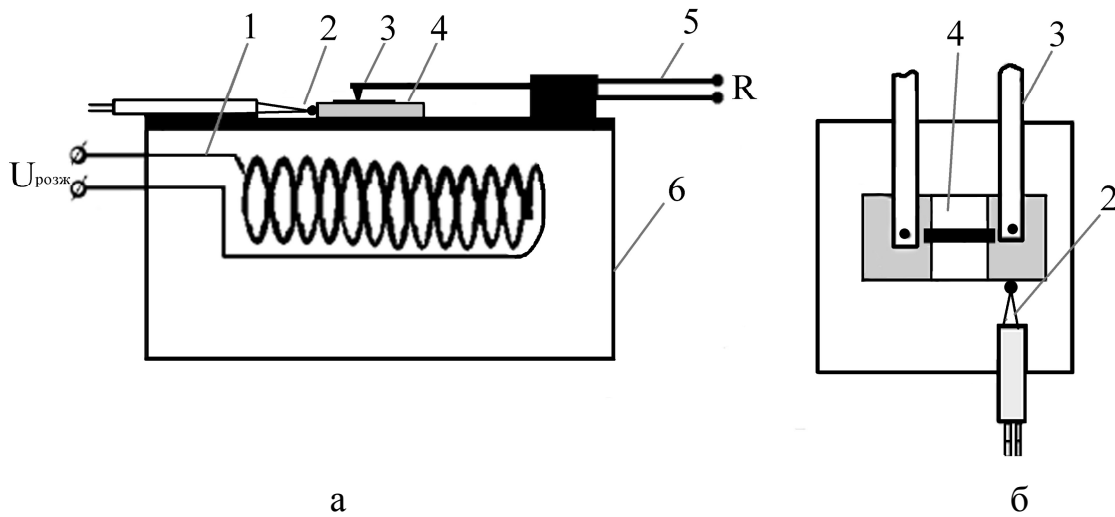


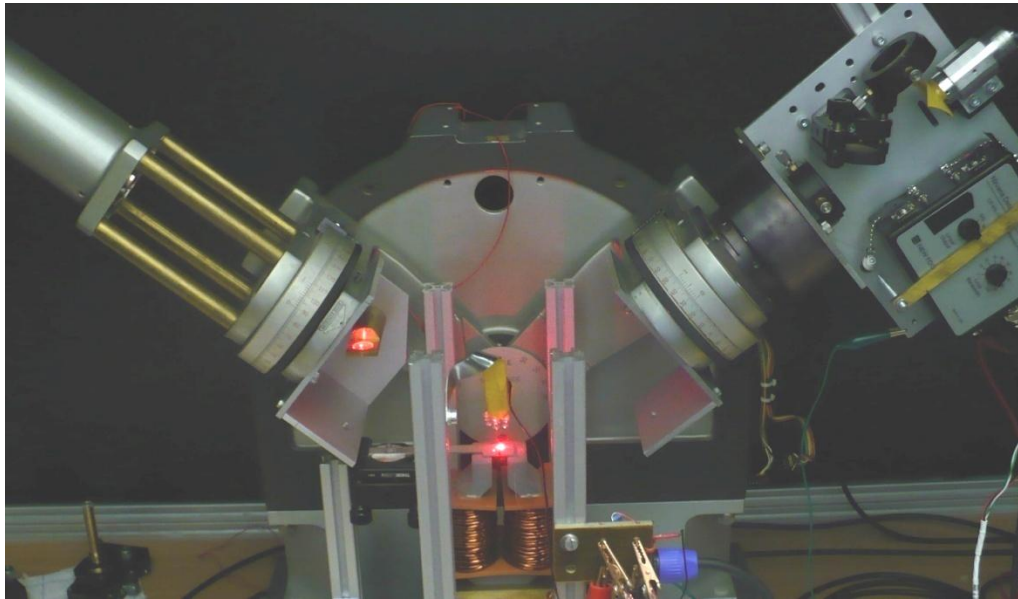
Рис. 2.6. Зображення пристрою для відпалювання плівкових зразків збоку (а) і згори (б): 1 – вольфрамова спіраль; 2 – термопара; 3 – прижимні контакти; 4 - зразок; 5 – виводи для вимірювання опору; 6 - екрануючий кожух

крайніх зонди пропускався електричний струм, а два середні використовувались для вимірювання падіння напруги компенсаційним методом. Застосування такої схеми вимірювання не вимагає створення попередніх контактних майданчиків, як у випадку дослідження температурної залежності опору. Величина магнітоопору розраховувалась за співвідношенням:

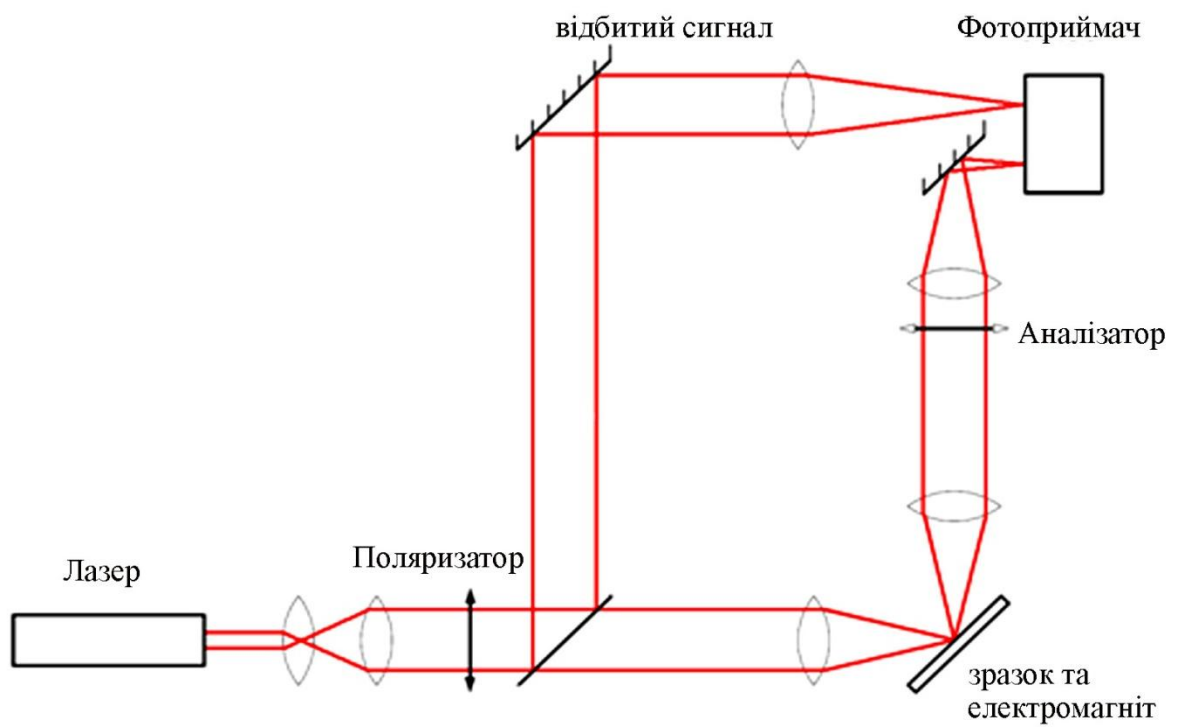
$$MR = (R - R_M)/R_M \quad (2.8)$$

де R_M – опір при максимальному значенні магнітного поля.

Повздовжній магнітооптичний ефект Керра вимірювався як інша магнітна характеристика плівкових зразків, що сильно залежить від їх структури. Цей ефект полягає в зміні поляризації світла при відбитті від поверхні речовини при накладанні зовнішнього магнітного поля [145]. Фіксуючи зміну поляризації світла в залежності від модуля вектора магнітного поля, можна отримати інформацію про ступінь намагніченості, магнітну анізотропію, рухливість доменної структури, особливості спін-поляризації магнітної компоненти в плівкових структурах, що досліджуються. На рис. 2.7 зображено зовнішній



а



б

Рис. 2.7. Зовнішній вигляд (а) та оптична схема (б) приладу для вимірювання МОКЕ плівкових зразків

вигляд і оптична схема приладу, що використовувався для вимірювання ефекту Керра. Для створення монохроматичного пучка світла діаметром в 1 мм використовується He-Ne лазер (довжина хвилі 632,8 нм) потужністю 7 мВт. Поляризатор, аналогічний поляризатору еліпсометра, робить пучок плоскополяризованим. Для створення зовнішнього магнітного поля використовувався соленоїд з 20 мотків в 12 шарів мідного дроту по якому пропускався струм до 20 А. Діаметр магніту складав 7 см. Максимальне магнітне поле, що створювалося таким електромагнітом дорівнювало 55 мТл. Малий розмір області взаємодії пучка і плівкового матеріалу гарантує відносно рівномірний градієнт напруженості магнітного поля. Надчутливий фотоприймач працює в режимі автобалансу та реєструє сигнал різниці між відбитим від зразка променем і початковим, нормалізуючи амплітуду. В силу особливостей намагнічуваності плівок Со, залежність МОКЕ для них має форму петлі гестирезису (див., наприклад, [146]). Для запису інформації використовувався нановольметр PCS6220. Повністю автоматизоване керування зі спеціально розробленим програмним забезпеченням дозволяє зробити двократне вимірювання, змінюючи магнітне поле від 0 до 50 мТл за $t = 2$ с. Мале значення часу вимірювання мінімізує термостимульовані ефекти у зміні намагніченості плівкових зразків і стабільності роботи електромагніту. В разі максимальної нагрівки у 20 А потужність електромагніту становить 110 Вт.

Висновки до Розділу 2

1. Для проведення комплексних експериментальних досліджень особливостей структурно-фазового стану, дифузійних процесів, оптичних характеристик функціональних елементів мікроприладів у вигляді спін-клапанних структур та багат шарових плівок на основі Со і Cu, Ag та Au слід використовувати наступні методи дослідження:

- просвічуюча електронна мікроскопія з високою роздільною здатністю;

- електронографія і малокутова рентгенографія;
- вторинно-іонна мас-спектрометрія;
- нуль-еліпсометрія.

2. Встановлення кореляції між структурно-фазовим станом та фізичними процесами в приладових плівкових системах можливо за умови використання методів дослідження електрофізичних (питомого опору, термічного коефіцієнту опору та коефіцієнту тензочутливості) та магнітних (магнітооптичних та магнітотранспортних характеристик) властивостей.

3. Для інтерпретації результатів досліджень електрофізичних властивостей (ТКО, КТ) для плівкових систем у вигляді спін-клапанних структур та плівкових гранульованих сплавів необхідно здійснити апробацію теоретичних моделей та комп'ютерне моделювання для прогнозування можливих фізичних процесів у вказаних приладових структурах.

РОЗДІЛ 3
ПРОЦЕСИ ФАЗОУТВОРЕННЯ В ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТАХ
МІКРОПРИЛАДІВ НА ОСНОВІ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ
Co/Cu, Co/Ag ТА Co/Au

3.1. Фазоутворення та особливості кристалічної структури в модельних двошарових плівкових системах на основі Co/(Cu, Ag, Au) [131-133, 135, 140, 141, 149]

Плівки із спін-залежним розсіюванням електронів, а саме системи на основі Cu і Co, Au і Co та Ag і Co ми використовували для формування функціональних елементів спін-вентельних структур та дослідження їх характеристик. Тому нами були вивчені особливості кристалічної структури, процесів дифузії та фазоутворення в даних дво- та багат шарових модельних плівкових системах.

3.1.1. Одношарові плівки [130-133, 135]

Кристалічна структурна одношарових плівок Au, Ag, Cu і Co вивчена досить детально, і тому ми будемо приводити 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, яка відповідає масивним зразкам (ГЦК – Au, Ag, Cu; та ГЦП – Co). Рис.3.1. дає уявлення про кристалічну будову цих плівок у вихідному стані та після термовідпалювання до 700К (з подальшим охолодженням до 300 К). Вкажемо деякі її особливості. Плівки Cu, Au і Ag після конденсації мають кристалічну структуру з досить чіткою огранкою окремих кристалітів, середній розмір яких сягає 10-15 нм. Їх термовідпалювання, навіть до не досить високих температур ($T_b \cong 700$ К) обумовлює процес інтенсивної рекристалізації, при якому середній розмір зерен у плівках Cu, Au і Ag збільшується приблизно у 5-6 разів. Вивчення даних одношарових плівок на предмет залежності параметра кристалічної ґратки від товщини та температури відпалювання не вказує на відхилення від табличних (табл. 3.1). Лише слід зазначити, що параметр ґратки несуттєво збільшується з

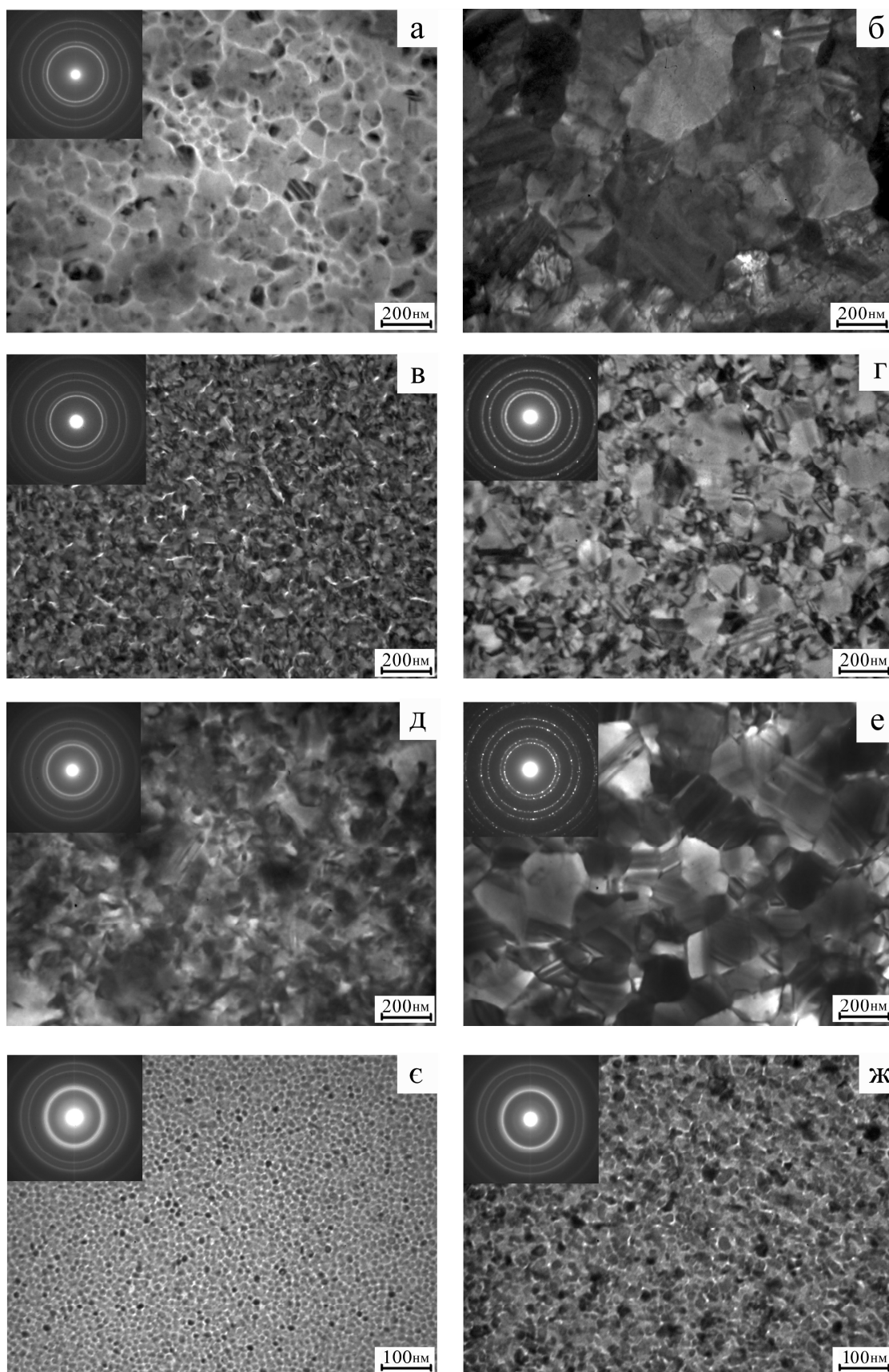


Рис. 3.1. Кристалічна структура одношарових плівок $\text{Cu}(20)/\text{PI}$ (а, б), $\text{Au}(20)/\text{PI}$ (в, г), $\text{Ag}(60)/\text{PI}$ (д, е) та Co/PI (60) (є, ж) у невідпаленому (а, в, д, є) та відпаленому до 700 К (б, г, е, ж) стані

Таблиця 3.1

Розшифрування електронограм від термовідпалених одношарових плівок

Плівка	№ п/п	$T_B=300\text{ K}$				$T_B=700\text{ K}$			
		I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a, нм	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	a, нм
Cu(30)/П	1	Д.С.	0,2080	111	0,3602	Д.С.	0,2091	111	0,3621
	2	сер.	0,1802	200	0,3604	сер.	0,1812	200	0,3624
	3	сер.	0,1274	220	0,3603	сер.	0,1277	220	0,3610
	4	С.	0,1085	311	0,3598	сер.	0,1090	311	0,3598
	5	сл.	0,1040	222	0,3602	сл.	0,1041	222	0,3606
	$\bar{a}=0,3602\pm0,0005\text{ нм}$ $a_0=0,3615\text{ нм [147]}$					$\bar{a}=0,3611\pm0,0005\text{ нм}$			
Au(50)/П	1	Д.С.	0,2350	111	0,4072	Д.С.	0,2353	111	0,4075
	2	сер.	0,2032	200	0,4069	сер.	0,2037	200	0,4074
	3	сер.	0,1442	220	0,4074	сер.	0,1441	220	0,4075
	4	С.	0,1228	311	0,4076	сер.	0,1230	311	0,4079
	5	сл.	0,0936	331	0,4079	сл.	0,0936	311	0,4080
	$\bar{a}=0,4073\pm0,0005\text{ нм}$ $a_0=0,4078\text{ нм [147]}$					$\bar{a}=0,4077\pm0,0005\text{ нм}$			
Ag(40)/П	1	Д.С.	0,2357	111	0,4082	Д.С.	0,2358	111	0,4084
	2	сер.	0,2040	200	0,4080	сер.	0,2042	200	0,4084
	3	сер.	0,1443	220	0,4081	сер.	0,1445	220	0,4086
	4	сер.	0,1231	311	0,4082	сер.	0,1232	311	0,4086
	5	сл.	0,0936	331	0,4081	сл.	0,0937	331	0,4085
	$\bar{a}=0,4081\pm0,0005\text{ нм}$ $a_0=0,4086\text{ нм [147]}$					$\bar{a}=0,4085\pm0,0005\text{ нм}$			
Co(30)/П	1	сл.	0,2160	100	-	сл.	0,2159	100	-
	2	Д.С.	0,2038	111	-	Д.С.	0,2048	111	0,3548
	3	Д.С.	0,1921	101	-	сер.	0,2037	111	-
	4	сер.	0,1253	110	-	Д.С.	0,1918	101	-
	5	сер.	0,1069	201	-	сл.	0,1776	200	0,3552
							$\bar{a}(\text{ГЦК})=0,3550\pm0,0005\text{ нм}$ $a_0(\text{ГЦК})=0,3554\text{ нм [147]}$		
Д.С. – дуже сильна, С. – сильна, сер. – середня, сл. – слабка									

ростом температури відпалювання. Це, а також формування рефлексів на електронограмах слід пов'язувати з протіканням рекристалізації у процесі відпалювання.

Со має дві модифікації – низькотемпературну ГЦП з параметром ґратки $a_0=0,2505$ нм, $c_0=0,4089$ нм та ГЦК - Со $a_0=0,3548$ нм [147]. Як і в роботах [87, 88], у вихідних плівках поряд з ГЦП – Со присутня також і високотемпературна фаза ГЦК. Причина цього - утворення великої кількості дефектів пакування (ДП), які є областями утворення ГЦК – Со, що і фіксується на електронограмах у вигляді двох додаткових ліній з міжплощинними відстанями $d_{111}=0,204$ нм і $d_{200}=0,180$ нм. При відпалюванні таких зразків ДП заліковуються і, як результат цього, вказані лінії втрачають інтенсивність і зникають. При досягненні температур $T_B=600\div 650$ К відбувається процес поліморфного переходу ГЦП-Со \rightarrow ГЦК-Со. Наглядно цей процес переходу можливо простежити по результатам рентгенографічних досліджень плівки Со(40 нм)/П, представлених на рис.3.2 і в таблиці 3.2. Присутність незначної долі ГЦК фази простежується при проміжних температурах 400 \div 700 К. Розрахунки середніх розмірів кристалітів обох фаз (рис. 3.3) показують, що значне збільшення розміру кристалітів з $\cong 8$ нм до 25 нм відбувається після завершення поліморфного переходу лише в фазі ГЦК-Со.

Результати дослідження оптичних характеристик плівки Со представлено на рис. 3.4 у прямому вигляді еліпсометричних кутів від температури відпалювання (рис. 3.4, а) та в комплексній формі (рис. 3.4, б). Дані залежності показують пряму залежність оптичних характеристик від фазового складу плівки Со. Значне відхилення кута Ψ співпадає з початком фазового переходу і завершується з повним переходом системи до ГЦК-ґратки. В той час, коли складова Δ майже не змінює характер залежності на всьому інтервалі температур. Слід зазначити, що представлення в комплексній формі оптичних характеристик в цьому випадку є більш наглядною. Спільною для усіх одношарових плівок слід відмітити низьку хімічну активність з залишковою атмосферою, як в процесі напилення, так і при подальшому відпалюванні. Як виняток, можна відмітити лише плівки Си, в яких

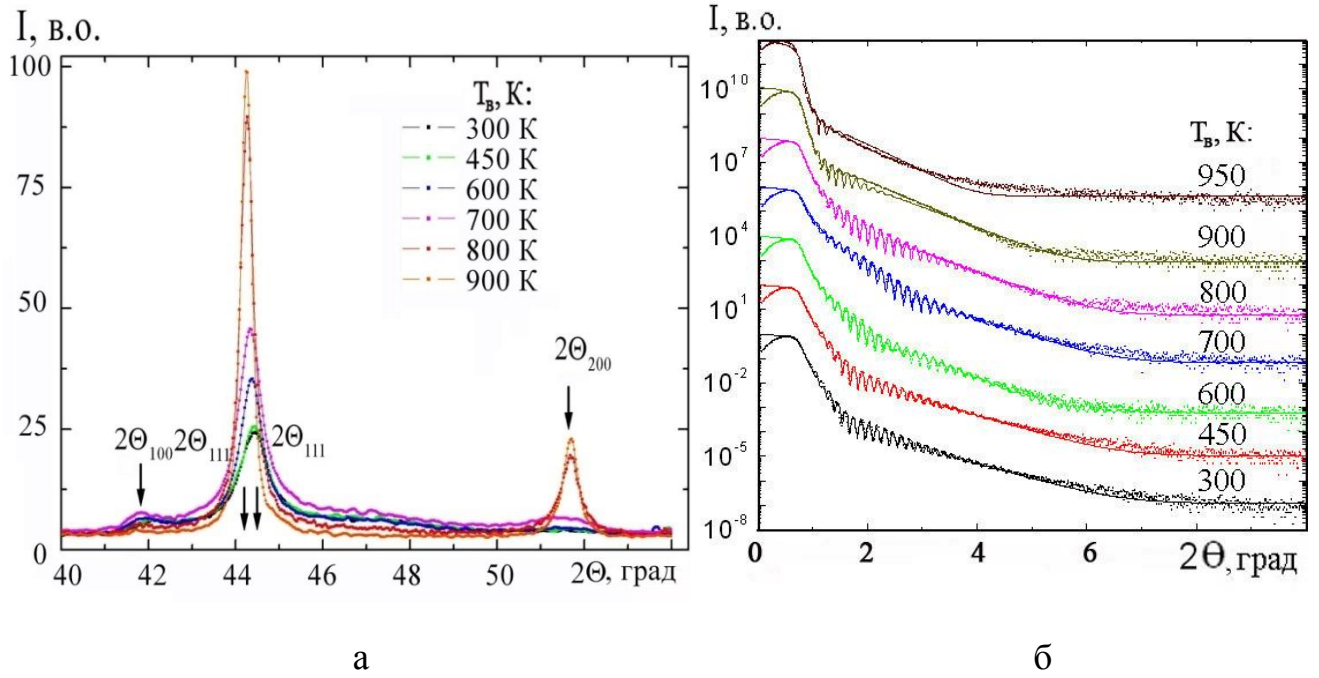


Рис. 3.2. Рентгенограма від одношарової плівки Co(40)/П після відпалювання при різних температурах в спектральному (а) та структурному (б) режимі. Стрілочками вказані табличні значення [147] кутів 2θ для ГЦК- та ГЦП-Co

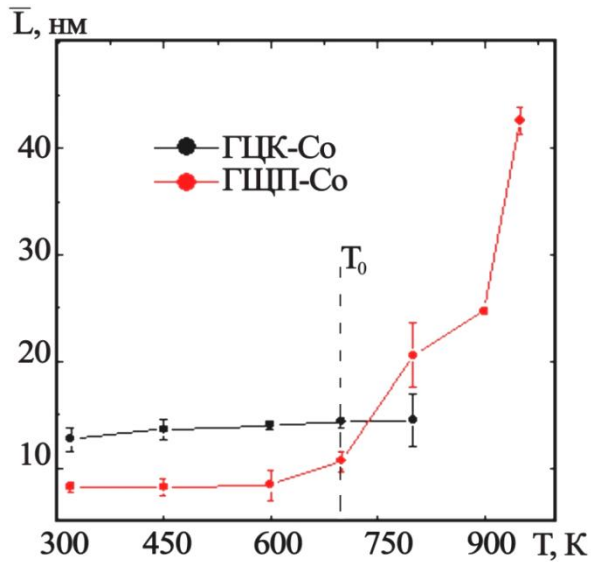


Рис.3.3. Середній розмір кристалітів у відпаленій та охолодженій до 300 К плівці Co(40)/П. $T_0=690$ К [85] – температура поліморфного переходу

Таблиця 3.2.

Розрахунок рентгенограм від плівки Co(40)/П

T _B =300 K		T _B =450 K		T _B =600 K		T _B =700 K		T _B =800 K		T _B =900 K		T _B =950 K		d _{hkl} ⁰ , нм [147]	hkl	фаза
I, в.о.	d _{hkl} , нм	I, в.о.	d _{hkl} , нм	I, в.о.	d _{hkl} , нм	I, в.о.			d _{hkl} , нм	I, в.о.	d _{hkl} , нм	I, в.о.	d _{hkl} , нм			
2,7	0,2154	2,8	0,2160	3,4	0,2161	3,6	0,2158	100	0,2158	0,9	0,2162	-	-	0,2158	100	ГЦП- Co
23,7	0,2039	-	-	-	-	48,6	0,2040	111	0,2043	100,0	0,2043	89,5	0,2044	0,2040	111	ГЦК-Co
3,9	0,2034	26,1	0,2039	38,8	0,2041	4,5	0,2037	111	0,2026	-	-	-	-	0,2037	111	ГЦП- Co
1,7	0,1772	1,1	0,1770	1,5	0,1772	4,0	0,1770	200	0,1769	26,1	0,1768	26,7	0,1769	0,1770	200	ГЦК-Co
\bar{a} (ГЦК)=0,3548±0,0005 нм; a ₀ (ГЦК)=0,3554 нм [147]																

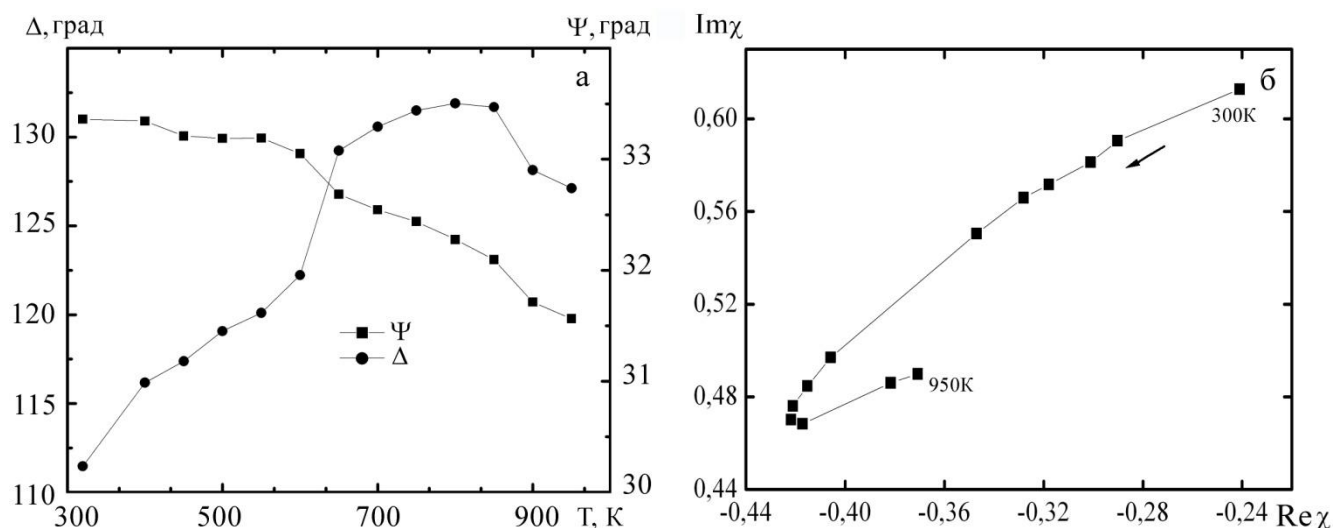


Рис. 3.4. Оптичні характеристики одношарової плівки Co(40)/П при різних температурах відпалювання в прямому представленні еліпсометричних кутів (а) та в комплексній формі (б)

ще в свіжосконденсованому стані спостерігалась присутність незначної кількості оксиду Cu_2O . В дво- та багатошарових системах шар Co покривався шарами Au, Ag або Cu, що дало можливість уникнути утворення оксидів. Застосування такої послідовності нанесення шарів забезпечить відсутність шкідливих оксидних утворень і в приладових функціональних елементах на основі Co і Cu (Au або Ag).

3.1.2. Плівкова система на основі Co та Cu [131-133, 149]

Двошарові плівкові системи Co/Cu/П вже в щойносконденсованому стані втрачають індивідуальність окремих шарів. До такого висновку приходимо за результатами електроннографічних досліджень. На рис. 3.5 представлені електроннограми від системи Cu(15)/Co(20)/П при $T_B=300$ K, 700 K та 900 K, а в таблиці 3.3 представлена розшифровка цих електроннограм при трьох температурах відпалювання. На електроннограмі фіксуються дві групи кілець, перша із яких: 2-гу, 5-ту лінії – відносяться до ГЦП-Co. Інша група ліній: 1, 3, 4,

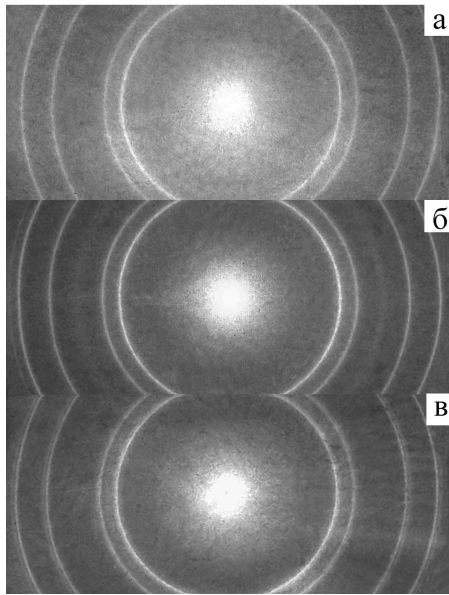


Рис.3.5. Електронограми від плівок Cu(15)/Co(20)/П при температурі відпалювання, К: 300 (а); 700 (б); 900 К (в)

б – інтерпретується нами як твердий розчин (т.р.) (Cu, Co) на основі ГЦК-решітки Cu. До такого висновку приходимо з огляду на те, що міжплощинні відстані більші за табличні значення ГЦК-Cu, а визначений середній параметр ґратки \bar{a} (т.р.(Co, Cu))=0,3595 нм - менший ніж табличне значення параметру ґратки Cu ($a_0(\text{Cu})=0,3615$ нм), а відхилення визначення $\Delta a=\pm 0,0005$ нм. Таке відхилення ліній ГЦК-структури спостерігається на всьому діапазоні досліджуваних двошарових плівкових систем. Тому можна прийти до висновку, що в невідпаленому стані в плівковій системі Cu/Co утворюється безперервний ряд твердих розчинів. В плівкових системах, де товщина окремого або обох шарів перевищувала 20 нм, на електронограмах фіксуються лінії відповідно ГЦК-Cu або ГЦП-Co. При відпалюванні зразка Co(15)/Cu(20)/П до температури 600 К істотних змін в фазовому стані не спостерігається (рис.3.5 б, таблиця 3.3), тобто стабілізується ГЦК-т.р. (Cu, Co) із домішками Co. Середній розмір параметра решітки т. р. \bar{a} (т.р.(Cu, Co))=0,3590 нм.

В процесі подальшого відпалювання до $T_{\text{в}}= 600\div 800$ К, в системі Co/Cu відбувається процес поліморфного переходу ГЦП-Co→ГЦК-Co. Після досягнення температури 800 К та подальшому охолодженні до 300 К на електронограмі спостерігається лінія $d_{\text{hkl}}=0,2186$ нм, яка відповідає табличному значенню $d_{100}=0,2158$ нм ГЦП-Co.

Таблиця 3.3.

Розрахунок електронограм від плівки Cu(15)/Co(20)/П

№ П/П	$T_B=300$ К					$T_B=600$ К					$T_B=900$ К				
	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a , нм	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a , нм	I, в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a , нм
1	Д.с.	0,2084	111	т.р.(Cu, Co)	0,3609	Д.С.	0,2086	111	т.р.(Cu, Co)	0,3613	Д.С.	0,209	111	Cu	0,3625
2	сл.	0,2041	111	ГЦП-Co	-	с.	0,1920	10.1	ГЦП-Co	-	сер.	0,207	111	т.р.(Cu, Co)	0,3588
3	с.	0,1802	200	т.р.(Cu, Co)	0,3604	сер.	0,1780	200	т.р.(Cu, Co)	0,3561	сер.	0,2035	111	ГЦК-Co	0,3524
4	сер.	0,1279	220	т.р.(Cu, Co)	0,3617	сер.	0,1267	220	т.р.(Cu, Co)	0,3583	сер.	0,1919	10.1	ГЦП-Co	-
5	сл.	0,1256	22.0	ГЦП-Co	-	сер.	0,1085	311	т.р.(Cu, Co)	0,3560	сер.	0,181	200	Cu	0,3621
6	сер.	0,1085	311	т.р.(Cu, Co)	0,3598	-	-	-	-	-	сер.	0,180	200	т.р.(Cu, Co)	0,3590
7	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	сер.	0,128	220	Cu	0,3619
8	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	сл.	0,126	220	т.р.(Cu, Co)	0,3586
\bar{a} (т.р.(Cu, Co))=0,3595±0,0005 нм					\bar{a} (т.р.(Cu, Co))=0,3590±0,0005 нм					\bar{a} (т.р.(Cu, Co))=0,3588±0,0005 нм; \bar{a} (Cu)= 0,3622±0,0005 нм; a_0 (Cu)=0,3615 нм [147]					

Логічно припустити, що зі збільшенням температури відпалювання спостерігається збільшення острівців та поява дефектів пакування, і, як наслідок цього, поява на електронограмах відносно слабких ліній, що відповідають ГЦК-Co. Але не можна з впевненістю стверджувати, що вони відповідають саме ГЦК-Co і їх, в принципі, можна віднести і до ГЦК-Cu. Для плівки Cu(15)/Co(30)/П d_{hkl} для Co та Cu дуже близькі ($d_{220}(Cu)=0,1271$ нм, $d_{220}(ГЦП-Co)=0,1253$ нм, $d_{220}=0,1256$ нм; $d_{311}(Cu)=0,1083$ нм, $d_{311}(ГЦП-Co)=0,1066$ нм, $d_{311}=0,1071$ нм), а точність визначення міжплощинних відстаней складає $\pm 0,0003$ нм. Але, виходячи з термодинамічних міркувань, треба зробити висновок, що, скоріше за все, мова йде про утворення ГЦК – Co, і, якщо припустити, що при термообробці твердий розчин частково розпадається з утворенням кристалітів Cu та ГЦК-Co, лінії від Co і Cu накладаються одна на одну. При досягненні температур 900 К спостерігається чітке розщеплення ліній на електронограмі на т.р. (Cu, Co) та ГЦК-Cu та поява лінії (101) ГЦП-Co поряд з ГЦК-Co (табл.3.3). Як і в попередніх випадках, зберігається неоднозначність щодо визначення цієї лінії на електронограмі - її з однаковою ймовірністю можна віднести як до лінії ГЦК-Cu так і до лінії ГЦК-Co. На електронограмі (рис. 3.5, в) від плівок Co(15)/Cu(20)/П, що пройшли відпалювання до температури 900 К, присутня лінія (101) гексагонального кобальту, також з'являється група ліній які ми однозначно відносимо до ГЦК-Cu ($\bar{a}(Cu)=0,3622$ нм) та т.р. ($\bar{a}(т.р.(Cu, Co))=0,3588$ нм) з дещо зменшеним середнім розміром ґратки. Аналізуючи ці дані, можна говорити, що після охолодження до 300К т. р. розпадається не повністю, і після часткового його розпаду наночастинки ГЦП-Co локалізуються в об'ємі плівки Cu та т.р.

