

УДК 539.216.2; 621.799.14; 537.622

КП

№ держреєстрації 0116U002623

Інв. №

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

40007, м.Суми, вул. Р.-Корсакова,2

e-mail: [protsenko@aph.sumdu.edu.ua](mailto:protsenko@aph.sumdu.edu.ua)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи,  
д-р.фіз.-мат.наук, професор

\_\_\_\_\_ А.М.Чорноус

### **З В І Т**

ПРО НАУКОВО - ДОСЛІДНУ РОБОТУ

## **ВПЛИВ ФІЗИЧНИХ ПРОЦЕСІВ НА ВЛАСТИВОСТІ СПІН-ВЕНТИЛЬНИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ ПЛІВОК Fe, Co ТА Ag, Au, Cu І МАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК**

(проміжний)

Начальник НДЧ,

канд.фіз.-мат. наук, с.н.с.

Д.І. Курбатов

Керівник НДР,

д-р.фіз.-мат.наук, професор

С.І.Проценко

2017

Рукопис закінчено 20 грудня 2017 року

Результати роботи розглянуті науковою радою СумДУ, протокол від 28 грудня 2017 р. № 4

## СПИСОК АВТОРІВ

Керівник НДР, головний науковий співробітник, д-р.фіз.-мат.наук, професор	20.12.2017 р.	С.І. Проценко (вступ, підрозділи 1.1, 3.2, висновки)
Старший науковий співробітник, канд.фіз.-мат. наук	20.12.2017 р.	І. М. Пазуха (підрозділи 3.1, перелік джерел посилань)
Старший науковий співробітник, канд.фіз.-мат.наук, доцент	20.12.2017 р.	І. В. Чешко (реферат, підрозділ1.3)
Молодший науковий співробітник, канд. фіз.-мат. наук, доцент	20.12.2017 р.	Ю. М. Шкурдода (підрозділ1.2, перелік скорочень)
Молодший науковий співробітник, канд. фіз.-мат. наук	20.12.2017 р.	Д.М. Костюк (підрозділ 3.2)
Інженер, канд. фіз.-мат. наук, доцент	20.12.2017 р.	І.О. Шпетний (підрозділ 1.1)
Інженер	20.12.2017 р.	О.С. Динник (підрозділ 2.3)
Інженер, аспірант	20.12.2017 р.	А.М. Логвинов (підрозділ 2.2)
Інженер, аспірант	20.12.2017 р.	І.А. Проценко (підрозділ 3.1.1)
Інженер, студент	20.12.2017 р.	М.О. Шумакова (підрозділ3.1.2)
Лаборант, студент	20.12.2017 р.	О.В. Бездідько (підрозділ 3.3)
Лаборант, студент	20.12.2017 р.	К.С. Одноворець (підрозділ 1.1)
Лаборант, студент	20.12.2017 р.	С.С. Ільїн (підрозділ 1.3)
Лаборант, студент	20.12.2017 р.	О.В. Коваленко (підрозділ 1.2)

## РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 60 с., 30 рис., 5 табл., 78 джерел.

БАГАТОШАРОВА НАНОСТРУКТУРА, СПІН-ВЕНТИЛЬ, МАГНІТНІ НАНОЧАСТИНКИ, МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ, ТОНКА ПЛІВКА.

Об'єкт досліджень – магніторезистивні властивості приладових наноструктур спін-клапанного типу на основі металів та магнітних наночастинок.

Мета роботи полягала у встановленні оптимальних умов формування функціональних елементів спін-клапанних структур на основі Fe, NiAg або Cu та Co і Cu та упорядкованих масивів НЧ  $Fe_3O_4$  та  $CoFe_2O_4$  наперед заданими стабільними магніторезистивними властивостями.

Методи дослідження – методи формування наноструктурованих плівок та упорядкованих масивів наночастинок (метод Ленгмюра-Блоджетт, спін-коатингу та вакуумної конденсації); методи дослідження фізичних властивостей твердих тіл (електронна просвічуюча мікроскопія, електроннографія; чотириточковий метод вимірювання магнітоопору в різних геометрія); математичні методи обробки експериментальних даних та комп'ютерне моделювання і програмування в середовищі LabVIEW.

Встановлені температурні, розмірні та концентраційні залежності магніторезистивних властивостей приладових тонкоплівкових структур спін-клапанного типу на основі Fe, NiAg або Cu та Co і Cu та магнітних НЧ  $Fe_3O_4$  та  $CoFe_2O_4$ .

Впровадження результатів роботи можливе при розробці конструктивно-технологічних параметрів функціональних наноструктур у вигляді металевих спін-вентилів як термостабільних чутливих елементів сенсорів магнітного поля, спінових транзисторів, спінових ізоляторів та перемикачів в наноелектронних та спінтронних елементах.

## ЗМІСТ

	С.
Перелік скорочень та умовних позначок.....	6
Вступ.....	7
1 Магніторезистивні властивості тонкоплівкових структур спін-клапанного типу на основі Fe, NiAg або Cu та Co і Cu магнітних наночастинок.....	8
1.1 Принципи формування ефективних металевих спін-клапанів.....	8
1.2 Магніторезистивні властивості спін-клапанних структур на основі тонких плівок Fe, NiAg або Cu та Co і Cu.....	11
1.3 Магніторезистивні властивості масивів магнітних наночастинок як фрагментів спін-клапанних структур.....	13
2 Формування спін-клапанних структур на основі Fe, NiAg або Cu та Co і Cu магнітних наночастинок та методи дослідження їх фізичних властивостей.....	20
2.1 Формування спін-клапанних структур на основі Fe, NiAg або Cu та Co і Cu із наперед заданими властивостями.....	18
2.2 Методика формування впорядкованих масивів магнітних наночастинок як фрагментів спін-вентильних структур.....	19
2.3 Методика дослідження магніторезистивних властивостей металевих багат шарових плівкових структур та упорядкованих масивів магнітних наночастинок.....	21
3 Магніторезистивні властивості спін-клапанних систем на основі Fe, NiAg або Cu та Co і Cu магнітних наночастинок.....	24
3.1 Магніторезистивні властивості багат шарових металевих плівкових систем спін-вентильного типу.....	24
3.1.1 Магнітоопір плівкових структури на основі Co/Cu (Ag)/Fe.....	24
3.1.2 Термічна стабільність магнітних характеристик плівкових структур	

на основі Co/Cu(Ag)/Fe.....	30
3.2Магніторезистивні властивості структур спін-класанного типу на основі Co і Cu з використанням мультишарів.....	40
3.3Магніторезистивні властивості функціональних шарів спін- вентильних структур на основі упорядкованих масивів магнітних наночастинок.....	46
Висновки.....	52
Перелік джерел посилань .....	54

## ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА УМОВНИХ ПОЗНАК

НЧ – наночастинки;

ФМ1, ФМ2 – 1-й і 2-й функціональний феромагнітний шари;

НМ – немагнітний прошарок;

ФМЖ, ФММ – магнітожорсткий та магнітом'який феромагнетик;

ФШ – фіксуєчий шар;

$d, d_i$  – товщина плівки та окремого шару в багат шаровій плівці;

П – підкладка;

$H$  – напруженість магнітного поля,

$B$  – індукція магнітного поля;

$\Delta R$  – зміна електричного опору зразків при накладанні зовнішнього магнітного поля;

$R_0$  – електричний опір зразка без зовнішнього магнітного поля;

МО ( $\Delta R/R_0$ ) – магнітоопір;

ГМО – гігантський магнітоопір;

$S_B$  – чутливість до магнітного поля;

$M, M_s$  – намагніченість та намагніченість насичення;

$M/M_s$  – нормоване значення намагніченості зразку;

$\phi$  – кут повороту зразка;

$D_{cr}$  – величина критичного діаметру переходу до одно-доменного стану;

УМНЧ – упорядковані масиви наночастинок;

ПМ – провідна матриця;

$B_c (H_c)$  – коерцитивна сила;

$B_s (H_s)$  – поле насичення;

$T_p, T_b$  – температура підкладки, відпалювання;

ПЕМ – просвічуючий електронний мікроскоп;

т. р. – твердий розчин;

$d_{hkl}, hkl$  – міжплощинна відстань та кристалографічні індекси Міллера.

## ВСТУП

Матеріали із спін-залежним розсіюванням електронів, до яких відносяться спін-вентилі різних типів, використовують для формування чутливих елементів сучасної електроніки і сенсорної техніки. Не зважаючи на те, що магніторезистивні, магнітні властивості таких наноструктур інтенсивно досліджуються протягом останніх десятиліть (див., наприклад, [1], [2]) деякі питання залишають все ще невирішеними. Зокрема, одним із пріоритетних напрямків досліджень є пошук матеріалів з високою температурною стабільністю магнітних і магніторезистивних властивостей, формування на їх основі функціональних елементів різного призначення з покращеною термостабільністю їх характеристик, що забезпечить ефективність роботи як окремих елементів, так і приладів в цілому. У залежності від області використання, до магнітних характеристик таких структур висуваються різні вимоги, однак їх термічна стабільність є пріоритетом для забезпечення стабільної роботи приладів на їх основі. Спін-вентильні структури складаються з магнітних шарів на основі феромагнетиків, парамагнетиків або їх сплавів та немагнітних прошарків, зазвичай із Au, Ag або Cu. Актуальним на сьогодні є питання пошуку матеріалів, що мають термостабільні магнітні властивості (див., наприклад, [4], [5]) з метою формування на їх основі термостабільних магнітних приладів.

На першому етапі даної роботи у результаті експериментальних досліджень кристалічної структури, процесів фазоутворення та дифузії, морфології поверхонь в процесі формування та під дією температури багатошарових плівкових структур була запропонована методика формування функціональних елементів у вигляді спін-клапанів на основі Fe, Ni/Ag або Cu та Co і Cu та магнітних наночастинок  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ . На даному етапі роботи актуальною проблемою є вивчення питання температурної стабільності магніторезистивних властивостей цих приладових структур, що визначають температурну стабільність робочих характеристик функціональних елементів на їх основі.

# МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТОНКОПЛІВКОВИХ СТРУКТУР СПІН-КЛАПАННОГО ТИПУ ТА ЇХ ФРАГМЕНТІВ НА ОСНОВІ Fe, NiAg або CuTASo і CuTA МАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК

## 1.1. Принципи формування ефективних металевих спінь-клапанів

Вцілому спінь-вентильні магніто-резистивні наноструктури – це тонкоплівкові багатошарові наноструктури з феромагнітними шарами, які розрізняються. Антиферомагнітна взаємодія між феромагнітними шарами або відсутня, або незначна. Цей обмінний зв'язок сильно послаблюється за рахунок досить великої товщини (15-50 Å) немагнітного провідного шару з благородного металу. Якісно ці структури мають такий вигляд: захисний шар/ФШ/ФМ2/НМ/ФМ1/ /підшар/підкладка, де ФМ1 і ФМ2 – феромагнітні шари, які виготовляють із м'якого феромагнетика Co, Ni або Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>; НМ – прошарок немагнітного металу (Cu, Ag, Au або інший метал з високою провідністю), який розділяє феромагнітні шари; ФШ – фіксує шар, антиферомагнітний (зазвичай FeMn). Фіксує шар створює обмінну анізотропію в шарі ФМ2, завдяки чому вектор намагніченості шару ФМ2 може бути переорієнтований лише в порівняно великих полях (більше 16 – 24 кА/м), тоді як шар ФМ1 перемагнічується в слабких полях (менше 1,6 кА/м) [6].

Спін-клапанні структури, сформовані на основі Co і Fe та розділені немагнітним металевим шаром відносяться до псевдо спінь-клапанних структур, в яких по черговому перемагнічування магнітних шарів реалізується за рахунок різної коерцитивності [7], [8], а не за рахунок додавання закріплюючого антиферомагнітного шару [9], [10]. Прикладом такої структури може бути система сформована на основі магнітожорсткого Co та магнітом'якого Fe [11] – [13], розділені шаром благородного металу Ag. Необхідно відмітити, що згідно робіт [11] та [14] магнітні характеристики таких структур суттєво залежать від порядку чергування шарів та їх товщини. У зв'язку з цим доцільно формування псевдо спінь-вентильних структур на основі феромагнітних матеріалів Co і Fe та



благородного металу Ag з різною товщиною та порядком конденсації шарів, а також визначення серед них найбільш температурно стабільної структури. Крім того шар Fe можна замінити на шар пермалою ( $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ ) з метою визначення того, як вплине заміна магнітом якого матеріалу на магнітні характеристики системи в цілому.

Спін-клапанні структури на основі магнітом'якого пермалою та магнітожорсткого Co, розділені прошарком немагнітного матеріалу (Ag) відносяться до псевдо спін-вентельних структур, в яких незалежне перемагнічування магнітних шарів реалізується завдяки різній коерцитивності, а не внаслідок наявності додаткового антиферомагнітного закріплюючого шару. Дані системи поєднують у собі високі значення поля насичення шару Ru та анізотропію шару Co. Основною характеристикою спін-клапанів є залежність електричного опору пристрою від індукції зовнішнього магнітного поля [1]. На рис. 1.1 наведена реальна структура спінового вентиля та його робоча характеристика.

Якщо в початковому стані ( $H = 0$ ) у СВ NiFe/Cu/NiFe вектори намагніченості феромагнітних шарів орієнтовані однаково, то в полі, яке не перевищує  $0,8 \text{ кА/м}$ ,

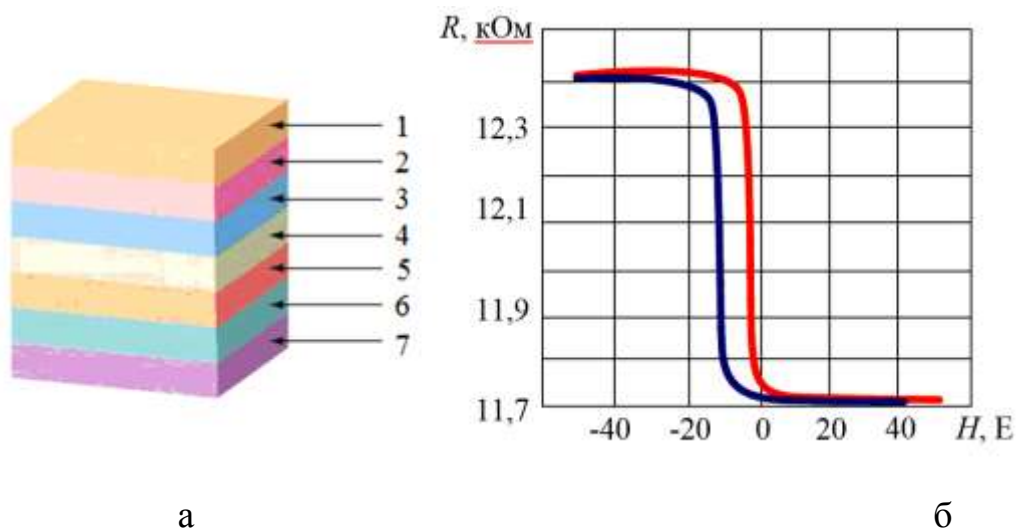


Рисунок 1.1 - Приклад структури спін-вентиля (а) та його робочої магніторезистивної характеристики (б) [2]: 1 – захисний шар (Ta); 2 – обмінний

шар (FeMn); – фіксований шар (Co); 4 – проміжний шар (Cu); 5 – вільний шар (NiFe); 6 – буферний шар (Ta); 7 – підкладка (Si)

вектор намагніченості вільного шару ФМ1 орієнтується антипаралельно вектору намагніченості шару ФМ2, що супроводжується збільшенням опору структури. Шар ФМ2 перемагнічується лише при збільшенні напруженості магнітного поля до рівня насичення  $H_s$ , що перевищує напруженість поля обмінної анізотропії. При переході від антипаралельної орієнтації магнітних моментів шарів до паралельної супроводжується різким зменшенням електроопору. Кращі результати отримані для пермалоевих або кобальтових СВ, для яких у полях  $H \leq 0,8 - 1,6$  кА/м, величина  $\Delta R/R$  становить 5 – 10 % [2].

У псевдоспін-клапанах (рис. 1.2) антипаралельна орієнтація може бути досягнена завдяки різній коерцитивності у двох феромагнітних шарах [15] – [17].



Рисунок 1.2 – Загальна структура псевдоспін-клапана:

ФМЖ – магнітожорсткий феромагнетик; НМ – немагнітний провідний шар;

ФММ – м'який феромагнетик

Магнітні моменти магнітом'якого та магнітожорсткого магнітних шарів переорієнтуються при різних значеннях прикладеного поля, тому при певному діапазоні значень магнітного поля стає можливим випадок, коли магнітні моменти антипаралельні та опір всієї системи високий. Різні значення коерцитивної сили в двох феромагнітних шарах досягаються за рахунок використання різної товщини цих шарів, матеріалів,  $i$  / або різної орієнтації кристалічної анізотропії в цих двох шарах. Перевагою спін-вентильних сандвічів є досить низькі значення поля насичення  $H_s \sim (0,16-0,32)$  кА/м, при яких виникає гігантський магнітоопір. Крім

того, амплітуда гігантського магнітоопору в них лінійно залежить від кута повороту намагнічених шарів відносно один одного [18].

## **1.2 Магніторезистивні властивості спін-кляпанних структур на основі тонких плівок Fe,NiiAg або CutaCoi Cu**

Нами у роботі [19] теоретично та експериментально була досліджена залежність магнітоопору (МО) в магнітних тришарових плівках NiFe/Cu/Co. Для всіх досліджуваних невідпалених плівок NiFe/Cu/Co із  $d_{Cu} < 2$  нм спостерігається анізотропний магнітоопір (АМО), що пояснюється структурною несущільністю немагнітного прошарку, внаслідок чого існує досить сильний прямий зв'язок магнітних шарів. Така взаємодія перешкоджає роздільному перемагнічуванню шарів, а отже ефект ГМО не виникає. Ми показали, що для невідпалених зразків із  $d_{Cu} = 2$  нм - 10 нм спостерігається тільки зменшення електроопору при внесенні зразків у магнітне поле незалежно від його напрямку (рис. 1.3 а). Величина МО для цих плівок становить 0,2 % - 1,3 %. Ефект ГМО в даних тришарових системах реалізується. Невелику амплітуду ефекту ГМО можна пояснити або утворенням у структурі на межі поділу шарів парамагнітного твердого розчину (NiFe, Cu), що призводить до «втрати інформації» про свій спін електронами при їх розсіянні, або наявністю «містків» через немагнітний прошарок невеликої ефективної товщини, що призводить до виникнення феромагнітного зв'язку між шарами, і як наслідок, до порушення антипаралельної конфігурації. На рис. 1.3 (б) наведена експериментальна залежність магнітоопору від товщини верхнього (покриваючого) NiFe шару за умови, що товщина базового магнітного шару Co та товщина мідного прошарку є незмінними. Отримані залежності показують, що амплітудне значення ефекту ГМО спостерігається за умови рівності товщин базового та покриваючого шарів металу внаслідок відсутності ефекту шунтування струму. У випадках  $d_2/d_1 \ll 1$  та  $d_2/d_1 \gg 1$  ефект ГМО практично відсутній внаслідок шунтування струму базовим шаром Co чи покриваючим шаром металу.

У роботі [20] викладені результати дослідження впливу товщини мідного шару на магнітні та магнітотранспортні властивості спін-клапанів структури a/NiFe/Cu/NiFe/FeMn. Було встановлено, що збільшення товщини мідного шару

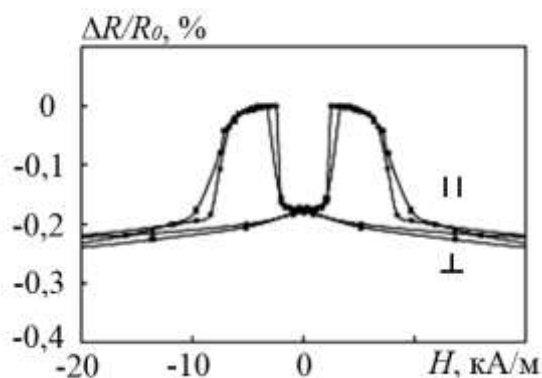


Рисунок 1.3 - Магніторезистивні залежності для структури NiFe/Cu/Co/П:  $d_{\text{Co,FeNi}} = 35$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм

та викликає зменшення взаємної дифузії між шарами NiFe та FeMn, і, як наслідок, зміну одноосної анізотропії закріпленого шару NiFe, взаємодії між фіксованим шаром NiFe та FeMn, а також поля обмінного зміщення у фіксованому шарі NiFe.

