

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Кваліфікаційна наукова праця  
на правах рукопису

Шкурдода Юрій Олексійович

УДК 539.216:544.003.26

**ДИСЕРТАЦІЯ**

**ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ І МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ  
НЕСИМЕТРИЧНИХ ТА ГРАНУЛЬОВАНИХ СИСТЕМ В УМОВАХ  
ПРОТІКАННЯ ТВЕРДОФАЗНИХ РЕАКЦІЙ**

01.04.01 – Фізика приладів, елементів і систем

Фізико-математичні науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук  
Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,  
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело



Ю.О. Шкурдода

Науковий консультант:

Чорноус Анатолій Миколайович,  
доктор фізико-математичних наук,  
професор

Суми – 2018

## АНОТАЦІЯ

**Шкурдода Ю.О. Електрофізичні і магніторезистивні властивості несиметричних та гранульованих систем в умовах протікання твердофазних реакцій.** – На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.01 – фізика приладів, елементів і систем. – Сумський державний університет, Суми, 2018.

Дисертаційна робота присвячена встановленню закономірностей формування кристалічної структури і фазового складу, поведінки електрофізичних (питомий опір), магніторезистивних (анізотропний і гігантський магнітоопір) та магнітних (коерцитивна сила, поле насичення) властивостей і їх взаємозв'язку для чутливих елементів плівкових сенсорів на основі Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , та Cu в інтервалі товщин  $d = 10 - 50$  нм і концентрацій  $x = 10 - 90$  % у температурному інтервалі 120 – 700 К.

Вивчено дифузійні процеси у плівкових матеріалах на основі Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , та Cu і Co/Cu/Co/П з додатковими шарами Cr. Встановлено закономірності в польових залежностях анізотропного та гігантського магнітоопору (ГМО) для магнітнеоднорідних плівкових матеріалів із різною товщиною та концентрацією компонент магнітних, немагнітних та додаткових шарів. Експериментально встановлені інтервали концентрацій і товщин шарів, у яких спостерігався анізотропний (позитивний поздовжній і негативний поперечний магнітоопір) та ізотропний (негативний поздовжній і поперечний магнітоопір) характер магнітоопору. Залежно від товщини шарів та концентрації компонент у магнітних шарах можна виділити три типи польових залежностей магнітоопору (МО): залежності, які мають анізотропний характер, гістерезисні ізотропні польові залежності з насиченням у відносно слабких магнітних полях ( $B_S < 10$  мТл) та безгістерезисні ізотропні залежності з насиченням у магнітних полях більше 0,2 Тл.

Результати експериментальних досліджень впливу відпалювання на величину ізотропного магнітоопору та вид магніторезистивних петель показують, що характер поведінки МО і його величина в загальному випадку визначаються як товщиною феромагнітних і немагнітних шарів, так і концентрацією компонент у шарах. Також слід зазначити, що при термомагнітному відпалюванні за температури 700 К для всіх систем, за винятком систем на основі Co,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  за  $C_{\text{Ni}} < 30$  % та Co/Cu/Fe ( $d_N = 7 - 15$  нм), відбувається перехід від ізотропного до анізотропного характеру МО. Для плівок на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , Co та Cu з  $C_{\text{Ni}} < 30$  % залежність МО від

температури відпалювання має немонотонний характер.

Подані результати дослідження впливу температури підкладки на магніторезистивні властивості тришарових плівок Co/Cu/Fe/П. Показано, що для всіх свіжосконденсованих зразків, які отримані за температури підкладки 400 К, 550 К та 700 К проявляється АМО величиною 0,02 – 0,1 %. Для зразків, які отримані за  $T_{\text{п}} = 400$  К (із вихідним АМО), після їх відпалювання при  $T_{\text{відп}} = 550$  К спостерігається поява ГМО величиною 0,5 – 0,8 % за кімнатної температури.

Експериментально досліджений і теоретично проаналізований із використанням феноменологічного підходу (резисторної та двострумкової моделей) ефект гігантського магнітоопору в тришарових плівках. Уперше отримано аналітичні вирази для розрахунку параметра спінової асиметрії та опору високоомного спінового каналу. Досліджено залежності величини ефекту анізотропного гігантського магнітоопору від товщини покривного магнітного шару. Розраховано параметр асиметрії, який характеризує відмінність довжин вільного пробігу електронів у спінових каналах провідності для поздовжньої та поперечної геометрії вимірювання магнітоопору.

На основі узагальнення представлених у дисертаційній роботі результатів дослідження тришарових плівкових структур було запропоновано нову плівкову подвійну (симетричну) «псевдоспін-вентильну» структуру як чутливий елемент з високою термостабільністю та чутливістю його електроопору до магнітного поля.

Узагальнені результати щодо розмірних, концентраційних і температурних залежностей коерцитивної сили ( $B_C$ ) та поля насичення ( $B_S$ ) свіжосконденсованих і термостабілізованих за температури 700 К тришарових плівок на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , Co та Cu.

Отримані експериментальні результати свідчать про досить велику часову і температурну стабільність властивостей плівкових структур на основі Co, Fe та Cu, що дозволяє рекомендувати при виготовленні магніторезистивних елементів, як один з етапів технологічного процесу, термостабілізаційне відпалювання у вакуумі за температури 550 або 700 К безпосередньо після осадження плівок.

Результати проведених магніторезистивних досліджень структурно несучільних плівок феромагнітних металів та сплавів на їх основі показали, що польові залежності магнітоопору структурно несучільних плівок Co, Fe, сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  мають ізотропний характер і на них відсутній гістерезис. Із отриманих польових залежностей випливає, що знак ефекту та форма польових залежностей не змінюється при зміні напрямку магнітного

поля. Даний факт свідчить про те, що вплив анізотропії магнітоопору не суттєвий, а домінуючий ефект і не є анізотропним. Максимальна величина ізотропного від'ємного магнітоопору для свіжосконденсованих плівок у магнітному полі до 0,7 Тл складає 0,5 % для Co та 1 % для Fe.

Із отриманих за кімнатної температури ізотропних польових залежностей поздовжнього та поперечного магнітоопору для свіжосконденсованих гранульованих структур на основі Co та SiO<sub>x</sub> слідує, що вони, як і у випадку острівцевих плівок, співпадають у межах експериментальної похибки. Величина магнітоопору складає за кімнатної температури 2,5 % для поздовжньої та поперечної геометрії і 1,5 % - для перпендикулярної. Польові залежності не мають тенденції до насичення в магнітному полі з індукцією до 0,7 Тл.

Вивчені фізичні процеси в плівкових матеріалах із точки зору їх можливого застосування як чутливих елементів з високою температурною та часовою стабільністю багатофункціональних сенсорних та інформаційних приладів різного призначення.

**Ключові слова:** магнітонеоднорідні плівкові матеріали, структурно-фазовий стан, тверді розчини, питомий опір, дифузія, гігантський магнітоопір, анізотропний магнітоопір, спин-залежне розсіювання, коерцитивна сила.

## СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

### 1. Наукові праці, у яких опубліковані основні наукові результати

1. **Shkurdoda Yu. O.** Effect of thermomagnetic treatment on magnetoresistive properties of trilayer thin films based on Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> and Cu / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous // *Intermetallics*. – 2018. – V. 93. – P. 1 – 5.

2. **Shkurdoda Yu. O.** Peculiarity of magnetoresistance of discontinuous ferromagnetic thin films / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous // *Int. J. Miner. Metall. Mater.* – 2017. – V. 24, № 12. – P. 1459 – 1463.

3. Influence of the surface morphology on the magnetoresistance of ultrathin films of ferromagnetic metals and their alloys / A. M. Chornous, **Yu. O. Shkurdoda**, V. B. Loboda, Y. M. Shabelnyk, V. O. Kravchenko // *Eur. Phys. J. Plus*. – 2017. – V. 132. – P. 58 – 64.

4. Temperature effect on magnetoresistive properties of Fe and Co island films / A. M. Chornous, **Yu. O. Shkurdoda**, V. B. Loboda, V. M. Kolomiets // *Ukr. J. Phys.* – 2017. – V. 62, №5. – P. 441 – 447.

5. **Shkurdoda Yu. O.** The influence of structural and phase state on the magnetoresistive properties of film systems based on Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> and Cu /



- Yu. O. Shkurdoda // J. Nano- Electron. Phys. – 2017. – V. 9. №4. – P. 04008(5pp).
6. The influence of the concentration of components in magnetic layers on the magnetoresistive properties of three-layer film systems based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, Y. M. Shabelnyk, V. B. Loboda // J. Magn. Mater. – 2017. – V. 443. – P. 190 – 194.
7. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем на основі пермалою та міді / **Ю. О. Шкурдода**, А. М. Чорноус, В. Б. Лобода, Ю. М. Шабельник, В. О. Кравченко, Л. В. Дехтярук // Журнал нано- та електрон. фіз. – 2016. – Т. 8. № 2 – P. 02056(6сс).
8. Електропровідність тришарових полікристалічних плівок Co/Ag(Cu)/Fe в умовах взаємодифузії атомів / С. М. Хурсенко, В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць // Журнал нано- та електрон. фіз. – 2014. – Т. 6, №1. – С. 04032 (5)
9. Магніторезистивні властивості плівок Co/Cu/Co з додатковим ультратонким шаром Cr / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. О. Кравченко, С. М. Хурсенко // Фізика і хімія твердого тіла. – 2013 – Т. 14, №1. – С. 197 – 201.
10. Магніторезистивний ефект та магнітні параметри нанокристалічних плівок на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, В. О. Кравченко, Є. Г. Копанець // Ж. нано- електрон. фіз. – 2012. – Т.4, № 2 – С. 02014(6).
11. Структура та магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових систем на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, В. О. Кравченко, Л. В. Дехтярук // Металлофіз. новейшие технол.– 2012. – Т. 34, №8. С. 1043 – 1055.
12. Структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в плівкових системах на основі Co, Cu та Cr / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук // ФІП. – 2012. – Т. 10, №4. С. 397 – 402.
13. Вплив додаткових шарів Ni на структуру та магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Co та Cu / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, Л. В. Дехтярук // Ж. нано- електрон. фіз. – 2011. – Т.3, № 2 – С.27 – 35 .
14. **Шкурдода Ю.А.** Феноменологическая теория гигантского магниторезистивного эффекта в моно и поликристаллическом сандвиче / Ю.А. Шкурдода, Л.В. Дехтярук // Металлофіз. и новейшие технол. – 2011 – Т.33 , №2. – С. 149 – 159.
15. Структура, дифузійні процеси та магніторезистивні властивості тришарових плівок Co/Ag/Co / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, Є. Г. Копанець, Л. В. Дехтярук, А.І. Салтикова // Фізика і

хімія твердого тіла. – 2011. – Т. 12, №4. – С. 917 – 922.

16. Лобода В. Б. Фазовий состав и структура нанокристаллических пленочных сплавов CoNi / В. Б. Лобода, В. А. Кравченко, **Ю. А. Шкурдода** // Металлофиз. и новейшие технол. – 2011 – Т.33, №6. – С. 747 – 755.

17. **Шкурдода Ю. О.** Эффект гігантського магнетоопору в магнетних надгратицях / Ю.О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // Металлофиз. и новейшие технол. – 2011 – Т.33, №1. – С. 29 – 44.

18. **Шкурдода Ю. О.** Розмірний ефект у питомій провідності сандвіча з монокристалічною структурою/ Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології – 2010. – Т.8, №4. С. 29 – 44.

19. Структура та гігантський магніторезистивний ефект у тришарових плівках FeNi/Cu/Co / А. Г. Басов, С. І. Воробйов, **Ю. О. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук // Ж. нано- та електрон. фіз. – 2010. – Т.2, №3 – С. 78 – 86.

20. Кінетичні розмірні ефекти у багатошарових плівках з полікристалічною структурою / А. Г. Басов, **Ю. О. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук, А. М. Черноус // Успехи физ. мет. – 2010. – Т.11. С. 461 – 508.

21. Электропроводность сверхтонких пленок сплавов Co-Ni / В. Б. Лобода, В. А. Кравченко, **Ю. А. Шкурдода**, В. Н. Коломиец // Металлофиз. и новейшие технол. – 2010 – Т.32, №6. – С. 765 – 773.

22. Лобода В. Б. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем CoNi/Ag(Cu)/FeNi / В. Б. Лобода, В. О. Кравченко, **Ю. О. Шкурдода** // Журнал нано- та електрон. фіз. – 2009. – Т.1, №2. – С. 21 – 27.

23. Лобода В.Б. Структура та електропровідність нанокристалічних плівкових сплавів CoNi / В.Б. Лобода, В.О. Кравченко, **Ю.О. Шкурдода** // Ж. нано- та електрон. фіз. – 2009. – Т.1, №3 – С. 89 – 96.

24. Magnetic Properties of Thin Film Systems Based on  $Fe_xNi_{100-x}$  and Cu / **Yu. O. Shkurdoda**, I. M. Pazukha, V. S. Bosenko, A. M. Chornous, V. B. Loboda // Proc. of Int. Conf. [«Nanomaterials: Applications and Properties»], Sumy, 2017 – № 2, 02NTF10 (4pp).

25. Influence of Annealing Temperature on Magnetoresistance of Ultrathin Fe and Co Films / **Yu. O. Shkurdoda**, A. M. Chornous, V. B. Loboda, Yu. M. Shabelnyk, A.I. Saltykova, D. I. Saltykov, O. V. Kovalenko // Proc. of Int. Conf. [«Nanomaterials: Applications and Properties»], Sumy, 2016 – V.5, № 1, 01NTF09(4pp).

26. The temperatures' influence of substrate and annealing on a surface relief and diffusion in multilayer film systems / V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova, V. M. Kolomiets // [«Nanomaterials: Applications and Properties»], – Alushta, 2013. – V. 2 No 1, 01001(401pp).

27. Фізичні властивості нанокристалічних плівок Ni, Co, Fe, Cu, Ag, їх сплавів та багатошарових плівкових систем на їх основі: [монографія] / за заг. ред. проф. В. Б. Лобода. – Суми: Університетська книга, 2013. – 309 с.

## 2. Наукові праці апробаційного характеру

28. Коломієць В. М. Вплив додаткових шарів Ni на ефект ГМО в плівках Co/Cu/Co / В. Б. Лобода., **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, Т. В. Хохлова // Матеріали та програма науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів та студентів факультету Електроніки та інформаційних технологій, 19 – 23 квітня 2010 р.: тези доп. – Суми, 2010. – С. 121.

29. Вплив термомагнітного відпалювання на ГМО мультишарових плівкових систем / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, В. О. Кравченко, Т. В. Хохлова // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2010», 19 – 21 травня 2010 р.: тези доп. – Львів, 2010. – С. 6.

30. Коломієць В. М. Анизотропія ефекта гігантського магнетосопротивлення в магнітних сандвичах / В. М. Коломієць, **Ю. А. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук, В. Б. Лобода // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2010», 5 – 7 жовтня 2010 р.: тези доп. – Київ, 2010. – С. 133.

31. The effect of giant magnetoresistance in three-layer nanocrystalline films Fe/Ag/Co / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova, L. V. Dekhtyaruk // Матеріали XIII Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем», 16 – 21 травня 2011 р.: тези доп. – Івано-Франківськ, 2011. – С. 158.

32. Коломієць В. М. Дифузійні процеси в тришарових плівкових зразках / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, А. І. Салтикова // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2011», 12 – 14 квітня 2011 р.: тези доп. – Київ, 2011. – С. 160.

33. Анизотропія ефекта гігантського магнітоопору у тришарових плівках / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук, А. В. Карпенко, Н. Ф. Холявка // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2011», 18 – 20 травня 2011 р.: тези доп. – Львів, 2011. – С. А 16.

34. Фазовий склад нанокристалічних тришарових плівок Co/Cu/Fe / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, А. І. Салтикова, В. О. Кравченко // Матеріали II Наукового семінару «Сучасні проблеми наноелектроніки, 26

травня 2011 р.: тези доп. – Суми, 2011. – С. 21.

35. Коломієць В. М. Дифузійні процеси у тришарових плівкових зразках Co/Cu/Fe/Π / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, А. І. Салтикова // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2012», 19 – 12 квітня 2012 р.: тези доп. – Львів, 2012. – С. D 47.

36. Коломієць В. М. Розмірна залежність питомого опору та ТКО плівкових систем Co/Ag(Cu)/Fe/Π / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода** // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарівські читання – 2012», 3 – 5 квітня 2012 р.: тези доп. – Київ, 2012. – С. 157.

37. Коломієць В. М. Вплив температури підкладки та подальшого відпалювання на ГМО тришарових плівок Co/Cu/Fe/Π / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, С. М. Хурсенко // Матеріали та програма науково-технічної конференції «Фізика, електроніка, електротехніка», 22 – 27 квітня 2013 р.: тези доп. – Суми, 2013. – С. 116.

38. Kolomiets V. M. AFM – exploration of film relief of surface Fe and Cu/Fe / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, S. G. Kulyk // Матеріали XIV Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем», 20 – 25 травня 2013 р.: тези доп. – Івано-Франківськ, 2013. – С. 399.

39. Коломієць В. М. Вплив температури підкладки та термообробки на магніторезистивні властивості несиметричних систем Co/Cu/Fe/Π / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, С. Г. Кулик // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2013», 15 – 17 травня 2013 р.: тези доп. – Львів, 2013. – С. А 14.

40. Коломієць В. М. Магнітні та магніторезистивні властивості несиметричних плівкових систем Co/Cu/Fe/Π / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода** // Збірник тез конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарівські читання – 2013» з міжнародною участю, 2 – 4 квітня 2013 р.: тези доп. – Київ, 2013. – С. 220.

41. Лобода В. Б. Дослідження стабільності магнітних характеристик тришарових плівкових систем на основі Co та Cu / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць // Матеріали XII конференції студентів, аспірантів та молодих вчених «Шевченківська весна» – Київ, 2014. – С. 149 – 150.

42. **Шкурдода Ю. О.** Об'ємний та інтерфейсний механізми ефекту гігантського магнітоопору в багатошарових плівках / Ю. О. Шкурдода, А. Г.

Басов, Л. В. Дехтярук / Матеріали 8-ї конференції молодих вчених та спеціалістів «Надтверді композиційні матеріали та покриття. Отримання, властивості». – Київ, 2014. С. 5-8.

43. **Шкурдода Ю. О.** Дослідження рельєфу поверхні плівок Fe Fe/Cu / В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, В. М. Коломієць, С. Г. Кулик // Матеріали конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2014» з міжнародною участю, – Київ, 2014. – С. А16.

44. **Шкурдода Ю. О.** Дослідження магніторезистивних властивостей структур спін-вентильного типу / Ю. О. Шкурдода, В. О. Кравченко, Л. В. Дехтярук, С. О. Кульченко // Матеріали Міжнародної конференції «Еврика – 2015», 13 – 15 травня 2015 р.: тези доп. – Львів, 2015. – С. С19.

45. **Шкурдода Ю. О.** Магнітоопір надтонких плівок сплаву CoNi / Ю. О. Шкурдода, А. М. Чорноус, В. О. Кравченко, А. І. Салтикова // Матеріали конференції «Сучасні проблеми фізики металів і металічних систем» (Київ, 25 – 27 травня, 2016 р) тези доп. – Київ, 2016. – С. С2-57.

46. **Shkurdoda Yu. O.** Temperature dependence of tunnel magnetoresistance of ultrathin Fe films / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, A. I. Saltykova // 4-та Міжнародна конференція «Нанотехнології та наноматеріали. НАНО-2016» (Львів, 24 – 27 серпня 2016 р.). – Львів, 2016. – С. 172.

47. **Shkurdoda Yu. O.** Effect of Ni Concentration in Soft Magnetic Layer on Isotropic Magnetoresistance of Three Layer Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> Films / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, D. I. Saltykov, D. O. Shuliarenko // Materials of XVI International conference «Physics and technology of thin films and nanosystems» (Ivano-Frankivsk, May 15 – 20, 2017 year). – Ivano-Frankivsk, 2017. – P. 308.

48. Saltykov D. I. Influence of the surface morphology on the magnetoresistance of ultrathin Fe films / D. I. Saltykov, A. M. Chornous, **Yu. O. Shkurdoda**, Yu. M. Shabelnyk / 5-та Міжнародна конференція «Нанотехнології та наноматеріали. НАНО-2017» (Чернівці, 23-24 серпня 2017 р.). – Чернівці, 2017. – С. 272.

49. Розрахунок параметрів асиметрії для анізотропного гігантського магнітоопору в сандвічі / Ю. М. Шабельник, **Ю. О. Шкурдода**, А. Г. Басов, А. М. Чорноус, Л. В. Дехтярук, А. П. Харченко // Збірник тез конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2018» (Київ, 4 – 6 квітня 2018 р.). – Київ, 2018. – С. 107–108.

### 3. Праці, які додатково відображають наукові результати

50. Сучасні методи дослідження речовини. Спеціальний фізичний практикум: навч. посіб. / [В. Б. Лобода, В. С. Іваній, **Ю. О. Шкурдода** та ін.];

за заг. ред. доц. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2010. – 259 с.

51. Лабораторний практикум з фізичних основ вакуумної техніки: навч. посіб. / [В. Б. Лобода, С.М. Хурсенко, **Ю. О. Шкурдода** та ін.]; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2012. – 230 с.

52. Лабораторний практикум із фізичних основ мас-спектрометрії: навч. посіб. / [В. Б. Лобода, О. Д. Погребняк, **Ю. О. Шкурдода** та ін.]; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми: СумДУ, 2016. – 224 с.

53. **Шкурдода Ю.О.** Кирик Г.В. Стадник О.Д. Патент на корисну модель «Демонстраційний магніторезистивний датчик» № 117798 від 10.07.2017 р.

54. Лобода В.Б. **Шкурдода Ю.О.** Хурсенко С.М. Кравченко В.О. Виріб «Плівкові об'єкти для демонстрації і вивчення явища гігантського магнітоопору». Свідоцтво про визнання відповідності педагогічним вимогам № 06/029 від 24.06.2014 р.

## ABSTRACT

**Shkurdoda Yu. O. Electrophysical and magnetoresistance properties of asymmetric and granular systems in conditions of solid-phase reactions. – Manuscript**

Thesis for the degree of Doctor of Sciences in Physics and Mathematics by the speciality 01.04.01 – physics of devices, elements and systems. – Sumy State University, Sumy, 2018

This thesis is devoted to the establishment of regularities in the formation of crystalline structure, phase composition, behavior of electrophysical (resistivity), magnetoresistive (anisotropic and giant magnetoresistance) and magnetic (coercivity, saturation field) properties and their interconnection for sensitive elements of film sensors based on Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , and Cu in the range of thickness  $d = 1 - 50$  nm and concentration  $x = 10 - 90$  % in the temperature range 120 – 700 K.

The diffusion processes in film materials based on Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , and Cu; structures like Co/Cu/Co/S (S is a substrate) with additional Cr layers was studied. The regularities in the field dependences of anisotropic and giant magnetoresistance (GMR) for magneto-inhomogeneous film materials with different thickness and component concentrations of magnetic, nonmagnetic and additional layers established. Experimentally established the ranges of the concentrations and layer thicknesses, in which anisotropic (positive longitudinal and negative transverse magnetoresistance) and isotropic (negative longitudinal and transverse magnetoresistance) character of magnetoresistance (MR) observed. Depending on the thickness of the layers and the components concentration in the

magnetic layers, three types of field dependences of the MR can be distinguished: anisotropic field dependences; hysteresis isotropic field dependences with saturation in relatively weak magnetic fields ( $B_S < 10$  mT) and non-hysteresis isotropic dependences with saturation in the magnetic fields of more than 0.2 T.

The results of experimental studies of the annealing effect on the value of the isotropic magnetoresistance and the shape of the magnetoresistive loops show that the behavior of MR and its value generally determined by both the thickness of ferromagnetic and nonmagnetic layers and the concentration of components in the layers. It should also note that for all systems, the transition from isotropic to anisotropic MR observed in the case of thermomagnetic annealing at 700 K. The exceptions are the systems based on Co,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  at  $C_{\text{Ni}} < 30$  % and Co/Cu/Fe ( $d_N = 7 - 15$  nm). For films based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , Co and Cu with  $C_{\text{Ni}} < 30$  %, the MR annealing temperature dependence has non-monotonic character.

The results of the study of the substrate temperature effect on the magnetoresistive properties of Co/Cu/Fe/P three-layer films presented. It is shown that AMR amount of 0.02 – 0.1 % observed for all as-deposited samples obtained at the substrate temperatures ( $T_s$ ) 400, 550 and 700 K. The annealing to  $T_{\text{ann}} = 550$  K of the samples, obtained at  $T_s = 400$  K (with initial AMR), leads to the GMR of amount of 0.5 – 0.8 % appearing at room temperature.

The giant magnetoresistive effect in three-layer films has been experimentally studied and theoretically analyzed using the phenomenological approach (resistor and two-current models). For the first time, the analytical expressions for calculation of the spin asymmetry parameter and the resistance of a high-ohmic spin channel obtained. The dependences of the anisotropic giant magnetoresistive effect on the thickness of the covering magnetic layer are studied. The asymmetry parameter that characterizes the difference in the free path of electrons in the spin conduction channels for the longitudinal and transverse MR measurement geometries has calculated.

On the basis of the generalization of the obtained for three-layer film structures presented in the thesis, a new double (symmetrical) thin film “pseudo-spin-valve structure” as a sensitive element with high thermostability and sensitivity of its electrical resistance to the magnetic field proposed.

The results regarding the size, concentration and temperature dependences of the coercive force ( $B_C$ ) and the saturation field ( $B_S$ ) of the as-deposited and thermostabilized at 700 K three-layer films based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , Co and Cu were generalized.

The obtained experimental results testify about a rather large time and temperature stability of the properties of film structures on the basis of Co, Fe and Cu, that allows recommend use the thermostabilization annealing in a vacuum at a

temperature of 550 and 700 K immediately after films deposition as one of the technological processes at the magnetoresistive elements formation.

The results of the magnetoresistive researches for discontinuous films of ferromagnetic metals and alloys showed that the field dependence of the magnetoresistance of discontinuous Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  and  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  thin films have isotropic, non-hysteretic character. From the obtained field dependences follows that sign of effect and the shape of field dependences does not change with the magnetic field direction changing. This fact suggests that the influence of anisotropy of magnetoresistance is not significant, and the dominant effect that observed is not anisotropic. The maximum value of the negative isotropic magnetoresistance for as-deposited films in a magnetic field up to 0.7 T is 0.5 % for Co and 1 % for Fe films.

From the obtained at room temperature isotropic field dependences of the longitudinal and transverse magnetic resistances for the as-deposited granular structures on the basis of Co and  $\text{SiO}_x$  follows that they, as in the case of island films, coincide within the experimental error. The value of magnetoresistance at room temperature is 2.5 % for longitudinal and transverse geometry and 1.5 % – for perpendicular. Field dependences have no tendency to saturation in a magnetic field with induction up to 0.7 T.

Physical processes in film materials studied from the point of view of their possible application as sensitive elements with high temperature and time stability of multifunctional sensor and information devices for various purposes.

**Keywords:** magneto-inhomogeneous film materials, crystal; structure, phase state, solid solutions, resistivity, diffusion, giant magnetoresistance, anisotropic magnetoresistance, spin-dependent scattering, coercive force.

## LIST OF PUBLICATIONS ON DISSERTATION TOPIC

### 1. Scientific works, in which the main scientific results are published

1. **Shkurdoda Yu. O.** Effect of thermomagnetic treatment on magnetoresistive properties of trilayer thin films based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous // *Intermetallics* – 2018. – V. 93. – P. 1 – 5.

2. **Shkurdoda Yu. O.** Peculiarity of magnetoresistance of discontinuous ferromagnetic thin films / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous // *International Journal of Minerals, Metallurgy, and Materials* – 2017. – V. 24, № 12. – P. 1459 – 1463.

3. Influence of the surface morphology on the magnetoresistance of ultrathin films of ferromagnetic metals and their alloys / A. M. Chornous,



**Yu. O. Shkurdoda**, V. B. Loboda, Y. M. Shabelnyk, V. O. Kravchenko // European Physical Journal Plus – 2017. – V. 132. – P. 58 – 64.

4. Temperature effect on magnetoresistive properties of Fe and Co island films / A. M. Chornous, **Yu. O. Shkurdoda**, V. B. Loboda, V. M. Kolomiets // Ukrainian Journal of Physics– 2017. – V. 62, №5. – P. 441 – 447.

5. **Shkurdoda Yu. O.** The influence of structural and phase state on the magnetoresistive properties of film systems based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda // Journal of nano- and electronic physics – 2017. – V. 9. №4. – P. 04008(5pp).

6. The influence of the concentration of components in magnetic layers on the magnetoresistive properties of three-layer film systems based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, Y. M. Shabelnyk, V. B. Loboda // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2017. – V. 443. – P.190 – 194.

7. Structure and Magnetoresistive Properties of Three-layer Film Systems Based on Permalloy and Copper / **Yu. O. Shkurdoda**, A. M. Chornous, V. B. Loboda , Y. M. Shabelnyk, V. O. Kravchenko, L. V. Dekhtyaruk // Journal of nano- and electronic physics – 2016. – V. 8. № 2 – P. 02056(6cc).

8. The Electrical Conductivity of the Three-layer Polycrystalline Films Co/Ag(Cu)/Fe in the Conditions of Atoms Interdiffusion / S.M. Khursenko, V. B. Loboda , **Yu. O. Shkurdoda**, V. M. Kolomiets // Journal of nano- and electronic physics – 2014. – V. 6, №1. – P. 04032 (5)

9. Magnetoresistive Properties of Films Co/Cu/Co/S With an Additional Ultra Slim Layer Cr / V. M. Kolomiets, V. B. Loboda , **Yu. O. Shkurdoda**, V. O. Kravchenko, S.M. Khursenko // Physics and Chemistry of Solid State – 2013 – V. 14, №1. – P. 197 – 201.

10. Magnetoresistive Effect and the Magnetic Parameters of Nanocrystalline Films Based on Co, Fe, Ag and Cu / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, V. O. Kravchenko, E.G. Kopanets // Journal of nano- and electronic physics – 2012. – V.4, № 2 – P. 02014(6).

11. 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 // Metallofizika i Noveishie Tekhnologii– 2012. – V. 34, №8. P. 1043 – 1055.

12. Structural-Phase State and Diffusion Processes in Film Systems Based on Co, Cu and Cr / V. M. Kolomiets, V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, L. V. Dekhtyaruk // Physical surface engineering– 2012. – V. 10, №4. P. 397 – 402.

13. Influence of the Additional Ni Layers on Structure and Magnetoresistive Properties of Thin Film Systems Based on Co and Cu / V. B. Loboda,

**Yu. O. Shkurdoda**, V. M. Kolomiets, L. V. Dekhtyaruk // Journal of nano- and electronic physics – 2011. – V.3, № 2 – P.27 – 35 .

14. **Shkurdoda Yu. O.** Phenomenological Theory of Giant Magnetoresistive Effect in Mono- and Polycrystalline / Yu. O. Shkurdoda, L. V. Dekhtyaruk// Metallofizika i Noveishie Tekhnologii – 2011 – V.33 , №2. – P. 149 – 159.

15. The Structure, Diffusional Processes And Magnetoresistive Properties of ThreeLayer Films Co/Ag/Co/ V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, V. M. Kolomiets, E.G. Kopanets, L. V. Dekhtyaruk, A.I. Saltykova // Physics and Chemistry of Solid State – 2011. – V. 12, №4. – P. 917 – 922.

16. Loboda V. B. Phase Composition and Structure of Nanocrystalline Film CoNi Alloys / V. B. Loboda, V. O. Kravchenko, **Yu. O. Shkurdoda** // Metallofizika i Noveishie Tekhnologii – 2011 – V.33 , №6. – P. 747 – 755.

17. **Shkurdoda Yu. O.** Giant Magnetoresistance Effect in Magnetic Superlattices / Yu. O. Shkurdoda, L. V. Dekhtyaruk // Metallofizika i Noveishie Tekhnologii – 2011 – V.33, №1. – P. 29 – 44.

18. **Shkurdoda Yu. O.** Size effect in conductivity of a sandwich with a monocrystalline structure Yu. O. Shkurdoda, L. V. Dekhtyaruk // Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies – 2010. – V.8, №4. P. 29 – 44.

19. Structure and Effect of Giant Magnetoresistance in Threelayered Films FeNi/Cu/Co / A. G. Basov, S.I. Vorobjov, **Yu. O. Shkurdoda**, L. V. Dekhtyaruk // Journal of nano- and electronic physics – 2010. – V.2, №3 – P. 78 – 86.

20. Kinetic Size Effects in Multilayer Films with a Poly-crystalline Structure / A. G. Basov, **Yu. O. Shkurdoda**, L. V. Dekhtyaruk, A. M. Chornous // Uspehi Fiziki Metallov– 2010. – V.11. P. 461 – 508.

21. Electrical Conductivity of Super Thin Films of Co-Ni Alloys / V. B. Loboda, V. O. Kravchenko, **Yu. O. Shkurdoda**, V. M. Kolomiets // Metallofizika i Noveishie Tekhnologii – 2010 – V. 32, №6. – P. 765 – 773.

22. Loboda V. B. Structure and Magnetoresistive Properties of Three-Layer Film Systems CoNi/Ag(Cu)/FeNi / V. B. Loboda, V. O. Kravchenko, **Yu. O. Shkurdoda** // Journal of nano- and electronic physics – 2009. – V.1, №2. – P. 21 – 27.

23. Loboda V. B. Structure and Electroconductivity of the Nanocrystalline CoNi Thin Film Alloy / V. B. Loboda, V. O. Kravchenko, **Yu. O. Shkurdoda** // Journal of nano- and electronic physics. – 2009. – V.1, №3 – C. 89 – 96.

24. Magnetic Properties of Thin Film Systems Based on  $Fe_xNi_{100-x}$  and Cu / **Yu. O. Shkurdoda**, I. M. Pazukha, V. S. Bosenko, A. M. Chornous, V. B. Loboda // Proc. of Int. Conf. [«Nanomaterials: Applications and Properties»], Sumy, 2017 – № 2, 02NTF10 (4pp).

25. Influence of Annealing Temperature on Magnetoresistance of Ultrathin Fe

and Co Films / **Yu. O. Shkurdoda**, A. M. Chornous, V. B. Loboda, Yu. M. Shabelnyk, A. I. Saltykova, D. I. Saltykov, O. V. Kovalenko // Proc. of Int. Conf. [«Nanomaterials: Applications and Properties»], Sumy, 2016 – V.5, № 1, 01NTF09(4pp).

26. The temperatures' influence of substrate and annealing on a surface relief and diffusion in multilayer film systems / V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova, V. M. Kolomiets // [«Nanomaterials: Applications and Properties»], – Alushta, 2013. – V. 2 No 1, 01001(401pp).

27. Physical properties of nanocrystalline films Ni, Co, Fe, Cu, Ag, their alloys and multilayer film systems based on them: [monograph]/ under the general editorship of prof. V. B. Loboda. – Sumy: University Book, 2013. – 309 p.

## 2. Scientific works of approbatory character

28. Kolomiets V. M. Influence of the Additional Ni layers on GMR effect in the films Co/Cu/Co / V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, V. M. Kolomiets, T. V. Khokhlova // Materials and program of scientific and technical conference of teachers, staff, graduate students and students of Faculty of Electronics and Informational Technologies, 19 – 23 April 2010: Theses – Sumy, 2010. – P. 121.

29. Influence of Thermomagnetic Annealing on GMR Multilayer Film Systems / V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, V. M. Kolomiets, V. O. Kravchenko, T. V. Khokhlova // International conference of students and young researchers in theoretical and experimental physics «HEUREKA-2017», 19 – 21 May 2010: Theses– Lviv, 2010. – P. G 6.

30. Kolomiets V. M. Anisotropy of giant magnetoresistance effect in magnetic sandwiches / V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, L. V. Dekhtyaruk, V. B. Loboda // Young scientists conference on semiconductor physics «Lashkaryov's readings - 2010», 5 – 7 October 2010: Theses– Kiev, 2010. – P. 133.

31. The effect of giant magnetoresistance in three-layer nanocrystalline films Fe/Ag/Co / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova, L. V. Dekhtyaruk // Materials of XIII International Conference «Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems», 16 – 21 May 2011: Theses– Ivano-Frankivsk, 2011. – P. 158.

32. Kolomiets V. M. Diffusion Processes in Three-Layer Film Samples / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova // Young scientists conference on semiconductor physics «Lashkaryov's readings - 2011», 12 – 14 April 2011: Theses– Kiev, 2011. – P. 160.

33. Anisotropy of the Giant Magnetoresistance Effect in Three-Layer Films /

V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, L. V. Dekhtyaruk, A. V. Karpenko, N. F. Kholyavka // International conference of students and young researchers in theoretical and experimental physics «HEUREKA-2011», 18 – 20 May 2011: Theses– Lviv, 2011. – P. A 16.

34. Phase Composition of Co/Cu/Fe Nanocrystalline Three-Layer Films / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova, V. O. Kravchenko // Materials of II scientific seminar "Modern problems of nanoelectronics", 26 May 2011: Theses– Sumy, 2011. – P. 21.

35. Kolomiets V. M. Diffusion Processes in Co/Cu/Fe/P Three-Layer Film Samples / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova // International conference of students and young researchers in theoretical and experimental physics «HEUREKA-2012», 19 – 12 April 2012: Theses – Lviv, 2012. – P. D 47.

36. Kolomiets V. M. Size Dependence of the Resistivity and TCR of Film Systems Co/Ag(Cu)/Fe / V. M. Kolomiets, V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda** // Young scientists conference on semiconductor physics «Lashkaryov's readings - 2012», 3 – 5 April 2012: Theses – Kiev, 2012. – P. 157.

37. Kolomiets V. M. Effect of Substrate Temperature and Subsequent Annealing on GMR Three-Layer Co/Cu/Fe/P Films/ V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, V. M. Kolomiets, S.M. Khursenko // Materials and Program of Scientific and Technical Conference «Physics, electronics, electrical engineering», 22 – 27 April 2013: Theses– Sumy, 2013. – P. 116.

38. Kolomiets V. M. AFM – Exploration of Film Relief of Surface Fe and Cu/Fe / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, S. G. Kulyk // Матеріали XIV International Conference "Physics and Technology of Thin Films and Nanosystems", 20 – 25 May 2013: Theses – Ivano-Frankivsk, 2013. – P. 399.

39. Kolomiets V. M. Effect of Substrate Temperature and Heat Treatment on Magnetoresistive Properties of Asymmetric Co/Cu/Fe/P Systems/ V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, S. G. Kulyk // International conference of students and young researchers in theoretical and experimental physics «HEUREKA-2013», 15 – 17 May 2013: Theses – Lviv, 2013. – P. A 14.

40. Kolomiets V. M. Magnetic and Magnetoresistive Properties of Asymmetric Film Systems Co/Cu/Fe/P/ V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda** // Young scientists conference on semiconductor physics «Lashkaryov's readings - 2013» with international participation, 2 – 4 April 2013: Theses – Kiev, 2013. – P. 220.

41. Loboda V. B. Investigation of the Stability of Magnetic Characteristics of Three-Layer Film Systems Based on Co and Cu / V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, V. M. Kolomiets // Proceedings of XII International

scientific-practical conference of students and young scientists "Shevchenkivska vesna" – Kiev, 2014. – P. 149 – 150.

42. **Shkurdoda Yu. O.** Volumetric and Interface Mechanisms of Giant Magnetoresistance Effect in Multilayer Films / Yu. O. Shkurdoda, A. G. Basov, L. V. Dekhtyaruk / Materials of VIII Conference of young scientists and specialists "Superhard, composite materials and coatings: production, properties, application" – Kiev, 2014. P. 5-8.

43. **Shkurdoda Yu. O.** Investigation of Surface Relief of Fe, Fe/Cu // V. B. Loboda, Yu. O. Shkurdoda, V. M. Kolomiets, S. G. Kulyk // Young scientists conference on semiconductor physics «Lashkaryov's readings - 2014» with international participation, – Kiev, 2014. – P. A16.

44. **Shkurdoda Yu. O.** Investigation of Magnetoresistive Properties of Spin-Valve Type Structures / Yu. O. Shkurdoda, V. O. Kravchenko, L. V. Dekhtyaruk, S. O. Kulchenko // Materials of International conference of students and young researchers in theoretical and experimental physics «HEUREKA-2015», 13 – 15 May 2015: Theses – Lviv, 2015. – P. C19.