Мікроструктура досліджуваних систем на основі Cu і Co, як і картини дифракції, суттєво залежить від товщини та процентного вмісту атомів обох компонент. Так на рис.3.6 приведені мікроструктури плівок з різною загальною товщиною: Cu(10)/Co(10)/П (а, в), Cu(5)/Co(5)/П (г) та Cu(15)/Co(20)/П (г) у невідпаленому (а) та відпаленому до 700 К (б, в) і 900 К (г) станах. У невідпалених плівках з однаковою товщиною обох шарів (рис. 3.6, а)

формується полікристалічна структура т.р.(Cu, Co) за своєю структурою схожа на плівку одношарової міді (рис. 3.1, а), але із середнім розміром кристалітів меншим майже в два рази. Відпалювання такої плівки до 900 К призводить до розділення атомів по фазах з розмитою огранкою областей т.р. та Cu та чітких гранул Co. Мікроструктури плівок з відносно товщим шаром Co (рис. 3.6, в) та приблизно однаковим співвідношенням товщини шару Cu і Co (рис. 3.6, г) відпалені до 900 К також трьохфазні. Причому, в першому випадку чітко видно структуру нижнього шару ГЦК-Co, областей т.р. та утворень гранул ГЦП-Co в їх об'ємі. В іншому – область т.р., Cu та відносно великих гранул ГЦП-Co. При ультратонких товщинах ($1 \leq d \leq 8$ нм) з приблизно однаковим співвідношенням структура являє собою острівцеве нанокристалічне утворення, що в процесі відпалювання приходять до структури показаної на рис.3.6 б. Слід відмітити, що дана структура задається шаром Cu і середній розмір острівцевих утворень т.р. складає $\approx 10 \div 15$ нм. Присутність усіх фаз, вказаних при дослідженні електроннограм, можна розгледіти на мікроструктурі плівки. На знімку мікроструктури плівки при великому збільшенні (рис. 3.7), світло-сірий контраст відповідає Cu, темний відповідає Co, а сірий – т.р. Таким чином, можна спостерігати стабілізацію гранульованого стану Co в матриці Cu+т.р. (Cu, Co). Підтвердження висновків, сформульованих за результатами електроннографічних та мікроскопічних дослідження можна знайти в результатах рентгенографічних досліджень модельних двошарових плівкових систем Cu/Co. Так, на рис.3.8 наведено рентгенографічні спектри плівки Cu(20)/Co(30)/П (а) при температурі відпалювання 300 і 700 К та Cu(35)/Co(30)/П (б) при температурі відпалювання 300 і 900 К. Зміщення піків Cu спостерігається в усіх випадках, що по аналогії з лініями на електроннограмах, спричиняє утворення т.р. (Cu, Co). Лінії на дифракційних картинах від плівки, відпаленої до 900 К, розщеплюються, що можна пояснити розпадом т.р. до чистої Cu та зменшенням, внаслідок цього, власного параметру ґратки.

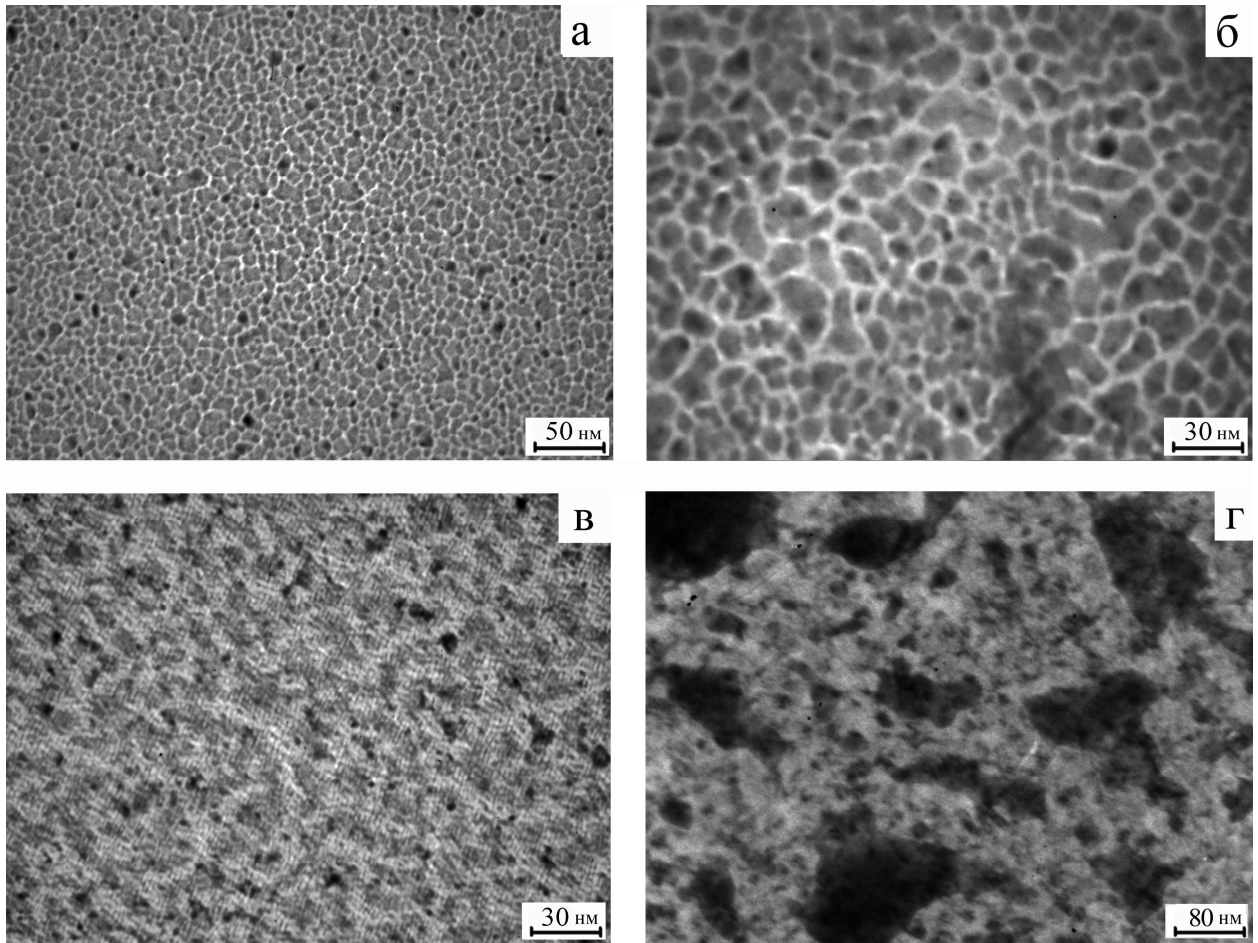


Рис. 3.6. Кристалічна структура плівок $\text{Cu}(15)/\text{Co}(10)/\text{П}$ (а, в), $\text{Cu}(5)/\text{Co}(20)/\text{П}$ (б), та $\text{Cu}(15)/\text{Co}(20)/\text{П}$ (г) у невідпаленому (а) та відпаленому до 600 К (б) і 900 К (в, г) станах

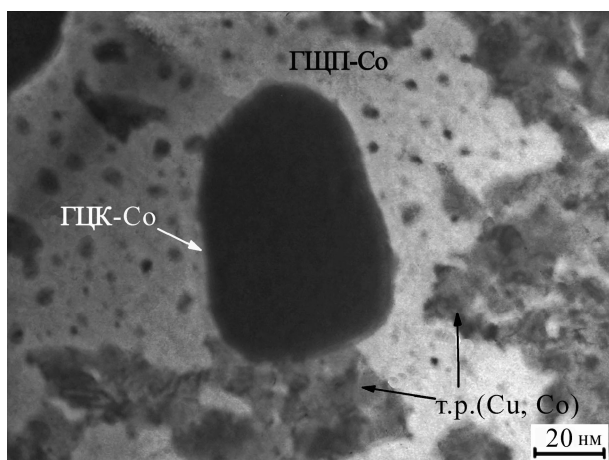


Рис.3.7. Кристалічна структура плівки $\text{Cu}(15)/\text{Co}(20)/\text{П}$ відпаленої до $T_{\text{в}}=950$ К при великому збільшенні

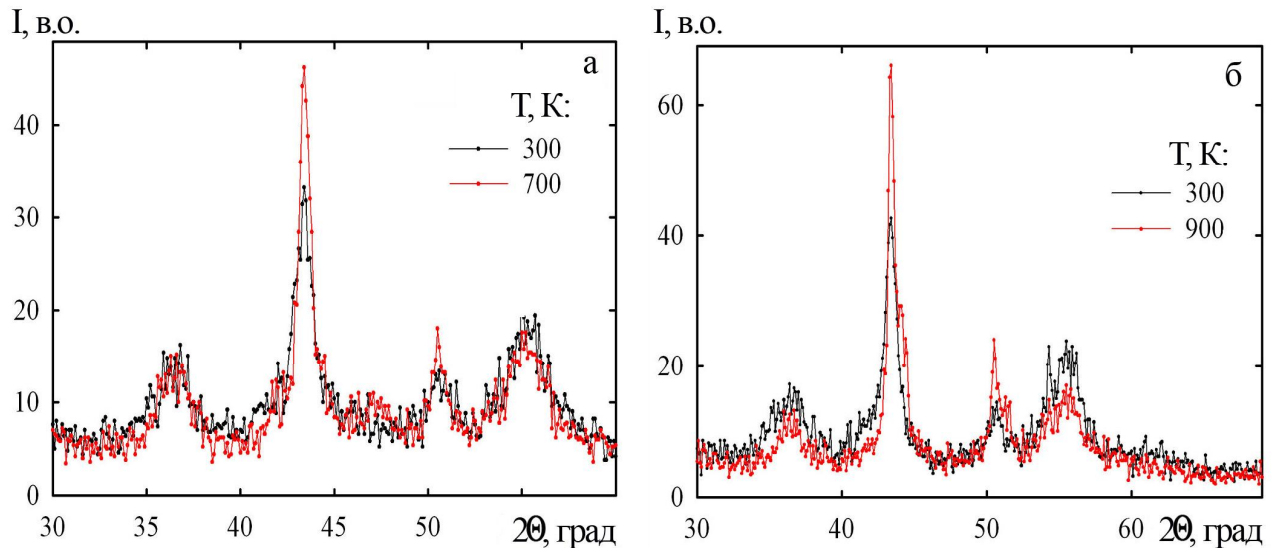


Рис. 3.8. Ренгенограми від плівок $\text{Cu}(20)/\text{Co}(15)/\text{P}$ після термовідпалювання до $T_{\text{в}}=300$ і 700 К (а) та $\text{Cu}(10)/\text{Co}(15)/\text{P}$ до $T_{\text{в}}=300$ і 900 К (б)

В роботах [83-85] приведені результати досліджень дифузійних процесів плівкових зразків на основі Cu та Co , згідно яких індивідуальність окремого шару зберігається в необробленій плівці. Таку відміну слід пов'язувати з суттєвою різницею в методі отримання плівкових зразків. В той час, коли в роботах [83-85] швидкість конденсації дозволяла осаджувати моноатомні шари, в нашій роботі значення швидкості конденсації більше, що призводить до механізму так званої 3D-конденсації, коли формування плівки відбувається кластерними утвореннями.

3.1.3. Плівкова система Co/Ag [132, 135, 140, 150, 151]

Аналіз електроннографічних і мікроскопічних даних вказує на те, що вказані двошарові системи у невідпаленому стані двофазні для всього діапазону досліджуваних товщин, тобто на дифракційних картинах спостерігається система кілець від обох шарів. На рис. 3.9 а це проілюстровано на прикладі плівок $\text{Ag}(20)/\text{Co}(20)/\text{P}$. Для порівняння приведені електроннограми від

одношарових Co(40)/П (рис. 3.9, б) та Ag(20)/П (рис. 3.9, в). Розшифровку електронограми від невідпаленої плівки Ag(20)/Co(20)/П приведено в табл. 3.4.

Термообробка плівкових зразків Ag/Co до температур 700 - 900 К призводить до зміни дифракційних картин від цих плівок. Так на рис. 3.9, г представлено електронограму від відпаленої до 700 К та охолодженої до 300 К плівки Ag(20)/Co(20)/П. Як бачимо (рис. 3.9, г та табл. 3.4), лінії від ГЦК - Ag стають чіткішими. Але діаметри дифракційних кілець цієї ГЦК – структури дещо зменшилися. Таке зменшення призводить до збільшення середнього параметру ґратки до $\bar{a} = 0,4068$ нм, що дещо менше у порівнянні з параметром ґратки шару Ag ($\bar{a}_{(Ag)} = 0,4086$ нм) у невідпаленій плівці. Така зміна, по аналогії з системою на основі Cu і Co, нами інтерпретується як утворення т.р. (Ag, Co), хоча система Ag/Co відома повною незмішуваністю компонент. На дифракційній картині від відпаленої плівки Ag(20)/Co(20)/П також спостерігаються екстрарефлекси, що, з урахуванням даних мікроскопічних досліджень, можна віднести до гранул ГЦК-Co (рис. 3.9 позначки 1, 2 та табл. 3.4). На рис. 3.10 приведено мікроструктуру двошарових плівкових систем з різним відношенням товщини шарів: Ag(5)/Co(20)/П (б), Ag(30)/Co(5)/П (в) та Ag(40)/Co(30)/П (г), в яких стабілізувався стан т.р. на основі ГЦК- Ag після відпалювання до $T_B = 700$ К. У залежності від процентного вмісту структура відпалених плівок суттєво різниться. Малий вміст атомів розчинника Ag (рис.3.10, б) призводить до утворення т.р. (Ag, Co) – темних плям на поверхні Co. При відносно великому вмісту атомів Ag структура (рис. 3.10, в), навпаки, представляє собою однорідну крупнозернисту полікристалічну структуру, що задається верхнім шаром Ag. При відпалюванні до 700 К у плівкових системах Ag/Co з приблизно однаковим вмістом атомів обох сортів утворюється т.р. на основі ГЦК ґратки (рис. 3.9, г), в об'ємі кристалів яких формуються наногранули із Co, розмір яких має величину до 10÷15 нм. У цьому смислі дуже наглядними порівняння кристалічної структури відпалених плівок Ag(60)/Co(20)/П (рис.3.10 г) і Ag(60)/П (рис.3.1 е). На рис. 3.11 приведена мікроструктура області т.р. (Ag, Co) з гранулами Co і

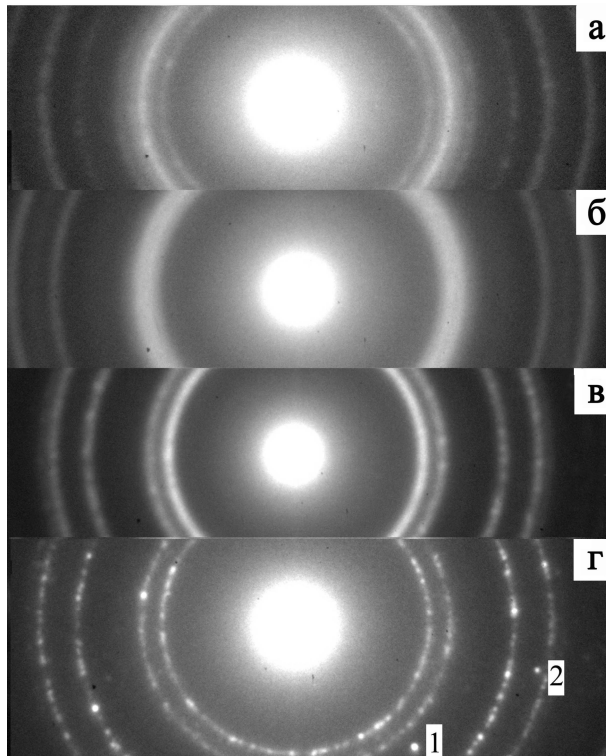


Рис. 3.9. Електронограми від плівки Ag(20)/Co(20)/П при температурі відпалювання, К: 300 (а); 700 (г). Для порівняння приведені електронограми від одношарових плівок Co(40)/П (б) та Ag(20)/П (в) при температурі відпалювання 300 К. 1, 2 – екстрарефлекси гранул Co

Таблиця 3.4.

Розшифрування електронограм від плівки Ag(20)/Co(20)/П

№ П/П	$T_B=300$ К					$T_B=700$ К				
	I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a , нм	I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a , нм
1	Д.С.	0,2357	111	Ag	0,4082	Д.С.	0,2352	111	т.р.(Ag-Co)	0,4070
2	С.	0,2039	200	Ag	0,4075	С.	0,2034	200	т.р.(Ag-Co)	0,4068
3	сер.	0,2043	11.1	ГЦП-Co	-	екстра реф.	0,200	11.1	ГЦП-Co	-
4	д.сл	0,1728	200	ГЦК-Co	0,3456	сер.	0,1438	220	т.р.(Ag-Co)	0,4067
5	сер.	0,1443	220	Ag	0,4081	екстра реф.	0,1235	11.0	ГЦП-Co	-
6	д.сл	0,1232	311	Ag	0,4086	сер.	0,1225	311	т.р.(Ag-Co)	0,4062
7	сл.	0,1222	22.0	ГЦП-Co	-	сл.	0,1174	222	т.р.(Ag-Co)	0,4068
\bar{a} (Ag)=0,4081±0,0005 нм; a_0 (Ag)=0,4086 нм [147]						\bar{a} (т.р.(Ag, Co))=0,4068±0,0005 нм				

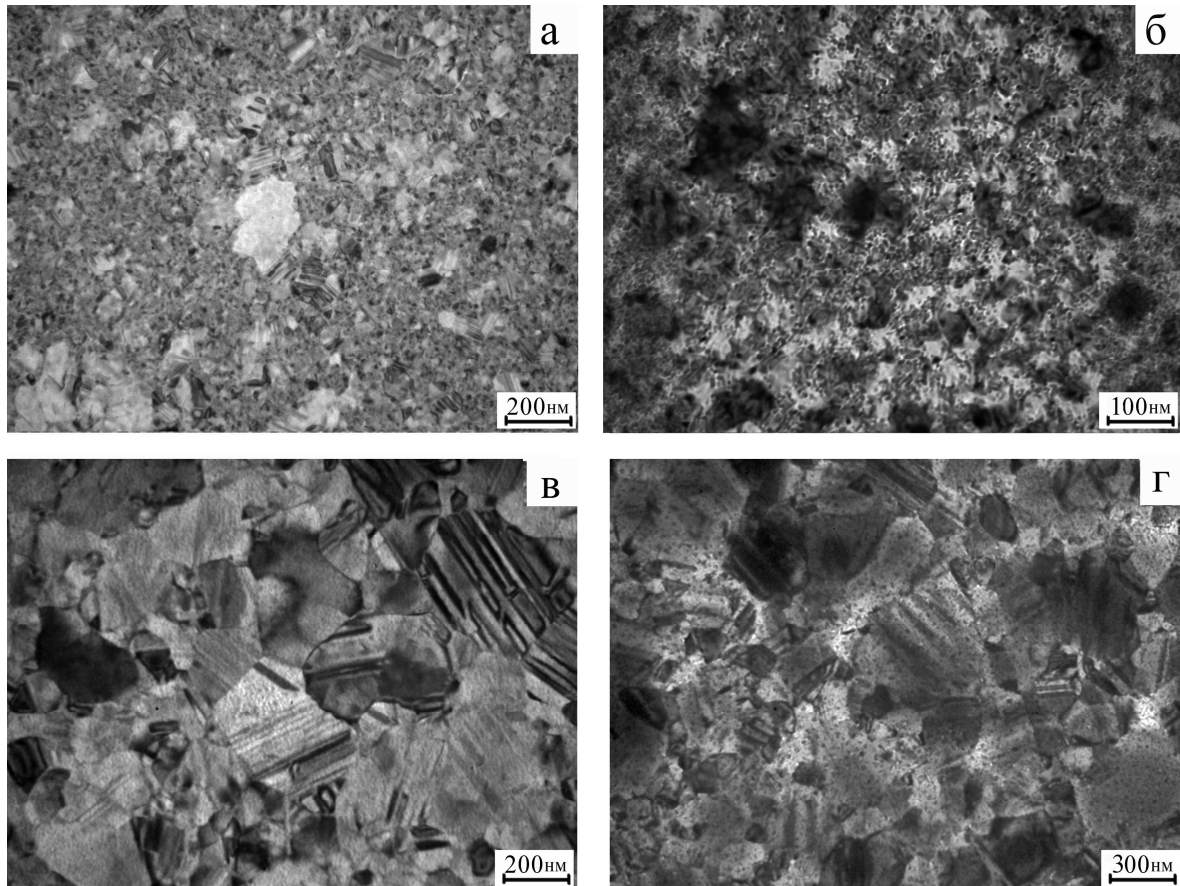


Рис. 3.10. Кристалічна структура плівки $\text{Ag}(40)/\text{Co}(30)/\text{П}$ (а, г), $\text{Ag}(5)/\text{Co}(20)/\text{П}$ (б), $\text{Ag}(30)/\text{Co}(5)/\text{П}$ (в) при температурі відпалювання 300 К (а) та 700 К (б, в, г)

розраховані значення середніх розмірів гранул ГЦП-Со та фрагментів т.р. Рентгенографічні дослідження також показують утворення т.р. (Ag, Co). На рис. 3.12 наведено результати рентгенографічних досліджень системи $\text{Ag}(25)/\text{Co}(30)/\text{П}$ при температурі відпалювання 300 та 700 К. З наведеного прикладу помітно зміщення ліній ГЦК-структури після термовідпалювання до 700 К і охолодження до 300 К.

Таким чином, у результаті відпалювання дво- та багат шарових плівок на основі Ag і Co маємо змогу стабілізувати гранульований т.р. (Ag, Co) з середнім розміром магнітних гранул, які відповідають розміру гранул необробленим плівок, що отримували одночасною конденсацією компонент.

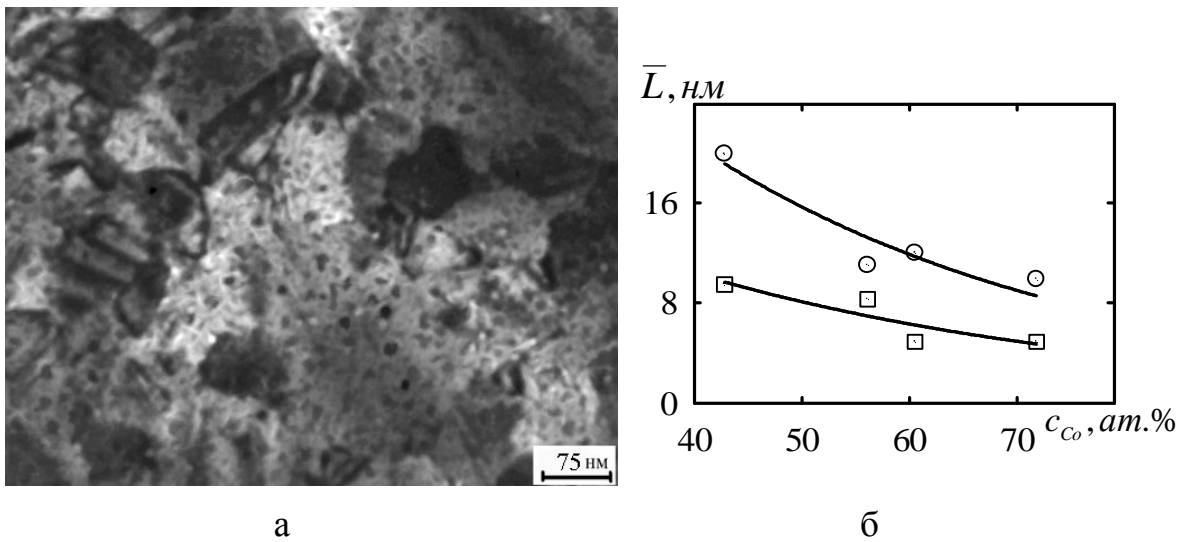


Рис. 3.11. Кристалічна структура плівки Ag(40)/Co(30)/П при температурі відпалювання 700 К (а) та залежність середнього розміру гранул Co (\square) та фрагментів т.р. (Ag, Co) (\circ) від загальної концентрації атомів Co в двошарових плівкових системах Ag/Co/П (б)

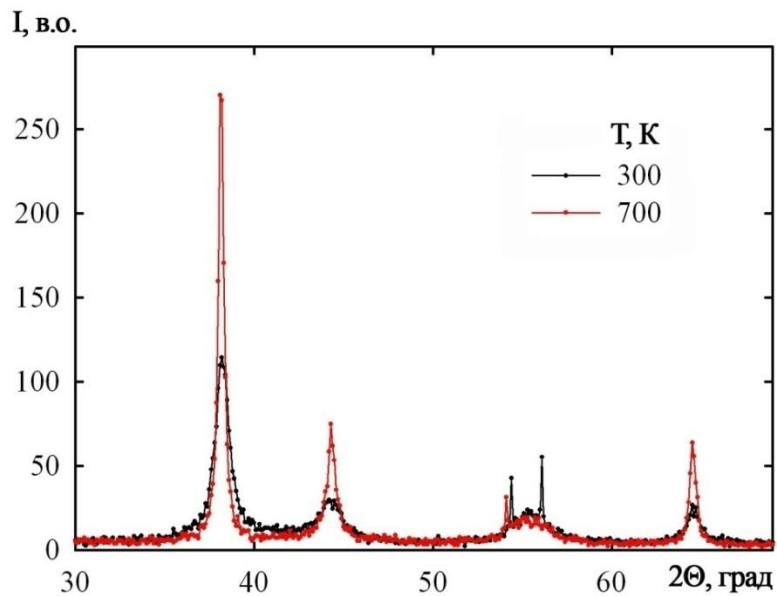


Рис. 3.12. Рентгенограми від плівки Ag(25)/Co(15)/П після термовідпалювання до температур, К: 300 ; 700

3.1.4. Плівкова система на основі Co і Au [132, 135, 150, 151]

У двошарових плівках на основі Au і Co зберігається індивідуальність окремих шарів при конденсації. Так, наприклад, електронोगрама від щойносконденсованої плівки Au(25)/Co(30)/П (рис. 3.13, а) містить групу ліній, які відповідають ГЦК-Au + ГЦП-Co. Середній параметр ґратки верхнього шару Au $\bar{a} = 0,4075$ нм відповідає табличному значенню $a_0 = 0,4078$ нм [147]. При відпалюванні система на основі Au і Co, зазнає деякі зміни в своїй структурі, що відображається і на відповідних дифракційних картинах (рис. 3.13, б і в) та рентгенограмах (рис. 3.14), і на мікроснімках (рис. 3.15). Ці зміни полягають у невеликому відхиленні розрахункових параметрів ГЦК – Au від табличних значень. Це як і у випадку систем на основі Cu і Co та Ag і Co, ми пов'язуємо з утворенням т.р.(Au, Co). Розрахунок дифракційних картин від двошарової плівки Au(50)/Co(40)/П, що пройшла термовідпалювання до $T_b = 700$ К та охолодження до 300 К (табл. 3.5) вказує на значну відміну величини параметра ґратки в системі Au/Co, а саме \bar{a} (т.р.(Au, Co)) = 0,4068 нм. Наявність ліній ГЦП – Co на електронोगрамах від двошарових плівок свідчить про те, що поряд стабілізованого т.р. присутня фаза Co, як і у випадку плівкових систем на основі Ag і Co та Cu і Co. Подібну тенденцію можна прослідкувати і на відповідних рентгенограмах (рис. 3.14). Особливістю дифракційних досліджень систем на основі Au і Co, як і на основі Ag і Co, є співпадання самих інтенсивних ліній (111) Au та Ag з лінією (111) ГЦП-Co.

Мікроснімки підібрані таким чином, щоб можна було порівняти зміну в структурі для системи на основі Au і Co при різних товщинах. На рис. 3.15, а та в вибраний випадок при $d_{Au} < d_{Co}$, коли під дією температури в острівцях верхнього Au, розташованих на нижній нанорозмірній структурі Co, утворюється т.р. з найбільшим вмістом атомів Co (на відповідній їй електронogramі присутні дві групи ліній: ГЦК т.р. (Au, Co) та ГЦК-Co. У випадку коли $d_{Au} > d_{Co}$ (рис. 3.15, б і г) структура Au виступає домінуючою і схожа на одношарову плівку Au після відпалювання, але зі значно меншим середнім розміром зерна і вкрапленнями наноутворень гранул Co

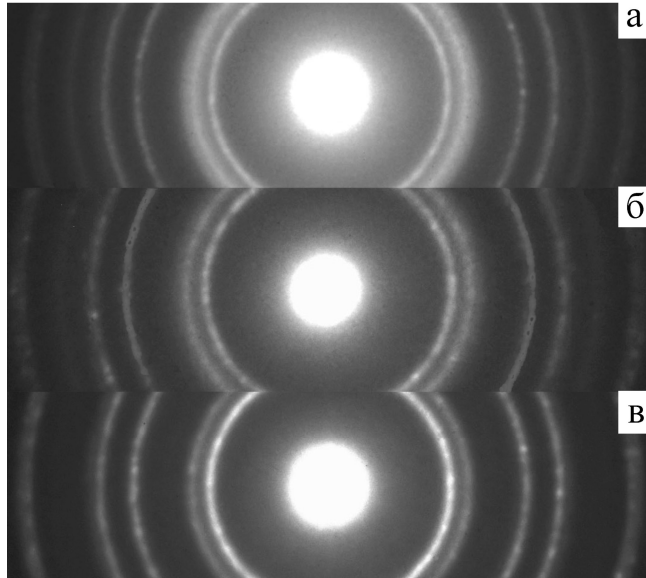


Рис. 3.13. Електронограми від плівки Au(25)/Co(30)/П при температурі відпалювання, К: 300 (а); 700 (б). Для порівняння приведені електронограми від Au(15)/Co(10)/П (в) при температурі відпалювання 700 К

Таблиця 3.5.

Розшифрування електронограм від плівки Au(50)/Co(40)/П

№ П/П	$T_B=300$ К					$T_B=700$ К				
	I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a , нм	I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a , нм
1	Д.С.	0,2353	111	Au	0,4074	Ср.	0,2350	111	т.р.(Au, Co)	0,4070
2	С.	0,2037	200	Au	0,4074	С.	0,2034	200	т.р. (Au, Co)	0,4068
3	сер.	0,2029	111	ГЦП-Co	-	сл	0,1462	102	ГЦП-Co	-
4	сер.	0,1441	220	Au	0,4075	сл.	0,1438	220	т.р.(Au, Co)	0,4067
5	д.сл	0,1230	311	Au	0,4079	сл.	0,1226	311	т.р.(Au, Co)	0,4068
6	сл.	0,1177	222	Au	0,4076	сл.	0,1072	201	ГЦП-Co	-
7	д.сл	0,1067	20.0	ГЦП-Co	-	сл.	0,0933	331	т.р.(Au, Co)	0,4066
\bar{a} (Au)=0,4075±0,0005 нм a_0 (Au)=0,4078 нм [147]						\bar{a} (т.р.(Au, Co))=0, 4,068±0,0005 нм				

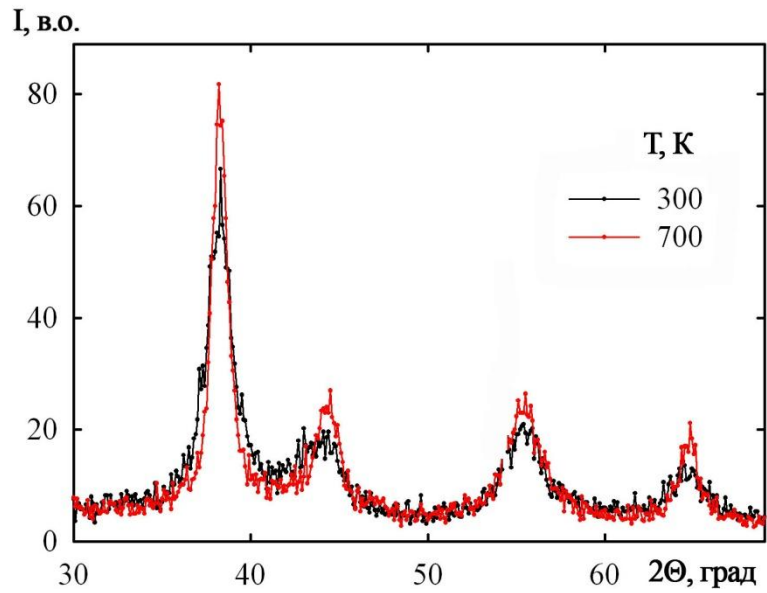


Рис. 3.14. Рентгенограми від плівки Au(23)/Co(15)/П після термовідпалювання до температур, К: 300 та 700

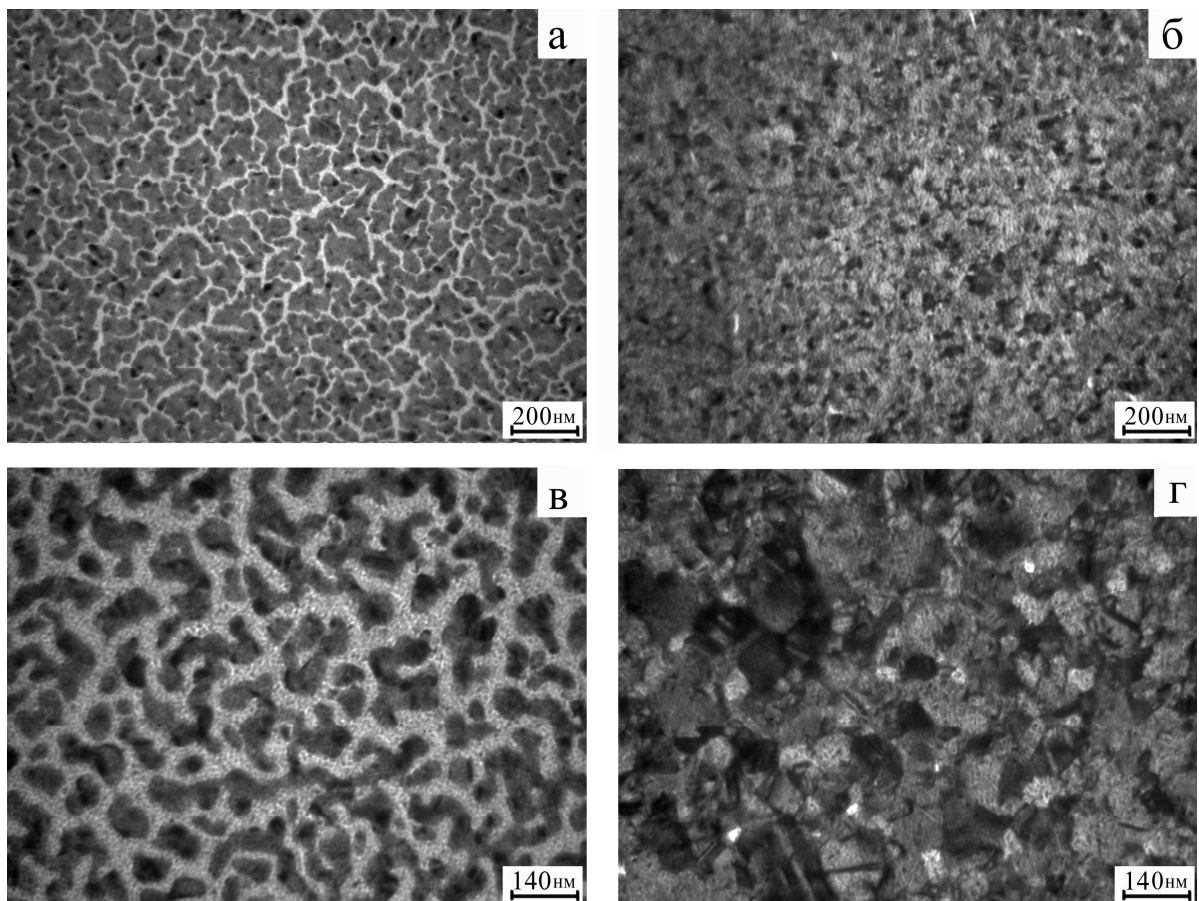


Рис. 3.15. Кристалічна структура плівки Au(10)/Co(30)/П (а, в), Au(25)/Co(20)/П (б, г) після відпалювання до 300 К (а, б) та 700 К (в, г)

Електронографічні та мікроскопічні дослідження в повній мірі не дають відповідь на питання про те, у якій частині об'єму двошарової плівки утворюється фаза т.р., а потім стабілізується гранулярний стан Со. Можна припустити, що у крупнокристалічних плівкових системах на основі Au і Со та Ag і Со утворення нової фази відбувається у дифузійній зоні біля межі поділу шарів [144]. Оскільки основним механізмом фазоутворення у полікристалах вважається дифузія по межах зерен [143], то напевно утворення т.р. в основному відбувається в об'ємі окремих шарів біля меж зерен, де відбувається відтік дифундуючих атомів в решітку, що робить концентрацію обох компонентів достатньою. Таким чином, спостерігаючи у всіх випадках утворення ГЦК-т.р., ми приходимо до висновку: певна частина розчинених атомів залишаються в ґратці т.р., друга їх частина іде на утворення гранул ГЦП – Со і, накінець, залишок атомів можуть акомодуватися межами зерен (МЗ) кристалітів т.р. (Au, Со) (після його розпаду – МЗ кристалів Au), знаходячись в квазіаморфному стані.

Термовідпалювання систем на основі Au і Со та Ag і Со до температур більших ніж 700÷800 К не призводить до суттєвих змін в структурному чи фазовому стані плівок. Можливо такі зміни (збільшення розміру гранул Со, частковий і потім повний розпад т.р. (Au(Ag), Со)) відбувається при температурах більших ніж 900 К.

3.2. Дифузійні процеси в двошарових плівкових системах Со/Cu, Со/Ag та Со/Au [133, 135, 140, 141, 152, 153]

Дослідження процесів протікання дифузії дуже важливо при створенні приладових плівкових структур. Зокрема, застосування плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів при виготовленні функціональних елементів вимагає чіткого уявлення про стан інтерфейсу магнітний/немагнітний матеріал та можливі дифузійні зміни в них в процесі використання.

Дослідження явищ фазоутворення в модельних плівкових системах на основі Co і Cu, Co і Ag та Co і Au необхідно доповнити дослідженнями протікання дифузійних процесів. З урахуванням висновків, зроблених по результатам досліджень методом електронографії та рентгенографії, особливо актуальні саме дослідження дифузійних процесів через інтерфейси. Для одержання дифузійних профілів в області загальних товщин $d \sim 100$ нм ефективний метод ВІМС. Хоча цей метод по своїй суті є руйнівним і спричиняє іонно-стимульовану дифузію (ІСД) під дією первинних іонів Ag^+ , що, в кінці, проявить себе у більших значеннях ефективних коефіцієнтів дифузії та дифузійних пробігів атомів, якщо проводити порівняння, наприклад, із методом оже-електронної спектроскопії (ОЕС). Із урахуванням сказаного, нами були проведені дослідження дифузійних процесів у двошарових системах методом ВІМС при відносно великих товщинах зразків. 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 електронографії органічно доповнюються методом ВІМС, який дозволяє судити про ступінь перемішування атомів. На рис. 3.16 представлені типові залежності відносної концентрації c/c_0 від часу травлення зразка первинними іонами (c/c_0 розраховується 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 коефіцієнту дифузії за допомогою співвідношення (2.7). Результати розрахунків представлені в таблиці 3.6. Стосовно цих результатів можна сказати наступне. В усіх трьох модельних системах присутня конденсаційно-стимульована (КСД) та значна термостимульована дифузія (ТД) атомів в обох напрямках. Але в кожній дифузійній парі мають свої особливості. Великим значенням ефективного коефіцієнта дифузії виділяється система на основі Cu і Co, у якій навіть, у невідпаленому стані має місце досить значне взаємне проникнення атомів.