У роботі [12] проводився аналіз іншої тонкоплівкової спін-клапанної структури, у складі якої присутні пермалой та кобальт. Залежність значення ГМО для NiFe(25)/[Cu( $d_{\text{Cu}}$ )/Co(1,2)/Cu( $d_{\text{Cu}}$ )/NiFe(2,8)]<sub>30</sub> від товщини немагнітного шару Cu показує осциляцію величини ГМО, що свідчить про існування обмінної взаємодії у прошарку. Залежність значення ГМО від товщини буферного шару NiFe для NiFe( $d_b$ )/[Cu(3,6)/Co(1,2)/Cu(3,6)/NiFe (2,8)]<sub>30</sub>, різко зростає, досягає максимуму при  $d_b = 25$  нм, після чого поступово зменшується. Внесок АМО несуттєвий (при товщині плівки NiFe не більше 35 нм АМО менше 0,7%).

Крім дослідження впливу товщини та матеріалу магнітних шарів чи немагнітного прошарку на магнітні властивості спін-клапанів, виконується аналіз впливу умов отримання плівкових систем (рис. 1.4). А саме, авторами [16] була виконана спроба оптимізації значення ГМО за рахунок зміни тиску Ar при магнетронному напиленні. Кожний шар СВ типу NiFe(5)/Cu(3)/Co(3)/П (підкладка – SiO<sub>2</sub>) отримувався при однаковому тиску. Тиск Ar у системі розпилення був 34

Па, 87 Па та 170 Па (відповідно зразки S1, S2, S3). Виявили, що при зміні тиску залишаються окремі петлі магнітного гістерезису (рис. 1.7, а), які

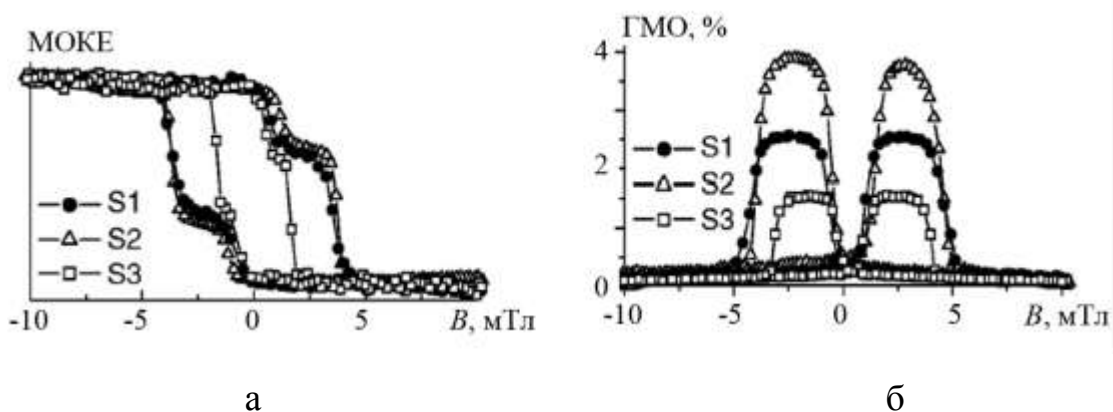


Рисунок 1.4 – Магнітооптичні (а) та магніторезистивні (б) петлі гістерезису для структур NiFe(5)/Cu(3)/Co(3)/П при тиску аргону, Па: 34 (S1), 87 (S2) та 170 (S3). Із роботи [16]

відповідають магнітожорсткому Co та магнітом'якому пермалою. Ступінь антипаралельного впорядкування залишається незмінним. Крім того, залежність значення ГМО від тиску в системі наплення не є монотонною: присутній максимум ГМО 4% при середньому значенні тиску в 87 Па (рис. 1.4 б).

### 1.3 Магніторезистивні властивості масивів магнітних наночастинок як фрагментів спін-клапанних структур

Магнітні нанокompозити на основі наночастинок вважаються одним із перспективних типів новітніх магнітних матеріалів. До них відносять як натуральні так і штучні суміші магнітних нанорозмірних частинок вбудованих до немагнітної діелектричної, напівпровідникової або металічної матриці. Дослідження таких систем необхідне для більш глибокого розуміння їх магнітних властивостей (розмірні ефекти), а також внаслідок їх унікального науково-технічного використання [22]. Найчастіше такі системи представлені гранульованими сплавами, які складаються із магнітних частинок (Fe, Ni, Co) вбудованих до немагнітної матриці ( $\text{SiO}_2$ , BN,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , Cu та ін.). Цікавість до таких систем полягає у

можливості отримання наперед заданих магнітних властивостей шляхом контролю розмірів частинок, товщини та типу немагнітної матриці [23], [24]. Так, можливість виникнення гігантського магнітоопору (ГМО) у магнітно неоднорідному середовищі із одно-доменними феромагнітними гранулами було експериментально продемонстровано Хіао та ін ще у 1992 році [25]. Дослідження показали залежність величини ГМО від розмірів магнітних частинок Fe або Co у провідній матриці Cu. У гранульованих сплавах явище ГМО - ізотропна величина. Тобто перпендикулярний та повздовжній магнітоопір (МО) суттєво не відрізняються, а додатковий електричний опір обумовлено розсіюванням на феромагнітних частинках. Більш широко ГМО пояснюється інтерфейсним спін-залежним розсіюванням [26], [27], де важливу роль відіграє шорсткість інтерфейсів [28]. Вивчення ГМО у магнітних/немагнітних гранульованих сплавах Co/Cu, Co/Ag, Fe/Ag та Fe/Cu спричинило розвиток нового напрямку дослідження магнітотранспорту у магнітних плівках [29]. Автори роботи [30] показали вплив спін-залежного розсіювання на магнітних інтерфейсах на формування ГМО у гранульованих сплавах. Результати роботи пояснюють причини збільшення опору і магнітоопору із зменшенням розмірів магнітних зерен.

Цікавими для дослідження також вважають нанокompозити із діелектричною матрицею, які перспективні для використання у діапазоні високих частот. Високе значення величини магнітної проникності на частотах до 1 ГГц було продемонстровано авторами робіт [31] – [33] для композитних тонких плівок із наночастинками Co. З іншого боку автори роботи [34] зазначають про можливість використання багатофазних нанокompозитів на основі ВОГ та суперпарамагнітних наночастинок  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  вбудованих до полімерної провідної матриці для ефективного поглинання мікрохвильового випромінювання. У даному випадку вимірювання проводились у діапазоні частот 8.2-12.4 ГГц.

Самоупорядковані масиви магнітних НЧ вбудованих до напівпровідникової матриці пористого кремнію виступають перспективними кандидатами для інтеграції спінтронних елементів безпосередньо до структури електронного мікросхему. Так, автори роботи [35] показали залежність коерцитивної сили

магнітних наноконкомпозитів від розмірів, форми і особливостей пакування НЧ Со або Ні, а також від морфології поверхні пористого кремнію. Наноконкомпозитам  $\text{NiFe}_2\text{O}_4/\text{SiO}_2$  отриманим золь-гель методом авторами роботи [36] характерне майже лінійне намагнічення у залежності від концентрації НЧ  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ .

Слід наголосити, що зазвичай плівкова геометрія спінів-вентилів [37] – [40] передбачає наявність суцільної феромагнітної плівки із великими магнітними доменами, що контактують одне з одним. Нижче деякого критичного діаметру утворення магнітних доменів стає енергетично не вигідним. Внаслідок цього частинка переходить до одно-доменного стану, а її поведінка починає сильно залежати від відношення  $U_a/k_B T$ , де  $U_a$  характеризує енергію магнітної анізотропії частинки, а  $k_B$  – константа Больцмана. При низьких значеннях  $U_a/k_B T$  частинка поводить себе як парамагнітний атом (суперпарамагнетизм), тоді як при  $U_a/k_B T \gg 1$  її магнітний момент коливається між напрямками, що відповідають мінімумам вільної енергії [25]. Перемагнічення у цьому випадку відбувається шляхом когерентного обертання спінів. У гранульованих системах із малими одно-доменними частинками розміри феромагнітних доменів залишаються незмінними. Зовнішнє поле лише обертає магнітні вісі частинок. Обертання доповного вирівнювання всіх магнітних осей поступово зменшує опір [41]. Петля гістерезису гранульованої магнітної системи описує обертання магнітних осей. Значення  $D_{cr}$  можуть лежати у діапазоні від 10 до 800 нм, але для більшості матеріалів вони складають менше 100 нм. Величини діаметру однодоменності для феритів шпінелі  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  та  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  при кімнатній температурі наведені у табл. 1.1. Магнітна поведінка НЧ у залежності від їх розміру представлена на рис. 1.5.

Таблиця 1.1 – Величина критичного діаметру переходу до одно-доменного стану, вісь легкого намагнічення та температура Кюрі для наночастинок феритів шпінелі  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  та  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$

Ферит	$D_{cr}$ , нм	Вісь легкого намагнічення	Температура Кюрі, К
$\text{Fe}_3\text{O}_4$	128[42]	111[43]	858 [44]

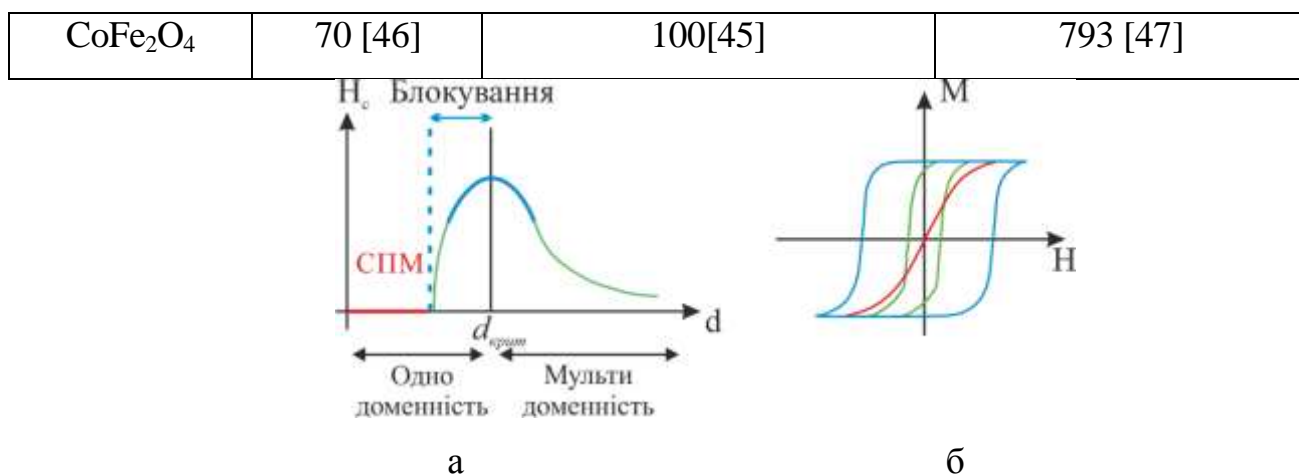


Рисунок 1.5– Розмірна залежність коерцитивної сили (а) та крива намагнічування (б) наночастинок у залежності від їх розміру в узагальненому вигляді [48]

При рівномірному намагніченні магнітні моменти кожної частинки орієнтовані за напрямом легкої вісі, що зазвичай відповідає деякому кристалографічному напрямку та визначається магнітокристалічною анізотропією матеріалу, яка виникає внаслідок спин-орбітального зв'язку. Вісь легкого намагнічення не залежить від форми та обумовлена структурою матеріалу. Напрямок легкої осі для феритів шпінелі  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  та  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  при кімнатній температурі приведені у табл. 1.1. У феритах шпінелі розподіл катіонів між октаедричними та тетраедричними сторонами може впливати на такі фундаментальні магнітні властивості як насичення намагніченості, обмінна взаємодія та температура ферромагнітного упорядкування [49]. Температуру Кюрі для цих матеріалів приведено у табл. 1.1.

Синтезовані гідротермальним методом НЧ  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  досліджувались у роботі [50]. Отримані криві намагнічення, що представлені на рис. 1.6 б типові для м'яких магнітних матеріалів, а "S" – подібна форма із незначною коерцитивністю ( $H_c = 0.60 \text{ Oe}$  та  $0.64 \text{ Oe}$ ) свідчить про присутність малих суперпарамагнітних частинок. Методом ВМ автори роботи [51] досліджували магнітні властивості НЧ  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ . Отримані високі значення коерцитивності та низьке насичення намагніченості при  $77 \text{ K}$  автори пояснюють ростом магнітної анізотропії, що стримує упорядкування моментів у зовнішньому магнітному полі (рис. 1.6 а).



Авторами роботи [52] спостерігався ефект аномального позитивного магнітоопору для системи НЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Ag}$  (рис. 1.7). Відпал НЧ феритів шпінелі може

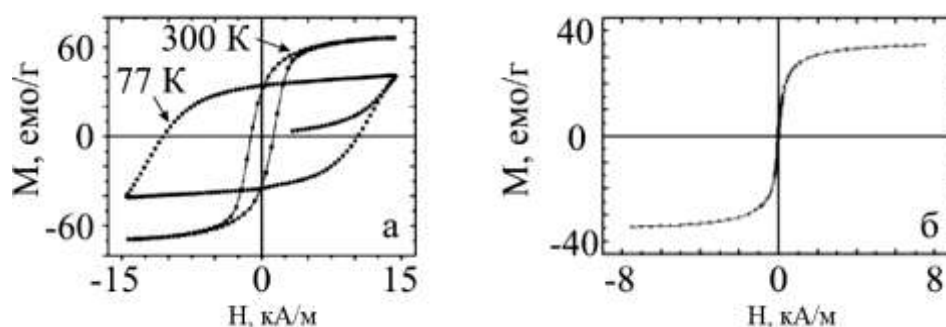


Рисунок 1.6– Криві намагнічення упорядкованих масивів НЧ  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  із середнім розміром 24 нм [51] (а) та для НЧ  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  із середнім розміром 12 нм (б).

Із роботи [96]

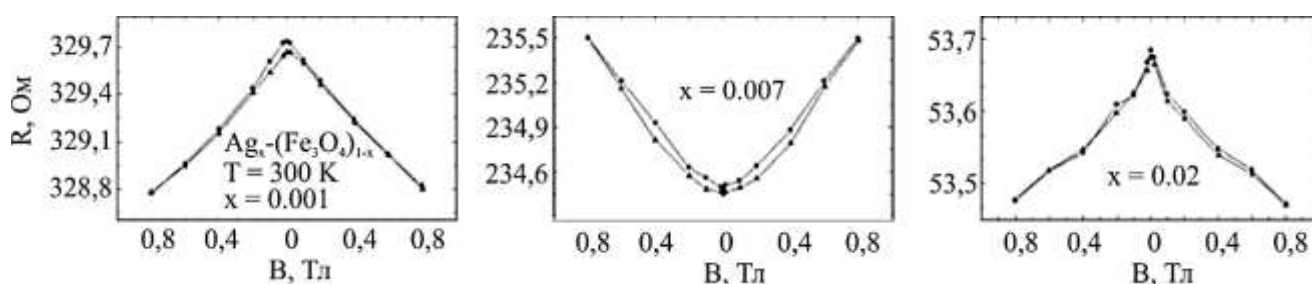


Рисунок 1.7– Магніторезистивні залежності для системи НЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Ag}$  при кімнатній температурі та різних концентраціях атомів Ag системи [52]

призводити до укрупнення НЧ та/або утворення чистих фаз складових магнітних матеріалів. Вбудовані до матриць провідних немагнітних металів, наприклад  $\text{Cu}$ ,  $\text{Au}$ ,  $\text{Ag}$ , такі системи можуть проявляти магніторезистивні властивості за рахунок спин-обмінної взаємодії на феромагнітно/парамагнітних інтерфейсах. Магніторезистивні властивості упорядкованих масивів НЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  вбудованих у провідну матрицю  $\text{Cu}$  розглядались у роботі [53].

## 2 ФОРМУВАННЯ СПІН-КЛАПАННИХ СТРУКТУР НА ОСНОВІ Fe, NiAg АБО CuTaCoI CuTA МАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ ФІЗИНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ

### 2.1 Методика формування металевих багатошарових плівкових структур спін-вентильного типу на основі Fe, NiAg або CuTaCoI Cu

Для дослідження магніторезистивних властивостей плівкових систем спін-вентильного типу та їх стабільність під впливом температури були сформовані декілька серій зразків у вигляді багатошарових плівкових систем. Зокрема серія зразків у вигляді псевдо спін-клапани чотирьох типів, сформовані на основі магнітних матеріалів Co і Fe: Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П, Au(3)/Fe(20)/Ag(6)/Co(3)/П, Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П та Au(3)/Fe(3)/Ag(6)/Co(20)/П. Зразки серії на основі магнітних матеріалів Co і Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>: Au(3)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(25)/Ag(*d*<sub>Ag</sub>)/Co(35)/П, де *d*<sub>Ag</sub> = 15, 17, 20, 23 нм. Метал Ag були обрані проміжний шар для зразків цих серій, оскільки Ag характеризується низькою взаємною розчинністю з Co, Fe, та Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> [54] – [56]. Інша серія зразків з магнітними функціональними шарами Co та Fe для порівняння була отримана з використанням прошарку з Cu.

Для перевірки термостабільності магнітних характеристик спін-вентильних систем з використанням мультишарів були отримані серії зразків спін-клапанного типу Au(10)/Co(*d*)/Cu(*d*)/Co(20)/П де *d* = 6 – 10 нм; серія зразків спін-клапанного типу з використанням мультишарів Au(10)/[Cu(3)/Co(3)]<sub>*n*</sub>/Cu(5)/Co(20)/П і Au(10)/Co(6)/Cu(5)/[Cu(3)/Co(3)]<sub>*n*</sub>/П та серія відповідних мультишарів Au(10)/[Cu(3)/Co(3)]<sub>*n*</sub>/П, де *n* = 2 – 8.).

Всі серії зразків, які досліджувалися, осаджувалися у вакуумній камері приладу ВУП-5М при тиску газів залишкової атмосфери 10<sup>-4</sup> Па на підкладки з аморфного Si, покриті природним шаром оксиду SiO<sub>2</sub>. Всі зразки отримувалися методом термічного випарування при температурі підкладки 450 К. Швидкість конденсації становила 0.1 нм/с для Co, Fe і Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> та 0.6 нм/с для Ag. Товщина немагнітного прошарку підбиралась таким чином, щоб виключити появу прямої обмінної взаємодії між шарами феромагнетиків та шунтування структури в цілому. Тонкий

шар Au, що наносився на поверхню досліджуваних структур виконував функцію захисного шару, оскільки Au характеризується низькою хімічною активністю з газами залишкової атмосфери. Au. Товщина зразків контролювалася в процесі конденсації методом кварцового резонатора. Для дослідження термічної стабільності фізичних властивостей зразки відпалювалися у вакуумній камері до температур  $T_v = 700$  та  $900$  К.

Структурно-фазовий стан зразків контролювалася за допомогою просвічуючого електронного мікроскопа ПЕМ-125К, крім того, наявність домішок перевірялась методом енергодисперсійної рентгенівської спектроскопії.

З метою дослідження впливу процесу термовідпалювання на магнітні властивості псевдо спін-класанних структур, всі зразки витримувалися протягом 30 хв. при температурах 450, 600 і 750 К. Процес термовідпалювання проводився у вакуумній камері при тиску газів залишкової атмосфери  $10^{-4}$  Па.