45. **Shkurdoda Yu. O.** Magnetoresistance of Ultra-Thin Films of CoNi Alloy / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, V. O. Kravchenko, A. I. Saltykova // Proceedings of the conference "Modern problems of metals and metallic systems" (Kiev, 25 – 27 May, 2016) Theses – Kiev, 2016. – P. C2-57.

46. **Shkurdoda Yu. O.** Temperature dependence of tunnel magnetoresistance of ultrathin Fe films / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, A. I. Saltykova // IV International research and practice conference "Nanotechnology and Nanomaterials. NANO-2016" (Lviv, 24 – 27 August 2016– Lviv, 2016. – P. 172.

47. **Shkurdoda Yu. O.** Effect of Ni Concentration in Soft Magnetic Layer on Isotropic Magnetoresistance of Three Layer Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> Films / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, D. I. Saltykov, D. O. Shuliarenko // Materials of XVI International conference «Physics and technology of thin films and nanosystems» (Ivano-Frankivsk, May 15 – 20, 2017). – Ivano-Frankivsk, 2017. – P. 308.

48. Saltykov D. I. Influence of the surface morphology on the magnetoresistance of ultrathin Fe films / D. I. Saltykov, A. M. Chornous, **Yu. O. Shkurdoda**, Yu. M. Shabelnyk / V International research and practice conference "Nanotechnology and Nanomaterials. NANO-2017" (Chernivtsi, 23-24 August 2017). – Chernivtsi, 2017. – P. 272.

49. Calculation of asymmetry parameters for anisotropic giant magnetoresistance in sandwich / Y. M. Shabelnyk, **Yu. O. Shkurdoda**, A. G. Basov, A. M. Chornous, L. V. Dekhtyaruk, A. P. Kharchenko // The book of abstracts of Young scientists conference on semiconductor physics «Lashkaryov's readings - 2018» (Kiev, 4 – 6 April 2018). – Kiev, 2018. P. 107–108.

### 3. Labour, which additionally reflect the scientific results

50. Modern Methods of Chemical Substance Research. Special Physical Workshop: навч. посіб. / [V. B. Loboda , V. S. Ivaniij, **Yu. O. Shkurdoda** et al.]; under the general editorship of V. B. Loboda. – Sumy: University Book, 2010. – 259 P.

51. Laboratory Workshop on Physical Foundations of Vacuum Technology: навч. посіб. / [V. B. Loboda , S. M. Khursenko, **Yu. O. Shkurdoda** et al.]; under the general editorship of prof. V. B. Loboda – Sumy: University Book, 2012. – 230 P.

52. Laboratory Practice on the Physical Foundations of Mass Spectrometry: навч. посіб. / [V. B. Loboda , O. D. Pogrebnyak, **Yu. O. Shkurdoda** et al.]; under the general editorship of prof. V. B. Loboda. – Sumy: SSU, 2016. – 224 P.

53. **Shkurdoda Yu. O.** Kirik G. V. Stadnyk O.D. Patent for utility model " Demonstration magnetoresistive sensor» № 117798 from 10.07.2017.

54. Loboda V. B. **Shkurdoda Yu. O.** Khursenko S.M. Kravchenko V. O. Product "Film objects for demonstration and study of the phenomenon of a giant magnetic resistor". Certificate of recognition of conformity with pedagogical requirements. № 06/029 from 24.06.2014.

## ЗМІСТ

	стор.
<b>ВСТУП</b> .....	24
<b>РОЗДІЛ 1</b>	
<b>СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ТА ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ГЕТЕРОГЕННИХ ПЛІВКОВИХ СТРУКТУР (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)</b> .....	34
1.1 Структурно-фазовий стан одно- та багатошарових плівок.....	34
1.1.1 Структура нанокристалічних плівок Co, Fe та Ni .....	35
1.1.2 Структура та фазовий склад плівкових сплавів на основі Co, Fe та Ni .....	40
1.1.3 Дво- та багатошарові плівки на основі Co і Cu.....	46
1.2 Дифузія в нанодисперсних матеріалах .....	48
1.2.1 Дифузійні процеси у дво- та багатошарових полікристалічних плівках .....	49
1.2.2 Вплив умов термічної обробки на масоперенесення .....	53
1.3 Явище гігантського магнітоопору в три- та багатошарових плівкових системах.....	56
1.3.1 Результати експериментальних досліджень явища ГМО.....	56
1.3.2 Механізм реалізації явища гігантського магнітоопору.....	60
1.3.3 Результати теоретичних досліджень.....	61
1.4 Спін-вентильні структури.....	64
1.5 Магнітні тунельні структури.....	68
1.6 Провідність структурно-несуцільних плівок.....	70
1.7 Застосування плівкових систем на основі феромагнітних та немагнітних металів.....	74
Висновки до Розділу 1.....	77

## РОЗДІЛ 2

<b>МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ</b> .....	79
2.1 Отримання плівкових зразків .....	81
2.1.1 Отримання плівкових сплавів.....	81
2.1.2 Одержання тришарових плівок.....	85
2.1.3 Одержання структурно-несуцільних плівок та гранульованих «метал-діелектрик».....	88
2.2 Визначення товщини шарів тришарових плівок за допомогою зворотнього резерфордівського розсіювання (RBS).....	90
2.3 Методика дослідження електропровідності плівок.....	93
2.4 Методика дослідження фазового складу і кристалічної структури плівкових зразків.....	95
2.5 Метод вторинно-іонної мас-спектрометрії.....	96
2.6 Метод рентгеноспектрального мікроаналізу.....	97
2.7 Атомно-силова мікроскопія.....	100
2.8 Методика дослідження магнітоопору плівкових зразків.....	102
2.9 Магнітооптичні методи дослідження.....	107
Висновки до Розділу 2.....	109

## РОЗДІЛ 3

<b>КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ФАЗОВИЙ ТА ЕЛЕМЕНТНИЙ СКЛАД ПЛІВКОВИХ ЗРАЗКІВ</b> .....	110
3.1 Структурно-фазовий стан та елементний склад сплавів $Fe_xNi_{100-x}$ та $Co_xNi_{100-x}$ .....	110
3.1.1 Кристалічна структура та фазовий склад плівкових сплавів $Fe_xNi_{100-x}$ та $Co_xNi_{100-x}$ .....	110
3.1.2 Морфологія поверхні структурно-несуцільних плівок ферромагнітних металів та сплавів.....	122
3.1.3 Результати дослідження елементного складу плівкових сплавів $Fe_xNi_{100-x}$ та $Co_xNi_{100-x}$ .....	124



3.2 Структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в тришарових плівкових зразках.....	139
3.2.1 Кристалічна структура, фазовий склад та дифузійні процеси в тришарових плівках на основі $Fe_xNi_{100-x}$ та Cu.....	139
3.2.2 Кристалічна структура та фазовий склад «псевдоспін-вентильних» структур на основі Co, $Fe_xNi_{100-x}$ та Cu.....	148
3.2.3 Особливості структурно-фазового стану та дифузійних процесів у плівкових системах на основі Co та Cu з додатковими шарами Ni, Fe та Cr.....	156
3.2.4 Вплив температури підкладки на фазовий стан та дифузійні процеси плівкових систем Co/Cu/Fe.....	163
3.2.5 Топологія поверхні плівок однокомпонентних плівок Fe та двошарових систем Cu/Fe.....	167
Висновки до Розділу 3.....	171

## **РОЗДІЛ 4**

<b>ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТРИШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ.....</b>	<b>174</b>
4.1 Результати експериментального дослідження магніторезистивного ефекту в тришарових плівках.....	175
4.1.1 Польові залежності магнітоопору свіжосконденсованих плівкових систем.....	175
4.1.2 Вплив термообробки на характер польових залежностей магнітоопору плівкових систем .....	193
4.1.3 Результати дослідження впливу умов термообробки на величину магнітоопору.....	203
4.1.4 Вплив концентрації нікелю у шарах $Fe_xNi_{100-x}$ на величину ізотропного магнітоопору.....	212
4.1.5 Вплив товщини немагнітного прошарку на амплітуду магніторезистивного ефекту тришарових плівок.....	216

4.1.6 Температурні залежності магнітоопору тришарових плівок.....	220
4.1.7 Вплив температури підкладки на магніторезистивні властивості плівкових систем Co/Cu/Fe.....	223
4.1.8 Вплив додаткових шарів Ni, Fe та Cr на магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Co та Cu.....	225
4.2 Розрахунок параметрів спін-поляризованого електронного транспорту в тришарових плівках на основі Co та Cu.....	234
4.2.1 Теоретичний аналіз ефекту ГМО.....	234
4.2.2 Аналіз ефекту ГМО з використанням концепції «неефективності Піппарда» .....	240
4.2.3 Розрахунок параметрів спін-залежного розсіювання електронів та параметра спінової асиметрії в сандвічі.....	242
4.2.4 Експериментальне дослідження розмірної залежності МРВ у тришарових системах Co/Cu/Co.....	244
4.3 Анізотропія ефекту гігантського магнітоопору в тришарових плівках...	245
4.3.1 Теоретичний аналіз ефекту АГМО.....	246
4.3.2 Експериментальне дослідження анізотропії ГМО.....	251
4.4 Узагальнення та обговорення експериментальних результатів.....	257
4.4.1 Симетрична «псевдо спін-вентильна структура» та її властивості..	257
4.4.2 Чутливість магнітоопору плівкових зразків до магнітного поля.....	259
4.4.3 Дослідження стабільності магніторезистивних та магнітних характеристик тришарових плівок.....	263
4.4.4 Аналіз можливостей використання структур спін-вентильного типу на основі Co, Fe, Fe <sub>x</sub> Ni <sub>100-x</sub> та Cu як функціональних елементів датчиків.....	264
Висновки до Розділу 4.....	266

## РОЗДІЛ 5

<b>МАГНІТНІ ПАРАМЕТРИ ТРИШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ...</b>	269
5.1 Коерцитивна сила та поле насичення тришарових плівок.....	269

5.2 Температурні залежності магнітних параметрів.....	282
5.3 Зв'язок магнітоопору з доменною структурою.....	285
Висновки до Розділу 5.....	291
<b>РОЗДІЛ 6</b>	
<b>ЕЛЕКТРО – ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ</b>	
<b>СТРУКТУРНО-НЕСУЦІЛЬНИХ ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВОК ТА</b>	
<b>ГРАНУЛЬОВАНИХ СТРУКТУР МЕТАЛ-ДІЕЛЕКТРИК.....</b>	
	293
6.1 Електропровідність структурно-несуцільних плівок феромагнітних металів та сплавів.....	294
6.2 Магніторезистивні властивості структурно-несуцільних плівок.....	304
6.2.1 Польові залежності магнітоопору структурно несуцільних плівок феромагнітних металів та сплавів на їх основі.....	304
6.2.2 Вплив термомагнітної обробки на магніторезистивні властивості структурно-несуцільних плівок.....	312
6.2.3 Вплив топології зразків на величину ізотропного негативного магнітоопору.....	319
6.2.4 Позитивний ізотропний магнітоопір острівцевих плівок.....	323
6.2.5 Температурні залежності ізотропного магнітоопору.....	328
6.3 Особливості магніторезистивних властивостей гранульованих структур метал-діелектрик.....	334
Висновки до Розділу 6.....	340
<b>ВИСНОВКИ.....</b>	343
<b>ПРИМІТКИ.....</b>	348
<b>СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....</b>	349

## ВСТУП

**Актуальність теми.** На сучасному етапі розвиток спінтроніки, електроніки та сенсорного приладобудування стимулює вивчення фізичних властивостей нових нанорозмірних магнітнеоднорідних систем, що можуть бути багатофункціональними елементами сучасних приладів і сенсорів [1 – 5]. Дослідження магнітних наносистем (багатошарових плівок, гранульованих структур, магнітних тунельних переходів, манганітів та ін.) дало можливість у кінці ХХ ст. відкрити ряд важливих магніторезистивних ефектів – гігантський магнітоопір (ГМО) [6 – 9], тунельний магнітоопір (ТМО) [10, 11], колосальний магнітоопір [12 – 13] тощо, які становлять інтерес як із фундаментальної точки зору, так і прикладних застосувань (датчики магнітного поля, цифрові пристрої високощільної магніторезистивної пам'яті, біомедична і автомобільна електроніка тощо).

Однією з новітніх тенденцій у дослідженнях зазначених систем є встановлення особливостей впливу спіну носіїв заряду на їх транспортні властивості (зокрема, виявлення оптимальних умов одержання максимально можливої амплітуди ГМО й ТМО та впливу структури інтерфейсів на фізичні властивості систем), що забезпечує можливість формування плівкових матеріалів із необхідними наперед заданими електрофізичними, магніторезистивними та магнітними властивостями [14, 15].

Незважаючи на велику кількість експериментальних і теоретичних праць [16 – 18] із вивчення властивостей різних плівкових систем, виникає потреба подальшого пошуку та дослідження нанорозмірних структур, які б якомога більше та повніше відповідали додатковим вимогам функціонального характеру (зменшення розмірів датчиків, збільшення їх чутливості, забезпечення відтворюваності та стабільності параметрів тощо). Одними з основних вимог до таких структур є висока термостабільність їх параметрів та прогнозованість поведінки електрофізичних і магніторезистивних властивостей зі зміною температури [19, 20]. Саме тому актуальними залишаються створення нових

наноматеріалів на основі багатошарових плівок із необхідним складом і функціональними можливостями, вивчення їх фізичних властивостей та побудова нових моделей для їх описання і прогнозування. Варто також зазначити, що поєднання ефектів спін-залежного розсіювання і тунелювання електронів може дати можливість створення багатьох нових плівкових матеріалів як функціональних елементів для сучасних магнітних нанoeлектронних приладів і сенсорів.

Отже, існує очевидний інтерес як із фундаментальної, так і з прикладної точки зору до вивчення сучасної проблеми фізики магнітнеоднорідних плівкових матеріалів, пов'язаної з комплексним дослідженням кристалічної структури, фазового складу, розмірних, концентраційних і температурних залежностей магнітоопору (МО), магнітних параметрів та електроопору три- та багатошарових плівок на основі феромагнітних і немагнітних металів. Вирішення зазначеної проблеми відкриває широкі можливості для прогнозування поведінки електрофізичних та магніторезистивних властивостей багатошарових систем зі зміною товщини шарів металу, їх структури, температури, умов отримання та величини зовнішнього магнітного поля.

**Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.** Дисертаційна робота виконана на кафедрі електроніки, прикладної та загальної фізики Сумського державного університету. Основні результати були одержані в процесі виконання таких держбюджетних науково-дослідних робіт: «Дослідження явища гігантського магнітоопору в багатошарових плівкових зразках» (2007–2009 рр.), № 0107U002245, виконавець; «Дослідження спін-залежного розсіювання електронів у багатошарових нанорозмірних структурах» (2010–2012 рр.), № 0110U002726, виконавець; «Феноменологічна теорія від'ємного та інверсного ефектів гігантського магнітоопору в три- та багатошарових плівках з моно- та полікристалічною структурами» (2016–2017 рр.), № 0216U000774, виконавець; «Вплив фізичних процесів на властивості спін-вентильних структур на основі плівок Fe, Co та Ag, Au, Cu і магнітних наночастинок» (2016–2018 рр.), № 01164U002623, виконавець; «Електрофізичні і магніторезистивні властивості

тришарових плівкових систем на основі Co, Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Cu» (2017–2018 pp.), № 0117U002826, керівник.

**Мета і задачі досліджень.** Мета роботи полягала у встановленні загальних закономірностей впливу розмірних, температурних і концентраційних ефектів та елементного складу, структурно-фазового стану, умов термооброблення на електро- і магніторезистивні властивості приладових структур на основі Co, Fe, Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Cu.

Відповідно до поставленої мети необхідно було вирішити такі задачі:

– розробити методики одержання плівкових сплавів на основі Fe і Ni та Co і Ni в широкому діапазоні концентрацій компонент та формування тришарових плівкових систем на основі феромагнітних металів і сплавів та немагнітних компонент; систем Co/Cu/Co/П (П – підкладка) з додатковими шарами Fe, Ni і Cr; структурно-несуцільних плівок феромагнітних металів та сплавів; гранульованих плівок метал-діелектрик;

– вивчити особливості структурно-фазового стану три- та багатошарових плівкових систем на основі феромагнітних (Fe, Co, сплав Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>) і немагнітних (Cu) компонент до та після термостабілізації в широкому інтервалі товщин (феромагнітних  $d_F = 10\text{--}50$  нм та немагнітних  $d_N = 1\text{--}30$  нм шарів) і концентрацій компонент у магнітних шарах ( $0 < x < 100$ );

– дослідити дифузійні процеси в плівкових зразках на основі Fe, Co, Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Cu;

– провести комплексні дослідження електрофізичних, магніторезистивних і магнітних властивостей плівкових структур в умовах прояву дії розмірного, температурного та концентраційного ефектів;

– розробити і провести апробацію феноменологічної моделі ефекту гігантського магнітоопору в тришаровій системі на основі Co та Cu для прогнозування магніторезистивних властивостей функціональних елементів спінтроніки;

– провести теоретичне та експериментальне дослідження анізотропії гігантського магнітоопору в рамках феноменологічного підходу;

- розробити відповідну методику та провести розрахунок параметрів спін-залежного розсіювання електронів у тришарових плівках Co/Cu/Co/П;
- установити закономірності в польових залежностях магнітоопору для свіжосконденсованих та відпалених за різних температур структурно-несуцільних плівок за різних значень їх ефективних товщин;
- установити особливості взаємозв'язку морфології структурно-несуцільних та гранульованих плівок із їх електро- і магніторезистивними властивостями;
- установити можливість використання симетричних та несиметричних «псевдоспін-вентильних» структур у вигляді багатошарових плівок із високою термостабільністю і високою магнітною чутливістю як чутливих елементів сенсорних та спінових приладів.

**Об'єкт дослідження** – польові, розмірні, температурні та концентраційні ефекти в електрофізичних і магніторезистивних властивостях тришарових плівкових систем, як чутливих елементів сенсорів, в умовах перебігу твердофазних реакцій.

**Предмет дослідження** – електрофізичні (питомий опір і температурний коефіцієнт опору), магніторезистивні (МО і ГМО) та магнітні (поле насичення і коерцитивна сила) властивості тришарових нанокристалічних систем на основі Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu в інтервалі товщин магнітних  $d_F = 10\text{--}50$  нм, немагнітних  $d_N = 1\text{--}30$  нм шарів, структурно-несуцільних плівок та гранульованих плівок на основі Co і  $\text{SiO}_x$  у температурному інтервалі 120–700 К.

**Методи досліджень.** Для формування плівкових матеріалів використовували вакуумну пошарову або одночасну конденсацію металів термічним і електронно-променевим способами з незалежних джерел. Для дослідження розмірних і температурних залежностей температурного коефіцієнта опору (ТКО), МО були застосовані методи резистометрії в умовах надвисокого безмасляного вакууму ( $10^{-6}\text{--}10^{-7}$ ) Па та впливу зовнішніх температурних і магнітних полів. Дифракційні та структурні дослідження проводили методами електронної мікроскопії й електроннографії. Дифузійні процеси вивчали методом вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС) та

резерфордівського зворотного розсіювання. Морфологію поверхні досліджували за допомогою атомно-силової мікроскопії, елементний склад – методом рентгенівського мікроаналізу. Для вивчення магнітних властивостей використовували вібраційну магнітометрію.

**Наукова новизна одержаних результатів.** Проведене в роботі комплексне дослідження кристалічної структури, фазового й елементного складу, електро- та магніторезистивних властивостей плівкових систем дозволило одержати такі нові результати:

1. Уперше встановлено, що в тришарових плівкових системах на основі Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu з товщиною феромагнітних шарів  $d_F = 10\text{--}30$  нм та прошарків міді  $d_N < 5$  нм після відпалювання за температури 700 К утворюються невідповідні тверді розчини  $\beta\text{-Co}$  (Fe, Cu) (система Co/Cu/Fe) і  $\beta\text{-Co}$  (Ni, Cu) (система Co/Cu/Co/Ni) на основі ГЦК-ґратки  $\beta\text{-Co}$  та невідповідні тверді розчини  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  (Cu) чи NiFe (Cu) (система  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ ) з ГЦК-ґраткою.

2. Уперше для тришарових плівкових систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  та  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  експериментально досліджені розмірні ( $d_F = 10\text{--}50$  нм,  $d_N = 1\text{--}30$  нм), температурні (інтервал вимірювання  $T_B = 120\text{--}700$  К, інтервал термовідпалювання  $T_{\text{відп}} = 300\text{--}700$  К) і концентраційні (концентрація Ni в магнітних шарах змінювалася від 10 до 90 ат. %) ефекти в ізотропному магнітоопорі. Установлено, що максимальне значення ізотропного МО за кімнатної температури становить 1,2 % для плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 50$ ,  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 6$  нм) і  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}/\text{П}$  ( $d_F = 30$  нм,  $d_N = 3$  нм) та 1,5 % – для плівок  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 20$ ,  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 5$  нм).

3. Уперше встановлено, що після термомагнітного відпалювання для всіх систем, за винятком  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}/\text{П}$  і  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x > 70$ ), спостерігається перехід від ізотропного до анізотропного магнітоопору. Показано, що значення граничної температури відпалювання, після якої відбувається зазначений перехід, залежить від товщини прошарку міді та концентрації компонент у феромагнітних шарах.



4. Уперше на основі дослідження впливу анізотропного магнітоопору на величину гігантського магнітоопору у тришарових полікристалічних плівкових системах показано, що у разі, якщо вектор густини струму та вектор намагніченості у феромагнітних шарах збігаються за напрямком, урахування анізотропії магнітоопору призводить до зменшення величини ефекту ГМО, тоді як у випадку, якщо зазначені вектори є взаємно перпендикулярними в площині плівки, величина ефекту ГМО збільшується.

5. Уперше з урахуванням того, що опір спінового каналу  $s = +$  плівкової системи дорівнює опору немагнітного прошарку, одержано аналітичні вирази для розрахунку параметра спінової асиметрії та опору високоомного спінового каналу.

6. Уперше встановлено, що для плівкових систем Co/Cu/Fe/P, отриманих за  $T_{\text{п}} = 400$  К (із вихідним анізотропним магнітоопором (АМО)) після їх відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К спостерігається поява ГМО з величиною 0,5–0,8 % за кімнатної температури, що пояснюється утворенням гранульованого стану.

7. Установлено, що для структурно-несуцільних плівок Co та Fe спостерігаються ізотропні польові залежності магнітоопору. Максимальна величина ізотропного магнітоопору ( $\text{МО} = 1$  %) спостерігається для свіжосконденсованих плівок Fe з розміром острівців 3–5 нм і шириною вакуумного зазору між ними 1–2 нм.

8. Уперше показано, що в гранульованих плівках на основі Co та  $\text{SiO}_x$  з часткою Co близько 50 % і товщиною близько 30 нм реалізується за кімнатної температури ізотропний магнітоопір величиною 2,5 %, що дозволяє розглядати їх як перспективні матеріали для розробки функціональних елементів для детектування магнітних полів у діапазоні 0,1–1 Тл.

9. Показано, що «псевдоспін-вентильні» структури  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{P}$  ( $x > 10$ ,  $d_{\text{F}} = 20\text{--}40$  нм,  $d_{\text{N}} = 5\text{--}10$  нм) можуть бути використані у прикладних розробках при створенні функціональних елементів датчиків магнітного поля.

**Практичне значення одержаних результатів.** Результати проведених комплексних експериментальних досліджень розширюють уявлення про фізичні

процеси у магнітнеоднорідних плівкових матеріалах приладових структур в умовах впливу на них температурних та магнітних полів. Реалізований підхід дозволяє встановити умови формування та подальшого термічного оброблення функціональних матеріалів із високою чутливістю до температури або магнітного поля з високою температурною стабільністю, що можуть бути застосовані як елементи сенсорів магнітного поля.

Результати дослідження впливу термостабілізації на величину ГМО мають прикладне значення та можуть бути застосовані під час розроблення елементів сенсорів магнітного поля, спін-вентилів тощо та у визначенні умов їх експлуатації.

Запропоновану структуру (симетрична «псевдоспін-вентильна» структура) з високою термостабільністю, високою магнітною чутливістю у вигляді багатошарової плівки можна використати як чутливий елемент сенсорних та інформаційних приладів різного функціонального призначення.

Проведений аналіз впливу товщини одного з феромагнітних шарів на величину ГМО дозволяє прогнозувати її поведінку зі зміною товщини в тришаровій плівці. Це має важливе значення при прогнозуванні та створенні нових матеріалів з оптимізованими магніторезистивними і магнітними параметрами для сучасної спінтроніки та електроніки.

Залежність чутливості електричного опору до магнітного поля в три- та багатошарових плівках, як матеріалах для функціональних елементів датчиків, дає можливість установити швидкість реагування датчика на зміну вхідного сигналу, точність його вимірювання при детектуванні слабких магнітних полів.

Установлено, що високу температурну стабільність мають тришарові плівки на основі Fe, Co та Cu і  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x > 70$ ) та Cu (термостійкі елементи сенсорів різного функціонального призначення), у той час як висока чутливість до магнітного поля має місце в тришарових плівках на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x < 50$ ), Co та Cu (високочутливі елементи сенсорів магнітного поля).

**Особистий внесок здобувача.** Особистий внесок автора полягає в поставленні завдань дослідження, виборі експериментальних методик, проведенні досліджень електрофізичних, магніторезистивних, дифузійних процесів та структурно-

фазового стану. Одержані результати обговорювалися та узагальнювалися спільно з науковим консультантом – проф. Черноусом А. М. В обговоренні результатів роботи брали участь проф. Проценко І. Ю., проф. Лобода В. Б. та проф. Дехтярук Л. В. Наведені в роботі експериментальні результати одержані як особисто автором, так і в співпраці з колегами (Коломійцем В. М., Кравченком В. О., Лободою В. Б., Пазухою І. М., Степаненком А. О., Черноусом А. М., Шпетним І. О.). Магнітні вимірювання проводили в Інституті фізики НАН України (м. Київ) та Інституті молекулярної фізики Польської академії наук (м. Познань). Атомно-силові дослідження проводили в Інституті фізики НАН України (м. Київ) та Центрі колективного користування приладами НАН України при Інституті фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України «Діагностика напівпровідникових матеріалів, структур та приладних систем» (м. Київ). Теоретичні розрахунки проводили разом із проф. Дехтяруком Л. В.

Автор особисто брав участь у проведенні експериментальних досліджень, обробленні та інтерпретації одержаних результатів і підготовці текстів наукових праць [1–52]. У працях [1–4] дисертант провів комплексний аналіз літературних даних щодо магніторезистивних властивостей плівкових матеріалів і здійснив постановлення задач досліджень, проведення експериментів, обговорення результатів та їх узагальнення. Підготував тексти зазначених статей.

У праці [5] здобувач одержав експериментальні результати та провів аналіз щодо особливостей структурно-фазового стану плівкових сплавів  $Fe_xNi_{100-x}$  і багатошарових структур на їх основі. Проаналізував вплив структури та особливостей фазового стану на магніторезистивні властивості досліджуваних плівок. Текст статті підготував самостійно.

У працях [6–8] дисертант здійснив поставлення задач досліджень, проведення експериментів, оброблення одержаних результатів та їх аналіз. Тексти зазначених статей підготовлено автором особисто.

У працях [9–13] здобувач брав участь у поставленні задач досліджень та проведенні експериментальних досліджень, їх обробленні та обговоренні. Тексти статей підготовлено в співавторстві.

У праці [14] дисертант брав участь в аналізі, узагальненні та обговоренні результатів теоретичних досліджень.

У праці [15] автор проаналізував особливості кристалічної будови та дифузійних процесів у досліджуваних плівках. Текст статті підготовлено в співавторстві.

У праці [17] дисертант брав участь у поставленні задач досліджень і обробленні та обговоренні результатів. Текст статті підготовлено в співавторстві.

У праці [18] здобувач брав участь в отриманні робочих співвідношень, аналізі та узагальненні результатів теоретичних досліджень.

У праці [19] здобувач одержав результати досліджень магніторезистивних властивостей тришарових плівок  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}/\text{Cu}/\text{Co}$ , здійснив оброблення та обговорення результатів у рамках запропонованої теоретичної моделі. Текст статті підготовлено в співавторстві.

У праці [20] дисертант брав участь у пошуку й узагальненні літературних даних та здійснив їх обговорення разом зі співавторами. Текст доповіді підготовлено в співавторстві.

У працях [21–23] здобувач провів частину експериментальних досліджень та брав участь в обробленні та обговоренні результатів. Текст статті [22] підготовлений автором особисто.

У працях [24–26] дисертант виконав переважну частину експериментальних досліджень магнітних та магніторезистивних властивостей плівкових зразків, брав участь в обробленні та обговоренні результатів, підготував тексти статей.

У праці [27] здобувач підготував підрозділи 1.1–1.4, 1.6, 2.2, 2.3, 2.6–2.8 і 3.6–3.10 та 4.3–4.8.

Усі наукові положення і висновки, винесені на захист, належать авторові дисертації.

**Апробація результатів дисертації.** Основні результати роботи доповідалися та обговорювалися на таких наукових конференціях і семінарах: Міжнародній конференції «Nanomaterials: Applications & Properties» (м. Алушта, 2013 р.; м. Львів, 2016 р.; Затока, 2017 р.), Міжнародних конференціях «Фізика і технології

тонких плівок та наносистем» (м. Івано-Франківськ, 2011, 2013, 2017 рр.); Міжнародних конференціях студентів і молодих учених із теоретичної та експериментальної фізики «ЕВРИКА» (м. Львів, 2010–2015, 2017 рр.); Міжнародній конференції «Сучасні проблеми фізики металів і металічних систем» (м. Київ, 2016 р.); конференції «Надтверді композиційні матеріали та покриття. Отримання, властивості» (м. Київ, 2014 р.); Міжнародній конференції «Nanomaterials and Nanocomposites» (м. Львів, 2016 р.; м. Чернівці, 2017 р.); науково-технічній конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів фізико-технічного факультету Сумського державного університету (м. Суми, 2010 р.); II науковому семінарі «Сучасні проблеми наноелектроніки» (м. Суми, 2011 р.); науково-технічній конференції «Фізика, електроніка, електротехніка» (м. Суми, 2013, 2016–2018 рр.); конференціях молодих учених із фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання» (м. Київ, 2010–2013, 2015, 2016, 2018 рр.).

**Публікації.** Результати дисертаційної роботи відображені в 51 публікації: у 23 статтях у періодичних наукових журналах, зокрема 18 статтях у виданнях, що індексуються БД Scopus та/або Web of Science Core Collection, та 25 наукових працях у матеріалах міжнародних і всеукраїнських конференцій, більшість із яких були представлені автором особисто, зокрема 2 статті у виданні, яке індексується БД Scopus та Web of Science Core Collection; колективній монографії та 3 навчальних посібниках.

**Структура і зміст роботи.** Дисертація складається із вступу, шести розділів оригінальних досліджень, висновків та списку використаних джерел. Текст дисертації викладений на 388 сторінках, із яких 325 сторінок основного тексту, 140 рис. і 22 табл., – зокрема 106 рис. і 14 табл. на окремих 84 аркушах, список використаних джерел із 435 найменувань на 42 сторінках.

**РОЗДІЛ 1**  
**СТРУКТУРНО-ФАЗОВИЙ СТАН ТА ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ**  
**ГЕТЕРОГЕННИХ ПЛІВКОВИХ СТРУКТУР**  
**(ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)**

Широке використання магнітонеоднорідних плівкових матеріалів постійно стимулює їх експериментальні дослідження. Вони направлені, в першу чергу, на вивчення взаємозв'язку між елементним складом, структурно-фазовим станом та дифузійними процесами з одного боку та їх електричними та магніторезистивними властивостями – з іншого [21 – 24]. Характер росту окремих шарів, топографія їх поверхонь визначають якість інтерфейсів багатошарових систем, а структурна суцільність шарів, особливо немагнітного прошарку, є вирішальною для реалізації ефекту ГМО [25, 26]. Утворення мікроотворів у немагнітному прошарку приводить до втрати обмінної взаємодії між магнітними шарами і, як наслідок, до зниження амплітуди ефекту ГМО. Під дією температури та інших факторів у гетероструктурах відбувається фазоутворення, пов'язане зі стабілізацією гранульованих твердих розчинів (т.р.), упорядкованих інтерметалідних фаз, зміною характеристик інтерфейсів, що приводить до зміни їх електрофізичних та магніторезистивних властивостей [27 – 29]. Ці питання є досить важливими при аналізі щодо їх практичного використання, оскільки структура магнітонеоднорідних металевих систем, які є базовими для сучасної мікро- та наноелектроніки, спінтроніки і сенсорної техніки, зазнає змін після отримання та у процесі подальшої обробки [30 – 32].

**1.1. Структурно-фазовий стан одно-та багатошарових плівок**

Оптимальною для три- і багатошарових плівкових систем, спінових вентилів та «псевдоспін-вентильних» структур є мікроструктура, яка сприяє:

– збільшенню довжини вільного пробігу для електронів, що мають співнаправлені спіни;

- сильному розсіюванню в об'ємі феромагнітних шарів та на інтерфейсах для електронів з протилежним щодо локальної намагніченості напрямком спіна;
- збільшенню термічної стабільності зразків [33, 34].

Присутність дефектів (вакансії, дислокації, межі зерен) в об'ємі шарів приводить до зменшення довжини вільного пробігу електронів. Структура інтерфейсів також впливає на довжини вільного пробігу електронів, визначаючи тип міжшарової магнітної взаємодії (Неелівська чи обмінна взаємодія).

Отже, доцільним є розгляд особливостей структурно-фазового стану нанокристалічних плівок Co, Fe, Ni та сплавів на їх основі.

### 1.1.1. Структура нанокристалічних плівок Co, Fe та Ni

Згідно з [35] у масивному стані Co має дві поліморфні модифікації. Низькотемпературна  $\alpha$ -фаза має гексагональну щільно паковану (ГЦП) ґратку (структурний тип A3, просторова група  $P6_3/mmc$ ) з параметрами  $a_0 = 0,2507$  нм,  $c_0 = 0,40686$  нм (при 273 К). Для високотемпературної  $\beta$ -фази, яка є стійкою аж до температури плавлення металу, властива гранецентрована кубічна (ГЦК) решітка (структурний тип A1, просторова група  $Fm\bar{3}m$ ,  $a_0 = 0,3548$  нм). Температура початку переходу  $\alpha$ -Co в  $\beta$ -Co складає 750 К; температура початку зворотного перетворення – 676 К [35].

Нікель у масивному стані має ГЦК – ґратку з параметром  $a_0 = 0,35243$  нм для всього діапазону температур ( $Fm\bar{3}m$ ). Крім цього, за даними роботи [36], існує метастабільна ГЦП-фаза ( $P6/mmc$ ,  $a_0 = 0,265$  нм,  $c_0 = 0,432$  нм).

Для заліза характерні чотири поліморфних модифікації [35].  $\alpha$ -Fe з об'ємноцентрованою кубічною (ОЦК) ґраткою (структурний тип A2, просторова група  $Im\bar{3}m$ ) з параметром  $a_0 = 0,286$  нм [36] за температури 1042 К (температура Кюрі) переходить у  $\beta$ -Fe із тим же типом структури ( $a_0 = 0,2895$  нм). В інтервалі температур 1184–1665 К утворюється  $\gamma$ -Fe з ГЦК – ґраткою ( $a_0 = 0,36468$  нм); за більш високих температур стійкою є  $\delta$ -фаза з ОЦК – структурою ( $a_0 = 0,29322$  нм) [36].

Питанню вивчення структури плівок чистих металів присвячена низка робіт. Так, за даними електроннографічних та рентгеноструктурних досліджень плівок Ni та Fe, конденсованих на монокристалічні (NaCl), скляні та колодієві підкладки, зроблено висновок, що ці плівки мають відповідно ГЦК- та ОЦК-гратку [37]. Одним з основних факторів, що визначають механізм конденсації плівки, є температура підкладки  $T_p$  [38, 39]. За температур, нижчих за деяке характерне для певного матеріалу значення  $Q_1$ , реалізується механізм «насичена пара – кристал» (П–К). За  $T_p > Q_1$  конденсація проходить за схемою «насичена пара – рідина – кристал» (П–Р–К). Експериментальні дослідження указують на те, що температура  $Q_1$  складає близько  $2/3T_s$ , де  $T_s$  – температура плавлення плівкового матеріалу. За температури нижче  $Q_2 = 1/3T_s$  експериментально підтверджено [38] існування ще одного механізму утворення плівки – «насичена пара – переохолоджена рідина – аморфна фаза».

Електроннографічні дослідження, представлені в роботі [40], свідчать, що при відпалюванні у вакуумі плівок Fe в інтервалі температур 300 – 1500 К поряд із дифракційними лініями від кристалографічних площин ОЦК-фази ( $a \cong 0,288$  нм) фіксуються лінії, які відповідають оксидам  $Fe_2O_3$  та  $Fe_3O_4$ . Залежно від умов конденсації та температурного інтервалу відпалювання плівок Fe [41] можуть спостерігатися різні фази його оксидних з'єднань. За  $T > 1000$  К у плівці Fe утворюється два із трьох оксидів ( $FeO$ ,  $Fe_2O_3$  і  $Fe_3O_4$ ), які мають місце у системі (Fe-O) [42].

У роботі [37] проаналізовані результати досліджень субструктури плівок нікелю і заліза. Для плівок товщиною  $d = 20 - 50$  нм, конденсованих на невідігріту підкладку (швидкість конденсації  $\omega \approx 1 - 2$  нм/с), дифракційне уширення не залежить ні від рельєфу підкладки, ні від її природи (монокристалічна чи нейтральна). Автори роботи стверджують, що вплив методу одержання та вакуумних умов на розміри областей когерентного розсіювання (ОКР) в таких плівках є незначним. За результатами електроннографічних і електронно-мікроскопічних досліджень розміри блоків у площині плівки



складають  $L_{\parallel} = 3 - 4$  нм (рис. 1.1). Рентгенографічно доведено, що розмір ОКР в перпендикулярному напрямку дещо більший ( $L_{\perp} = 8 - 9$  нм). Нерівноосність пояснюється тим, що за умов експерименту кристаліти переважно ростуть у напрямку падіння молекулярного пучка. У роботі відзначається велика дисперсність елементів субструктури і поліблочність за товщиною навіть при  $d = 20 - 50$  нм. Розмір критичного зародка зі збільшенням температури кипіння матеріалу зменшується. Для металів з високою температурою кипіння (наприклад, Fe, Ni та Co) навіть невеликі зародки є термодинамічно стійкими [43]. Крім цього, на розмір критичного зародка мають вплив поверхнева енергія металу і підкладки, та швидкість конденсації. Як наслідок, при конденсації за кімнатної температури для Fe, Ni та Co характерними є значний ступінь переохолодження та мала дифузійна рухливість атомів. У плівках тугоплавких металів внаслідок малого розміру критичних зародків одночасно росте велика кількість кристалів, що і визначає їх малий середній розмір. Зміна температури підкладки викликає помітне збільшення розмірів кристалітів. Отже, при підвищенні температури від 300 до 720 К розмір зерен у плівках заліза з товщиною 40 нм збільшується від 5 до 50 нм [44]. До такого ж збільшення приводить також відпалювання плівок у вакуумі.

Для плівок заліза автори роботи [45] указують на утворення дрібнодисперсної структури, аналогічні висновки зроблені у роботі [46] для нікелю. Конденсація плівок відбувалась за температури 78 К з відпалюванням до 390 К. Це привело до утворення структури з середнім розміром кристалітів 10 – 12 нм (Fe) та 6 – 10 нм (Ni). Слід зазначити, що розмір кристалітів не залежав від товщини плівки (при товщинах понад 8 – 10 нм, коли плівки є структурно суцільними).

У роботі [47] наведено результати дослідження плівок Fe, які були одержані термічним випаровуванням із великою швидкістю конденсації ( $\omega \approx 10$  нм/с). Дослідження морфології поверхні методом атомно-силової мікроскопії показало,

що плівки мають шорсткий рельєф, а морфологія їх відповідає блочній (кластерній) структурі з розміром блоків (при  $d > 40$  нм) 50 – 70 нм.

Для тонких плівок характерною особливістю є прояв фазового розмірного ефекту [48, 43]. Так, у плівках металів можлива поява нових фаз, не характерних для цих зразків у масивному стані, та зниження температури фазового переходу у плівкових системах із високотемпературними фазами.