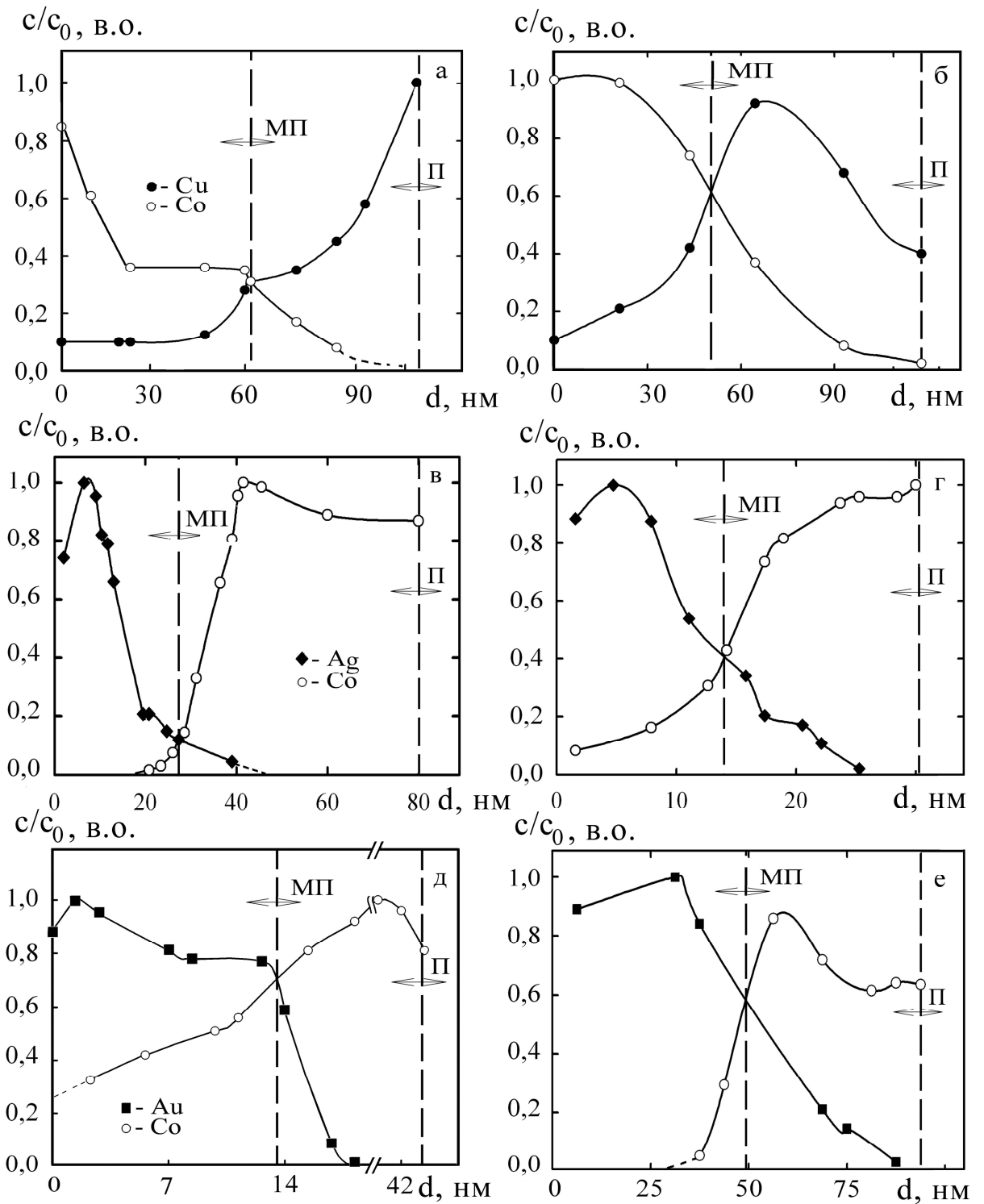


Рис. 3.16. Дифузійні профілі двохшарових плівок Cu(40)/Co(60)/П (а, б), Ag(30)/Co(60)/П (в), Ag(20)/Co(10)/П (г), Au(15)/Co(30)/П (д) та Au(50)/Co(40)/П (е) у невідпаленому стані (а, в) та у відпаленому до температур 600 (г, д, е) та 900 (б) К стані. МП - межа поділу

Таблиця 3.6.

Розрахункові значення ефективних коефіцієнтів дифузії

T_B, K	Плівка (нм)	Коефіцієнти дифузії $\cdot 10^{-18}, m^2/c$
300	Cu(60)/Co(40)/П	$D(Cu \rightarrow Co)=3,3$ $D(Co \rightarrow Cu)=4,4$
	Ag(30)/Co(60)/П	$D(Ag \rightarrow Co)=0,8$ $D(Co \rightarrow Ag)=2,8$
600	Cu(60)/Co(40)/П	$D(Cu \rightarrow Co)=3,9$ $D(Co \rightarrow Cu)=16,0$
	Ag(20)/Co(10)/П	$D(Ag \rightarrow Co)=1,9$ $D(Co \rightarrow Ag)=3,2$
	Au(50)/Co(40)/П	$D(Au \rightarrow Co)=3,6$ $D(Co \rightarrow Au)=3,2$
900	Cu(60)/Co(40)/П	$D(Cu \rightarrow Co)=4,1$ $D(Co \rightarrow Cu)=15,1$

Со. Конденсаційно-стимульована дифузія в системі на основі Ag і Со спричиняється за рахунок більшої концентрації дефектів та більшої дисперсності кристалів, ніж у відпалених зразках. Аналіз дифузійних профілів показує також, що дифузія атомів Со у шар Ag протікає активніше, ніж у зворотному напрямі. Незначне збільшення значення $D (Au \rightarrow Co)$ у порівнянні із $D (Co \rightarrow Au)$ (хоча, здавалося, повинно б було бути навпаки, оскільки т. р. (Au, Со) формується на основі ГЦК ґратки Au) можна пояснити більш інтенсивною зерномежевою дифузією атомів Au у нанокристалічній плівці Со. Порівняння профілів концентрації для невідпалених і відпалених зразків говорить про те, що у дисперсних плівкових системах дифузійні процеси практично закінчуються на стадії конденсаційно-стимульованої дифузії. В 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 говорити про процеси перемішування атомів, як необхідну умову утворення т.р. (Cu(Ag, Au), Co). Але у перемішуванні приймає участь різна кількість атомів, що не дає можливості в даних системах сформуватися інтерфейсу, а лише існувати номінально у вигляді дифузійно розмитої межі поділу.

Рис. 3.16, а і б ілюструє вплив термовідпалювання на прискорення процесу масоперенесення на прикладі системи Co/Cu. Максимум на дифузійному профілі, що отриманий після термообробки до 900 К (рис. 3.16, б) для атомів Co говорить про стабілізацію елементів гранульованого стану (гранули ГЦП Co розміром 3-5 нм локалізуються в об'ємі т.р. ГЦК- (Co, Cu)).

Для оцінки вкладу КСД та іоно-стимульованої дифузії (ІСД) в результуюче значення ефективного коефіцієнту дифузії проведені дослідження методом ОЕС на прикладі системи Au/Co. Результати розрахунків показали, що ефективні коефіцієнти дифузії мають такі величини:

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

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

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

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

Стосовно цих результатів можна зауважити наступне. Як слідувало і очікувати, метод ВІМС дає величину D в декілька разів більшу, ніж метод ОЕС, що в роботі [140] пов'язували із іонно-стимульованою дифузією, яка у випадку ВІМС є більш інтенсивною.

Як із самих дифузійних профілів, так із розрахованих коефіцієнтів видно, що під час відпалювання процеси дифузії стають більш інтенсивними. Причому для плівкових системи на основі Cu і Co та Au і Co зазнають значного руйнування межі поділу. Такі висновки підтверджуються дослідженнями приведеними у роботі [140], в якій говориться про утворення метастабільного т.р. у двошарових плівках на їх основі в процесі термообробки, та діаграмами стану цих речовин [154]. Вцілому, аналізуючи результати дослідження дифузійних процесів у модельних плівкових системах із спін-залежним

розсіюванням електронів, можна відмітити їх якісне узгодження із результатами вивчення фазового складу.

3.3. Формування спін-клапанних структур

3.3.1. Формування функціонального елементу спін-клапанних структур

За результатами дослідження особливостей структурного та фазового стану модельних двошарових плівкових систем на основі матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів на основі $\text{Cu}(\text{Au}, \text{Ag})$ і Co , нами були вибрані по аналогії із роботами [30, 45, 54] геометричні параметри формування функціональних елементів спін-клапанних структур. Вибрана конфігурація відповідає такій, що представлено на рис. 3.17, у вигляді багатошарової плівкової системи $\text{Au}(3)/\text{Co}(3)/\text{Au}(\text{Cu})(6)/\text{Co}(20)/\text{Au}(40)/\text{Cr}(3)/\text{П}$. Робочі магнітні шари Co , що розділені немагнітним прошарком з Cu чи Au товщиною у 6 нм, відрізняються по товщині: товщина верхнього "м'якого" шару повинна складати приблизно 15% від товщини нижнього "жорсткого" шару (3 та 20 нм відповідно). Таке поєднання забезпечує функціонування в магнітному полі всього клапану за схемою представленою на рис. 3.18. Верхній тонший шар Co більш чутливий до зміни величини магнітного поля і починає процес перемагнічування своєї доменної структури при менших його значеннях. Тоді як нижній товстий шар має більший опір магнітному полю до перемагнічування. Явище ГМО якраз і проявляється в проміжку величини магнітного поля між початком перемагнічування верхнього і нижнього шарів. Причому чим більший цей проміжок тим більше саме значення ГМО. Таким чином, дана система при зміні зовнішнього магнітного поля здатна давати біполярний електричний сигнал високої амплітуди. Допоміжними шарами в нашій структурі виступають нижній шар Cr , що як відомо [136] має велику адгезію до сігалових підкладок і не змішується з шаром $\text{Au}(40 \text{ нм})$, який виконує функції нижнього електричного контакту. Саме цей шар було вибрано завдяки його інертності та високій електропровідності. Крім того, за

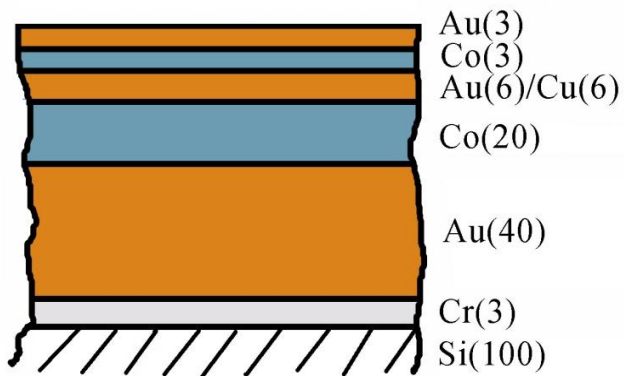


Рис. 3.17. Структура функціонального елемента спін-клапану Au(3)/Co(3)/Au(Cu)(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/Si

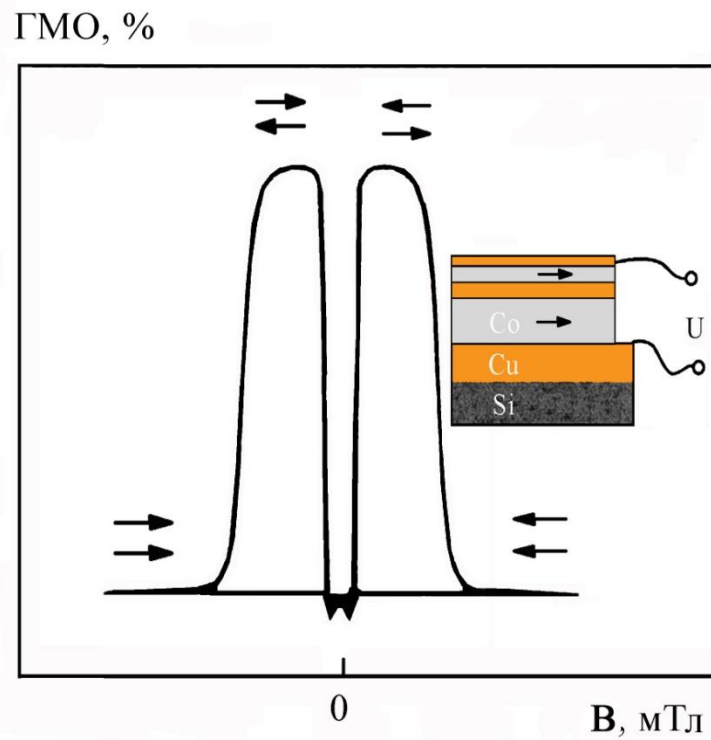


Рис. 3.18. Схема функціонування спін-клапану Au(3)/Co(3)/Au(Cu)(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/Si у магнітному полі

результатами досліджень процесів фазоутворення в п. 3.1, шар Au зберігає свою індивідуальність при поєднанні з слідуючим шаром Co без додаткових процедур термовідпалювання. Можна використовувати також і шар Ag, але його використання ускладнює процес виготовлення всього спін-клапана за рахунок збільшення компонент. Верхній тонкий шар Au(3 нм) також виконує роль електроконтакту та функцію захисного шару всієї структури. Вибір проміжного немагнітного шару був зроблений з урахуванням літературного огляду в Розділі 1. Саме в системах з поєднанням Cu/Co та Au/Co спостерігається найвищі значення ГМО. Хоча висновок про роль збереження цілісності інтерфейсу в системах зі спін-залежним розсіюванням електронів не повністю зрозумілий в контексті результатів досліджень, що представлені в п. 3.1.2 -3.1.4.

3.3.2. Кристалічна структура і процеси фазоутворення в спін-вентельних структурах

Дослідження структури та фазового стану багатошарових плівок Au(3)/Co(3)/Au(Cu)(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П, якими являються наші спін-клапанні структури методом ПЕМ, ЕГ та РГ, ускладнюються багатошаровістю системи. Електронограми від цих плівок представлені на вставках рис. 3.19, розшифровка яких приведена в таблиці 3.7. Судити про структурний стан методом ЕГ інших складових у системі важко, особливо в невідпаленому стані. Однак, згідно даних таблиці 3.7, у спін-клапанних структурах тенденція утворення т.р. зберігається. Більш проста система за кількістю складових плівка Au(3)/Co(3)/Au(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П у невідпаленому стані згідно електронограм двофазна. Після термообробки до 700 К спостерігається утворення т.р.(Au, Co) або (Cu, Co). Система де присутній шар Cu у невідпаленому стані складається з фаз домінуючого Au, ГЦП-Co та т.р.(Cu, Co). У відпаленій плівці утворюється т.р.(Au, Co). Відхилення значення параметру решітки даного т.р. від табличного значення для Au менше у порівнянні з параметром т.р. у плівці без шару Cu. Це пов'язано із зменшенням

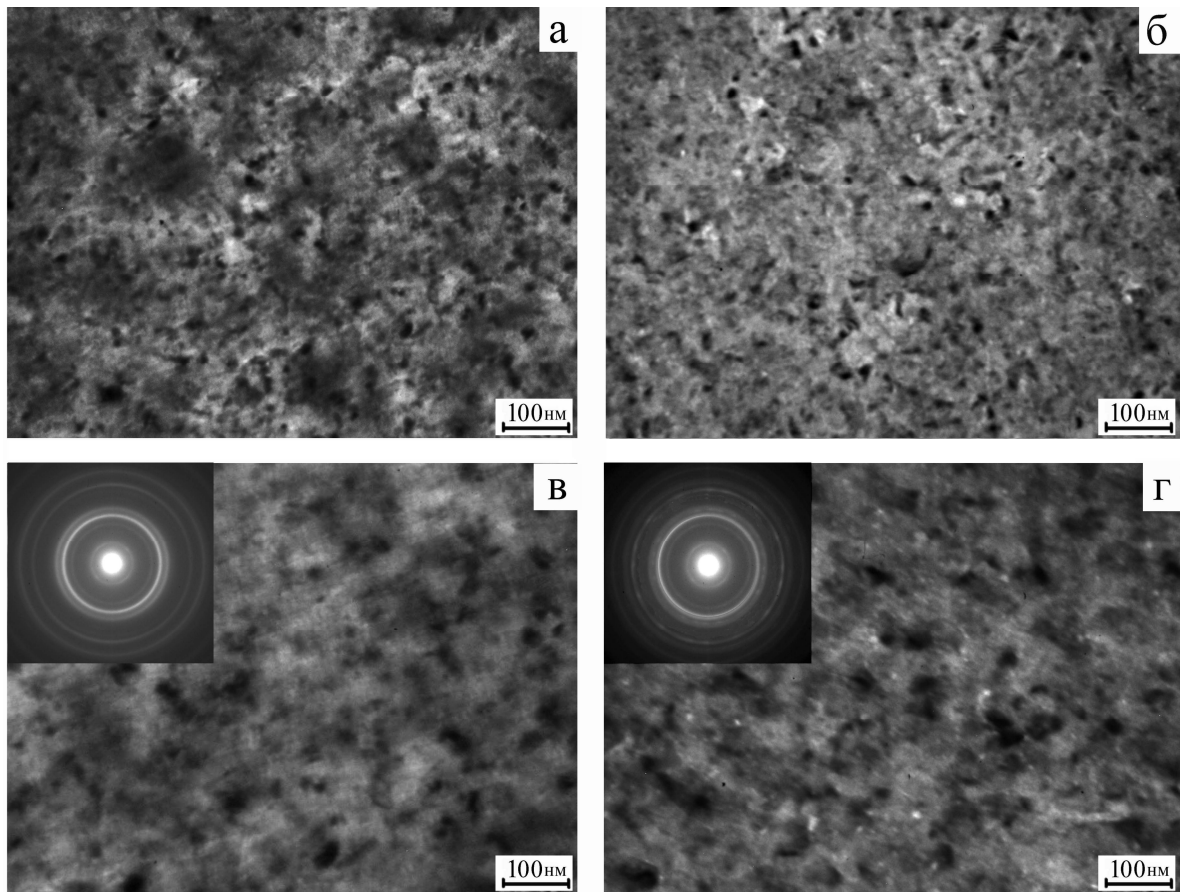


Рис. 3.19. Кристалічна структура спін-кляпанів $\text{Au}(3)/\text{Co}(3)/\text{Au}(6)/\text{Co}(20)/\text{Au}(40)/\text{Cr}(3)/\text{Si}$ (а, б) та $\text{Au}(3)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(6)/\text{Co}(20)/\text{Au}(40)/\text{Cr}(3)/\text{Si}$ (в, г) після термовідпалювання до температури, К: 300 (а,в); 700 (б, г)

концентрації атомів Co в плівці, тому що частина атомів Co пішла на утворення т.р. (Cu , Co). Рентгенограми від таких структур носять складний характер. Це в першу чергу пов'язано з багатошаровістю системи та значною різницею в товщинах окремих шарів. Цей факт ускладнює налаштування чутливості приладу та зашумленості усього спектру.

Дані багатошарові плівки мають мілкодисперсну структуру. В усіх випадках основним фактором формування зображення виступає верхній шар тонкого і нижній шар товстого Au . Формується текстура аналогічна тій, що формується у випадку двошарової плівки Au/Co при відносно великих товщинах шарів.

Таблиця 3.7.

Розшифрування електронограм від спін-клапанних структур

Плівка: Au(3)/Co(3)/Au(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П										
№	$T_B=300$ К					$T_B=700$ К				
	П/П	I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза	a , нм	I , в.о.	d_{hkl} , нм	hkl	фаза
1	Д.с.	0,2356	111	Au	0,4080	Ср.	0,2351	111	т.р.(Au, Co)	0,4072
2	с.	0,2041	200	Au	0,4080	с.	0,2036	200	т.р. (Au, Co)	0,4071
3	сер.	0,1926	111	ГЦП-Со	-	сл	0,1924	111	ГЦП-Со	-
4	сер.	0,1443	220	Au	0,4081	сл.	0,1440	220	т.р.(Au, Co)	0,4071
5	д.сл	0,1230	311	Au	0,4081	сл.	0,1228	311	т.р.(Au, Co)	0,4072
6	сл.	0,1178	222	Au	0,4082	сл.	0,1174	222	т.р.(Au, Co)	0,4071
7	д.сл	0,1069	200	ГЦП-Со	-	-	-	-	-	-
\bar{a} (Au)=0,4081±0,0005 нм; a_0 (Au)=0,4078 нм [147]						\bar{a} (т.р.(Au,Co))=0,4071±0,0005 нм				
Плівка: Au(3)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П										
1	Д.с.	0,2353	111	Au	0,4079	ср.	0,2351	111	т.р.(Au, Co)	0,4073
2	с.	0,2037	200	т.р.(Cu,Co)	0,3593	с.	0,2079	111	т.р.(Cu, Co)	0,3601
3	сер.	0,2029	111	Au	0,4079	ср.	0,2036	200	т.р.(Au, Co)	0,4072
4	сер.	0,1441	111	ГЦП-Со	-	сл.	0,1943	111	ГЦП-Со	-
5	д.сл	0,1230	200	т.р.(Cu,Co)	0,3601	сл.	0,1793	200	т.р.(Cu, Co)	0,3587
6	сл.	0,1177	222	Au	0,4080	сл.	0,1440	220	т.р.(Au, Co)	0,4072
7	д.сл	0,1067	311	Au	-	сл.	0,1239	220	т.р.(Cu, Co)	0,3590
\bar{a} (т.р.(Cu,Co))=0,3593±0,0005 нм; \bar{a} (Au)=0,4079±0,0005 нм; a_0 (Au)=0,4078 нм [147]; a_0 (Cu)=0,3615 нм [147]						\bar{a} (т.р.(Cu,Co))=0,3594±0,0005 нм; \bar{a} (т.р.(Au,Co))=0,4072±0,0005 нм				

Дослідження оптичних характеристик багат шарових плівкових системи та її складових при різних температурах термообробки представлено у вигляді табл. 3.8. Поступове зменшення фазового кута Δ та навпаки збільшення амплітудного еліпсометричного кута ψ при збільшенні кількості шарів прямопропорційно пов'язане зі збільшенням загальної товщини плівки. Але лінійність такої зміни, особливо складової ψ , порушується саме розмиттям інтерфейсів та непропорційної зміни оптичної щільності речовин. Наведені результати дослідження спін-кляпанних структур які містять нижній шар Co отриманий при температурі підкладки $T_{\text{п}}=950$ К. Висока температура підкладки під час напилення дозволяє формувати більш магнітожорстку доменну ГЦК структуру Co, що також відображається на оптичних характеристиках цієї системи. Така методика дозволила отримати спін-кляпани з покращеними магнітотранспортними характеристиками, як це буде показано в розділі 4. Порівняння залежності оптичних характеристик спін-кляпанів зі шаром Au та Cu від температури обробки та товщини проміжного шару можна провести за результатами представлених в табл. 3.9 та на рис. 3.22.

Таблиця 3.8.

Оптичні характеристики спін-кляпанних структур та їх складових

Плівка	$T_{\text{в}}, \text{К}$			
	300		700	
	Δ	ψ	Δ	ψ
Au(5)/Co(3)/Cr(3)/П	135,519	28,547	134,237	28,620
Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Cr(3)/	125,519	31,234	126,210	31,531
Au(5)/Co(3)/Au(6)/ /Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П	86,286	31,218	109,101	36,290
Au(5)/Co(3)/Au(6)/ /Co(20)* /Au(40)/Cr(3)/П	76,904	32,932	105,509	33,861
Au(5)/Co(3)/Cu(6)/ /Co(20)* /Au(40)/Cr(3)/П	104,850	32,469	-	-
* шар отриманий при $T_{\text{п}}= 950$ К				

Таблиця 3.9.

Порівняння оптичних характеристик спін-клапанних структур при різних температурах відпалювання

Плівка	T_B, K					
	300		500		700	
	Δ	ψ	Δ	ψ	Δ	ψ
Au(4)/Co(3)/Au(6)/ /Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П	119,51	35,630	119,635	35,754	131,728	25,064
Au(5)/Co(3)/Cu(6)/ /Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П	117,532	36,853	117,292	36,798	118,594	36,619

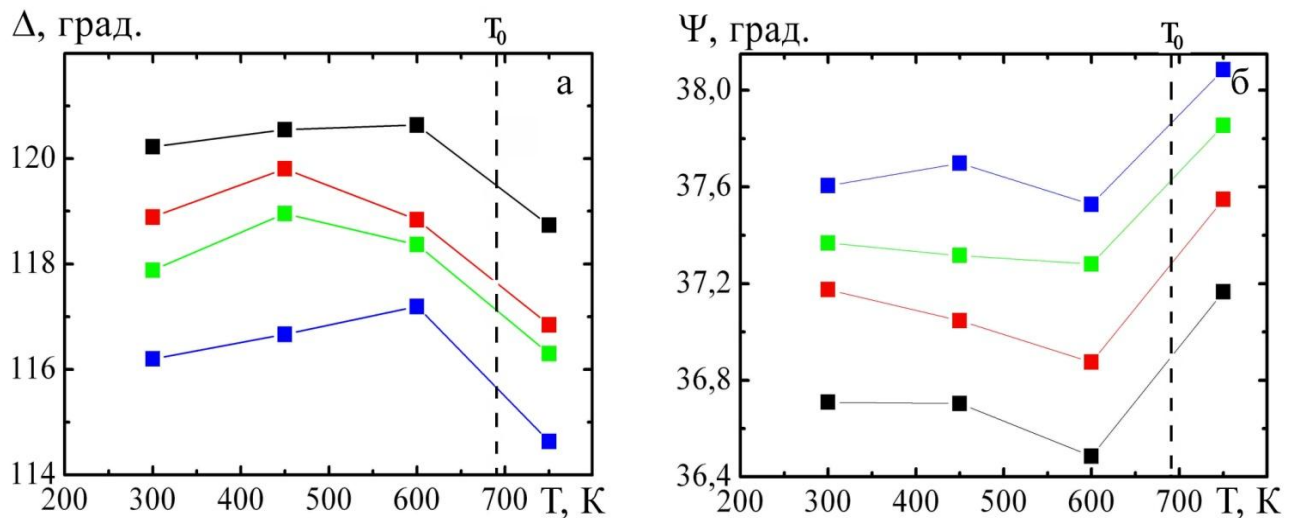


Рис. 3.20. Залежність еліпсометричних кутів Δ і ψ від температури відпалювання для спін клапанної системи Au(5)/Co(3)/Cu(x)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П, де $x=6$ (■), 8 (■), 10 (■) та 12 (■) нм. $T_0=690$ К [85] – температура поліморфного переходу Co

Так зміна еліпсометричних кутів Δ та ψ цілком корелює з висновками щодо зміни структурно-фазового стану цих плівок. Як видно з табл. 3.9 еліпсометричний фазовий та амплітудний кути в системі з шаром Au змінюються стрибкоподібно при тій же температурі 700 К, що і утворення т.р., коли в плівці з шаром Cu вони змінюються мало і поступово на всьому температурному інтервалі, де і у фазовому стані не спостерігається змін. Причому, зміна параметру ψ на величину $0,1^\circ$ говорить про відсутність істотних змін в оптичній щільності речовини, тобто т.р. (Cu, Co), що утворився в системі, не зазнає істотних структурних змін. Кореляція між товщиною, а як наслідок і загальною концентрацією атомів різних сортів в плівці, та оптичними характеристиками спостерігаємо на рис. 3.21. При зміні товщини проміжного мідного шару ($d_{Cu}=6, 8, 10$ і 12 нм) тенденція зміни параметрів Δ та ψ (табл.3.9) зберігається.

3.4. Обговорення і узагальнення результатів вивчення фазоутворення у приладових системах на основі Co і Cu, Ag та Au [140, 141, 155, 156]

Електронографічні дослідження показують, що утворення ГЦК-т.р. спостерігається в двошарових плівкових системах на основі Cu і Co безпосередньо в процесі конденсації у всьому діапазоні товщин. На електронограмах від цих плівок фіксуються лінії, що відповідають лініям саме т.р. До такого висновку приходимо з огляду на те, що міжплощинні відстані є більшими за табличні значення міжплощинних відстаней міді, а визначений середній параметр ґратки менший ніж табличне значення, в той час коли одношарові плівки мають параметри, що відповідають масивним зразкам. На рис. 3.22, а представлено залежність параметра ґратки т.р. (Co, Cu) від загальної концентрації атомів Co в двошаровій системі, яка розраховується за співвідношенням:

$$c_1 = \frac{D_1 d_1 m_1^{-1}}{D_1 d_1 m_1^{-1} + D_2 d_2 m_2^{-1}}, \quad (3.1)$$

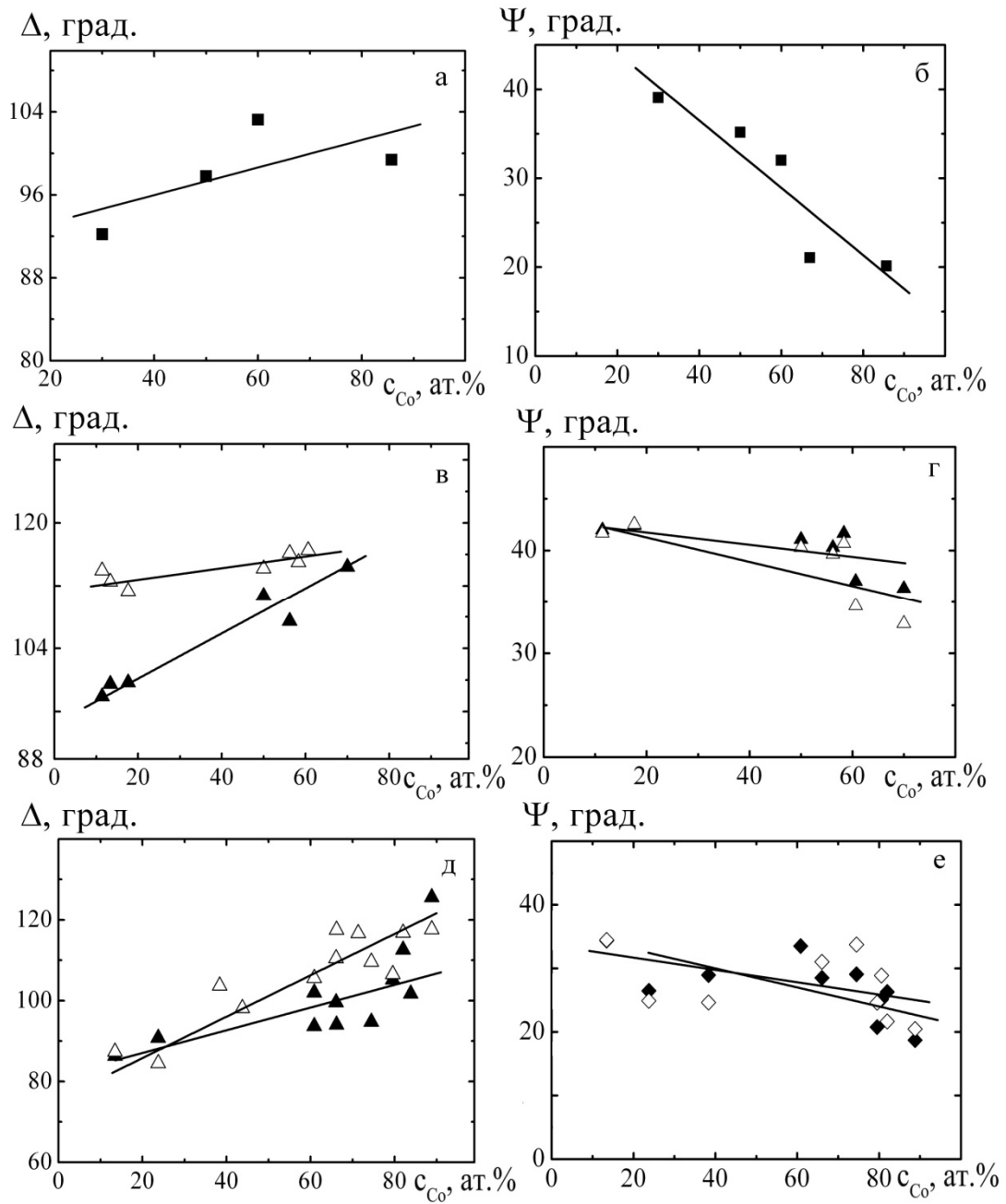


Рис. 3.21. Залежність еліпсометричних кутів Δ (а, в, г) і ψ (б, г, е) для двошарових систем Cu/Co (а, б), Au/Co (в, г) і Ag/Co (д, е) від загальної концентрації атомів Co у плівковій системі. Температура відпалювання, К: 300 (темні точки), 700 (світлі точки)

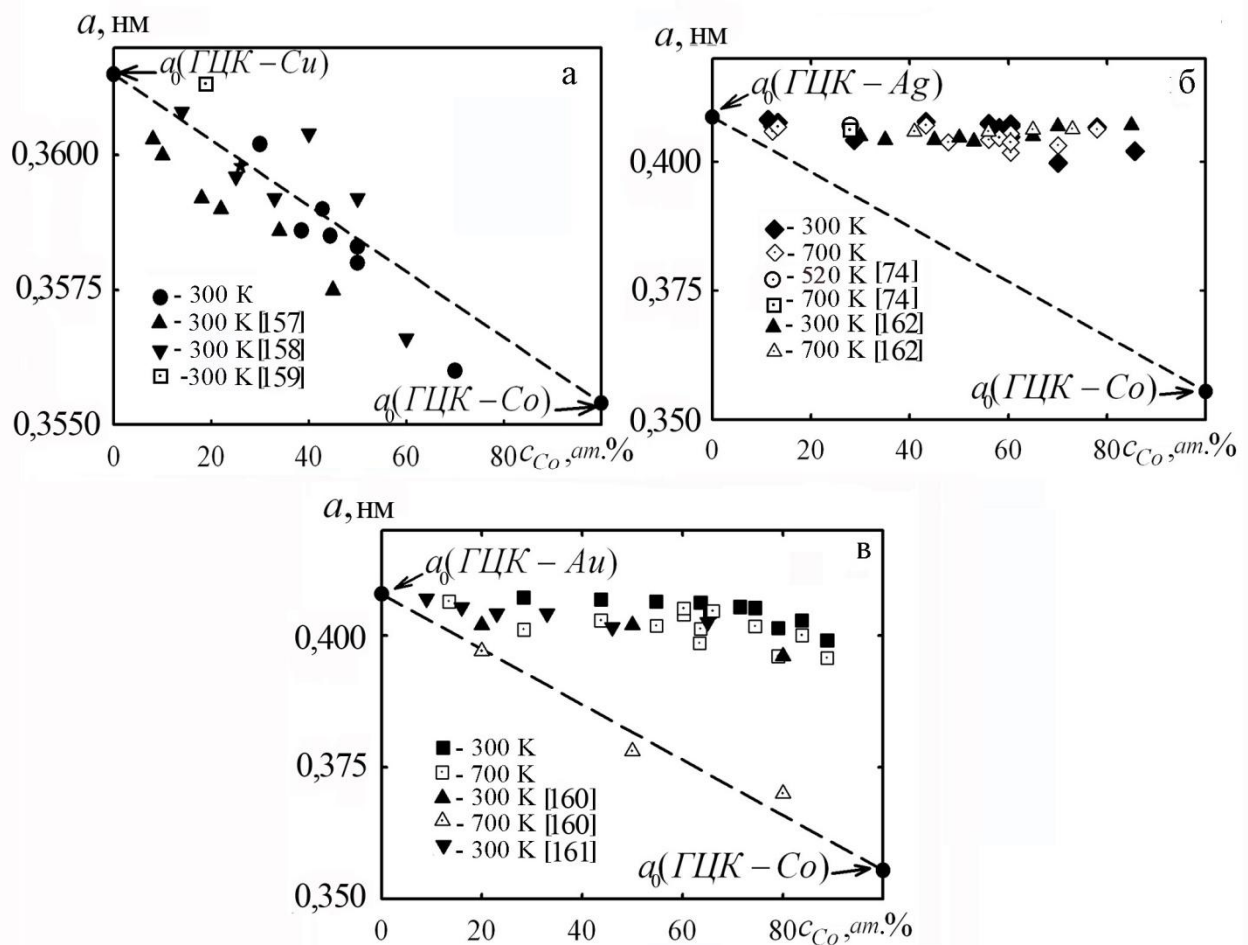


Рис. 3.22. Залежність параметра ґратки ГЦК - т.р. (Cu, Co) (а), (Ag, Co) (б) і (Au, Co) (в) від загальної концентрації атомів Co у плівковій системі. a_0 – параметр ґратки масивних металів [147]. Пунктирна лінія відповідає правилу Вегарда

де D_i – густина, μ_i – молярна маса відповідного елемента.

Сукупність експериментальних точок на залежності у всьому діапазоні концентрацій має незначне відхилення від правила Вегарда. На залежність також нанесені дані з робіт [157-159], в яких формування гранульованого т.р. здійснювалося при одночастній конденсації Co та Cu. Термостабілізація зразків на основі Cu і Co призводить до фазових перетворень. Так, при нагріванні плівок до температури 600 K спостерігається збільшення середнього розміру кристалітів т.р. Поряд з цим, на електронограмах від зразків, в яких товщина Co

перевищувала 20 нм, спостерігається поява відносно слабких ліній, що відповідають ГЦК-Co: $d_{220}=1,256 \text{ \AA}$ (табличне значення $d^0_{220}=1,253 \text{ \AA}$) та $d_{311}=1,071 \text{ \AA}$ (при $d^0_{311}=1,066 \text{ \AA}$). На рис. 3.22, б і в представлені залежності параметра ґратки ГЦК т.р. від загальної концентрації атомів Co у плівковій системі для зразків, отриманих пошаровою конденсацією, у невідпаленому ($T \cong 300 \text{ K}$) та відпаленому до 700 K стані (наші дані) та для зразків, отриманих одночасною конденсацією компонент [160-162].