## **2.2 Методика формування впорядкованих масивів магнітних наночастинок як фрагментів спін-вентильних структур**

Наночастинки  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  і  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , які використовувалися у наших дослідженнях, були отримані методом хімічного синтезу авторами роботи [57] та використовувались без змін. У дослідженнях НЧ наносились на підкладки модифікованим методом Ленгмюра-Блоджетт на межі поділу повітря/вода в умовах атмосфери (рис. 2.1) та спін-коатингу (рис. 2.2). Метод Ленгмюра-Блоджетт полягає у формуванні шару матеріалу на поверхні води та її поступовому переносі на підкладку. Нанесення розчину необхідного матеріалу відбувалось методом капання із використанням прецизійного лабораторного мікрошприця об'ємом 50 мкл. НЧ наносились із розчину у хлороформі, який ідеально підходить для цього процесу за рахунок високої швидкості випарування та з іншого боку він приводить до агрегації НЧ.

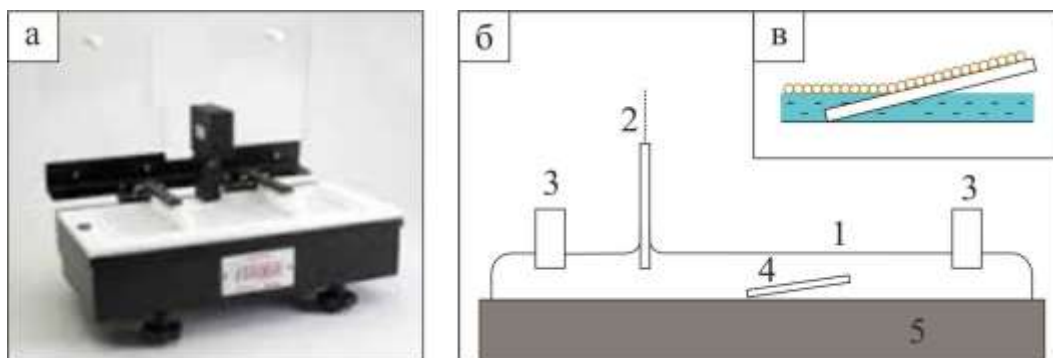


Рисунок 2.1 – Установка для нанесення наноструктурованих плівок методом Ленгмюра-Блоджетт (а); схематичне зображення основних конструктивних елементів (б) та схема процесу осадження (в): 1 – поверхня води; 2 – датчик поверхневого натягу (ваги Вільгельмі); 3 – тефлонові барери; 4 – зразок; 5 – ванна

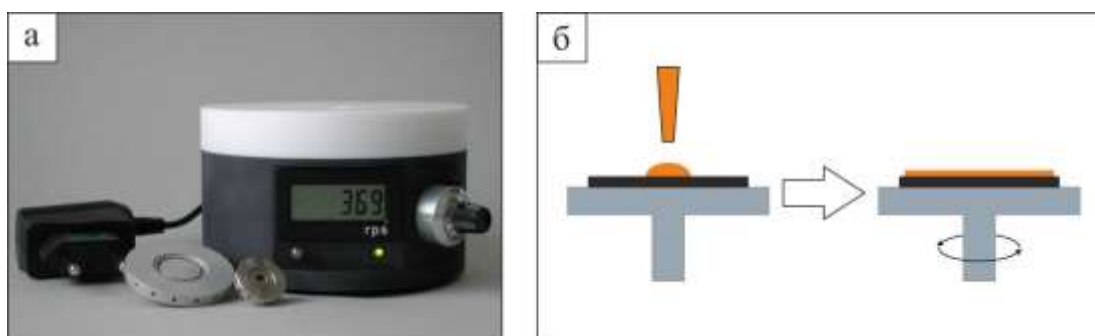


Рисунок 2.2 – Зовнішній вигляд спін-коатера SCI-10 (а) та схематичне зображення процесу спін-коатингу (б)

Для запобігання їх перемішування із водою через високу масу органічного розчинника, 1 мл хлорної кислоти розмішували в 1 л води. Контроль величини поверхневого натягу для ефективного формування моно- або мультишарових плівок відбувається із використанням вагів Вільгельмі, які з'єднуються із поверхнею води через спеціальний хроматографічний папір. Цей процес проводився повністю в автоматичному режимі із використанням спеціального програмного забезпечення.

Використана методика спін-коатингу полягає у розподілі розчину по поверхні підкладки під дією відцентрових сил. Зовнішній вигляд спін-коатера SCI-10 та схематичне зображення процесу спін-коатингу показано на рис. 2.2.

Були використані розчини у толуену НЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  та  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  із концентраціями 1, 5, 10, 25, 50, 75, 100 мкгр/мл у хлороформі. Для нанесення розчини висушувались в умовах атмосфери та розбавлялися хлороформом, отриманий розчин піддавався ультразвуковій обробці протягом 20 хв. Зразки для дослідження динаміки розподілу НЧ було підготовлено капанням розчинів НЧ із концентраціями 1, 5, 10, 25, 50, 75, 100 мкгр/мл на кремнієві підкладки ( $\text{SiO}_2$  (500 нм) / Si (001)) що обертались із швидкостями 10, 25, 50, 75 об/с.

### **2.3 Методика дослідження магніторезистивних властивостей металевих багат шарових плівкових структур та упорядкованих масивів магнітних наночастинок**

Дослідження магніторезистивних властивостей плівкових зразків проводилися при кімнатній температурі з використанням чотириточкової схеми в інтервалі магнітного поля від 0 до 500 мТл [58]. Важливою умовою дослідження магнітоопору є високі вимоги до точності вимірювання електричного опору зразка. У залежності від типу використаних матеріалів та конфігурації вимірювальної системи електричний опір змінюється у діапазоні 0,1 - 30%. Тому для отримання достовірних даних велика увага приділяється вибору методики вимірювання зміни величини електричного опору та електронних вимірювальних приладів, що дозволяють реалізовувати поставлені задачі. Загальноприйнята методика вимірювання електричного опору плівкових зразків полягає у використанні 4 електричних контактів, два із яких служать для пропускання струму, і два для вимірювання напруги. У залежності від розташування вимірювальних контактів розрізняють лінійну та Ван-дер-Пау геометрії [59] (рис. 2.3). Перевагою геометрії Ван-дер-Пау (див. рис. 2.3 а) є можливість розрахунку питомого опору без будь-яких даних про геометричні розміри зразка [60]. При лінійній геометрії вимірювання опору (рис. 2.3 б) розрізняють перпендикулярну (current-perpendicular-to-plane або CPP конфігурація) або паралельну (current-in-plane або CIP конфігурація) до площини

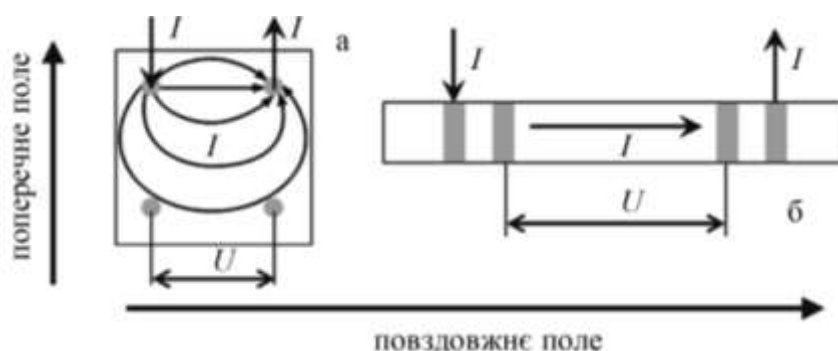


Рисунок 2.3– Схеми вимірювання опору: а – метод за геометрією Ван-дер-Пау;  
б – 4-точкова лінійна геометрія

зразка геометрії проходження струму. У свою чергу, зовнішнє магнітне поле може бути поперечним або повздожнім, у залежності від його напрямку відносно проходження струму. При паралельному магнітному полі  $H$  говорять про повздожній магнітоопір, а у випадку перпендикулярного магнітного поля про поперечний магнітоопір.

В процесі вимірювання електричний струм був направлений паралельно площині зразка, а вимірювання магнітоопору здійснювалося у трьох геометріях – повздожній (лінії магнітної індукції  $B$  направлені вздовж напрямку протікання струму), поперечній (лінії  $B$  направлені перпендикулярно до лінії протікання струму) та перпендикулярній (лінії  $B$  перпендикулярні площині зразка). Величина магнітоопору (МО) визначалася за співвідношенням:

$$MO = \Delta R/R_0 = (R - R_0)/R_0, \quad (1)$$

де  $R$  і  $R_0$  – опір зразка при заданому полі і при насиченні.

За отриманим максимальним значенням МО розраховувалася чутливість зразків по МО до магнітного поля за формулою:

$$S_B = \left| \frac{MO_{\max}}{\Delta B} \right|, \quad (2)$$

де  $\mu_{0\max}$  – максимальне значення магнітоопору;  $\Delta B$  – зміна магнітної індукції від насичення  $B_s$  до розмагнічування.

Дослідження магніторезистивних властивостей наноструктурованих приладових систем на основі НЧ оксидів Fe проводилось у СІР геометрії пропускання струму та змінній геометрії магнітного поля із використанням автоматизованого програмно-апаратного комплексу [61], який було впроваджено в лабораторії мікро- та наноелектроніки кафедри прикладної фізики Сумського державного університету. Даний програмно-апаратний комплекс складається із мультиметра Keithley 2000, блоку живлення PHILIPSPM2811 та цифро-аналогового електронного модуля NI-USB 6008. Суттєвим обмеженням автоматизованої системи була чітко задана у пам'яті блоку живлення розгортка значень напруги і струму для генерації електромагнітного поля. Розгортка запускалась подачею цифрового сигналу +5В із цифрового виходу NI-USB 6008 до тригера блоку живлення. Для підвищення гнучкості проведення вимірювань програмно-апаратний комплекс було вдосконалено перетворювачем інтерфейсів AgilentGPIB-USB, що дозволило керувати блоком живлення та мультиметром із використанням лише GPIB інтерфейсу. Для більш прецизійного встановлення кута повороту зразка відносно напрямку магнітного поля замість крокового двигуна було використано сервопривід SR403P. Керування сервоприводом відбувається через спеціальну інтерфейсну плату керування сервоприводами Pololu USB servo controller, та дозволяє паралельного керувати шістьма сервоприводами. Архітектурно програма базується на використанні стейт-машини на базі черги (Queue State Machine) у поєднанні із об'єктно-орієнтованим підходом до програмування [62].

Дослідження магнітних характеристик проводились при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно і перпендикулярно площині зразка за допомогою вібраційного магнітометра VSM Lake Shore Model 7400 (Інститут Жана Лармора Університету Лотарингії, м. Нансі, Франція).

## **ЗМАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ СПІН-КЛАПАННИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ Fe, NiI AgABOCu,CoI CuТА МАГНІТНИХ НАНОЧАСТИНОК**

### **3.1 Магніторезистивні властивості багатошарових металевих плівкових систем спін-вентильного типу**

#### **3.1.1 Магнітоопір плівкових структури на основіCo/Cu(Ag)/Fe**

Для більш ґрунтовного розуміння магніторезистивних властивостей в тришарових плівках систем Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe спочатку були проведені докладні дослідження МО в двошарових магнітних плівках Co/Fe/П. У всіх досліджуваних зразках Co/Fe/П з товщиною шарів  $d_F = 20-40$  нм спостерігається анізотропія магнітоопору (АМО), яка характерна для однорідних феромагнітних матеріалів. АМО в феромагнетиках реалізується за рахунок взаємодії «вільних» електронів провідності з внутрішніми електронами атомів, спінові моменти яких обумовлюють спонтанну намагніченість [63]. На рис. 3.1 а наведені типові залежності повздовжнього і поперечногоМО від напруженості зовнішнього магнітного поля для свіжесконденсованої двошарової плівки Co/Fe/П ( $d_{Fe} = 40$  нм,  $d_{Co} = 40$  нм). Величина МО для цих зразків для повздовжнього складає 0,04 – 0,06 % та для поперечного – 0,14 – 0,16 %.

У результаті проведеного дослідження магніторезистивного ефекту в свіжесконденсованих зразках Co/Cu(Ag)/Fe/П ( $T_{\Pi} = 300$  К) з товщинами феромагнітних шарів  $d_F = 20 - 40$  нм та немагнітних шарів  $d_N = 2 - 30$  нм було встановлено, що для всіх досліджуваних систем при ефективній товщині немагнітного прошарку  $d_{Cu} < 3$  нм(рис. 1 б) та  $d_{Ag} < 5$  нм реалізується позитивний повздовжній магніторезистивний ефект (опір збільшується при внесенні зразка в магнітне поле). Тобто в таких системах реалізується АМО, який властивий крім однорідних феромагнітних матеріалів, також і магнітним структурам з феромагнітним зв'язком. У роботах [64], [65] показано, що при малих товщинах немагнітного прошарку в тришарових плівкових системах існує пряма обмінна взаємодія між феромагнітними шарами в немагнітному прошарку.



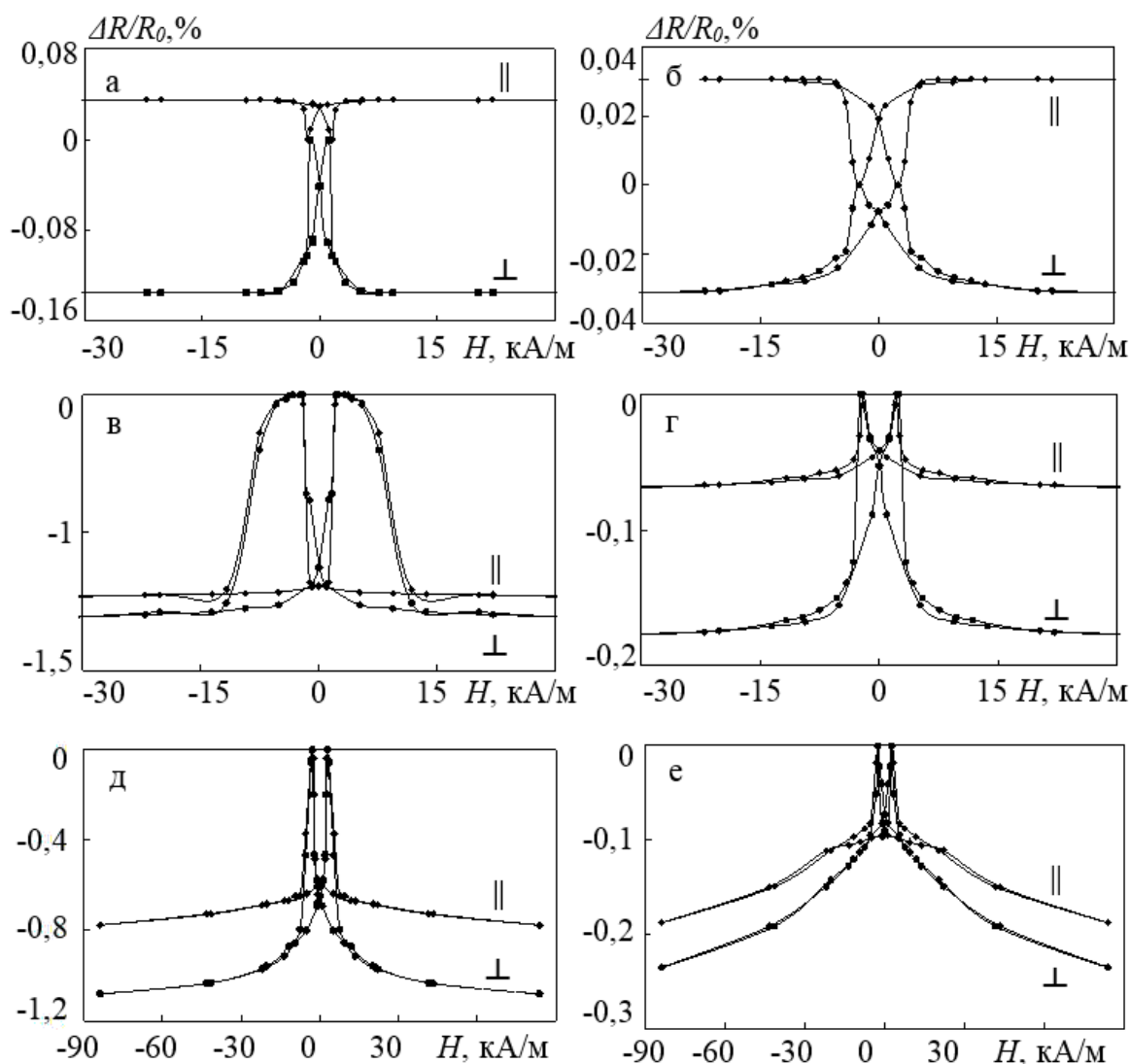


Рисунок 3.1 – Залежність повздовжнього (||) та поперечного (⊥) МО від напруженості магнітного поля для двошарової плівки  $\text{Co/Fe/P}$  ( $d_{\text{Co,Fe}} = 50$  нм) (а), тришарових  $\text{Co/Cu/Fe/P}$  (б, в, г) (б:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 2$  нм; в:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм; г:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм) та тришарових плівок  $\text{Co/Ag/Fe/P}$  (д, е) (д:  $d_{\text{Co,Fe}} = 30$  нм,  $d_{\text{Ag}} = 6$  нм; е:  $d_{\text{Co,Fe}} = 25$  нм,  $d_{\text{Ag}} = 15$  нм)

У свіжесконденсованих тришарових плівках систем Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe ( $T_n = 300$  K) з ефективною товщиною шару міді  $d_{Cu} = 3-15$  нм (рис. 3.1 в, г) та срібла  $d_{Ag} = 5-20$  нм (рис. 3.1 д, е) спостерігається явище ГМО, величина якого складає 0,3–1,2% та 0,3–1,1% відповідно за кімнатної температури. Для таких зразків диполь-дипольна взаємодія є нехтовно малою, а пряма обмінна взаємодія між цими шарами відсутня, бо хвильові функції магнітних іонів у сусідніх шарах не перекриваються (шари розділені спейсером (немагнітний прошарок), набагато товщим за типовий іонний радіус). Але металеві феромагнітні шари і немагнітний прошарок мають спільну систему електронів провідності. Внаслідок цього виникає непряма обмінна взаємодія сусідніх шарів, яка є проявом взаємодії Рудемана-Кіттеля-Косуя-Юсіда (РККІ-взаємодія) для відповідної структури. Як і звичайна РККІ-взаємодія, вона виявляється осцилюючою функцією товщини немагнітного прошарку і може набувати як антиферомагнітного, так і феромагнітного характеру. Підібравши відповідним чином товщину немагнітного прошарку, можна досягти антипаралельної конфігурації магнітних моментів феромагнітних шарів у початковому стані. Такі багатошарові плівки показують великі значення МО. Проте поля, які потрібні для того, щоб перебороти антиферомагнітну взаємодію, є досить великими (близько 1 кЕ), що значно звужує коло практичних застосувань таких зразків [66]. Міжшарова обмінна взаємодія багатошарових плівок складається з двох компонентів: звичайної РККІ-взаємодії та феромагнітного зв'язку, який зумовлений магнітостатичною взаємодією внаслідок міжфазної шорсткості (зв'язок типу «апельсинової шкірки»).

У наших плівкових системах внаслідок відносно товстого прошарку міжшарова обмінна взаємодія значно послаблюється, оскільки величина обох її компонент зменшується при збільшенні товщини немагнітного шару (феромагнітний зв'язок зменшується з товщиною прошарку експоненціально) [65]. Підтвердженням цього є наявність петлі магніторезистивного гістерезису та малі значення полів насичення ( $H_S < 20$  кА/м) [66], [67]. Тому магнітна конфігурація плівкової системи змінюється

від антипаралельної впорядкованості намагніченостей ФМ шарів до паралельної, і навпаки, під дією зовнішнього магнітного поля за рахунок того, що верхній і нижній магнітні шари мають різну коерцитивну силу. Ефект ГМО у тришарових структурах зумовлений наявністю асиметрії спін-залежного розсіювання (СЗР) електронів провідності на межах зерен [66], [68].