Тип структури та параметри ґратки плівок близькі з відповідними параметрами масивних металів. Такі результати підтверджуються для плівкових зразків Ni [49, 50] та Co [51]. Відмінність параметрів відзначається лише для випадку надтонких плівок [52]. При цьому залежно від умов одержання (в першу чергу, вакуумних) у плівках одних і тих же металів параметр ґратки може як зменшуватися, так і збільшуватися [53]. При зведенні до мінімуму впливу газових домішок параметр решітки лише зменшується зі зменшенням розміру частинки [52]. Причину такого зменшення автори вбачають у збільшенні концентрації вакансій у плівкових зразках порівняно з масивними.

При малих товщинах плівок Co можливою є стабілізація високотемпературної ГЦК-фази [54], що пояснюється фазовим розмірним ефектом. Згідно з результатами [55], ГЦК-фаза формується і у наночастинках кобальту при їх розмірах, менших за 7 нм, для більших частинок спостерігається гексагональна фаза. Слід зазначити, що плівки Co, отримані на (001) NaCl, у свіжосконденсованому стані є двофазними. Після відпалювання зразків за температур нижчих за 700 К їх фазовий склад не зазнає істотних змін. Для плівок, що пройшли термообробку в інтервалі температур  $700 < T_v < 900$  К фіксується двофазний склад із параметрами ґратки, близькими до масивних зразків. Такий результат автори роботи [55] пояснюють тим, що електронно-мікроскопічні дослідження плівок були проведені за кімнатної температури і при охолодженні відбувається стабілізація ГЦК-фази при оберненому ГЦК  $\rightarrow$  ГЦП переході.

На рис. 1.2 подані мікроструктури, типові для невідпалених та відпалених за різних температур плівок Co [56, 57]. У свіжосконденсованому стані ГЦП-фаза є дуже дисперсною, а середній розмір кристалітів ГЦК-фази складає

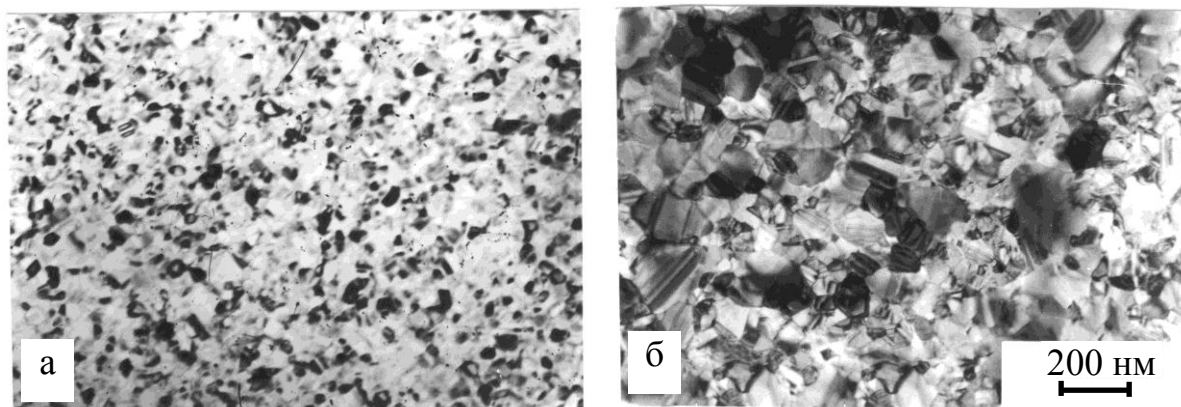


Рис. 1.1. Мікроструктура невідпаленої (а) та відпаленої до 700 К плівки Ni товщиною  $d = 57$  нм [49]

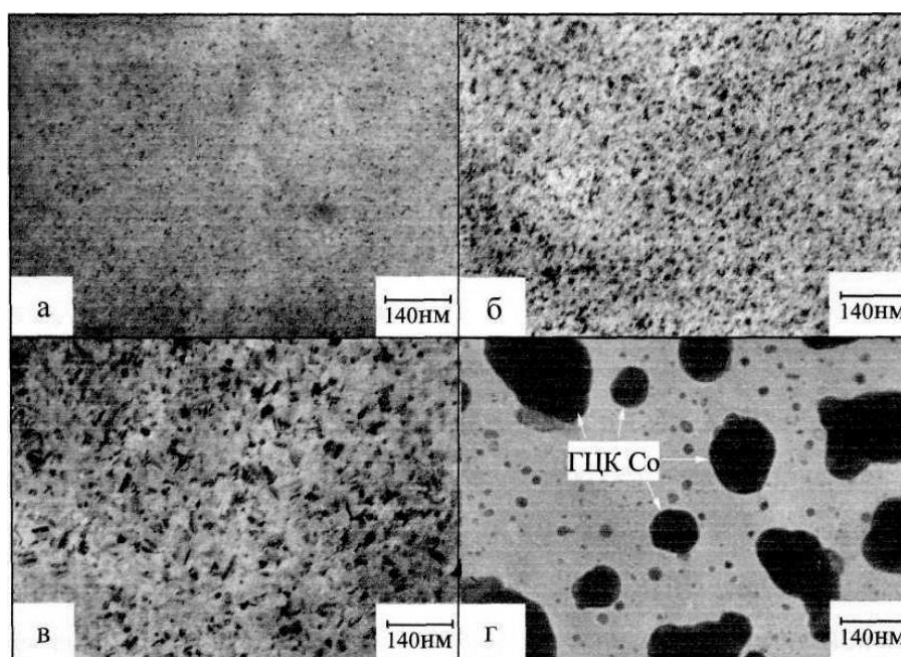


Рис. 1.2. Еволюція мікроструктури плівки Co товщиною 45 нм. Температура відпалювання  $T_b$ , К: 300 (а), 700 (б), 800 (в), 900 (г) [56]

близько 7 нм. Термообробка за температури 800 К приводить до збільшення розмірів кристалітів ГЦК-фази у два рази, а за температури 900 К – до злиття ГЦК кристалітів в об'єднання розмірами до 300 нм.

Отже, у більшості випадків структури та параметри ґраток одношарових плівок Ni, Co та Fe подібні до структури металів у масивному стані (рис.1.1, 1.2) [58]. Проте можливі деякі відмінності, пов'язані з особливостями умов отримання і термообробки плівок та з проявами фазового розмірного ефекту.

### **1.1.2. Структура та фазовий склад плівкових сплавів на основі Co, Fe та Ni**

Для масивних зразків сплавів Ni з Fe та Co є характерним утворення модифікацій на основі ґраток тих чи інших металів. Так, сплави  $Co_xNi_{100-x}$  ( $0 < x < 100$ ) (рис.1.3) утворюють переважно тверді розчини заміщення однофазного складу на базі ґраток чистих металів. За кімнатної температури сплави з вмістом кобальту до 65 – 67 ат. % мають ГЦК-ґратку в усьому діапазоні температур твердого стану [59, 60]. Для концентрації більше, ніж 75 ат. % спостерігається твердий розчин з ГЦП-ґраткою. Підвищення температури приводить до утворення ГЦК-ґратки (температура переходу ГЦП→ГЦК є функцією від концентрації компонент). Обидві фази є щільнопакованим і між ними прослідковується певний кристалографічний розмірно-орієнтаційний зв'язок [61]. У проміжній області концентрацій (67 – 75 ат. % Co за температури 300 К) сплав є двофазним.

Дослідження кристалічної структури та фазового складу плівкових сплавів  $Co_xNi_{100-x}$  здебільшого проводились для висококоерцитивних сплавів, які мають значний вміст кобальту. У роботі [62] стверджується, що плівки з вмістом Co більше 70 ат. % є двофазними з ГЦП+ГЦК структурою. За даними інших авторів [63], при концентрації Co понад 70 ат. % характерною є лише ГЦП-фаза, тоді як в діапазоні 50 – 70 ат. % Co для плівок спостерігається двофазний склад. Результати роботи [64] вказують на те, що для плівок дво- та трикомпонентних сплавів  $Co_xNi_{100-x}$  та CoNiFe при вмісті кобальту 65 – 70 ат. % основною є ГЦК-фаза. Для

відпаленої плівки середній розмір кристалітів у площині плівки складає 150 нм і 25 – 60 нм у перпендикулярному до неї напрямку [63].

Дослідження фазового складу наночастинок сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  [64] показало, що незалежно від концентрації вони мають ГЦК-гратку. Розмір кристалітів для наночастинок, за даними авторів, складає приблизно 20 нм. Отже, такий фазовий склад, імовірно, є наслідком фазового розмірного ефекту.

Для плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  залежно від складу можна очікувати появу ГЦК або ГЦП-фази, при цьому область існування ГЦК-CoNi може розширюватися за рахунок фазового розмірного ефекту.

Сплави на основі Ni і Fe у масивному стані постійно викликають цікавість у дослідників і на сьогодні детально вивчені [38, 48, 65, 66] концентраційні та температурні залежності їх фазового складу. Слід зазначити, що фазовий склад сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  є досить складним. Провівши узагальнення фазових діаграм цієї системи (рис.1.4, [60]), зауважимо, що автори [69] характеризують фазовий склад цих сплавів та вказують на три характерні концентраційні області, в яких стабілізуються фази пермалою ( $\text{Ni}_3\text{Fe}$  і  $\text{NiFe}$ ) при концентрації атомів Fe ( $C_{\text{Fe}}$ ) до 50 ат. %; інвару при  $C_{\text{Fe}}$  близької до 64 ат. % та  $\alpha$ -фази ( $\text{Ni} - \text{Fe}$ ) при  $C_{\text{Fe}} \cong 75$  ат. %. Згідно з даними робіт [69, 70] фази  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  та  $\text{NiFe}$  мають ГЦК-решітку з параметром  $a = 0,354 - 0,359$  нм і  $a = 0,359 - 0,361$  нм відповідно.  $\alpha$ -фаза ( $\text{Ni} - \text{Fe}$ ) має ОЦК-гратку із  $a = 0,284$  нм, що дуже близько до величини параметру ОЦК – Fe ( $a_{\text{Fe}} = 0,286$  нм). Можливо, хімічний склад цієї фази відповідає інвару  $\text{Fe}_3\text{Ni}$ , але це питання поки що залишається відкритим [60].

Електронно-мікроскопічні та електроннографічні дослідження плівкових сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , проведені авторами робіт [70] (рис. 1.5), вказують на дрібнодисперсну (розміри кристалітів не перевищують 25 нм) кристалічну структуру, яка має лабіринтний характер, що типово для плівкових магнітних матеріалів. Фазовий склад плівок із концентрацією  $C_{\text{Fe}} \cong 25$  і 50 ат.% відповідає ГЦК-фазам  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  (структурний тип  $\text{Cu}_3\text{Au}$ ) із  $a = 0,354 \pm 0,001$  нм та  $\text{NiFe}$  (структурний тип  $\text{CuAu}$ ) із  $a = 0,359 \pm 0,001$  нм. Параметр ОЦК-гратки  $\alpha$ -фази

(Ni – Fe)  $a = 0,286 \pm 0,001$  нм і дана фаза стабілізується при концентрації  $C_{\text{Fe}} \cong 75$  ат. %. Автори [70] зазначають, що в окремих випадках (при  $C_{\text{Fe}} > 60$  ат. %) фіксується двофазний склад плівкового сплаву ГЦК NiFe +  $\alpha$ -фаза (Ni – Fe), що проілюстровано на рис. 1.5. Проте двофазний склад ГЦК Ni<sub>3</sub>Fe + ГЦК-NiFe жодного разу не спостерігався, що можна пояснити різними температурними інтервалами їх стабілізації (див., наприклад, [71]). У той же час вузька область гомогенності фаз Ni<sub>3</sub>Fe і NiFe спричиняє те, що при наявності надлишкових атомів Fe утворюються кристаліти ОЦК Fe із  $a = 0,284 \pm 0,002$  нм. У цьому випадку плівки із концентрацією  $C_{\text{Fe}} \cong 25$  і 50 ат.% мають двофазний склад ГЦК Ni<sub>3</sub>Fe + ОЦК Fe або ГЦК NiFe + ОЦК Fe, але інтенсивність ліній від ОЦК Fe на електронограмах дуже слабка. Автори [70] підкреслюють, що плівкові зразки мають досить високу чистоту, оскільки електронографічно не спостерігалися домішкові фази у вигляді оксидів чи гідридів (межа чутливості методу – 5 мас.%). Згідно з даними [71] оксиди Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> і FeO утворюються при термообробці за  $T > 1000$  К, хоча оксидні фази Fe у квазіаморфному стані і гідридні у кристалічному можуть стабілізуватися при дуже низьких швидкостях конденсації порядку 0,01 нм/с, що в 5 – 10 разів менше швидкості конденсації в розглянутих експериментах.

У роботі [72] досліджено структуру сплавів Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> з різним складом, які були одержані шляхом електролітичного осадження. Зокрема, для сплаву Fe<sub>49</sub>Ni<sub>51</sub> спостерігається ГЦК-гратка ( $a = 0,358$  нм) з параметром гратки більшим за відповідний для масивного зразка ( $a_0 = 0,356$  нм). Автори вказують також на зменшення розмірів кристалітів сплавів у порівнянні з порошками чистих матеріалів. Для нанокристалічних порошоків сплаву Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>, виготовлених шляхом газофазної конденсації в потоці інертного газу [73] та методом відновлення з розчинів [74], при вмісті Ni 50 ат. % також спостерігалася однофазна ГЦК-структура з приблизно таким же параметром гратки.

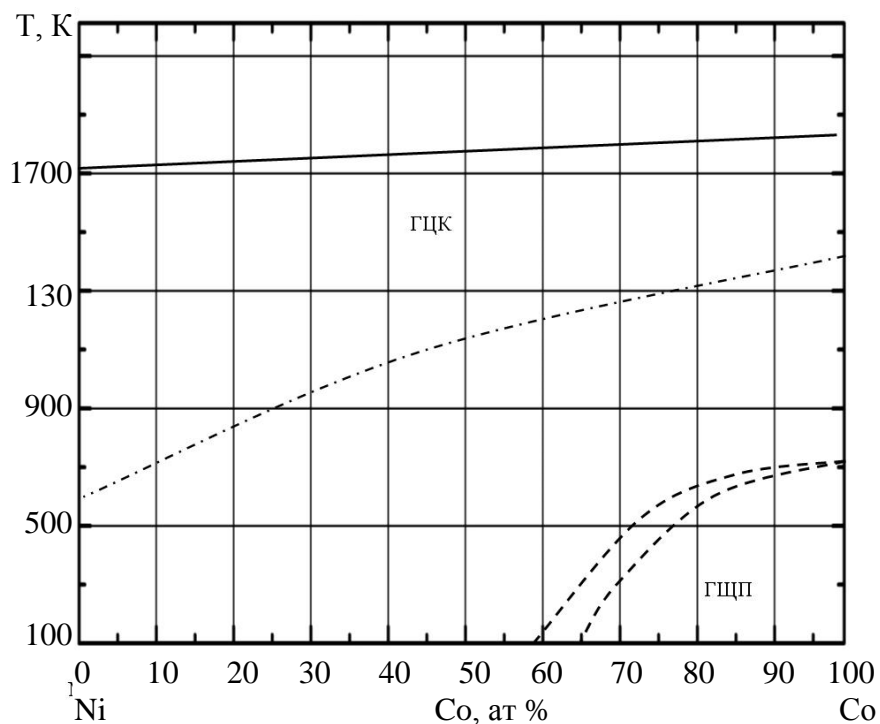


Рис. 1.3. Фазова діаграма сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  в масивному стані [44]

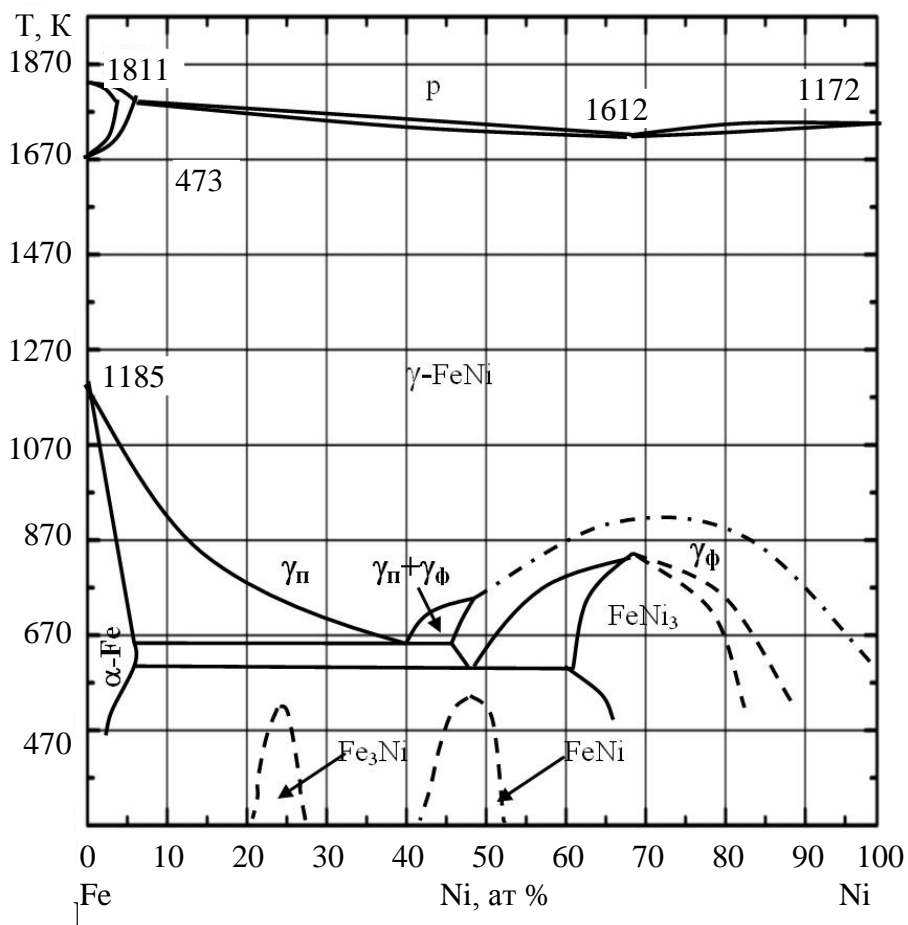


Рис. 1.4. Фазова діаграма сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  в масивному стані [60]

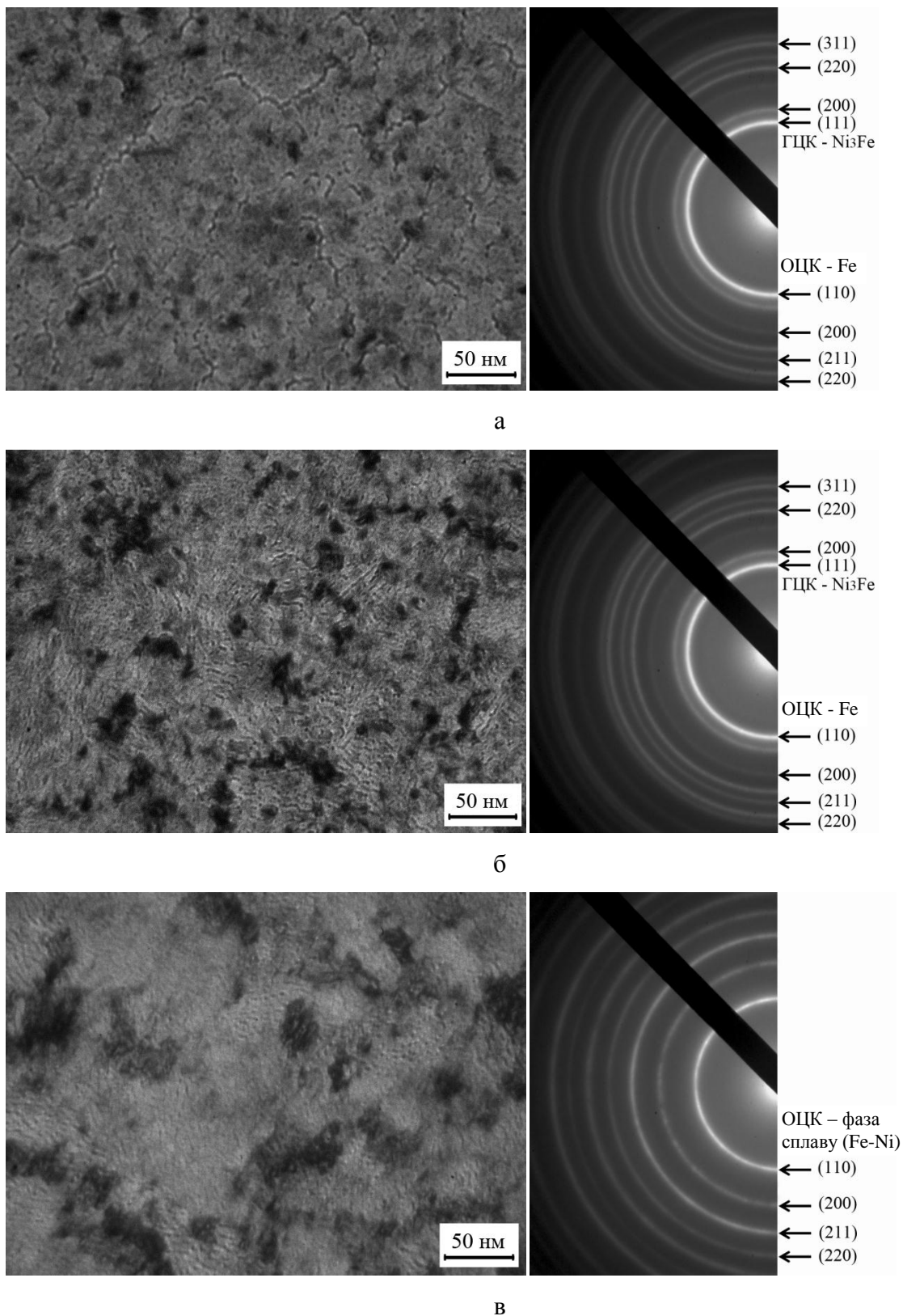


Рис. 1.5. Мікροструктура та відповідні дифракційні картини від плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  із концентрацією  $C_{\text{Fe}}$ , ат. % : 25 (а), 50 (б) і 75 (в) [70]



У роботі [75] для плівкових сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з  $C_{\text{Ni}} = 22 - 62$  ат. % (зокрема, для сплаву  $\text{Ni}_{46}\text{Fe}_{54}$ ) фіксувалася ГЦК-фаза. Крім цього, на дифрактограмах таких зразків наявний пік невеликої інтенсивності, який автори пов'язують з інтерметалідом  $\text{Ni}_3\text{Fe}$ .

Результати досліджень структури плівкових сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Co}_{100-x}$  також описані в роботі [76]. Зазначено, що для сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  однофазна зона  $\alpha$ -фази на основі ОЦК-гратки Fe є більшою порівняно з масивними сплавами (до 50 ат. % Ni). Збільшення цієї зони автори пов'язують із проявом фазового розмірного ефекту. Для сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  на початку конденсації характерним є утворення аморфної структури, яка при подальшому осадженні кристалізувалася в  $\alpha$ -фазу. У цілому крива переходу  $\alpha \rightarrow \gamma$  аналогічна кривій на діаграмі, одержаній для відпалювання нерівноважних масивних зразків.

Утворення плівок в аморфному стані констатувалося авторами [77] для сплавів на основі Ni чи Fe з Ta, Te та інших металів. Основними чинниками, що впливають на утворення такої структури, автори вважають співвідношення між температурою підкладки ( $T_p$ ) і температурою плавлення ( $T_s$ ) та швидкість конденсації. Збільшення відношення  $T_p/T_s$  приводить до утворення структури комірок.

Необхідно зазначити, що в роботах Татаренка В. А. (див., наприклад, [78]) розроблено загальну концепцію механізмів упорядкування в термостабільних бінарних нанокристалічних сплавах. У роботах [78 – 80] підтверджено наявність фазових перетворень «лад – безлад»; виявлено вплив змін температури та близького й далекого магнітних порядків на розсіювання різного типу (електронних, рентгенівських) хвиль у сплавах на основі металів із ГЦК- і ОЦК-гратками. Встановлено, що бінарні сплави заміщення характеризуються рядом фізико-механічних властивостей, які суттєво залежать від концентрації атомів окремих компонент і режимів термічної обробки. Дослідження процесів упорядкування проведено через розрахунок параметрів координаційних сфер і показано, що різним просторовим розподілам атомів у неупорядкованому т.р. відповідають різні статичні зміщення атомів із вузлів геометрично ідеальної

решітки. Показано [80], що в інтерметалідах важливу роль відіграють характеристики структурних підґраток, заселеність вузлів та ймовірність знаходження вакансій у них.

### 1.1.3. Дво- та багатошарові плівки на основі Co і Cu

Експериментальним дослідженням структурно-фазового стану двошарових плівок Co/Cu/П та Co/Cr/П присвячена робота [81], де показано, що у випадку малих розмірів (порядку 1 – 10 нм) частинок чи острівців одношарових плівок ОЦК – Cr, ГЦК – Cu та ГЦП – Co у них відсутні дефекти пакування, які можуть бути центрами зародження ГЦК-фази Co. У випадку збільшення товщини плівки Co до 10 нм чи при відпалюванні за температури  $T_{\text{відп}} = 600 - 700$  К у системі Co/Cu відбувається збільшення розміру кристалітів і починається утворення дефектів пакування. На електроннограмах з'являються лінії (220) та (311) ГЦК – Co, поява яких пов'язана з фазовим розмірним ефектом. У системі, відпаленій за  $T_{\text{відп}} = 600-700$  К, утворюється також і метастабільний твердий розчин на основі ГЦК-ґратки міді ( $\beta$ -фаза Cu-Co), який при відпалюванні за температури 900 К й охолодженні до кімнатної температури розпадається з утворенням частинок з ГЦП – Co.

Низькотемпературне ( $T_{\text{відп}} < 500$  К) відпалювання структур Co/Cu/Co з товщиною міді 1 нм та 2,1 нм (антиферромагнітні максимуми) приводить, згідно з [82], до незначних змін розміру зерен та вирівнюванню рельєфу поверхні. Електронно-мікроскопічні дослідження, проведені у роботі [82], показали, що структура невідпалених та відпалених ( $T_{\text{відп}} < 500$  К) плівок не залежить від товщини мідного прошарку. У роботі [83] також зазначено, що для таких структур, отриманих імпульсним електролітичним осадженням, за товщини шарів  $d_{\text{Co}} \sim d_{\text{Cu}} \sim 2 - 3$  нм шари складаються з окремих острівців. Авторами [84] шляхом послідовного напилення компонент із наступною високотемпературною обробкою було отримано гранульовані сплави – т. р. Cu (Co), Ag (Co), Au (Co) чи т. р.  $\alpha$  – Fe (Cr) [85].

За даними роботи [86, 87] у невідпалених тришарових плівкових системах Co/Cu/Co з товщиною шарів  $d_{\text{Co}} = 10 - 70$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 1 - 10$  нм спостерігаються фази

ГЦК – Co, ГЦК – Cu і фаза ГЦП – Co. Після відпалювання за температури 700 К двофазний склад зберігається. Автори [86, 87] розглядають також можливість віднесення ліній на електроннограмах, що належать фазі ГЦК – Co, до ГЦК – Cu (оскільки їх  $d_{hkl}$  близькі). Із термодинамічних міркувань, у роботі наголошується на тому, що спостерігається саме фаза ГЦК – Co. Подібні результати були отримані в роботі [86] для відпалених за  $T_{відп} = 620$  К плівок. Проте слід зазначити, що автори [87] в плівках Co-Cu, Co/Cu та Co/Cr фіксували тільки ГЦП-кобальт.

**Плівки на основі Fe і Cu.** У роботі [88] вказується, що шорсткість меж Cu/Fe (Cu на Fe) більша, ніж для інтерфейсу Fe/Cu (Fe на Cu), і збільшується зі збільшенням товщини Fe. Таку особливість у шорсткості автори [88] пояснюють невідповідністю кристалічних ґраток міді та заліза. У рівноважному стані мідь має тільки ГЦК-ґратку. При епітаксiальному рості ультратонкі шари (~0,5 нм) Fe, вирощені на ГЦК-шарі Cu, можуть мати також ГЦК структуру з незначною невідповідністю ґратки [89]. Зі збільшенням товщини Fe його кристалічна ґратка переходить в ОЦК.

Електронно-мікроскопічні знімки профілю плівки Fe (50 нм), вирощених на Cu (150 нм), дали можливість авторам [90] встановити, що переріз інтерфейсу Fe/Cu має шорсткості з періодичністю 15 – 20 нм. Плівка заліза зберігає свою ОЦК-ґратку в результаті значної товщини шару Fe, проте для початкових моношарів автори спостерігали ГЦК-ґратку. Також встановлено, що інтерфейс Fe/Cu є досить різким (перехід від однієї структури до іншої відбувається в межах 5 нм), що пов'язано з мінімізацією поверхневої енергії.

Аналіз дифракційних картин від свіжосконденсованих та відпалених за температури  $T_{відп} = 700$  К плівкових структур на основі плівок Fe та Cu вказує на те, що в таких системах фіксуються чіткі окремі рефлекси, які відповідають фазам ОЦК-Fe та ГЦК-Cu, що свідчить про збереження індивідуальності шарів у процесі їх термообробки. Також на електроннограмах присутні слабкі кільця, що відповідають фазі Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [91]. Автори роботи [92] розглядають, як приклад, плівкову систему [Fe(1,9)/Cu(3,4)]<sub>15</sub> і стверджують, що параметр решітки Fe і Cu дещо збільшується з ростом температури відпалювання і складає  $a_{Cu} = 0,360$  нм та  $a_{Fe} = 0,286$  нм

( $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$ ).

Автори роботи [93] у плівкових системах Fe/Cu, отриманих методом імпульсного електролітичного осадження, також спостерігали двофазну структуру для систем з  $d_{\text{Fe}} > 2 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Cu}} > 1,5 \text{ нм}$ . У плівках з  $d_{\text{Fe}} < 2 \text{ нм}$  поблизу інтерфейсів Fe/Cu з'являється ще фаза ГЦК-Fe на основі ГЦК-Cu. Ці результати подібні до результатів, отриманих у роботі [89].

Вивченню механізмів твердофазних реакцій у мультишарових плівкових системах присвячений цикл робіт Сидоренка С.І. і Волошко С.М. (див., наприклад, [94, 95]). Так, у роботі [94] розглянуті питання формування періодичних мікроструктур у багатошарових плівках Cr/Cu/Ni під дією лазерного пучка. Встановлено, що в таких системах відбувається дифузія атомів Cu або атомів Cr в шар Ni та їх накопичення. У роботі [95], яка присвячена дослідженню механізмів формування і самоорганізації силіцидних наноструктур у процесі твердотільних реакцій у плівкових системах метал – Si, показано, що за характером морфологічних змін у реакційній зоні процес формування включень силіцидної фази в плівкових системах метал-кремній є подібним до розпаду пересичених т.р.

У роботах [96–99] авторами узагальнені результати та зроблено висновок щодо аномальних фаз, які не спостерігаються в масивних зразках. Зазначено, що аномальні фази стабілізуються в плівках у результаті активної взаємодії з атомами залишкових газів робочої камери, а не є поліморфними модифікаціями.

Таким чином, аналіз літературних даних показує, що фізичні властивості різних типів плівкових матеріалів суттєво визначаються їх фазовим складом і кристалічною структурою та протіканням твердофазних реакцій у процесі конденсації та температурної обробки.

## **1.2. Дифузія в нанодисперсних матеріалах**

Невід'ємною складовою сучасного мікроприладобудування: опто-, кріо-, наноелектроніки, спінтроніки, обчислювальної і сенсорної техніки є плівкові композиції із шарами різних металів. Тому дослідження взаємодифузії в

багатокомпонентних системах представляє значний інтерес як з практичної точки зору – більшість реальних технологічних матеріалів є багатокомпонентними, – так і з теоретичної, оскільки дифузійні характеристики безпосередньо пов'язані з фізичними властивостями системи [100, 101].

Як правило, у багатошарових структурах і спін-вентиліях проміжні шари виготовляють із плівок благородних металів. У процесі виготовлення та експлуатації мікроприладу метали проміжних шарів вступають до складної дифузійної взаємодії з перехідними металами суміжних шарів. Тому у переважній більшості випадків нагальною проблемою при використанні багатошарових систем залишається збереження їх фізичних властивостей і термічна стабільність. Це обумовлює потребу постановки цілого ряду важливих фізико-металознавчих задач для мінімізації можливих деградаційних змін у нанорозмірних системах під дією термічного впливу, серед яких дослідження кінетики фазоутворення як фактора, що визначає надійність експлуатації, визначення механізмів масоперенесення за умов розвиненої міжзеренної поверхні та впливу залишкової атмосфери під час відпалювання у вакуумі на ці процеси [102 – 107]. Слід зазначити, що для полікристалічних плівкових систем, на відміну від масивних зразків, зерногранична дифузія в більшості випадків більша, ніж об'ємна [102].

Отже, дослідження дифузійних процесів у нанорозмірних системах на основі Fe або Co та Cu чи Au або Ag та ін., що мають перспективу практичного застосування, є актуальним завданням плівкового металознавства як у науковому, так і в практичному плані.

### **1.2.1. Дифузійні процеси у дво- та багатошарових полікристалічних плівках**

Протягом останніх трьох десятиліть дослідниками активно вивчаються дифузійні процеси в нанорозмірних об'єктах [103 – 107]. Такий інтерес викликаний в першу чергу тим, що кінетика дифузійних процесів безпосередньо визначає стабільність фізичних властивостей наноматеріалів і, як наслідок,

надійність приладів і пристроїв, створених на їх основі. До теперішнього часу накопичено певну кількість даних щодо протікання дифузійних процесів у нанокристалічних матеріалах і, зокрема, конденсованих плівках.

При цьому значне прискорення та інтенсифікація дифузійних процесів, що спостерігається в подібних об'єктах, найчастіше пояснюється зростаючою щільністю дефектів кристалічної структури і, зокрема, меж зерен. Наприклад, у нанокристалічному матеріалі з розміром зерна  $\approx 5$  нм щільність меж зерен може досягати значення  $10^{19} \text{см}^{-3}$  [104]. Як наслідок, об'ємна частка меж зерен стає співмірною з об'ємною часткою зерен [104, 105]. Проте однозначно говорити про єдиний механізм протікання дифузії в нанорозмірних системах досить складно. Згідно з класичними роботами Френкеля Я. І., найбільш ускладненим є простий обмінний механізм дифузії, а найбільш вірогідним – вакансійний [108].

Однією з перших робіт, присвячених експериментальному вивченню дифузії в нанодисперсних матеріалах, можна вважати роботу [104]. У ній авторам вдалося визначити швидкість самодифузії радіоактивного ізотопу  $^{67}\text{Cu}$  в нанокристалічну мідь із розміром зерна близько 8 нм. В якості експериментального методу для отримання дифузійних профілів був використаний метод електронно-променевого розпилення. Значення коефіцієнтів дифузії склали  $2 \cdot 10^{-18} \text{ м}^2/\text{с}$  та  $1,7 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2/\text{с}$  за температури відпалювання 350 К і 390 К відповідно. Дані величини на 14 – 16 порядків перевершують значення об'ємної самодифузії [109] і на 3 порядки – самодифузії по межах зерен [110], відомих для масивних зразків. На підставі наведених результатів авторами була оцінена енергія активації  $E_a$  самодифузії в нанодисперсній міді, яка склала 0,64 еВ. Отримане значення добре корелює з даними роботи [111], в якій оцінка енергії активації була проведена за допомогою методу ЯМР-спектроскопії. Слід зазначити, що значення 0,64 еВ приблизно вдвічі менше енергії активації самодифузії по межах зерен і складає  $0,25E_a$  для монокристала міді [106]. Найбільш цікавим і складним завданням є дослідження гетеродифузії.

Існує значна кількість робіт, присвячених цій тематиці, наприклад [103, 105 – 107, 112 – 115]. Основні результати деяких робіт [105, 106, 113, 114]

узагальнюються в таблиці 1.1. Для визначення відповідних коефіцієнтів дифузії авторами були використані наступні експериментальні методики: з використанням приладів з іонним мікрозондом, Оже-спектроскопія, зворотнє резерфордівське розсіювання та вторинна іонна мас-спектрометрія.

Таблиця 1.1.

**Коефіцієнти дифузії розчиненої речовини в розчиннику [116]**

Т, К	Речовина, що розчиняється	Розчинник	Коефіцієнт зерномежової дифузії, м <sup>2</sup> /с	Коефіцієнт об'ємної дифузії, м <sup>2</sup> /с
293	Ag	Cu	$8,1 \cdot 10^{-20}$	$8,1 \cdot 10^{-33}$
293	Au	Cu	$2,6 \cdot 10^{-26}$	$1,6 \cdot 10^{-34}$
293	Bi	Cu	–	$8,8 \cdot 10^{-30}$
393	Ag	Pd	$1,3 \cdot 10^{-21}$	$5,8 \cdot 10^{-25}$
393	Au	Pd	$1,5 \cdot 10^{-24}$	$1,3 \cdot 10^{-29}$
393	Cu	Pd	–	$2,1 \cdot 10^{-36}$

Слід підкреслити, що експериментальні методи, використані авторами у згаданих роботах, не дають можливості безпосередньо спостерігати поширення дифузанта в розчиннику, що дозволяє говорити лише про інтегральне значення коефіцієнта дифузії в нанокристалічному зразку. Крім цього, в роботах [117 – 119] стверджується, що при вивченні дифузії в нанорозмірних об'єктах і, зокрема, плівкових системах досить складно розділити вклади різних процесів, які протікають у таких об'єктах як на етапі їх формування, так і при подальшому термічному відпалюванні [117 – 119]. Проаналізувавши наявні експериментальні результати, зокрема представлені в таблиці 1, можна зробити висновок, що швидкість дифузії в нанокристалічних матеріалах на багато порядків перевершує значення об'ємної дифузії. Більше того, вона виявляється інтенсивнішою навіть у порівнянні із зерномежовою дифузією, характерною для бікристалів або крупнозернистих полікристалів. Наприклад, температурна залежність коефіцієнтів дифузії срібла в нанокристалічній мідь і паладій, досліджена авторами [113, 114], свідчить про малі значення енергії активації дифузії, на рівні 0,44 еВ

для системи Ag – Pd  $i \approx 0,5$  eВ для Ag – Cu. Слід зазначити, що такі дані не вдається пояснити лише зростанням концентрації меж зерен, що є характерним для нанодисперсних систем [120, 121].

Також слід зазначити, що кількісні дані щодо коефіцієнтів дифузії в бінарних системах залишаються розрізненими, а часто навіть суперечать один одному. Наприклад, у роботі [122] наводяться результати дослідження швидкості протікання дифузії у двошаровій плівковій системі Ni/Cu з товщиною шарів металів близько 30 нм. Коефіцієнт дифузії Ni по межах зерен Cu, отриманий авторами за допомогою методу атомно-зондової топографії, склав  $4,65 \cdot 10^{-20}$  м<sup>2</sup>/с за температури 623 К. Слід зазначити, що за температури відпалювання нижче 523 К, згідно з даними [122], структура шарів плівкової системи залишалася незмінною, і лише після досягнення 593 К активувалися дифузійні процеси в системі. При цьому, згідно з даними роботи [123], коефіцієнт дифузії Ni по межах зерен Cu в багатошарових плівках із характерною товщиною 3 мкм склав  $1,94 \cdot 10^{-14}$  м<sup>2</sup>/с, а процес дифузії спостерігався вже при 573 К. Представлені дані [122] і [123] суперечать результатам робіт [105, 106], у яких на прикладі цілого ряду наноструктурованих систем було показано, що зі зменшенням товщини зразка коефіцієнт зерномежевої дифузії збільшується, а енергія активації дифузійних процесів зменшується. Зазначене протиріччя свідчить про необхідність комплексного і систематичного дослідження дифузійних процесів у тришарових плівках та виявлення їх впливу на електрофізичні та магніторезистивні властивості.

**Плівки на основі Co і Cu.** Ультратонкі плівки Co, вирощені на міді були добре вивчені як зразкова модель системи для дослідження МО в тонких плівках. Плівкова система Co/Cu має низку переваг порівняно з іншими системами, серед яких гарна відповідність ґраток сусідніх шарів (відмінність у параметрах ґраток близько 2 %) та незначна взаємодифузія атомів Co і Cu в масивному стані (близько 4 %) [124]. Хоча шари кобальту і міді практично не змішуються в масивному стані, але для тонкоплівкових зразків змішування стає енергетично вигідним і має місце біля межі розділу шарів [125]. У випадку тонких шарів така взаємодифузія може



привести в інтерфейсі навіть до формування сплаву Co-Cu [126].