Узгодження наших результатів із даними робіт [160-162] говорить про можливість формування обмежених т.р. (Au, Co) і (Ag, Co) безпосередньо у процесі конденсації, хоча, як це слідує із даних [160], у плівках на основі Au і Co, отриманих одночасною конденсацією і термооброблених до 700 K, можна сформувати т.р. із параметром ґратки, близьким до $a_0(\text{ГЦК-Co})$. Очевидно, що в даному випадку мова іде про т.р. (Co, Au) по аналогії з роботою [74], де спостерігалось утворення т.р. (Co, Ag). У випадку системи на основі Au і Co параметр поступово зменшується при збільшенні долі атомів Co в плівці. Але ця система має обмежену розчинність (як і повідомляється в [160]). У випадку ж сплаву Au з Co змішаного з самого початку, після термовідпалювання до 700 K спостерігається подальше зменшення і приходу параметру до правила Вегарда [159]. Таким чином т.р., що утворився в шаруватій структурі на основі Au і Co по значенню параметра ґратки близький до т.р. в невідпаленому гранульованому сплаві.

Щоб уникнути впливу на відхилення параметра ґратки розмірного ефекту в усіх трьох випадках на рис. 3.22 нанесені точки розраховані по результатам дослідження плівкових систем загальною товщиною $30 \leq d \leq 60 \text{ нм}$.

Узагальнюючи результати можна стверджувати, що найбільшу тенденцію до утворення т.р. вже у процесі конденсації у всьому інтервалі загальної концентрації атомів Co проявляє система на основі Cu і Co із максимально близькими параметрами ґраток компонент. Системи на основі Ag і Co та Au і Co із відносно великою різницею параметрів ґраток демонструють більшу схильність до утворення гранульованого сплаву.

Рядом авторів також відмічається утворення метастабільного т.р. в досліджуваних системах. Більш послідовною є робота [99] в якій вивчався повний цикл утворення т.р. (Cu, Co), його розпад і утворення гранул Co. На рис. 3.23, а, взятий з [99], показано залежність параметру ГЦК решітки сплаву Co з Cu з концентрацією атомів Co 25% в залежності від температури відпалювання отриманий за допомогою метода ПЕМ та РГ. При температурі 700 К на електронограмах фіксуються лінії метастабільного т.р., що відповідають параметру решітки $a=0,359$ нм, коли табличне значення чистої масивної міді $a_0(\text{Cu})=0,3615$ нм [147]. При підвищенні температури відразу стають помітні лінії двох ГЦК фаз. Автори роблять висновок про утворення фази т.р. збагаченого атомами Cu і фази т.р. збагаченого атомами Co по відповідному збільшенню і зменшенню параметра решітки. Повне виділення фази Co з утворенням гранульованого стану автори констатують при температурі 1000 К.

На вставці рис. 3.23, б приведено рентгенівський спектр для плівки сплаву Ag з Co відпаленої до температури 700 К [74]. Автори спостерігали утворення гранульованого т.р. на основі Ag та Co при концентрації $c=0,20 - 0,35$ ат. % Co в інтервалі температур 300-800 К. Параметр ГЦК гратки т.р. дещо менший від $a_0(\text{Ag})=0,4086$ нм для масивних зразків. Фазовий склад нанокристалічних гранул, скоріше за все, відповідає т.р. (Ag, Co) із ГЦК граткою і параметром $a_{\text{гр}}=0,3580$ нм. При температурі $T_{\text{в}}>900$ К спостерігається розпад т.р., в результаті чого параметри ґраток відповідно збільшуються до $a_0(\text{Ag})$ або зменшуються до $a_0(\text{Co})=0,3554$ нм.

Висновок про утворення т.р. в досліджуваних системах не суперечить термодинамічним уявленням. Так, т.р. (Cu, Co) відноситься до розчину заміщення. Для заміщення атомів в кристалічній ґратці повинно виконуватись декілька умов. По-перше, правило Гольшмідта [163], яке наголошує, що ізоморфізм можливий лише між атомами, розмір яких різниться не більше ніж на 15%. Ковалентний радіус Co на 0,8% менший ніж у атома Cu. Інша умова - близькість електровід'ємності не більше ніж на 0,4. Електровід'ємності Co і Cu

складають 1,88 і 1,90 відповідно [163], тому ці атоми з впевненістю можливо віднести до ізоструктурних та схильних до утворення сплавів заміщення у всьому інтервалі концентрацій.

Термодинаміка утворення т.р. (Au, Co) та т.р. (Ag, Co) дещо складніша. Для атомів Ag і Au відношення ковалентних радіусів до радіусу атома Co однакові та складають 13 %, але електровід'ємності складають 1,93 і 2,54. У будь якому випадку, можливості заміщень настільки багатоваріантні, що навіть атоми з різною валентністю можуть утворювати гетеровалентні т.р. У нашому випадку всі елементи мають подібні частково ковалентні типи зв'язків. Також відомо, що з підвищенням температури ліміт ізоморфності в системах зростає. З точки зору кристалохімічних законів це можливо пояснити збільшенням іонних радіусів. З точки зору термодинаміки це збільшення виникає за рахунок зростання конфігураційної ентропії. Діаграма стану системи Co-Cu (рис. 3.24, а) та Co-Au (рис. 3.24, б) має евтектичний характер, який сприяє утворенню т.р. та проміжних фаз. Компоненти в системі Co-Ag згідно діаграми стану (рис.3.24, в) взагалі не змішуються, хоча відомі факти розчинності атомів Co в Ag до 3,3% у рідкому стані. Висновок про утворення т.р. (Au, Co) підтверджується результатами роботи [161], 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, а при відпалюванні він кристалізується (наприклад, плівковий сплав (Au – 23 ат.% Co) кристалізується при $T \cong 520\text{K}$). Мікроскопічні дослідження автора [160] показали, що розмір гранул Co в матриці Au складає 1,5 – 3 нм, що, як і в нашому випадку, менше 10 - 15 нм. Необхідно також відмітити наступне. Розчинність системи Ag-Co має дуже невелике значення і залежить від концентрації Co в плівці. Як видно за рис. 3.23, в, максимальне відхилення

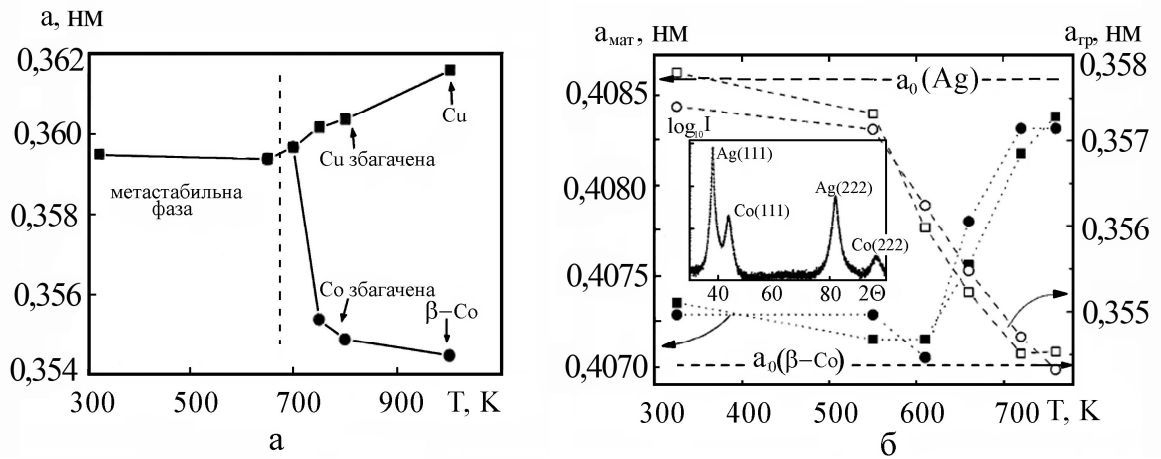


Рис. 3.23. Залежність параметра решітки ГЦК структур в плівках Co з Cu (концентрація атомів Co 25%) (а) [99] та Ag з Co (концентрація атомів Co 29 %) (б) [74]

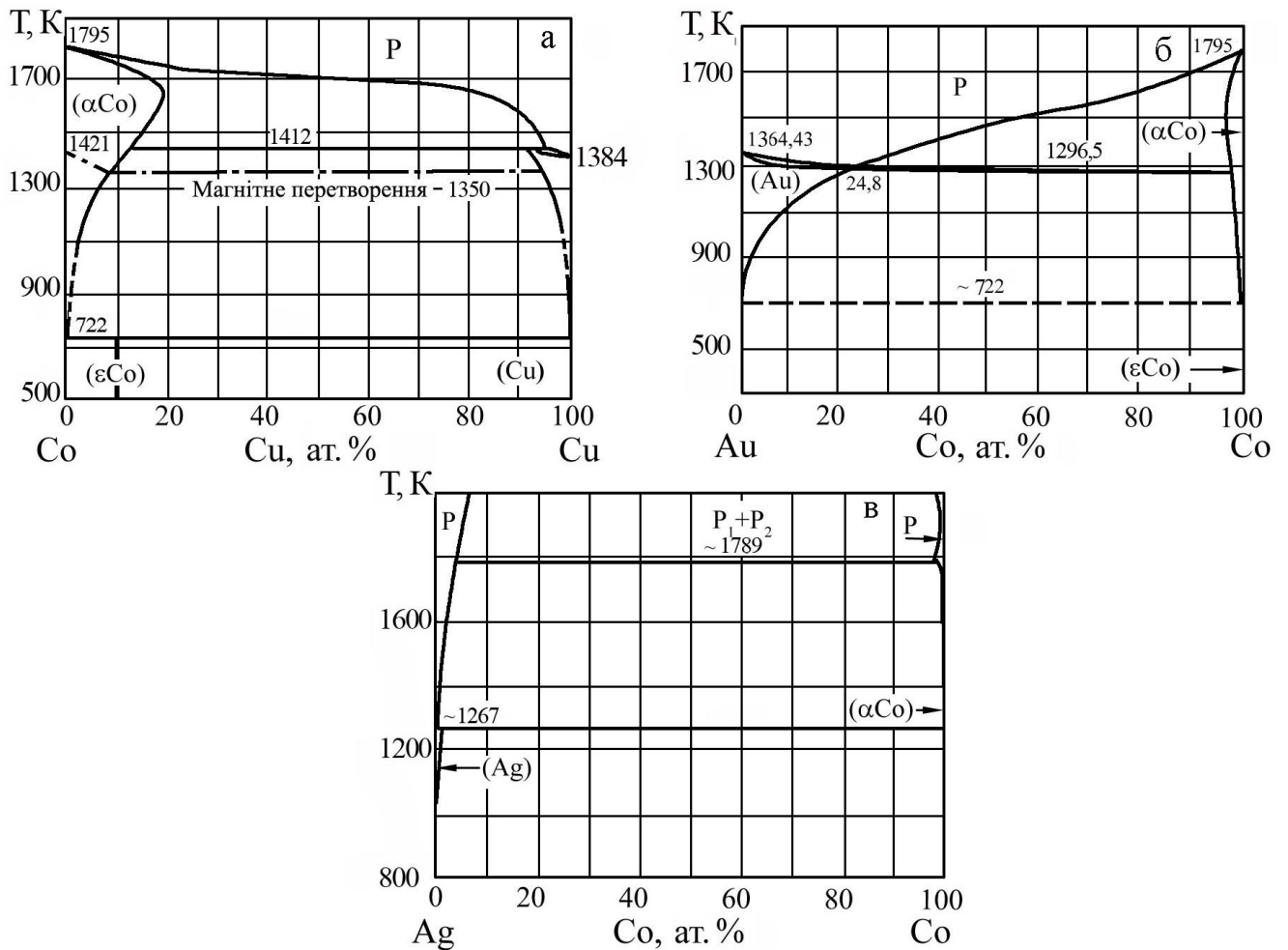


Рис. 3.24. Діаграми стану систем Co-Cu (а), Co-Au (б) і Co-Ag (в) [154]

параметру від табличного значення ГЦК-Ag як в відпаленій, так і невідпаленій структурах має місце при $c_{Co} \approx 50 \div 70 \%$. Така тенденція відмічається і в т.р. гранульованих сплавів.

Дослідження методом ВІМС дифузійних профілів систем Ag/Co та Au/Co до і після відпалювання вказують на значну термостимульовану дифузію атомів Co. Виникнення внаслідок дифузії концентраційних мікронапружень змушує систему зменшувати вільну енергію кристалу за рахунок порушення дального порядку в об'ємі розчинника і, як наслідок, утворення т.р. Але в силу малої зміни параметрів ґратки та термодинамічних міркувань слід припустити, що у формуванні т.р. бере участь лише незначна частина атомів, а надлишок зосереджується на межах зерен у розупорядкованому стані. Подальше зниження енергії відбувається за рахунок вимушеного утворення т.р. та сегрегації атомів, що знаходилися в розупорядкованому стані по МЗ, та утворення гранул.

Таким чином гранульований стан магнітного Co спостерігається в усіх трьох випадках. Але більшу тенденцію до його утворення має система Ag/Co. Проекція мінімальних параметрів ґратки т.р. на лінію правила Вегарда дає значення відповідних концентрацій атомів Co в сплавах - 20% для систем на основі Au і Co та 6% для систем на основі Ag і Co. Звісно, відомі інші механізми зменшення параметра ґратки, а саме розмірний ефект, дефектність кристалу, зміна параметрів осадження, внутрішні мікронапруження при зміні температури тощо. Але вказані явища були нами максимально виключені або носять не такий системний характер.

Результати дослідження оптичних характеристик вказаних плівкових систем також корелюють із висновками про утворення т.р. Так на рис. 3.26 представлені експериментальні залежності еліпсометричних кутів Δ і ψ для двошарових систем Cu/Co, Au/Co і Ag/Co від загальної концентрації атомів Co у плівковій системі у невідпаленому (темні точки) та після відпалювання до $T_b=700$ К (світлі точки) станах. Можемо спостерігати певні тенденції при зміні загальної концентрації атомів Co. Причому, кожна плівкова система має свої

особливості. Значення кута Δ зростає при збільшенні концентрації в усіх системах але нахил прямої, змінюється після відпалювання. Для системи на основі Au і Co кут нахилу суттєво збільшується, в той час коли для системи на основі Ag і Co навпаки зменшується в незначній мірі. Значення кутів ψ , навпаки, зменшуються з ростом концентрації і тенденція зміни кута нахилу прямої також зберігається. Таку відмінність можна також пояснити різницею в кінцевому структурному стані цих систем.

Спін-клапанні структури на основі Cu і Co серед розглянутих нами більш стабільні в інтервалі температур 300 – 700 К, тому були вивчені інші характеристики цієї плівкової системи. Згідно методики, що описана в п. 2.2.3, були розраховані оптичні коефіцієнти n і k для т.р. (Cu, Co) (табл. 3.10). Величина коефіцієнта n зменшуються при збільшенні долі атомів Cu і лежить в межах між значеннями цього коефіцієнту n_0 для масивних чистих Cu та Co. Коефіцієнт k навпаки збільшується і лежить в межах 0,626÷1,230, що відрізняється від значень коефіцієнтів $k_{0Cu} = -3,419$ та $k_{0Co} = -4,158$. При відпалюванні коефіцієнти зменшуються, але вказані тенденції зберігаються. Це пов'язуємо з протіканням термодифузії та зміною локальних щільностей в об'ємі плівкової системи.

Таблиця 3.10.

Розрахункові оптичні характеристики т.р. (Cu, Co)

Плівка	$T_B=300$ К		$T_B=700$ К	
	n	k	n	k
Cu(5)/Co(30)/П	1,103	0,626	0,806	0,654
Cu(10)/Co(30)/П	0,773	1,023	0,630	0,815
Cu(20)/Co(30)/П	0,678	0,924	0,640	0,850
Cu(30)/Co(30)/П	0,607	1,067	0,506	0,906
Cu(45)/Co(30)/П	0,485	1,230	-	-
$n_{0Cu} = 0,249$; $k_{0Cu} = -3,419$; $n_{0Co} = 1,952$; $k_{0Co} = -4,158$				

Висновки до Розділу 3

1. Запропоновано параметри формування функціональних плівкових елементів спін-клапанних систем на основі розглянутих модельних плівок з урахуванням результатів дослідження особливостей фазоутворення в них; проведено дослідження структурних характеристик даних спін-клапанних елементів на предмет утворення шару т.р.
2. Показано можливість утворення метастабільних т.р. (Cu, Co), (Au, Co) та (Co, Ag) у трьох різних випадках: з великою розчинністю компонент і відповідністю правилу Вегарда на всьому інтервалі концентрацій (система на основі Cu і Co з максимально близькими параметрами ґраток компонент); з обмеженою розчинністю, що зростає при зменшенні загальної концентрації атомів розчинника (система на основі Au і Co); з крайнє малою розчинністю з максимальним її значенням в інтервалі 50 - 70 % концентрації атомів кобальту та демонструє найбільшу схильність до утворення гранульованого сплаву (система на основі Ag і Co).
3. У всіх розглянутих приладових плівкових системах стабілізується гранульований стан магнітної компоненти Co і при певних умовах шарувата структура може перейти до стану гранульованого сплаву. Причому середній розмір гранул в таких сплавах при $T_B \geq 700$ К близький до розміру гранул в гранульованих сплавах при $T_B = 300$ К, що отримували при одночасній конденсації компонент.
4. З метою встановлення кореляції між оптичними характеристиками та фізичними процесами в спін-клапанних структурах та багат шарових плівкових системах на основі Cu і Co, Au і Co та Co і Ag були проведені еліпсометричні дослідження та розраховані оптичні коефіцієнти n і k для системи на основі Cu і Co, що можуть бути використані для прогнозування оптичних властивостей вказаних приладових структур та при створенні оптоелектронних елементів.

РОЗДІЛ 4

ПРОЦЕСИ ЕЛЕКТРОПЕРЕНЕСЕННЯ В ПЛІВКОВИХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВІ Co I Cu, Ag TA Au

Результати електроннографічних, мікроскопічних, рентгенографічних та еліпсометричних досліджень структурно-фазового стану плівкових систем зі спін-залежним розсіюванням електронів на основі Co і Cu(Ag та Au), що представлені в розділі 3 не можуть дати повної картини. При формуванні спін-класанних структур для використання в якості функціональних елементів спін-троніки потрібні більш детальні дослідження таких аспектів як ступінь збереження інтерфейсів, місце локалізації т.р. та гранул Co в об'ємі плівкових структур тощо. В розділі 4 представлені результати експериментальних та теоретичних досліджень процесів електроперенесення в одно-, дво- та багат шарових плівкових системах на основі Co, Cu, Ag та Au. Ці дані окрім того, що дають нову інформацію про температурну залежність опору і ТКО, магнітоопір, магнітооптичні характеристики цих плівок, дають додаткову інформацію для інтерпретації фазового складу модельних двошарових композиції та спін-класанів.

4.1. Експериментальні дослідження процесів електроперенесення в плівкових системах на основі Co і Cu, Ag та Au [130, 132, 133, 140]

4.1.1. Провідність і термічний коефіцієнт опору [132, 133, 140, 166, 167]

Питанню вивчення електрофізичних властивостей одношарових плівок Co, Cu, Ag та Au присвячено достатньо робіт. Причому, одношарові плівки Cu та Co виступають досить поширеним зразками, в яких досліджується температурні і розмірні залежності питомого опору та ТКО. Тому результати досліджень одношарових плівок товщиною 10 – 90 нм приводяться нами не в повному обсязі. Лише слід зазначити, що в цілому ці результати узгоджуються з відомими у літературі. Деяка невідповідність спричинена відмінностями у

методах і умовах отримання плівок. На рис. 4.1. представлені температурні залежності питомого опору та ТКО (на вставках) для одношарових плівок. Відмітимо деякі особливості отриманих залежностей. Загальновідомий факт зменшення опору з ростом температури під час нагрівання при першому термостабілізаційному циклі, що пояснюється заліковуванням дефектів кристалічної будови у свіжесконденсованих зразках, має місце для всіх плівкових систем, що досліджуються. Залежність від товщини плівок не тільки величини питомого опору та ТКО, а і форми кривої можна простежити на представлених графіках для плівок Au(15)/П, Au(20)/П, Ag(35)/П, Ag(85)/П (рис. 4.1). Так у більш тонких плівках має місце стрімке зменшення питомого опору при першому циклі нагрівання, що відповідає стадії заліковування дефектів кристалічної будови, яка в інтервалі температур 350 – 450 К. У більш товстих плівках цей інтервал збільшується та зміщується в сторону більших температур. Температурні залежності питомого опору для одношарових плівок Со мають відмінності у порівнянні з плівками Ag та Au. Вони також мають температурні залежності питомого опору з нормальним вендівським характером, але процес заліковування дефектів відбувається при більших температурах (550 -700 К). На характері залежностей опору і ТКО термостабілізованих плівок можуть спостерігатися особливості поблизу температури Дебая θ_D [43]. Тому вибраний інтервал відпалювання повинен перевищувати ці температури.

Також були досліджені розмірні залежності ρ та β , що отримувалися з експериментальних температурних залежностей для одношарових плівок для різних температур відпалювання (300 і 600 К). На рис. 4.2 представлені розмірні залежності для ТКО. На графік для одношарових плівок Со (рис. 4.2, а) нанесені дані [169], що співпадають з нашими даними. В усіх випадках величина ТКО монотонно збільшується з ростом товщини, виходячи на асимптотику b_∞ ($b_\infty = 2 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (Cu), $4,10 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (Ag), $3,98 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (Au) та $6,6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ (Co) [163]) при досягненні товщин 80 - 90 нм. На відміну від ТКО, значення питомого опору плівок падає з ростом товщини, також виходячи на

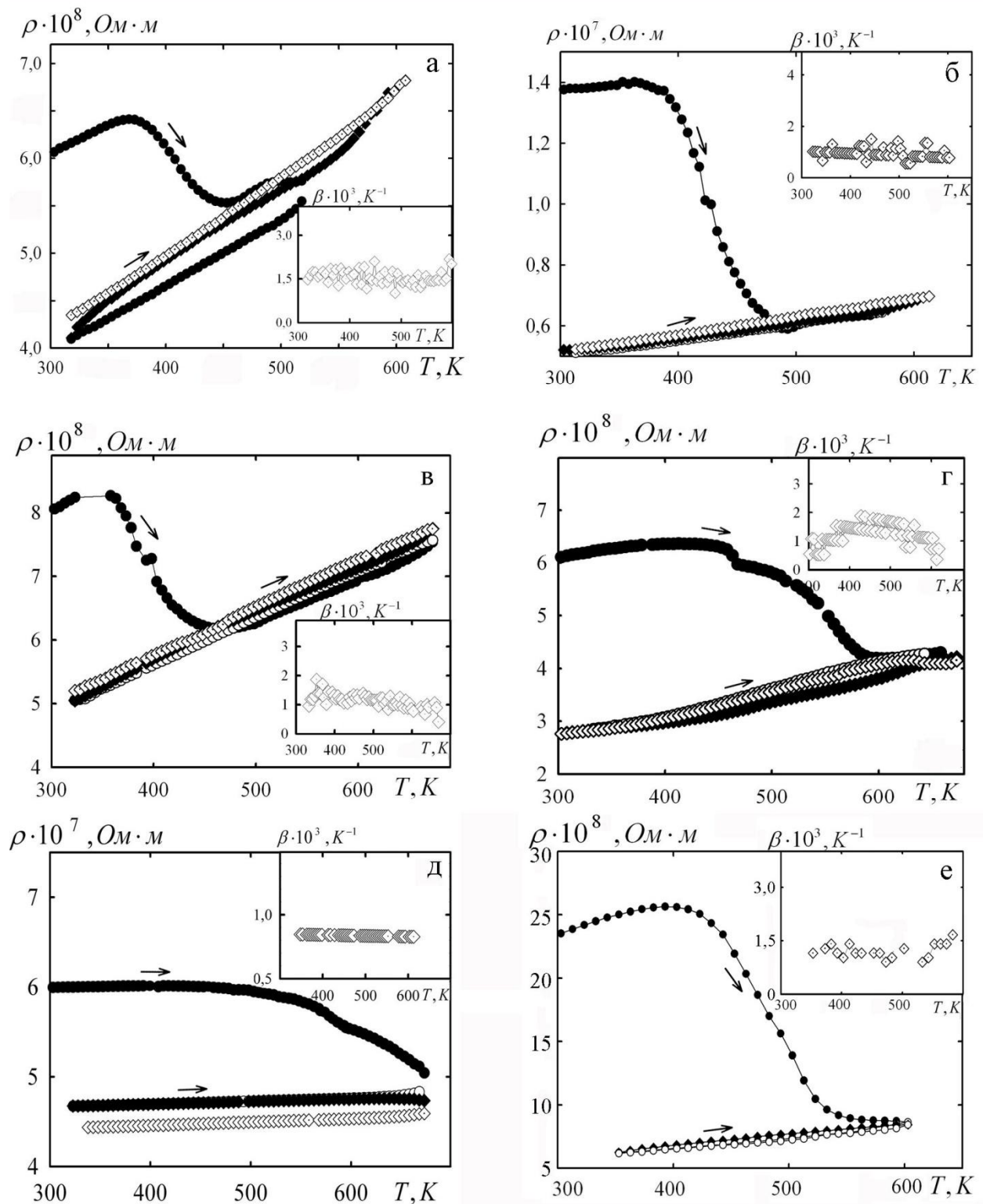


Рис. 4.1. Залежність питомого опору і ТКО (на вставках) від температури одношарових плівок Au(15)/П (а), Au(20)/П (б), Ag(35)/П (в), Ag(85)/П (г), Co(60) (д) та Cu(30) (е)

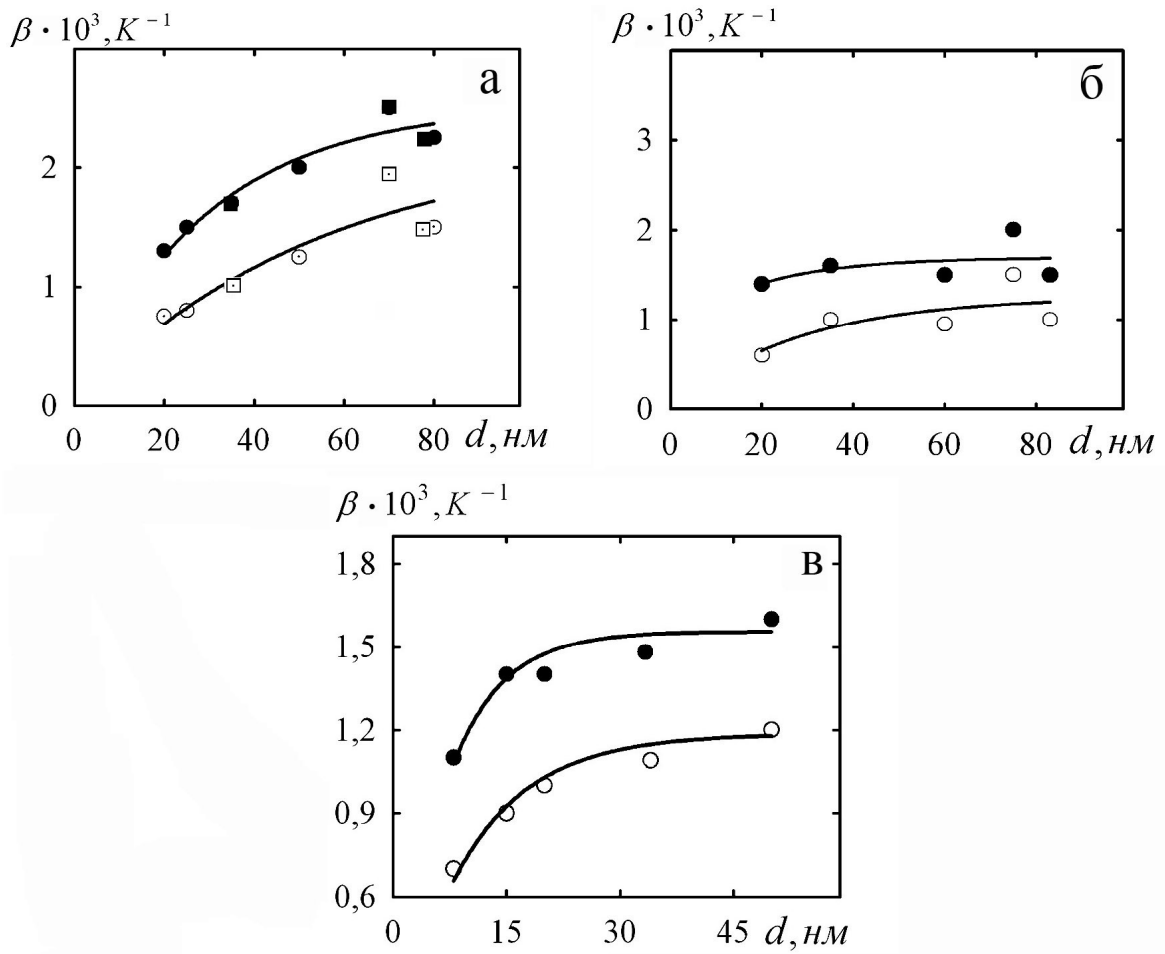


Рис.4.2. Розмірна залежність ТКО для одношарових плівок Co (а), Ag (б) та Au (в). Температура вимірювання: ●, ■ – 300 К, ○, □ – 650 К, ■, □ – дані [169]

насичення r_{∞} ($r_{\infty} = 1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м (Cu), $1,62 \cdot 10^{-8}$ Ом·м (Ag), $2,3 \cdot 10^{-8}$ Ом·м (Au) та $6,5 \cdot 10^{-8}$ Ом·м (Co) [43]). Особливо сильно виражені розмірні залежності ТКО і питомого опору в області малої товщини у випадку плівок Au.

На рис. 4.3 представлені типові температурні залежності ρ і β для двошарових плівок Au/Co/П. Для порівняння приведені залежності для одношарових плівок Au/П. При переході до двошарових плівок характерна особливість цих залежностей, їх вендівський характер зберігається.

На рис. 4.4 представлена серія температурних залежностей питомого опору і ТКО для різних плівкових систем Ag/Co/П. Аналогічні результати стосовно електрофізичних властивостей отримані нами також на прикладі плівкової системи Cu/Co/П. У цьому випадку спостерігаються такі ж особливості, як і у випадку плівкової системи Au/Co/П.

Підтвердженням того, що у досліджуваних системах утворюється т.р., можуть бути не тільки наші електрографічні дослідження залежності параметра ГЦК решітки від концентрації атомів Co (рис. 3.26), а і результати досліджень кореляції між питомим опором і загальною концентрацією атомів Co. Так, на рис. 4.5 представлена залежність ТКО від загальної концентрації атомів Co в термостабілізованій системі Au/Co/П. Ця залежність має лінійний характер, але як і у випадку середнього розміру ґратки плівки слід брати в інтервалі середніх товщин (30÷60 нм). Питомий опір цієї плівкової системи зменшується від $2,9 \cdot 10^{-7}$ до $0,9 \cdot 10^{-7}$ Ом·м при збільшенні концентрації від 45 до 71 ат.% Co, що можна пояснити поступовим розмиттям інтерфейсу і переходом до гранульованого сплаву, в якому ефект розсіювання електронів менший у порівнянні з розсіюванням на інтерфейсі внаслідок появи надлишкових атомів Co.

У загальному випадку для досліджуваних систем можна відмітити такі схожі особливості температурних залежностей ρ і β . Різких змін при переході до двошарових систем не спостерігається. Близькість електрофізичних властивостей складових не дозволяє чітко простежити перехід від шаруватої структури до т.р. чи гранульованого стану. Про інтенсивні зміни в фазовому

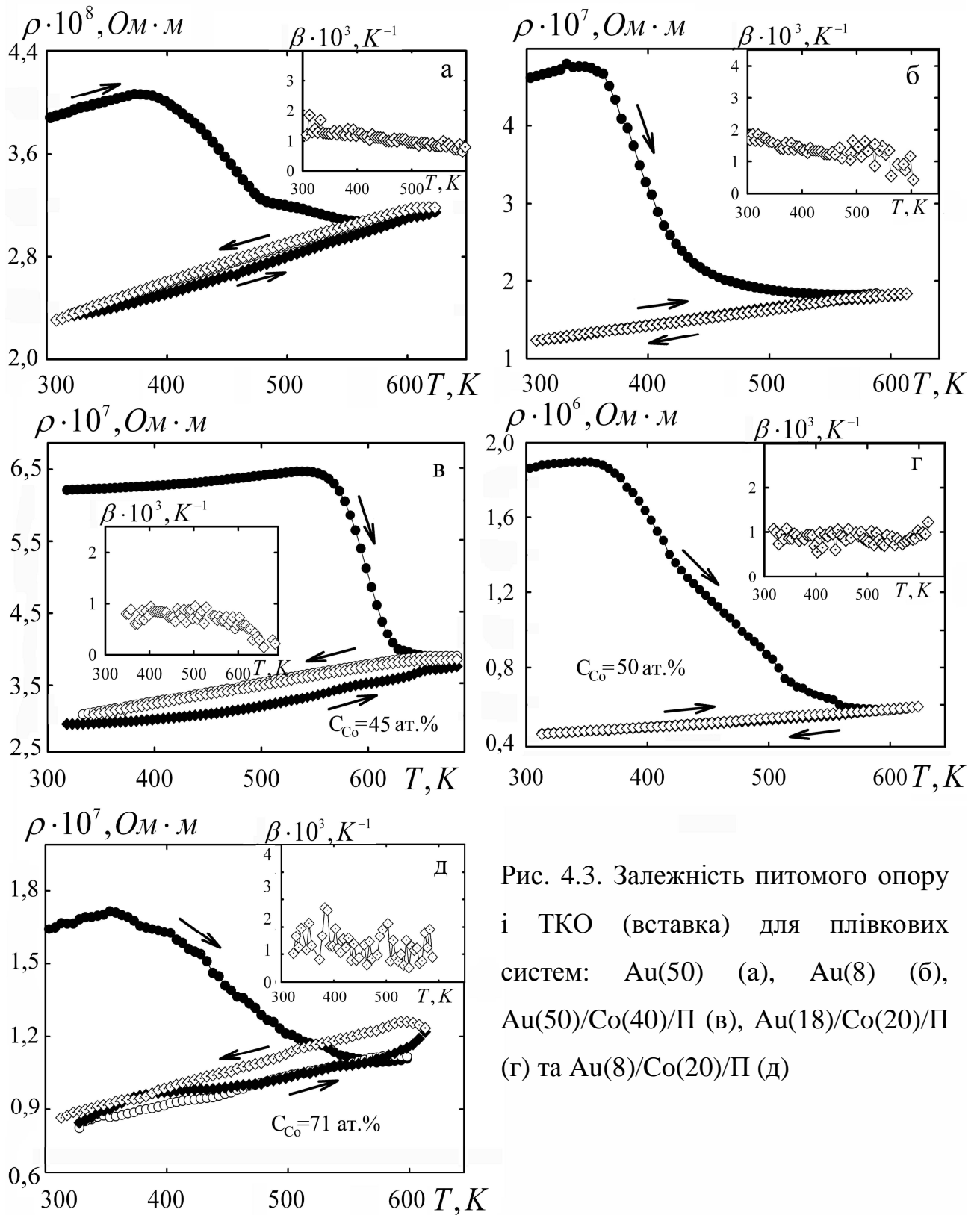


Рис. 4.3. Залежність питомого опору і ТКО (вставка) для плівкових систем: Au(50) (а), Au(8) (б), Au(50)/Co(40)/П (в), Au(18)/Co(20)/П (г) та Au(8)/Co(20)/П (д)

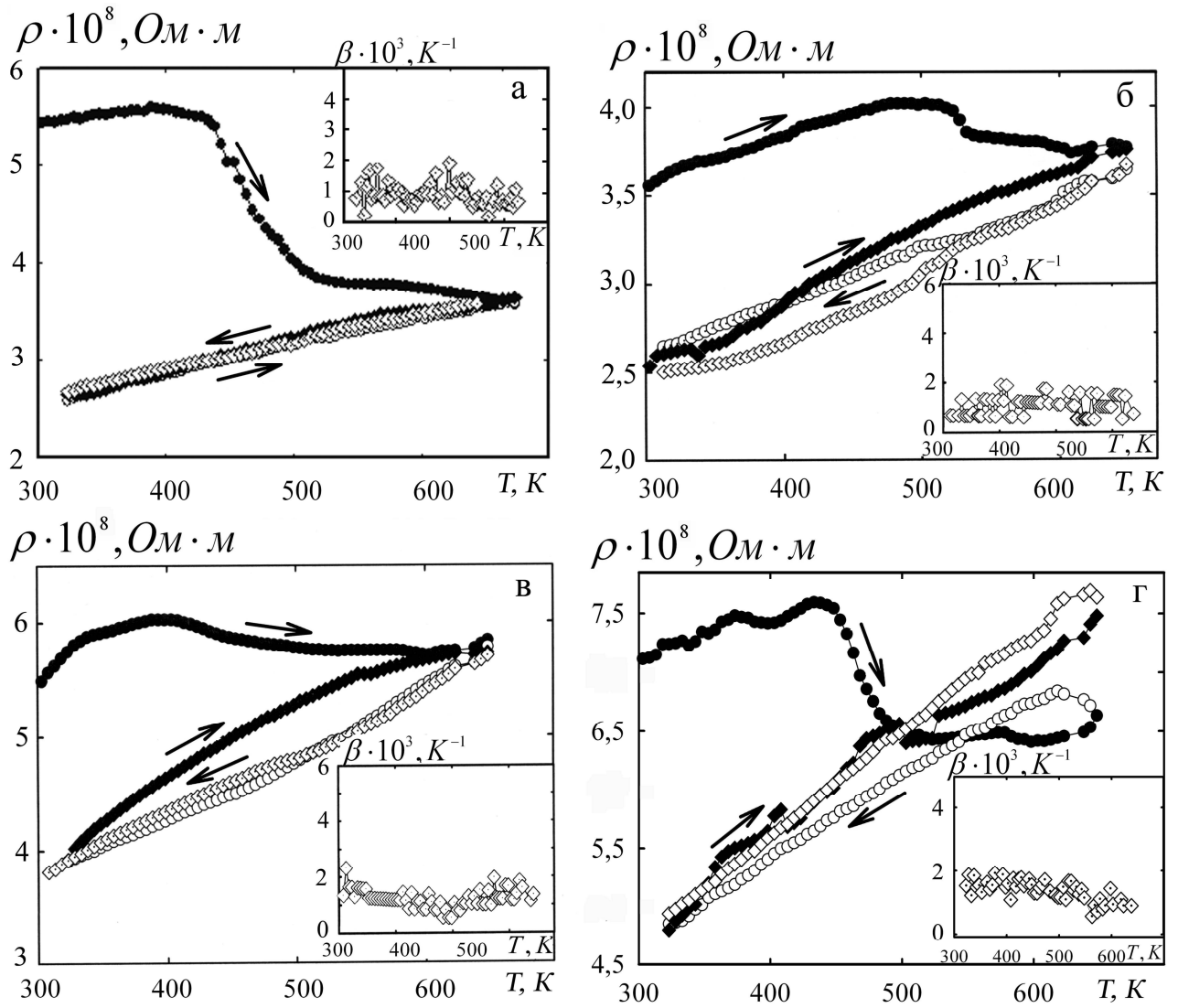


Рис. 4.4. Залежність питомого опору і ТКО (вставка) для плівкових систем на основі Ag(20) (а), Ag(60) (б), Ag(90)/Co(30)/П (в) та Ag(20)/Co(10)/П (г)

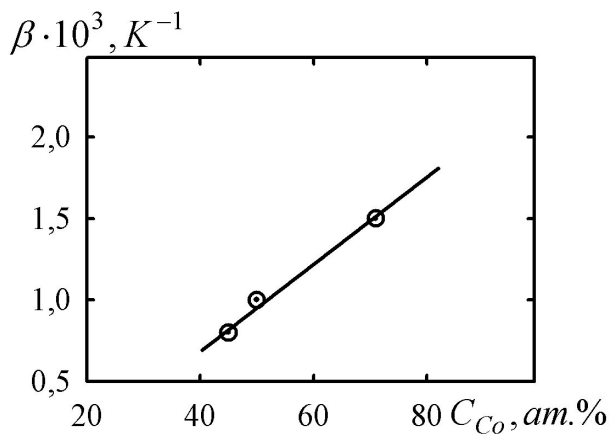


Рис. 4.5. Залежність ТКО від загальної концентрації атомів Co в термостабілізованій системі Au/Co/П. Температура вимірювання ТКО – 350 К

стані в плівкових системах Au/Co та Ag/Co про стабілізацію т.р.(Au (Ag), Co) при досягненні температури 700 К говорить зміна кута нахилу $\beta(T)$. Очевидно, що утворення проміжного шару т.р. в результаті термодифузії призводить до зміни електрофізичних властивостей системи в цілому. В той же час у системі Cu/Co залежність $\beta(T)$ носить лінійний характер у всьому інтервалі температур (рис.4.6 а), що підтверджує висновок про утворення т.р. вже в процесі конденсації плівок і його збереженні на інтервалі $T_b=300\div 700$ К. Істотні зміни в електрофізичних властивостях цієї системи слід очікувати при температурах вищих температури початку розпаду т.р. (близько 850 К).