При товщині немагнітних прошарків  $d_{Cu} \sim 3$  нм (рис. 3.1 в),  $d_{Ag} \sim 6$  нм (рис. 1 д) величина ГМО максимальна і становить 1,2 % та 1,1 % відповідно за кімнатної температури та за однакової товщини магнітних шарів. Незначна величина ефекту ГМО при вказаних товщинах немагнітного прошарку обумовлена наявністю феромагнітних містків через нього, що призводить до часткового порушення антипаралельної конфігурації.

При охолодженні зразків до 100 К вид магніторезистивних петель залишається практично незмінним (незалежно від товщини шарів). Спостерігається лише збільшення величини ефекту ГМО (рис. 3.2) та зміщення піків на залежності  $(\Delta R/R_0)_{max}$  від  $(H)$  в область більш сильного магнітного поля (рис. 3.3). Збільшення амплітуди ефекту при зниженні температури зумовлене зменшенням розсіювання електронів на фононах (особливо в немагнітному прошарку), що приводить до збільшення ролі процесів спін-залежного розсіювання, яке є фізичною основою (як вже зазначалося раніше) явища ГМО, а також збільшується кількість електронів, що проходять з одного магнітного шару в інший.

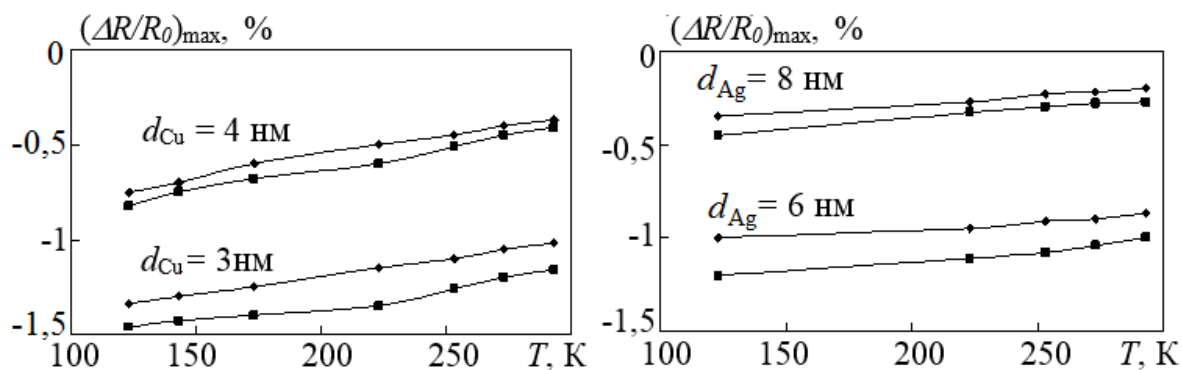


Рисунок 3.2 – Залежність повздовжнього (◆) та поперечного (■) МО від температури

вимірювання для свіжесконденсованих тришарових плівок Co/Cu/Fe/П (а) та Co/Ag/Fe/П (б)

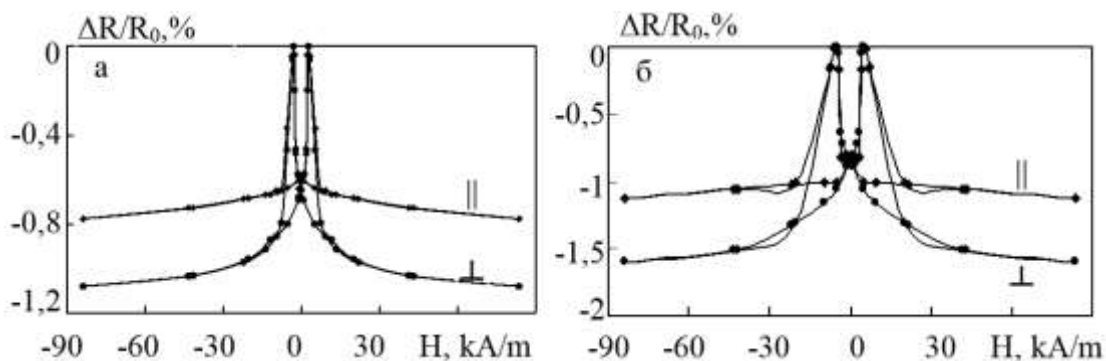


Рисунок 3.3 – Залежність повздовжнього (||) та поперечного (⊥) МО від напруженості зовнішнього магнітного поля для свіжесконденсованої тришарової плівки Co(40 нм)/Cu(3 нм)/Fe(40 нм), а – температура вимірювання 293 К, б – температура вимірювання 150 К

Для визначення магнітного стану системи Co/Cu/Fe/П були проведені магнітні дослідження за допомогою вібраційного магнітометра (рис. 3.4 а, в, д)). На рис. 3.4 наведені петлі магнітного гістерезису, які отримані за допомогою магнітометра в магнітному полі, прикладеному в площині плівки, та магніторезистивні петлі (рис. 3.4 б, г, е) для свіжесконденсованих тришарових плівок Co/Cu/Fe/П, отриманих за кімнатної температури. Як видно з рисунка, для плівок характерні майже прямокутні петлі гістерезису.

Такі петлі є типовими для шарів з планарною орієнтацією намагніченості (“тонкоплівковий” стан [67]). Одержані нами результати якісно подібні результатам представленим в роботі [69] і пояснюються суперпозицією петель гістерезису кожного із матеріалів та говорить про практично повне вирівнювання магнітних моментів феромагнітних шарів. За петлями магнітного гістерезису були визначені коерцитивна сила ( $H_c$  при  $M(H) = 0$ ) і поле насичення  $H_S$ . Порівняння (рис. 3.4 а, в, д) цих магнітних параметрів з відповідними параметрами, отриманими за допомогою магніторезистивних петель (рис. 3.4 б, г, е) показує їх хорошу відповідність. За величину поля насичення  $H_S$  приймали таке значення напруженості

магнітного поля, коли  $(\Delta R/R_0) = 0,9(\Delta R/R_0)_{\max}$  на кривій  $(\Delta R/R_0) = f(H)$ .

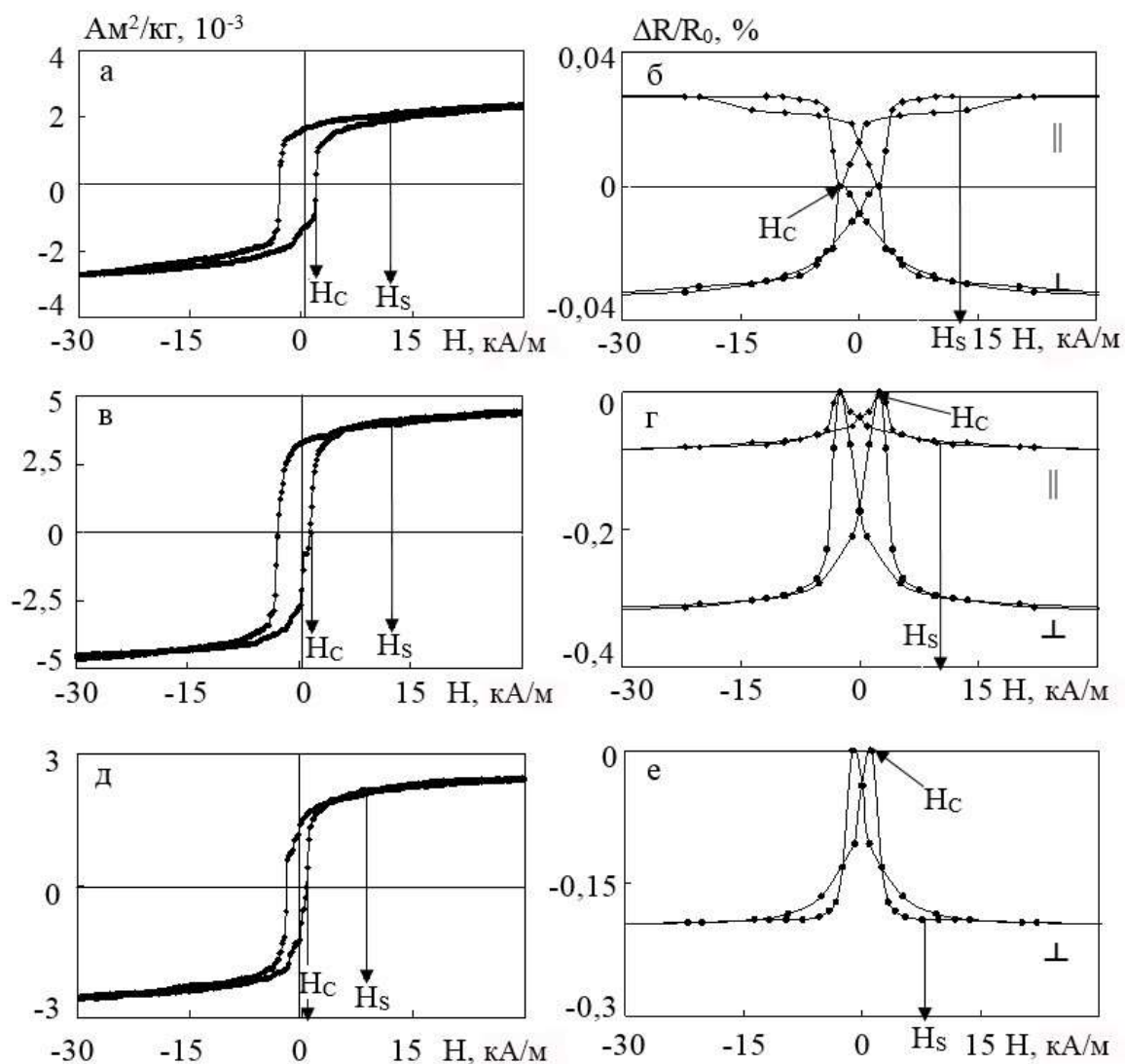


Рисунок 3.4 – Петлі гістерезису (а, в, д), отримані за допомогою вібраційного магнітометра в магнітному полі, прикладеному в площині плівки та магніторезистивні петлі (б, г, е) для невідпалених тришарових плівок Co/Cu/Fe/Π: а, б:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 2$  нм; в, г:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 8$  нм; д, е:  $d_{\text{Co,Fe}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 15$  нм

Розбіжності значень  $H_C$  та  $H_S$ , отриманих із кривої намагнічування  $M(H)$  і відповідної їй петлі зміни електроопору в магнітному полі  $(\Delta R/R_0)(H)$ , не перевищують 15% (табл.3.1). Відтак можна говорити про співпадіння результатів,

отриманих обома методами. Надалі коерцитивна сила й поле насичення будуть визначатися з магніторезистивних петель  $(\Delta R/R_0)(H)$ .

Таблиця 3.1 – Порівняння значень  $H_C$  та  $H_S$  для плівкових систем спіно-клапанного типу Co/Cu/Fe/П отриманих різними методами

Плівкова система	Метод дослідження				Відносна відміна значень	
	Магніторезистометрія		Вібраційна магнетометрія			
	$H_C$ , кА/м	$H_S$ , кА/м	$H_C$ , кА/м	$H_S$ , кА/м	$\delta H_C$ , %	$\delta H_S$ , %
Co(40)/Cu(2)/Fe(40)/П	2,46	41,38	2,45	40,22	0,4	2,9
Co(40)/Cu(5)/Fe(40)/П	5,43	83,68	5,75	75,09	5,6	11,4
Co(40)/Cu(7)/Fe(40)/П	7,54	92,65	7,37	107,92	2,3	14,2
Co(40)/Cu(8)/Fe(40)/П	2,46	43,22	2,14	45,34	15,0	4,7
Co(40)/Cu(15)/Fe(40)/П	1,19	41,38	1,37	38,72	13,1	6,9

### 3.1.2 Термічна стабільність магнітних характеристик плівкових структур на основі Co/Cu(Ag)/Fe

Відомо, що одним із ефективних засобів впливу на мікроструктуру та фізичні властивості плівкових структур є термічна обробка [70]. У нашому експерименті поетапному відпалюванню у вакуумі за температур ( $T_B$ ) 400 К, 550 К та 700 К були піддані всі отримані зразки. Тривалість термічної обробки при кожній температурі становила 15 хв.

Спочатку є доцільним розглянути вплив температури відпалювання на вид магніторезистивних петель і величину повздовжнього та поперечного МО для двошарових плівок Co/Fe/П (рис. 3.5). Внаслідок відпалювання цих зразків за температури 400 К (рис. 3.5б) спостерігається зменшення величини як повздовжнього, так і поперечного МО. Слід зазначити, що зменшення повздовжнього МО є більш значним (в 2 – 3 рази), ніж поперечного (в 1,2 – 1,5 рази).

Причиною зменшення величини МО для цих зразків є зниження рівня макронапружень структурного походження в результаті термообробки.

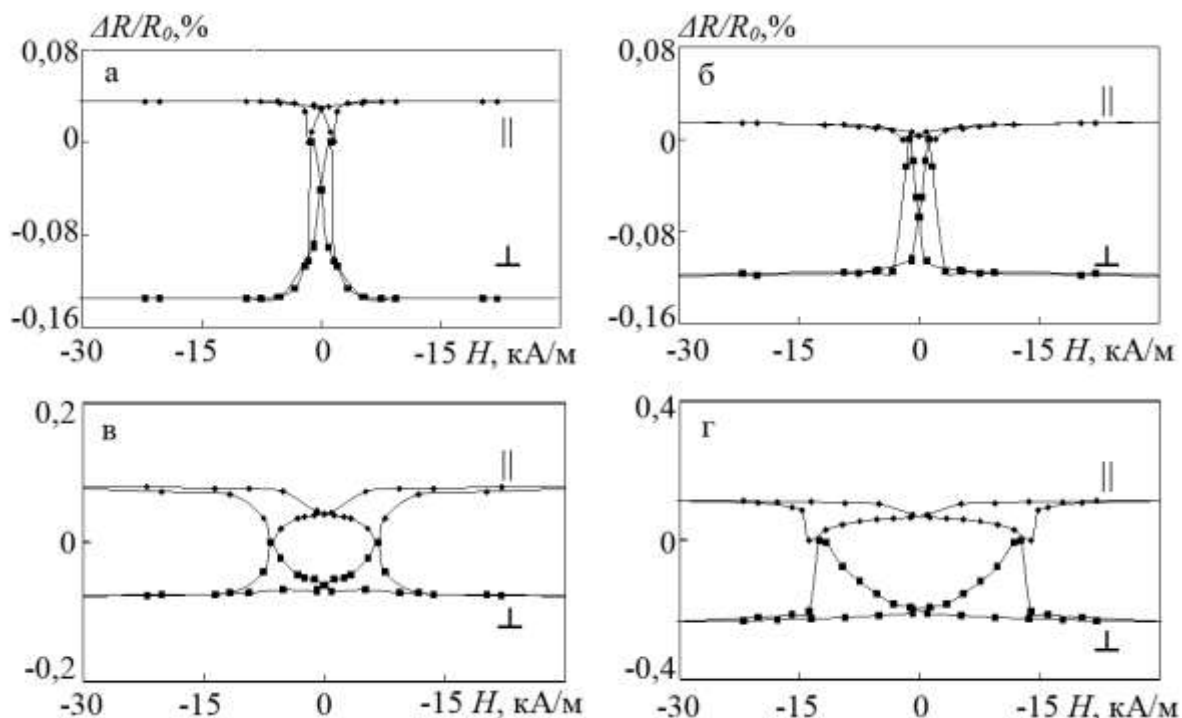


Рисунок 3.5 – Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО плівкової системи Fe(40)/Co(40) від напруженості магнітного поля для невідпаленої (а) та відпаленої при різних температурах, К : 400(б), 550 (в) та 700 (г)

Відпалювання за температури 550 К (рис. 3.5 в) приводить до незначного зростання МО (як повздовжнього, так і поперечного). Піки магніторезистивних залежностей зміщуються в область більш сильного магнітного поля. Відпалювання за  $T_b = 700$  К (рис. 3.5 г) приводить до подальшого росту величини МО (повздовжній 0,2 %  $-0,23\%$ , поперечний 0,24 %  $-0,26\%$ ) та подальшого зсуву піків у область більш сильного магнітного поля. На нашу думку, величина МО при високотемпературному відпалюванні ( $T_b = 550$  К, 700 К) збільшується в результаті збільшення розміру кристалітів та проходження взаємної дифузії атомів Co та Fe.

Для всіх досліджуваних свіжесконденсованих і відпалених за різних температур зразків Co/Cu(Ag)/Fe/П з  $d_{Cu}=1$  нм – 2 нм та  $d_{Ag}=1$  нм – 5 нм спостерігається тільки АМО. Відпалювання цих плівок за  $T_b = 400$  К, 550 К та 700 К приводить до

незначного зміщення піків на польових залежностях до області з більш сильним полем та збільшення величини МО в 2 – 4 рази. При товщинах  $d_{Cu}=3$  нм – 15 нм та  $d_{Ag}=6$  нм – 20 нм у невідпалених плівках характерним є поява ГМО.

На рис. 3.6 наведені залежності МО від напруженості зовнішнього магнітного поля для свіжесконденсованих і відпалених за температури відпалювання  $T_B=400$  К, 550 К та 700 К плівок. Як можна бачити, при товщині НМ прошарку для міді рівному 4 нм та срібла 6 нм поетапне відпалювання до температури 700 К призводить до зникнення ефекту ГМО та появи анізотропії МО. При цьому піки на залежності  $(\Delta R/R_0)$  від  $H$  зміщуються в область більш сильного магнітного поля.

Більш детально зміну МО в результаті поетапного відпалювання для структур Co/Cu/Fe та Co/Ag/Fe з різною товщиною немагнітних шарів можна простежити на рис. 3.7 та рис. 3.8. Як бачимо, поведінка залежностей МО від  $T_B$  суттєво залежить від товщини НМ прошарку. Для плівок з  $d_{Cu}=3$  нм – 5 нм (рис. 3.7) та  $d_{Ag}=7$  нм – 10 нм (рис. 3.8) залежності мають монотонний характер. Після відпалювання цих зразків за  $T_B=400$  К відбувається зменшення величини ефекту ГМО у 1,2 – 1,5 рази.

В результаті відпалювання за  $T_B=700$  К з'являється анізотропія МО. Поява АМО при такій товщині немагнітного шару пов'язана із повним дифузійним перемішуванням шарів, що підтверджується структурно-фазовими та дифузійними дослідженнями. Ці результати співпадають з результатами роботи [71], в якій автори після відпалювання за температури 573 К спостерігали гранулярний сплав (Fe-Cu-Co).