У роботі [124] досліджені плівки Co (товщиною 15 моношарів), отримані на мідних підкладках за кімнатної температури електронно-променевим випаровуванням Co у вакуумі з масивної мішені. Показано, що подальше відпалювання такого зразка до температури  $T_{\text{відп}} = 490 \text{ K}$  не приводить до помітної інтенсифікації проходження об'ємної дифузії. Але Шмід та ін. [127] спостерігали формування каналів (так званих «pistoles» – малих отворів), які утворюються в «слабких» точках плівки (дефекти, неспівпадіння кристалічних ґраток металів сусідніх шарів тощо). Мідь дифундує вздовж стінок таких малих отворів до поверхні плівки Co. Цікаво, що цей процес потребує менших енергій активації, ніж об'ємна дифузія. Рушійною силою дифузії в даному випадку є менше значення вільної енергії атомів поверхні міді порівняно з кобальтом [124].

**Плівки на основі Fe і Cu.** Дослідженню дифузійних процесів у двошарових системах Fe/Cu присвячена значна кількість робіт [128 і цит. там літ.]. Порівняння профілів концентрацій для невідпалених та відпалених зразків свідчить про те, що у таких системах дифузійні процеси практично повністю закінчуються на стадії конденсаційно-стимульованої дифузії.

Відпалювання фактично не впливає на вид дифузійних профілів, оскільки міжкристалічні межі стають дифузійно насиченими вже при конденсації верхнього шару. В системі Fe/Cu відпалювання за невеликих температур приводить до змін, що відображаються лише в незначному подальшому перекритті дифузійних профілів. У таких системах значною мірою зберігається індивідуальність окремих шарів до температури відпалювання 750 K [129].

### **1.2.2. Вплив умов термічної обробки на масоперенесення**

Ключову роль у розвитку процесів масоперенесення та упорядкування відіграють вакуумні умови отримання та умови термічної обробки нанорозмірних плівкових систем.

У серії робіт Волошко С.М. і Тинькової А.А. [130 – 134] за допомогою

методів побудови концентраційних розподілів компонентів за товщиною показано, що відпалювання системи Au(25 нм)/Cu(50 нм) у вакуумі  $10^{-6}$  Па та в середовищі водню в інтервалі температур 373 – 473 К тривалістю до 30 хв. практично не змінює розподіл компонентів порівняно із вихідним станом. На відміну від цього, відпалювання у кисневмісній атмосфері (тиск газів залишкової атмосфери  $10^{-3}$  Па) впродовж 30 хв. обумовлює гомогенізацію хімічного складу за товщиною та завершення процесу упорядкування за температури 473 К. Тобто час формування упорядкованої фази AuCu<sub>3</sub> у вакуумі  $10^{-3}$  Па скорочується у ~ 20 разів порівняно з відпалюванням у високому вакуумі  $10^{-6}$  Па за однакової температури відпалювання.

Якщо система Au(25 нм)/Cu(50 нм) одержується у кисневмісній атмосфері, то формування прошарку упорядкованої фази навколо меж зерен відбувається вже у процесі термічного осадження шарів. У вихідному стані спостерігаються дві області: з неоднорідним складом (тверді розчини на основі Au) та однорідним складом (упорядкована фаза AuCu<sub>3</sub>).

Подальше відпалювання у вакуумі  $10^{-3}$  Па за температури 473 К прискорює процес взаємної дифузії атомів Cu та Au і утворені зерна упорядкованої фази AuCu<sub>3</sub> продовжують зростати (розмір зерен збільшується більше ніж у 5 разів) в результаті дифузійно-індукованої міграції межами зерен, коалесценції сусідніх зерен із малою розорієнтацією та рекристалізації.

Дифузійно-індукована рекристалізація є одним із визначальних факторів, що прискорює процес упорядкування у кисневмісній атмосфері відпалювання нанорозмірних тонкоплівкових систем Au/Cu.

Аналогічні дослідження проведені і для системи Au(120 нм)/Ni(70 нм). Термічна обробка цієї системи у кисневмісній атмосфері (тиск газів залишкової атмосфери  $10^{-3}$  Па) порівняно із відпалюванням у високому вакуумі ( $10^{-6}$  Па) або в атмосфері водню сприяє підвищенню концентрації атомів Ni на зовнішній поверхні до ~ 6 разів (рис. 1.6) та у твердому розчині на основі Au до ~ 2 разів (максимальна концентрація Ni у твердому розчині не перевищує 5 ат. %).

Аналогічно системі Au/Cu процес масоперенесення у нанорозмірній системі

Au/Ni має багатостадійний характер. На початкових стадіях атоми Ni дифундують «швидкими» межами зерен шару Au та акумулюються на зовнішній поверхні. Утворення твердого розчину Au-Ni відбувається завдяки дифузійно-індукованій міграції межами зерен у шарі Au (після заповнення атомами Ni) перпендикулярно до їх вихідного положення.

Після термічної обробки у кисневмісній атмосфері (тиск газів залишкової атмосфери  $10^{-3}$  Па) суттєво змінюється морфологія поверхні: з'являються локальні дефектні області, їх щільність та розміри зростають зі збільшенням тривалості відпалювання за температури 473 К.

Формування оксиду Ni у таких локальних областях стає додатковою рушійною силою, яка прискорює масоперенесення. Це обумовлює виникнення надлишкових напруг та деградацію шару Au. Значення питомого електроопору за умов відпалювання у кисневмісній атмосфері зростає вдвічі і практично не змінюється в інших атмосферах.

Раніше подібні ефекти спостерігались для систем Au/Ni із шарами мікронної товщини при відпалюванні у кисні та на повітрі. Авторами [130 – 134] показано, що термічне осадження та відпалювання нанорозмірних систем Au/Ni у

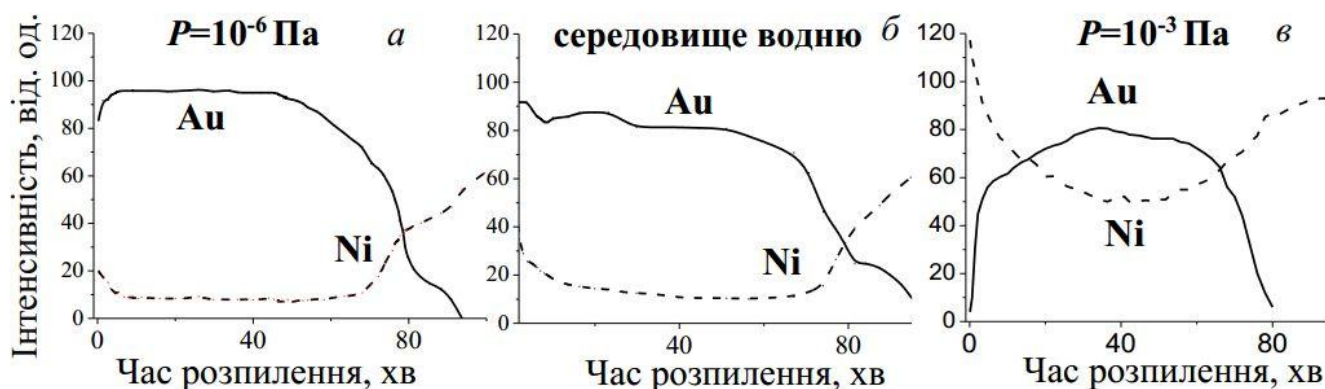


Рис. 1.6. Результати дослідження ВІМС для системи Au(120 нм)/Ni(70 нм) після відпалювання за температури 473 К впродовж 20 хв.[135]

технологічному вакуумі погіршує їх термічну стабільність завдяки розвитку окиснювальних процесів та утворенню дефектної структури на зовнішній поверхні.

### **1.3. Явище гігантського магнітоопору в три- та багат шарових плівкових системах**

Транспортні властивості електронів у провідному матеріалі насамперед визначаються дією електричного поля і середньою довжиною пробігу. Наявність магнітного поля додатково впливає на електронний транспорт, оскільки електрони під дією сили Лоренца починають рухатися по гвинтовій траєкторії, що приводить до зростання кількості зіткнень. Фактично магнітне поле збільшує опір матеріалу, що закладено в основу магніторезистивного ефекту, який у нормальному металі дуже малий. У феромагнітних металах цей ефект є більш вираженим і виникає внаслідок особливостей спіно-орбітального і спіно-залежного розсіювання електронів в об'ємі та на інтерфейсах структури. При цьому отримані значення величини гігантського магнітоопору досягають 100%, а тунельного магнітоопору до 500%, що дає можливість створення спінтронних пристроїв широкого спектру застосувань.

#### **1.3.1. Результати експериментальних досліджень**

Значні успіхи в отриманні і дослідженні тонких металевих плівок наприкінці ХХ ст. привели до відкриття цілого ряду нових явищ, дослідження яких залишається актуальним і в наш час. Розвиток тонкоплівкових технологій дозволило синтезувати абсолютно нові багатокомпонентні матеріали з контрольованими властивостями. До таких матеріалів відносяться і магніто-неоднорідні плівкові наноструктури, які складаються із різних шарів, що чергуються, або магнітних гранул, вміщених у провідну або діелектричну матрицю [136–139]. При цьому в них виникає ряд унікальних фізичних явищ, таких як спіно-залежне розсіювання електронів провідності, непрямий обмінний зв'язок, поверхнева магнітна анізотропія.

Особливу увагу привертають до себе багат шарові магнітні системи, які є структурами, що складаються із двох і більше шарів феромагнетика, розділених прошарками немагнітних матеріалів. Шари мають товщину від одиниць до десятків нанометрів. Багат шарові структури, що складаються із двох феромагнітних шарів, розділених немагнітним прошарком, прийнято називати «сандвічами» [5, 140], а для структур із більшою кількістю шарів магнітних і немагнітних металів часто використовують термін «надгратка» [6, 141 – 144].

Найбільш відомим ефектом, виявленим у металевих багат шарових структурах, є ефект гігантського магнітоопору, зумовлений спіновою залежністю розсіювання електронів провідності від типу магнітного впорядкування суміжних шарів у плівці [5, 6, 145].

Виникнення ефекту гігантського магнітоопору в магнітних багат шарових структурах пов'язане з тим, що опір структури залежить від кута між напрямками намагніченості в сусідніх шарах. У 1986 році Петер Грюнберг [7, 146] виявив у тришаровій структурі Fe/Cr/Fe антиферомагнітну взаємодію між шарами заліза при товщині шару Cr близько 0,8 нм. Взаємодію між шарами феромагнетика було названо непрямою обмінною (на відміну від прямої обмінної взаємодії, що діє між сусідніми атомами у феромагнітних металах). У роботах [147 – 148] показано, що при антиферомагнітному обмінному зв'язку між шарами Co у структурі системи Co/Cu/Co наявна планарна анізотропія. При товщині мідного прошарку 0,7 – 1,4 нм реалізується феромагнітний зв'язок і з'являється анізотропія, якій відповідає анізотропний магнітоопір. Ці результати відповідають висновкам теорії РККІ (Рудерман – Кіттель – Касуя – Іосіда) для осциляції міжшарової взаємодії магнітних шарів через немагнітний прошарок [149, 150].

Трансформації магнітних і магніторезистивних властивостей у шаруватих структурах багато в чому обумовлені непрямою обмінною взаємодією, яка виникає між тонкими феромагнітними шарами і осцилює при зміні товщини немагнітного прошарку. Якщо три- чи багат шарову структуру з антиферомагнітною міжшаровою взаємодією помістити в магнітне поле ( $B > B_s$ ), то намагніченості шарів будуть

співнаправлені. Зміна магнітної конфігурації багатошарової структури приводить до суттєвої зміни її електричного опору, тобто виникнення ефекту ГМО [149, 150].

Уперше ефект ГМО був виявлений у 1988 р. колективами Ферта [6] і Грюнберга [7] у штучно створених багатошарових структурах із загальною формулою  $(F/N)_n$ , де F – шар феромагнітного металу, N – шар неферомагнітного перехідного металу (V, Cr, Nb, Mo, Ru, Re, Os, Ir) або благородного металу (Cu, Ag, Au), n – кількість фрагментів [150 – 170].

Подальші дослідження привели до виявлення значного ефекту ГМО у нанесених у вакуумі надгратках Co/Cu [153 – 155]. Так, для структури Fe (2,5 нм)[0,8 нмCo /0,83 нм Cu]<sub>60</sub>Fe (50 нм) величина ефекту ГМО складала 115 % за температури 4 К [155]. У цих надгратках були також виявлені осциляції залежності амплітуди ефекту ГМО від товщини мідного прошарку. Вони зникають при досить великих товщинах, але ефект залишається [152], бо він зумовлений лише випадковою конфігурацією намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів у початковому стані, яка виникає при відсутності магнітного зв'язку між ними [152]. Оптимальною є товщина проміжного шару 1 – 2 нм.

Ефект ГМО може спостерігатися, коли електричний струм протікає вздовж багатошарових плівкових структур (так звана СВП – геометрія) і при електричному струмі, направленому перпендикулярно площині шарів (так звана СПП – геометрія). Практично першу геометрію реалізувати значно простіше, і вона широко використовується у функціональних структурах [3, 5, 15].

Слід зазначити, що амплітуда ефекту ГМО залежить від багатьох факторів: товщини як магнітних, так і немагнітних шарів, їх структурно-фазового стану та елементного складу, якості інтерфейсів, температури вимірювання та ін. Найбільш суттєво величина ГМО залежить від якості кристалічної структури мультишарів. Наявність «містків» через немагнітний прошарок може стати причиною виникнення феромагнітного зв'язку між шарами, що у свою чергу порушить у них антипаралельну конфігурацію, внаслідок чого величина ефекту ГМО різко зменшується, або ефект взагалі зникає [156, 170]. Слід зазначити, що максимальне значення величини ГМО спостерігається в багатошарових

структурах Fe/Cr і Co/Cu, створених нанесенням у вакуумі на неорієнтовані підкладки, а не молекулярно-променевою епітаксією. Отже, із цього слідує, що ідеальність кристалічної структури шарів не є необхідною умовою виникнення ефекту ГМО [170].

*Таблиця 1.2.*

**Магнітоопір багат шарових наноструктур у СВП та СПП геометріях.  
Температура вимірювання – 5 К [3].**

Наноструктура	Магнітоопір, %
СВП конфігурація	
Co/Cu	115
Fe/Cr	108
FeCo/Cu	80
NiFe/Cu/Co	50
NiFeCo/Cu	35
Ni/Ag	26
Co/Au	18
СПП конфігурація	
Co/Cu	170
Fe/Cr	108
Ag/Fe	42

Проблема впливу шорсткості інтерфейсів на величину ГМО і відносної ролі об'ємного та інтерфейсного спін-залежного розсіювання досліджувалась у роботах [173, 174]. Одержані результати однозначно інтерпретувати не можна, а отже, ця проблема і тепер залишається до кінця не вивченою.

Проблемі вивчення температурної залежності ГМО присвячено досить багато експериментальних робіт, наприклад [170, 172]. Із них слідує, що при зміні температури від 4 К до кімнатної амплітуда ефекту ГМО зменшується тим

сильніше, чим більшою вона була за 4 К. Зменшення величини ефекту є наслідком електрон-фононного розсіювання (особливо в немагнітному прошарку), що приводить до зменшення вкладу процесів спін-залежного розсіювання, які найбільше відповідальні за ГМО. Це також перешкоджає проходженню електронів з одного феромагнітного шару до іншого [170].

Дослідження причин зазначеного явища і механізмів його реалізації зумовило появу сімейства нових матеріалів із широкими потенційними можливостями практичного застосування: структури з магнітним тунельним переходом, «спінові вентиля», спінові нанотранзистори та ін. [3, 5, 15].

### **1.3.2. Механізм реалізації явища гігантського магнітоопору**

Спінові ефекти виникають тоді, коли в матеріалі з'являється спіновий дисбаланс заселеності рівня Фермі. Такий дисбаланс, як правило, присутній у феромагнітних матеріалах, у яких щільності вакантних станів для електронів із різними спінами практично ідентичні, проте ці стани істотно відрізняються за енергією (тут і далі під різними спінами електрона розуміються різні його проекції на вісь квантування).

Два основних ефекти, а саме гігантський магнітоопір і тунельний магнітоопір, є наслідком особливостей транспорту носіїв заряду, які визначаються спіном електронів у нанорозмірних структурах. Ці ефекти складають основу нового напрямку в науці і техніці, яке отримало назву спінтроніка.

Ще в 1960-х і 70-х рр. Ферт і Кемпбелл, детально вивчаючи провідність  $3d$  феромагнітних легованих матеріалів [1, 137], змогли встановити, що в феромагнетиках, таких як залізо, є два типи носіїв заряду: електрони зі спіном «вгору» та електрони зі спіном «вниз». Пізніше було встановлено, що в основі гігантського магнітоопору лежить взаємодія делокалізованих електронів, які переносять заряд, із локалізованими, які відповідають за формування магнітних моментів (так званий  $s-d$  обмін). Така ситуація характерна для феромагнітних  $3d$  металів та сплавів на їх основі. Результатом  $s-d$  обміну є залежність ефективного



перерізу розсіювання делокалізованих електронів (відтак і електричного опору) від напрямку їх магнітних моментів.

Якщо магнітні моменти сусідніх ферромагнітних шарів орієнтовані паралельно, то електрони з одним напрямком спіну рухаються практично без розсіювання (рис. 1.7). Результатом цього є шунтування провідності і відносно малі значення електричного опору. Навпаки, для антипаралельного випадку обидві групи електронів (як зі спіном «вгору», так і зі спіном «вниз») розсіюються або в одному магнітному шарі, або в іншому, що приводить до великих значень електричного опору [3].

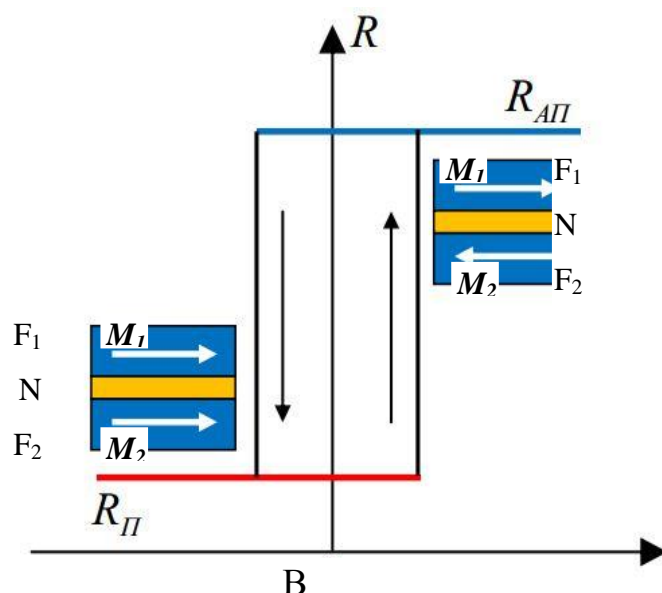


Рис. 1.7. Залежність опору магнітної гетероструктури від зовнішнього магнітного поля ( $R_{\Pi}$  ( $R_{АП}$ ) – опір при паралельній (антипаралельній) орієнтації намагніченостей) [3]

### 1.3.3. Результати теоретичних досліджень

Найпростішою моделлю, яка кількісно описує ефект ГМО є двоканальна або резисторна модель. За умови відсутності розсіювання електронів із переворотом спіну величина ГМО розраховується за допомогою простої резисторної моделі (рис. 1.8). Відповідно до цієї моделі магнітний шар можна розглядати як резистор [3, 173], який у свою чергу складається із двох резисторів, які

відповідають двом спіновим каналам провідності для електронів зі спіном за ( $\uparrow$ , знак «+») і проти ( $\downarrow$ , знак «-») вектора локальної намагніченості в магнітному шарі (більш докладно феноменологічний підхід до описання гігантського магніторезистивного ефекту поданий у роботі [174]). Кількісно ефект ГМО описується магніторезистивним відношенням яке визначається зміною електричного опору ( $\rho(0) - \rho(B)$ ) сандвіча внаслідок зміни його магнітної конфігурації при внесенні у зовнішнє магнітне поле з індукцією  $B$ , нормованого на опір  $\rho(B)$  провідника в магнітному полі, тобто

$$\delta = \frac{\rho_{ap}(0) - \rho_p(B)}{\rho_p(B)} = \frac{\rho_{ap}(0)}{\rho_p(B)} - 1. \quad (1.1)$$

Тут  $\rho_{ap}(0)$  та  $\rho_p(B)$  – питомі опори магнітного провідника з антиферомагнітною ( $ap$ ) та феромагнітною ( $p$ ) конфігураціями відповідно.

Таким чином, згідно з формулою (1.1) ГМО симетричної тришарової плівки, тобто плівки, яка складається з однакових магнітних шарів, характеризується співвідношенням:

$$\delta = \frac{(R_{\downarrow} - R_{\uparrow})^2}{4R_{\downarrow}R_{\uparrow}} = \frac{(\alpha - 1)^2}{4\alpha}, \quad (1.2)$$

де  $\alpha = \frac{R_{\uparrow}}{R_{\downarrow}}$  – параметр об'ємної асиметрії, тобто параметр, який описує асиметрію

в розсіюванні спін-поляризованих електронів в об'ємі магнітних шарів металу.

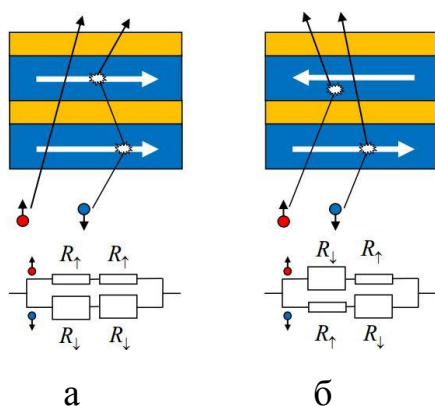


Рис. 1.8. Схематичне зображення ГМО-резистора та еквівалентних електричних схем для паралельної (а) та антипаралельної (б) конфігурацій [175]

Резисторна модель ГМО успішно застосовувалася для пояснення ряду експериментальних вимірювань у структурах із тонкими шарами  $Co$  за низьких температур [1]. Слід також зазначити, що така модель має і ряд недоліків, пов'язаних із неврахуванням при розрахунку ГМО ефектів спінової релаксації і ефектів спінової акумуляції на інтерфейсах.

У цілому теорії, які описують ГМО, можна розділити на два класи. Перший клас базується на рівняннях балансу заряду і спінових моментів, і результатом розрахунків яких є транспортні та магнітотранспортні параметри магнітних наноструктур. Теорії, що відносяться до другого класу, базуються на квантово-механічних розрахунках електронної структури багат шарової структури і, використовуючи ці результати, отримують інформацію про транспортні параметри. Останні є математично більш чіткими, але, як правило, вони включають складні розрахунки і стосуються лише структур певного типу.

Узагальнення основних експериментальних і теоретичних робіт щодо дослідження фізичних властивостей магнітних багат шарових систем проведено в роботах [176 – 182].

У роботах [178, 179] теоретично розглянуто провідність металевих магнітних мультишарів (ММШ), для яких у полі спонтанної індукції  $\vec{B}$  товщина феромагнітного шару перевищує ларморівський радіус  $r$  траєкторії руху носіїв заряду, проте менша, ніж їх середня довжина вільного пробігу (СДВП)  $l$ . У цій роботі показано, що коли носії заряду слабо розсіюються на межах поділу шарів, то електропровідність  $\sigma$  такої структури, виміряна в напрямі, перпендикулярному вектору індукції  $\vec{B}$ , суттєво залежить від імовірності тунелювання  $Q$  електронів із одного шару в інший, а також залежить від співвідношення між товщиною шарів немагнітного металу  $d_N$  і ларморівським радіусом  $r$ .

Дехтярук Л.В. [179] у рамках квазікласичного наближення показує, що збільшення величини ефекту ГМО може бути пов'язано із дзеркальним розсіюванням електронів міжшаровою та зовнішніми межами системи, оскільки в такому випадку носії заряду не втрачають свої «пам'яті» про спін і можуть

багаторазово переходити з одного шару в інший, залишаючись ефективними. Проте, якщо більшість розсіюючих центрів зосереджена на межі поділу шарів, то це приводить до каналювання струму [174] і, як наслідок, до зменшення величини ефекту, оскільки межі поділу в такому випадку стають практично непрозорими для електронів.

Узагальнена теорія ГМО для СВП- і СПП-геометрій була розроблена Устиновим В.В. та ін. [180]. При описі ефекту враховується той факт, що для різних геометрій за процеси розсіювання повинні відповідати різні параметри, з чого можна зробити висновок, що між ГМО у СВП- і СПП-геометриях не існує певного зв'язку.

Однак квазікласичні моделі, не дивлячись на ряд переваг, не враховували ряд особливостей транспорту носіїв заряду в тонких багат шарових структурах. Коли товщина шарів стає сумірною з СДВП електронів, то в цьому випадку починають працювати квантові ефекти і для їх описування використовують квантово-механічний підхід. При такому підході можна виділити два вклади в опір інтерфейсу: опір від розсіювання на шорсткостях меж поділу шарів та опір, який виникає внаслідок стрибкоподібної зміни потенціалу між шарами (через різницю імпульса Фермі в них). Найбільш повно це питання висвітлено в роботі [182].

#### **1.4. Спін-вентильні структури**

Наступним кроком на шляху вдосконалення структур з ефектом ГМО були «спінові вентилі» (СВ). У 1991 році Dieny і співавторами [183] було запропоновано новий тип багат шарових наноструктур («спіновий вентиль»), який характеризується відносно високими значеннями магніторезистивного ефекту і чутливості в малих магнітних полях. У структурі «спіновий вентиль», так само, як і у багат шарових періодичних структурах, для отримання ГМО-ефекту необхідна зміна магнітної конфігурації системи. Особливість «спінового вентиля» полягає в тому, що для отримання потрібної конфігурації намагніченостей використовується не обмінна взаємодія, а явище обмінного зсуву, що виникає на межі ферромагнетик ( $F_2$ )/антиферромагнетик (AF) у структурі  $F_1/N/F_2/AF$ .

Найпростіший «спіновий вентиль» складається із двох феромагнітних шарів, розділених немагнітним прошарком. На рис. 1.9 схематично показана структура трьох основних типів спінових вентилів. Намагніченість одного феромагнітного шару пінінгована сусіднім шаром антиферомагнетика, тоді як вектор намагніченості другого шару змінює свій напрям під дією прикладеного зовнішнього магнітного поля. Оскільки взаємодія між феромагнітними шарами дуже мала, то зміна конфігурації намагніченостей із феромагнітного на антиферомагнітний відбувається в малих полях, що забезпечує високу магніторезистивну чутливість системи.

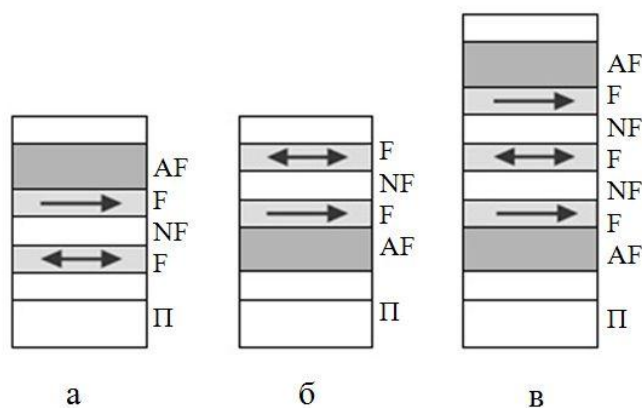


Рис. 1.9. Схематичне зображення основних типів «спінових вентилів»: а – з верхнім розташуванням антиферомагнетика; б – з нижнім розташуванням антиферомагнетика; в – подвійний або симетричний «спіновий вентиль» [184]

Гігантський магніторезистивний ефект у структурі «спіновий вентиль» можливий, якщо електрон перетне більш ніж один феромагнітний шар за довжину вільного пробігу  $l$ . Таким чином, зі збільшенням товщини немагнітного прошарку  $d_N$  у структурах  $F_1/N/F_2$  величина ефекту зменшується і при  $d_N \geq l$  ефект практично зникає. Зменшення величини ГМО при збільшенні товщини немагнітного шару відбувається і через ефект шунтування. У роботі [185] для наноструктури «спіновий вентиль» отримано такий вираз залежності ГМО-ефекту від товщини немагнітного шару  $d_N$ :

$$\frac{\Delta R}{R_0} = A \frac{\exp(-d_N/l_N)}{1 + \frac{d_N}{a}}, \quad (1.3)$$

де  $A$ ,  $a$  і  $l_N$  – феноменологічні параметри,  
 $\exp(-d_N/l_N)$  – фактор, що характеризує ймовірність проходження електрона через немагнітний шар без розсіювання.

Залежність величини гігантського магніторезистивного ефекту від товщини магнітних шарів має максимум при деякій оптимальній товщині. Форма розмірної залежності визначається наступними двома факторами. З одного боку, феромагнітний шар повинен бути достатньо товстим, для зменшення повного опору, що визначається інтерфейсним та об'ємним спін-залежним розсіюванням електронів. З іншого боку, товщина шару не повинна перевищувати довжину вільного пробігу для електронів у цьому шарі. У роботі [186] на прикладі наноструктури «спіновий вентиль» отримано вираз, що описує залежність величини ефекту ГМО від товщини феромагнітних шарів:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = B \frac{1 - \exp(-d_F/l_F)}{1 + \frac{d_F}{b}}, \quad (1.4)$$

де  $d_F$  – товщина феромагнітного шару,  
 $B$ ,  $b$  і  $l_F$  – феноменологічні параметри, які залежать від товщини немагнітного прошарку.

Однак, навіть якщо товщини магнітних і немагнітних шарів зменшувати, залишаються обмеження на величину максимального магнітоопору. Порушення цілісності немагнітного шару, тобто існування магнітних «містків» між феромагнітними шарами може зруйнувати антипаралельне впорядкування намагніченостей у сусідніх шарах і приведе до зникнення спін-залежного розсіювання електронів (ефекту ГМО). Таким чином, оптимальні товщини магнітних і немагнітних шарів обмежені  $0,4 \leq d_F \leq 3$  нм і  $0,8 \leq d_N \leq 3$  нм. Звичайно, для таких малих товщин вплив структурних дефектів (дифузія і

шорсткість на інтерфейсах, розриви в немагнітному шарі) на магнітні та магніторезистивні властивості можуть бути суттєвими [187].

Для зменшення дефектності наноструктури при напиленні шарів «спінових вентилів» використовують матеріали з близькими параметрами кристалічної ґратки. У «спінових вентилів» на основі таких матеріалів при використанні відповідного буферного шару [188 – 190] реалізується когерентний ріст шарів, що приводить до зменшення кількості дефектів і, отже, до збільшення довжини вільного пробігу електронів [191]. Таким чином, узгодження параметрів ґраток матеріалів «спінового вентиля» важливо для збільшення амплітуди ефекту ГМО. Саме з цієї причини в переважній більшості таких структур у якості немагнітного прошарку використовується мідь, що приводить до збільшення величини магніторезистивного ефекту порівняно зі структурами з немагнітними прошарками срібла або золота.

Існують також різні модифікації «спін-вентильних» структур. Особливий інтерес з точки зору прикладного використання викликають так звані «псевдоспін-вентильні» структури. Розглянемо особливості таких структур на прикладі тришарової плівки  $\text{Co/Cu/Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ , в якій  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  магнітом'який шар, а  $\text{Co}$  – магнітожорсткий. У такій структурі замість закріпленого за допомогою антиферромагнетика магнітного шару, використовується магнітожорсткий шар  $\text{Co}$ . Намагніченість  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  можна легко змінювати за допомогою слабого зовнішнього магнітного поля, не змінюючи при цьому напрям намагніченості магнітожорсткого шару [192, 193 – 195]. Отже, основні функції «псевдоспін-вентильних структур» аналогічні «спіновим вентилям».

У результаті проведеного аналізу літератури щодо експериментальних досліджень магніторезистивного ефекту в магнітних гетероструктурах можна констатувати, що в несиметричних плівкових системах із практично нульовою обмінною взаємодією реалізується явище ГМО у відносно слабких магнітних полях, що відкриває широкі можливості їх практичного застосування в різних галузях приладобудування та сенсорної техніки. На основі таких елементів уже створені зчитувальні магніторезистивні головки в жорстких дисках зі щільністю запису понад

100 Гбіт/дюйм<sup>2</sup>. Тому на сьогодні дослідження «спін-вентильних» структур та «псевдоспін-вентильних структур» в основному направлені на створення нових систем із покращеними властивостями, які б задовольняли сучасним вимогам розвитку спінтроники (мінімальні геометричні розміри, низькі поля насичення, висока відтворюваність властивостей зразків).

Отже, існує потреба у подальшому комплексному і систематичному дослідженні таких систем.

### 1.5. Магнітні тунельні структури

Різновидом негативного гігантського магнітоопору є тунельний магнітоопір. ТМО спостерігається в структурах типу феромагнетик–діелектрик–феромагнетик та реалізується у випадку, коли феромагнітні частинки чи шари розмірами порядку декількох нанометрів розділені діелектричним бар'єром, через який можливе тунелювання електронів. До структур із ТМО належать феромагнітні нанокompозити (гранульовані плівки), багат шарові плівки з діелектричними прошарками, вакуумні тунельні структури та ін. [10, 196 – 200].

Уперше ефект ТМО величиною 14 % за гелієвих температур спостерігав Жульєр у 1975 році [10]. За кімнатної температури ефект не спостерігався, що не давало змоги довгий час застосувати його в техніці. Після відкриття і успішного застосування ефекту ТМО, інтерес до тунельного магнітоопору відновився. Так, у 1994 році Міядзакі отримав величину ТМО 18 % за кімнатної температури [201]. У тому ж році Мудера виявив ТМО величиною 11 % у простому тунельному магнітному вентилі [202]. У всіх цих дослідженнях у якості діелектричного прошарку використовувався аморфний оксид алюмінію. Автори теоретичних робіт [203, 204] у 2001 році передбачили, що у високоякісних кристалічних структурах Fe/MgO/Fe магнітоопір може досягти 1000 %. Подальші експериментальні роботи підтвердили ці висновки. Так, у 2004 році на модельній структурі за кімнатної температури було досягнуто величину ТМО близько 200 % [205, 206]. Багато робіт також було спрямовано на пошук матеріалів із



більш ефективною спіноюю поляризацією. Так, у 2009 році на структурі  $\text{CoFeB}/\text{MgO}/\text{CoFeB}$  було отримано ТМО величиною близько 600 % (1100 % за температури рідкого гелію) [207]. Завдяки останнім досягненням наноелектроніки та спінтроники, пристрої на основі тунельного магнітоопору активно замінюють прості ГМО пристрої. Також стає можливим виготовлення ефективних елементів магнітної оперативної пам'яті.

Значним недоліком подібних структур залишається висока вартість їх виробництва. Використання ефекту тунельного магнітоопору передбачає високу якість інтерфейсів. Навіть за умов незначного порушення їх якості величина ефекту ТМО значно зменшується.

Наприкінці ХХ століття був запропонований новий композиційний матеріал, що складається з діелектричної матриці з упродовженними в неї металевими частинками нанометрових розмірів (див. схему на рис. 1.10). Гранульовані магнітні матеріали або магнітні нанокompозити є своєрідним попередником острівцевих плівок. Виявлено, що такі матеріали за певних умов можуть відчувати дальній магнітний порядок.

Інтерес до ефекту ГМО підштовхнув дослідників магнітних нанокompозитів до більш детального вивчення гальваноманітних властивостей цих матеріалів. Уперше ГМО в цих зразках було виявлено авторами робіт [208, 209]. В обох роботах в якості немагнітної матриці використовувалася мідь, а металеві гранули

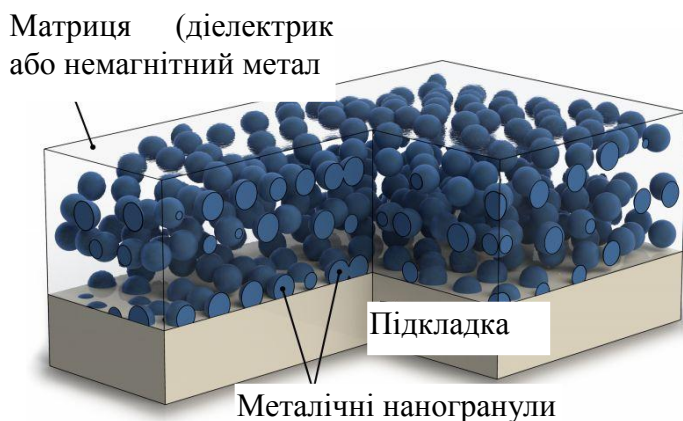


Рис. 1.10. Схематичне зображення гранульованої структури метал-діелектрик [211]

являли собою однодоменні частки кобальту [208, 209] або заліза [209]. Надалі тема була розвинена в роботі [210], у якій як основу для композиту був запропонований діелектрик, що означало перехід до ефекту тунельного магнітоопору. У роботі було проведено порівняння гальваномагнітних властивостей гранульованих плівок на основі срібла і діоксиду кремнію. Виявлено, що, незважаючи на значні відмінності у величині електроопору плівок, величина магнітоопору не залежала від природи матриці композиту. Залежність є лише від концентрації феромагнітних частинок. При цьому великі значення негативного магнітоопору спостерігалися поблизу перколяційного переходу і досягали максимуму в діелектричній області в полях порядку 1 Тл. Згодом у роботі [211] для зразків композитів на основі Fe і SiO<sub>2</sub> було виявлено магнітоопір величиною близько 5 % в полях до 1 Тл, за температури 77 К. Також було зроблено припущення про зв'язок виявлених особливостей магнітоопору і ефекту Холла з непрямим спін-залежним тунелюванням електронів через проміжні стани в діелектрику.

### **1.6. Провідність структурно-несуцільних плівок**

Близькими за структурою до розглянутих раніше гранульованих плівок є системи з наноострівців. У зв'язку зі складністю їх виготовлення і відносною необізнаністю про структуру отриманих плівок ці об'єкти довгий час представляли тільки академічний інтерес. Однак уже в 1962 році в роботі [212] щодо вивчення механізму електричної провідності в ультратонких острівцевих металевих плівках Au, Ni і Pt експериментально показано, що провідність плівок товщиною приблизно 1 нм з ростом температури змінюється відповідно до активаційного закону (закон Арреніуса). У цій же роботі зазначалося, що при збільшенні товщини плівок до 3 нм спостерігається відхилення провідності від активаційної залежності. Надалі дослідження транспортних властивостей острівцевих плівок давали несподівані результати, а саме відхилення температурної залежності провідності як від активаційного, так і від «закону

1/2». Так, у роботі [213] було виявлено, що степінь при температурі в експоненті дорівнює 0,72, а в [214] – 0,75. Такі результати свідчать про більш складний механізм провідності.

На сьогодні є кілька гіпотез щодо механізму провідності в острівцевих металевих плівках. Першою моделлю була плівка, яка розглядалася як недосконалий контакт між металами [215], а провідність у ній – як перенесення заряду в результаті подолання потенціального бар'єру між острівцями.

Френкель Я. [216] запропонував два основні механізми проходження електронами крізь потенціальний бар'єр. Перший із них розглядає цей процес у класичному наближенні, коли електрон має енергію більшу за висоту бар'єру. Другий використовує квантово-механічний підхід і розглядає можливість проникнення електрона крізь бар'єр за рахунок тунельного ефекту. У цьому випадку електрони мають енергію, близьку до енергії рівня Фермі острівців.

Дослідженню проходження електронів між двома металевими електродами, розділеними вузьким зазором, який може бути заповнений діелектриком за рахунок тунелювання, присвячена значна кількість робіт [217 – 222].

Деякі автори схиляються до думки, що провідність острівцевих шарів пов'язана лише з термоелектронною емісією. Під дією поля відбувається зменшення висоти потенціального бар'єру в результаті ефекту Шотки. Нахил кривих в координатах  $\lg R - \sqrt{F}$ , обрахованих теоретично, у цьому випадку за порядком величини співпадає з нахилом відповідних експериментальних залежностей. Але гіпотеза, заснована на явищі термоелектронної емісії, не пояснює малих величин енергії активації, отриманих з експерименту (соті – десяті долі еВ), які на один-два порядки менші роботи виходу електронів із масивних металів.

У роботі [223] показано, що робота виходу електронів із металу в ізолятор значно менша за роботу виходу з металу у вакуум, а її значення може лежати в межах 0,5–1 еВ. Враховуючи, що ця величина може бути ще менше внаслідок

ефекту перекриття сил зображення, реальна висота бар'єру при провідності через ізолятор може бути порядку величини, яка спостерігається в експерименті.