В системах Au/Co та Cu/Co при першому термостабілізаційному циклі (охолодження) залежність $\rho(T)$ проходить нижче кривої нагрівання на всьому інтервалі температур, як і у випадку одношарових Au та Cu. У випадку одношарових плівок Ag крива охолодження йде вище кривої нагрівання при високих температурах і лише при відносно низьких (350 \div 400 К) починає йти нижче. В цілому можна стверджувати, що основні процеси масоперенесення відбулися на першому термостабілізаційному циклі при досягненні температури 700 К. При відносно тонких двошарових плівках спостерігається незначне неспівпадання 2 - 3 процесів нагрівання-охолодження(рис. 4.3, д та рис. 4.4, г). Основна відміна полягає у зміні кутового коефіцієнту залежностей, що можна пояснити продовженням процесів фазоутворення в тонких майже острівцевих шарах.

При переході до багатошарових плівок з більшою кількістю фрагментів «затягнутий» характер кривої в багатошарових плівкових системах пояснюється появою нового типу дефектів – інтерфейсів, для заліковування яких необхідні більш високі енергії активації. Наприклад, на рис. 4.6 представлені температурні r і b для плівкових систем Co(5)/Cu(10)/Co(10)/Cu(10)/П та [Co(5)/Cu(5)]₄/П для яких при усіх наступних термостабілізаційних циклах зберігається лінійна (для ρ) та гіперболічна (для β) залежність. При збільшенні кількості шарів (від 2 до 8) крива охолодження при першому термостабілізаційному циклі набуває затягнутий характер, що

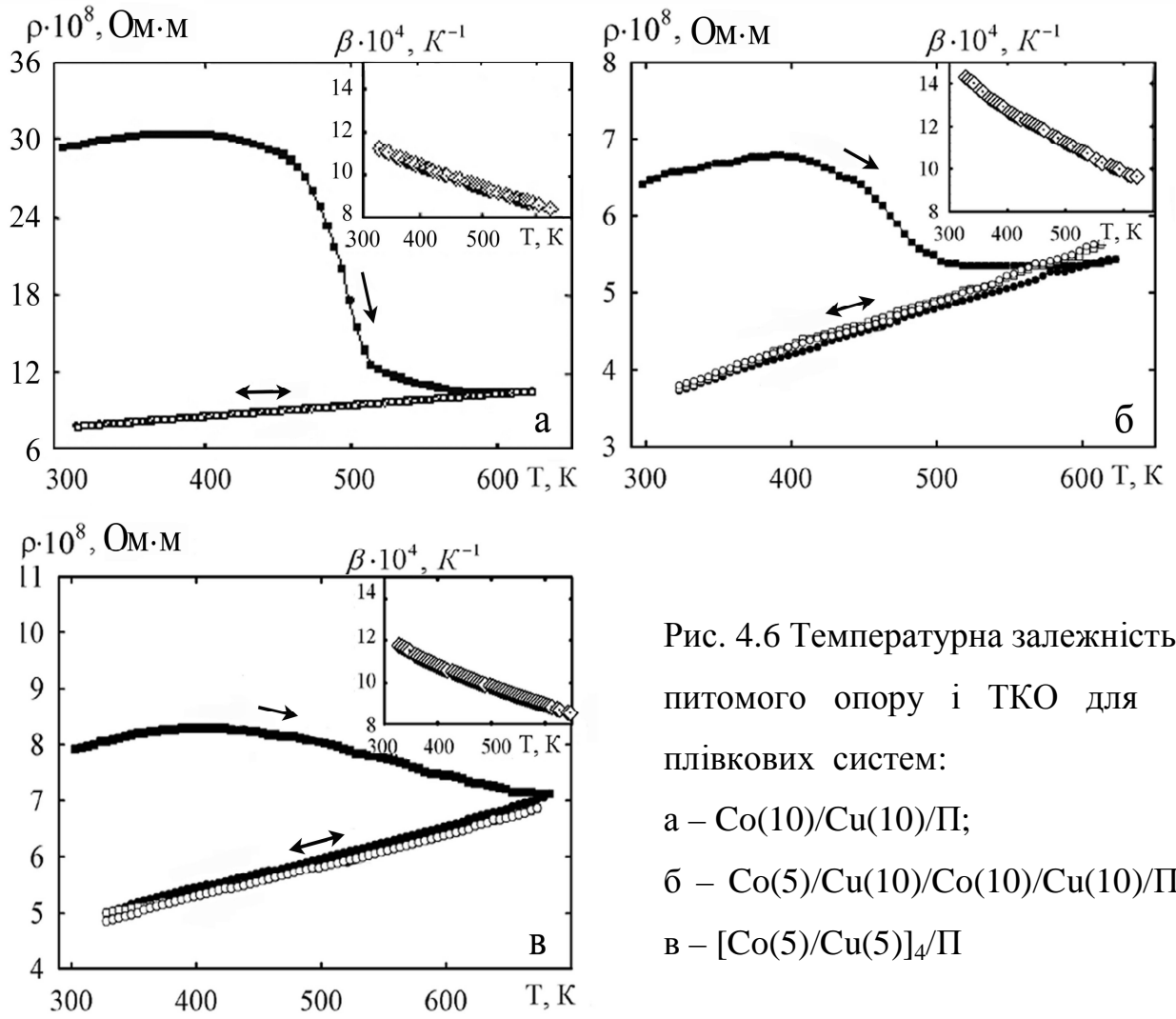


Рис. 4.6 Температурна залежність питомого опору і ТКО для плівкових систем:
 а – Co(10)/Cu(10)/П;
 б – Co(5)/Cu(10)/Co(10)/Cu(10)/П та
 в – [Co(5)/Cu(5)]₄/П

напевно потрібно пов'язувати з специфікою заліковування інтерфейсів присутніх у багат шарових системах. Крім того, величина ТКО залежить не тільки від загальної кількості чого і концентрації компонент, але і від кількості шарів в системі. Цим можна пояснити, наприклад, приблизно рівні величини β для плівкових систем Co(10)/Cu(10)/П (загальна товщина $d=20$ нм; $C_{Co}=50$ ат.%) та [Co(5)/Cu(5)]₄/П (загальна товщина $d=40$ нм; $C_{Co}=50$ ат.%). Відносна мала величина β в останньому випадку може бути пояснена тим, що зростання $\Delta\beta$ за рахунок збільшення ефективної товщини від 20 до 40 нм компенсується його зменшенням за рахунок додаткового розсіювання електронів на межах поділу шарів. В той час коли, відносно велике значення ТКО для плівкової системи Co(5)/Cu(10)/Co(10)/Cu(10)/П (рис.4.6 б) можна пояснити меншим вмістом атомів Co (42 ат.%).

Висновки щодо утворення т.р. доповнюють результати вимірювання електричного опору багат шарових плівок в процесі осадження. Наглядним прикладом може бути залежність $R(\tau)$ для систем на основі Cu і Co. Приклад такої залежності для двох шарової плівки Co(10)/Cu(50)/П наведено на рис. 4.7. Різний характер залежності $R(\tau)$ при осадженні Cu та Co пов'язан частково з пошаровим або острівцевим механізмом росту плівок Cu і Co відповідно, що знаходить підтвердження у роботах [83, 91]. Деяке збільшення та наступне зменшення опору плівкової системи при конденсації Co(10) якраз і пов'язано з розчиненням у матриці Cu атомів Co. При переході до багат шарових систем така залежність $R(\tau)$ для систем на основі Cu і Co зберігається. Приклад такої залежності для системи Co(5)/Cu(10)/Co(10)/Cu(10)/П наведений на рис. 4.8. Поряд з тим, для систем Au/Co та Ag/Co збільшення опору при конденсації шарів Co не спостерігається. На рис. 4.9 представлено залежність $R(\tau)$ для Co(5)/Au(10)/Co(10)/Au(10)/П на якій, як і у випадку багат шарової плівкової системи на основі Cu і Co, проміжки на залежностях, що відповідають процесам конденсації шарів (1, 3, 5, 7 на рис. 4.9) чергуються з проміжками, що відповідають стабілізації даної плівкової системи (2, 4, 6 на рис.4.9). Але у випадку конденсації шару Co на Au (рис. 4.9, б) відмічається лише

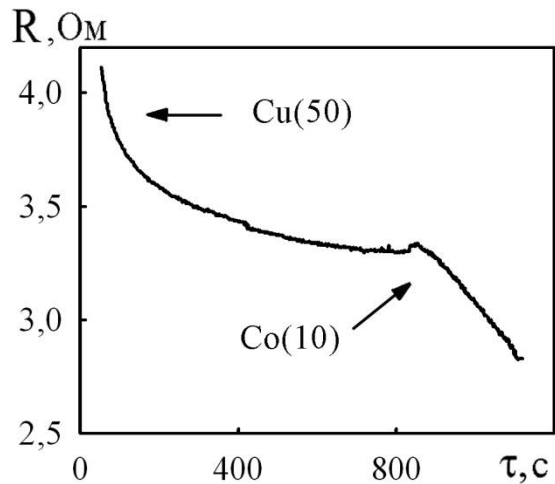


Рис. 4.7. Залежність $R(\tau)$ для системи Co(10)/Cu(50)/П в процесі конденсації

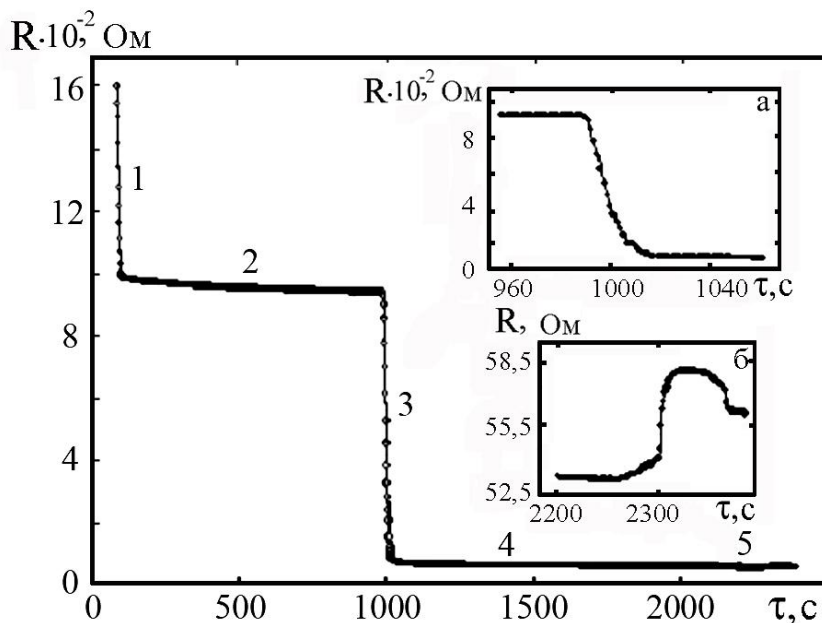


Рис. 4.8. Залежність $R(\tau)$ для систем Co(5)/Cu(10)/Co(10)/Cu(10)/П під час конденсації. На вставках: а – конденсація шару Cu(10) на Co(10)/Cu(10)/П; б - конденсація шару Co(5) на Cu(10)/Co(10)/Cu(10)/П

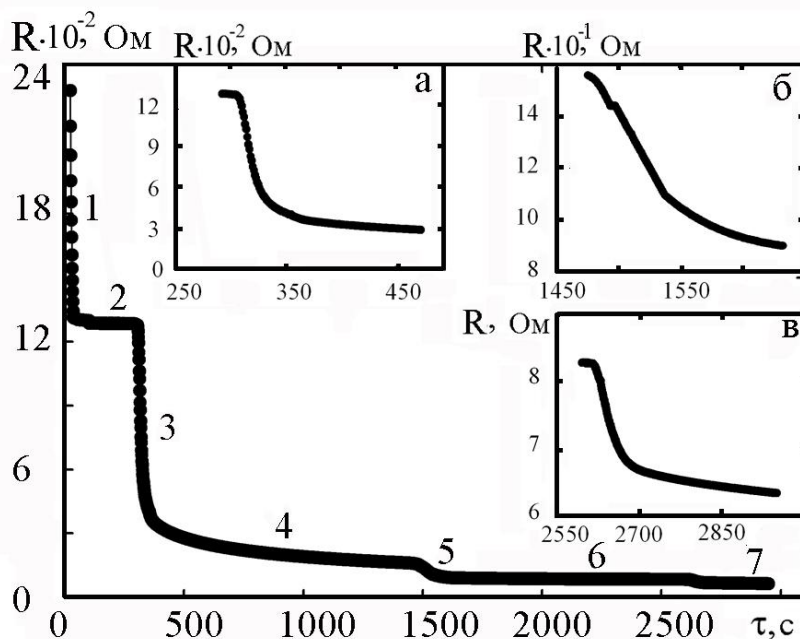


Рис. 4.9. Залежність $R(\tau)$ для систем Au(10)/Co(15)/Au(6)/Co(15)/П під час конденсації. На вставках: а – конденсація шару Au(6) на Co(15)/П; б - конденсація шару Co(15) на Au(6)/Co(15)/П; в – конденсація Au(10) на Co(15)/Au(6)/Co(15)/П

зменшення опору. Це у деякій мірі може слугувати підтвердженням збереження індивідуальності окремих шарів в системах Au/Co та утворенням т.р.(Cu, Co) при конденсації.

4.1.2. Магнітотранспортні і магнітооптичні властивості

Принциповим питанням у встановленні структурних і фазових особливостей модельних плівкових системах та сформованих спін-клапанних структурах є визначення положення атомів магнітного Co в немагнітній матриці Cu, Au або Ag. Додаткову інформацію стосовно цього може дати дослідження магнітотранспортних характеристик. На рис. 4.10 схематично представлені основні структури, що можуть бути функціональними елементами спінтроники, (а, г, є) та відповідні їм типові залежності ГМО (б, д, ж) та МОКЕ (в, е, з) від індукції магнітного поля. Слід відмітити, що дуже специфічну форму має залежність МОКЕ від B для спін-клапанних структур. «Сходиноподібна» зміна сигналу свідчить про швидкодію функціонального елемента в магнітному полі, що може забезпечити, наприклад, коректну роботу його в діодному режимі або режимі переключень. Кожна ділянка «сходинок» відповідає вузькому діапазону значень магнітного для поля зміни намагніченості окремого магнітного шару. Функціональний елемент спін-клапанної структури, відповідно вибраних нами параметрів формування в п. 3.3.1, належить саме до типової структури, представленої на рис. 4.10, г із відповідними їй залежностями (рис. 4.10, д і е).

Гранульовані сплави, на відміну від інших структур, не мають в своєму складі структурносуцільних шаруватих утворень магнітної компоненти з доменною структурою. Магнітні гранули в цих сплавах, особливо при великій різниці у розмірі, мають широкий діапазон магнітного поля перемагнічування. Тому, площа під кривою для ГМО (рис. 4.10, ж) набагато більша ніж, в інших випадках, а для МОКЕ (рис. 4.10, з) характерні великі значення коерцитивності. Тому слід припустити, що по зовнішньому вигляду залежностей, наприклад, МО та МОКЕ можна судити про наявність того чи іншого структурного стану магнітного Co в наших плівкових системах.

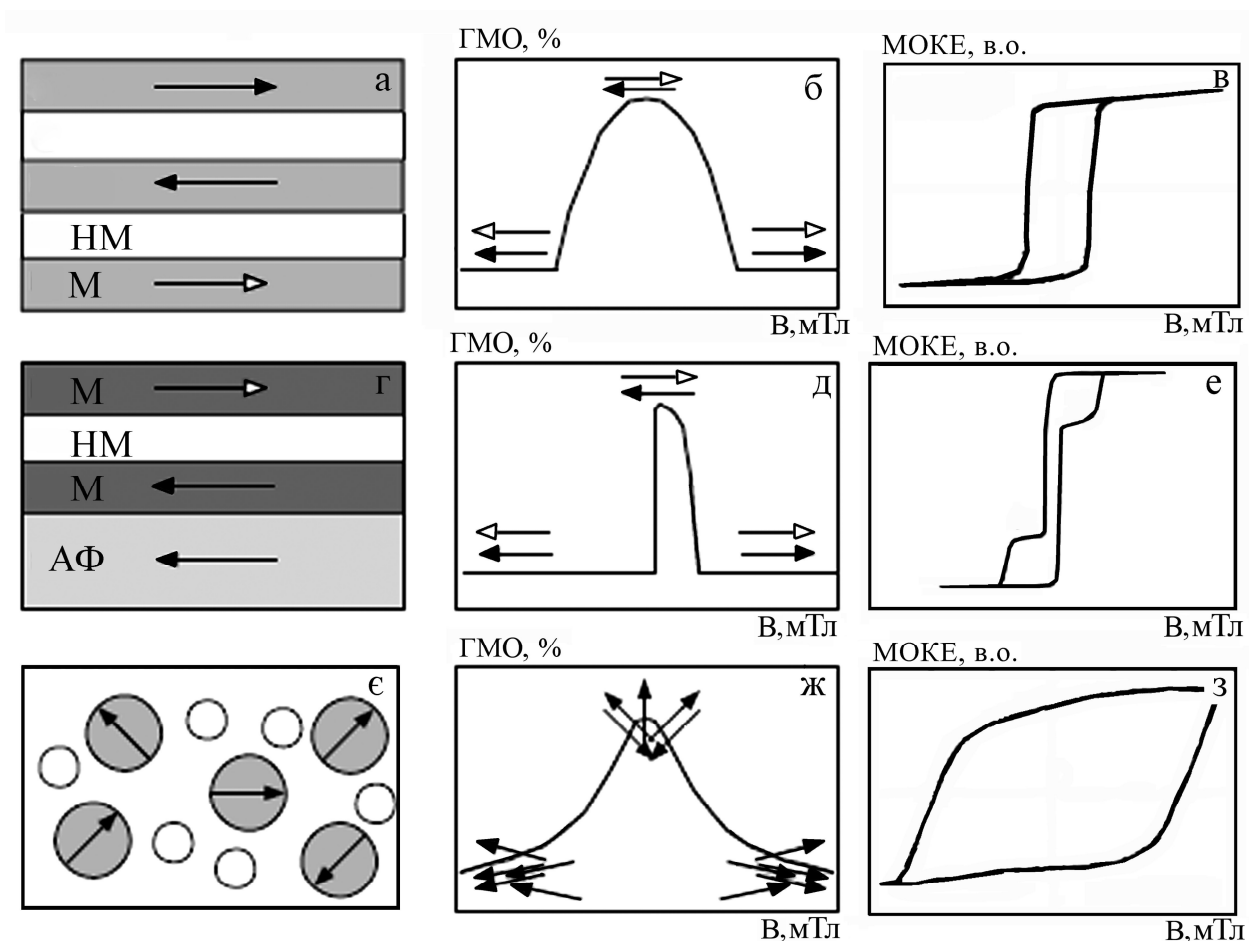


Рис. 4.10. Схематичне представлення функціональних елементів спінтроники: мультишар (а), спін-вентельна структура (г), гранульований сплав (е) та відповідні їм типові залежності ГМО (б, д, ж) і МОКЕ (в, е, з) від індукції магнітного поля. Стрілочками вказаний напрямок векторів намагніченості в магнітному шарі чи гранулі. НМ – немагнітний, М – магнітний, АФ – антиферомагнітний матеріали [78]

Нами були вивчені магнітні характеристики одношарових невідпалених та відпалених до різних температур плівок Co (рис.4.11), які мають анізотропію коерцитивності [55, 88]. На рис. 4.11, а - г показані залежності коерцитивності плівки Co(40)/П від кута повороту плівкового зразка при вимірюванні при $T_B=300, 450, 600$ та 900 К. Максимальна анізотропія спостерігається при початкових температурах відпалювання ($350\div 500$ К), що можна пояснити особливостями зміни кристалічної структури одношарових плівок Co (див. п. 3.1). На початковій стадії, при низьких температурах, в плівках Co починається процес заліковування дефектів. Це призводить до покращення доменної структури плівки, що виражається в збільшенні магнітної анізотропії зразка. Але середній розмір кристалітів суттєво не змінюється. Значних змін в структурі можна спостерігати при температурах $T \geq 600$ К, коли відбувається перехід до ГЦК ґратки, що супроводжується різким збільшенням середнього розміру кристалітів (рис. 3.3), і коерцитивності (рис. 4.11, е) та втратою вираженої магнітної анізотропії (рис. 4.11, в – г).

При формуванні функціонального елемента спінтроніки згідно запропонованої нами схеми у п. 3.3.1 різниця в коерцитивності нижнього «важкого» і верхнього «легкого» шарів Co забезпечується різницею в товщинах. Підсилити різницю в магнітних характеристиках шарів можливо за допомогою різної термообробки. Так нами було запропоновано отримувати шари Co при різних температурах відпалювання підкладки. Нижній шар ($d=20$ нм) отримувався при температурі підкладки 950 К, а верхній ($d=6$ нм) - при кімнатній. Підґрунтям для цього стали дослідження МОКЕ в одношарових плівках Co, що були отримані при різних температурах підкладок (рис. 4.11, д). Так коерцитивність плівки, що була отримана при високій температурі підкладки, приблизно у $5\div 6$ разів більша ніж у плівки, що була отримана при кімнатній температурі.

При переході до двошарових плівкових систем Cu/Co або Au/Co змінюється зовнішній вигляд сигналу МОКЕ, що підтверджує висновок про утворення т.р. Для систем Au/Co і Ag/Co (рис.4.12) та Cu/Co (рис.4.13) з різною

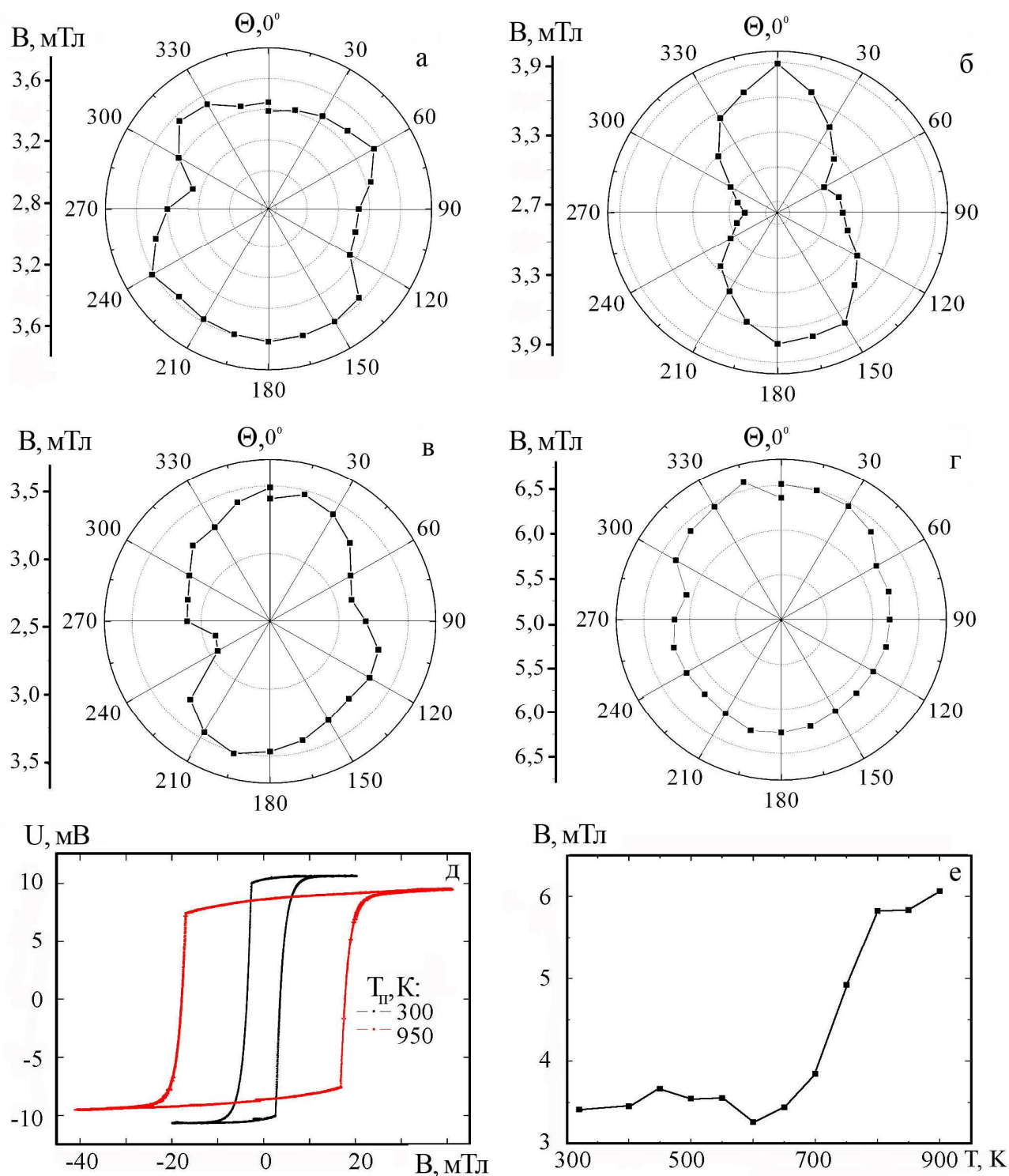


Рис. 4.11. Залежність коерцитивності B одношарової плівки $\text{Co}(40)/\text{P}$ від кута повороту зразка при вимірюванні Θ для різних температур відпалювання: 300 (а), 450 (б), 600 (в) та 900 К (г) і від температури відпалювання (е) при нульовому положенні зразка та МОКЕ для зразків, що були отримані при різних температурах підкладки (д)

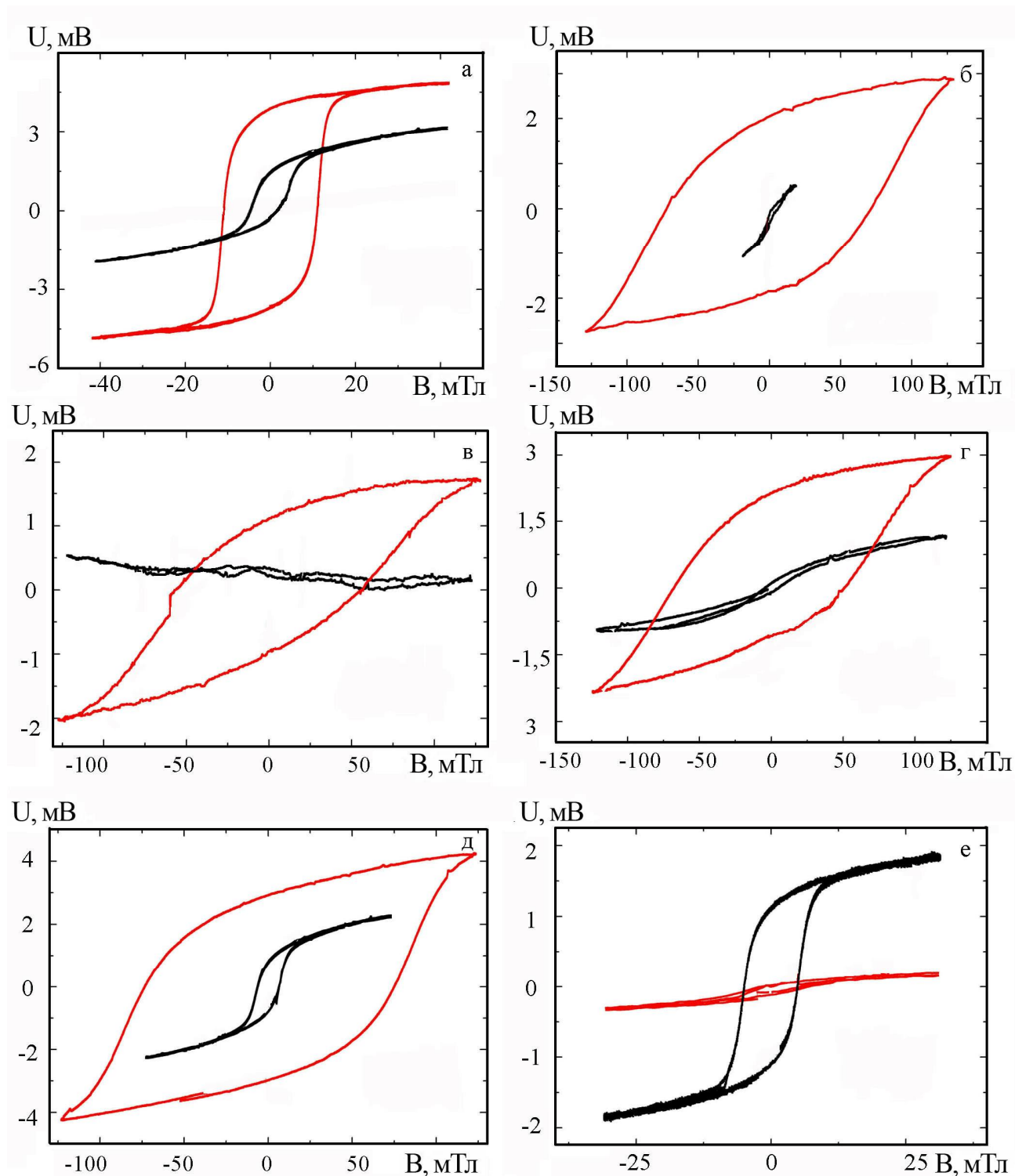


Рис. 4.12. МОКЕ для систем: а - Ag(35)/Co(30)/П; б - Ag(50)/Co(50)/П; в - Ag(60)/Co(50)/П; г - Au(50)/Co(50)/П; д - Au(25)/Co(50)/Au(25)/П; е - Au(35)/Co(10)/П при різних температурах відпалювання: 300 К (■) та 700 К (■)

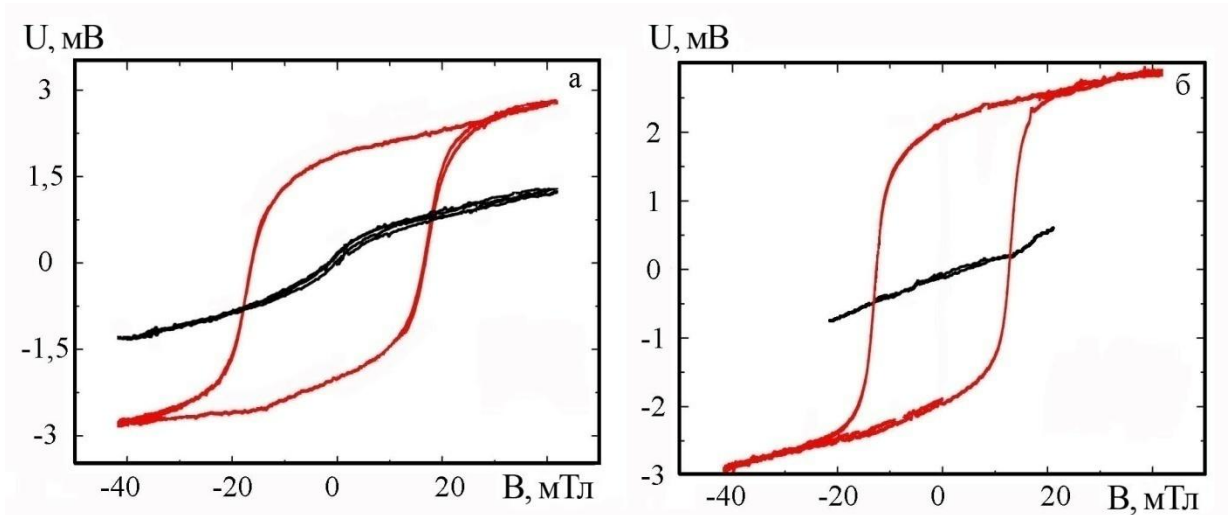


Рис. 4.13. МОКЕ для систем: а - Cu(25)/Co(30)/П; б - Cu(50)/Co(30)/П при різних температурах відпалювання: 300 К (■) та 700 К (■)

концентрацію атомів Со в усіх випадках характерний нормальних характер залежності МОКЕ у вигляді петлі гістерезису.

Метод досліджування МОКЕ чутливий до товщини плівкових зразків. Їх товщина складає 60 нм. Тому, невідпалені двошарові системи з верхнім немагнітним шаром з товщиною $45 \div 60$ нм демонструють ледве помітний МОКЕ (рис. 4.12, б – в та 4.13, б). Але після відпалювання до $T_b=700$ К спостерігається значне збільшенні інтенсивності сигналу МОКЕ та збільшенні коерцетивності у всіх досліджуваних системах. Це слід сприймати як прямий доказ дифузії магнітних атомів Со під час термовідпалювання в верхній немагнітний шар на глибини достатні для ефективного спостереження МОКЕ. При цьому характерний вид залежностей відповідає випадку, представленою на рис. 4.10, з. таким чином результати дослідження МОКЕ підтверджують утворення т.р.(Au(Ag), Со) та гранульованого стану С. У випадку системи Cu/Со вид залежності МОКЕ подібний тій що спостерігається в одношарових плівках Со, і по формі не змінюється під час відпалювання в інтервалі температур нижче 800 К, що теж підтверджує утворення т.р. уже в процесі конденсації і його стабілізації в інтервалі температур $\Delta T= 300 - 800$ К.

Про відміну магнітних характеристик плівок Co і т.р. можна судити з рис. 4.12, е, на якому представлено залежність для системи Au(35)/Co(10)/П з відносно тонким шаром верхнього Au. До відпалювання така система зберігає індивідуальність шарів і для нижнього шару Co характерно високій сигнал МОКЕ у вигляді петлі з коерцитивністю 5 мТл. Під час відпалювання атоми із тонкого нижнього шару Co дифундують в матрицю Au і утворюють слабкий т.р. (Au, Co), що проявляється у суттєвому зменшенні інтенсивності сигналу МОКЕ. На рис.4.12 г і д приведено МОКЕ для системи на основі Au/Co з однаковою концентрацією атомів, але з різною кількістю інтерфейсів. У випадку тришарової системи шар Co покритий тонким шаром Au і система демонструє МОКЕ аналогічний одношаровим плівкам Co. Після відпалювання атоми перемішуються і вид залежності сигналу МОКЕ стає однаковим як для двошарової, так і для тришарової структури.

На рис. 4.14 представлено результати дослідження МОКЕ в спін-вентельних структурах та їх окремих складових. У двошаровій системі Au(5)/Co(3)/П (рис. 4.14, а) при відпалюванні утворюється т.р. Поєднання елементів у тришарову систему Au(5)/Co(3)/Cu(6)/П (рис. 4.14, б), скоріше за все, представляє двошарову систему Au/т.р.(Cu, Co), що утворилась вже під час конденсації. Це підтверджується відсутністю зміни форми петлі МОКЕ у відпалених зразках. Тобто всі атоми тонкого шару Co приймають участь в утворенні т.р. в матриці Cu, а на у випадку Au(5)/Co(3)/П їх було недостатньо. На рис.4.14 в представлені сигнали МОКЕ для відпалених до 700 К двошарових систем Au(15)/Co(x)/П, де x=5, 20 та 40 нм, що дає можливість порівняти характер МОКЕ для т.р.(Au, Co) з різною концентрацією атомів Co.