Для тришарових плівок системи Co/Cu/Fe з товщиною шару міді  $d_{Cu}=6$  нм – 8 нм (рис. 3.7) на залежності  $(\Delta R/R_0)_{max}=f(T_B)$  можна виділити область температур відпалювання, де величина ефекту ГМО зменшується, та область більш високих температур, де величина ГМО поступово зростає. Для зразків з  $d_{Cu}=6$  нм – 8 нм збільшення величини ефекту ГМО спостерігається лише після відпалювання за  $T_B=700$  К. При цьому вид польових залежностей  $(\Delta R/R_0)_{max}=f(H)$  практично не змінюється. При проведенні повторного відпалювання плівок, при нижчих за 700 К температурах, значення  $(\Delta R/R_0)_{max}$  не змінюється. Для плівкових зразків з  $d_{Cu}=10$  – 20 нм ріст величини  $(\Delta R/R_0)_{max}$  відбувається вже після відпалювання за  $T_B=550$  К,



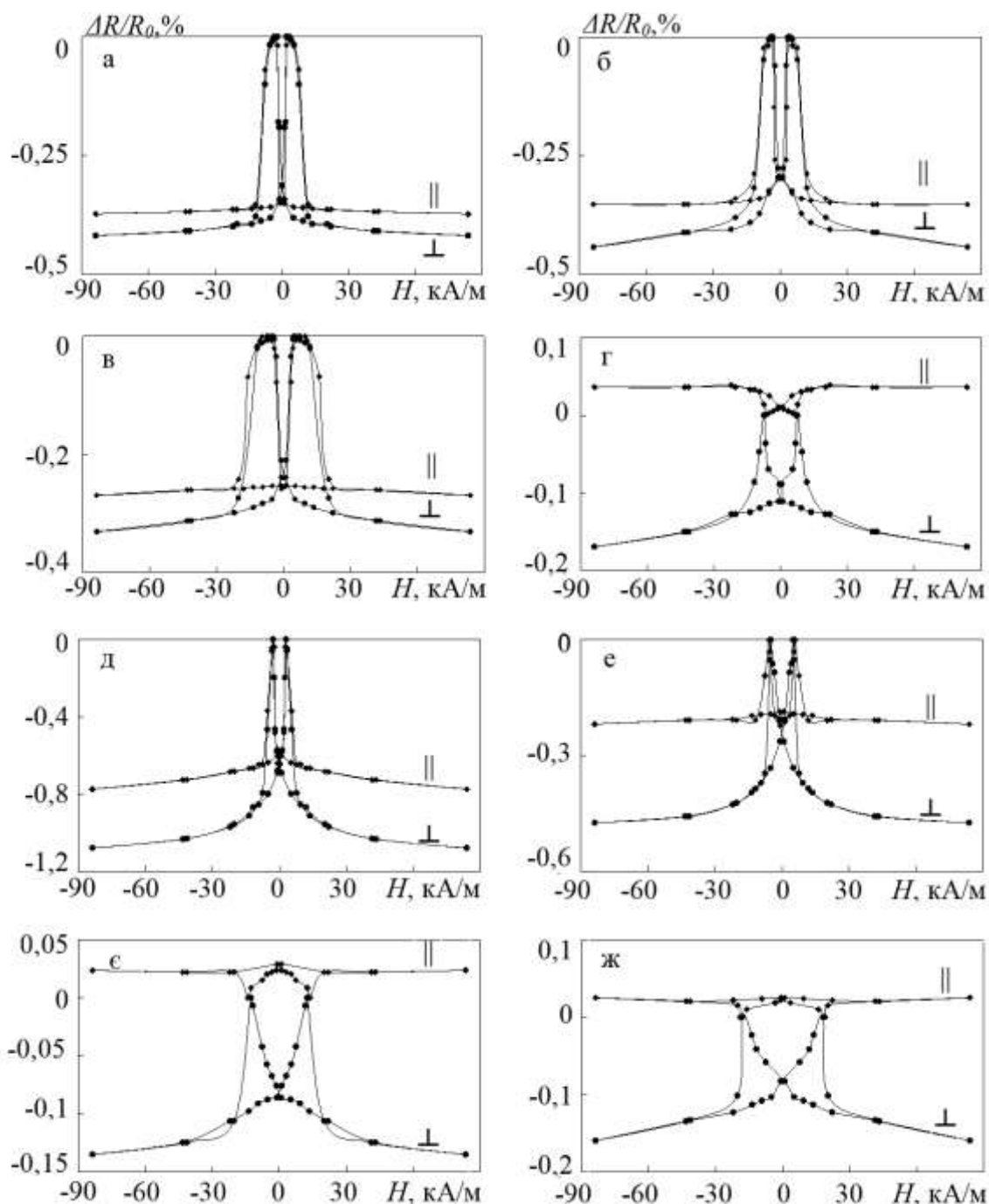


Рисунок 3.6 – Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від напруженості магнітного поля для плівок Co(40 нм)/Cu(4 нм)/Fe(40 нм)/Π (а-г) та Co(30 нм)/Ag(6 нм)/Fe(30 нм)/Π (д-ж): а, д – невідпалена; б, е – температура відпалювання 400 К, в, є – температура відпалювання 550 К, г, ж – температура відпалювання 700 К

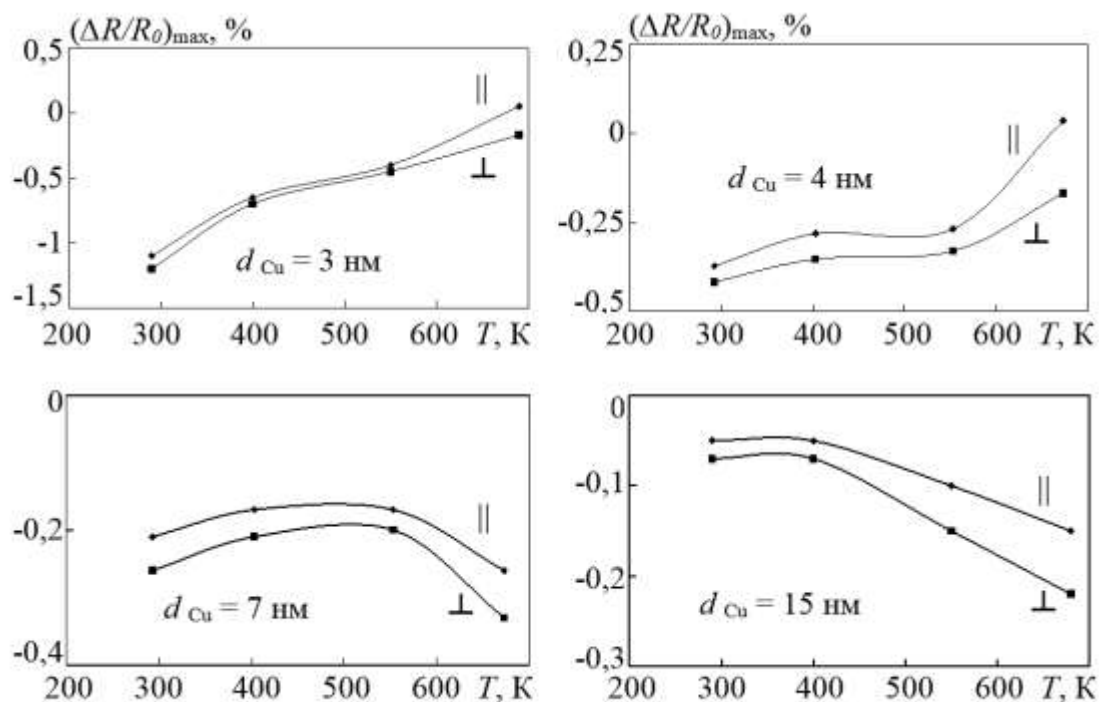


Рисунок 3.7 – Залежність МО від  $T_v$  для тришарових структур Co/Cu/Fe з різною ефективною товщиною прошарку ( $d_{Co} = d_{Fe} = 40$  нм)

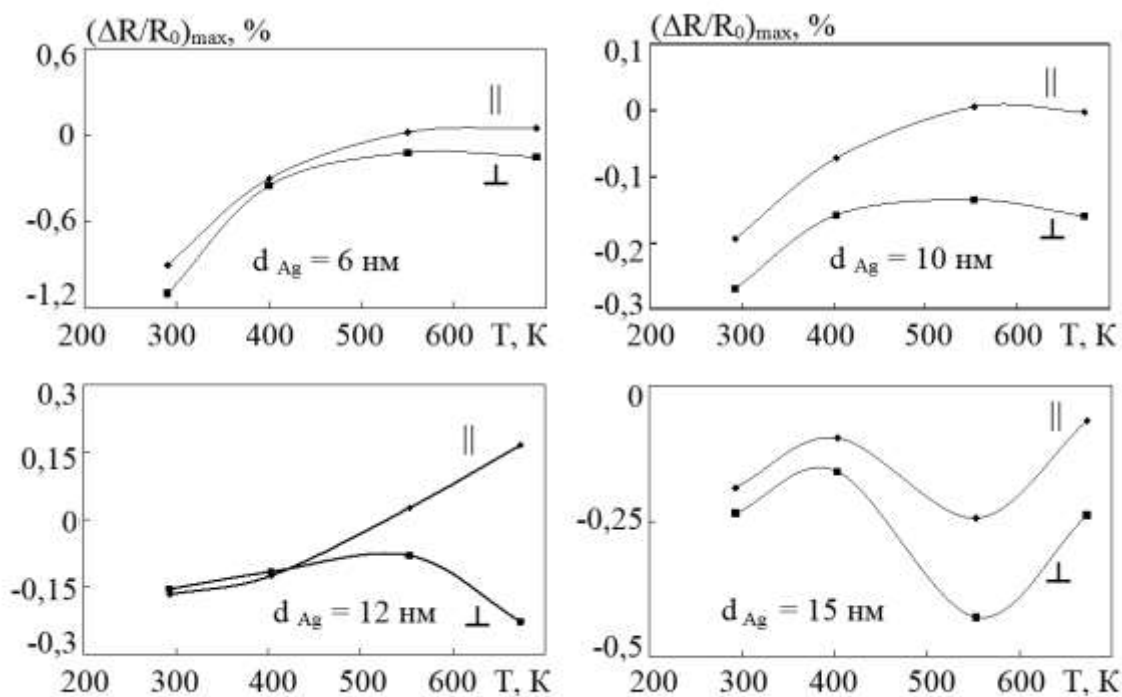


Рисунок 3.8– Залежність МО від  $T_v$  для тришарових структур Co/Ag/Fe з різною ефективною товщиною прошарку ( $d_{Co} = d_{Fe} = 40$  нм)

але його величина в цьому випадку не перевищує 0,5% навіть після відпалювання за  $T_B = 700$  К.

Для тришарових плівок Co/Ag/Fe/П (рис. 8) з товщиною срібного прошарку 5 – 12 нм поведінка  $(\Delta R/R_0)_{\max} = f(T_B)$  якісно подібна відповідним залежностям для плівок Co/Cu/Fe/П з ефективною товщиною шару міді 3 – 5 нм. А для зразків з  $d_{Ag} = 15 – 20$  нм спостерігається дещо інша картина. Для цих плівок внаслідок відпалювання за температури 400 К відбувається зменшення величини  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  практично у 2 рази. Подальше відпалювання за  $T_B = 550$  К приводить до росту величини ефекту ГМО більш, ніж у 2 рази. Після збільшення температури відпалювання до 700 К фіксується зменшення величини повздовжнього МО у 2-3 рази, а поперечного у 1,5 – 2 рази. При цьому польові залежності МО залишаються ізотропними.

Зменшення амплітуди ефекту ГМО і поява анізотропії МО, при збільшенні  $T_B$  до 550 К, у плівках Co/Cu/Fe/П із  $d_{Cu} = 3$  нм – 5 нм (рис. 7) та Co/Ag/Fe/П із  $d_{Ag} < 15$  нм (рис. 3.8) зумовлена руйнуванням вихідного магнітного порядку ФМ шарів у цих системах. В результаті процесів рекристалізації, взаємної дифузії атомів срібла, міді, заліза й кобальту та досить малої ефективною товщини НМ шару ( $d_{Cu,Ag} = 3-12$  нм) порушується його суцільність і, як наслідок, механізм СЗР електронів виключається. Отже можна зробити висновок, що температура початку деградації магніторезистивних властивостей (перехід від ГМО до АМО) суттєво залежить від товщини та виду НМ прошарку.

В результаті дослідження особливостей-структурно-фазового стану плівкових зразків всіх отриманих серій було встановлено залежність їх магніторезистивних властивостей від зміни структури та фазового складу плівок при термовідпалюванні. Так, наприклад, фазовий склад зразків серії системи Au(3)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(25)/Ag(15)/Co(35)/П відповідає комбінації ГЦП-Co + ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe + ГЦК-Ag + ГЦК-Au. Присутність достатнього широко дифракційного кільця, якому відповідає середнє значення міжплощинної відстані  $0.204^\circ$  нм це результат суперпозиції дифракційних кілець, що відповідають лініям (111) ГЦК-Ni<sub>3</sub>Fe, (200) ГЦК-Ag, (200) ГЦК-Au та цілком ймовірно (111) ГЦК-Co.

На рис. 3.9 зображено петлі магнітного гістерезису при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно площині зразка для свіжосконденсованих та відпалених до 600 and 750 К псевдо спін-вентельних структур Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П першої серії. На основі даних залежностей було встановлено, що всі свіжосконденсовані зразки не мають поля зміщення (рис. 3), що є непрямим підтвердженням цілісності немагнітного шару. Спін-клапан Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П при 0° характеризується майже прямокутною петлею гістерезису, в той час як при 180° петлі гістерезису суттєво відхиляються від прямокутної форми (рис. 3.9 а). Процес відпалювання до 600 К несуттєво змінює форму петель магнітного гістерезису, що свідчить про те, що процеси перемагнічування магнітних шарів в системі після відпалювання до 600 К практично не змінюються. Після термовідпалювання до 750 К ширина петель гістерезису значно зростає, а їх форма при цьому залишається незмінною для всіх кутів обертання (рис. 3.9 с). Ймовірно, даний результат пов'язаний із структурними змінами, які відбуваються в системах під час відпалювання. Згідно [72] – [74] в процесі відпалювання відбувається зерномежева дифузій атомів Co і Fe у немагнітний проміжний шар Ag, що призводить до порушення дальнього порядку та розмиття межі поділу між магнітними і немагнітними шарами. Крім того, в роботі [74] було показано, що процес взаємної дифузії між Fe і Ag суттєво залежить від порядку чергування шарів (Fe/Ag чи Ag/Fe). Обидва типи інтерфесів характеризуються взаємною дифузійною атомів, однак даний процес протікає набагато інтенсивніше у випадку коли Ag росте на поверхні Fe.

Таким чином, процес термовідпалювання псевдо спін-клапанних структур призводить до взаємної дифузії на інтерфейсах Fe/Ag і Co/Ag та зміні структурно-фазового стану системи в цілому. А саме, в процесі відпалювання відбувається формування твердих розчинів на основі Fe і Ag та Co і Ag, відповідно [72]. Кутова залежність величини коерцитивної сили, яка на основі петель магнітного гістерезису, отриманих при різних кутах повороту, для всіх досліджуваних зразків першої серії до та після термовідпалювання, представлена на рис. 3.10.

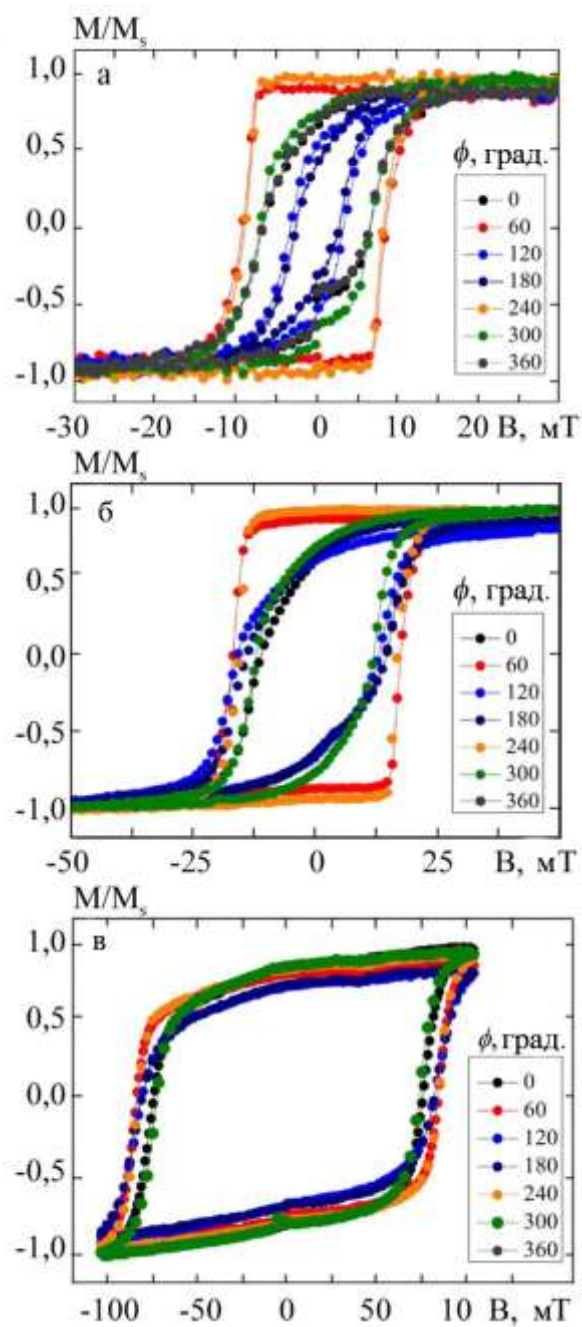


Рисунок 3. 9 – Приклади нормованого гістерезис  $M/M_s$  для структур Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П при різних температурах відпалювання: 300 К (а), 600 К (б), 750 К (в)

Як видно з рис. 3.10, величина  $B_c$  для структур I практично не змінюється у свіжосконденсованому стані. У той же час, псевдо спін-клапанні структури Au(3)/Co(20)/Ag(6)/Fe(3)/П і Au(3)/Fe(3)/Ag(6)/Co(20)/S, у порівнянні з іншими структурами проявляють більшу анізотропію магнітоопору до відпалювання, порівняно з іншими, при різних кутах повороту зразків у площині (на кут  $\phi$ ). Це пояснюється тим, що саме ці структури мають відносно товстий шар Co ( $d \approx 20$  нм), який, на відміну від Fe, проявляє одновісну анізотропію, навіть при конденсації за відсутності зовнішнього магнітного поля [24]. Структури, з відносно товстим шаром Fe ( $d \approx 20$  нм) зазнають меншого впливу з боку Co, що пояснює ізотропність їх польових залежностей. Анізотропія зразків зникає після відпалювання до 450 К, що свідчить про заліковування дефектів та покращення доменної структури. Для всіх чотирьох типів структур не спостерігаються суттєві зміни значення індукції розмагнічування при відпалюванні до 450 К (рис. 3.10). При відпалюванні до 600 К, у струкурах з відносно товстим шаром Fe ( $d \approx 20$  нм)  $B_c$  збільшується у 3 - 4 рази і сягає, наприклад 27 та 40 мТл для спін-вентилів Au(3)/Fe(20)/Ag(6)/Co(3)/П та Au(3)/Co(3)/Ag(6)/Fe(20)/П відповідно. Слід зазначити, що магнітні характеристики псевдо спін-вентельних структур з відносно товстим шаром Co характеризуються достатньо високою стабільністю при термовідпалювання до 600 К, в той час як структури з відносно товстим шаром Fe мають стабільні магнітні характеристики тільки при відпалюванні до 450 К.

На рис. 3.11 представлені петлі магнітного гістерезису при орієнтації ліній магнітної індукції паралельно площині зразка для свіжосконденсованих та відпалених до 750 К псевдо спін-вентельних структр з різною товщиною немагнітного прошарку  $d_{Ag}$ , яка змінювалася в межах від 15 до 23 нм. Всі залежності знімалися при кімнатній температурі. Як видно з рис. 3.11 максимальне значення намагніченості для зразків після конденсації не залежить

від товщини немагнітного прошарку і становить 30 мТл, в той час як форма петлі зразків  $\text{Au}(3)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(25)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Co}(35)/\text{П}$  видозмінюється в залежності від  $d_{\text{Ag}}$ .