На завершення огляду результатів дослідження електрофізичних та магніторезистивних властивостей острівцевих плівок необхідно зазначити, що підкладка з нанесеною на неї острівцевою плівкою в багатьох фізичних процесах являє собою єдину, істотно неоднорідну систему. Тому при розгляді фізичних явищ у цих плівках, крім властивостей самих острівців, необхідно враховувати властивості межі розділу плівка – підкладка, а також властивості поверхневого шару підкладки. Крім цього, важливою особливістю плівок є нерівноважний характер їх форми і структури. Як наслідок, після завершення процесу росту (а в деяких випадках одночасно з ним) в острівцях протікають різні процеси релаксацій, кінетика яких залежить, зокрема, від зовнішніх впливів. У результаті таких незворотніх змін фізичні параметри, що характеризують плівку, прагнуть до термодинамічно рівноважних значень. Типовий час релаксації змінюються у досить широкому діапазоні – від доли секунди до декількох років.

Якщо зазор між острівцями заповнений діелектриком, то висота потенціального бар'єру зменшується на величину електронної спорідненості діелектрика. Отже, можна припустити, що провідність в острівцевій плівці здійснюється переважно через діелектричну підкладку, а не через вакуумні зазори між острівцями. На користь цього припущення говорить також той факт, що перекриття хвильових функцій електронів у діелектрику більше, ніж у вакуумі, що також дозволяє зробити припущення про домінуючу роль тунелювання через підкладку [218].

У роботі [219] була розвинена теорія активаційної провідності в надтонких плівках і показано, що механізм переносу заряду зумовлений двома послідовними процесами. По-перше, за рахунок тунельних переходів електронів між металевими острівцями встановлюється термодинамічна рівновага, при цьому частина острівців набуває позитивний або негативний заряд. По-друге, в результаті появи заряджених острівців виникають умови для провідності за рахунок тунелювання носіїв між зарядженими і нейтральними острівцями без

істотної зміни енергії системи. Також виявлено зміну провідності під дією слабого електричного поля (ефект аномальної провідності), що пов'язується зі збільшенням кількості заряджених острівців і, як наслідок, збільшення імовірності тунелювання з зарядженого на нейтральний острівець. Також важливо відзначити знайдену в роботі [220] ефективну низькочастотну діелектричну проникність надтонких металевих плівок. Із аналізу реактивної провідності виявлено аномально високу позитивну величину ( $10^7$ – $10^8$ ) діелектричної проникності у всьому діапазоні вимірюваних температур. Таке велике значення проникності пов'язане, в першу чергу, з острівцевим характером плівок і поляризацією структури, тобто утворенням пар позитивно і негативно заряджених острівців. Під дією слабого електричного поля діелектрична проникність зменшувалася, внаслідок чого відбулося збільшення ймовірності тунелювання електронів.

У 1995 році була здійснена спроба створення надгратки з плівок нанометрових товщин [224]. Виявлено, що багат шарові структури з шарами кобальту та  $Al_2O_3$ , які чергуються, є термічно стабільними, а шари не перемішуються між собою навіть при досить малій товщині  $Al_2O_3$  (до 4,5 нм). Також було виявлено, що перколяційна межа для шарів кобальту лежить між 1,5 і 2,5 нм. Згодом у роботі [225] була досліджена надгратка Co/Mn, яка також показала високу стабільність. Товщини шарів при цьому варіювалися від 1 до 5 нм для кобальту і від 0,2 до 3,5 нм для марганцю. У цих структурах виявлено дальній магнітний порядок, причому при товщині марганцю менше 1,8 нм спостерігалися феромагнітні властивості, а при збільшенні товщини марганцю проявлялося антиферомагнітне впорядкування.

Розвиваючи тему магнітних властивостей надтонких плівок, у роботі [226] були досліджені магнітні властивості тонких шарів пермалою (від 1 до 80 нм) в полях до 40 мТл. При товщині плівок  $\sim 6$  нм виявлено значні зміни магнітних властивостей (різке збільшення коерцитивності і поля насичення), що пояснюється переходом від тривимірного до двовимірного стану. Важливо, що в таких острівцевих плівках була виявлена компонента намагніченості, спрямована

перпендикулярно площині зразка, що загалом суперечить очікуванням. Також у роботі [227] були досліджені магнітні надгратки  $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$  з товщиною  $\text{CoFe}$  менше перколяційної межі 1,8 нм. Виявлено існування двох магнітних конфігурацій цієї системи: суперферромагнітна фаза з дипольною далекодією і звичайна ферромагнітна з обмінною взаємодією між острівцями.

Таким чином, з урахуванням проведених досліджень системи з надтонких острівцевих плівок є перспективними для виявлення в них ефекту ГМО (або ТМО). Але виявилось, що вони практично не реагують на слабке (не більше 0,2 Тл) магнітне поле, що зумовлено головним чином їх малою товщиною. Отже, потрібно збільшувати товщину зразків, але при цьому зберігаючи головну їх особливість – острівцеву структуру. Для реалізації цієї концепції нами запропонована технологія отримання структурно-несуцільних плівок ферромагнітних металів та сплавів із відносно великою ефективною товщиною (до 20 нм). При цьому можливі важливі технологічні переваги даних структур перед гранульованими системами [228]:

- відносна простота технології отримання,
- радіаційна стійкість,
- кімнатна робоча температура,
- функціонування в слабких магнітних полях до 10 мТл.

### **1.7 Застосування плівкових систем на основі ферромагнітних та немагнітних металів**

В останні десятиліття широко використовуються високоякісні датчики з чутливими елементами, робота яких базується як на ефекті Холла та анізотропному магніторезистивному ефекті, так і на основі гігантського та тунельного магнітоопору [229 – 235]. У цьому підрозділі проведено аналіз датчиків, чутливими елементами яких є плівкові структури з ефектами анізотропного, гігантського та тунельного магнітоопору.

На даний час тонкі магнітні плівки з ефектом АМО не втратили свою

актуальність при виробництві різних датчиків. Для побудови АМО-датчиків положення, переміщення, кута повороту та ін. робочими характеристиками можуть бути кутові залежності магнітоопору, коерцитивної сили та намагніченості насичення. Типовий такий датчик являє собою мостову схему. У якості усіх чотирьох плечей використовуються магніторезистивні смужки, на які під кутом  $45^\circ$  до поздовжньої вісі наноситься Барбер-полюсна структура, яка забезпечує протікання струму під таким же кутом. Для усунення недоліків, пов'язаних із наявністю полюсів Барбера використовуються АМО-датчики, у яких характеристика формується за рахунок розташування магніторезистивних смужок під кутом  $45^\circ$  до осі легкого намагнічування.

Часто також використовуються датчики кільцевого типу. При такій топології вектори намагніченості плівки спрямовані по колу і розмагнічуючі поля відсутні. Це дозволяє позбутися недоліків, пов'язаних із наявністю гістерезису магніторезистивних смужок.

У порівнянні з традиційними датчиками ГМО-датчики мають високу чутливість до слабких магнітних полів, малі розміри, низьке енергоспоживання та добру сумісність з іншими електронними пристроями. До того ж, завдяки інтенсивному електричному сигналу, що формується ГМО-структурою, знижується і чутливість до шумів. Ці властивості і привели до того, що елементи на основі гігантського магніторезистивного ефекту, в першу чергу, знайшли застосування в зчитувальних голівках жорстких дисків. Це дозволило за 10 років збільшити щільність запису жорстких дисків з 4,1 до 100 Гбайт/дюйм<sup>2</sup>.

Слід зазначити, що ГМО-датчики використовуються для зчитування струму, детектування лінійного й обертального переміщення, регулювання моменту впорскування палива та ін. На базі тонкоплівкових структур із гігантським магнітоопором, осаджених на кремнієві підкладки, створюють різні елементи датчиків – резистори, резисторні пари, або напівмости чи мости Уїтстона. Для збільшення питомого опору і мінімізації споживаної потужності ГМО-резистори, як правило, виконують у вигляді серпантину. У типовому датчику чотири ГМО-резистори формують міст Уїтстона, вихідна напруга якого пропорційна до

зовнішнього магнітного поля. Температурний коефіцієнт усіх резисторів, які були виготовлені з одного і того ж матеріалу, однаковий. Два резистори моста являють собою активні елементи датчика, інші приєднуються до джерела живлення та до загального потенціалу. Поверх цих «пасивних» резисторів, що виконують функції опорних елементів, наносяться невеликі екрани з пермалою товщиною  $\sim 100$  нм, що захищають їх від впливу прикладеного магнітного поля. Зміна опору активних ГМО-резисторів такого моста на 10 % викликає зміну його вихідної напруги на 5%. На рис. 1.11 наведена схема виготовлення ГМО-датчика на основі плівкової структури  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  [236].

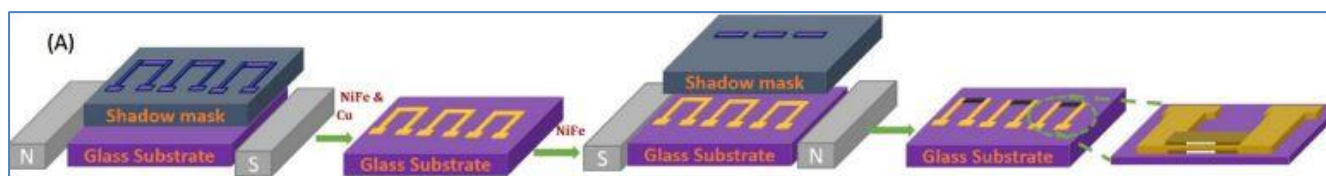


Рис. 1.11. Схема виготовлення ГМО-датчика [236]

Велика чутливість до зовнішніх магнітних полів отримана в структурах зі спін-залежним тунелюванням. Індукція магнітного поля насичення в таких структурах суттєво залежить від матеріалу магнітних шарів і методу забезпечення паралельної і антипаралельної орієнтації намагніченості і коливається в межах від 0,12 до 12,5 мТл, що і забезпечує створення надзвичайно чутливих магнітних датчиків. Завдяки наявності діелектричного прошарку опір цих елементів відносно великий, що розширює межі їх застосування.

Необхідно зазначити, що в роботах під керівництвом Лепіха Я.І. (див., наприклад, [237 – 239]) досліджено можливість заміни провідників на основі дорогоцінних матеріалів у товстоплівкових елементах гібридних інтегральних схем нанокompозитними провідниками. Так, у роботі [239] досліджено можливість заміни провідників на основі рутенієвих, срібло-паладієвих та золотих матеріалів провідниками на основі бориду нікелю. Встановлено, що функціональні матеріали на основі  $\text{Ni}_3\text{B}$  достатньо стабільні при радіаційно-



термічній дії і можуть бути використані при виготовленні провідникових паст. Провідникові елементи на основі нікелю, відпалені за допомогою електронного пучка, за своїми електрофізичними параметрами не поступаються провідникам на основі сполук рутенію, срібла-паладію, витримуючи багатократне випалення без погіршення властивостей.

Таким чином, використання матеріалів із спін-залежним розсіюванням та тунелюванням електронів у вигляді багатошарових плівок, мультишарів, гранульованих плівкових сплавів, спінових вентилів на основі металів і діелектриків як чутливих елементів сенсорних і інформаційних приладів різного функціонального призначення є перспективним напрямом спінової електроніки.

### Висновки до розділу 1

1. Аналіз результатів вивчення структурно-фазового стану та дифузійних процесів у системах на основі Co, Fe,  $Fe_xNi_{100-x}$  або  $Co_xNi_{100-x}$  та Cu вказує на необхідність у розв'язанні наступних завдань:

– дослідження кристалічної структури, фазового стану та дифузійних процесів у тришарових системах  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}$ ,  $Co/Cu/Fe_xNi_{100-x}$ ,  $Co/Cu/Fe$  і  $Co/Cu/Co$  з додатковими шарами Fe, Ni та Cr у широкому інтервалі товщин шарів та концентрації компонент;

– визначення характеристик інтерфейсів та їх впливу на електрофізичні і магніторезистивні властивості;

– встановлення впливу додаткових шарів на фізичні характеристики плівкової системи  $Co/Cu/Co$ .

2. Незважаючи на значну кількість теоретичних та експериментальних результатів стосовно дослідження магнітних та магніторезистивних властивостей багатошарових структур зі спін-залежним розсіюванням електронів для більш глибокого та повного розуміння механізму реалізації ефекту ГМО у тришарових полікристалічних плівкових системах, є необхідність у вирішенні таких питань:

– встановлення впливу концентрації компонент у магнітних шарах на величину ефекту ГМО та вид магніторезистивних петель;

- встановлення впливу температури на величину ефекту ГМО та вид магніторезистивних петель;
- встановлення впливу товщини і виду ФМ і НМ шарів на величину ефекту ГМО;
- встановлення впливу температури підкладки на величину ефекту ГМО та вид магніторезистивних петель;
- побудови феноменологічної моделі для можливості прогнозування залежності величини ГМО від товщини шарів;
- дослідження впливу анізотропного магнітоопору магнітних шарів на величину ГМО у тришарових плівках.

3. Дослідження магніторезистивних властивостей структурно-несуцільних плівок ферромагнітних металів і сплавів на їх основі та гранульованих структур «ферромагнітний метал-діелектрик» дозволяють встановити їх концентраційні і температурні залежності для більш повного розуміння механізмів реалізації магнітоопору у таких структурах.

## РОЗДІЛ 2

### МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

На основі літературного огляду результатів вивчення фізичних властивостей магнітних гетероструктур визначено напрями наших досліджень – встановлення взаємного зв'язку електрофізичних, магніторезистивних та магнітних властивостей в умовах прояву дії розмірних та концентраційних ефектів з особливостями структурно-фазового стану і дифузійними процесами у тришарових системах на основі феромагнітних (Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ ,  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ ) та немагнітних шарів (Cu) та структурно-несуцільних та гранульованих структур «метал-діелектрик» на основі Co та  $\text{SiO}_x$ .

Вибір для дослідження саме цих систем був зумовлений рядом причин. По-перше, відкриття явища ГМО дало надзвичайно потужний поштовх для дослідження плівкових систем із феромагнітними шарами, які розділені немагнітним прошарком. Також залишається до кінця не вирішених ряд питань, які пов'язані з особливостями спін-залежного розсіювання електронів провідності. Однією з найбільш цікавих та перспективних у цьому відношенні є система на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , Co та Cu, що обумовлено рядом особливостей структурних, магнітних та магніторезистивних властивостей, що робить їх актуальним об'єктом експериментальних і теоретичних досліджень (див., наприклад [240 – 242]). Також багатошарові плівкові системи на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu надають якісно нові можливості для оптимізації і мініатюризації елементної бази твердотільних пристроїв, в основу роботи яких покладено спіновий транспорт. У переважній більшості робіт в якості магнітних шарів використовувалися пермалої ( $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  та  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$ ). Практично відсутні роботи, де були б проведені дослідження фізичних властивостей багатошарових структур на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , у широкому інтервалі концентрацій, отриманих за одних умов. Аналіз даних робіт [243 – 245] показує, що фізичні властивості як сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , так і багатошарових плівок на їх основі суттєво залежать від концентрації компонент. Необхідно зазначити, що важливим є також завдання прогнозування поведінки електрофізичних та

магніторезистивних властивостей багатошарових плівкових систем зі зміною товщини та структурно фазового стану шарів металу, температури і величини зовнішнього магнітного поля.

По-друге, відомо, що домішки або додаткові шари можуть як покращувати, так і погіршувати електрофізичні та магніторезистивні властивості плівкових структур [246]. Це питання залишається до кінця не з'ясованим і потребує більш детального дослідження. Вибір за базисну плівкову систему Co/Cu/Co зумовлений тим, що вона є достатньо добре вивченою [247 – 249], що дає можливість порівнювати одержані результати з результатами інших дослідників.

По-третє, системи з відносно товстими немагнітними прошарками з практично нульовою обмінною взаємодією є маловивченими. Стан з антипаралельною орієнтацією напрямків локальних намагніченостей феромагнітних шарів у таких системах реалізується за рахунок різниці в коерцитивних силах цих металів, що розкриває подальші можливості для широкого практичного використання несиметричних систем (систем, які б не потребували закріплюючого базисного шару) у нанoeлектроніці.

Комплексне дослідження структури, фазового складу, електричних і гальваномагнітних властивостей систем  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}$ , Co/Cu/ $Fe_xNi_{100-x}$  ( $0 < x < 100$ ) Co/Cu/Fe і Co/Cu/Co з додатковими шарами Fe, Ni та Cr та структурно-несуцільних плівок феромагнітних металів і сплавів та гранульованих композитів «феромагнітний метал-діелектрик» у широкому інтервалі товщини і температур дозволить систематизувати експериментальні результати та виявити оптимальні умови отримання цих систем із покращеними фізичними характеристиками (мінімальні поля насичення, часова стабільність властивостей тощо).

Виходячи із викладеного вище, нами були застосовані наступні методи досліджень:

- вакуумна конденсація тришарових систем, структурно-несуцільних плівок і формування гранульованих композитів;

- методи зворотнього резерфордівського розсіювання, кварцового резонатора та оптичні для контролю ефективної товщини плівок у процесі їх осадження та вимірювання товщини сконденсованих зразків;
- просвічуюча електронна мікроскопія (ПЕМ), електроннографія (ЕГ);
- вторинно-іонна спектрометрія (ВІМС);
- енергодисперсійний аналіз (ЕДА);
- резистометрія в широкому температурному інтервалі;
- резистивний метод вимірювання МО і ГМО;
- магнітооптичні дослідження тришарових плівкових систем методом МОКЕ.

Далі будуть описані методики отримання і дослідження зразків.

## **2.1. Отримання плівкових зразків [250 – 253]**

### **2.1.1. Отримання плівкових сплавів**

Відомо, що для одержання тонких плівок сплавів застосовуються дві основні групи методів: 1) формування багатокомпонентних плівок на підкладці (розпилення окремих компонентів, відпалювання багатошарових структур із дифузійним перемішуванням); 2) використання масивних сплавів наперед заданого складу (випаровування скінченних наважок, вибухове випаровування, випаровування в стаціонарних умовах) [254].

Друга група методів є достатньо перспективною з погляду практичного застосування завдяки відносній простоті. Проте при цьому властивості плівок можуть змінюватись внаслідок фракціонування при випаровуванні та зміни хімічного і фазового складу одержаного плівкового сплаву порівняно з вихідним.

Згідно з даними фазової діаграми (рис.1.1, [59, 60]) для сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  при температурах, близьких до температури плавлення, та у рідкому стані у всій області концентрацій спостерігається повна взаємна розчинність компонент. При цьому лінії ліквідуса та солідуса співпадають, що виключає можливість фракціонування сплаву при плавленні. В загальному випадку при випаровуванні бінарних сплавів склад плівки відрізняється від складу вихідного матеріалу

внаслідок того, що один із компонентів може мати більшу швидкість випаровування. Швидкість випаровування матеріалу при температурі  $T$  визначається формулою [254]:

$$\omega = kp\sqrt{\frac{M}{T}} = A_1p, \quad (2.1)$$

де  $k$  – коефіцієнт пропорційності;

$p$  – тиск пари;

$M$  – молярна маса;

$T$  – температура випаровування.

При випаровуванні сплавів у вакуумі тиск пари кожної з компонент над розплавом визначається складом сплаву і відрізняється від значень для чистих компонент. У найпростішому випадку тиск пари компоненти А при наявності компоненти В визначається законом Рауля:

$$\frac{P_A - P_{AB}}{P_A} = C_B, \quad (2.2)$$

де  $C_B$  – атомна доля компоненти В.

У роботі [254] запропоновано метод розрахунку фракціонування бінарних систем при випаровуванні скінченних наважок. Нехай в початковий момент часу у випарнику міститься бінарний сплав з масовим вмістом компонент  $m_{01}$  та  $m_{02}$ . За час  $dt$  з врахуванням виразу для швидкості випаровування (2.1) зменшення маси кожної з компонент складає:

$$dm_A = -kp_{0A}f_A\sqrt{\frac{M_A}{T}}C_A(t)dt, \quad (2.3)$$

$$dm_B = -kp_{0B}f_B\sqrt{\frac{M_B}{T}}C_B(t)dt, \quad (2.4)$$

де  $k$  – стала, яка залежить від вибору системи одиниць;

$p_{0A}, p_{0B}$  – тиск насиченої пари чистих компонент А та В сплаву при температурі  $T$ ;  
 $f_A, f_B$  – коефіцієнти активності компонент:

$$f_A = \frac{\alpha_A}{C_A}, \quad (2.5)$$

де  $\alpha_A = \frac{p_{AB}}{p_A}$  – активність компоненти А (аналогічно для компоненти В);

$C_A(t), C_B(t)$  – атомні долі компонент;

$M_A, M_B$  – їх молярні маси.

У разі виконання закону Рауля (ідеальні розплави) маємо:

$$1 - \frac{p_{AB}}{p_A} = C_B, \quad (2.6)$$

$$\alpha_A = \frac{p_{AB}}{p_A} = 1 - C_B = C_A,$$

звідки  $f_A = f_B = 1$ .

Згідно з даними [255], однакові тиски насиченої пари для Со та Ні досягаються при близьких температурах (наприклад,  $p_{Co} = 1,33$  Па при  $T = 1790$  К,  $p_{Ni}$  має таке ж значення при  $T = 1800$  К; подібна ситуація має місце і для більших величин тисків), тому можна прийняти  $p_A = p_B$ . Крім того, молярні маси Со і Ні близькі ( $M_{Co} = 58,9$  г/моль,  $M_{Ni} = 58,7$  г/моль), а, отже, для масових долей Со і Ні одержуємо співвідношення:

$$c_{Co} = \frac{C_{Co} \mu_{Co}}{C_{Co} (\mu_{Co} - \mu_{Ni}) + \mu_{Ni}} = \frac{58,9}{C_{Co} (58,9 - 58,7) + 58,7} C_{Co} = \frac{58,9}{58,7 + 0,2 C_{Co}} C_{Co} \approx C_{Co}$$

Тоді з (2.3) та (2.4) одержимо:

$$k p_{0A} f_A \sqrt{\frac{M_A}{T}} \approx k p_{0B} f_B \sqrt{\frac{M_B}{T}}.$$

У результаті масова доля Со в одержаному сплаві становить

$$c'_{Co} = \frac{dm_{Co}}{dm_{Co} + dm_{Ni}} = \frac{C_{Co}}{C_{Co} + C_{Ni}} = C_{Co} = c_{Co}. \quad (2.7)$$

Таким чином, за умови виконання закону Рауля концентрація компонент у плівковому сплаві  $Co_xNi_{100-x}$  повинна бути такою ж, як і в масивному зразку, а плівки повинні бути гомогенними за хімічним складом.

Слід відмітити, що система  $Fe_xNi_{100-x}$ , згідно з даними [256], практично ідеально підлягає закону Рауля. Для неї також характерна повна взаємна розчинність компонент у твердому стані при високих температурах та у рідкому стані (рис. 1.4). При цьому для заліза температура, при якій тиск його насиченої пари стає рівним тиску насиченої пари нікелю, менша від температури нікелю приблизно на 50 К [255]. Оцінка показує, що швидкість випаровування заліза за таких умов виявляється більшою у порівнянні з нікелем. Таким чином, при випаровуванні готових сплавів можливим є фракціонування складу плівок (зміна складу з товщиною), причому в початкові моменти випаровування плівки будуть збагачені залізом. Такі висновки підтверджуються даними роботи [254].

Виходячи з вищесказаного, для одержання плівкових зразків  $Co_xNi_{100-x}$  та  $Fe_xNi_{100-x}$  нами було обрано метод випаровування сплавів наперед заданого складу. Вихідним матеріалом для плівкових сплавів  $Co_xNi_{100-x}$  та  $Fe_xNi_{100-x}$  виступали підготовлені масивні наважки відповідного складу. Для приготування наважок використовувалися чисті метали (не гірше 99,9 %). Концентрація компонент змінювалася за рахунок зміни масових співвідношень металів (відносна похибка визначення маси не гірша за 5 %). Наважки виготовлялися методом плавлення вихідних матеріалів в керамічному тиглі в вакуумній установці ВУП-5М (тиск залишкової атмосфери в вакуумній камері в процесі отримання наважок складав  $10^{-4}$  Па.) із витримкою протягом 1 год при близькій до  $T_s$  температурі для гомогенізації. Втрата маси при цьому не перевищувала 1 – 2%.



### 2.1.2. Одержання тришарових плівок

Для отримання тришарових зразків нами був застосований метод почергової вакуумної роздільної конденсації компонент, що дозволяє отримувати безпосередньо на підкладці багат шарові структури з різними товщинами шарів. Для реалізації цього методу використовувалась промислова вакуумна установка ВУП-5М [257], модернізована для вирішення наших завдань. Тиск залишкової атмосфери у вакуумній камері в процесі отримання зразків складав  $10^{-4}$  Па.

Конденсація шарів плівкових систем здійснювалася шляхом почергового випаровування чистих металів із двох незалежних джерел за методикою, описаною в [256]. Вибір методів випаровування металів-компонент плівкових зразків обумовлений такими фізичними властивостями матеріалів як температура кипіння та тиск насиченої пари. Так, для конденсації міді, срібла та хрому використовувався метод термічного (резистивного) випаровування. У цьому випадку випаровувачами були стрічки з вольфрамової фольги товщиною 0,05 мм. Плівки Co, Fe, Ni та сплави на їх основі отримували методом електронно-променевого випаровування за допомогою електронної дводіодної гармати з модернізованим нами блоком живлення. Гармата складається з анодних і катодних вузлів, які механічно скріплені керамічними пластинами-ізоляторами. Живлення гармати (висока анодна напруга до 3,5 кВ) здійснювалося від переполюсованого блоку живлення БП-100. Невеликі наважки кобальта, заліза, нікеля чи відповідних сплавів прикріплялися до кінця вольфрамового анода точковим зварюванням. Розігрів кінця анода до необхідної температури відбувався шляхом його бомбардування слабозфокусованим пучком електронів, джерелом яких був термокатод (вольфрамовий дріт діаметром 0,3 мм). Для конденсації шарів використовувалися метали, чистота яких складала не менше, ніж 99,98 %.

Конденсація шарів плівкових систем проводилася за температур підкладки  $T_{\text{п}} = 300 \text{ K}$ ,  $400 \text{ K}$ ,  $550 \text{ K}$  та  $700 \text{ K}$ . Середня швидкість конденсації шарів металу визначалася за часом осадження і кінцевою товщиною зразка. У процесі конденсації вона підтримувалася сталою і складала  $(0,5 - 2) \text{ нм/с}$  залежно від режимів

випаровування.

Тонкі мідні прошарки одержувались шляхом експонування підкладки в потоці пари протягом (1 – 10) секунд.

Конструкція підкладкотримача, схема якого представлена на рис. 2.1, дозволяла одержувати за один технологічний цикл осадження два плівкові зразки (3). Геометричні розміри досліджуваних зразків задавалися за допомогою спеціальної маски, виготовленої з високою точністю з ніхромової фольги.

Для дослідження електрофізичних і магніторезистивних властивостей зразків, а також проведення АСМ дослідження як підкладки використовувалися поліровані оптичні скельця із заздалегідь нанесеними мідними контактними площадками (2), для структурних досліджень – монокристали KBr і вуглецеві плівки (5) та для ВІМС аналізу – ситалові пластини. Для забезпечення роздільного попадання на «свідки» товщини (4) компонент тришарових та гранульованих плівок використовувалися екрани (1). Підготовка підкладок здійснювалася за загальноприйнятою методикою: спочатку хімічне очищення з подальшим кип'ятінням у дистильованій воді, потім сушіння перед установкою у вакуумну камеру та дегазацією вакуумі нагріванням до температури 600 К протягом 1 години.

Товщини шарів контролювалися *in situ* методом кварцового резонатора (точність 10 %), для чого використовувалися промисловий резонатор типу РГ-08 з частотою 10 МГц, генератор електричних коливань.

Також товщина шарів плівкової системи вимірювалася за допомогою вдосконаленого мікроінтерферометра МП-4. В якості джерела світла в ньому використовувався мініатюрний напівпровідниковий лазер ( $\lambda = 647$  нм).

Інтерференційна картина спостерігалася як візуально, так і реєструвалася за допомогою цифрової фотокамери з подальшою передачею даних на ПК. Це дає змогу зменшити похибку вимірювання товщини, особливо в області товщин  $d < 50$  нм. Похибка вимірювань товщин складає 5 – 10 % для товщин (50 – 200) нм і 10 – 15 % для товщин  $d < 50$  нм. На рис. 2.2, в якості ілюстрації, зображена типова

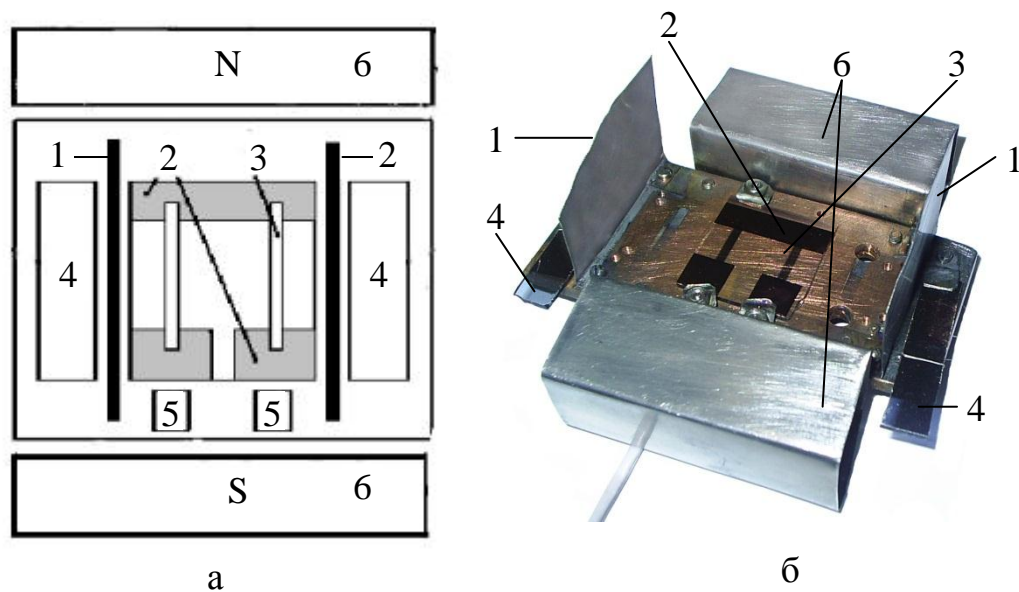


Рис. 2.1. Схема (а) та зовнішній вигляд (б) підкладкотримача:

- 1 – екрани;
- 2 – контактні площадки;
- 3 – плівкові зразки ( $a = 2 \pm 0,05$  мм,  $b = 10 \pm 0,05$  мм);
- 4 – скельця «свідки»;
- 5 – монокристали NaCl, вуглецеві плівки;
- 6 – магнітна система

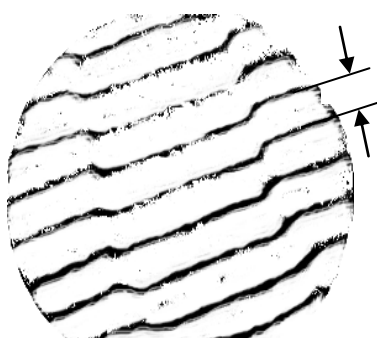


Рис. 2.2. Інтерференційна картина для розрахунку товщини плівки

інтерференційна картина від плівки з товщиною  $d = 85$  нм.

Потрібно зазначити, що товщина окремих шарів тришарових плівок визначалась також методом Резерфордського зворотного розсіяння (RBS), який детально описаний у підрозділі 2.2.

### **2.1.3. Одержання структурно-несуцільних плівок та гранульованих «метал-діелектрик»**

Як відомо [38, 39], формування структури і властивостей тонких плівок, які одержані вакуумним випаровуванням, істотно залежить від умов конденсації. При цьому важливу роль відіграють матеріал, чистота, мікрорельєф і температура підкладки, ступінь вакууму і склад залишкової атмосфери, швидкість конденсації речовини і т.д.

Згідно з результатами дослідження впливу таких параметрів, як тиск і склад газів залишкової атмосфери ( $P$ ), швидкість конденсації ( $\omega$ ) і температура підкладки ( $T_n$ ) на фазовий склад та електрофізичні властивості плівок, представлених у роботі [49], робимо висновок, що більш чисті зразки можна отримати при збільшенні швидкості їх конденсації (при  $P = \text{const}$ ) або при зменшенні тиску газів залишкової атмосфери (при  $\omega = \text{const}$ ).

Виходячи з вищесказаного та необхідності одержувати структурно-несуцільні плівки була використана наступна технологія. Надтонкі плівки феромагнітних металів (Fe, Co, Ni) та сплавів ( $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ ,  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ ) одержувались шляхом експонування підкладки з полірованого скла в потоці пари цих металів протягом (1 – 10) секунд. Для попередньої оцінки ефективної товщини зразків у процесі конденсації здійснювалося вимірювання електричного опору та порівняння даних на основі екстрапольованої градууювальної кривої, побудованої за даними для більш товстих плівок.

Для отримання гранульованих плівок «метал-діелектрик» був обраний метод одночасної роздільної конденсації компонент, що дозволяє безпосередньо отримувати на підкладці плівковий сплав будь-якого складу. Одночасна

конденсація двох компонент проводилась при окремому розташуванні випарників, підкладок та датчиків товщини (рис.2.3). Варіювання товщини окремих шарів дає можливість змінювати концентрацію компонент, яка у багатошаровій плівковій системі визначається за співвідношенням:

$$C_i = \frac{D_i d_i \mu_i^{-1}}{\sum_{i=1}^n D_i d_i \mu_i^{-1}}, \quad (2.8)$$

де  $D$  і  $\mu$  – густина і молярна маса.

Для визначення товщини шарів використовувався також і розрахунковий метод. Суть розрахункового методу ілюструє схема, представлена на рис. 2.3.

Виходячи з геометрії системи «підкладка-випаровувачі», товщину окремих компонент в точці  $M$  можна розрахувати із співвідношень [255]:

$$d_1 = d_{01} \left[ 1 + \left( \frac{l_1}{h} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \quad \text{і} \quad d_2 = d_{02} \left[ 1 + \left( \frac{l_2}{h} \right)^2 \right]^{\frac{3}{2}} \quad (2.9)$$

де  $d_{0i}$  – ( $i = 1, 2$ ) товщина плівки в точці, що знаходиться над випарником;

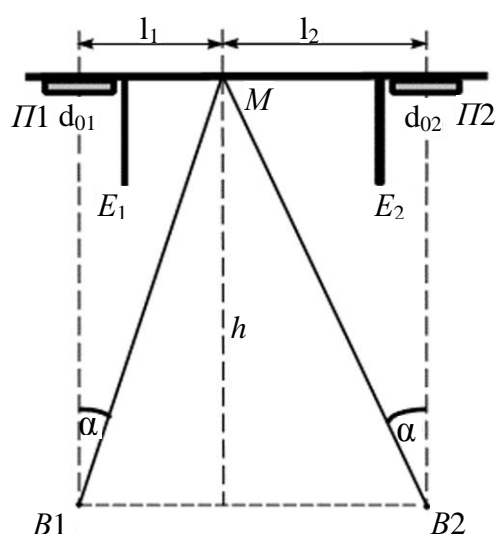


Рис. 2.3. Геометрія системи «підкладка-випаровувач» для розрахунку товщини шарів:  
 $E_1, E_2$  – екрани;  
 $B_1, B_2$  – випарники;  
 $\Pi_1, \Pi_2$  – скляні пластини «свідки» товщини

$l_1, l_2$  – відстань від середини «свідка» до точки  $M$ ;

$h$  – відстань від площини випарників до площини підкладки.

Конденсація плівкових зразків здійснювалась у зовнішньому магнітному полі з напруженістю  $B = 10$  мТл, яке створювалося постійними магнітами що дозволяло формувати вісь легкого намагнічення у площині плівки.

## **2.2. Визначення товщини шарів тришарових плівок за допомогою зворотнього резерфордівського розсіювання (RBS)**

Одним із методів визначення товщини окремих шарів тришарових структур був метод резерфордівського зворотного розсіювання протонів з енергією 1 МеВ. Метод RBS дає можливість отримувати дані про елементний склад матеріалу зразка як функцію глибини (товщини) і є неруйнівним методом. В основі методу лежить використання високоенергетичних іонів, що розсіюються в зворотньому напрямі від атома всередині зразка.

Експериментальна установка ядерного скануючого мікрозонда (ЯСМЗ) є окремим каналом аналітичного прискорюючого комплексу (АПК) Інституту прикладної фізики НАН України, який реалізований на малогабаритному електростатичному прискорювачі «Сокіл» з максимальною напругою на високовольтному терміналі 2 МВ. Загальний вигляд та структурна схема каналу ЯСМЗ в складі АПК приведена на рис. 2.4 та рис. 2.5.

Канал ядер віддачі складається з іонопровода, камери розсіювання і електростатичного спектрометра. Іонопровод оснащений системою відкачування, що забезпечує вакуум близько  $10^{-6}$  Па, а також системою моніторингу пучка іонів. Камера взаємодії (розсіювання) являє собою вакуумну камеру ( $\sim 10^{-7}$  Па), яка оснащена механізмом переміщення мішеней. Спеціальний механізм дозволяє переміщати мішені з точністю 10 мкм за трьома координатам і здійснювати поворот навколо вертикальної осі на  $360^\circ$  з точністю  $0,5^\circ$ . Конструкція камери розсіювання забезпечує можливість її розвороту навколо вертикальної осі на кути від  $0^\circ$  до  $135^\circ$ . Це дозволяє проводити на каналі експерименти як по малокутових, так і по зворотньому розсіюванню.



Рис. 2.4. Загальний вигляд каналу ядерного скануючого мікрозонда

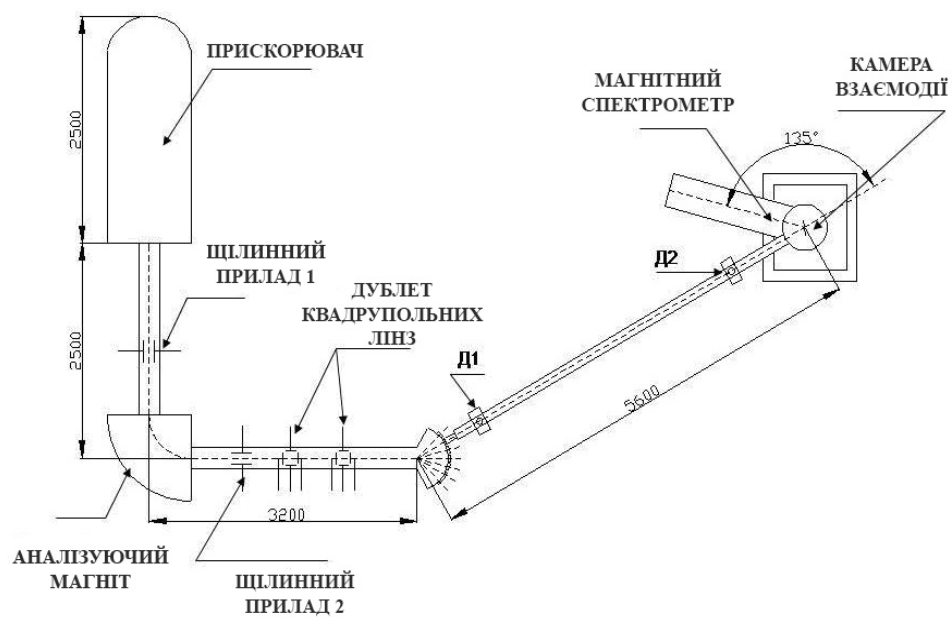


Рис. 2.5. Структурна схема каналу резерфордовського зворотного розсіяння

В якості детектуючої системи каналу RBS був використаний кремнієвий поверхнево-бар'єрний детектор в поєднанні з магнітним спектрометром. Первинний пучок падав на мішень по нормалі. Кут розсіяння становив  $135^\circ$ , струм – 3 – 5 нА.

Аналіз енергетичних спектрів зворотно розсіяних протонів та іонів гелію дозволив визначити елементний склад зразків та товщини плівок. Типові RBS-спектри від зразків Cu/Ситал, С/Ситал, Cu, ситал наведено на рис. 2.6 Методика обробки експериментальних даних за резерфордівським зворотним розсіюванням досконало вивчена (див. наприклад, [258, 259]). При обробці експериментальних даних були використані дані гальмівної здатності і пробігу протонів у матеріалах [260].