У спін-клапанних структурах з прошарком Cu та Au (рис. 4.14) залежність МОКЕ визначається нижнім «жорстким» шаром Co. Відпалювання системи з шаром Cu не призводить до суттєвих змін, оскільки процеси утворення т.р. вже пройшли при конденсації. Значні зміни МОКЕ спостерігаються при відпалюванні спін-клапану з шаром Au до температури 700 К. Це, очевидно, відбувається внаслідок утворення т.р. (Au, Co) у всьому об'єму плівкової

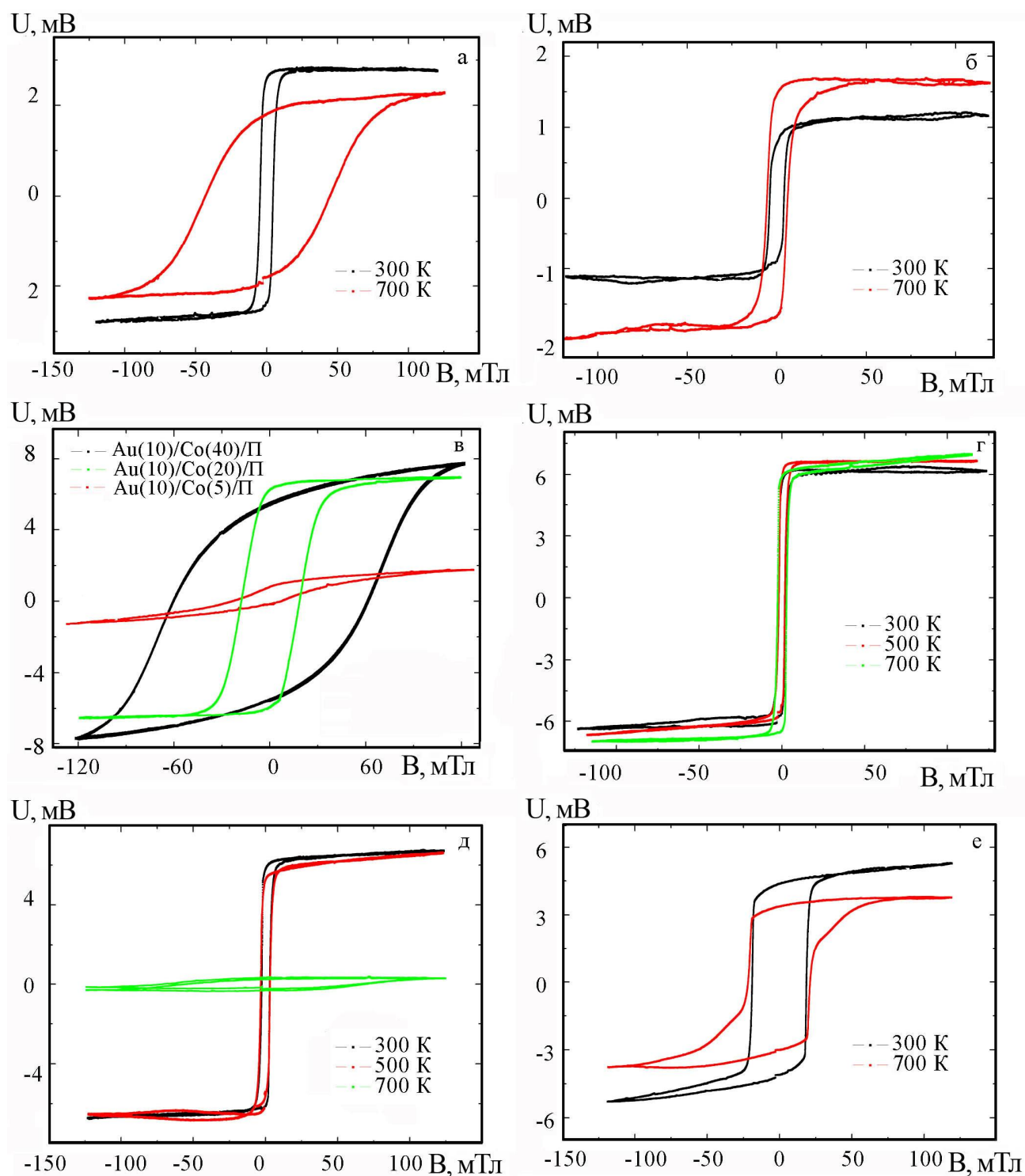


Рис. 4.14. МОКЕ для систем: а - Au(5)/Co(3)/П; б - Au(5)/Co(3)/Cu(6)/П; в - Au(15)/Co/П (при $T_{\text{від}}=700$ К); г - Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П; д - Au(5)/Co(3)/Au(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П; е - Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П (нижній шар Co отриманий при $T_{\text{п}}=950$ К) при різних температурах відпалювання

структури. Таким чином, слід стверджувати, що система з прошарком Cu більш стійка до впливу температури.

Запропонована нами методика відпалювання нижнього шару Co виявилась ефективною. Доказом цього може бути приведена залежність на рис. 4.14, е для системи Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П (нижній шар Co(20) отриманий при $T_{\text{п}}=950$ К). Після відпалювання до $T_{\text{в}}=700$ К форма петлі гістерезису стала подібна тій, що наведена рис. 4.10, е.

Результати дослідження МО плівок на основі Co і Cu, Ag та Au (рис. 4.15) також підтверджують правильність приведеної методики формування спін-вентельних структур. На рис. 4.15, а представлені залежності МО для функціональних елементів Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П при різних температурах відпалювання. Відносна зміна $MO = 1\%$ при кімнатній температурі вимірювання дає можливість говорити, що в даній системі присутні ознаки ГМО. Для зразка, що мав високу температуру при отриманні нижнього шару Co(20) МО сягає значень 1,2%. Відпалювання спін-клапанної структури призводить до поступового зменшення МО. На рис. 4.15, б представлені залежності МО для спін-клапанних структур з різною товщиною прошарку Cu. При товщині 6 нм спостерігається максимальне МО у вузькому діапазоні магнітних полів. Це може бути пов'язано з осциляційною залежністю МО від товщини немагнітного прошарку (див., наприклад, рис. 1.2 [17]).

Певний МО, відмінний від МО одношарових плівок Co, мають системи на основі Au і Co та Ag і Co. Після відпалювання в плівкових системах Au/Co (рис. 4.15, в) має місце відносна зміна опру пна 0,4 %, а у плівках Ag/Co (рис. 4.15, г) на 0,5%. Виходячи із зовнішнього вигляду кривих, можна говорити про ознаки ГМО в гранульованих т.р., що утворилися після відпалювання. Про це свідчить широкий діапазон магнітних полів, необхідних для його спостереження, та велика площа під кривою. Більша величина МО саме у системах на основі Ag і Co свідчить, що вона більш схильна до утворення гранульованого стану Co в матриці т.р.(Ag, Co).

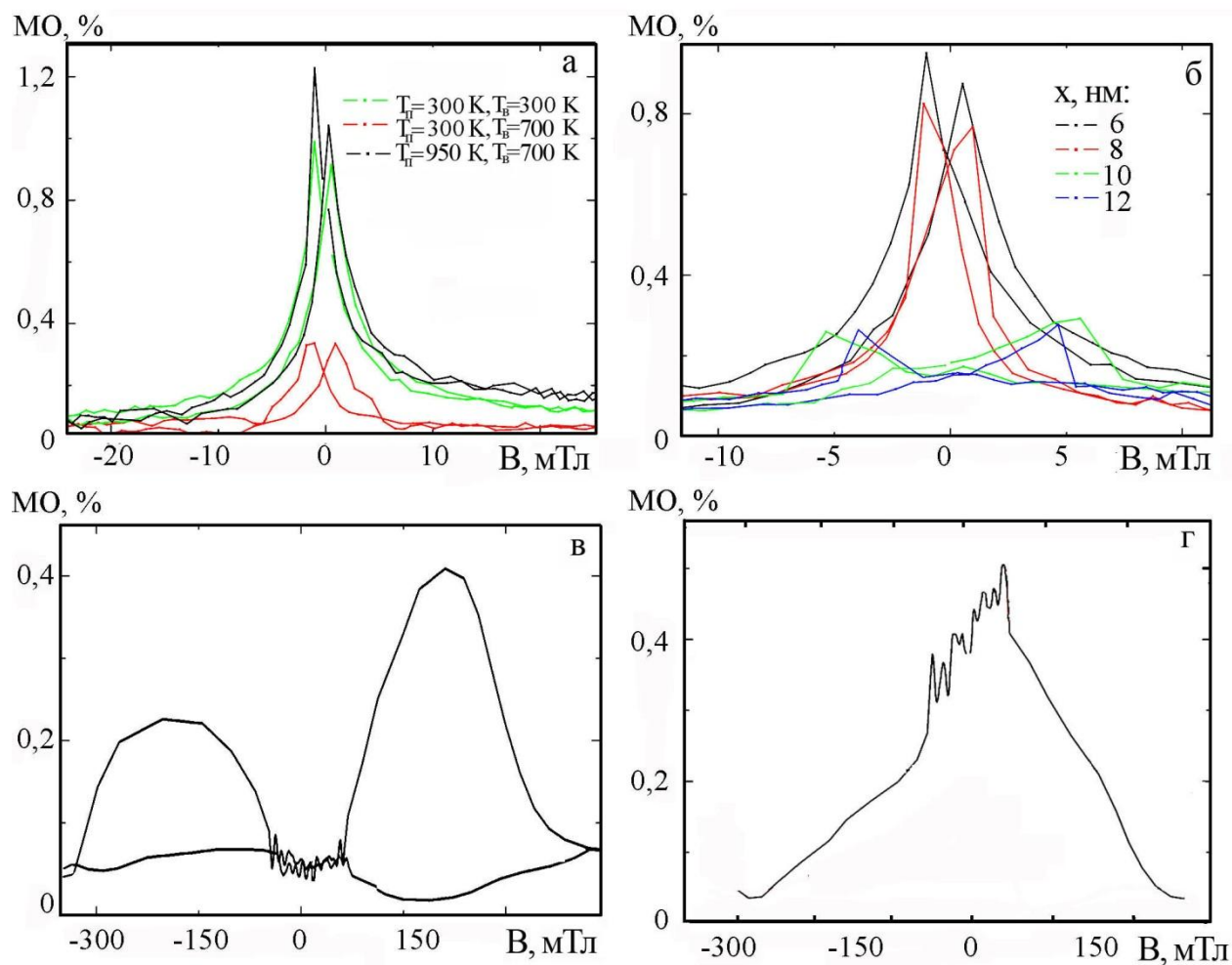


Рис. 4.15. МО для функціональних елементів спін-клапанних структур: а - $\text{Au}(5)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(6)/\text{Co}(20)/\text{Au}(40)/\text{Cr}(3)/\Pi$ при різних температурах відпалювання; б - $\text{Au}(5)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(x)/\text{Co}(20)/\text{Au}(40)/\text{Cr}(3)/\Pi$ з різною товщиною немагнітного прошарку x ; в - $\text{Au}(10)/\text{Co}(15)/\text{Au}(6)/\text{Co}(15)/\Pi$ та г - $\text{Ag}(50)/\text{Co}(50)/\Pi$ після термовідпалювання до $T_{\text{B}} = 700 \text{ K}$. У всіх випадках вимірювання проводилось при кімнатній температурі

4.1.3. Коефіцієнт поздовжньої тензочутливості [133, 141, 169]

Згідно даних, наведених у пункті 1.3.2, спін-клапанні структури у вигляді багат шарових плівкових систем на основі Cu, Au, Ag і Co представляють інтерес з точки зору їх застосування як надчутливих датчиків деформації, в яких пружна деформація призводить до зміни анізотропії у верхньому вільному магнітному шарі. Тому вивчення тензоефекту в плівкових системах на основі Cu(Au, Ag)/Co представляє самостійний інтерес. Але нами переслідувалась інша, не менш важлива, мета, що полягала у вивченні ефекту тензочутливості з точки зору дослідження фізичних процесів в плівкових системах на основі Cu, Au, Ag і Co під впливом зовнішніх силових полів. Ці процеси обумовлюється фізичними перетвореннями в об'ємі плівки під дією деформаційних сил (у нашому випадку повздовжньої деформації). Розрахунок миттєвого (γ_m) і середнього (\bar{g}) коефіцієнтів тензочутливості здійснювався на основі деформаційних залежностей за співвідношеннями:

$$g_m = \frac{d \ln R}{d \ln l} = \frac{dR}{R de_l} \quad \text{та} \quad \bar{g} = \frac{\Delta R}{R_n \Delta e_o}, \quad (4.1)$$

де R_n – початковий опір при $e_l = 0$;

$d \ln l = \frac{dl}{l} = de_l$ - повздовжня деформація зразка (l – його довжина);

ΔR і Δe_l - зміна опору та інтервал повздовжньої деформації при розрахунках.

Відомо, що величина γ_l у плівкових багат шарових зразках у декілька разів вища ніж у одно шарових. Вирішальну роль у цьому відіграють додаткові процеси розсіювання електронів на межі поділу окремих шарів [170, 171]. Тому, дослідивши тензоефект у багат шаровій плівковій системі можна, до деякої міри, судити про ступінь збереження цілісності інтерфейсів у системі. Деформаційні навантаження, як і нагрівання, збільшують енергію кристалічної ґратки можуть ініціювати структурні, і як наслідок, фазові перетворення.

Нами були проведені дослідження тензоефекту у плівкових системах із спін-залежним розсіюванням електронів на прикладі системи Au/Co. Перед

дослідженням дво- та багатошарових плівок на основі системи Au/Co необхідно було дослідити тензоефект в одношарових плівках Au та Co. Для одношарових плівок Co були отримані результати, які відповідають даним [172], а у плівках Au тензоефект залишився маловивчений, тому ми акцентували більшу увагу на дослідженнях тензорезистивних властивостей одношарових плівок Au товщиною 8 – 50 нм. Типові деформаційні залежності для одношарових плівок приведено на рис. 4.16 на прикладі Au(20нм)/П і в табл. 4.1 приведено розрахункові дані коефіцієнта тензочутливості для даних деформаційних кривих.

Приклад деформаційних залежностей для двошарових систем на основі Au/Co представлені на рис.4.17. Результати розрахунків \bar{g} для перших п'яти деформаційних циклів наведені у табл.4.2., а залежність величини γ_m від деформації представлено на рис. 4.18.

По-перше, вкажемо особливості деформаційних залежностей. У випадку плівок Au пружна або квазіпружна деформація має місце до величини $e_l \cong 1,5\%$ (рис. 4.18, а і табл. 4.1), в той час як у багатошарових плівкових системах Au/Co/П вона спостерігається лише до $e_l \cong 0,5\%$ (табл.4.2), що пояснюється руйнуванням (розтріскуванням) плівки Co. В той же час в багатошарових плівках, в яких зберігається індивідуальність шарів (наприклад, система Fe/Cu , Cu/Cr) межа пружної деформації досягає величин $e_l \cong 1,0\%$. На залежностях dR/R та g_m від e_l це проявляється у відхиленні від лінійності \bar{g} .

По-друге, збільшення кількості деформаційних циклів спричиняє монотонне зменшення \bar{g} , що пояснюється завершенням протікання релаксаційних процесів. У той же час збільшення кількості шарів (від 2 до 8) у плівковій системі призводить до монотонного збільшення g_m і \bar{g} , що пояснюється дією додаткового механізму розсіювання електронів на інтерфейсах. Також необхідно підкреслити, що збільшення кількості фрагментів Au/Co не впливає суттєво на характер деформаційних залежностей при різних інтервалах деформації, але обумовлює поступове збільшення як γ_m ,

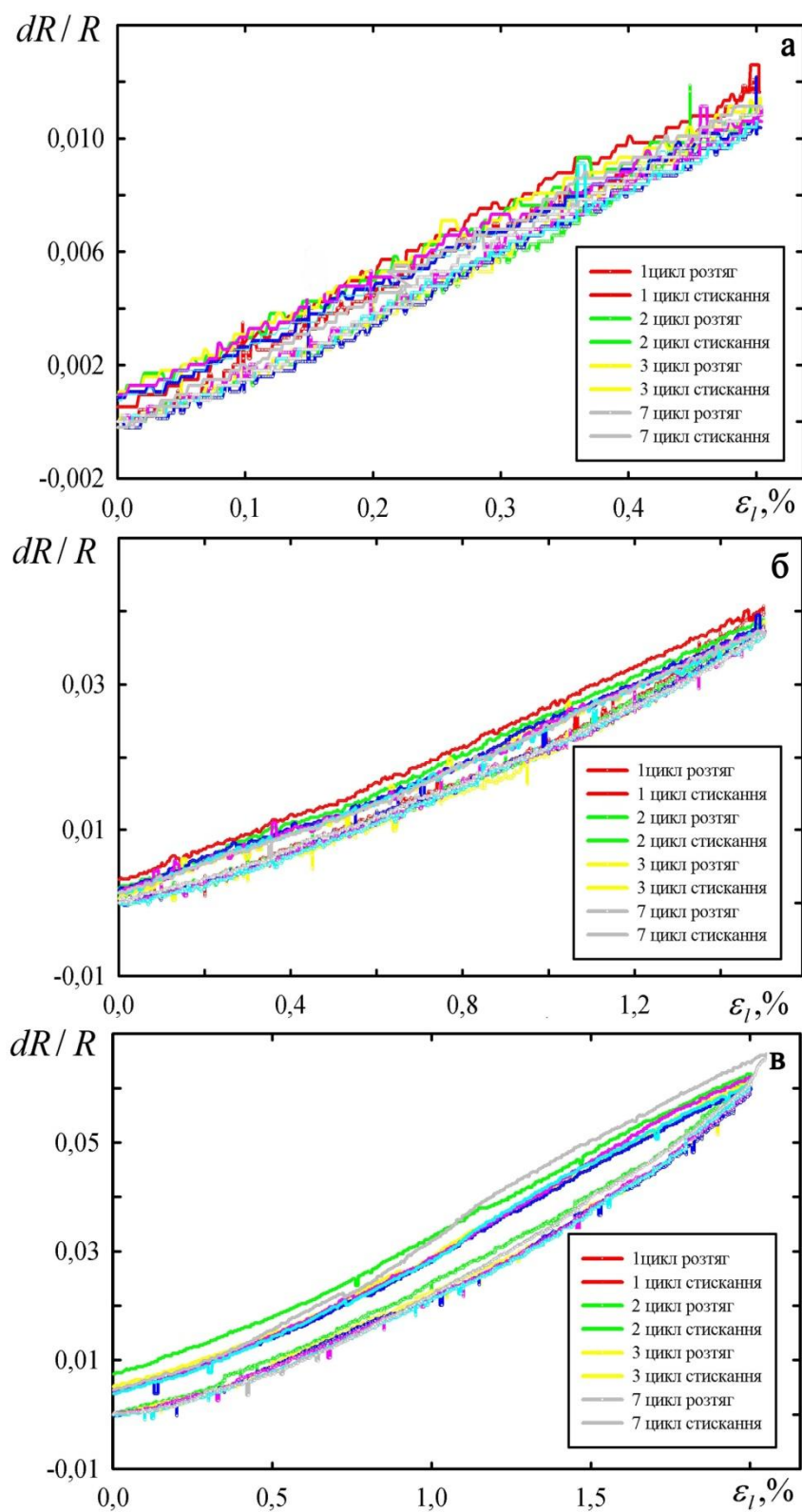


Рис. 4.16. Деформаційні залежності для плівок Au(20)/П

Таблиця 4.1.

Коефіцієнти тензочутливості плівки Au(20)/ПІ для перших п'яти деформаційних циклів

Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
0,5%	0,1	3,0	3,0	2,6	2,6	2,6
	0,3	2,5	2,4	2,4	2,4	2,3
	0,5	2,5	2,4	2,3	2,3	2,3
	\bar{g}	2,7	2,6	2,43	2,43	2,4
Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
1%	0,4	3,0	3,0	2,6	2,6	2,6
	0,8	2,9	2,9	2,9	2,7	2,7
	1,0	2,8	2,8	2,8	2,7	2,7
	\bar{g}	2,9	2,9	2,8	2,7	2,7
Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
1,5%	0,5	2,7	2,6	2,3	2,3	1,6
	1,0	2,7	2,5	2,5	2,4	2,4
	1,4	2,7	2,5	2,5	2,7	2,7
	\bar{g}	2,7	2,5	2,4	2,5	2,2
Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
2%	0,5	3,6	3,3	3,1	3,1	3,1
	1,0	3,3	3,3	2,8	2,8	2,8
	1,5	3,3	3,1	3,0	3	2,9
	2,0	3,2	3,1	3,1	3,1	3,0
	\bar{g}	3,4	3,2	3,0	3,0	2,9
Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
2% на атмосфері	0,5	6,7	3,6	3,5	3,5	3
	1,5	3,6	2,8	2,4	2	2
	2,0	3,4	3,3	2,3	2,3	2,1
	\bar{g}	4,6	3,2	2,7	2,6	2,4

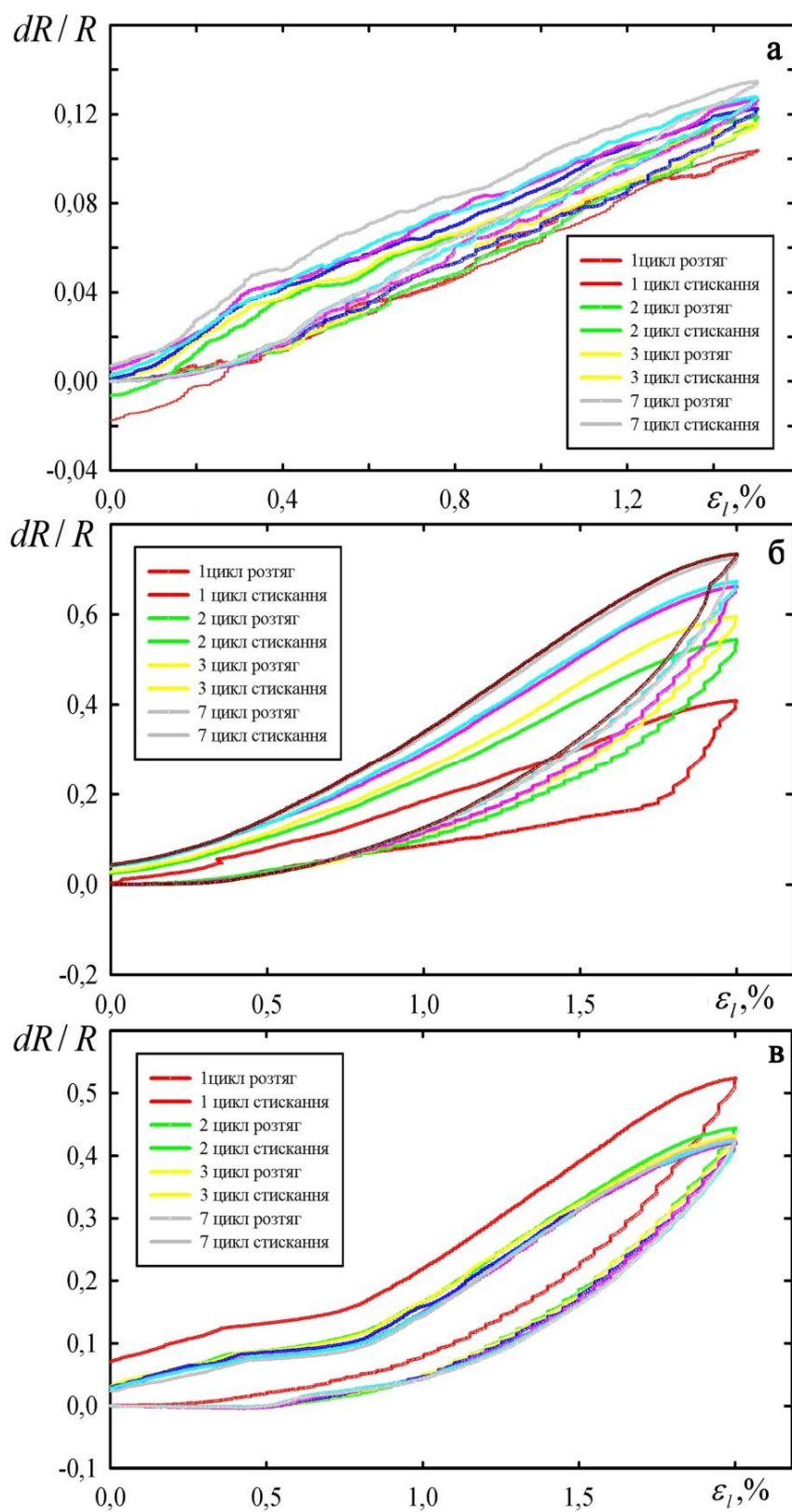


Рис. 4.17. Деформаційні залежності для плівкової системи Au(20)/Co(20)/ПІ

Таблиця 4.2.

Коефіцієнти тензочутливості для плівкової системи Au(20)/Co(20)/П для перших п'яти деформаційних циклів

Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
0,5%	0,1	8,6	8,6	3,9	3,9	3,6
	0,3	2,4	2,1	2,1	2,1	1,6
	0,5	1,7	1,7	1,7	1,7	1,6
	\bar{g}	4,2	4,1	2,6	2,6	2,3
Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
1,5%	0,4	17	16	16	16	14
	0,8	13	11	11	11	10
	1,4	10	10	10	10	9
	\bar{g}	13,3	12,3	12,3	12,3	12,0
Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
2%	0,5	36	32	25	20	9
	1,5	46	45	41	41	35
	2,0	44	44	44	44	40
	\bar{g}	42,0	40,3	36,7	35,0	28,0
Максимальна деформація	$\Delta\varepsilon, \%$	γ_1				
		I	II	III	IV	V
2% на атмосфері	0,5	26	16	16	16	15
	1,0	22	16	16	14	14
	2,0	26	26	21	21	20
	\bar{g}	24,7	19,3	17,7	17,0	16,3

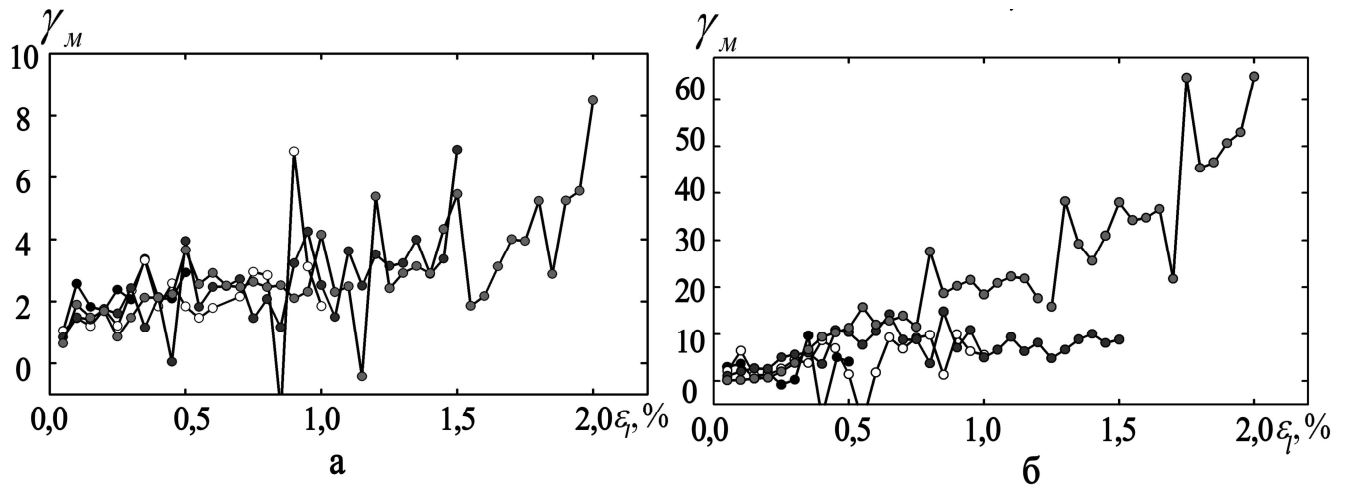


Рис.4.18. Залежність g_m від e_l для плівки Au(20)/П (а) та плівкової системи Au(20)/Co(20)/П (б). Різке зростання g_m при $e_l > 1,0\%$ для другого зразка, пов'язане із руйнуванням плівки Co

фрагментів Au/Co не впливає суттєво на характер деформаційних залежностей при різних інтервалах деформації, але обумовлює поступове збільшення як γ_m , так і \bar{g} . І відмітимо, що значення як g_m , так і \bar{g} у двошарових плівкових системах відрізняються у порівнянні із одношаровими плівками такої ж товщини. Це можна пояснити відсутністю в них стабільних інтерфейсів та наявністю проміжних шарів у вигляді твердих розчинів, а також тим, що при кожному наступному деформаційному циклі у плівках накопичується залишкова деформація, що призводить до монотонного зростання початкового опору, можна стверджувати що релаксаційні процеси при деформації цих плівок не закінчуються після першого деформаційного циклу.

4.2. Теоретичні моделі [133, 164, 165]

Отримані результати в п. 4.1.1 та п. 4.1.2 підтверджують висновки, що були сформульовані в розділі 3, стосовно можливості отримання ряду т.р. в плівкових системах на основі Cu і Co, Au і Co та Ag і Co. Результати досліджень МО та МОКЕ корелюють з особливостями структурно-фазового

стану цих систем. В той час слід відмітити, що аналізу характеру температурної залежності питомого опору $\rho(T)$ чи зовнішній вигляд $\beta(T)$ не дозволяє зробити остаточний висновок про фазові перетворення в плівковій системі в повній мірі, але шляхом порівняння абсолютних величин ТКО дозволяють говорити про можливий стан інтерфейсу, утворення т.р., гранул тощо. З цієї мети необхідно порівняти експериментальні і розрахункові величини ТКО.

Розрахункові значення ТКО легко отримати для двох крайніх випадків стану інтерфейсу - повного збереження індивідуальності окремих шарів та повного перемішування з утворенням плівкового сплаву. Співвідношення для β двошарової плівки, в якій зберігається індивідуальність окремих шарів («біпластина») має вигляд:

$$b \cong b_1 + b_2 - \frac{d_1 b_2 r_2 + d_2 b_1 r_1}{d_1 r_2 + d_2 r_1}, \quad (4.2)$$

та для β плівкового сплаву можна представити у вигляді:

$$b \cong \frac{b_1}{1 + c_2 r_2 / c_1 r_1} + \frac{b_2}{1 + c_1 r_1 / c_2 r_2}, \quad (4.3)$$

де $d_{1,2}$ - товщина 1-го і 2-го шару,

$c_{1,2}$ – концентрація атомів, яка розраховується за співвідношенням (3.1),

$\beta_{1,2}$ та $\rho_{1,2}$ - ТКО та питомий опір відповідних одношарових плівок товщиною $d_{1,2}$.

В табл. 4.3 представлені експериментальні та розрахункові згідно (4.2) та (4.3) значення ТКО для трьох модельних плівкових систем (Cu/Co, Au/Co та Ag/Co). Як і очікувалось, для системи на основі Cu і Co експериментальні значення співпадають (різниця не перевищує 25%) з розрахунковими для плівкового сплаву. Це говорить про протікання інтенсивних термостимульованих дифузійних процесів в цій системі, що призводить до повного перемішування атомів та утворення т.р. (Cu, Co). Для системи Au/Co порівняння експериментальних величин із розрахунковими за

співвідношеннями (4.2) і (4.3) вказують на кращу відповідність формулі для плівкових сплавів, але не можна говорити про повне співпадання. Все ж це служить додатковим аргументом на користь висновку про можливість утворення в цій системі т.р. (Au, Co). Зовсім інакше виглядає картина порівняння розрахункових даних для плівок Ag/Co. Можна говорити, що для цієї системи краще використовувати формулу для біпластини, але зі значним відхиленнями, що не може виключати можливість утворення т.р. (Ag, Co) з елементами гранульованого стану.

Таблиця 4.3.

Порівняння експериментальних і розрахункових значень ТКО

Плівкова система (нм)	T, К	$\beta \cdot 10^3,$ К ⁻¹	Розрахункова величина $\beta \cdot 10^3, \text{К}^{-1}$			
			формула (4.2)	$\frac{b - b_p}{b}, \%$	формула (4.3)	$\frac{b - b_p}{b}, \%$
Cu(10)/Co(10)/П	320	1,15	1,47	-27,7	1,22	-6,0
Cu(20)/Co(15)/П	320	1,20	1,73	-44,1	1,50	-25,0
Cu(20)/Co(20)/П	320	1,25	1,59	-27,2	1,44	-15,2
Au(20)/Co(20)/П	320	0,95	1,36	-43,1	0,82	+13,7
Ag(20)/Co(10)/П	320	1,90	1,37	+28,0	0,58	+69,5
Ag(50)/Co(20)/П	320	2,30	1,68	+26,9	0,85	+63,0

У зв'язку із незадовільною відповідністю експериментальних і розрахункових результатів за співвідношеннями (4.2) і (4.3) значень β , нами була здійснена розробка і апробація моделей, які враховують взаємну дифузію атомів через інтерфейс, утворення біля інтерфейсу проміжного шару т.р. та утворення гранульованого стану Co. Ці моделі та їх апробація представлені в п. 4.2.1 - 4.2.3.

4.2.1. Елементи теорії провідності двошарових полікристалічних металевих плівок при взаємній дифузії атомів [165]

Теорія провідності полікристалічного двошарового плівкового зразка в умовах взаємної дифузії атомів викладено детально в [165]. Згідно цієї теорії провідність плівки в умовах взаємної дифузії атомів (модель представлена на рис.4.19) при $a_{oi} < 1$ може бути виражена:

$$s(t_D) \cong d_i s_{oi} \left[1 - \frac{3}{2} a_{oi} \left(1 + \frac{1}{R_{oi} b_i d_i} \ln \left[1 + g_{bi} C_{oi} \frac{1 - \exp(-b_i d_i)}{1 - (R_{oi} + g_{bi} C_{oi})} \right] \right) \right], \quad (4.4)$$

де $a_{oi} = \frac{l_{oi}}{L_i} \cdot \frac{R_{oi}}{1 - R_{oi}}$, - параметр по моделі Маядаса і Шацкеса [43];

R_{oi} – ймовірність розсіювання носіїв заряду на межі зерна;

L_i - розмір зерна в i шарі;

λ_{oi} - довжина вільного пробігу носіїв заряду в масивному зразку матеріалу шару;

$\sigma(t_D)$ – провідність двошарової полікристалічної плівки,

t_D - час дифузійного відпалювання;

d_i – товщина i шару;

s_{oi} – провідність необмеженого монокристалічного зразка;

C_{oi} - розподіл атомів домішки;

$g_b = 1 / (1 + \sqrt{D_{b2,1}})$, $D_{b2,1} = D_{b2} / D_{b1}$,

D_{bi} – коефіцієнт зерномежевої дифузії в i -ому шарі;

$b_i = \left\{ \frac{2}{d_i D_{bi}} \left(\frac{D_{li}}{p t_D} \right)^{1/2} \right\}^{1/2}$ - характерна глибина проникнення атомів домішки в

i - шар плівкової системи вздовж міжкристалічної границі; d_i – дифузійна ширина міжкристалічної межі.

Коефіцієнт об'ємної дифузії:

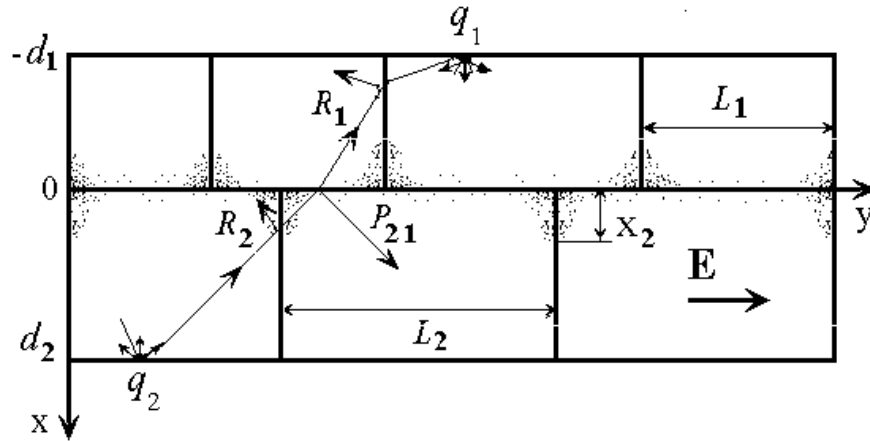


Рис. 4.19. Модель двошарової полікристалічної плівки в умовах об'ємної та зерномежевої дифузії атомів. Ломаною лінією схематично показана можлива траекторія руху електрона. E – вектор напруженості електричного поля [165]

$$D_{li} = \frac{d_i^2}{a_{li}^2 t_D} \frac{\Delta s_i^2}{s_{0i}^2} \left(\frac{3}{8k_i} \right)^{-2} \quad (4.5)$$

де $\Delta s_i = s_i(0) - s_i(t_D)$ - зміна провідності полікристалічного шару в результаті дифузійного відпалювання;

$$k_i = \frac{d_i}{l_{0i}} - \text{зведена товщина};$$

$$a_{li} = 2 \ln^{\frac{1}{2}} \left(2 t_{eff} h_{0i} c_{0i} \sqrt{D_{li} t_D} \right);$$

t_{eff} - ефективний переріз розсіювання носіїв заряду на атомах домішки;

h_{0i} - концентрація атомів в шарі до відпалювання.

Коефіцієнт зерномежевої дифузії:

$$D_{bi} = \left(\frac{4D_{li}}{p t_D d_i^2} \right)^{1/2} \left(\frac{d_i \Delta s_i}{s_{0i}} \right)^2 \left(R_{0i} \left(1 - \frac{1 - R_{0i}}{g_{bi} C_{0i}} \right) \frac{3}{2} a_{0i} \right)^2, \quad (4.6)$$

Дані співвідношення викладені в загальному вигляді і дуже складні для теоретичного обрахунку питомої провідності. Апробація цієї моделі можлива шляхом обрахунків теоретичних коефіцієнтів об'ємної і зерномежевої дифузії згідно (4.5) та (4.6). Очевидно, що їх сума буде приблизно дорівнювати ефективному коефіцієнту дифузії, який можна порівняти з експериментальними значеннями отриманими в п. 3.2.

Апробацію даної моделі ми здійснювали по наступній схемі. Згідно формули для коефіцієнта об'ємної дифузії:

$$D_{li} = \frac{x_{0i}^2}{a_{oi} \cdot t_D},$$

максимальне значення коефіцієнту дифузії буде при повному перемішуванні під час дифузійного відпалювання, у випадку, коли характерна глибина проникнення атомів домішки в об'єм шарів та на межу кристалітів порядку товщини шарів. Це означає, що $d_i = x_{0i}$. Тому можна записати:

$$D_{li\max} = \frac{d_i^2}{p^2 \cdot t_D} (1 + d_{1,2})^2.$$

На основі отриманих даних проводилися розрахунки параметра a_{li} та будувалися графіки залежності коефіцієнта об'ємної дифузії D_{li} від глибини проникнення атомів x_{0i} (рис. 4.20). Отримавши ці дані ми можемо обрахувати відносну зміну питомої провідності i -го шару в наслідок дифузійного відпалювання:

$$\frac{\Delta s_i^2}{s_{0i}^2} = \frac{D_{li} a_{li}^2 t_D}{d_i^2} \frac{\Delta s_2^2}{s_{02}^2} \left(\frac{3}{8k_2} \right)^2,$$

а також величину коефіцієнта об'ємної дифузії за співвідношенням (4.4).