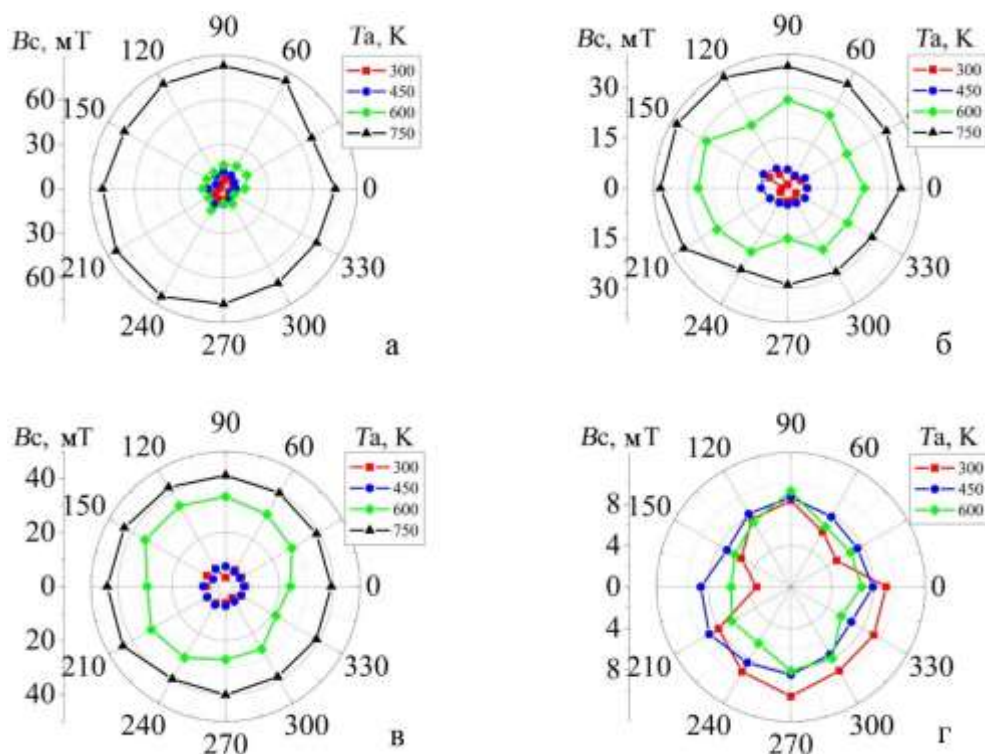


Рисунок 3.10 – Залежності  $B_c$  від кута повороту  $\phi$  при різних температурних відпалювання (300, 450, 600, 750 К) для псевдо спін-клапанних структур  $\text{Au}(3)/\text{Co}(20)/\text{Ag}(6)/\text{Fe}(3)/\text{П}$  (а),  $\text{Au}(3)/\text{Fe}(20)/\text{Ag}(6)/\text{Co}(3)/\text{П}$  (б),  $\text{Au}(3)/\text{Co}(3)/\text{Ag}(6)/\text{Fe}(20)/\text{П}$  (в) та  $\text{Au}(3)/\text{Fe}(3)/\text{Ag}(6)/\text{Co}(20)/\text{П}$  (г)

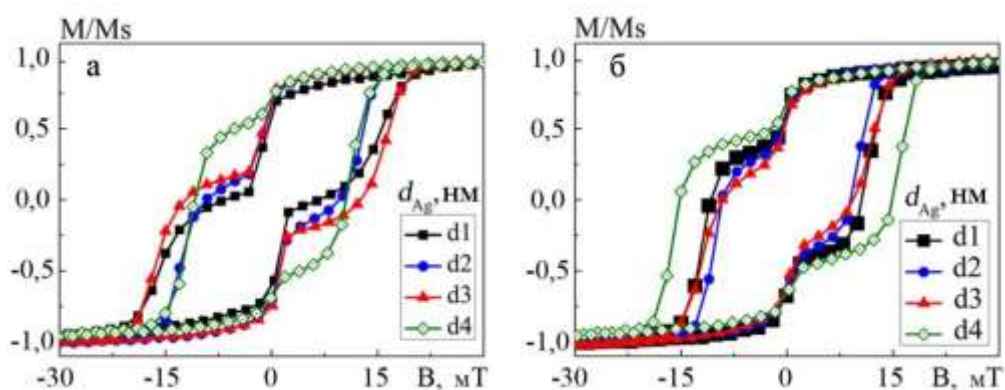


Рисунок 3.11 – Петлі нормованого гістерезису для свіжосконденсованих (а) та відпалених до 750 К для систем  $\text{Au}(3)/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(25)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Co}(35)/\text{П}$  при різних  $d_{\text{Ag}}$ , нм: 15 ( $d_1$ ), 17 ( $d_2$ ), 20 ( $d_3$ ) та 23 ( $d_4$ )

Як показано на рис. 3.11 а, процес перемагнічування верхнього шару пермалою та нижнього шару Со можна легко розрізнити, тому що чисті  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  та Со мають різні значення поля насичення та коерцитивної сили [75]. Як результат залежності  $M/M_s(H)$  мають подвійний крок перемагнічування, що є результатом почергового перемагнічування верхнього шару  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  з малою коерцитивністю при 1 – 2 мТл та верхнього шару Со з більш високою коерцитивністю при 13 – 17 мТл у залежності від товщини проміжного немагнітного шару. Перший крок перемагнічування має меншу амплітуду ніж другий. Це свідчить про те, що верхній шар  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  має менший сумарний момент ( $M_s = 0,8 \cdot 10^6$  А/м), ніж нижній шар Со з намагніченістю насичення  $1,4 \cdot 10^6$  А/м. Зауважимо, що ширина петель магнітного гістерезису залежить від  $d_g$  внаслідок зміни процесу перемикання міжшарової взаємодії. Було встановлено, що при збільшенні  $d_{\text{Ag}}$  до 23 нм польові залежності становляться більш широкими, оскільки зменшується сила міжшарової взаємодії між шарами  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  і Со. Процес відпалювання суттєво не змінює форму петель гістерезису, при цьому величина нанмагніченості насичення залишається 30 мТ. Залежності  $M/M_s(B)$  гістерезису мають подвійний крок перемагнічування, що відповідає почерговому перемиканню магнітом'якого шару  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  при слабких полях та магнітожорсткого шару Со при більш сильних полях. Отже, можна зробити висновок, що псевдо спін-вентельні структури, сформовані на основі пермалою та Со характеризуються кращою термічною стабільністю при відпалювання до 750 К, ніж структури першої серії з відносно товстим шаром Со.

### **3.2 Магніторезистивні властивості структур спін-клапанного типу на основі Со і Си з використанням мультишарів**

Результати дослідження магніторезистивних властивостей плівкових зразків



спін-клапанного типу з фіксованими товщинами магнітних шарів та змінною товщиною немагнітного шару Cu представлені на рис. 3.12 та в табл. 3.2. Нестабільність інтерфейсів в даній системі, що пов'язано з процесами утворення

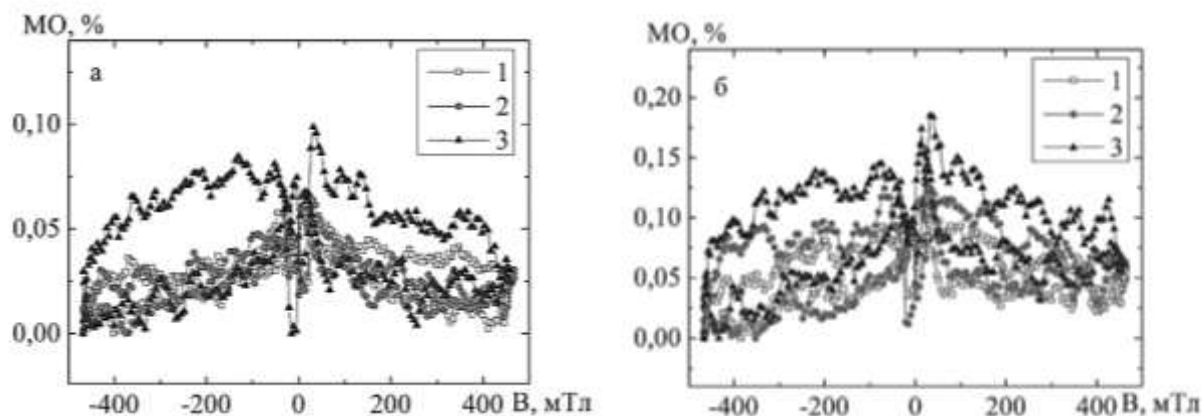


Рисунок 3.12 – МО плівкових систем спін-клапанного типу

Au(10)/Co(5)/Cu( $d$ )/Co(20)/П, де  $d = 5$  (а) та  $10$  (б) нм в поздовжній геометрії вимірювання при різних  $T_b$  К: 1 – 300; 2 – 700; 3 – 900

Таблиця 3.2– Магнітні характеристики структур спін-клапанного типу Au(10)/Co(5)/Cu( $d$ )/Co(20)/П зі змінною товщиною шару Cu в поздовжній геометрії вимірювання

$d$ , нм	$T_b$ , К	$\Delta B$ , мТл	$S_B \times 10^2$ , %/мТл
2	300	37,4	0,1
	700	129,8	0,1
	900	78,04	0,1
8	300	35,2	0,2
	700	37,04	0,1
	900	15,3	0,7
10	300	10,1	1,4
	700	12,4	0,9
	900	9,7	2,4

т. р. (Co, Cu), можна відстежити по зміні характеру залежностей МО з ростом  $T_b$  на рис. 3.13. Найбільша стабільність магніторезистивних властивостей,

максимальні значення  $MO = 0,15 \div 0,18 \%$  та максимальні значення магнітної чутливості  $S_B = (0,2 \div 2,4) \times 10^{-2} \%/(\text{мТл})$ . при  $T_B = 900 \text{ К}$  (табл. 3.3) спостерігаються в системі з немагнітним прошарком товщиною  $d_{Cu} = 10 \text{ нм}$  (рис.3.13 б).

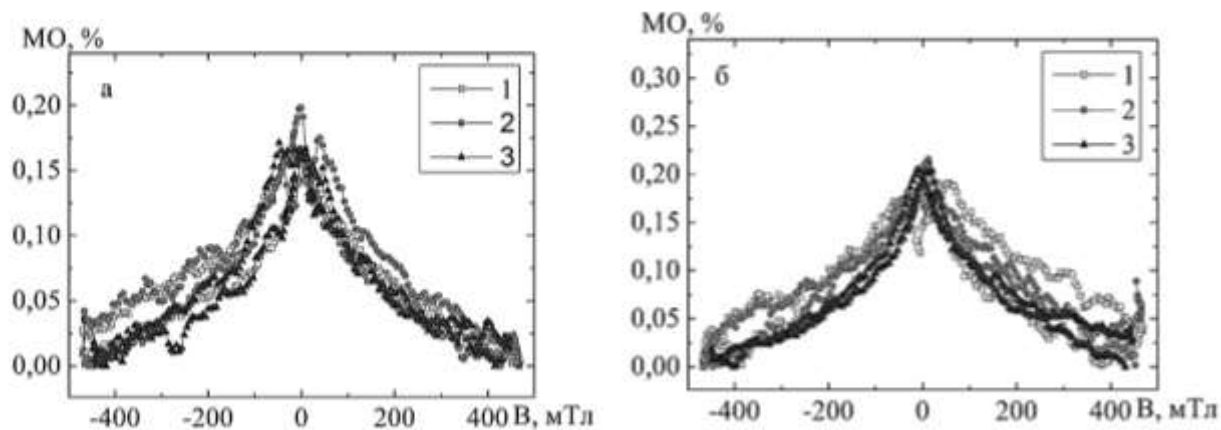


Рисунок 3.13 – МО мультишарів  $\text{Au}(10)/[\text{Co}(3)/\text{Cu}(3)]_6/\text{П}$  (а) та  $\text{Au}(10)/[\text{Co}(3)/\text{Cu}(3)]_{10}/\text{П}$  (б) в поздовжній геометрії вимірювання при різних  $T_B$ , К:  
1 – 300; 2 – 700; 3 – 900

Таблиця 3.3 – Магнітні характеристики плівкових структур спін-клапанного типу  $\text{Au}(10)/\text{Co}(5)/\text{Cu}(6)/[\text{Co}(3)/\text{Cu}(3)]_n/\text{П}$  з різною кількістю повторів фрагменту мультишару  $n$  в поздовжній геометрії вимірювання

$n$	$T_B$ , К	$\Delta B$ , мТл	$S_B \times 10^2$ , % / мТл
2	300	47,7	0,7
	700	157,1	0,1
	900	122,0	0,2
6	300	176,4	0,1
	700	61,9	0,2
	900	199,5	0,1
8	300	217,1	0,1
	700	119,7	0,2
	900	281,3	0,1
10	300	47,5	0,1

	700	67,1	0,1
	900	184,6	0,1

На відміну від систем спін-клапанного типу мультишари  $Au(10)/[Co/Cu]_n/П$  мають виражену форму залежності МО з максимумом при  $B = 0$  мТл у всіх геометріях вимірювання (рис. 3.14) притаманну наносистемам з антиферомагнітною взаємодією. Максимальне значення МО = 0,27 % спостерігається у зразках з найбільшою кількістю повторів фрагменту мультишару  $n = 10$ . Можна відмітити, що при збільшенні  $T_B$  до 900 К форма залежностей на рис. 3 стає більш лінійною, але істотних змін характеру залежності і величин значень МО не спостерігається.

Використовувати мультишар  $[Co/Cu]_n$  при формуванні приладових систем спін-клапанного типу можна замість одного із магнітних шарів за умови збереження іншого. Суцільний шар Со з високим значенням коерцитивності у порівнянні з мультишаром буде відігравати роль закріпленого магнітожорсткого шару для забезпечення спін-клапанного ефекту. У загальному випадку результатом такої зміни стало збільшення значень МО до  $0,3 \div 0,5$  % (рис. 3.14 і 3.15) але зменшення чутливості  $S_B$  до значень  $(0,1 \div 0,2) \times 10^{-2}$  % / мТл (табл. 3.3 і 3.4). Крім того в таких наносистемах температура відпалювання помітно менше впливає на характер залежності МО у всіх геометріях вимірювання. Хоча при використанні мультишару замість верхнього магнітного шару у невідпалених зразках спостерігається анізотропний характер МО, який після відпалювання до  $T_B = 700$  К знає як це показано на рис. 3.15 а і б на прикладі зразка  $Au(10)/[Co(3)/Cu(3)]_4/Cu(5)/Co(20)/П$ . На рис. 3.14 приведені результати дослідження магніторезистивних властивостей систем спін-клапанного типу  $Au(10)/Co(5)/Cu(6)/[Co(3)/Cu(3)]_8/П$  у якої нижній магнітний шар замінений мультишаром. Переміщення максимумів на приведених залежностях при зміні  $T_B$ , що особливо проявляється в перпендикулярній геометрії вимірювання, пов'язані із зміною коерцитивності  $B_c$  верхнього магнітного шару Со та його магнітною

анізотропією внаслідок зміни ефективної товщини шару в процесі термодифузії та рекристалізації і зміни доменної структури. Магніторезистивні властивості даної системи до  $T_B = 700$  К стабільні (рис. 3.14 а і б). При підвищенні  $T_B$  до 900 К істотно зменшуються значення МО в поздовжній геометрії (рис. 3.14 б), що

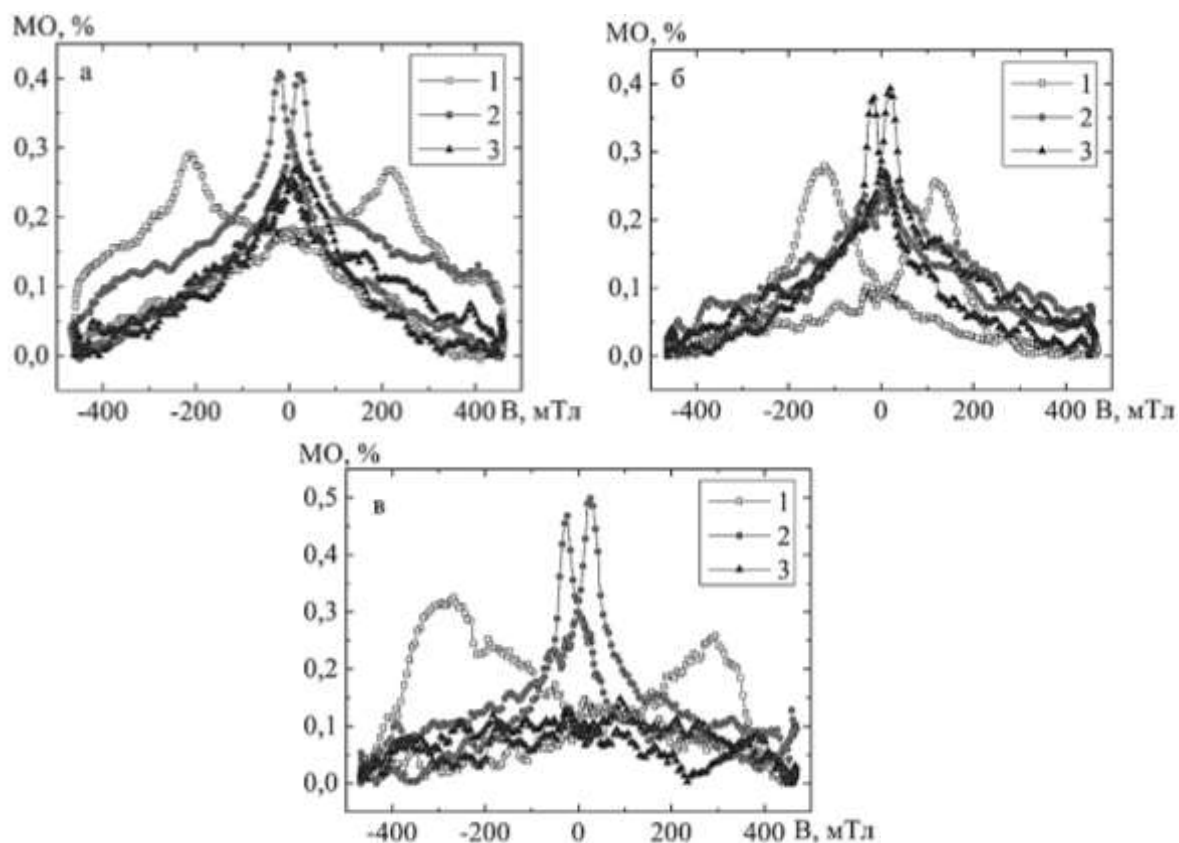


Рисунок 3.14 – МО плівкової структури спін-клапанного типу  $\text{Au}(10)/\text{Co}(5)/\text{Cu}(6)/[\text{Co}(3)/\text{Cu}(3)]_8/\text{Pi}$  при  $T_B = 300$  (а), 700 (б) та 900 (в) К в перпендикулярній (1), поперечній (2) та поздовжній (3) геометрії вимірювання

Таблиця 3.4 – Магнітні характеристики плівкових структур спін-клапанного типу  $\text{Au}(10)/[\text{Co}(3)/\text{Cu}(3)]_n/\text{Cu}(5)/\text{Co}(20)/\text{Pi}$  з різною кількістю повторів фрагменту мультишару  $n$  в поздовжній геометрії вимірювання

$n$	$T, \text{К}$	$\Delta B, \text{мТл}$	$S_B \times 10^2, \% / \text{мТл}$
2	300	37,4	0,1
	700	129,8	0,1
	900	78,0	0,1

4	300	15,3	1,2
	700	78,4	0,3
	900	123,2	0,2

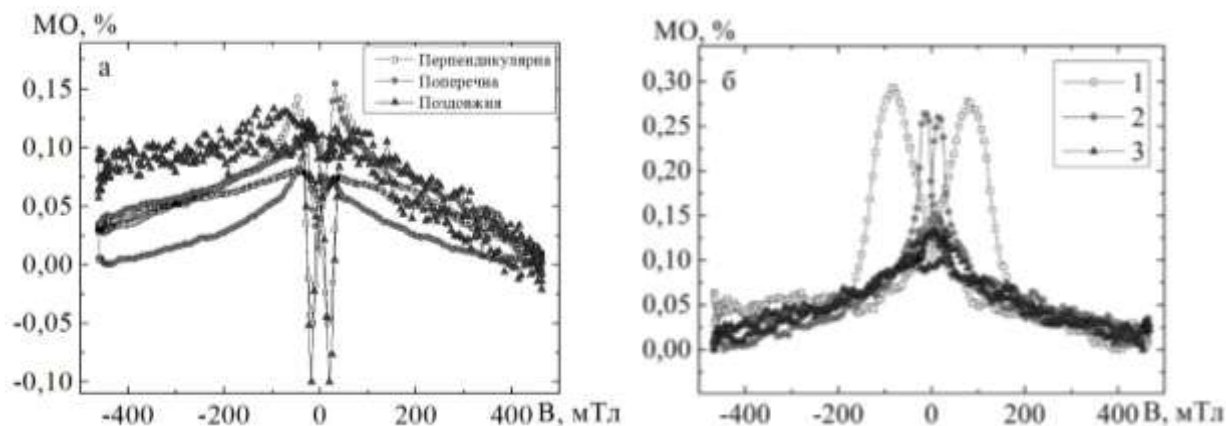


Рисунок 3.15 – МО плівкової структури спін-клапанного типу Au(10)/[Co(3)/Cu(3)]<sub>4</sub>/Cu(5)/Co(20)/П при  $T_B = 300$  (а) та  $700$  (б) К в перпендикулярній (1), поперечній (2) та поздовжній (3) геометрії вимірювання

можна пов'язати з руйнуванням межі поділу між магнітним верхнім шаром Co та немагнітним прошарком Cu в результаті утворення т.р. (Co, Cu).