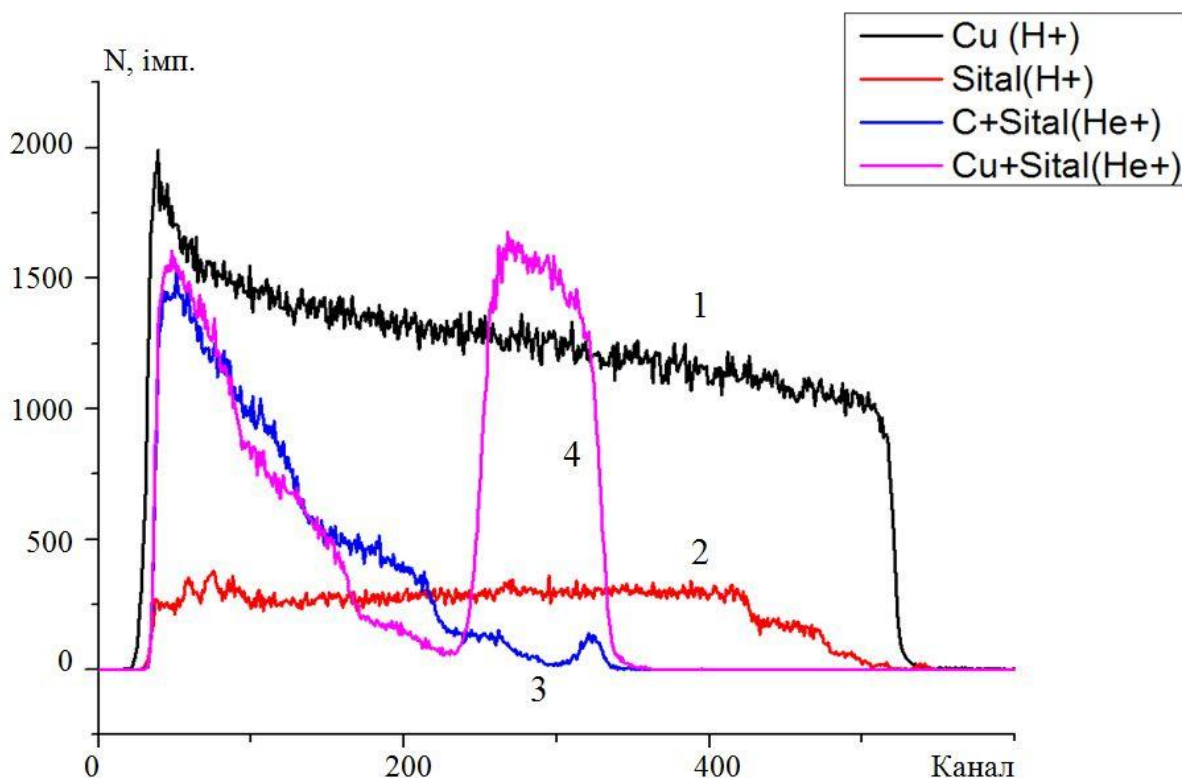


Рис. 2.6. Енергетичний спектр протонів ( $H^+$ ) з початковою енергією 1 MeV та йонів гелію ( $4He^+$ ) з початковою енергією 800 keV, які розсіяні на масивному зразку міді (1), ситалі (2), плівці вуглецю (3) та плівці міді (4)



У результаті проведених експериментів методом RBS та подальшого моделювання за допомогою програми SIMNRA [261] були визначені товщини окремих шарів тришарових плівок на основі Co, Fe та Cu. Про ступінь співпадання товщин виміряних різними методами можна говорити з даних наведених в таблиці 2.1

Таблиця 2.1.

**Товщина шарів тришарових плівок визначені методами RBS, оптичним (ОМ) та кварцевого резонатора (МКР)**

RBS			ОМ			МКР		
Тришарові плівки Co/Cu/Co/Π								
$d_{1Co}$	$d_{Cu}$	$d_{2Co}$	$d_{1Co}$	$d_{Cu}$	$d_{2Co}$	$d_{1Co}$	$d_{Cu}$	$d_{2Co}$
35	14	33	28	12	34	30	10	30
41	19	39	37	43	42	40	20	40
50	31	51	52	48	53	50	30	50
Тришарові плівки Co/Cu/Fe/Π								
$d_{Co}$	$d_{Cu}$	$d_{Fe}$	$C_{Co}$	$d_{Cu}$	$d_{Fe}$	$d_{Co}$	$d_{Cu}$	$d_{Fe}$
30	12	27	27	15	28	30	10	30
37	23	39	38	37	37	40	20	40
49	29	50	47	45	48	50	30	50

Таким чином, відповідність товщини шарів отриманих різними методами складає близько 5% для відносно товстих шарів ( $d > 30$  нм) та до 10% для тонких.

### 2.3. Методика дослідження електропровідності плівок

Для дослідження електричного опору плівка конденсувалася на поліровану скляну пластину із попередньо нанесеними при  $T = 600$  К контактними майданчиками. Пластина закріплювалася на підкладкотримачі і мала з ним тепловий контакт. Для забезпечення адгезії контактного майданчика з поверхнею скла на неї спочатку першим шаром наносився Cr товщиною  $d \cong 50$  нм, а другим (для

забезпечення високої електропровідності) – шар Cu товщиною  $d = (100 - 150)$  нм.

Для досягнення постійності розмірів одержуваних плівкових зразків у всіх експериментах, їх геометричні розміри (довжина  $b$ , ширина  $a$ ) задавалися отворами, виготовленими з досить високою точністю в масках з ніхромової фольги. При цьому на дотичну з підкладкою поверхню маски, в якості ізолятора, попередньо був нанесений тонкий шар діелектрика ( $\text{SiO}_x$ ). Маска жорстко закріплювалася на підкладкотримачі і щільно прилягала до підкладки.

Електричний опір зразків вимірювався за допомогою універсального цифрового вольтметра В7-23 з точністю 0,01 Ом (для плівок з опором більше 100 Ом – 0,1 Ом). Оскільки опір тонкоплівкових зразків у значній мірі залежить від товщини сконденсованих шарів, тому вимірювання опору під час конденсації шарів плівкової системи, додатково дозволяло контролювати їх товщини за відомою залежністю  $R(d)$ . Питомий електричний опір плівки  $\rho$  отримувався розрахунковим шляхом, знаючи розміри  $a$  і  $b$ , товщину плівки  $d$  та її електричний опір  $R$  згідно співвідношення  $\rho = Rdab^{-1}$ . Похибка при розрахунку величини питомого опору визначалася в основному похибкою вимірювання товщини плівки і складала 10 – 15 % при  $d < 50$  нм і 5 – 10 % при  $d > 50$  нм.

Після конденсації зразки витримувалися за температури підкладки ( $T_p$ ) протягом 30 хвилин. Термостабілізація фізичних параметрів плівок здійснювалася за схемою «нагрівання – витримка при максимальній температурі для кожного етапу відпалювання – охолодження» з постійною швидкістю 2 – 3 К/хв в інтервалі температур 300 – 700 К. Відпалювання, з подальшим охолодженням до кімнатної температури, здійснювалося за температур  $T_{\text{відп}} = 400, 550, 700$  К. Після проведення такої термічної обробки температурний хід електричного опору за нижчих температур, як правило, відтворювався з високою точністю.

За отриманими в результаті відпалювання залежностями  $R(T)$  розраховувалася величина ТКО  $\beta$ . Оскільки при визначенні  $\beta$  геометричні розміри зразків не враховуються, то точність визначення величини ТКО була вищою, ніж для питомого опору, і залежала лише від точності вимірювання опору і температури.

## 2.4. Методика дослідження фазового складу і кристалічної структури плівкових зразків [251]

Дослідження кристалічної структури і фазового складу три- та багатошарових плівкових зразків здійснювалося електронно-мікроскопічними (просвічуючі електронні мікроскопи ЕМ-125, ПЕМ-100-01 та ПЕМ-125К) і електронографічними (електронограф на базі електронного мікроскопа УЕМВ-100К) методами. Для проведення цих досліджень зразки осаджувалися на вуглецеві плівки, які були попередньо нанесені на сколи КВr. Після термічної обробки потрібні для дослідження вільні плівки отримували в результаті розчинення КВr у дистильованій воді з послідовним виловлюванням плівок на мікроскопічну сіточку.

Для обробки отриманих електронограм спочатку вимірювалися діаметри дифракційних кілець у двох взаємно перпендикулярних напрямках, а потім проводився розрахунок міжплощинних відстаней і параметра решітки згідно відомих (див., наприклад [262]) співвідношень:

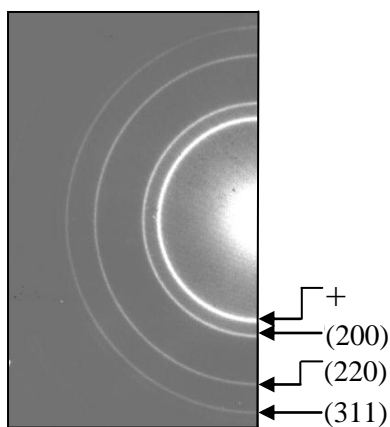


Рис. 2.7. Електронограма плівки еталону

Таблиця 2.2

### Приклад розрахунку постійної приладу

$hkl$	$D_{\text{ср}}, \text{мм}$	$d_{hkl}, \text{нм}$	$C, 10^{-13} \text{м}$	$C_{\text{ср}}, 10^{-13} \text{м}$
111	24,669	0,2338	57,676	57,683
200	28,474	0,2025	57,659	
220	40,285	0,1432	57,689	
311	47,266	0,1221	57,711	

$$d_{hkl} = \frac{d_{hkl}^0 D^0}{D}, \quad a = d_{hkl} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}, \quad (2.10)$$

де  $d_{hkl}^0$  – табличні значення міжплощинних відстаней еталону;  $D^0$  – діаметр дифракційного кільця еталону;  $D$  – діаметр дифракційного кільця досліджуваного матеріалу;  $a$  – параметр решітки;  $hkl$  – індекси Міллера.

Квадратична форма для гексагональної сингонії:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{4}{3a^2}(h^2 + hk + k^2) + \frac{l^2}{c^2} \quad (2.11)$$

де  $a$  і  $c$  – параметри решітки.

Постійні приладу визначалися за допомогою еталонного зразка у вигляді відпалених плівок Al товщиною (30–40) нм. На рис. 2.7 представлена, як зразок, електронограма плівки еталону (Al), а у табл. 2.2 приведений приклад розрахунку постійної приладу  $S$ .

Інформацію про розміри і форму кристалітів отримували при обробці мікрознімків кристалічної структури плівкових зразків.

## 2.5. Метод вторинно-іонної мас-спектрометрії [252]

Для отримання інформації про елементний склад та дифузійні процеси в досліджуваних плівках  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$ ,  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}/\text{П}$  та  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cr}/\text{П}$ ,  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Cr}/\text{Co}/\text{П}$  був використаний метод вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС).

Дослідження проводилися на вторинно-іонному мас-спектрометрі MS-7201 M, принципова схема якого подана на рис. 2.8. Зразок бомбардується пучком іонів аргону, утворених у джерелі первинних іонів і прискорених до енергії (3–5) кеВ. У результаті цього з поверхні зразка вибиваються вторинні позитивно заряджені іони, які характеризують його склад. Вторинні іони збираються системою електростатичних лінз (1), фокусуються у вузький пучок і прямують в мас-аналізатор (2), де відбувається їх часове розділення залежно від відношення маси  $m$  до заряду  $q$ . Іони з однаковим відношенням  $m/q$  створюють в системі реєстрації (3), (вторинний електронний помножувач), іонний струм, що визначається виразом [263]:

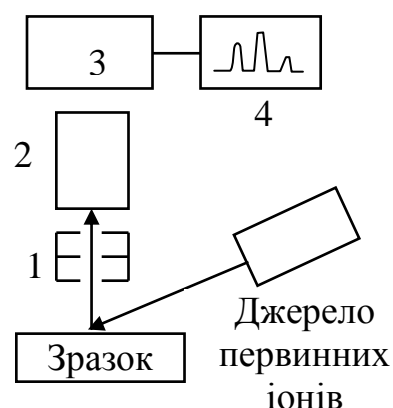


Рис. 2.8. Схематичне зображення MS-7201 M

$$J_A^+ = h_A S_A^+ J_{II}, \quad (2.12)$$

де  $J_A^+$  – іонний струм одноізотопного елементу;

$h_A$  – ефективність реєстрації іонів цього ізотопу в приладі;

$S_A^+$  – коефіцієнт вторинної іонної емісії елементу А з матриці зразка;

$J_{II}$  – повний струм первинного пучка іонів, які бомбардують зразок.

Після підсилення іонні струми реєструються самописним потенціометром (4) у вигляді мас-спектра. Для дослідження зразків методом ВІМС плівки осаджувались на підкладки з ситалу. У якості первинних використовувались іони аргону з енергією 5 кеВ. Розшифровка одержаних мас-спектрів проводилася згідно методики, описаної в [263].

Для одержання інформації про розподіл елементів за глибиною зразка проводився його пошаровий аналіз. При цьому мас-спектрометр налаштовувався на пік, що є аналізованим елементом або з'єднанням, і проводився запис зміни висоти піка залежно від часу іонного розпилювання. Висота піку пропорційна концентрації, а час розпилювання – глибині шару. За відомими співвідношення між цими величинами будувалися концентраційні профілі, за яким можна судити про перебіг процесів дифузії у досліджуваних плівках. Зазвичай пропорційність між струмом і концентрацією витримується в багатьох випадках, і практично завжди при малому вмісті (приблизно до 1 %) домішок заміщення.

## 2.6. Метод рентгеноспектрального мікроаналізу

Відповідність елементного складу досліджуваних тонкоплівкових сплавів  $Co_xNi_{100-x}$  та  $Fe_xNi_{100-x}$  вихідним масивним наважкам, які використовувались для їх одержання, перевірялась методом рентгеноспектрального мікроаналізу на мікроаналізаторі, встановленому у растровому електронному мікроскопі РЕМ-103-01. Метод ґрунтується на визначенні інтенсивностей та довжин хвиль ліній характеристичного рентгенівського випромінювання, яке було збуджене бомбардуванням мішені швидкими електронами з енергією до 100 кеВ [264]. У

цьому випадку для аналізу хімічного складу зразка використовувався спектрометр з дисперсією по енергії (ЕДС), блок-схема якого представлена на рис. 2.9.

Характеристичне рентгенівське випромінювання, яке генерується в зразку в результаті взаємодії його із пучком електронів з енергією 20 – 100 кеВ, направляється через берилієве вікно (1) в криостат (4) на твердотільний напівпровідниковий детектор (2), виготовлений з легованого літієм кремнію. Для зменшення власних шумів детектора він охолоджується в криостаті до

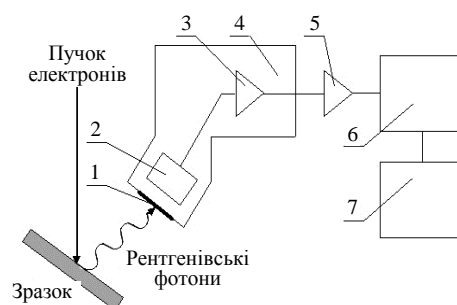


Рис. 2.9. Блок-схема ЕДС [265]

температури рідкого азоту  $T = 77$  К. У детекторі під дією поглинутих рентгенівських квантів генеруються фотоелектрони з різною енергією. Більшу частину своєї енергії фотоелектрони витрачають на утворення пар електрон-дірка, які, в свою чергу, розділяються прикладеною напругою і формують імпульс заряду, що створює імпульс напруги в попередньому підсилювачі (3). Слабкий сигнал після попереднього підсилювача підсилюється та остаточно формується кінцевим підсилювачем (5) та поступає в багатоканальний аналізатор (6), де відбувається розділення імпульсів у залежності від їх амплітуди. Обробка розділених імпульсів проводиться за допомогою програмного забезпечення комп'ютера (7) і виводиться на екран монітора у вигляді спектра – залежності кількості імпульсів від енергії рентгенівських квантів [264, 265].

На точність визначення елементного складу речовини методом рентгенівського мікроаналізу впливає низка чинників: прискорююча напруга або енергія електронів, струм пучка електронного зонду, вибір еталону тощо. Отже, необхідно ввести поправки, які враховують відмінності в розсіянні електронів, утворенні та випромінюванні рентгенівських променів для еталону і досліджуваного зразка. Більшість методик внесення таких поправок (метод «матричних» поправок або ZAF-корекції, емпіричний метод та ін.) можуть бути використані тільки для дослідження масивних зразків. Теоретичні основи модельних уявлень про взаємодію електронів з речовиною ідентичні як для

масивних зразків так і для тонких плівок, але є деякі відмінності у процесах генерації, поглинання та проходження рентгенівського випромінювання.

Аналіз елементного складу тонких плівок можна провести, порівнюючи інтенсивності рентгенівського випромінювання від певного елемента в зразку та масивного еталона з цього елемента [265]. Масова концентрація  $C_A$  визначається співвідношення:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{QS}{C_A R} Dd, \quad (2.13)$$

де  $I$  та  $I_0$  – інтенсивності ліній характеристичного рентгенівського випромінювання від зразка та еталону відповідно;

$R$  – фактор зворотного розсіювання (враховує зменшення інтенсивності випромінювання через вихід частини електронів з мішені із-за малої товщини зразка);

$S$  – гальмівний фактор (враховує втрати енергії електронів при їх взаємодії з атомами мішені);

$Q$  – поперечний переріз іонізації атомів речовини;

$D$  – щільність зразка;

$d$  – товщина зразка.

Слід відмітити, що використання масивних еталонів при проведенні рентгеноспектрального аналізу плівок обмежене, бо оцінка масової товщини  $Dd$  плівкового зразка є джерелом суттєвих похибок. Краще використовувати як еталон тонку плівку відомого елементного складу (наприклад, плівку чистого елемента). Тоді співвідношення (2.13) для інтенсивностей зразка і еталона можна записати так:

$$\frac{I}{I_{\text{ет}}} = \frac{C_A Dd}{C_{\text{ет}} D_{\text{ет}} d_{\text{ет}}}, \quad (2.14)$$

У випадку близьких значень густини компонент одержимо:

$$C_A = C_{\text{ет}} \frac{I_{\text{ет}}}{I_{\text{ет}} d}. \quad (2.15)$$

Під час проведення кількісного аналізу досліджуваних тонкоплівкових зразків сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  як еталон брали тонкі плівки чистого  $\text{Ni}$  ( $C_{\text{ет}} = 1$ ). Це дало змогу розрахувати концентрацію нікелю в зразках за співвідношенням (2.14). Концентрацію другого компонента  $C_B$  знаходили як  $1 - C_A$ , бо сплави є бінарними.

## 2.7. Атомно-силова мікроскопія

Аналіз шорсткості і рельєфу плівкових зразків здійснювався методом атомно-силової мікроскопії (АСМ) [266] за допомогою скануючого зондового мікроскопа NanoScopeIIIaDimension 3000™ в режимі періодичного контакту на повітрі [267].

Принцип роботи АСМ ґрунтується на силовій взаємодії між зондом і зразком. Для реєстрації силової взаємодії в АСМ використовуються спеціальні зондові датчики, які є пружною консоллю з гострим зондом на кінці. Між зондом і зразком виникають механічні сили відштовхування та протягування [266]. Зразок розміщується на п'єзосканері. Реєструючи величину згину консолі, внаслідок дії сили з боку поверхні зразка, можна контролювати взаємодію зонда з поверхнею. Як і в більшості випадків, в NanoScopeIIIaDimension 3000™ використовується оптичний метод реєстрації згину консолі [268].

На рис. 2.10, в якості ілюстрації наведено зовнішній вигляд зразка (а) та АСМ-зображення (б) поверхні плівки  $\text{Co/Cu/Fe/P}$  на склі (1), на поверхні плівки  $\text{Co/Cu/Fe/P}$  на контакті (2), на поверхні контакту (3) та на поверхні скляної підкладки (4).

Обробка результатів (визначення шорсткості поверхні зразків) проводилася за допомогою програм «ФемтоСкан Онлайн» та модуля обробки зображень NT-MDT «ImageAnalysis 3.5».



а

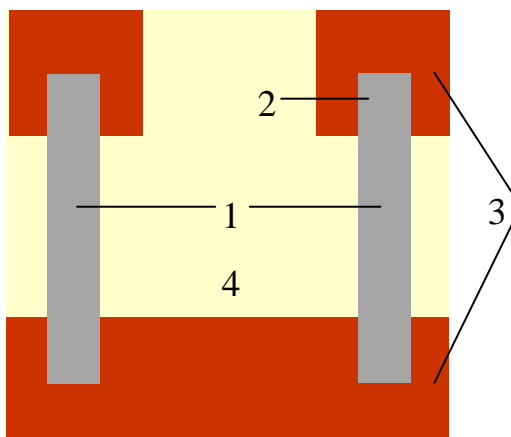
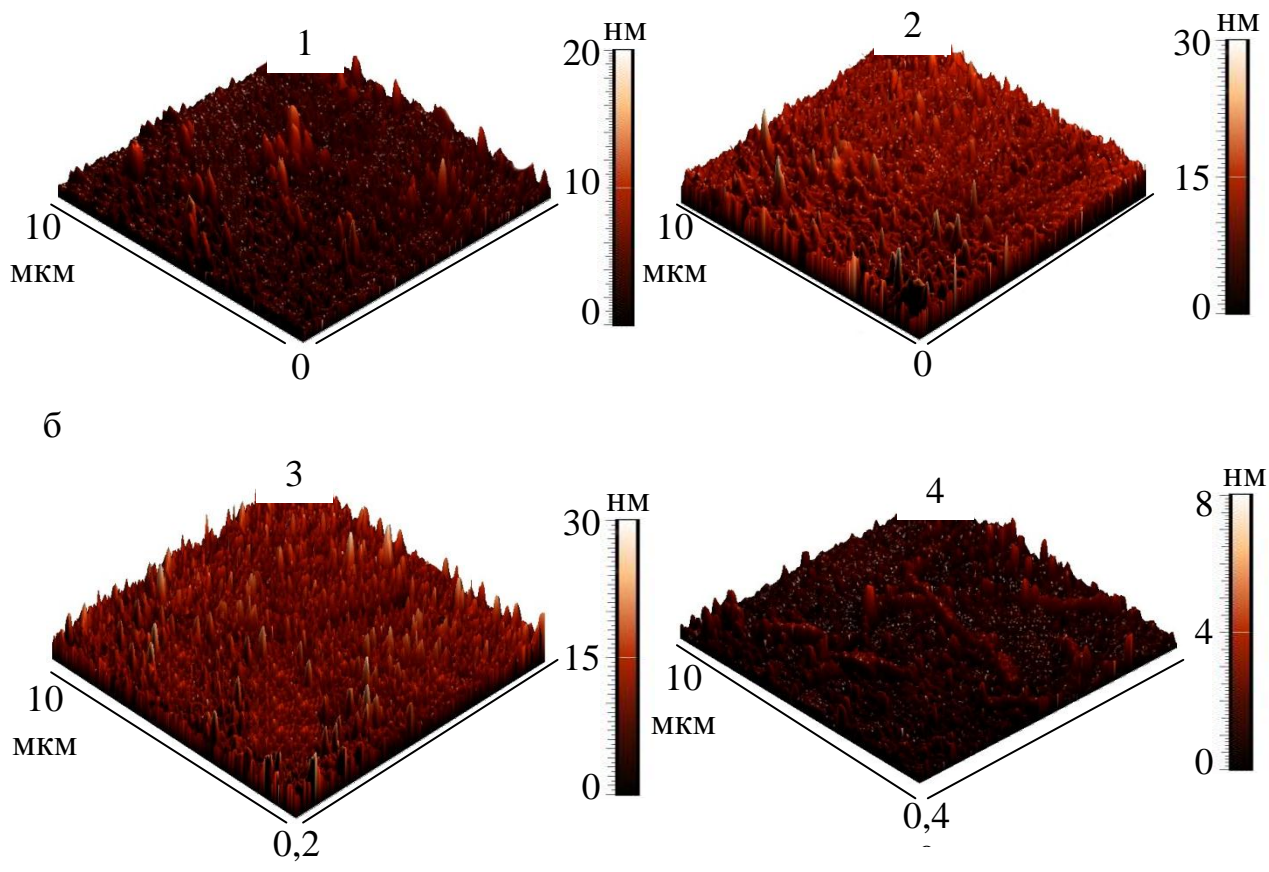


Рис. 2.10. Зовнішній вигляд зразка (а) та АСМ-зображення (б): 1 – поверхні плівки Co/Cu/Fe/П на склі, 2 – поверхні плівки Co/Cu/Fe/П на контакті, 3 – поверхні контакту, 4 – поверхні скляної підкладки



## 2.8. Методика дослідження магнітоопору плівкових зразків [251]

Експерименти з термостабілізації фізичних властивостей плівок проводилися в установці, зовнішній вигляд та схематичне зображення якої представлені на рис. 2.11, 2.12. Конструкція даної установки дозволяла проводити відпалювання плівкових зразків в умовах надвисокого безмасляного вакууму ( $10^{-6} - 10^{-7}$ ) Па у постійному магнітному полі напруженістю до  $B = 0,2$  Тл.

Основними елементами установки є робоча камера (7), яка може прогріватися до температури 700 К, ємність для рідкого азоту (8) і електромагніт (6). Відкачування робочої камери до попереднього вакууму ( $10^{-1}$  Па) проводиться механічним форвакуумним насосом 2НВД-5М (1) за допомогою комутуючого вентиля (3). Магніторозрядний насос НМДО-0,25 (5) за допомогою вентиля (4) дозволяє проводити відкачування робочої камери до надвисокого ( $10^{-7}$  Па) вакууму.

Робоча камера установки, виготовлена з діамагнітної нержавіючої сталі Х18Н10Т, розташована між полюсами електромагніту, за допомогою якого в міжполюсному зазорі створюється однорідне магнітне поле з індукцією  $B$  до 0,2 Тл. Електромагніт при необхідності можна обертати навколо своєї осі в горизонтальній площині, що дозволяє змінювати напрям магнітного поля відносно досліджуваних зразків.

Плівкові зразки на скляних підкладках закріплювалися на плоскому дні тонкостінної ємності (8) (рис. 2.13) з нержавіючої сталі, привареної у верхній своїй частині до зйомного фланця робочої камери. У цьому ж фланці розташовувалися всі необхідні для проведення експерименту струмовводи.

Бічна зовнішня поверхня ємності може нагріватися за допомогою ніхромового нагрівача до  $T = 700$  К. Така конструкція утримувача зразків дозволяла нагрівати їх до 700 К або, заливаючи в ємність (8) рідкий азот, охолоджувати зразки до 100 К, що давало можливість проводити їх термостабілізуючі відпалювання (у магнітному полі чи без нього). Температура зразків контролювалася за допомогою мідь-константанової термопари з похибкою  $\pm 5$  К.

У цій же установці нами проводилися і дослідження зміни електричного опору

плівкових зразків під впливом зовнішнього магнітного поля (магніторезистивний ефект). Для вимірювання магнітоопору використовувалася геометрія при якій струм паралельний площині зразка (CIP – current-in-plane). Встановлюючи напрям магнітного поля уздовж напрямку протікання електричного струму проводилися вимірювання поздовжнього МО, а повертаючи електромагніт на  $90^\circ$ , проводилися вимірювання поперечного МО плівкових зразків (рис. 2.14). Вимірювання МО проводилося по двох точковій схемі вимірювання в магнітному полі від 0 до 0,2 Тл.

Поряд з розглянутою вище установкою при вивченні магніторезистивних властивостей використовувалась установка, яка дозволяє вимірювати МО в трьох геометріях (поперечна, поздовжня, перпендикулярна) за кімнатної температури в діапазоні магнітного поля  $B = \pm 0,7$  Тл.

Електричний опір зразка з феромагнітного металу залежить від величини кута між напрямком намагніченості і струму і є результатом анізотропного розсіювання електронів провідності, обумовленого спін-орбітальною взаємодією [269]. Це явище називають анізотропним магніторезистивним ефектом. В багат шарових магнітних плівках, при певних товщина немагнітного прошарку, окрім анізотропного, виникає гігантський магніторезистивний ефект. В гранульованих плівках «метал - діелектрик» при певних певних концентраціях феромагнітного металу, виникає тунельний магнітоопір.

Оскільки в літературі не існує загальноприйнятої методики розрахунку величини МО, нами використовувалося співвідношення, вживане при розрахунках величини анізотропного МО (див., наприклад [269]):

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{R(B) - R_0}{R_0}, \quad (2.16)$$

де  $R(B)$  – електричний опір плівкового зразка в зовнішньому магнітному полі;

$R_0$  – електричний опір розмагніченого зразка (в полі коерцитивної сили) або, за умови відсутності магніторезистивного гістерезису, опір зразка при  $B = 0$ .

Оскільки при вимірюванні МО вимірюється безпосередньо величина

електричного опору зразка, а не його питомий опір, то похибка цих вимірювань не перевищувала 0,02%.

Величина повздовжнього і поперечного МО виражалася в відсотковому відношенні, як це прийнято в літературі. Вимірювання МО проводилися в інтервалі температур 100 – 700 К.

Магнітостатичні вимірювання проводилися за допомогою вібраційного магнітометра LDJ-9500 (принципова схема якого зображена на рис. 2.15) за кімнатної температури у діапазоні магнітних полів  $\pm 1$  Тл прикладених в площині плівки та перпендикулярно до неї.

В основі роботи вібраційного магнітометра лежить індукційний спосіб вимірювання магнітних властивостей зразка. Досліджуваний зразок (З) закріплюється на кінці вібратора і коливається (як показано на рисунку) разом з ним у міжполюсному зазорі (Е) електромагніта з частотою, що задається генератором коливань (Г). Якщо зразок має магнітний момент то, коливаючись відносно вимірювальних котушок (ВК), він індукує в них ЕРС, яка пропорційна величині його магнітного моменту. Вимірявши величину цієї ЕРС (вольтметр  $V_2$ ) можна визначити і величину магнітного моменту зразка.

При такому методі вимірювання можна безпосередньо порівнювати тільки магнітні моменти зразків. Для того, щоб перейти до порівняння намагніченостей зразків  $M$  (або питомих намагніченостей  $\sigma$ ), потрібно знати об'єми або маси зразків.

У нашому випадку плівкові зразки знаходилися на підкладці зі скла. Тому спочатку вимірювалася сумарна намагніченість зразка разом з підкладкою. Потім вимірювалася намагніченість безпосередньо шматочка скла (такого ж сорту, розміру, форми та маси, що й підкладка). Для отримання питомої намагніченості самої плівки від сумарної питомої намагніченості віднімався діамагнітний внесок скляної підкладки.

З отриманих петель магнітного гістерезису визначалися такі магнітні характеристики плівкових зразків як коерцитивна сила ( $B_C$ ) та поле насичення ( $B_S$ ).

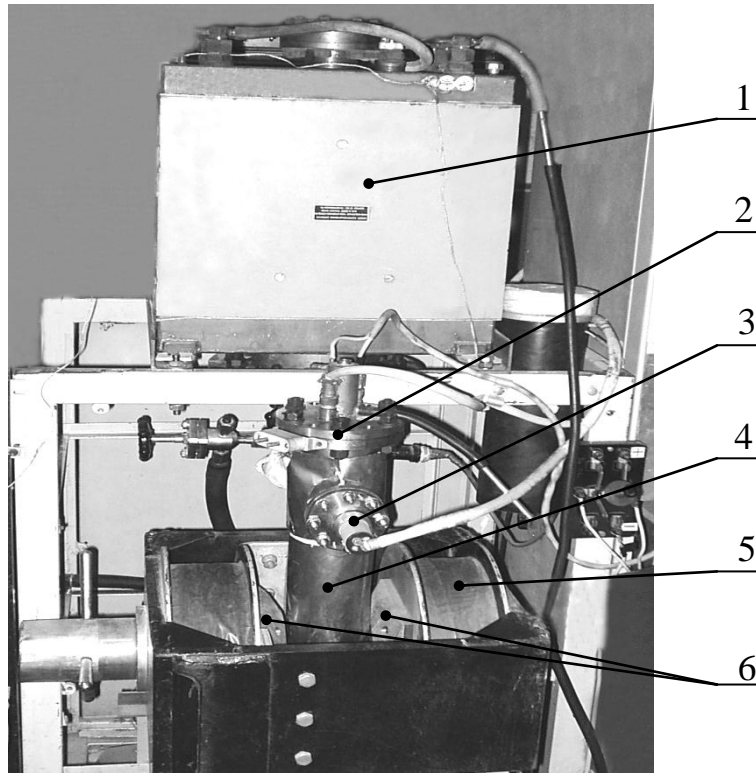


Рис. 2.11. Зовнішній вигляд установки для відпалювання зразків і дослідження магніторезистивного ефекту:

- 1 – магніторозрядний насос НМДО-0,25;
- 2 – зйомний фланець з струмовводами;
- 3 – манометричний перетворювач ПММ-32;
- 4 – робоча камера;
- 5 – електромагніт;
- 6 – полюсні наконечники електромагніту

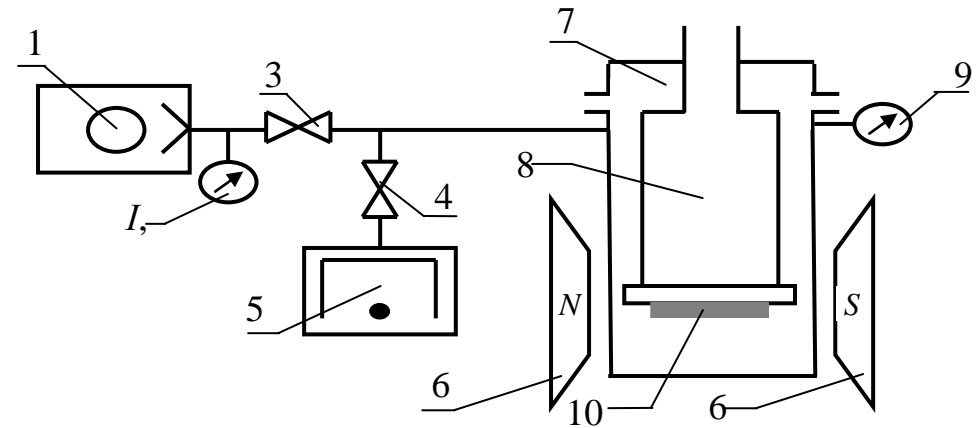


Рис. 2.12. Схема установки для відпалювання зразків і вимірювання їх МО:

- 1 – механічний насос;
- 2, 9 – манометричні перетворювачі ПМТ-2 і ПММ-32;
- 3, 4 – запірні вентиля ДУ-6 і ДУ-40;
- 5 – магніторозрядний насос;
- 6 – електромагніт;
- 7 – робоча камера;
- 8 – ємність для рідкого азоту;
- 10 – зразки

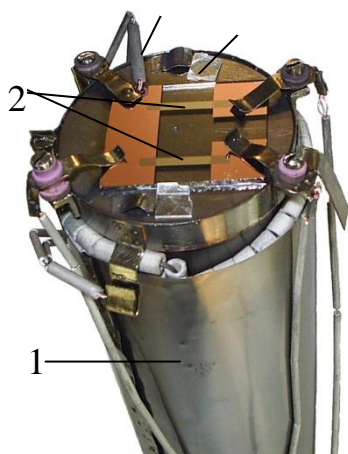


Рис. 2.13. Зовнішній вигляд

підкладкотримача для проведення термообробки та вимірювання магнітоопору:

1 – ємність для рідкого азоту;

2 – зразки

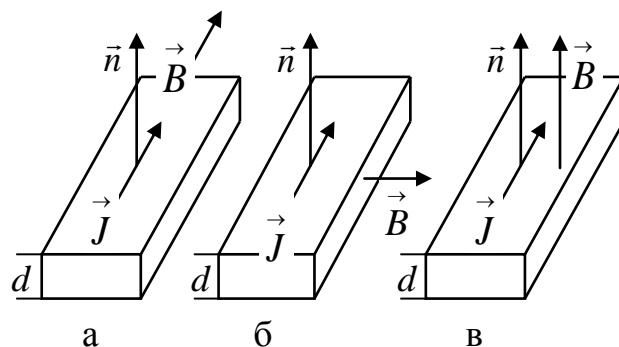


Рис. 2.14. Класифікація магніто-

резистивного ефекту в залежності від

орієнтації векторів,  $\vec{B}$ ,  $\vec{J}$  та  $\vec{n}$ :

повздовжній (а); поперечний (б);

перпендикулярний (в) ефекти

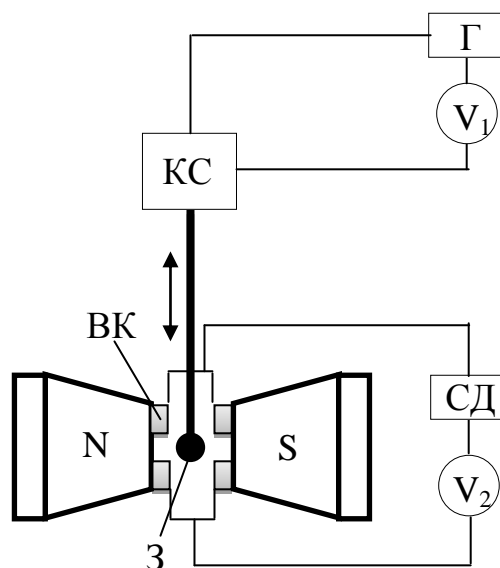


Рис. 2.15. Блок-схема вібраційного магнітометра: КС – коливна система вібратора; Г – генератор; СД – синхродетектор;  $V_1$ ,  $V_2$  – вольтметри; N, S – полюси електромагніта; 3 – зразок; ВК – вимірювальна котушка

## 2.9. Магнітооптичні методи дослідження [251].

Для вивчення впливу на величину і поведінку магнітоопору плівкових матеріалів їх доменної структури була створена установка для візуального спостереження змін доменної структури плівок з одночасним вимірюванням їх магнітоопору. В основу роботи установки покладений магнітооптичний ефект Керра (МОКЕ). Ефект Керра полягає у тому, що при відбиванні плоскополяризованого світла від феромагнітного зразка відбувається поворот площини його поляризації на деякий кут  $\varphi = kJd$ , де  $k$  – стала Кундта,  $J$  – намагніченість речовини,  $d$  – товщина покриття, на яке падає поляризоване світло (товщина плівки). Напрямок повороту площини поляризації залежить від напрямку намагніченості феромагнітної плівки ( $\vec{J}$ ), що дозволяє використовувати цей ефект для спостереження доменної структури феромагнітних зразків [269]. Перевагою цього методу є те, що він не впливає на процеси перемагнічування та структуру доменних границь.

Принципова схема експериментальної установки для спостереження доменної структури тонких феромагнітних плівок та вимірювання їх магнітоопору наведена на рис. 2.16.

Пучок світла з джерела (1) падає на досліджувану феромагнітну плівку (4) під кутом, близьким до  $45^\circ$ . Величина світлового потоку регулюється за допомогою діафрагми (2). Після діафрагми світловий пучок проходить через поляризатор (3). Обертаючи поляризатор навколо своєї осі, можна змінювати площину поляризації падаючого світла. Відбите від поверхні плівки (4) світло є еліптично поляризованим. Воно проходить через аналізатор (5), який конструктивно вмонтований в оправу об'єктива мікроскопа (6). Отримана світлова картина може спостерігатися візуально через окуляр мікроскопа або фотографується за допомогою цифрової відеокамери (фотоапарата) (7).