До формул (4.4) входить багато параметрів, які необхідно експериментально визначати в процесі дослідження електрофізичних властивостей досліджуваних двошарових полікристалічних плівок. Зокрема, експериментальні значення питомої провідності при певній товщині, параметри

розсіювання носіїв заряду на межі зерен бралися із роботи [172]. Також ці автори наводять результати обрахунку значення довжин вільного пробігу.

По представленій схемі легко робити апробацію для систем з повним перемішуванням елементів, як наприклад, систем на основі Cu і Co. Так, нами були здійснені розрахунки для плівки Cu(60)/Co(40)/П (рис. 4.20 та табл. 4.4). Для систем з неповним перемішуванням на основі Co і Au або Co і Ag розрахунки максимального значення коефіцієнту об'ємної дифузії малоефективні. Для більш точного розрахунку коефіцієнтів дифузії для цих систем необхідно визначити експериментальне значення ефективної глибини проникнення, наприклад, методом ОЕС.

Значення коефіцієнтів дифузії приведені в таблиці 4.4 значно менші за експериментальні значення коефіцієнтів дифузії. Цю різницю можна пояснити тим, що експериментальні значення ефективних коефіцієнтів дифузії включають у себе внесок усіх можливих механізмів дифузії, у тому числі іонно-стимульовану. Також слід відмітити, що для більш точних розрахунків необхідно проводити ряд додаткових досліджень для точного визначення ряду параметрів, що входять до них.

4.2.2. Феноменологічна модель проміжного шару твердого розчину біля інтерфейсу [133, 174, 175]

Складність апробації напівкласичних моделей, запропонованих у роботі [173], не дає певної їх переваги перед феноменологічними моделями для ТКО і коефіцієнта повздовжньої тензочутливості. У зв'язку з цим в рамках мети даної роботи ми скористаємося основними співвідношеннями цих моделей для випадків:

- двошарова плівкова система, в якій зберігається індивідуальність окремих шарів (модель біпластини);
- гомогенна система у вигляді плівкового сплаву по всій товщині вихідної двошарової системи;
- двошарова система з проміжним шаром плівкового сплаву біля інтерфейсу.

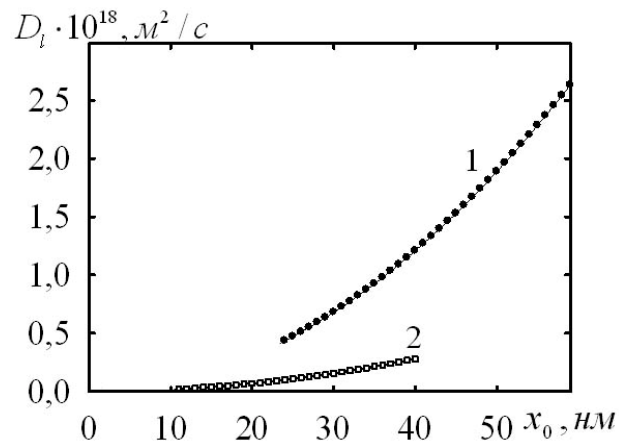


Рис. 4.20. Розрахункова залежність коефіцієнту об'ємної дифузії D_1 в результаті термовідпалювання до $T_b=700$ К для плівкової системи Cu(60)/Co(40)/П від ефективної глибини проникнення домішки x_0 . 1 – атоми Со дифундують в шар Cu; 2 – атоми Cu дифундують в шар Со

Таблиця 4.4

Порівняння експериментальних і розрахункових значень коефіцієнтів дифузії для плівкової системи Cu(60)/Co(40)/П

T, К	Коефіцієнти дифузії $\cdot 10^{18}$, м ² /с						$\frac{ D_{екс} - D_{li} - D_{bi} }{D_{екс}}$, %	
	$D_{екс}$		D_{li}		D_{bi}			
	Cu→Co	Co→Cu	Cu→Co	Co→Cu	Cu→Co	Co→Cu	Cu→Co	Co→Cu
300	3,3	4,4	0,80	2,9	1,7	2,5	24	23
700	3,9	16,0	0,28	2,6	1,4	12,0	12	8
900	4,1	15,1	0,14	1,3	3,1	8,7	21	33

При отриманні співвідношень ми будемо виходити із того, що в першому і третьому випадках зразок можна представити як паралельне з'єднання двох чи трьох шарів (це загальноприйнятий підхід (див., наприклад, [171]), хоча у зв'язку із відхиленням від умови паралельності, за нашими експериментальними даними, допускається похибка $\pm 15\%$). Виходячи із співвідношень для питомого опору дво- чи тришарової системи:

$$r = \frac{r_1 r_2 (d_1 + d_2)}{r_1 d_2 + r_2 d_1} \text{ та } r = \frac{r_1 r_2 r_3 (d_1 + d_2 + d_3)}{r_2 r_3 d_1 + r_1 r_3 d_2 + r_1 r_2 d_3},$$

означень для ТКО і КТ

$$b = \frac{d \ln r}{dT} \text{ і } g_i^r = \frac{d \ln r}{d \ln l},$$

де l – довжина плівки,

$d \ln l = \frac{dl}{l} = de_i$ - деформація, та формули для питомого опору сплаву отримаємо необхідні співвідношення для ТКО біпластини, плівкового сплаву і двошарової системи із проміжним шаром відповідно:

$$\begin{aligned} b &= b_1 + b_2 + \frac{d_1 a_1 + d_2 a_2}{d_1 + d_2} - \frac{b_1 r_1 d_2 + r_1 d_2 a_2 + b_2 r_2 d_1 + r_2 d_1 a_1}{r_1 d_2 + r_2 d_1} \cong \\ &\cong b_1 + b_2 + \frac{b_1 r_1 d_2 + b_2 r_2 d_1}{r_1 d_2 + r_2 d_1}, \end{aligned} \quad (4.7)$$

де $a_i = \frac{d \ln l_i}{dT}$ - термічний коефіцієнт лінійного розширення.

Для отримання останнього співвідношення ми скористаємось геометричною моделлю двошарової системи із проміжним шаром сплаву (рис.4.21). За аналогією з (4.7) отримуємо таке співвідношення:

$$\begin{aligned} b &\cong b_1 + b_c + b_2 - \\ &\frac{(d_1 - d_1'')(b_c r_c r_2 + b_2 r_c r_2) + (d_2 - d_2'')(b_c r_c r_1 + b_1 r_c r_1)}{(d_1 - d_1'') r_c r_2 + (d_2 - d_2'') r_c r_1 + (d_1'' + d_2'') r_1 r_2} +, \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$+ \frac{(d_1'' + d_2'')(b_1 r_1 r_2 + b_2 r_1 r_2)}{(d_1 - d_1'') r_c r_2 + (d_2 - d_2'') r_c r_1 + (d_1'' + d_2'') r_1 r_2}$$

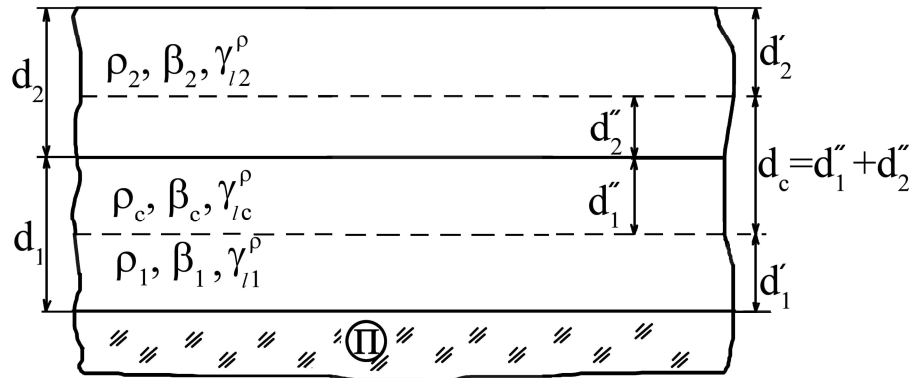


Рис. 4.21. Геометрична модель двошарової плівкової системи із проміжним шаром сплаву (т.р.) біля інтерфейсу

в чисельнику якого знехтували доданками, пропорційними α , тобто доданками такого типу $d_i a_i r_l r_k$. Застосовуючи такі позначення $A_1 = (d_1 - d_1'') r_c r_2$, $A_2 = (d_2 - d_2'') r_c r_1$ та $A_3 = (d_1'' + d_2'') r_1 r_2$, співвідношення (4.8) можна спостити до виду:

$$b \cong b_1 + b_c + b_2 - \frac{A_1(b_c + b_2) + A_2(b_c + b_1) + A_3(b_1 + b_2)}{A_1 + A_2 + A_3}, \quad (4.8')$$

який зручний для апробації.

Для коефіцієнта g_l^r нами отримані аналогічні співвідношення:

$$\begin{aligned} g_l^r &= g_{l1}^r + g_{l2}^r - \frac{d_1 m_1 + d_2 m_2}{d_1 + d_2} - \frac{g_{l1}^r r_1 d_2 - r_1 d_2 m_2 + g_{l2}^r r_2 d_1 - r_2 d_1 m_1}{r_1 d_2 + r_2 d_1} \cong \\ &\cong g_{l1}^r + g_{l2}^r - \frac{g_{l1}^r r_1 d_2 + g_{l2}^r r_2 d_1}{r_1 d_2 + r_2 d_1} \end{aligned}, \quad (4.9)$$

де m_i – коефіцієнт Пуассона i -го шару;

$$\begin{aligned}
g_l^r &= \frac{g_{l1}^r r_1 c_1 + r_1 c_1 g_{l1}^c + g_{l2}^r r_2 c_2 + r_2 c_2 g_{l2}^c}{c_1 r_1 + c_2 r_2} \cong \\
&\cong \frac{g_{l1}^r r_1 c_1 + g_{l2}^r r_2 c_2}{c_1 r_1 + c_2 r_2} = \frac{g_{l1}^r}{1 + \frac{c_2 r_2}{c_1 r_1}} + \frac{g_{l2}^r}{1 + \frac{c_1 r_1}{c_2 r_2}}, \quad (4.10)
\end{aligned}$$

де $g_{li}^c = \frac{d \ln c_i}{d \ln l}$ - відносна зміна концентрації i -го елемента при деформації.

За аналогією із (4.8) і (4.8') отримуємо співвідношення для g_l^r для третього типу системи:

$$\begin{aligned}
g_l^r &\cong g_{l1}^r + g_{lc}^r + g_{l2}^r - \\
&\frac{(d_1 - d_1'')(g_{lc}^r r_c r_2 + g_{l2}^r r_c r_2) + (d_2 - d_2'')(g_{lc}^r r_c r_1 + g_{l1}^r r_c r_1)}{(d_1 - d_1'') r_c r_2 + (d_2 - d_2'') r_c r_1 + (d_1'' + d_2'') r_1 r_2} + \\
&+ \frac{(d_1'' + d_2'')(g_{l1}^r r_1 r_2 + g_{l2}^r r_1 r_2)}{(d_1 - d_1'') r_c r_2 + (d_2 - d_2'') r_c r_1 + (d_1'' + d_2'') r_1 r_2} = \quad (4.11) \\
&= g_{l1}^r + g_{lc}^r + g_{l2}^r - \frac{A_1(g_{lc}^r + g_{l2}^r) + A_2(g_{lc}^r + g_{l1}^r) + A_3(g_{l1}^r + g_{l2}^r)}{A_1 + A_2 + A_3}
\end{aligned}$$

Відмітимо, що між експериментальними величинами коефіцієнта тензочутливості, які вимірюються через відносну зміну опору, існує взаємозв'язок:

$$g_l = g_l^r + 1 + 2m, \quad (4.12)$$

який буде враховуватись при апробації співвідношення (4.11).

Складність апробації співвідношення (4.8) полягає в тому, що в нього входять невизначені товщини d_1'' і d_2'' та величини b_c і r_c , які можуть бути розраховані із певною похибкою. Крім цього необхідно мати на увазі, що товщини d_1'' і d_2'' , до певної міри, незалежні параметри і тому апробацію (4.8) краще всього здійснювати шляхом розрахунку тривимірної діаграми в координатах $\beta - d_1'' - d_2''$. Приклади моделювання таких діаграм наведені на рис. 4.22 на прикладі двошарових плівок Au/Co/П.

Відмітимо такі загальні закономірності отриманих розрахункових залежностей. По-перше, краща відповідність експериментальних і розрахункових результатів має місце при малих товщина d_c , тобто при $d_c \rightarrow 0$. По-друге, у випадку плівкової системи на основі Au і Co зменшення товщини d_1'' або d_2'' призводить, як правило, до збільшення ТКО. У випадку системи Au/Co/П, в якій стабілізується гранульований стан т.р. (Au, Co), не можна розраховувати на задовільну відповідність моделей (4.2), (4.3) і (4.8) експериментальним результатам. Отримані експериментальні результати були порівняні із розрахунковими на основі моделі двошарової системи із проміжним шаром сплаву біля інтерфейсу (співвідношення (4.11), яке аналогічне (4.8) для ТКО). Були розраховані тривимірні діаграми $g_{\mathbf{1}} - d'_1 - d'_2$, приклади яких наведені на рис. 4.23. Узгодження цих результатів із експериментальними даними має якісний характер. При цьому має місце та ж ситуація, як і у випадку тривимірних діаграм для ТКО.

4.2.3. Феноменологічна модель плівкових гранульованих сплавів [135]

Плівкова система на основі магнітної і немагнітної компонент моделюється як шарувата структура товщиною d на основі плівкового гранульованого т.р. (рис. 4. 24). Таким чином зразок представляє собою паралельне з'єднання $N = d/2r_0$ окремих шарів. У свою чергу, окремий такий шар можна змодельювати (рис. 4.25, а) як паралельне з'єднання n трубок струму (рис. 4.25, б).

Число трубок струму в окремому шарі дорівнює

$$n = \frac{a}{2r_0 n_c^a + \Delta l_{mp} n_{mp}^a}, \quad (4.13)$$

де n_c^a і n_{mp}^a - середнє число гранул і фрагментів т.р. середньої довжини Δl_{mp} на відрізку (ширині шару) a .

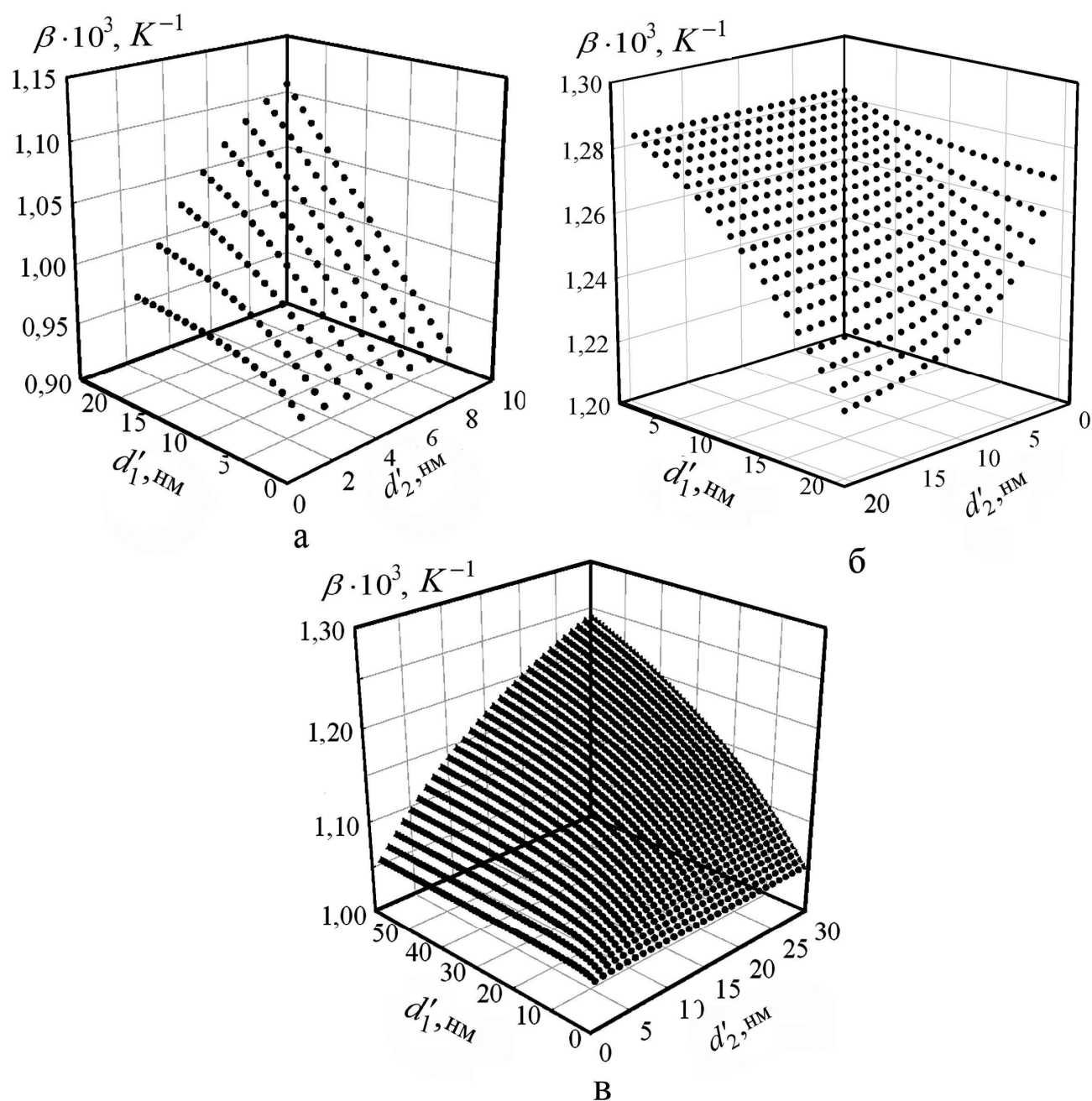


Рис. 4.22. Тривимірна діаграма залежності ТКО від товщини проміжного шару сплаву для плівкових систем Au(8)/Co(20)/П (а), Au(35)/Co(25)/П (б) та Au(60)/Co(30)/П (в). Експериментальне значення β, K^{-1} : $0,90 \cdot 10^{-3}$ (а); $0,95 \cdot 10^{-3}$ (б) та $0,89 \cdot 10^{-3}$ (в)

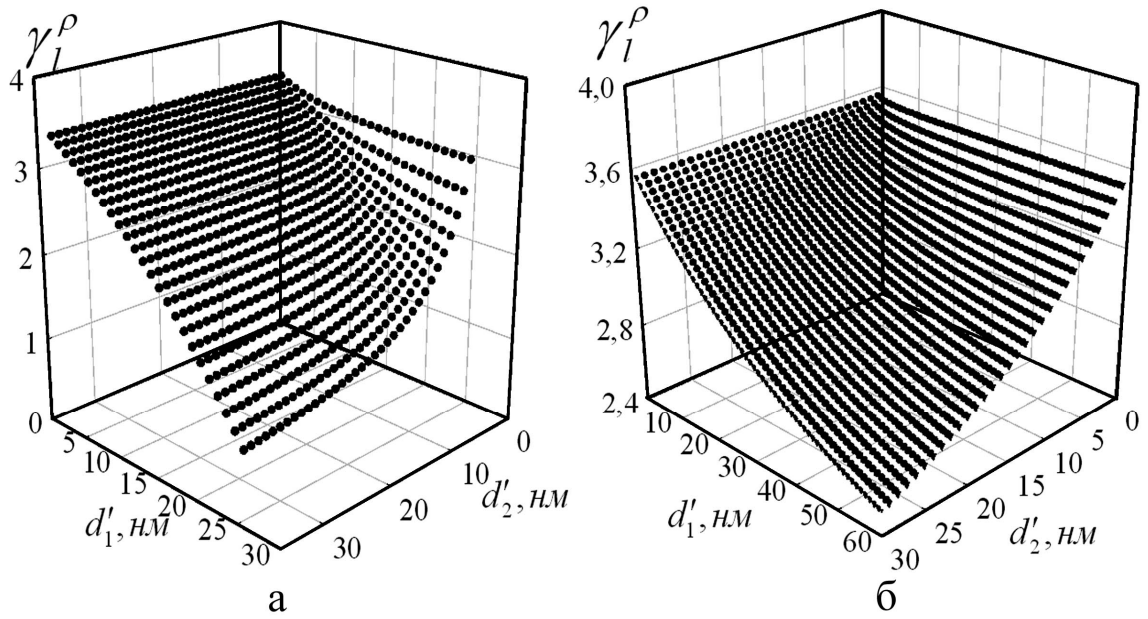


Рис. 4.23. Тривимірні діаграми залежності γ_1^p від товщини проміжного сплаву для плівкових систем Au(35)/Co(25)/П (а) та Au(60)/Co(30)/П (б)

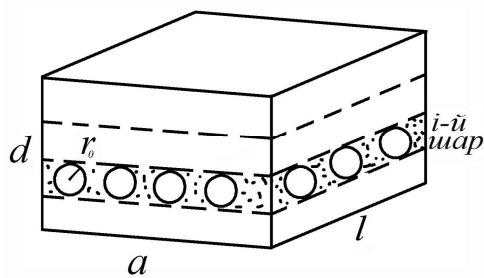


Рис. 4.24. Моделювання плівкового зразка гранульованого твердого розчину у вигляді шаруватої структури. l , a і d – довжина, ширина і товщина зразка; r_0 – середній радіус гранули

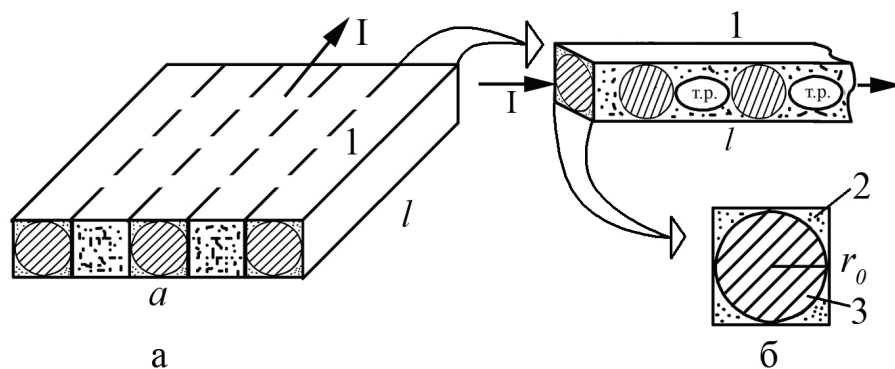


Рис.4.25. Схематичне зображення окремого шару (а), трубки струму (1), її поперечного перерізу (б) із чотирма боковими (2) та центральним (3) стержнями. I – сила струму

Очевидно, що $n_r = n_{mp}$, оскільки вони виражаються одним і тим же співвідношенням:

$$n_z^a = n_{mp}^a = \frac{a}{2r_o + \Delta l_{mp}}. \quad (4.14)$$

Таким чином середнє число (концентрація) n гранул і фрагментів т.р. на одиницю довжини може бути представлена так:

$$n = \frac{n_z^a}{a} = (2r_o + \Delta l_{mp})^{-1} = [r_o(2 + a)]^{-1}, \quad (4.14')$$

де $a = \frac{\Delta l_{mp}}{r_o}$ – ступінь гранулярності зразка.

Опір зразка R можна розрахувати, змодельовавши його як паралельне з'єднання N шарів :

$$R^{-1} = R_{u1}^{-1} + R_{u2}^{-1} + \dots + R_{uN}^{-1} \Rightarrow R = \frac{R_{u1}}{N}. \quad (4.15)$$

У свою чергу опір R_{u1} окремого шару розраховується також, виходячи із формули для паралельного з'єднання n трубок струму, а саме:

$$R_{u1}^{-1} = R_{mc1}^{-1} + R_{mc2}^{-1} + \dots + R_{mcn}^{-1} \Rightarrow R_{u1} = \frac{R_{mc}}{n}. \quad (4.16)$$

Трубки струму (1 на рис.4.25, б) R_{mc} можна також змодельувати як паралельне з'єднання чотирьох бокових і одного центрального стержня (2 і 3 на рис. 4.25, б). Тоді опір R_{mc} можна представити так:

$$R_{mc}^{-1} = (R_z + R_{mp})^{-1} + \frac{4}{R_c},$$

або

$$R_{mc} = R_c \cdot \frac{R_z + R_{mp}}{R_c + 4(R_z + R_{mp})}, \quad (4.17)$$

де R_z і R_{mp} - опір усіх гранул і фрагментів т.р., які локалізовані у центральному стержні, а R_c - опір чотирьох бокових стержнів, фазовий склад яких відповідає т.р.

Величини R_z і R_{mp} розраховуються, виходячи із співвідношення для опору довільного провідника $R = r \frac{l}{S}$, де r - питомий опір; l і S - довжина і площа поперечного перерізу провідника.

Питання про електропровідність металевих малих частинок сферичної, еліптичної чи циліндричної форми постійно знаходиться у полі зору дослідників (в роботі [173] представлена коротка бібліографія робіт, в яких наведені результати досліджень цього питання в рамках кінетичного методу). У рамках нашого феноменологічного підходу опір гранули R_z сферичної форми розраховується, виходячи із моделі, представленої на рис.4.26 Оскільки поперечний переріз гранули змінна величина (від 0 до pr_0^2), то диференціал dR можна записати, виходячи із співвідношення для R_z у самому загальному вигляді:

$$R_z = 2r_z \frac{l}{S} = 2r \frac{r_0(1 - \cos q)}{pr_0^2 \sin^2 q} = \frac{2r_z}{pr_0} \frac{1}{1 + \cos q},$$

$$dR_z = \frac{2r_z}{pr_0} d(1 + \cos q)^{-1} = \frac{2r_z}{pr_0} \frac{\sin q dq}{(1 + \cos q)^2}. \quad (4.18)$$

Після інтегрування (4.18) отримуємо:

$$R_z = \frac{2r_z}{pr_0} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\sin q dq}{(1 + \cos q)^2} = \frac{r_z}{pro}. \quad (4.18')$$

Виходячи із рис. 4.25, б, можна розрахувати опір R_c бокового стержня:

$$R_c = r_{mp} \cdot \frac{4l}{(4r_0^2 - pr_0^2)} = 4,65 r_{mp} \cdot \frac{l}{r_0^2}. \quad (4.19)$$

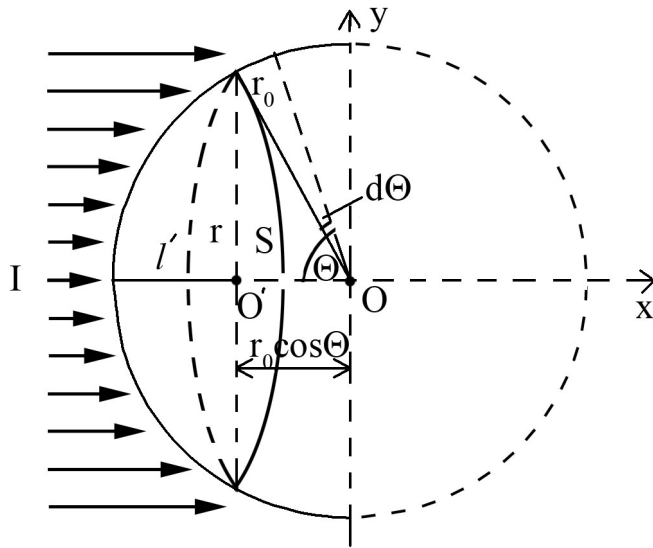


Рис. 4.26. До розрахунку електричного опору металеві гранули. r_0 - середній радіус гранули; r - радіус поперечного перерізу S ; q - полярний кут; l' - висота сферичного сегмента, який опирається на площу $S = pR^2$

Враховуючи (4.17) і (4.19) і те, що опір фрагмента т.р. середньої довжини Δl_{mp} дорівнює

$$R_{mp} = r_{mp} \frac{\Delta l_{mp}}{pr_o^2} n_{mp}^l,$$

де n_{mp}^l - середнє число фрагментів т.р. на довжині l , співвідношення для опору трубки струму можна записати таким чином:

$$R_{mc} = 4,65 r_{mp} \frac{l}{r_o^2} \cdot \frac{r_z \frac{n_z^l}{pr_o^2} + r_{mp} \cdot \frac{\Delta l_{mp} n_{mp}^l}{pr_o^2}}{4,65 r_{mp} \frac{l}{r_o^2} + 4 \left(r_z \frac{n_z^l}{pr_o^2} + r_{mp} \cdot \frac{\Delta l_{mp} n_{mp}^l}{pr_o^2} \right)} = \quad (4.20)$$

$$= 4,65 r_{mp} \cdot \frac{l}{r_o^2} \left(4 + \frac{4,65 r_{mp} \cdot \frac{l}{r_o^2}}{r_z \frac{n_z^l}{pr_o^2} + r_{mp} \Delta l_{mp} \frac{n_{mp}^l}{pr_o^2}} \right)^{-1}.$$

Знаючи R_{mc} і враховуючи (4.15) і (4.16), можна записати співвідношення для $R_{ш}$, опору і ТКО для плівкового зразка:

$$R_u = \frac{R_{mc}}{n} = \frac{R_{mc}}{a} \cdot (2r_o a + \Delta l_{mp} a), \quad (4.21)$$

де R_{mc} виражається співвідношенням (4.20).

Загальний опір R шаруватой структури можна представити так:

$$R = \frac{R_u}{N} = \frac{2r_o}{d} \cdot R_u = \frac{2lr_o}{ad} \left[\frac{4,65r_{mp}}{r_o^2} \cdot \left(4 + \frac{\frac{4,65l}{r_o^2} \cdot r_{mp}}{r_z \frac{n_z^l}{pr_o^2} + r_{mp} \Delta l_{mp} \frac{n_{mp}^l}{pr_o^2}} \right)^{-1} \right] \times (4.22)$$

$$\times (2r_o a + \Delta l_{mp} a),$$

Із співвідношення (4.22) витікає, що питомий опір рплівкового зразка можна подати у такому вигляді (це множник біля коефіцієнта $\frac{l}{ad}$):

$$r = \frac{9,30r_{mp}}{r_o} \cdot \left(4 + \frac{\frac{4,65l}{r_o^2} \cdot r_{mp}}{r_z \frac{n_z^l}{pr_o^2} + r_{mp} \Delta l_{mp} \frac{n_{mp}^l}{pr_o^2}} \right)^{-1} \cdot (2r_o a + \Delta l_{mp} a). \quad (4.23)$$

Враховуючи, що $b = \frac{d \ln r}{dT}$ і співвідношення (4.23), запишемо вираз для

ТКО шаруватой структури:

$$b = \frac{d}{dT} \left[\ln r_{mp} + \ln 9,30 + \ln(2a + \Delta l_{mp} a) - \ln \left(4 + \frac{\frac{4,65l}{r_o^2} \cdot r_{mp}}{r_z \frac{n_z^l}{pr_o^2} + r_{mp} \Delta l_{mp} \frac{n_{mp}^l}{pr_o^2}} \right) \right] =$$

$$= b_{mp} - \frac{\partial}{\partial T} \ln \left[\frac{\left(4r_z \frac{n_z^l}{pr_o^2} + r_{mp} \Delta l_{mp} \frac{n_{mp}^l}{pr_o^2} + \frac{4,65l}{r_o^2} \cdot r_{mp} \right)}{r_z \frac{n_z^l}{pr_o^2} + r_{mp} \Delta l_{mp} \frac{n_{mp}^l}{pr_o^2}} \right].$$

Після диференціювання по температурі отримуємо співвідношення для b у самому загальному вигляді:

$$b \cong b_{mp} - \frac{(4b_z r_z n_z^l + 4b_{mp} r_{mp} \Delta l_{mp} n_{mp}^l + 4,65plb_{mp} r_{mp})}{(r_z n_z^l + r_{mp} \Delta l_{mp} n_{mp}^l)}, \quad (4.24)$$

де r_{mp} можна розрахувати за формулою для питомого опору т.р.

Треба враховувати, що у формулі для питомого опору т.р. в шаруватій структурі з гранулами, концентрація Co буде меншою ніж для плівки без гранул. І тому, в формулу для обрахунку концентрації атомів Co , замість d_{Co} – товщини шару кобальту в напиленій плівці, необхідно ввести $d^{e\phi}_{Co}$ – ефективна товщина кобальту, що йде на утворення т.р. Ефективну товщину Co можна обрахувати за наступним співвідношенням:

$$d^{e\phi}_{Co} = d_{Co} - \frac{4}{3} pr_0^3 al \frac{d_{Co} + d_{Me}}{(2r_0 + \Delta l_{mp})^3} \quad (4.25)$$

Результати апробації моделі представлено в таблиці 4.5 для двошарових систем $Ag/Co/П$, в яких після термовідпалювання до 700 К стабілізується сильно виражений гранульований стан Co . До таблиці входять параметри, що входять до формул (4.23) та (4.24). Для знаходження довжин фрагментів т.р. були побудовані гістограму концентрацій для гранул Co та знайдене середнє

Таблиця 4.5

Результати розрахунків параметрів, що входять до формул (4.23) та (4.24)

Плівка (нм)	$\Delta l_{тр}$, нм	c_{Co}	$n^a \cdot 10^4$	$n^l \cdot 10^4$	α	$\rho_{тр} \cdot 10^7$, Ом·м	$\rho \cdot 10^8$, Ом·м	$\beta_{тр} \cdot 10^3$, К ⁻¹	$\beta \cdot 10^3$, К ⁻¹
Ag(20)/Co(10)/П	72,4	0,428	2,09	1,25	61,9	2,60	3,70	1,68	2,32
Ag(15)/Co(25)/П	74,1	0,718	2,38	1,43	15,1	4,79	4,82	1,21	2,59
Ag(25)/Co(40)/П	72,8	0,710	2,47	1,48	17,5	5,51	4,38	1,39	2,61
Ag(40)/Co(40)/П	141	0,605	1,33	7,98	28,7	4,30	8,08	1,50	2,70

значення радіуса гранули і значення концентрації для нього (N_r). Далі, з урахуванням того, що на площу $S=a \cdot l$ приходиться середня кількість гранул $n_z = a \cdot l / (2r_0 + \Delta l_{mp})^2$, з іншого боку $n_z = N_z \cdot S = N_z \cdot a \cdot l$, приходимо до рівняння $(2r_0 + \Delta l_{mp})^2 = N_z^{-1}$, розв'язком якого буде формула для фрагменту т.р. $\Delta l_{mp} = (\sqrt{N_z})^{-1} - 2r_0$. Таким чином нами були отримані робочі співвідношення моделі для проведення розрахунків.

Висновки до Розділу 4

1. Проаналізовані експериментальні температурні залежності питомого опору, ТКО, КТ та також МО і МОКЕ для приладових плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням на основі Cu(Au, Ag) і Co, та встановлено їх зв'язок з особливостями структурно-фазового стану.

2. Проведена теоретична перевірка зазначених експериментальних значень ТКО та КТ; отримано, що ступінь їх відповідності кращий для моделі плівкового сплаву у випадку систем на основі Cu і Co (не перевищує 20 %) і на основі Au і Co (у межах 13-33 %); у випадку систем на основі Ag і Co теоретичні значення в однаковій мірі відповідають розрахунковим згідно моделі «біпластини» та шаруватих гранульованих сплавів (у межах 17-28 %).

3. Запропоновані нові теоретичні моделі для ТКО та КТ двошарових плівкових систем, які дозволяють здійснювати прогноз термо- і тензорезистивних властивостей приладових структур:

- феноменологічна модель для двошарових плівкових систем із проміжним шаром твердого розчину біля інтерфейсу;
- феноменологічна модель плівкових гранульованих сплавів.

4. Здійснено апробацію запропонованих теоретичних моделей та комп'ютерне моделювання ТКО та КТ на прикладі двошарових плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів.

ВИСНОВКИ

У даній роботі розв'язана задача стосовно вивчення особливостей електрофізичних, магніторезистивних та магнітооптичних властивостей спін-класанних структур і багатошарових плівкових систем із спін-залежним розсіюванням електронів та з'ясована роль фізичних процесів (фазоутворення, взаємна дифузія атомів, вплив магнітних і температурних полів) і їх внесок у величину магнітоопору, МОКЕ, ТКО та коефіцієнту повздожньої тензочутливості.

У дисертаційній роботі отримані такі наукові і практичні результати:

1. Методами електроннографії, рентгенографії, електронної мікроскопії, вторинно-іонної мас-спектрометрії вперше проведені дослідження дифузійних процесів та фазоутворення у спін-класанних структурах та багатошарових плівкових системах із спін-залежним розсіюванням електронів, які можуть використовуватися як чутливі елементи сенсорів магнітного поля, термо- і тензодатчиків:

- встановлено, що в дво- та багатошарових плівкових системах на основі Co і Cu вже під час конденсації утворюються метастабільний т.р.(Cu, Co) (залежність параметра ґратки т.р. від загальної атомної концентрації атомів Co відповідає правилу Вегарда), який при $T_b \cong 700$ К починає частково розпадатися із виділенням наночасток Co, що необхідно враховувати при створенні чутливих елементів відповідних сенсорів;
- аналогічне утворення т.р. в системах на основі Au і Co та Ag і Co починається при $T_b \cong 700$ К (має місце не відповідність правилу Вегарда), причому поряд з утворенням т.р. спостерігається виділення наногранул Co, хоча після конденсації в них зберігається індивідуальність шарів;
- із урахуванням особливостей фазоутворення вперше запропонована методика формування термостабільного функціонального елемента спін-класанної структуру у вигляді багатошарової плівкової системи Au(3)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П шляхом пошарової конденсації при різній температурі підкладки;

- вперше отримані залежності параметра ГЦК ґратки т.р.(Cu, Co), (Au, Co) та (Ag, Co) від загальної концентрації атомів Co у плівковій системі, які узгоджуються із даними інших авторів для плівкових зразків, отриманих одночасною конденсацією компонент.

2. Методом еліпсометрії та МОКЕ були досліджені оптичні та магнітооптичні їх характеристики модельних плівок та спін-класанних структур:

- отримані залежності еліпсометричних кутів Δ і ψ для плівкових систем на основі Cu і Co, Ag і Co та Au і Co від загальної концентрації атомів Co, що мають кореляцію з структурно-фазовим станом, що можуть бути використані для прогнозування оптичних характеристик функціональних елементів створених на їх основі;

- отримані значення оптичних коефіцієнтів n (зменшується при збільшенні концентрації атомів Cu і має значення в межах між 0,4–1,1) і k (в межах 0,626–1,230) для т.р. (Cu, Co), який входить до складу функціонального елементу спін-класанної структури;

- показано, що у приладових структурах, отриманих згідно запропонованої методики, спостерігається залежність магнітооптичного ефекту Керра від індукції магнітного поля у вигляді сходинкоподібної петлі гістерезису, що свідчить про реалізацію двох магнітних станів.