На рис. 3.15 приведені результати дослідження наносистем із застосування мультишару замість верхнього магнітного шару. Анізотропний характер залежностей МО спостерігається у цих зразках тільки при  $T_B = 300$  К. При підвищенні  $T_B$  до  $700$  К вид залежностей аналогічний до приведених на рис. 3.14 і залишається незмінним при  $T_B = 900$  К. Таку стабільність магніторезистивних властивостей забезпечує наявність в системах нижнього більш товстого шару Co з початковою товщиною  $d_{Cu} = 20$  нм, який при відпалюванні залишається суцільним, а його коерцетивність зростає завдяки збільшенню середнього розміру кристалітів [76] та покращенню доменної структури шару Co.

Малі значення чутливості  $S_B$  наносистем спін-клапанного типу з використанням мультишарів на основі Co і Cu при більших значеннях МО (табл. 2 та 3) пов'язані з високою швидкістю переключення з одного магнітного стану в інший. Цей факт

робить такі наносистеми придатними для використання при виготовленні цифрових функціональних елементів спінтроніки тоді, коли системи у вигляді мультишару з високими значеннями магнітної чутливості більше підходять для створення тонкоплівкових магнітних чутливих елементів сенсорів магнітного поля з робочим діапазоном полів до 500 мТл.

Таким чином можна стверджувати, що плівкову систему спін-клапанного типу  $\text{Co}(5)/\text{Cu}(d)/\text{Co}(20)/\text{П}$  доцільно модифікувати використовуючи замість одного з магнітних шарів  $\text{Co}$  мультишар  $[\text{Co}/\text{Cu}]_n$ . Як показали результати дослідження магніторезистивних властивостей в залежності від температури відпалювання така модифікація призводить до підвищення значення величини  $\text{MO} = 0,3 \div 0,5 \%$ , підвищує швидкість перемикання з одного магнітного стану в інший, хоча зменшує магнітну чутливість до значень  $S_B = (0,1 \div 0,2) \times 10^{-2} \% / \text{мТл}$ . Також можна стверджувати, що підвищується температурна стабільність всієї наносистеми до температури 700 К.

### **3.3 Магніторезистивні властивості функціональних шарів спін-вентильних структур на основі упорядкованих масивів магнітних наночастинок**

Нанесення провідної матриці із немагнітного матеріалу як до так і після проведення температурної обробки упорядкованих масивів НЧ дозволило прослідкувати вплив розміру НЧ на їх магніторезистивні властивості у провідній немагнітній матриці  $\text{Ag}$  із мінімальним впливом процесів дифузії між НЧ та ПМ. Масиви НЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  у провідній матриці  $\text{Cu}$  також досліджувались. Експериментально отримані магніторезистивні залежності, наведені на рис. 3.16, ілюструють різке збільшення коерцитивної сили від 60 мТ до 480 мТл та зменшення величини  $\text{MO}$  від 1,3 до 0,85 % при зміні кута прикладання зовнішнього магнітного поля від  $80^\circ$  до  $90^\circ$ . Такий характер залежностей свідчить про присутність вісі важкого намагнічення у діапазоні цих кутів. При подальшому зменшенні кута спостерігається стабілізація як коерцитивної сили (біля 60 мТл), так і  $\text{MO}$  (1,2-1,3

%), що можна пояснити наявністю осі легко намагнічення. Відпал провідної матриці Сидо температури 900 К приводить до зниження величини МО та збільшення величини коерцитивної сили, що обумовлено розупорядкуванням структури НЧ/ПМ.

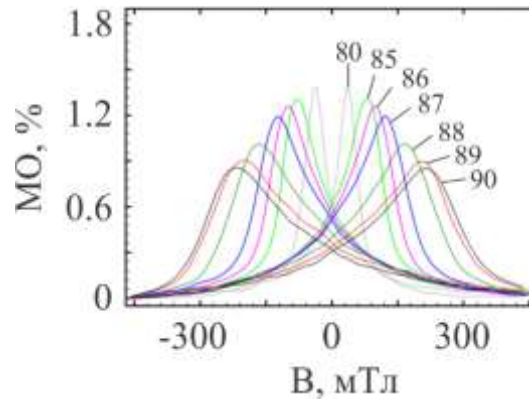


Рисунок 3.16 – Залежність величини МО масиву НЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ у провідній матриці Си товщиною 20 нм від кута повороту зразка  $\phi$

У наших дослідженнях також було створено самоорганізовані структури, що представляють собою масиви наноприладових елементів, а саме спін-вентилів, і є цікавими з точки зору підвищення ефективності наноприладових структур. Такі функціональні наноструктури було отримано після відпалу провідної матриці Ag при температурі 570 К у вакуумних умовах ( $10^{-5}$  Па). Дослідження впливу товщини нанесеної провідної матриці Ag на характер її розподілу по поверхні масиву НЧ після відпалу при 570 К показали, що при більших товщинах утворюються витягнуті частинки із відношенням довжини до ширини від 2:1 до 4:1. Такий характер розподілу спостерігається при товщинах провідної матриці більше 10 нм. У випадку тонкого шару ПМ Агутворюються переважно напівсферичні кластери із середнім радіусом 30 та 50 нм для ПМ товщиною 5 та 10 нм, відповідно. Висота кластерів зростає із збільшенням товщини ПМ і складає 20, 30, 60 та 80 нм для товщин ПМ 5, 10, 15 та 20 нм, відповідно.

Схематичне зображення процесу формування функціональних наноструктур на основі наночастинок приведено на рис. 3.17. На першому етапі формується масив НЧ однією із технологій, що дозволяє отримати рівномірний шар магнітних НЧ на

підкладці. На другому етапі сформований шар НЧ відпалюється при високих температурах, що приводить до укрупнення НЧ та збільшення їх магнітного моменту. Після цього ПМ немагнітного матеріалу наноситься на такий масив магнітних НЧ – третій етап.

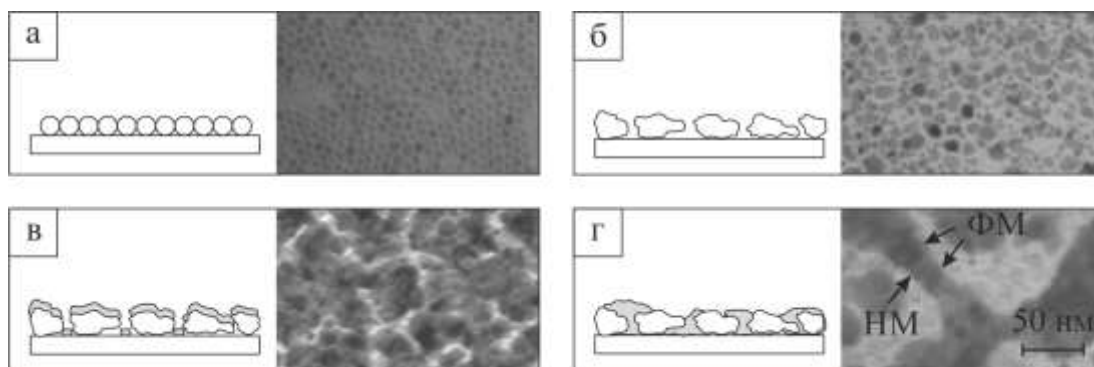


Рисунок 3.17 – Схематичне зображення процесу формування мережевої структури після відпалу ПМ при 600 К: а – формування УМНЧ; б – відпал масиву НЧ при 1100 К; в – нанесення провідної ПМ; г – відпал сформованої наноструктури при 600 К

Останній, четвертий етап необхідний для підвищення ефективності наноприладових елементів шляхом утворення самоорганізованих функціональних наноструктур. На даному етапі формуються масиви (мережі) спін-вентильних переходів, що у разі покращують магніторезистивні властивості у порівнянні із структурами без відпалу ПМ.

Сформовані у результаті такого процесу функціональні металеві наномережі можуть утворювати не тільки нанорозмірні спін-вентилі, а і багат шарові спінвентильні нанопроводи [77], що лежать у площині підкладки.

Товщина ПМ сильно впливає на величину і характер залежностей магнітоопору через те, що сформована мережева структура при великих значеннях товщини може шунтувати спін-вентильні переходи знижуючи кількість ефективних взаємодій. З іншого боку надмірно мала товщина ПМ різко змінює характер магніторезистивної залежності. У такому випадку збільшується різниця величини електричного опору при намагніченні і розмагніченні зразка. Ця обставина ускладнює використання таких структур у якості чутливих елементів датчиків, де ця різниця повинна



прямувати до мінімуму. Як видно із графіків зміни величини магнітоопору (рис. 3.18), найбільш оптимальна товщина при якій електричний опір при намагнічуванні та розмагнічуванні суттєво не відрізняється складає 15 нм. Слід

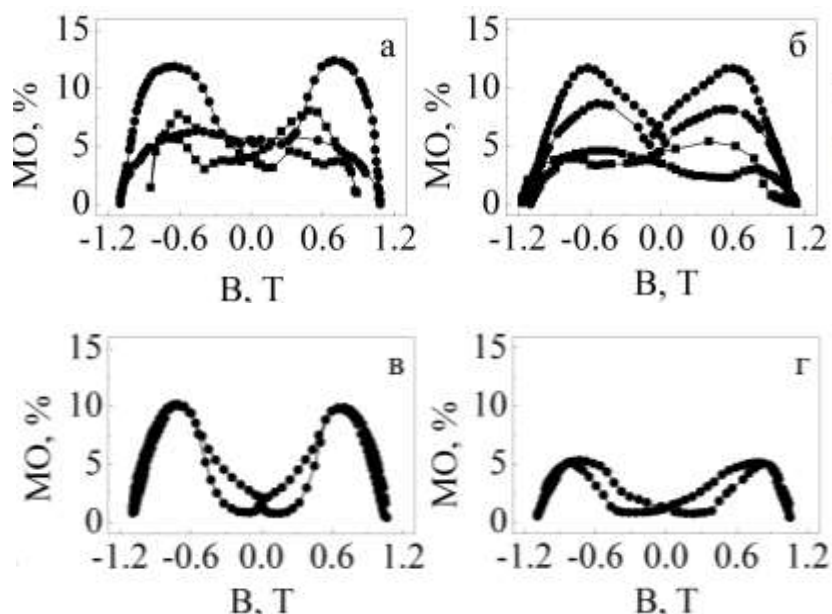


Рисунок 3.18 –МО УМНЧ  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  відпалених при 1100 К та вбудованих у ПМ Ag товщиною 5 нм (а), 10 нм (б), 15 нм (в), 20 нм (г) без (■) та після відпалу такої структури при 600 К (●)

зазначити, що найбільш ефективно утворення поверхневих мереж спостерігається саме при такому значенні товщини ПМ срібла. Воно розташовується між острівцевими утвореннями при товщині 10 нм і формуванням мереж з надмірною кількістю матеріалу при товщині 20 нм. Це підтверджує суттєву залежність величини магнітного опору від кількості меж поділу феромагнітного і немагнітного матеріалів де існує ймовірність виникнення спін-залежного розсіювання електронів. Величина магнітного опору також може істотно залежати від форми чутливого елемента [78]. Результати досліджень магніторезистивних властивостей УММН підсумовані на рис. 3.18. Із графіків видно, що безпосередньо після нанесення ПМ срібла, величина магнітоопору становила 5-6% для систем з товщинами провідної матриці 5 і 10 нм. У той же час системи з товщинами 15 і 20 нм показували повну відсутність впливу магнітного поля на зразок. Така поведінка ймовірно обумовлена надмірною товщиною ПМ. Це приводить до повного шунтування зразка разом із

інтерфейсним спін- залежним розсіюванням на НЧ. Термообробка НЧ  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  та ПМ Ag приводить до збільшення величини зміни магнітоопору майже в 2 рази для систем із товщинами 5 і 10 нм, а для 15 і 20 нм зразків відзначена поява магнітоопору в межах 4-6%. Це свідчить про збільшення ефективної довжини протікання струму і відповідно зростання кількості розсіюючих взаємодій. Залежності магнітоопору приведені на рис. 4.14 а показують вплив температурної обробки масивів НЧ  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  та провідної матриці Ag товщиною 15 нм. Без термообробки масиву НЧ і ПМ магнітоопір відсутній оскільки НЧ занадто малі для набуття феромагнітних властивостей за кімнатної температури. Відпал масиву НЧ до 1100К приводить до збільшення числа феромагнітних частинок, і, як наслідок до появи магнітоопору. У результаті подальшої термообробки ПМ формуються масиви спін-вентильних переходів збільшуючи величину МО від 3 до 14%.

Рис. 3.19 б ілюструє зміну величини магнітоопору на лінійній ділянці для масивів НЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ,  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  вбудованих у провідну матрицю Ag товщиною 15 нм. Розмірна залежність величини магнітоопору від товщини ПМ для НЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ,  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  приведена на рис. 3.20. Максимум величиною порядку 23% був зафіксований при вимірюванні магнітоопору у зразку, що мав форму смужки  $1 \times 10$  мм і товщину немагнітної ПМ Ag рівну 5 нм.

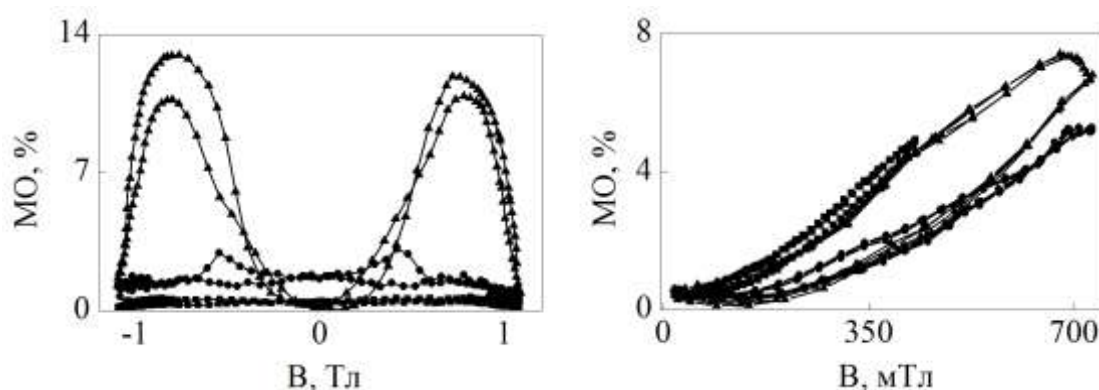


Рисунок 3.19 – МО УМНЧ  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  вбудованих у ПМ Ag товщиною 15 нм (а) без відпалу (1), після відпалу при 1100 К УМНЧ (2), після відпалу при 1100 К УМНЧ і відпалу ПМ при 600 К (3) та лінійна ділянка зміни МО УМНЧ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  (■),  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$

(▲),  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  (●) вбудованих у ПМ Ag товщиною 15 нм (б)

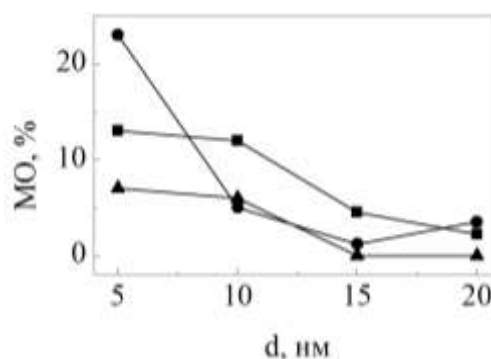


Рисунок 3.20– Залежність МО системи ПМ/УМНЧ ( $\text{NiFe}_2\text{O}_4$ ) 1100 К/П від товщини ПМ Ag без (▲), після відпалу при 600 К (■) та у випадку прямокутної геометрії зразка із відношенням сторін 1:10 без відпалу ПМ Ag (●)

Такий стрибок пояснюється впливом форм-фактора для таких систем у поєднанні з оптимальним підбором товщини, що ймовірно сприяє формуванню більшого числа ефективних нанорозмірних спін-вентелей разом із зменшенням шунтуючих ділянок за рахунок зменшення розмірів зразка по ширині і товщині. За таких умов величина зміни магнітоопору більшою мірою визначається спін-залежним розсіюванням за рахунок підвищення ефективності використання спін-вентильних нано-переходів. Окрім цього для зразків із ГМО відомий феномен покращення розсіювання електронів після формування оксидної оболонки на поверхні магнітного матеріалу.

## ВИСНОВКИ

В роботі за розробленою методикою були сформовані нанорозмірні структури спін-вентильного типу на основі плівок Co і Cu та Fe (FeNi) і Au або Ag та структур у яких верхній магнітний функціональний шар був отриманий у вигляді упорядкованих масивів магнітних наночастинок  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  або  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в провідній матриці Ag з різною товщиною магнітних шарів і фіксованою концентрацією наночастинок та з фіксованою товщиною магнітних шарів і різною концентрацією наночастинок або мультишарами. За проведеними систематичними експериментальними дослідженнями магніторезистивних властивостей спін-вентельних структур з різною комбінацією магнітних матеріалів та немагнітних прошарків при різних температурах відпалювання було встановлено наступне.

1. Оптимальна товщина немагнітного прошарку між магнітними функціональними шарами у спін-вентильних наносистемах на основі плівок Co і Cu та Fe (FeNi) і Au або Ag становить 6–9 нм. Показано, що в таких системах проявляються два типи магнітної анізотропії: перпендикулярна та в площині.

2. Тришарові структури спін-клапанного типу Co/Cu(Ag)/Fe(FeNi)/П з відносно товстим шаром Co (більше 20 нм) характеризуються найкращою температурною стабільністю магнітних характеристик до 600 К. Подальший процес термовідпалювання призводить до погіршення магнітних характеристик зразків не залежно від товщини шару Co, що є результатом взаємної дифузії атомів на інтерфейсах Fe(FeNi)/Ag і Co/Ag та формування твердих розчинів.

3. Температурна стабільність магнітних характеристик при відпалюванні до 750 К характерна для структур  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}(25)/\text{Ag}(d_{\text{Ag}})/\text{Co}(35)/\text{П}$ , а величина значень магнітоопору залежать від товщини немагнітного шару Ag. Показано, що збільшення  $d_{\text{Ag}}$  до 23 нм призводить до зменшення сили міжшарової взаємодії між шарами  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  і Co.

4. Магніторезистивні властивості функціональних шарів спін-вентильних структур на основі магнітних наночастинок  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  або  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в

провідній матриці Ag залежить від концентрації наночастинок, товщини провідної матриці та режиму їх температурної обробки. Встановлено, що відпал провідної матриці Ag за температури 600 К приводить до збільшення магнітоопору в 2-3 рази, а зі збільшенням товщини провідної матриці Ag від 5 до 20 магнітоопір знижується від 12 до 2 %.