Плівковий зразок розташовується у магнітній системі (рис. 2.17), утвореній двома кільцями Гельмгольца (1), які формують у площині зразка однорідне магнітне поле. Зразок (3) закріплений так, що його вісь легкого намагнічення

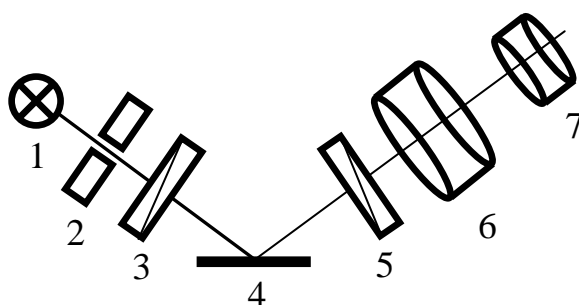
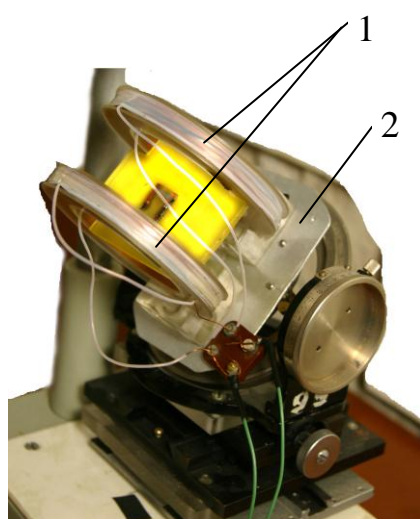
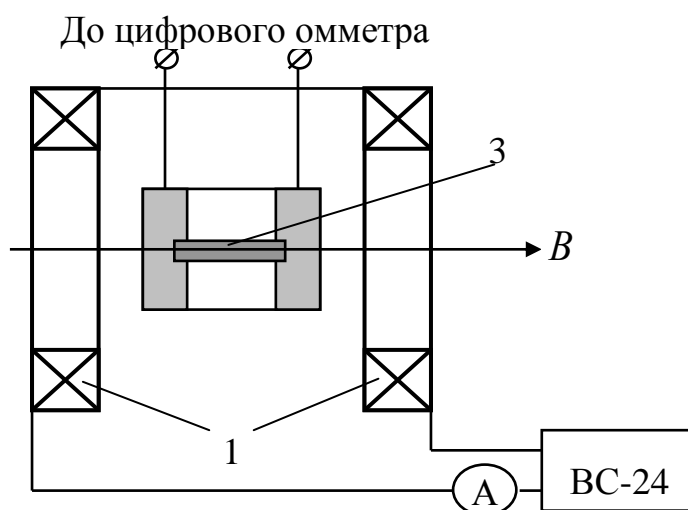


Рис. 2.16. Схематичне зображення установки для спостереження доменної структури ферромагнітних плівок: 1 – джерело світла; 2 – діафрагма; 3 – поляризатор; 4 – зразок; 5 – аналізатор; 6 – мікроскоп; 7 – фотокамера



а



б

Рис. 2.17. Зовнішній вигляд (а) та принципова схема (б) магнітної системи: 1 – кільця Гельмгольца; 2 – столик Федорова; 3 – плівковий зразок

лежить у площині падіння світла (схема розташування плівкового зразка в магнітному полі зображена на рис. 2.17 б). Магнітна система закріплена на столику Федорова (2), що дає змогу орієнтувати її в просторі для юстування. Величина індукції магнітного поля  $B$ , створюваного кільцями Гельмгольца, змінюється в межах від 0 до 15 мТл зміною сили струму через кільця, які живляться від випрямляча ВС-24.



## Висновки до розділу 2

1. У відповідності з напрямом досліджень була розроблена методика отримання тришарових плівок, заснована на почерговій вакуумній конденсації металів, випаровуваних з незалежних джерел (електронно-променева гармата для Co, Fe, Ni і сплавів  $Fe_xNi_{100-x}$  та  $Co_xNi_{100-x}$  та стрічки з вольфрамової фольги для Cu та Cr).

2. Для виконання завдань поставлених в дисертаційному дослідженні використовувалися наступні методи досліджень:

- електронна мікроскопія, електронографія (визначення середнього розміру кристалітів, фазового складу, параметру ґратки);
- вторинно-іонна мас-спектрометрія (дослідження дифузійних процесів);
- атомно-силова мікроскопія (дослідження топографії поверхні, середнього розміру зерна на поверхні, шорсткості);
- резистометрія 2-х контактним методом (дослідження електричного опору та МО);
- вібраційна магнітометрія (дослідження намагніченості).

3. Розроблені технологічні умови для отримання структурно-несуцільних плівок феромагнітних металів та сплавів з відносно великими ефективними товщинами. Вибір неорієнтованої підкладки (скло, вуглецева плівка) її температури ( $T_s = 300$  К) відносно великої швидкості конденсації ( $\omega = 3-5$  нм/с) та вакуумних умов (тиск газів залишкової атмосфери  $10^{-4}$  Па) забезпечують можливість отримання структурно-несуцільних плівок з ефективною товщиною до 20 нм.

4. Встановлення зв'язку між фазовим станом і електрофізичними та магніторезистивними властивостями функціональних елементів може бути здійснено при отриманні комплексної і систематичної інформації про їх структурно-фазовий стан, шорсткість поверхонь, дифузійні процеси та температурні і концентраційні ефекти, магніторезистивний ефект.

### РОЗДІЛ 3

## КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ФАЗОВИЙ ТА ЕЛЕМЕНТНИЙ СКЛАД ПЛІВКОВИХ ЗРАЗКІВ

Кристалічна структура, фазовий та елементний склад плівкових систем, які є функціональними елементами приладів, визначають особливості її магнітних та магніторезистивних властивостей. В свою чергу фізичні властивості функціональних структур визначають їх робочі характеристики. Так топографія поверхонь окремих шарів визначають якість інтерфейсів багат шарових плівкових систем, що відіграє важливу роль при реалізації механізму спіні-залежного розсіювання електронів провідності. Під впливом температури та інших факторів в гетероструктурах відбуваються процеси фазоутворення, пов'язані із стабілізацією гранульованих т.р., упорядкованих інтерметалідних фаз, зміною характеристик інтерфейсів, що призводить до зміни їх електрофізичних та магніторезистивних властивостей. Тому для більш повного розуміння фізичних процесів у функціональних плівкових матеріалах необхідно розглянути результати досліджень фазоутворення та дифузії у свіжосконденсованих і відпалених плівкових системах.

### 3.1. Структурно-фазовий стан та елементний склад сплавів $Fe_xNi_{100-x}$ та $Co_xNi_{100-x}$ [270 – 272]

#### 3.1.1. Кристалічна структура та фазовий склад плівкових сплавів $Fe_xNi_{100-x}$ та $Co_xNi_{100-x}$

Кристалічна структура, фазовий та елементний склад шарів, які входять до складу плівкової системи визначають її магнітні та магніторезистивні властивості. Тому для коректного трактування результатів магніторезистивних та магнітних досліджень тришарових плівкових систем були проведені дослідження структурно-фазового стану плівкових сплавів, які входять до складу гетероструктур.

Розглянемо спочатку особливості структурного і фазового стану пліткових сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Згідно результатів досліджень фазового складу масивного сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  поданих у роботах [69, 70] можна виділити три характерні концентраційні зони, в яких стабілізуються фази пермалою ( $\text{Ni}_3\text{Fe}$  і  $\text{NiFe}$ ) при концентрації атомів Fe ( $c_{\text{Fe}}$ ) до 50 ат.%; інвару при  $C_{\text{Fe}}$  близької до 64 ат.% та  $\alpha$  – фази ( $\text{Ni} - \text{Fe}$ ) при  $C_{\text{Fe}} \cong 75$  ат.%. Згідно даних робіт [69, 70] фази  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  та  $\text{NiFe}$  мають ГЦК-гратку із параметром  $a = 0,354 - 0,359$  нм або  $0,359 - 0,361$  нм, відповідно,  $\alpha$ -фаза ( $\text{Ni} - \text{Fe}$ ) має ОЦК-гратку з  $a = 0,286$  нм, що дуже близько до величини параметру ОЦК-Fe ( $a = 0,284$  нм). Можливо хімічний склад цієї фази відповідає інвару  $\text{Fe}_3\text{Ni}$ , але це питання поки що залишається відкритим [60].

Дослідження фазового складу плівок методом дифракції електронів показало, що у всіх свіжосконденсованих та відпалених за температури 700 К плівках зі вмістом Ni більше 40%, як і в масивних зразках сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , спостерігається ГЦК-фаза з параметром решітки, що змінюється від 0,353 (чистий Ni) до 0,361 нм ( $C_{\text{Ni}} \cong 50\%$ ) (рис. 3.1а, б).

Згідно з даними електронографічних досліджень при  $C_{\text{Ni}} < 40\%$  фазовий склад свіжосконденсованих зразків відповідає ОЦК-(Fe–Ni) (рис. 3.1в). Параметр ОЦК-гратки складає  $a = 0,284 - 0,286$  нм. Відпалювання за температури 700 К не призводить до зміни фазового складу. Параметр гратки теж суттєво не змінюється. Слід зауважити, що згідно з електронографічними даними при термовакuumній обробці плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x > 70\%$ ) в інтервалі температур 300 – 700 К поряд з дифракційними лініями від кристалографічних площин ОЦК-фази ( $a \cong 0,285$  нм) можуть бути зафіксовані лінії, які відповідають оксидам  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  та  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

Розглянемо особливості структурного і фазового стану пліткових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ . За даними [59], масивні сплави  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  з вмістом Co до 65 – 67 ат.% у всьому діапазоні температур твердого стану утворюють тверді розчини заміщення з ГЦК-граткою. При концентрації кобальту більше 75 ат.% за температури 300 К твердий розчин має ГЦП-гратку на основі  $\alpha - \text{Co}$ .

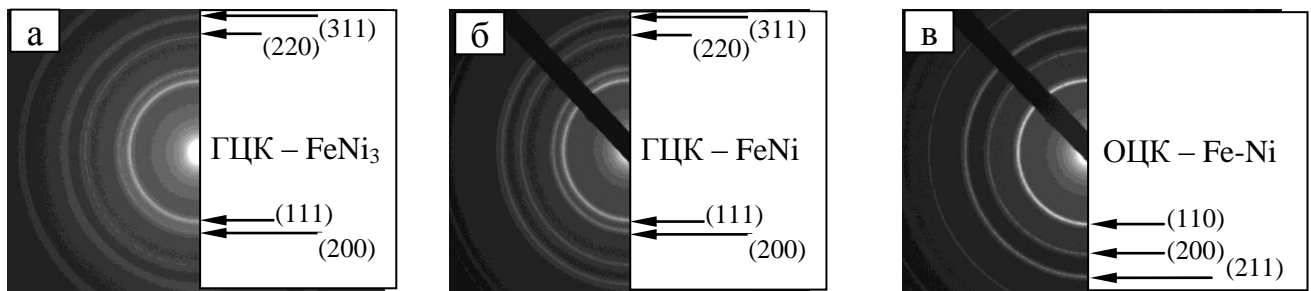


Рис. 3.1. Електронограми від відпалених за температури 700 К плівкових сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  (*a* –  $d = 50$  нм,  $x \cong 20$  ат.%; *б* –  $d = 60$  нм,  $x \cong 50$  ат.%, *в* –  $d = 70$  нм,  $x \cong 80$  ат.%)

Підвищення температури призводить до переходу в ГЦК – гратку на базі  $\beta$  – Co. Слід указати, що температури прямого та зворотнього переходів ГЦП→ГЦК залежать від концентрації компонент сплаву. Двофазний склад (ГЦК+ГЦП – т.р.) характерний для проміжної зони концентрацій.

На рис. 3.2 подана серія електронограм від плівкових зразків  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різною концентрацією компонент сплаву. Результати обробки електронограм указують на те, що для плівкових зразків спостерігаються закономірності, аналогічні масивним сплавам. На електронограмах від свіжосконденсованих плівок з концентрацією кобальту менше 70 ат.% (рис. 3.2 а) фіксуються тільки лінії які належать ГЦК фазі. Плівки є дрібнокристалічними, на що вказують дані електронномікроскопічних досліджень. Термообробка зразків не призводить до зміни фазового складу плівок, у них електронографічно фіксується ГЦК – т.р. Co(Ni) (рис.3.2 б).

Аналіз електронограм від свіжосконденсованих плівок з концентрацією кобальту близько 75 ат.% ускладнений, оскільки плівки дрібнозернисті і як наслідок дифракційні лінії досить широкі, а міжплощинні відстані для найбільш інтенсивних ліній ГЦК та ГЦП – граток майже однакові і розділити їх неможливо. Відпалювання за температури 500 – 700 К призводить до зменшення ширини ліній і на електронограмах спостерігаються відбитки від лінії обох фаз (рис.3.2 д), але інтенсивність ліній ГЦК – фази більша.

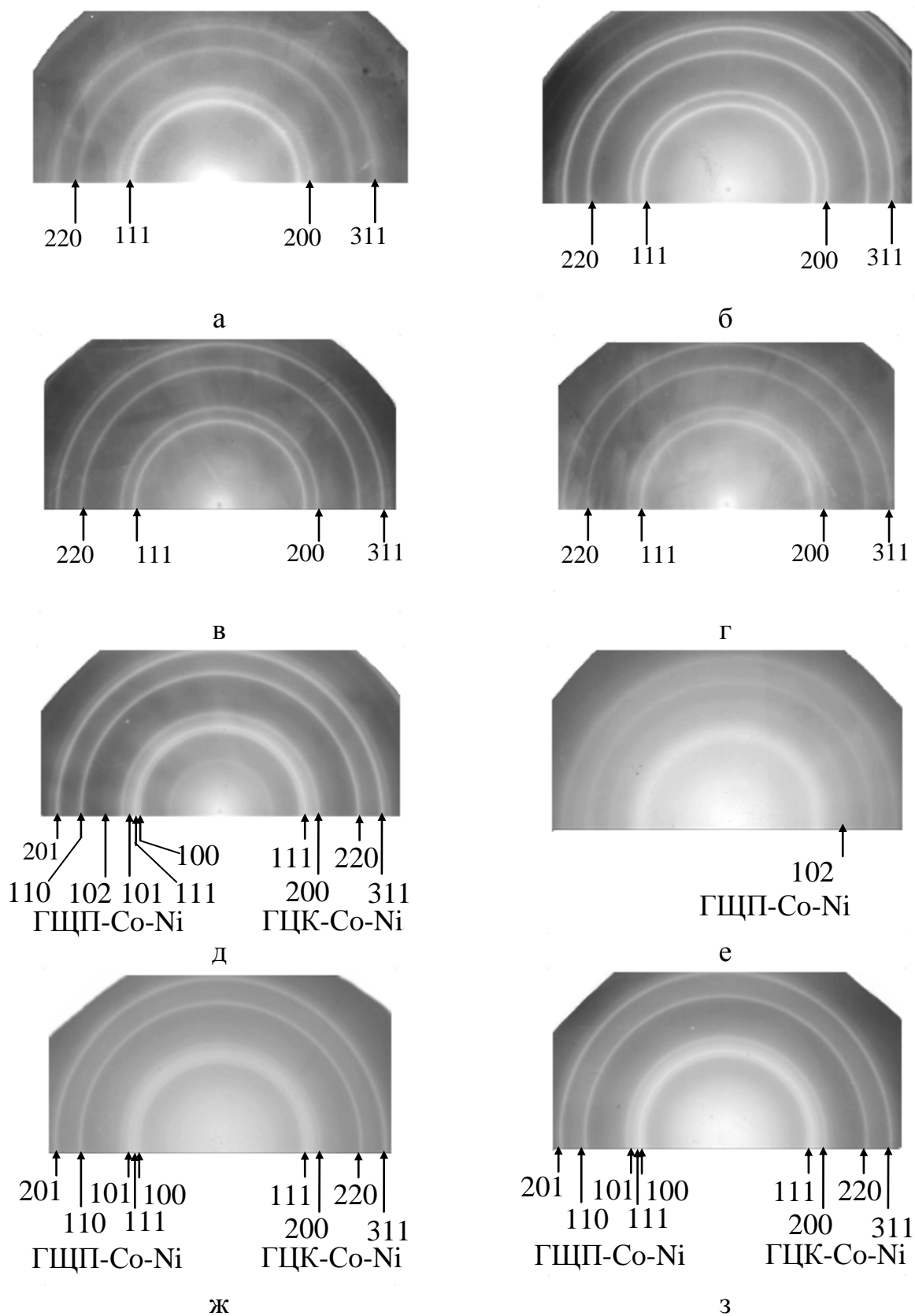


Рис. 3.2. Электронограммы від свіжосконденсованих (а, е) та відпалених (б – д, ж,з) плівок  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  (а, б –  $x \cong 10$  ат.%; в –  $x \cong 40$  ат.%; г –  $x \cong 70$  ат.%; д –  $x \cong 75$  ат.%; е, ж –  $x \cong 80$  ат.%; з –  $x \cong 90$  ат.%)

Як відомо [275], в двофазній області на дифракційних картинах спостерігаються лінії обох фаз, склад яких постійний і відповідає межах зони на фазовій діаграмі. Параметри ґратки кожної з фаз при цьому також не змінюються. Зміна концентрації компонентів призводить лише до зміни співвідношення фаз, та як наслідок інтенсивності ліній. Отже, збільшення концентрації кобальту спричиняє до збільшення інтенсивності ліній ГЦП – ґратки т.р.  $\text{Co}(\text{Ni})$  і зменшення інтенсивності ліній ГЦК – т.р. Відносна інтенсивність ліній фази пропорційна її об'ємній (а, з урахуванням близьких значень густини обох матеріалів, і масовій) долі [276]. Тоді, більша інтенсивність ліній ГЦК – фази може указувати на більший її вміст у сплаві певної концентрації. Ці міркування у деякій мірі підтверджуються наведеними на рис. 3.2 електронограмами та даними їх розшифрування (табл. 3.1.)

Результати електронографічних досліджень плівкових сплавів з ГЦК – ґраткою були використані для побудови експериментальної залежності параметра ГЦК – ґратки від концентрації  $\text{Co}$  (рис. 3.3). Як бачимо, збільшення концентрації атомів  $\text{Co}$  призводить до збільшення параметра ГЦК – ґратки сплаву за лінійним законом. Отже, для плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  з ГЦК – ґраткою виконується правило Вегарда.

Для невідпалених зразків з концентрацією кобальту більше 80 ат. % (рис. 3.2 е) на електронограмах фіксуються лінії ГЦП – ґратки, що узгоджується з діаграмою стану для масивних сплавів. Наявна у цьому випадку лінія (102), відсутня для ГЦК – ґратки. Відпалювання цих зразків приводить до появи двофазного складу (ГЦК+ГЦП) (рис. 3.2, ж, з; табл. 3.1, 3.2), та інтенсивність відбиття від площин ГЦП – фази помітно збільшується. При подальшому нагріванні зразків до 700 К відбувається фазовий перехід з утворенням високотемпературної ГЦК – фази. Зі збільшенням концентрації нікелю в сплавах  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  температура переходу зменшується. Навіть при дуже повільному охолодженні, зворотний перехід повністю не відбувається і у зразку залишається

Таблиця 3.1

Розрахунок параметрів ґратки плівкового сплава  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 75$ )

№ лінії	Інтенсивність, в.о.	$d$ , нм	ГЦК		ГЦП		
			hkl	$a$ , нм	hkl	$a$ , нм	$c$ , нм
1	сер.	0,2189			100	0,253	
2	Д.С.	0,2042	111	0,354	002		0,409
3	д.сл.				101		
4	С.	0,1790	200	0,356			
5	С.	0,125	220	0,357	110	0,252	
6	С.	0,109	311	0,357	200	0,250	
7	д.сл.	0,102			004		0,412
Середнє значення параметра				0,356		0,252	0,410

Таблиця 3.2

Розрахунок параметрів решітки плівкового сплава  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 80$ )

№ лінії	Інтенсивність, в.о.	$d$ , нм	ГЦК		ГЦП		
			hkl	$a$ , нм	hkl	$a$ , нм	$c$ , нм
1	сер.	0,2135			100	0,247	
2	С.	0,2050	111	0,355	002		0,410
3	д.сл.	0,191			101		0,412
4	сл.	0,178	200	0,356			
5	сер.	0,1253	220	0,354	110	0,251	
6	сер.	0,108			200	0,250	
Середнє значення параметра				0,356		0,249	0,411

Д.С. – дуже сильна, С.- сильна, сер.- середня, сл. – слабка, д.сл. – дуже слабка

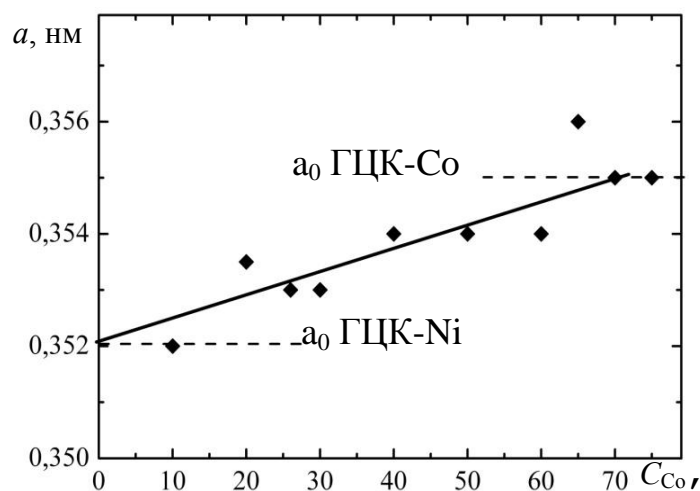


Рис. 3.3. Залежність параметру ґратки від концентрації кобальту у сплавах  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$

деяка кількість ГЦК – фази. Можливо, це пов'язано з фазовим розмірним ефектом.

За даними [277] в малих частинках Co при температурах, нижчих за температуру закінчення зворотного переходу можливе існування ГЦК – фази. Дані електронно-мікроскопічних досліджень для досліджуваних нами зразків указують на значну дисперсію розмірів кристалітів. Отже, для кристалітів з розмірами, набагато меншими за середні, залишається стабільною ГЦК – фаза. У більших за розмірами кристалітах після охолодження стабілізується ГЦП – фаза. Параметри ґраток цих фаз становлять, за даними електроннографічних досліджень: для ГЦК-фази  $a = 0,355 - 0,357$  нм; для ГЦП –  $a = 0,248 - 0,252$  нм,  $c = 0,410 - 0,412$  нм. Отримані значення близькі до значень для Co ( $a_0 = 0,355$  нм для ГЦК – Co;  $a_0 = 0,251$  нм,  $c_0 = 0,4105$  нм для ГЦП – Co [36]). Все вище сказане ілюструють таблиці 3.1 та 3.2, де наведені приклади розрахунків параметрів решітки плівкових сплавів  $Co_xNi_{100-x}$ , які мають двофазний склад.

Прояв фазового розмірного ефекту у надтонких плівкових сплавах підтверджується також даними дифракційних та електронно-мікроскопічних досліджень. На електроннограмах від плівок з ефективною товщиною  $d \cong 10$  нм та вмістом Co 80 ат.% (рис. 3.2 б) спостерігаються відбитки від кристалографічних площин, які належать двом фазам, хоча відносна інтенсивність відбитків ГЦК-фази помітно більша, ніж ГЦП, на відміну від більш товстих суцільних плівок (рис. 3.2 ж). Очевидно що, інтенсивність дифракційних ліній пропорційна об'ємному вмісту певної фази, а, отже, для острівцевих плівок вміст ГЦК-фази є більшим за ГЦП. Це пов'язано з малим розміром кристалітів (фазовим розмірним ефектом). На жаль, таке твердження є лише якісним, бо електроннографічні рефлекси від кристалографічних площин ультратонких плівкових сплавів дуже слабкі.

За результатами електронно-мікроскопічних досліджень можна визначити розміри кристалітів у площині плівки. Нами була проведена їх оцінка у



напрямку нормалі до площини зразків ("висоту" кристалітів) для плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  за розмірами областей когерентного розсіювання (ОКР).

На рис. 3.4 подані результати електронно-мікроскопічних досліджень кристалічної структури суцільних плівкових зразків ( $d = 50 - 60$  нм). Свіжосконденсовані плівки (рис. 3.4 а) усіх досліджених концентрацій компонент мають приблизно однакову структуру – дрібні кристаліти без чіткої огранки розмірами 5 – 10 нм. Термообробка призводить до збільшення розмірів кристалітів, що можна пов'язати з рекристалізаційними процесами (рис 3.4 б – г). Частина кристалітів має чітку огранку, в якій наявні дефекти пакування (швидше за все, ростового походження [59]). Оцінка розмірів кристалітів у площині плівки проводилася шляхом статистичної обробки одержаних мікрознімків з побудовою гістограм (рис. 3.5). Середні розміри зерен, оцінені за гістограмами, складають величину 40 – 60 нм і мають слабку тенденцію до збільшення при зростанні вмісту нікеля та товщини плівки (рис. 3.6).

Визначити розміри ОКР у напрямку нормалі до плівки можна за аналізом уширення профілів дифракційних ліній на електроннограмах. Обмеженість розмірів ОКР призводить до збільшення ширини лінії, при цьому їх уширення обернено пропорційне розмірам кристалітів чи блоків. Інтегральна ширина  $\beta$  лінії визначається формулою Селякова-Шерера [275]:

$$\beta = \frac{m\lambda}{L_{\perp} \cos\theta}, \quad (3.1)$$

де  $m$  – коефіцієнт, який залежить від форми кристалітів,  $m = 0,98 - 1,38$  (можна вважати  $m \approx 1$ );

$\lambda$  – довжина хвилі де Бройля для електронів;

$L_{\perp}$  – середній розмір кристалітів у напрямку пучка;

$\theta$  – бреггівський кут.

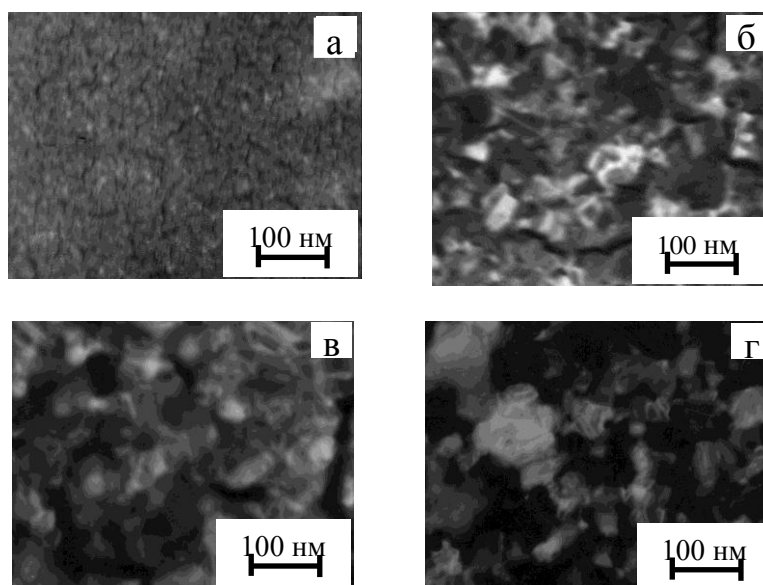


Рис. 3.4. Мікроструктура плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  товщиною  $d = 60$  нм: а – типова структура невідпаленої плівки ( $x \cong 70$  ат.%); б–г – структура плівок після термостабілізації (б –  $x \cong 10$  ат.%; в –  $x \cong 50$  ат.%; г –  $x \cong 90$  ат.%)

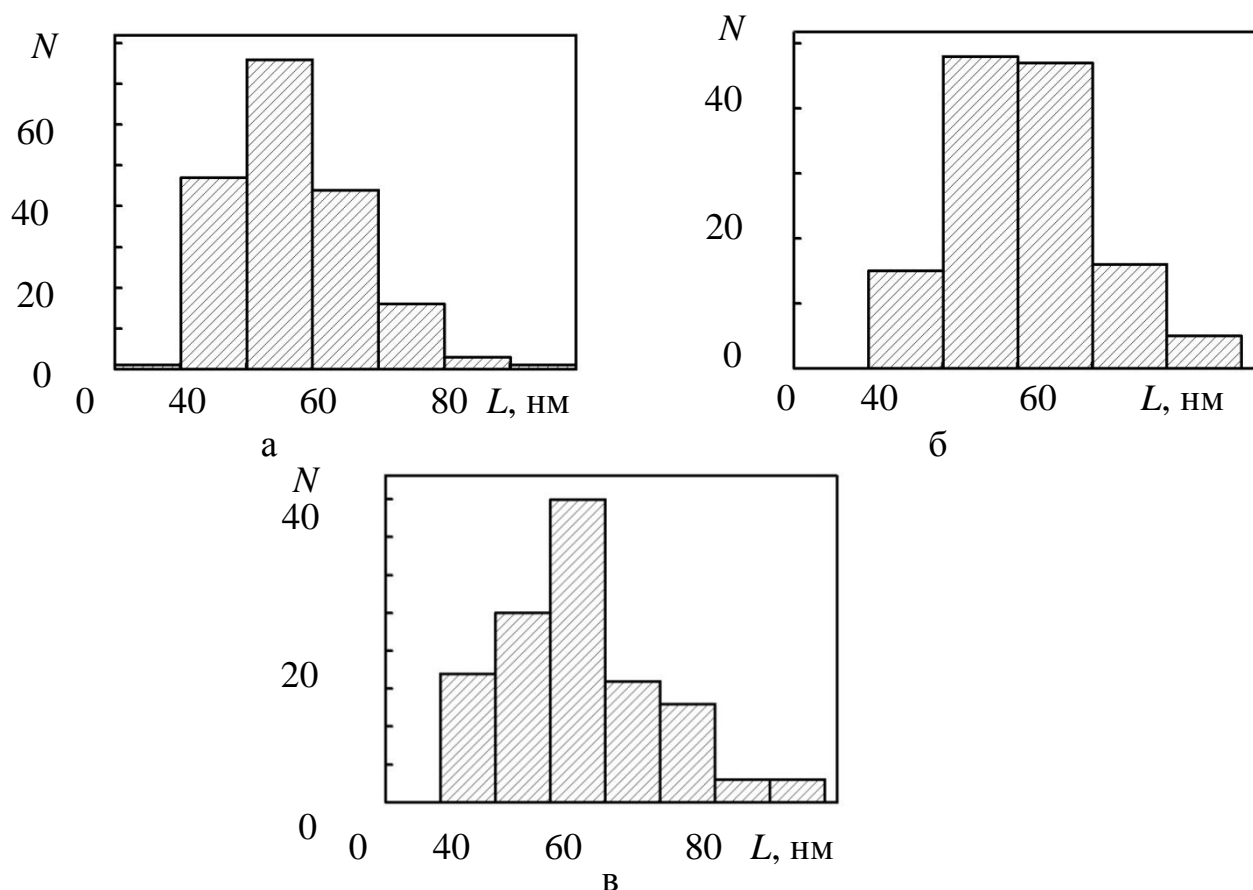


Рис. 3.5. Гістограми для визначення середніх розмірів кристалітів у площині плівки: а –  $C_{\text{Ni}} \cong 50$  ат.%; б –  $C_{\text{Ni}} \cong 70$  ат.%; в –  $C_{\text{Ni}} \cong 90$  ат.%. Товщина плівок  $d = 60$  нм.

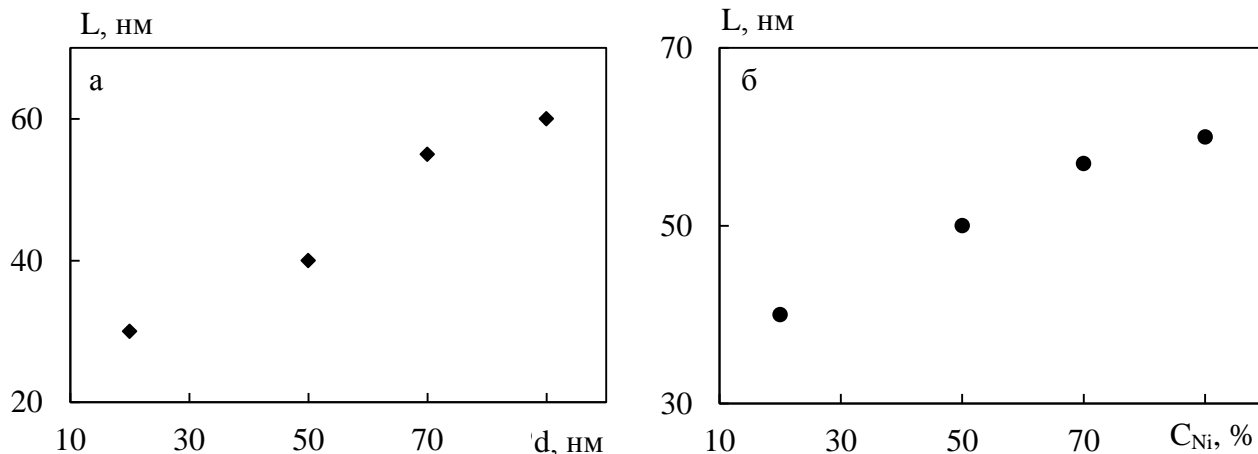


Рис. 3.6. Залежність середнього розміру кристалітів від товщини (а) ( $C_{Co} = 50$  ат.%) та концентрації нікеля (б) ( $d = 60$  нм) для відпалених за 700 К плівок сплаву  $Co_xNi_{100-x}$

При електронографічному аналізі кути  $\theta$  не перевищують  $5^\circ$ , отже з достатньою точністю можна прийняти  $\cos \theta \approx 1$ . Тоді розміри кристалітів можна оцінити за формулою:

$$L_{\perp} = \frac{\lambda}{\beta}, \quad (3.2)$$

де  $\beta = \frac{1}{f(0)} \int f(2\theta) d(2\theta)$ .

Величина  $\beta$  – це інтегральна ширина піка, форма якого описується функцією  $f(2\theta)$ . Оскільки інтеграл в чисельнику цього виразу визначає площу кривої під піком, а знаменник – його максимальну висоту, то величина  $\beta$  є шириною рівновеликого піку за площею прямокутника такої ж висоти, що і пік.

Слід зазначити, що розширення дифракційних ліній може відбуватися і з інших причин. Серед них суттєву роль відіграє інструментальне розширення [276], яке визначається умовами зйомки. Врахувати його можна зйомкою еталонного крупнокристалічного зразка, вільного від мікронапружень. Для оцінки нами використовувалась величина уширення ліній відпаленого еталонного зразка Al.

Причинами уширення ліній можуть бути мікронапруження у зразку та значна кількість хаотично розташованих дислокацій. Для цих випадків маємо:

$$\beta = 4\varepsilon \operatorname{tg} \theta, \quad (3.3)$$

де  $\varepsilon = \frac{\Delta d}{d_0}$  – відносна зміна міжплощинної відстані (мікродеформація);

$\Delta d$  – усереднена по об'єму зміна міжплощинної відстані;

$d_0$  – міжплощинні відстані в ідеальному кристалі.

Величина кутів дифракції мала, отже вклад цих факторів в загальне уширення незначний.

На рис. 3.7 подані як експериментальні кутові залежності розподілу інтенсивності дифракційних ліній на електронограмах (криві 1) та і апроксимаційні лінії (криві 2–5), одержані з допомогою пакета обробки даних Microcal Origin, що були використані. Для розрахунку величини уширення бралася апроксимація форми піка функцією Коші. Комп'ютерний підбір параметрів функції давав можливість максимально точно описати піки, одержані після врахування величини фону. За величину фізичного уширення приймалася півширина піка, виражена у кутових одиницях. Одержані для невідпалених плівок значення (5–10 нм) за порядком величини співпадають з даними електронно-мікроскопічних досліджень, що вказує на приблизно рівноосну форму кристалітів. Крім цього, все це вказує на те, що плівки знаходяться в нанокристалічному, а не аморфному стані.

Термообробка призводить до збільшення розмірів кристалітів як у площині плівки, так і розмірів ОКР в напрямку нормалі до зразка. Розраховані за уширенням ліній значення розмірів ОКР мають величину порядку 20–25 нм. Згідно результатів електронно-мікроскопічних досліджень, у відпалених плівках сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  розмір кристалітів у площині підкладки становлять 50–100 нм. Подібна закономірність (розміри зерен приблизно в 3–5 разів більші за розміри ОКР) спостерігається і для плівок чистого нікелю [277].

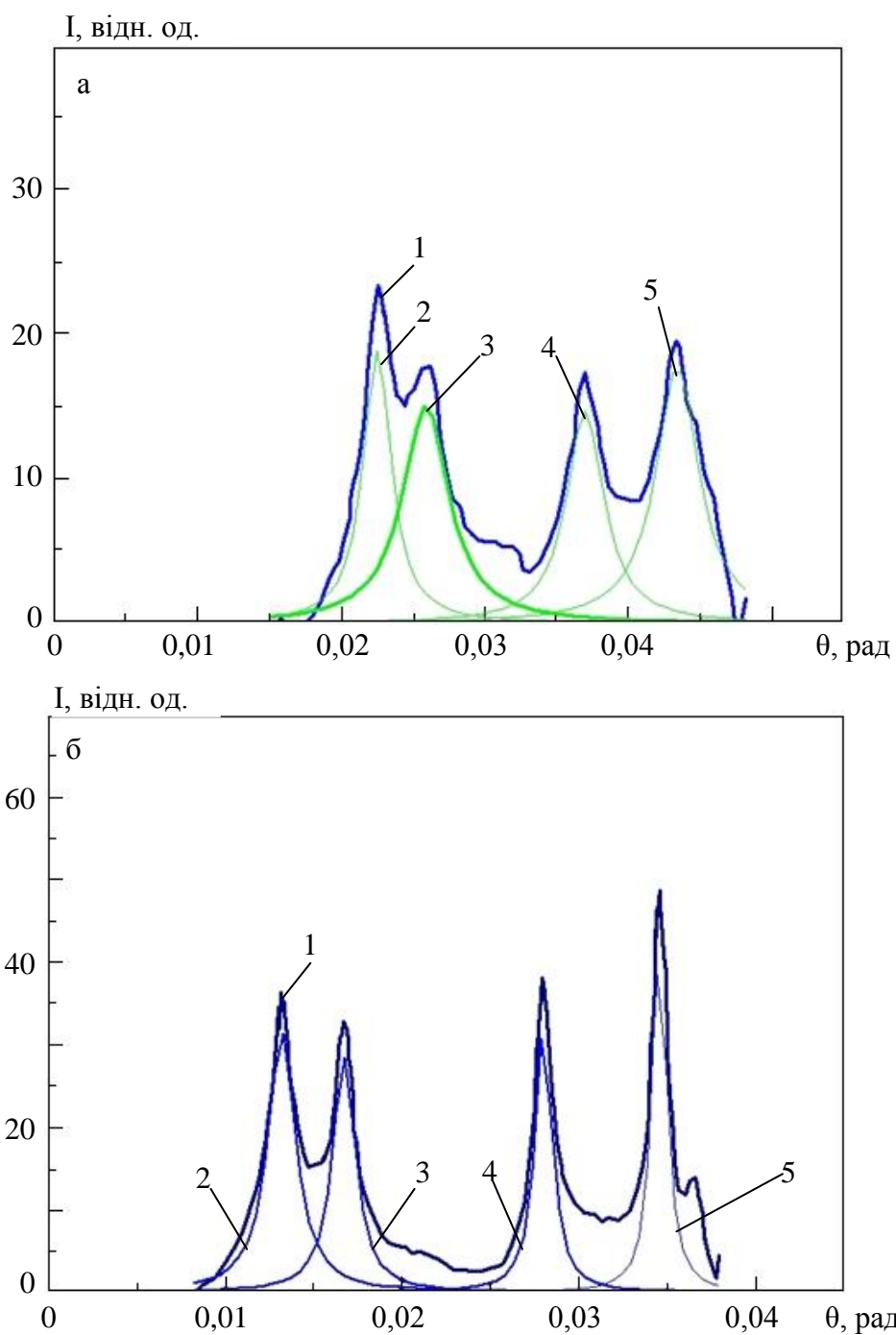


Рис. 3.7. Кутовий розподіл інтенсивності дифракційних максимумів від плівки товщиною  $d = 70$  нм з  $C_{Co} = 10$  ат.‰: а – невідпалена; б – відпалена плівка. 1 – експериментальний розподіл інтенсивності, 2 – 5 – апроксимація піків

### 3.1.2. Морфологія поверхні структурно-несуцільних плівок ферромагнітних металів та сплавів [278, 279].

На початку нанесення, при малих товщинах, плівки є структурно- і електрично несуцільними (острівцевими), що зумовлює особливості їх електрофізичних, магнітних та магніторезистивних властивостей [255]. Тому, нами були проведені дослідження структури плівок Fe, Ni, Co та сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  з ефективною товщиною менше 20 нм.

На нейтральних підкладках конденсація плівки може бути лише за умови, що температура підкладки  $T_{\text{п}}$  менша за деяке критичне значення  $T_{\text{к}}$ . Величина критичної температури залежить від швидкості конденсації і може бути як меншою, так і більшою за температуру плавлення для масивних зразків. За сучасними уявленнями про механізми утворення тонких плівок (див, наприклад, [280, 281]), можна виділити такі режими росту плівкових конденсатів:

1. Пошаровий (режим Франка–Ван-дер-Мерве). Він втілюється у випадку, коли атоми речовини, що конденсуються, більш сильно зв'язані з атомами підкладки, ніж між собою. Підкладка в переважній більшості є монокристалічною і має параметр решітки, близький до параметру цієї речовини в твердому стані. Ріст плівки відбувається моношарами.