3. Здійснено розробку феноменологічних моделей для електрофізичних властивостей двошарових плівок із проміжним шаром т.р. біля інтерфейсу (стосовно ТКО і КТ) та шаруватих плівкових гранульованих сплавів (стосовно питомого опору і ТКО) і здійснено комп'ютерне моделювання електрофізичних властивостей:

- встановлено, що експериментальні результати для ТКО і КТ плівкових систем на основі Cu і Co та Au і Co краще відповідають моделі із проміжним шаром т.р. біля інтерфейсу (розходження експериментальних і розрахункових даних не перевищує ± 25 % для системи Cu/Co та $\pm(13-33)$ % - для системи Au/Co);

- у випадку плівкової системи на основі Co і Ag експериментальні результати в однаковій мірі узгоджуються або із моделлю шаруватих плівкових гранульованих сплавів, або із моделлю для «біпластини» (розходження $\pm(17-28)$ %);

4. У спін-кларанних структурах на основі Cu, Au і Co спостерігається явище ГМО із величиною 0,5-1,2 % (при 300 K), яка залежить від товщини немагнітного прошарку та температури підкладки при конденсації нижнього шару Co; у багатошарових плівкових системах на основі Ag і Co та Au і Co, отриманих пошаровою конденсацією, в результаті стабілізації гранульованого стану фіксуються ознаки ГМО.

ПРИМІТКИ

Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у співавторстві з Проценком І.Ю., Дехтяруком Л.В., Однодворець Л.В., Проценко С.І. та Майковою Є.

Проценко І.Ю. – запропонував тематику роботи і ідею формування плівкових метастабільних гранульованих твердих розчинів методом пошарової конденсації; вніс визначальний внесок у постановку усіх вирішених задач. Дехтярук Л.В. – висунув ідею і розробив модель провідності полікристалічних двошарових плівок в умовах взаємної дифузії. Однодворець Л.В. – брала активну участь у обговоренні результатів досліджень. Проценко С.І. – розробив програмне забезпечення для проведення досліджень методом еліпсометрії, висунув теорію електрофізичних властивостей гранульованих плівкових сплавів, брала активну участь в обговоренні отриманих експериментальних результатів. Майкова Є. – запропонувала ідею методики виготовлення функціонального елемента спін-клапанної структури; приймала участь в обговоренні результатів досліджень.

Вважаю приємним своїм обов'язком висловити щире подяку науковому керівнику Заслуженому діячу науки і техніки, д-ру фіз.-мат. наук, проф. Проценку І.Ю. за вибір тематики, зацікавленість до роботи, постійну допомогу і підтримку. Також хочу подякувати д-ру фіз.-мат. наук, проф. Чорноусу А.М. за постійну підтримку та кваліфіковані поради, д-ру фіз.-мат. наук, доц. Дехтяруку Л.В. за теоретичні інтерпретації, канд. фіз.-мат. наук, доц. Проценко С.І. за консультації при проведенні експериментальних досліджень та доктору Майковій Є. за консультації при проведенні досліджень методами еліпсометрії та при дослідженні магнітооптичного ефекту Керра та обговорення результатів. Також я виражаю щире подяку всьому колективу кафедри прикладної фізики за моральну підтримку та активне обговорення результатів дисертаційної роботи на наукових семінарах.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Kramer I., Bergmann G. The magnetic behavior of Co atoms on the surface and in the interior of the noble metals Au, Ag and Cu // Z. Physik B. – 1982. – V.47. – P. 321-330.
2. Okuma S., Komori F. and Outuka Y. Metal-insulator transition in disordered copper without and with magnetic impurities // J.Phys.Soc.Jpn. – 1985. – P.2382-2391.
3. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M. N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert et al. // Phys. Rev. Let. – 1988. – V.61, № 21. – P.2472 -2476.
4. Oscillatory interlayer coupling and giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers / D.H. Mosca, F. Petroff, P.A. Schroeder et al. // J. Mag. Magn. Mater. – 1991. – V.94. – P. L1-L5.
5. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures / Barheleny A., Gros V., Duvail J.L. et al. // Nanostruct. Mat. – 1995. – V.6. – P.217-226.
6. Effect of magnetic flux distribution on GMR in Ag/Co multilayers / S. Luby, E. Majkova, A. Debnarova et al. //Thin Solid Films, - V. 433. -P.243 – 246.
7. A.M. Alphen P.A.A. Heijden and W.J.M. Jonge. Influence of annealing on structural and magnetic properties of Co/Ag multilayers with thin Co layers // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V.140-144. – P. 609-610
8. Enhanced magnetoresistance of ultrathin $(\text{Au/Co})_n$ multilayers with perpendicular anisotropy / E. Velu, C. Dupas, D. Renard et al. // Phys.Rev.B. - 1988. - V.37,№1. - P.668 - 671
9. 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.
10. 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.

11. 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.
12. Magnetoresistance of Co-Based multilayered structures / D. H. Mosca, A. Fert, F. Petroff et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1991. – V.93. – P. 480-484
13. Magnetic multilayers: oscillatory interlayer exchange and giant magnetoresistance / A. Fert, A. Barthelemy, P. Etienne et al // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1992. – V.104-107. – P. 1712-1716.
14. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures / A. Barthelemy, V. Cros, J.L. Duval et al. // *Nanostruct. Mat.* – 1995. – V.6. – P.217-226.
15. Microscopic mechanisms of giant magnetoresistance multilayers / C. Vonille, A. Barthelemy, F. Elokani et al. // *Phys. Rev. B.* – 1996. - V. 54, № 21. – P. 15314 - 15329.
16. Van Alphen E.A.M., Van der Heijden P.A.A. Influence of annealing on the structural and magnetic properties of Co/Ag multilayers with thin Co layers // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V.140-144. – P. 609-610.
17. Giant magnetoresistance in Ag/Co and Co/Cu multilayers with very thin Co layers / R. Loloee, P.A. Schroeder, W.P. Pratt et al. // *Physica B.* – 1995. –V. 204. – P.274-280.
18. Layered magnetic structures: antiferromagnetic type interlayer coupling and magnetoresistance due to anparallel alignment /P.Grunberg, J.Barnas, F. Saurenbach et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1993. - P.58 - 66.
19. Грановський А.Б., Ведяев А.В., Кальцов А.В. Анизотропія гігантського магнітосопротивлення в магнітних багаторішних структурах і гранульованих плівках // *ФТТ*. - 1995. - Т.37, №2. - С.337-343.
20. Parkin S.S.P. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures // *Annu. Rev. Mater. Sci.* – 1995. – V. 25. – P. 357 – 388.
21. Сравнение структурных, магнитных и транспортных свойств гранулированных сплавов $(\text{CoFe}_x)_x\text{Ag}_{1-x}$, полученных плазменным

- распылением и испарением в сверхвысоком вакууме / Ш. Ковач, Б. Дини, С.Р. Тейгзейра и др. //ФММ. – 1995. - т. 79, вып.1. - С. 98 – 109.
22. Magnetoresistance and magnetic properties of electron beam deposited $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x\text{Ag}_{1-x}$ granular films / A. Ya. Vovk, V.O. Golub, L. Malkinsky et al. // Металлофиз. новейшие технол. – 2003. – Т. 25, № 7. – С. 827 – 841.
 23. Magnitization and magnetoresistance in granular AgCo films / T. Lorenz, M. Moske, H. Geisler et al. //Thin Solid Films. – 1996. - V.275. - P. 220 – 223.
 24. Magnetic and transport properties of Co-Ag nanocrystalline particles / E. Agostinelli, D. Fiorani, S. Foglia et al. // Mater. Sci. Eng. C. - 2002. – V.19. – P.151-154.
 25. Study on GMR in Co-Ag thin granular films / Sang H., Jiang Z.S., Guo G. et al. // J. Magnet. Mag. Mater. – 1995. – V.140-144. – P. 589-590.
 26. Giant magnetoresistance in Ag/Co granular films prepared by electrodeposition / S. Kanane, E. Chaine, B. Nguyen et al. // Electrochem. Commun. – 2002. – V.4. – P.167-170.
 27. Microstructural characterization of CoAg granular films / J.H. Du, W.J. Liu, Q. Li et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V.191. – P. 17-24.
 28. Memory effect and spin-glass-like in Co-Ag granular films / Du J., Zhang B., Zheng R.K. et al. // Phys.Rev. B. – 2007. – V.75. – P.014415-014422.
 29. Yang R., Zhang W. and Song W.J. Giant magnetoresistance in magnetic granular solids // Solid State Com. – 1998. – V.106, № 2. – P. 107-110.
 30. Luby S., Majkova E. Tailoring of multilayer interfaces by pulsed laser irradiation // Appl. Sur.Sci. – 2005. - V.248. - P.316 - 322.
 31. GMR in co-evaporated Co-Ag granular thin films / M.M. Pereira de Azevedo, G.N. Kakazei, A.F. Kravetz et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V.196-197. – P. 40-42.
 32. Study on GMR in Co-Ag thin granular films / H Sang., Z.S. Jiang, G. Guo et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 1995. – V.140-144. – P. 589-590.
 33. M.Gester, K.Ounadjela. Anisotropic giant magnetoresistance in granular CoAg films // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – V.165. – P. 323-325.

34. Enhanced giant magnetoresistance in spin-valves sandwiched between insulating NiO / H.J.M. Swagten, G.J. Strijkers, P.J.H. Bloemen et al. // *Phys. Rev. B.* – 1996. - V. 53, № 14. - P. 9108 - 9114.
35. Microstructural influence on magnetic properties and giant magnetoresistance of metal-spun gold-cobalt / Hutten A., Bernardi J., Friedrichs S. et al. // *Scripta Metal.* – 1995. – V. 33, № 10/11. – P. 1647-1666.
36. Kamiko M., Yamamoto R. Seeded epitaxy of Co/Au(111) multilayers on a-Al₂O₃(0001): Influence of Co seed layer // *Mater. Sci. Engin. B.* – 2007. – V.141. – P. 16-22.
37. Preparation, characterization and magneto-optical investigations of electrodeposited Co/Au films / P. Prodhomme, F. Maroun, R. Cortes et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V.315. – P.26-38.
38. The influence of patterned substrates on structure and magnetism of Au/Co multilayers / M. Angelakeris, E.T. Papaioannou, O. Valassiades et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V.272-276. – P.1317-1318.
39. Yan H.F., Li Z.C. and Liu B.X. Role of interface in forming non-equilibrium hcp phase by ion mixing in an immiscible Au-Co system // *J.Phys.D.: Appl.Phys.* - 2003. - V.36, №6. - P.615 - 619.
40. GMR micro-structure in bulk Au-Co nanogranular alloys / Kataoka N., Takeda H., Echigoya et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V.140-144. – P.621-622.
41. Microstructure and electron transport properties of Au_xCo_{1-x} nano-alloys embedded in polyacrylonitrile thin films / H. Nabika, K Akamatsu., M. Mizuhata et al. // *J.Mater. Chem.* – 2002. – V.12. – P. 2408-2411.
42. Magnetotransport and coupling in nanostructured Co/Ag films /G.J. Bracho Rodriguez, L.G. Pereira, M.G.M. Miranda et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. - V. 214. - P. 78 – 84.
43. Физико-химические свойства элементов: Справочник / Под ред. Г.В.Самсонова. – Киев: Наук. думка, 1965. – 807 с.

44. Kim H. Relationship between Kubo-transformed and classical correlation functions // *Chem. Phys. Lett.* – 2007. – V.436. – P. 111-115.
45. Butler W.H., Zhang X.-G. and Nicholson D.M.C. First-principles calculations of electrical conductivity and giant magnetoresistance of Co/Cu/Co spin valves // *Phys. Rev. A* – 1995. – V. 52, № 18. – P. 13399 – 13410.
46. Conductance and giant magnetoconductance of Co/Cu/Co spin valves: Experiment and theory / Butler W.H., Zhang X.-G., Schulthess T.C. et al. // *Phys. Rev. A* – 1997. - V. 56, № 22. – P. 14574 - 14582.
47. Zhang S., Levy P.M. Interpretation of the magnetoresistance in multilayered structures // *Phys. Rev. B.* – 1993. - V. 47, № 11 - P. 6776 – 6779.
48. Levy P.M., Zhang S. Current status of our understanding of magnetotransport in magnetic multilayers // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1994. – V.164. – P.284-292.
49. Giant magnetoresistance from an electron waveguide effect in cobalt-copper multilayers / W.H. Butler, X.-G. Zhang, D.M.C. Nicholson et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V. 76, № 17. – P. 3216 – 3219.
50. Levy P.M., Zhang S. Interplay of the specular and diffuse scattering at interfaces of magnetic multilayers // *Phys.Rev. B.* – 1998. – V.57, № 9. – P.575336-575340.
51. Теория электронной структуры и магнитотранспортных свойств в многослойных магнитных пленках / И. Иноуэ, Х.Ито, И.Асано и др. // *ФММ.*-1996. - Т. 79, вып.7. - С. 54–64.
52. Magnetoresistance and microstructure evolution upon rapid thermal annealing of giant magnetoresistive Co/Cu/Co/CoNbZr multilayers / Q.-Y. Wen, H.-W. Zang, X.-D. Jiang et al. // *Vacuum.* – 2004. - V.75. –P. 373-378.
53. 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.

54. 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.
55. Bailey W.E., Wang S.X. and 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.
56. Comment on “Theory of giant magnetoresistance effect in Fe/Cr multilayers Spin-dependent scattering from impurities” / Wu J.-H., Li B.-Z., Yang G.-L. et al.// *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 53, № 14. – P. 9471 - 9472.
57. Tsymbal E.Yu., Pettifor D.G. Effect of band structure and spin-independent disorder on conductivity and giant magnetoresistance in Co/Cu and Fe/Cr multilayers // *Phys. Rev. B.* – 1996. - V. 54, № 21. – P. 15314 - 15329.
58. Physics of grain boundaries in the CMR manganites / Gross R., Alf L., Buchner B. et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* - 2000. – V. 211. – P. 150 – 159.
59. A model for giant magnetoresistance in magnetic granular solids / J.H. Kim, J. Xiao, C.L. Chien et al. // *Solid State Commun.* – 1994. – V.89, № 2. – P. 157-161.
60. Wang C., Rong Y. and Hsu T.Y. Key role in giant magnetoresistance of granular films: Single-domain ferromagnetic granules // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2006. – V.305. – P.310-314.
61. Spin dependent electron transition through ferromagnetic thin films / T. Komesu, G.D. Waddill, S.-W. Yu et al. // *Phys. Lett. A.* – 2007. – V.368. – P. 129-133.
62. A phenomenological theory of the granular size effect on the giant magnetoresistance of granular films / C. Wang, Z. Guo, Y. Rong et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V.277. – P.273-280.
63. НИКИТИН С. А. Гигантское магнитосопротивление// *Соросовский образовательный журнал.* – 2004. – Т. 8, №2. – 92-98 с.

64. Magnetic properties of Ni-Fe/Au/Co/Au multilayers / F. Stobiecki, B. Szymanski, T. Lucinski et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V.239. – P. 276-278.
65. Giant magnetoresistance in Ag-Co multilayers and nanoparticles / M. Angelakeris, E. Th. Papaioannou, P. Pouloupoulos et al. // *Sens. Actuat. A.* – 2003. – V.106. – P.91-95.
66. High coactivity and giant magnetoresistance of CoAg, CoCu granular films / V.V. Hiep, N. Chau, D.M. Hong et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V.310. – P. 2524-2526.
67. Study of the different magnetoresistance sources in Ag/Co multilayers / S.E. Paje, M.A. Arranz, J.P. Andres et al. // *J.Phys.: Condens. Matter.* – 2003. – V.15. – P. 1071-1079.
68. Magnetoresistance study of Ni₈₀Fe₂₀/Co₁/CuAgAu/Co₂ asymmetric sandwiches / T. Lucinski, A. Hutten, H. Bruckl et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V.269. – P. 78-88.
69. Magnetic and magnetotransport properties in Joule-heated granular Cu₉₅Co₅ ribbons / P. Allia, M. Coisson, P. Tiberto et al. // *J. Alloys Compd.* – 2007. – V.434-435. – P.601-603.
70. The role of nucleation in the evolution of giant magnetoresistance with layer thicknesses in electrodeposited Co-Cu/Cu multilayers / Q.X. Liu, L. Peter, J. Toth et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V.280. – P. 60-74.
71. Wellock K., Caro J. and Hickey B.J. Giant magnetoresistance of Co/Ag multilayer point contacts // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V.198-199. – P.27-29.
72. Time-resolved X-ray diffraction experiments during annealing of Co₁₅Cu₈₅ granular alloy / C. Maneghini, A. Garcia Prieto, M.L. Fdez-Gubieda et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – V.262. – P.92-96.
73. Vargara J., Madurga V. Effect of annealing processes on the magnetoresistance in pulsed laser ablated-deposited Ag₉₀Co₁₀ and Co₁₀Cu₉₀ films // *J. Non-Cryst. Solids.* – 2001. – V. 287. – P. 385-389.

74. Improved giant magnetoresistance in nanogranular Co/Ag: The role of interparticle RKKY interactions / J.A. De Toro, J.P. Andres, J.A. Gonzalez et al. // *Phys.Rev. B.* – 2004. – V.70. – P.224412-224420.
75. Van Hof T., Hou M. Structural and thermodynamic properties of Ag-Co nanoclusters // *Phys.Rev. B.* – 2005. – V.72. – P.115434-115446.
76. Milano J., Llois A.M.and Steren L.B. Electrical conductivity around the topological percolation limit in Co-Ag multilayered granular alloys // *Physica B.* – 2004. – V.354. – P.198-202.
77. Меньшов В.Н., Тугушев В.В. Механизм межслоевой магнитной связи в наноструктурах типа Fe/Cr // *ЖЭТФ.* – 2004. – Т.125, вып.1. – С. 136 – 149.
78. GMR effect across the transition from multilayer to granular structure / F. Spizzo, E. Angeli, D. Bisero et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* -2002. – V. 242-245. -P.473 - 475.
79. Magnetoresistance through grain boundaries in a resonant – tunneling mechanism / H. Sun, K.W. Yu, Z.Y. Li et al. // *Phys. Rev.* – 2003. – V.68B. – P. 054413-1-054413-7.
80. Giant magnetoresistance of thin multilayer / K. Warda, L. Wojtczak, G. Wiatrowski et al // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 272 – 276. – P. 1433 – 1434.
81. 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.
82. Growth types surface topography of Co, Cu and Co/Cu multilayers studied by AES and STM/SFM / M. Marszalek, J. Jaworski, H. Wider et al. // *Vacuum.* – 2004. – V. 72. – P. 97 – 101.
83. Influence of a Pb buffer layer on structural and magnetotransport properties of Co/Cu multilayers / M. Marszalek, J. Jaworsk, M. Kas et al. // *Vacuum.*-2004. – V. 74. – P. 287 - 291.

84. Маршалек М., Приходько І., Проценко С. Особливості фазового складу двошарових плівок Co/Cu // Фізика і технологія тонких плівок. Том 1. – Івано-Франківськ: ПрНУ ім. Василя Стефаника, 2003. – С. 94 – 96.
85. Фролов Г.И., Жигалов В.С., Мальцев В.К. Влияние температуры на структурные превращения в нанокристаллических пленках кобальта // ФТТ.-2000. – Т.42., №2. – С.326 – 328.
86. Закономерности $\beta \rightarrow \alpha$ -полиморфного превращения в кобальте при возрастании скорости охлаждения / Д.А. Мирзаев, В.М. Счасливцев, В.Г. Ульянов и др. // ФММ. – 2002. – Т.93, №6. – С.58-64.
87. Growth of fcc Co in sputter-deposited Co/Au multilayers with (111) texture / T. Kehagias, Ph. Komninoun, C. Christides et al. // J. Crystal Growth. – 2000. – V. 208. – P.401-408.
88. Lang C., Schmitz G. Macrostructure-controlled interdiffusion of Cu/Co/Au thin films investigation by three-dimensional atom probe // Mater. Sci. Eng. A. – 2003. – V.353. – P. 119-125.
89. 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.
90. The growth of metastable bcc Cu(001) and lattice expanded Pd(001) and magnetic coupling in Fe/Cu/Fe / В. Heinrich, Z. Celinski, K. Myrtle et al. // J. Magn. Mater. - 1991. - P.75 - 79.
91. 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.
92. Структура наноразмерных систем Co/Cu и механизм его формирования / О.И. Касютич, В.М. Федосюк, Т.А. Точицкий и др. // Поверхность. – 2000. – № 3. – С. 34 – 41.
93. Энергетические характеристики структурной стабильности адатомов и ультрамалых кластеров кобальта на поверхности Cu(001 и др.) / Н.А.

- Леванов Д.И. , Бажанов, В.С. Степанюк и др.// Поверхность.-2000. - №9. – С.69-72.
94. Структура и магнитные свойства пленок гранулированных сплавов Co-Cu на основе Co / В.М. Федосюк, Х.И. Блайт, О.И. Касютич и др. // Поверхность. – 2000. – № 3. – С. 62 – 65.
95. Wen H., Neurock M. and Wadley H.N.G. Influence of oxygen on the interacial stability of Cu on Co(0001) thin films // Phys.Rev. B. – 2007. – V.75. – P.0854403-0854.
96. Li Z. C., Yu D.P. and Liu B. X. Manipulation of ordered layered structures by interface-assisted ion-beam maxing in immiscible Ag-Co and Ag-Ni systems // Phys. Rev.B – 2002. – V.65. – P. 245403.
97. A model system for the GMR in granular systems: well-defened Co clusters embedded in an Ag matrix / S. Rubin, M. Holdennried, H. Micklitr et al // J. Magn. Mater. - 1999. - №203. - P.97-99.
98. Vrenken H., Kooi B.J. and De Hosson T.M. Microstructure and properties of giant magnetoresistance granular Au₈₀Co₂₀ alloys // J. Appl. Phys. – 2001. – V. 89, № 6. – P. 3381-3388.
99. Pattanaik G.R., Kashyap S.C. and Pandya D.K. Structure and giant magnetoresistance in electrodeposited granular Cu-Co films // J. Magn. Mater. – 2000. – V.219. – P.309-316.
100. Formation of metastable phases and their effect on the magnetic properties of Co-Cu multilayers / G.H. Yang, K.W. Geng, F. Zeng et al. // Thin Solid Films. – 2005. – V.484. – P.283-288.
101. Structural evolution during growth of electrodeposited Co-Cu/Cu multilayers with giant magnetoresistance / A. Criraki, L. Peter, B. Arnold et al. // Thin Solid Films. – 2003. – V.424. – P.229-238.
102. Metastable phase formation in the immiscible Cu-Co system studied by thermodynamic, molecular dynamics and ab initio calculations together with ion beam mixing / H.F. Yan, Y.X. Shen, H.B. Guo et al. // J.Phys.: Condens. Matter. – 2007. – V.19. – P.026219-026235.

103. Чеботкевич Л.А., Огнев А.В., Грудин Б.Н. Структура и магнитная анизотропия пленок Co/Cu/Co // ФТТ. – 2004. – Т.46, Вып.8. – С.1449-1554.
104. Fine structure and possible growth mechanisms of some electrodeposited CuCo granular films / T.A. Thochitskii, G.A. Jones, H.J Blythe. et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – V.224. – P.221-232.
105. Electrodeposited cobalt/copper thin films on ITO substrate /E. Gomes, A. Labarta, A. Llorente et al. // J. Electronal. Chem. – 2001. – V.517. – P.63–68.
106. Spin-valve effect in soft ferromagnetic sandwiches / B. Dieny, V.S. Speriosu, V.A. Gurney et al. // J. Magn. Magn. Mater. - 1991. – V.93 .- P.101-104.
107. Третяк О.В., Львов В.А., Барабанов О.В. Фізичні основи спінової електроніки. – Київ: КНУ, 2002. – 314 с.
108. Grunberg P. Layered magnetic structures in research and application // Acta Mater. -2000. – V. 48. – P.239-251.
109. Daughton J.M. GMR applications // J. Magn. Magn. Mater. - 1999. - № 192.- P.334-342.
110. Бараш Л., Спинелектроника – электроника следующего поколения// Компьютерное обозрение. - 2002. - №39. -С. 61-63.
111. Johnson B., Kenneth E. Mafnetic materials and structures for thin-film recoding media // J. Appl.Phys. – 2000. – V.87, №9. – P. 144-151.
112. Magnetoresistance and spin electronics / A. Barthelemy, A. Fert, J.-P. Contour et al. // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V.242-245. – P.68-76.
113. Tanaka M. Spintronics: recent progress and tomorrow's challenges // J. Crystal Growth. – 2005. – V.278. – P. 25-37.
114. Lim S.H., Ham S.H. and Shin K.H. Spin-based electronics and its activities and progress // Curr. Appl. Phys. – 2006. – V.6S1. –P.e141-e148.
115. Low noise magnetoresistive sensors for current measurement and compasses / M. Pinnetier-Lecoeur, C. Fermon, A. de Vismes et al. // J. Magn. Magn. Mater. -2007.-V.316. - P.246 - 248.

116. GMR sensor for contactless position detection / G. Rieger, K. Ludwing, J. Hauch et al. // *Sens. Actuat.* – 2001. – V. A91. – P.7-11.
117. Design and performance of GMR sensors for the detection of magnetic microbeads in biosensors / J.C. Rife, M.M. Miller, P.E. Sheehan et al. // *Sens. Actuat. A.* – 2003. – V.107. – P.209-218.
118. Submicron giant magnetoresistive sensors for biological applications / D.K. Wood, K.K. Ni, D.R. Schmidt et al. // *Sens. Actuat. A.* – 2005. – V.120. – P.1-6.
119. Janssen X., J. van L. Jzendoorn and M. W. Prins. On-chip manipulation and detection of magnetic particles // *Biosens. Bioelectron.* – 2008. – V.23. – P.833-838.
120. Optimised GMR sensors for low and high frequencies applications / C. Fermon, M. Pannetier-Lecoeur, N. Biziere et al. // *Sens. Actuat. A.* – 2006. – V.129. – P.203-206.
121. Biziere N., Fermon C. and Goff G. Hyper frequency behavior of the GMR effect in a single spin valve sensor // *J. Magn. Magn. Mater.* -2007.-V.316. - P.340 - 343.
122. Positive/negative magnetostrictive GMR trilayer systems as strain gauges / S. Dokupli, M.-T. Bootsmann, S. Stein et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* -2005.-V.290-291. - P.795 - 799.
123. Kitine J.A., Fullerton E.E. Device implications of spin-transfer torques // *J. Magn. Magn. Mater.* -2008.-V.320. - P.1217-1226.
124. Zhang H., Wang W. Microfabrication and test of a magnetic field sensor using electrodeposited thin film of giant magnetoresistive $(\text{Cu/Co})_x$ multilayers // *Microsystem Technol.* – 2003. – V.9. – P.436-440.
125. Ni₈₉Fe₂₀/Au/Co/Au multilayers as field sensors / Stobieski F., Urbaniak M., Szymanski B. et al. // *Mater. Sci. Pol.* – 2006. – V.24, № 3. – P.833-839.
126. Bannddyopadhyay S., Chahay M. Proposal for a spintronic femto-Tesla magnetic field sensor // *Physica E.* – 2006. – V.27. – P.98-103.

127. Magnetostrictive GMR sensor of flexible polyimide substrates / T. Uhrmann, L. Bar, T. Dimopoulos et al. // *J. Magn. Magn. Mater.* -2006.-V.307. - P.209 - 211.
128. Robbes D. Highly sensitive magnetometers – a review // *Sens. Actuat. A.* – 2006. – V.129. – P.89-93.
129. Проценко І.Ю., Саєнко В.А. Тонкі металеві плівки (технологія і властивості). – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.
130. Thermally induced structural transformation in Co films for giant magnetoresistance spin valves / M. Jergel, I. Cheshko, Y. Halahovets, E. Majkova, P. Shifalovich, S. Protsenko // *Book of Abstracts of XXI Congress and General Assembly of the International Union of Crystallography.* – Osaka, 2008. – P. 12.11.34.
131. Protsenko I., Cheshko I., Javorsky Ja. Solid solution formation in Cu/Co ultrathin film systems // *Functional Materials.* – 2006. – V.13, №2. – P.219 – 222.
132. Фазообразование и электрофизические свойства двух- и трехслойных пленок на основе переходных и благородных металлов /В.В. Бибик, Т.М. Гричановская, Л.В. Ордворец, И.В. Чешко, И.М. Пазуха, И.Е. Проценко // *Материалы Харьковской нанотехнологической Ассамблеи-2006.* – Харьков: ХФТИ, 2006. –С. 134 - 145.
133. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем / С.І. Проценко, І.В. Чешко, Д.В. Великодний, О.П. Синашенко, Л.В. Ордворець, І.М. Пазуха, І.Ю. Проценко // *Успехи физ. метал.* – 2007. – Т.8, №4 - С.247-278.
134. Correlation between phase state and electrophysical properties of double-layered film systems on base of Co and Ag and Au / E. Majkova, S.I. Protsenko., I.V. Cheshko, N.I. Shumakova // *Матеріали Міжнародної конференції “Сучасні проблеми фізики твердого тіла”*.- Київ: КНУ ім. Тараса Шевченка, 2007. – С.83.

135. Майкова Е., Чешко И.В., Проценко И.Е. Образование твердых растворов в пленочных системах на основе Co и Ag или Au // Материалы Харьковской нанотехнологической Ассамблеи-2007.– Харьков: ХФТИ, 2007. – С.127 – 132.
136. Забіла Є.О., Проценко І.Ю. Методика вивчення тензорезистивних властивостей плівок Cr при відносно малих і великих деформаціях // УФЖ - 2005. – Т.50, №7. – С.729-736.
137. Rafaja D., Vacynova J., Voivoda V. X-ray study of Co/Ni and Co/Pt/Ni/Pt multilayers // Thin Solid Films. – 2000. – V.374. – P.10-14.
138. Holly V., Pietsh V., Baumbach T. High-Resolution X-ray scattering from thin films and multilayers. – Heidenberg: HPC, 1999. – 149 p.
139. Azzam R. M. A., Bashara N. M. Ellipsometry and polarized light. – Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1977. – 529 p.
140. Дифузійні процеси та інтерфейсне розсіювання електронів в багатошарових металевих плівках (огляд) / І.М.Пазуха, С.І. Проценко, І.Ю.Проценко, Н.І.Шумакова, І.В. Чешко, Е. Майкова, А.І.Салтикова // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2006. – №9(93). – С. 7 – 37.
141. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів/ С.І. Проценко, І.В. Чешко, Л.В. Однодворець, І.М. Пазуха [За заг. ред. І.Ю. Проценка]. – Монографія. - Суми: Вид-во СумДУ, 2008. – 197 с.
142. Баранова Л.В., Демина Э.Л. Металлографическое травление металлов и сплавов. Справочник. – Москва: Metallurgiya, 1986. – 256 с.
143. Каур И., Густ В. Диффузия по границам зерен и фаз. - Москва: Машиностроение, 1991. - 448 с.
144. Уивер К. Диффузия в металлических пленках /Физика тонких пленок. Том VI. - Москва:Мир, 1973.-С.334-388.

145. Atkinson R. Analysis of the magneto-optical properties of inhomogeneously magnetized systems // *J. Phys.: Condens. Mater.* – 2000. – V.12. – P.7735-7745
146. D. Kumar, A. Gupta. Evolution of structural and magnetic properties of sputtered nanocrystalline Co thin films with thermal annealing // *J. Magn. Mater.* - 2007. - V.308. – P. 318 - 324.
147. Горелик С.С., Расторгуев Л.Н., Скаков Ю.А. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. Приложения. – Москва: Металлургия, 1970.– 107 с.
148. Проценко І.Ю., Чешко І.В., Яворский Я. Явище гігантського магнітоопору в багатошарових плівкових системах (огляд) // *Вісник СумДУ: Фізика, математика, механіка.* - 2004. - №10(69). - С.65-81.
149. Структурно-фазовий стан і стабільність інтерфейсів двошарових плівкових систем / Л.В. Ордодворец, С.І. Проценко, І.М. Пазуха, В.А. Соломаха, І.В. Чешко // *Матеріали Харківської нанотехнологічної Ассамблеї-2008.*– Харків: ХФТИ, 2008. – С.55 – 63.
150. Алфімова О.О., Махмуд А. Ахмад, Чешко І.В. Фазоутворення в плівкових системах на основі Со і Аg або Ау // *Тези доповідей науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів фізико-технічного факультету.* – Суми: СумДУ.- 2007. – С.28-30.
151. Чешко І.В., Проценко С.І., Шифалович П. Магнітооптичні та магніторезистивні властивості плівкових функціональних елементів на основі Со і Сu та Ау // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2008. - № 2 – С. 3-7.
152. Проценко С., Чешко І. Фазоутворення і дифузійні процеси в плівкових наносистемах Со/Сu// *Матеріали науково-технічної конференції викладачів, аспірантів і студентів фізико-технічного факультету Сумського державного університету.*- Суми: СумДУ, 2004.- С. 38-39.
153. Чешко І., Проценко І. Фазоутворення і дифузійні процеси в плівкових наносистемах Со/Сu // *Матеріали Міжнародної наукової конференції*

- студентів і молодих науковців з теоретичної та експериментальної фізики ЕВРИКА-2004. – Львів: . – 2004. – С. 185.
154. Диаграммы состояния двойных металлических систем/Под. ред. Н.П. Лякишева. - Москва: Машиностроение, - 1997. –с.1027.
155. Майкова Є., Проценко І., Чешко І. Концентраційна залежність параметра ГЦК решітки в плівкових твердих розчинах на основі Со та Си, Аu або Аg // Матеріали Міжнародної конференції ЕВРИКА-2007. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2007. – С. 75.
156. Концентраційна залежність параметра решітки ГЦК твердого розчину в плівках на основі Си і Со / М. Маршалек, Л. Однорець, С.І. Проценко, І. Чешко // Матеріали XI Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем» Т.1. – Івано-Франківськ: ПрНУ ім. Василя Стефаника, 2007. – С. 34-35.
157. Yamamoto K., Kitada M. Microstructure and magnetoresistance in Cu-Co alloy thin films // Thin Solid Films. – 1995. – V.263. P.111-124.
158. Formation of metastable phases and their effect on the magnetic properties of Co-Cu multilayers / G.H.Yang, K.W.Geng, F.Zeng et al. // Thin Solid Films. – 2005. – V.484. - P. 283-289.
159. Bakkaloglu O.F., Karahan I.H. Magnetoresistance measurements on electrodeposited CoCu alloy films // Turk. J. Phys. – 2001. -V. 25.- P. 27-35.
160. Microstructure and electron transport properties of AuCo nano-alloys embedded in polyacrylonitrile thin films / H.Nabika, K.Akamatsu, M.Mizuhata et al. // J. Mater. Chem.- 2000. -V.208. – P.244-2456.
161. Kitada M. Magnitoresistance and microstructure of sputtered Au-Co films // J. Magnet. Mag. Mater. – 2000. – V.208. – P. 244-250.
162. Correlation between the structural and transport properties of granular CoAg systems prepared by MBE / A.Aziz, S.M.Thompson, K.Ounadjela et al. // J. Magnet. Magn. Mat. – 1995. – V. 148. – P. 313-321.
163. Скороход В.В., Уварова І.В., Рагуля А.В. Фізико-хімічна кінетика в наноструктурних системах.-Київ: Академперіодика, 2001. - 179 с.

164. Correlation between structure and optical properties of Au(Ag)/Co film systems / E. Majkova, S. Protsenko, I. Cheshko, L. Odnodvoretz, I. Protsenko, O. Synashenko // // Book of Abstracts of XLII Zakopane School of Physics. - Krakow: AGH UST, 2008 – P.23
165. Проводимість двухслойных моно- и поликристаллических слоев металла в условиях взаимной диффузии / Л.В. Дехтярук, С.И. Проценко, И.В. Чешко, И.М. Пазуха // ФТТ. – 2006. – Т.48, Вып. 10. – С. 1729-1739.
166. Проценко С.І., Чешко І.В., Однедворець Л.В. Феноменологічна модель електрофізичних властивостей плівкових гранульованих сплавів // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2008. - №1. – С.22-27.
167. Структура і електрофізичні властивості двошарових плівок Co/(Au, Ag, Cu) та Cu/Cr / Е. Майокова, С.І. Проценко, І.М. Пазуха, І.Ю. Проценко, І.В. Чешко // Тези конференції НАНСИС 2007. – Київ:ІФ НАНУ, 2007. – С.5-51.
168. Correlation between structure and electrophysical properties multilayers film system on base Co, Au or Ag / M. Marszalek, I. Cheshko, O. Synashenko, S. Protsenko // Book of Abstracts of Workshop on Smoothing and Characterization of Magnetic Films for Advanced Devices. - Krakow: AGH UST, 2008 - P.24
169. Опанасюк Н. М. Розмірно-кінетичні явища в тонких плівках хрому, міді та кобальту з низькою концентрацією дефектів кристалічної будови: Автореф. дис. кандидата ф.-м. наук: 01.04.07//Сумський державний університет. – Суми, 1999. – 19 с.
170. Вплив деформації та термообробки на електрофізичні властивості багатошарових плівкових систем / Д. Великодний, С. Проценко, І. Чешко, І. Пазуха // Матеріали Міжнародної конференції ЕВРИКА-2006. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2006. – С.А39

171. Ефект тензочутливості у тонких металевих полікристалічних плівках / Л.В. Дехтярук, Є.О. Забіла, С.І. Проценко та ін. // Металлофиз. новейшие технол. – 2004. – Т.26, №10. –С.1361-1371.
172. Черноус А.М. Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення. Автореф. дис. доктора ф.-м. наук: 01.04.07//Сумський державний університет. – Суми, 2006. – 40 с.
173. Дехтярук Л.В., Проценко І.Ю., Черноус А.М. Транспортні розмірні ефекти в двошарових полікристалічних плівках //Успехи физ. мет. – 2007. Т.8, №1.- С. 21-28.
174. Проценко І.Ю., Чешко І. Магнітооптичні та магніторезистивні властивості плівкових систем на сонові Со і Сu / Матеріали міжнародної конференції молодих вчених. – Київ: ІМ НАНУ, 2007. – С.123.
175. Майкова Е., Проценко І.Ю., Чешко І. Структурно-фазовий стан і електрофізичні властивості двошарових плівкових систем Со/Au, Со/Ag і Fe/Cu / Матеріали Міжнародної конференції “Сучасні проблеми фізики твердого тіла”. – Київ: ІМ НАНУ, 2007. – С.178-179.