5. Значення лінійного інтервалу в залежності магнітоопору функціональних шарів упорядкованих масивів наночастинок  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  і  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  у провідній матриці Ag при температурі  $T_B = 600$  К у циклах розмагнічення-намагнічення залежить від типу наночастинок з максимальним значенням магнітного поля 450 мТ для  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  та 700 мТ для  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ . Найменший гістерезис (0,3 %) в магніторезистивних властивостях мають структури на основі однокомпонентних наночастинок  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

6. Плівкову систему спін-клапанного типу  $\text{Co}(5)/\text{Cu}(d)/\text{Co}(20)/\text{П}$  можна модифікувати використовуючи замість одного з магнітних шарів Co мультишар  $[\text{Co}/\text{Cu}]_n$ . У залежності від температури відпалювання модифікація призводить до підвищення значення величини МО до  $0,3 \div 0,5$  %, підвищує швидкість перемикання з одного магнітного стану в інший, хоча зменшує магнітну чутливість до значень  $S_B = (0,1 \div 0,2) \times 10^{-2} \% / \text{мТл}$ . Результати дослідження структурно-фазового складу цієї плівкової системи вказують на утворення в них твердих розчинів атомів Co в матриці шару Cu, на межах поділу між шарами, з чим пов'язана нестабільність їх магніторезистивних властивостей при різних температурах відпалювання.

**ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАНЬ**

1. Куницький Ю. А. Основи спінтроніки: матеріали, прилади та пристрої : навчальний посібник / Ю. А. Куницький, В. В. Курилюк, Л. В. Однодворець, І. Ю. Проценко. – Суми : Вид-во СумДУ, 2013. – 127 с.
2. Никитин С.А. Гигантское магнитосопротивление / С. А. Никитин // Сорровский образовательный журнал. – 2004. – Т. 8, № 2. – С. 92-98.
3. Thermal stability of spin valve sensors using artificial Co/Ir based ferrimagnets / S. Colis M., Guth, J. Arabski, A. Dinia, D. Muller // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V.240. – P. 186.
4. Spin valve sensors / P.P. Freitas, F. Silva, N.J. Oliveira, L.V. Melo, L. Costa, N. Almeida // Sens. Actuat. A – 2000. – V. 81. – P. 2–8.
5. Urbaniak M. Stability of perpendicular anisotropy in NiFe/Au/Co/Au multilayers / M. Urbaniak, F. Stobiecki, B. Szymański // J. Alloys. Compd. – 2008. – V. 454. – P. 57.
6. Касаткин С.И. Спинтронные магниторезистивные элементы и приборы на их основе / С. И. Касаткин, Н. П. Васильева, А. М. Муравьев. – Москва : Электронинформ, 2005. – 168с.
7. Structure and magnetoresistive properties of nanocrystalline film systems based on Co, Fe, Ag, and Cu / V.B. Loboda, V.M. Kolomiets, Yu.O. Shkurdoda, V.O. Kravchenko, L.V. Dekhtyaruk // Metallofiz. Noveishie.Technol. – 2012. – V. 34. – P. 1043.
8. Mansoor Bin Abdul Jalil. Analysis of spin transfer torque in Co/Cu/Co pseudo-spin-valve with perpendicular magnetic anisotropy / Mansoor Bin Abdul Jalil, Jie Guo, Seng Ghee Tan // Phys. B: Cond. Matter. – 2009. – V.404. – P. 1305.
9. Magnetoresistance of antiferromagnet CoFe/Ru/CoFe/IrMn top spin valve with thermal stability / J.Y. Hwang, M.Y. Kim, J.R. Rhee, S.S. Lee, D.G. Hwang, S.C. Yu, H.B. Lee // J. Magn. Magn.Mater.– 2004. –V. 272–276. – P. 1875.

10. High temperature magnetoresistance in (Co, CoFe and NiFe)/Cu/CoFe/IrMn spin-valves / S. Tanoue, K. Tabuchi, T. Sawasaki. // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2001. – V. 233. –P. 164-168.
11. . Investigation of structural and magnetic properties of nanoscale Fe/Co bilayers / R. Gupta A., Khandelwal, R. Ansari, A. Gupta, K.G.M. Nair // *Surf. Coat. Tech.* – 2009. – V. 203. – P. 2717.
12. Microstructure and magnetic properties of nanosized Fe–Co alloy powders synthesized by mechanochemical and mechanical alloying process / B-H. Lee, B.S. Ahn, D-G. Kim, S-H. Oh, H. Jeon, J. Ahn, Y.D. Kim // *Matter. Lett.* – 2003. – V. 57. – P. 1103.
13. Temperature dependence of in-plane magnetic anisotropy of Co/Fe multilayers / M. Rateo, Carbucchio, M. Ghidini, M. Solzi // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 272-276. – P. 1240.
14. Correlation between Phase-Structural State and Magnetic Characteristics of Spin-Valve Systems Based on Fe, Co and Au / M.H. Demydenko, A.P. Kuzmenko, S.I. Protsenko, O.V. Fedchenko // *J. Nano- Electron. Phys.* – 2013. – V. 5. – P. 04017.
15. [http://unlcms.unl.edu/cas/physics/tsymbal/reference/giant\\_magnetoresistance/gmr\\_structures.shtml](http://unlcms.unl.edu/cas/physics/tsymbal/reference/giant_magnetoresistance/gmr_structures.shtml) – GMR Structures, датадоступу: 4.11.2017 р.
16. Optimizing the giant magnetoresistance of NiFe/Cu/Co pseudo spin-valves prepared by magnetron sputtering / A. Paul, Th. Damm, D. E. Bürgler, S. Stein, H. Kohlstedt, P. Grünberg // *Applied Physics Letters.* – 2003. – V. 82, № 12. – P. 1905-1907.
17. The effect of end and edge shape on the performance of pseudo-spin valve memories / J. Gadbois, J.-G. Zhu, W. Vavra, A. Hurst // *IEEE Transactions on magnetics.* – 1998. – V. 34, № 4. – P. 1066-1068.
18. Tsymbal E.Y. Perspectives of Giant Magnetoresistance / E. Y. Tsymbal, D. G. Pettifor, H. Ehrenreich // *Solid State Physics.* – 2001. – V. 56. – P. 113-237.
19. Структура та гігантський магніторезистивний ефект у тришарових плівках FeNi/Cu/Co / А. Г. Басов, С. І. Воробйов, Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // *ЖНЕФ.* – 2010. – Т. 2, № 3. – С. 78-86.

20. Nagaminea L. C. C. M. Magnetoresistance and magnetization studies through a Cu interlayer in spin valves of NiFe/Cu/NiFe/FeMn / L. C. C. M. Nagaminea, G. M. B. Castroa, J. Gesheva // *J. Magn. Mag. Mat.* – 2008. – V. 320, № 14 – P. 16–18.
21. Jiang Y., [Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>/Cu/Co/Cu] spin-valve multilayers electrodeposited on NiFe buffer layers / Y. Jiang, S. Yao, W. Zhang // *Thin Solid Films.* – 2008. – V. 516. – P. 3210-3216.
22. Sun S. Monodisperse FePt nanoparticles and ferromagnetic FePt nanocrystal superlattices / S. Sun, C. B. Murray, Dieter Weller // *Science.* – 2000. – V.287, №5460. – P. 1989 – 1992.
23. Zhang Y.D. Nanocomposite Co/SiO<sub>2</sub> soft magnetic materials / Y.D. Zhan, S.H. Wang, D.T. Xiao // *IEEE Trans. Magn.* – 2001. – V.37, №4. – P.2275 – 2277.
24. Magnetic domain percolation of Co<sub>x</sub>(SiO<sub>2</sub>)<sub>100-x</sub> granular films / S. Asakura, S. Ishio, A. Okada, H. Saito // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V.240, №1-3. – P.485 – 487.
25. Xiao J.Q. Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems / John Q. Xiao, J. Samuel Jiang, C. L. Chien // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V.68, №25. – P.3749 – 3752.
26. Camley R.E. Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling / R. E. Camley, J. Barnas // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. – V.63, №6. – P.664 – 667.
27. Levy P.M. Electrical conductivity of magnetic multilayered structures / P. M. Levy, S. Zhang, A. Fert // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V.65, №13. – P.1643 – 1646.
28. Eric E. Fullerton. Roughness and giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices / Eric E. Fullerton, David M. Kelly, J. Guimpel // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V.68, №6. – P.859 – 862.
29. Wang J.Q. Investigation of giant magnetoresistance in concentrated and nanostructured alloys / J.Wang, P. Xiong, G. Xiao // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V.47, №13. – P.8341 – 8344.
30. Asano Y. Giant magnetoresistance in magnetic granular alloys / Y. Asano, A. Oguri, J. Inoue, S. Maekawa // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V.49, №18. – P.12831 – 12834.



31. High-frequency magnetic properties in metal–nonmetal granular films / S. Ohnuma, H. Fujimori, S. Mitani, T. Masumoto // *J. Appl. Phys.* – 1996. – V.79, №8. – P.5130 – 5135.
32. High resistive nanocrystalline Fe-M-O (M=Hf, Zr, rare-earth metals) soft magnetic films for high-frequency applications / Y. Hayakawa, A. Makino, H. Fujimori, A. Inoue // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V.81, №8. – P.3747 – 3752.
33. Ohnuma S. Co-Zr-O nano-granular thin films with improved high frequency soft magnetic properties / S. Ohnuma, H.J. Lee, N. Kobayashi // *IEEE Trans. on Magn.* – 2001. – V.37, №4. – P.2251 – 2254.
34. Singh A. Conducting Multiphase Magnetic Nanocomposites for Microwave Shielding Application / A. Singh, M. Mishra, S.K. Dhawan: editors J. Estevez // Chapter in book “Nanomagnetism”. – 2014. – P.246-277.
35. Granitzer P. Physical properties of semiconducting/magnetic nanocomposites / P. Granitzer, R. Klemens // *Front. Mater.* – 2015. – V.2, №4. – 8pp.
36. Liu X. Magnetic properties of Ni ferrite nanocrystals dispersed in the silica matrix by sol–gel technique / X. Liu, S. Fu, C. Huang // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V.281, №2-3. – P.234 – 239.
37. Baibich M. N. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – V.61, №21. – P.2472 – 2475.
38. Parkin S.S.P. Oscillatory magnetic exchange coupling through thin copper layers / S. P. Parkin, R. Bhadra, K. P. Roche // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – V.66, №16. – P.2152 – 2155.
39. Petroff F. Oscillatory interlayer exchange and magnetoresistance in Fe/Cu multilayers / F. Petroff, A. Barthelemy, D. H. Mosca // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V.44, №10. – P.5355 – 5357.
40. Pratt W. P. Perpendicular giant magnetoresistances of Ag/Co multilayers / W. P. Pratt, Jr., S.-F. Lee // *Phys. Rev. Lett.* – 1991. – V.66, №23. – P.3060 – 3063.
41. High-frequency response and voltage noise in magnetic nanocomposites / N.A. Buznikov, I.T. Iakubov, A.L. Rachmanov, K.I. Kugel, A.O. Sboychakov: editor

- F. Kusmartsev // Chapter in book “Condensed Matter Theories”. – 2014. – V.24. – P.284 – 301.
42. Klabunde K.J. Nanoscale Materials in Chemistry / K. J. Klabunde, R. M. Richards. – New York: Wiley, 2001. – 169 p.
43. Kirschvink J.L. Magnetite Biomineralization and Magnetoreception in Organisms: A New Biomagnetism / J. L. Kirschvink, D. S. Jones, B. J. MacFadden. – New York: Springer Science and Business Media, 2013. – V.5. – 704 p.
44. Magnetism and Verwey transition in magnetite nanoparticles in thin polymer film / V.N. Nikiforov, Yu.A. Koksharov, S.N. Polyakov // J. Alloy. Compd. – 2013. – V.569. – P.58 – 61.
45. Long G.J. Mössbauer spectroscopy applied to inorganic chemistry / G.J Long, F. Grandjean. – New York: Springer Science and Business Media, 1984. – V.1. – 644 p.
46. Lijun Zhao. Studies on the magnetism of cobalt ferrite nanocrystals synthesized by hydrothermal method / Lijun Zhao, Hongjie Zhang, Yan Xing // J. Solid State Chem. – 2008. – V.181, №2. – P.245 – 252.
47. Goutam Sheet. Dc and high frequency magnetic properties of nanopatterned  $\text{CoFe}_2\text{O}_4$  arrays fabricated using sol-gel precursors / Goutam Sheet, Alexandra R. Cunliffe, Erik J. Offerman // J. Appl. Phys. – 2010. – V.107, №10. – P.104309–1 –104309–6.
48. Blocking Temperature – [http://www.science20.com/mei/blog/blocking\\_temperature](http://www.science20.com/mei/blog/blocking_temperature)
49. Matthew A. Willard. Magnetic properties of ordered and disordered spinel-phase ferrimagnets / Matthew A. Willard, Yuichiro Nakamura, David E. Laughlin // J. Am. Ceram. Soc. –1999. – V.82, №12. – P.3342 – 3346.
50. Nejati Y. Preparation and magnetic properties of nano size nickel ferrite particles using hydrothermal method / Y. Nejati, R. Zabihi // Chemistry Central. – 2012. – V.6. – P.23 – 27.
51. Maaz K. Synthesis and magnetic properties of Cobalt Ferrite ( $\text{CoFe}_2\text{O}_4$ ) nanoparticles prepared by wet chemical route/ K. Maaz, Arif Mumtaz, S.K. Hasanai // J. Magn. Mater. – 2007. – V.308, №2. – P.289 – 295.

52. Hsu J.-H. Anomalous positive magnetoresistance in Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>-Ag composite films / J.-H. Hsu, S. Chen, C. Chang // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2002. – V.242-245, №2. – P.479 – 481.
53. Magnetoresistive properties of Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles embedded in a Cu matrix / S. A. Nepijko, H. J. Elmers, G. Schönhense, M. H. Demydenko, S. I. Protsenko, D. M. Kostyuk // *Appl. Phys. A.* – 2013. – V.112, №2. – P.463 – 467.
54. Massalsky T.B. Binary Alloy Phase Diagrams / T.B. Massalsky // ASM. – 1986, – P. 760.
55. Okamoto H. Phase Diagrams of Binary Iron Alloys / ASM. Int. Mater. Park. – 1993. – P. 7.
56. Microstructural evolution of NiFe/Ag multilayers studied by X-ray diffraction and in situ high-resolution TEM / R. Sinclair, M.A. Parker, T.L. Hylton, K.R. Coffey, J.K. Howard, A. Lessmann, A.L. Bienenstock // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 151. – P. 24.
57. The chemistry of graphene oxide / D. R. Dreyer, S. Park, C. W. Bielawski, R. S. Ruoff // *Chem. Soc. Rev.* – 2010. – V.39, №1. – P.228 – 240.
58. Фазовий склад та магнітні властивості плівкових систем на основі Fe (Co) та Gd (Dy) / S. I. Vorobiov, I. V. Cheshko, A. M. Chornous, H. Shirzadfar, O. V. Shutylieva // *J. Nano- Electron. Phys.* – V.6, N2. – 2014. – P. 02022.
59. Grunberg P. Layered magnetic structures in research and application / P. Grunberg // *Acta Mater.* – 2000. – V.48, №1. – P.239 – 251.
60. van der Pawu L. J. A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape / L. J. van der Pawu // *Philips Res. Repts.* – 1958. – V.13, №1. – P.1-9.
61. Костюк Д.Н. Программно-аппаратный комплекс для исследования магниторезистивных свойств в сменной геометрии поля / Д.Н.Костюк, М.Г.Демиденко, С.И.Проценко // Сборник трудов конференции [«Образовательные, научные и инженерные приложения в LabVIEW и National Instruments»], (Москва, 8-9 декабря 2011 г.). – Москва: РУДН, 2011. – С.493-495.

62. Архітектура шаблону програмування та його основні принципи використання – <http://expressionflow.com/2007/10/01/labview-queued-state-machine-architecture/>.
63. Вонсовский С.В. Магнетизм / Вонсовский С.В. – Москва: Наука, 1971. – 1032 с.
64. Чеботкевич Л.А. Структура и магнитные свойства отожженных пленок Co/Cu/Co / Л.А. Чеботкевич, Ю.Д. Воробьев, И.Н. Буркова //ФММ. – 2000. – Т. 89, № 3. – С. 56 – 61.
65. Lei L. Interlayer exchange coupling and magnetic reversal in Co/Pt multilayers / L. Lei, L. Yafeng, L. Zhongyuan // J. Magn. Magn. Mater. – 2013 – V. 325. – P. 117 – 121.
66. Tsymbal E.Y. Perspectives of Giant Magnetoresistance / E.Y. Tsymbal, D.G. Pettifor // Solid State Physics (New York: Academic Press). – 2001. – V. 56. – P. 113 – 237.
67. Рощенко С.Т. Магниторезистивные и магнитные свойства мультислойных структур Co/Cu с переменным числом бислоев / С.Т. Рощенко, А.Г. Равлик, И.Г. Шипкова // ФММ. – 2000. – Т. 90, № 3. – С. 58 – 64.
68. Dieny B. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers / B. Dieny // J. Magn. Magn. Mater. – 1994. – V. 136, № 3. – P. 355 – 359.
69. Birlikseven C. Magnetoresistance, magnetization and FMR study of Fe/Ag/Co multilayer film / C. Birlikseven, C Topacli, H.Z. Durusoy // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 192, № 2 – P. 258 – 262.
70. Самардак А.С. Поведение магнитных и магниторезистивных свойств нанокристаллических Co/Cu/Co пленок при ступенчатом отжиге / А.С. Самардак, Л.А. Чеботкевич // ФММ. – 2006. – Т. 101, № 1. – С. 1 – 6.
71. Guth M. Giant magnetoresistance in Fe and Co based spin valve structures / M. Guth, G. Schmerber, A. Dinia // Physics Letters A. – 2001. – V. 279, № 3. – P. 255 – 260.
72. Cheshko I.V. Formation of metastable solid solutions in film systems based on / I.V. Cheshko, I.Yu. Protsenko // Metallofiz. Noveishye.Technol. – 2009. – V. 31. – P. 963.
73. Cheshko I.V., I.M. Pazukha, S.I. Protsenko, D.V. Shapko, Yu.M. Shabelnyk //Proceedings of the International conference Nanomaterials: Applications and Properties. – 2013. – V. 2. – P. 01NTF40.

74. Asymmetric interfaces in Fe/Ag and Ag/Fe bilayers prepared by molecular beam evaporation / A. Tunyogi, F. Paszti, Z. Osvath, F. Tancziko, M. Major, E. Szilagy *//Nucl.Instr. Meth. B.* – 2006. – V. 249. –P. 384.
75. Structural-phase state, magnetoresistive and magnetic properties of permalloy films / Ia.M. Lytvynenko, I.M. Pazukha, O.V. Pylypenko, V.V. Bibyk *// Metallofiz. Noveishie. Tekhnol.* – 2015. – V. 37. – P. 1377.
76. David C. Investigations on the Magnetization Switching Dynamics in Spin Valve Multilayers Under Periodic Applied Magnetic Field *// C. David, B. Arumugam, A. Rajamani // J. Supercond. Nov. Magn.* – V.27, N 6. – 2014. – P. 1561-1566.
77. Core-shell structured nanowire spin valves / Keith T. Chan, C. Doran, E. G. Shipton, E. E. Fullerton *// IEEE Trans. Magn.* – 2010. – V.46, №6. – P.2209 – 2211.
78. Lenssen K.-M.H. Robust giant magnetoresistance sensors / K.-M.H. Lenssen, D.J Adelerhof, H.J Gassen *// J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – V.85, №1-3. – P.1 – 8.