2. Острівцевий (механізм Фольмера–Вебера). При нанесенні плівки на підкладці спочатку утворюються малі зародки, що ростуть до острівців. Це можливо тоді, коли взаємодія атомів конденсованої речовини між собою є сильнішою за взаємодію з атомами підкладки, яка, у більшості випадків, є нейтральною. При певних розмірах острівців між ними виникають контакти і формується характерна "лабіринтна" структура з каналами. Після їх заповнення маємо суцільну плівку.

3. Проміжний (режим Странського–Крастанова). Цей режим реалізується так: спочатку плівка росте пошарово, і, лише після формування одного-двох моно шарів, у подальшому, реалізується острівцевий механізм росту плівки. Причиною цього є зміна параметру решітки при нанесенні наступного шару, що

призводить до порушення умов реалізації пошарового росту і створення умов для острівцевого механізму.

Укажемо, що дифузійна рухливість атомів на підкладці була обмежена, бо нанесення плівки відбувалося на нейтральну неорієнтуючу підкладку (скло, вуглецева плівка) за кімнатної температури ( $T_{\text{п}} \approx 300 \text{ K} < 2T_{\text{м}}/3$ ). За результатами електронно-мікроскопічних досліджень можна стверджувати, що в процесі осадження плівки утворюється велика кількість дрібних центрів кристалізації і відбувається їх одночасний ріст. Як наслідок, у невідпалених плівках, незалежно від складу та товщини, спостерігалася практично однакова структура (рис. 3.8 а, в, рис. 3.9а та рис. 3.10 а). Острівці мають неправильну форму і розміри 2 – 5 нм, а зазори між ними виглядають як канали приблизно однакової ширини 1 – 2 нм. Отже, у плівках реалізується механізм росту Фольмера–Вебера. Збільшення товщини плівок кобальту та заліза структурно виявляється тільки у збільшенні щільності острівців (рис. 3.8 – 3.10).

Аналіз результатів електронно-мікроскопічних знімків свідчить, що у випадку невідпалених плівок  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  для всього діапазону концентрацій ( $0 \leq C_{\text{Co}} \leq 100$  ат. %) також фіксується дуже дрібнозерниста структура з розміром кристалітів 1 – 2 нм (рис. 3.10, а), що пояснює причину значної ширини дифракційних максимумів. Кристаліти не мають чіткої огранки, тому статистична обробка даних стосовно їх розмірів ускладнена. Для плівок характерна "лабіринтна" структура, існування якої відзначається в низці літературних джерел (наприклад, [282, 283]).

Зміни у морфологічному стані плівкових зразків відбуваються лише після відпалювання за температури 700 К і визначаються їх товщиною. Розглянемо детальніше морфологічні зміни зразків на прикладі плівок Co (рис. 3.8) При малій ефективній товщині ( $d \sim 3 - 5$  нм) відбувається лише збільшення розмірів острівців до 10 – 20 нм за рахунок коалесценції (рис. 3.8 б). При цьому загальна кількість острівців зменшується у 3 – 5 рази, що призводить до збільшення ширини каналів (до 2 – 7 нм). За товщини  $d_{\text{Co}} = 6 - 7$  нм спостерігається подібна

картина, але з більшою щільністю острівців та меншою шириною каналів (2 – 5 нм). У подальшому, при збільшенні ефективної товщини ( $d_{Co} = 8 - 10$  нм) утворюються «місткова» структура як в плівках чистих металів (рис. 3.8 г, рис. 3.9 б), так і плівкових сплавах (рис. 3.10 д, е).

Слід відмітити, що зміна фазового стану при переході від структурно суцільних плівок Fe, Ni та Co до несущільних електроннографічно не фіксується за винятком прояву фазового розмірного ефекту у надтонких плівкових сплавах  $Co_xNi_{100-x}$ . На електроннограмах від плівок з ефективною товщиною  $d \cong 10$  нм та вмістом Co 80 ат.% (рис. 3.10 б) спостерігаються відбитки від кристалографічних площин, які належать двом фазам, хоча відносна інтенсивність відбитків ГЦК-фази помітно більша, ніж ГЦП, на відміну від більш товстих суцільних плівок (рис. 3.2 ж). Очевидно що, інтенсивність дифракційних ліній пропорційна об'ємному вмісту певної фази, а, отже, для острівцевих плівок вміст ГЦК-фази є більшим за ГЦП. Це пов'язано з малим розміром кристалітів (фазовим розмірним ефектом). На жаль, таке твердження є лише якісним, бо електроннографічні рефлекси від кристалографічних площин ультратонких плівкових сплавів дуже слабкі.

### **3.1.3. Результати дослідження елементного складу плівкових сплавів $Fe_xNi_{100-x}$ та $Co_xNi_{100-x}$**

Як раніше вже зазначалося, плівки феромагнітних сплавів, які входили до складу тришарових структур, були одержані методом випаровування скінчених наважок. Для цього було підготовлено серію масивних зразків сплавів  $Fe_xNi_{100-x}$  та  $Co_xNi_{100-x}$  відомого складу з кроком 10% та використано класичні сплави пермалой 50Н і 79НМ. Відповідність складу тонкоплівкових сплавів наважкам, з яких вони були отримані, перевірялась методом рентгенівського мікроаналізу за аналізом енергії рентгенівських фотонів енергодисперсійним спектрометром. На рис. 3.11 та в табл. 3.3 в якості ілюстрації подані результати проведених досліджень для сплаву  $Fe_xNi_{100-x}$  ( $x \cong 50$ ). Дані мікроаналізу свідчать про те,



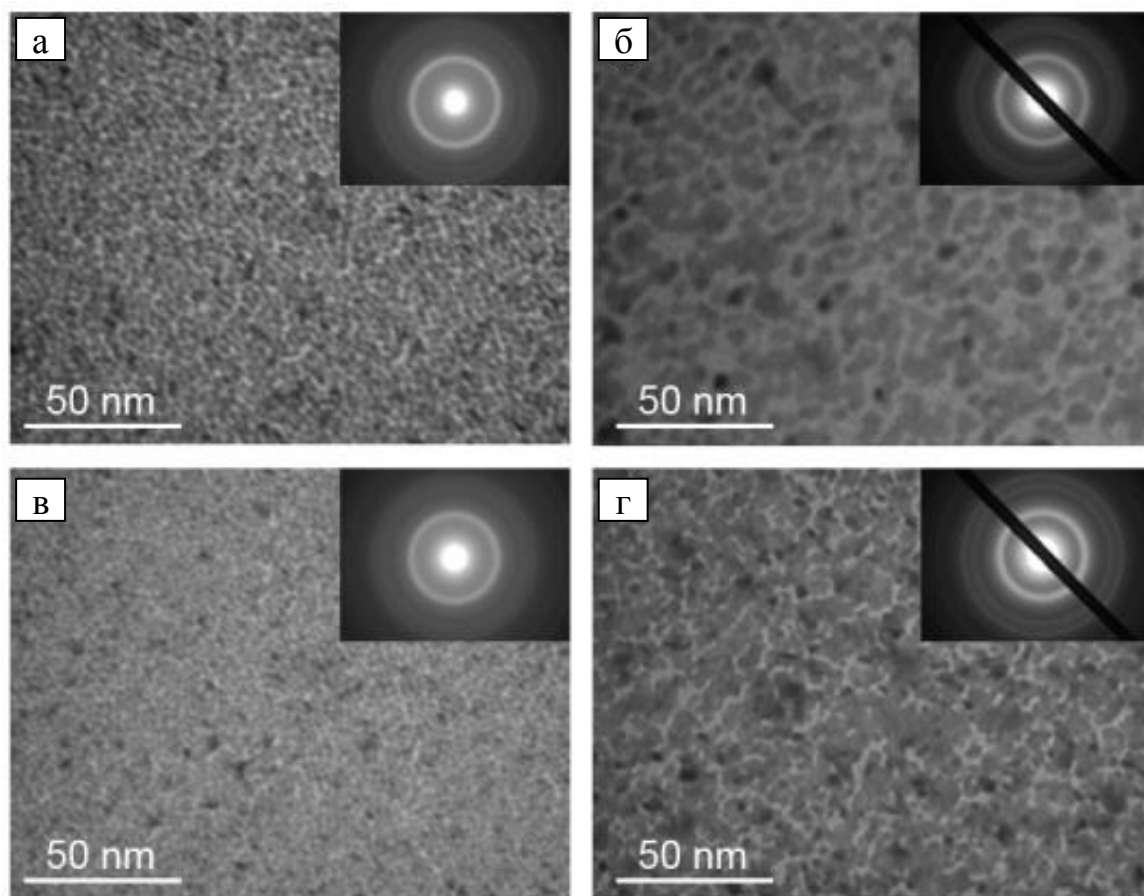


Рис. 3.8. Кристалічна структура невідпалених (а, в) і відпалених за температури 700 К (б, г) плівок Со товщиною 5 нм (а, б), 15 нм (в, г).

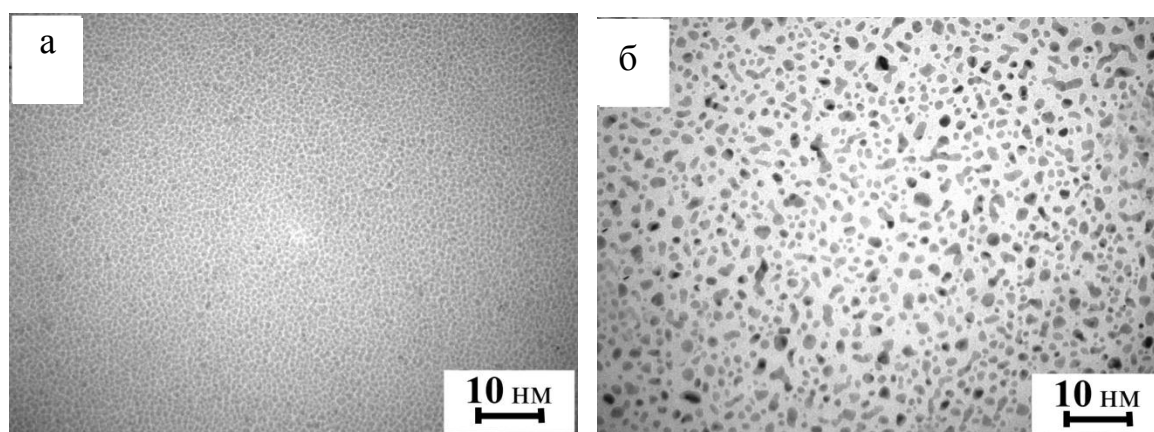


Рис.3.9. Кристалічна структура невідпаленої (а) і відпалених за температури 700 К (б) плівки Ні ефективною товщиною 3 нм.

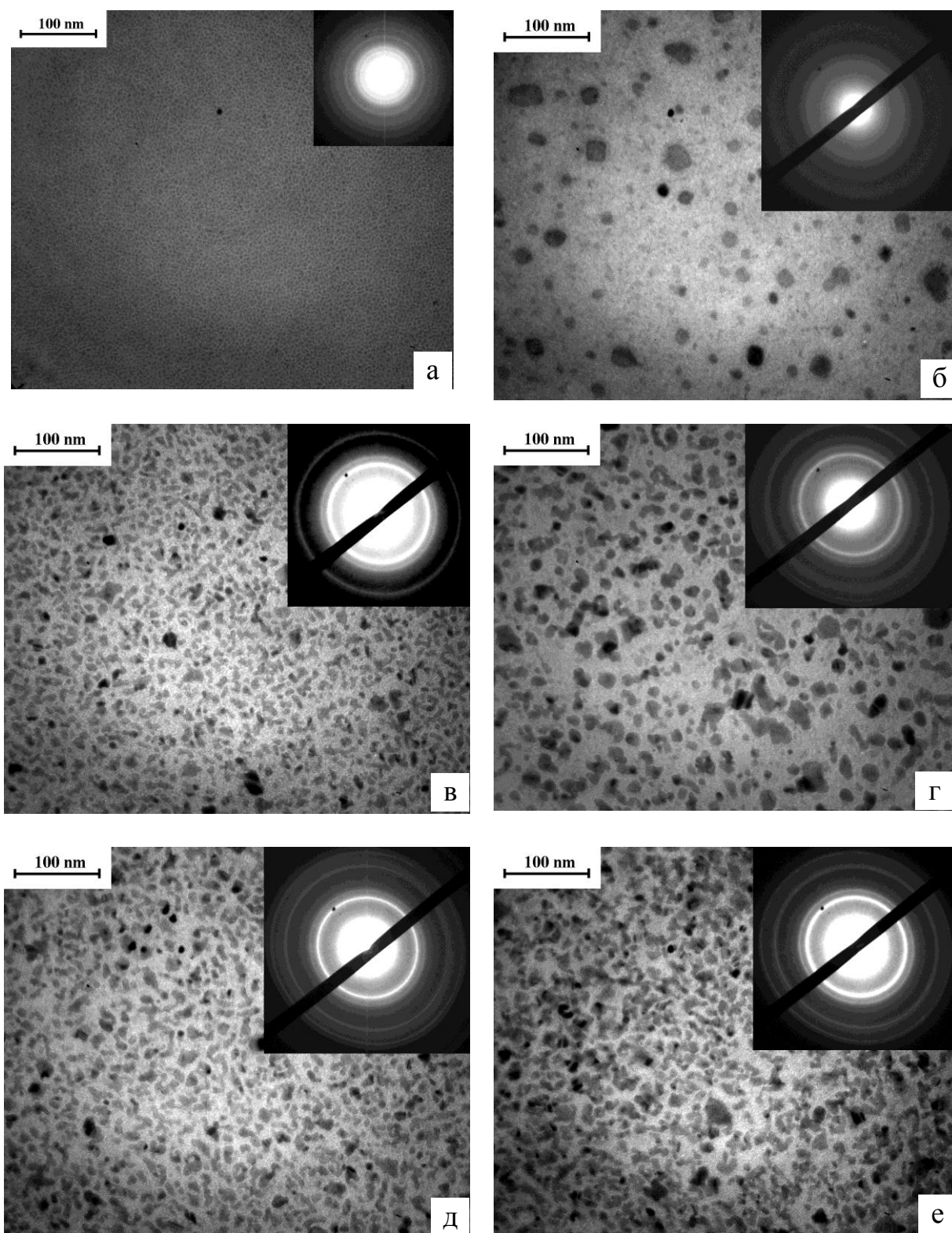


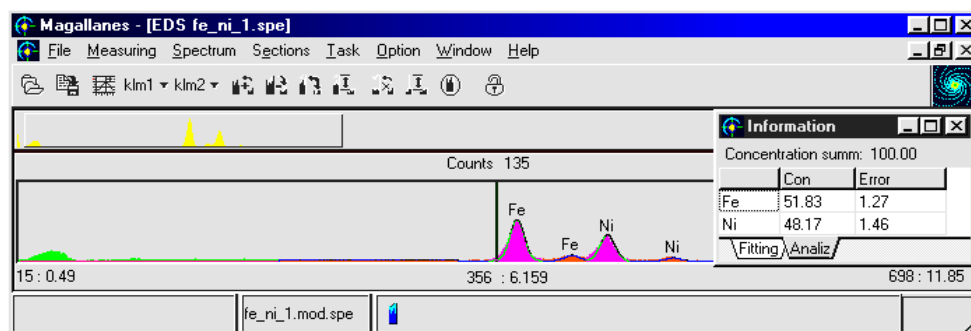
Рис. 3.10. Морфологія надтонких плівок сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ .  
 а – невідпалена плівка; б-е – після відпалювання за температури 700 К.  
 Ефективна товщина плівок: а –  $d = 20$  нм ( $x = 20$  ат.%); б –  $d = 9$  нм ( $x = 80$  ат.%); в –  $d = 9$  нм ( $x = 10$  ат.%); г –  $d = 10$  нм ( $x = 30$  ат.%); д –  $d = 15$  нм ( $x = 70$  ат.%); е –  $d = 20$  нм ( $x = 50$  ат.%).

що наважка пермалою складається з близько 50 – 51 ат.% Fe та 49 – 50 ат.% Ni. Це в межах похибки проведеного аналізу співпадає з даними літературних джерел, за якими до складу сплаву входять 49,5 – 50,0 ат.% нікеля, домішки (кремній, марганець) <1 ат.%, решту складає залізо [284]).

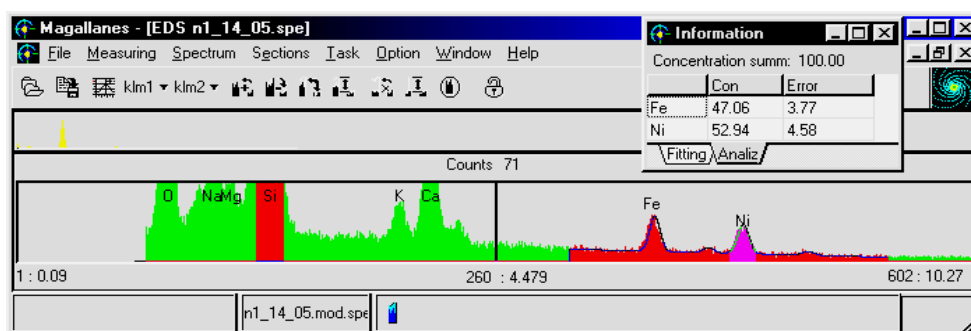
Спектри характеристичного рентгенівського випромінювання як плівкових сплавів  $Fe_xNi_{100-x}$  (рис. 3.11 б), так і  $Co_xNi_{100-x}$  (рис. 3.13 б) у своєму складі мають лінії, які належать скляній підкладці.

Комп'ютерна розшифровка спектрів показала, що плівки сплаву  $Fe_xNi_{100-x}$  ( $x \cong 50$ ) складаються близько з 48 – 47 ат.% Fe та 52 – 53 ат.% Ni, що дещо відрізняється від складу вихідної наважки. Хоча треба зазначити, що похибка у визначенні складу тонко плівкових сплавів більша, ніж для масивного зразка. Особливо це стосується плівок малої товщини. Для плівок сплавів  $Co_xNi_{100-x}$  виникає аналогічна ситуація: мала кількість речовини матеріалу плівки призводить до різниці між реальними спектрами і модельними, які були одержані математичною обробкою. Крім цього, у вихідному матеріалі може виникнути вторинна флюоресценція, бо енергія рентгенівських фотонів характеристичного спектру Ni більша, ніж Fe. Це призводить до перерозподілу інтенсивності ліній: зменшується інтенсивність лінії Ni та збільшується Fe. У комп'ютерній програмі математичного забезпечення мікроаналізатора з визначення концентрації передбачається поправка на флюоресценцію. Однак, при дослідженні тонких плівок цей ефект можна не враховувати, тоді і маємо дещо завищені значення концентрації Ni. У таблиці 3.3 подано одержані без врахування поправок значення вмісту Fe, які лежать в межах 50 – 53 ат. %, що краще відповідає складу вихідного зразка. Як показали результати мікроаналізу, при збільшенні товщини плівки вміст заліза дещо збільшується. Можливим поясненням цього є збагачення плівки залізом під час конденсації внаслідок різниці у величинах тиску пари та швидкостях випаровування компонент.

Аналогічні дослідження наважок та одержаних з них плівок  $Co_xNi_{100-x}$  (рис. 3.12, рис. 3.13, табл. 3.4) в цілому підтверджують припущення про ідентичність їх



а



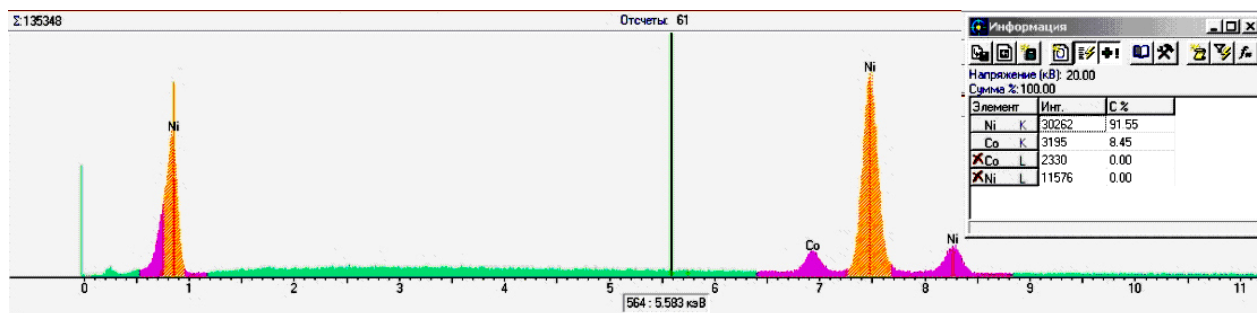
б

Рис. 3.11. Спектри характеристичного рентгенівського випромінювання масивного зразка пермалою 50Н (а) та одержаної з нього плівки (б) з товщиною  $d = 140$  нм

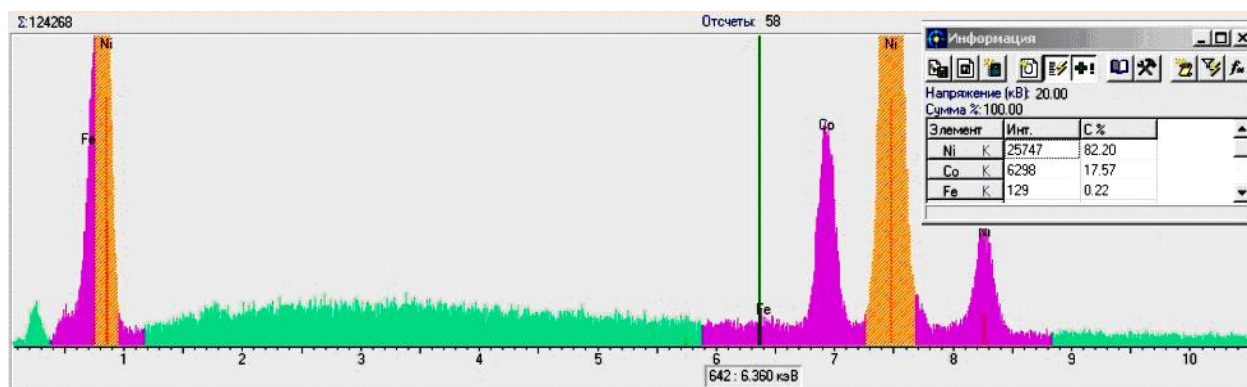
Таблиця 3.3

### Елементний склад масивного та плівкових сплавів $Fe_xNi_{100-x}$ ( $x \cong 50$ )

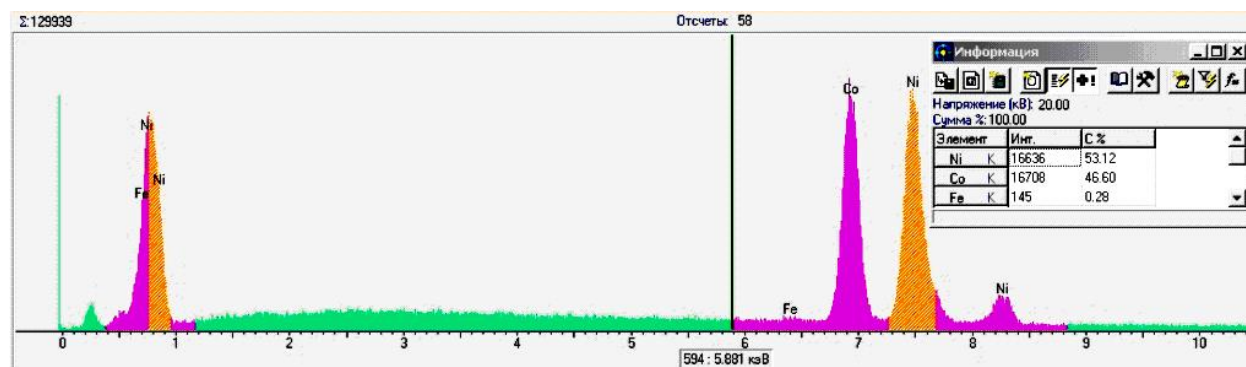
	Розрахунок за допомогою програмного забезпечення з врахуванням поправок				Розрахунок без врахування поправок			
	$C_{Fe}$ , ат. %	$C_{Ni}$ , ат. %	$c_{Fe}$ , мас. %	$c_{Ni}$ , мас. %	$C_{Fe}$ , ат. %	$C_{Ni}$ , ат. %	$c_{Fe}$ , мас. %	$c_{Ni}$ , мас. %
Масивний сплав $Fe_{50}Ni_{50}$ (50H)	51,8-53,4	48,2-46,6	50,6-52,2	49,4-47,8	—	—	—	—
Товщина плівкового зразка, нм								
50	43,9	56,1	42,7	57,3	51,3	48,7	50,1	49,9
100	46,9	53,1	45,7	54,3	50,4	49,6	49,2	50,8
110	47,7	52,3	46,5	53,5	53,7	46,3	52,5	47,5
120	47,1	52,9	45,9	54,1	53,8	46,2	52,7	47,3
140	47,1	52,9	45,9	54,1	53,8	46,2	52,7	47,3



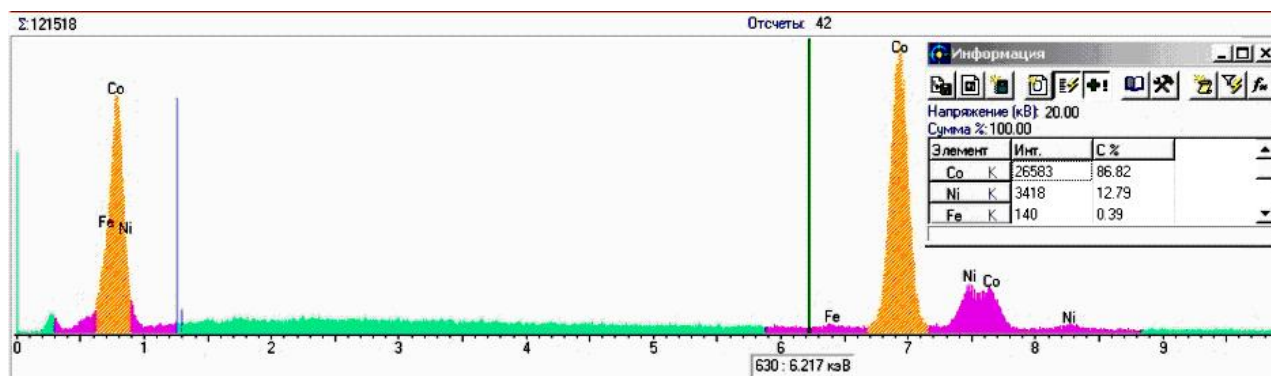
а



б



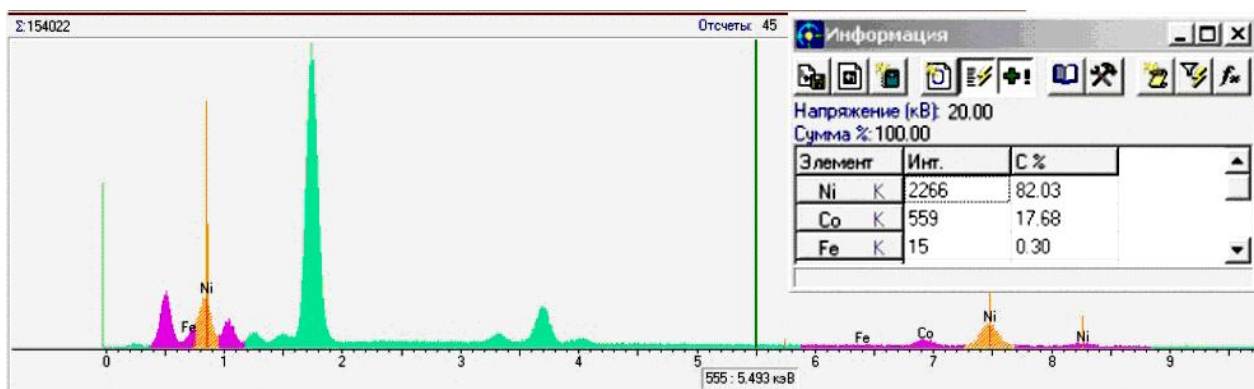
в



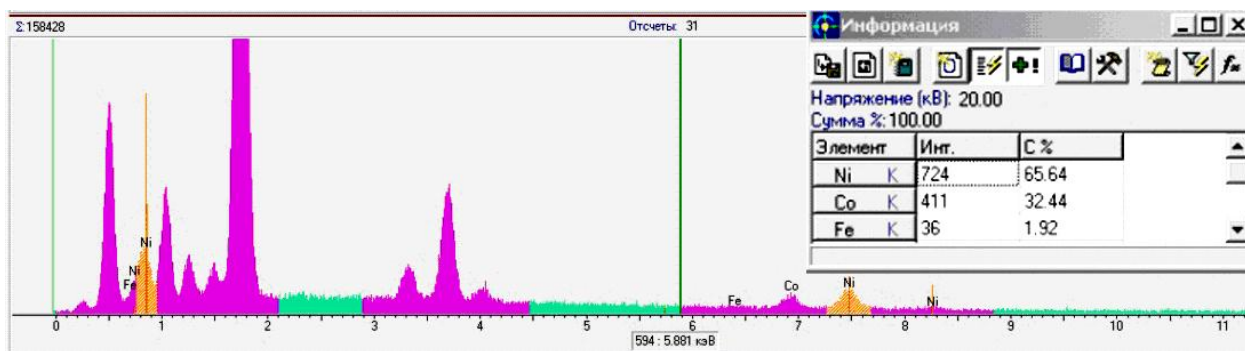
г

Рис. 3.12. Спектры характеристического рентгеновского излучения от массивных образцов  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Вмѣст  $\text{Co}$ , мас. %: а – 20 %; б – 40 %; в – 70 %; г – 90 %

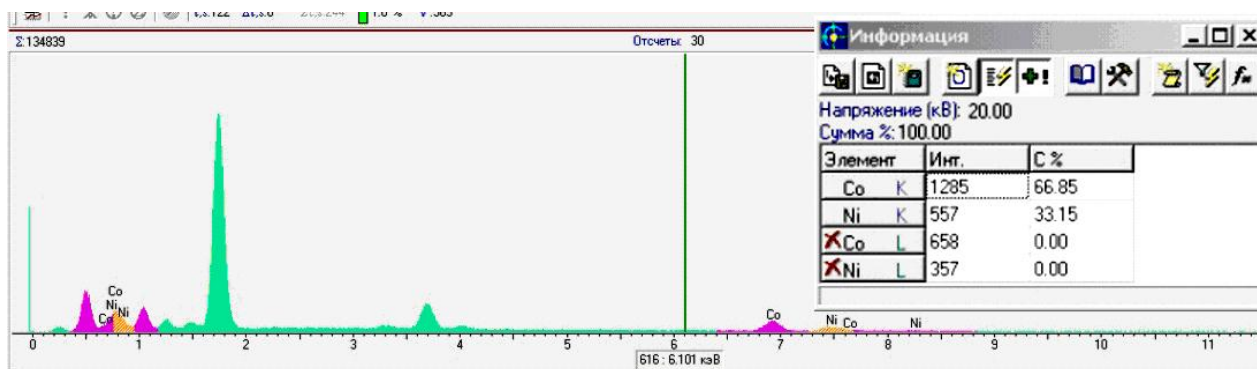




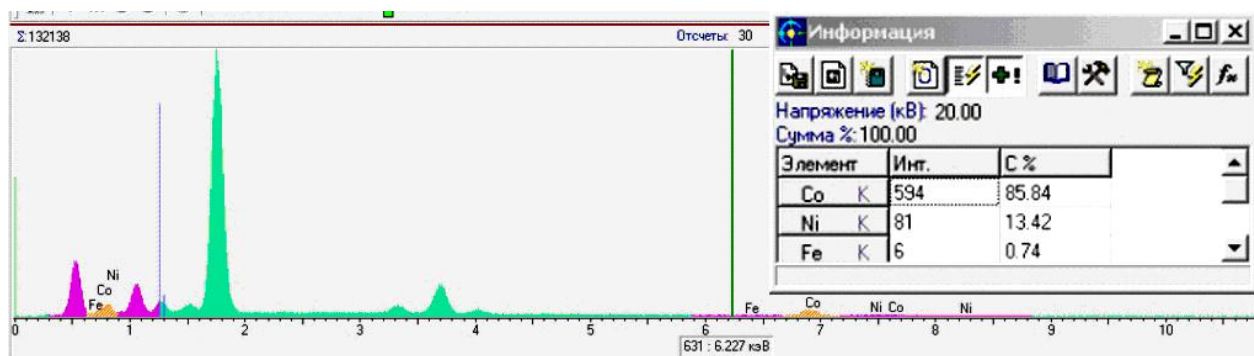
а



б



в



г

Рис. 3.13. Спектры характеристического рентгеновского излучения от пленочных образцов  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Вмѣст  $\text{Co}$ , мас. %: а – 20 %; б – 40 %; в – 70 %; г – 90 %

Таблиця 3.4

**Результати мікрорентгеноспектрального аналізу дослідження хімічного складу вихідних наважок та відповідних плівкових зразків сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$**

Розрахунковий вміст Co у наважках, мас. %	Вміст елементів у наважках за результатами мікроаналізу, мас. %		Вміст елементів у плівковому сплаві, мас. %			
			Розрахунок за допомогою програми (врахування поправок)		Розрахунок без врахування поправок	
			Co	Ni	Co	Ni
10	8,5	91,6	-	-	-	-
20	17,7	82,3	19,8	80,2	17,8	82,2
30	25,1	74,9	24,9	75,1	24,3	75,7
40	42,3	57,7	43,1	56,9	42,6	57,4
50	46,7	53,3	45,5	54,5	47,2	52,7
60	57,0	43,0	56,5	43,5	57,3	42,7
70	68,4	31,6	69,8	30,2	66,9	33,1
80	76,2	23,8	75,1	24,9	76,4	23,6
90	87,1	12,9	86,4	13,6	88,0	12,0

складу. З даних таблиці 3.4 можна провести порівняльний аналіз складу масивних і плівкових зразків. Цей аналіз свідчить, що кількісний хімічний склад плівок за результати розрахунків і експериментально визначений рентгенівським мікроаналізом досить добре співпадають. Треба відмітити, що інтенсивність рентгенівського спектру плівок значно (в 10 – 20 разів) менша, ніж для масивних зразків, що пов'язане з малою масою речовини в місці дослідження.

Отже, за таких умов можливі значні статистичні відхилення істинних концентрацій компонент у порівнянні з даними, одержаними з використанням комп'ютерної обробки програми мікроаналізатора.

У комп'ютерне забезпечення мікроаналізатора закладені поправки зумовлені поглинанням рентгенівських променів в об'ємі зразка, величиною атомного номеру досліджуваного елемента та вторинною флюоресценцією тощо. Ці ефекти суттєво впливають на кінцеві результату дослідження хімічного складу вихідних масивних зразків. Хоча, у випадку тонких плівок, ними можна нехтувати [264] із за малої кількості речовини, з якої відбувається генерація рентгенівських променів. Тому, більш коректним для тонкоплівкових зразків є підхід, коли у розрахунки складу сплаву поправки на вказані ефекти не враховуються і кінцеві результати вимірювань за допомогою ЕДС інтенсивностей ліній характеристичного рентгенівського спектру не піддаються обробці за допомогою програмного забезпечення.

Підтвердженням цього є дані подані в таблиці 3.4. Порівняння результатів мікроаналізу вихідних наважок (другий стовпчик таблиці) і тонких плівок (третьої та четвертій стовпчики таблиці) свідчить, що розрахунки кількісного хімічного складу плівок з використанням програмного забезпечення мікроаналізатора дають більшу різницю між ними.

Слід указати, що довжини хвиль характеристичних ліній серії  $K_{\alpha}$  для Fe, Co і Ni мають дуже близькі значення, що призводило під час аналізу спектру з використанням програмного забезпечення мікроаналізатора до виявлення в складі зразків  $Co_xNi_{100-x}$  як можливого елемента Fe з невеликою концентрацією. Інтенсивність ліній Fe у характеристичному рентгенівському спектрі незначна і



знаходиться на рівні фону. Крім цього, до уваги не бралися рентгенівські спектри скляної підкладки (частина ліній у лівій половині спектрів, рис. 3.13). При розрахунку складу тонкоплівкових зразків указані ефекти не враховувались (див. дані таблиці 3.4).

Остаточно можна стверджувати, що, склад приготованих сплавів (наважок) у межах похибки вимірювань відповідає їх розрахунковому складу при їх приготуванні. Отже, використана методика одержання плівкових зразків сплавів дозволяє регулювати вміст їх компонент.

Слід відмітити, що поряд з дослідженням елементного складу масивних та плівкових сплавів не менш важливим є питання рівномірного розподілу компонент за товщиною. Тому було проведено дослідження елементного складу зразків за товщиною методом вторинно-іонної мас-спектрометрії (ВІМС).

Вторинно-іонна мас-спектрометрія є одним із сучасних методів дослідження ізотопного та хімічного складу і просторового розподілу елементів у твердих тілах. До його переваг треба віднести високу чутливість, яка забезпечує інформативність навіть при дуже малій кількості досліджуваної речовини та можливість отримати профілі концентрації елементів з достатньо високою роздільною здатністю за глибиною ( $\leq 50 \text{ \AA}$ ) і вздовж поверхні ( $\sim 1 \text{ мкм}$ ). Ці можливості забезпечують дослідження елементного складу тонких плівок як на поверхні зразка так і по глибині (товщині), оскільки під час дослідження відбувається поступове його травлення іонами аргона. Отже, можна визначити розподіл елементів плівки на різних відстанях від її поверхні і перевірити однорідність складу тонко плівкових зразків на різних перерізах товщини.

Згідно літературних даних [285], ізотопний склад нікелю представлений 5 стабільними ізотопами з масовими числами 58, 60, 61, 62 та 64 а.о.м. Найпоширенішими з них є  $^{58}\text{Ni}$  та  $^{60}\text{Ni}$  (їх відносні частки становлять відповідно 68,08 % та 26,22 %). Відносна частка інших ізотопів складають 1,14 % -  $^{61}\text{Ni}$ , 3,63 % -  $^{62}\text{Ni}$  та 0,93 % -  $^{64}\text{Ni}$ . Кобальт має тільки один стабільний ізотоп -  $^{59}\text{Co}$ . Отже, мас-спектр вторинних іонів сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  як від масивних, так і від плівкових зразків повинен мати мас-спектрометричні піки цих ізотопів.

Для оцінки гомогенності сплаву по товщині зразка було введено співвідношення:

$$\gamma = \frac{J(^{59}\text{Co})}{J(^{58}\text{Ni})} \quad (3.4)$$

де  $J(^{59}\text{Co})$  – інтенсивність (висота) піка ізотопу  $^{59}\text{Co}$ ;

$J(^{58}\text{Ni})$  – інтенсивність (висота) піка ізотопу  $^{58}\text{Ni}$ .

Вибір у якості реперного ізотопу  $^{58}\text{Ni}$ , обумовлена тим, що він має найбільшу інтенсивність. Отже, похибка результатів розрахунку буде мінімальна. Значення коефіцієнту  $\gamma$  визначалось по мірі травлення плівки сплаву первинними іонами  $\text{Ar}^+$ . Стале його значення свідчить про гомогенність сплаву.

Результати мас-спектрометричних досліджень вихідної наважки сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 30$ ) ілюструє рис. 3.14. Як бачимо з мас-спектрів, під час травлення досліджуваного зразка пучком первинних іонів аргону перерозподіл інтенсивностей ліній ізотопів  $^{59}\text{Co}$  і  $^{58}\text{Ni}$  не відбувається, а значення коефіцієнта  $\gamma$  фактично не змінюється і складає величину 0,79. Отже, можна стверджувати, що вихідна наважка є гомогенною.

Дослідження хімічного складу плівок сплавів показали, що мас-спектри містять лише іони  $\text{Co}^+$  і  $\text{Ni}^+$ . Тільки у випадку зразків з великою концентрацією  $\text{Co}$  мас-спектри містять піки  $\text{CoO}^+$ , але їх інтенсивність складає лише 0,02 інтенсивності мас-спектрометричного піка  $^{59}\text{Co}$ .

При дослідженні тонко плівкових зразків у якості реперних були використані ті ж ізотопи  $^{59}\text{Co}$  і  $^{58}\text{Ni}$  та співвідношення 3.4.

Рисунок 3.15 ілюструє результати мас-спектрометричних досліджень плівкових зразків сплавів з різною концентрацією компонент. З порівняння значень величин  $\gamma$  розрахованих за формулою 3.4 для одного і того ж зразка в залежності від глибини травлення можна зробити висновок, що з урахуванням похибки вони є постійними. Підтвердженням цього є залежність коефіцієнту  $\gamma$  від часу розпилення зразка іонами  $\text{Ar}^+$  для плівкового сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 30$ ) поданому на рисунку 3.16.

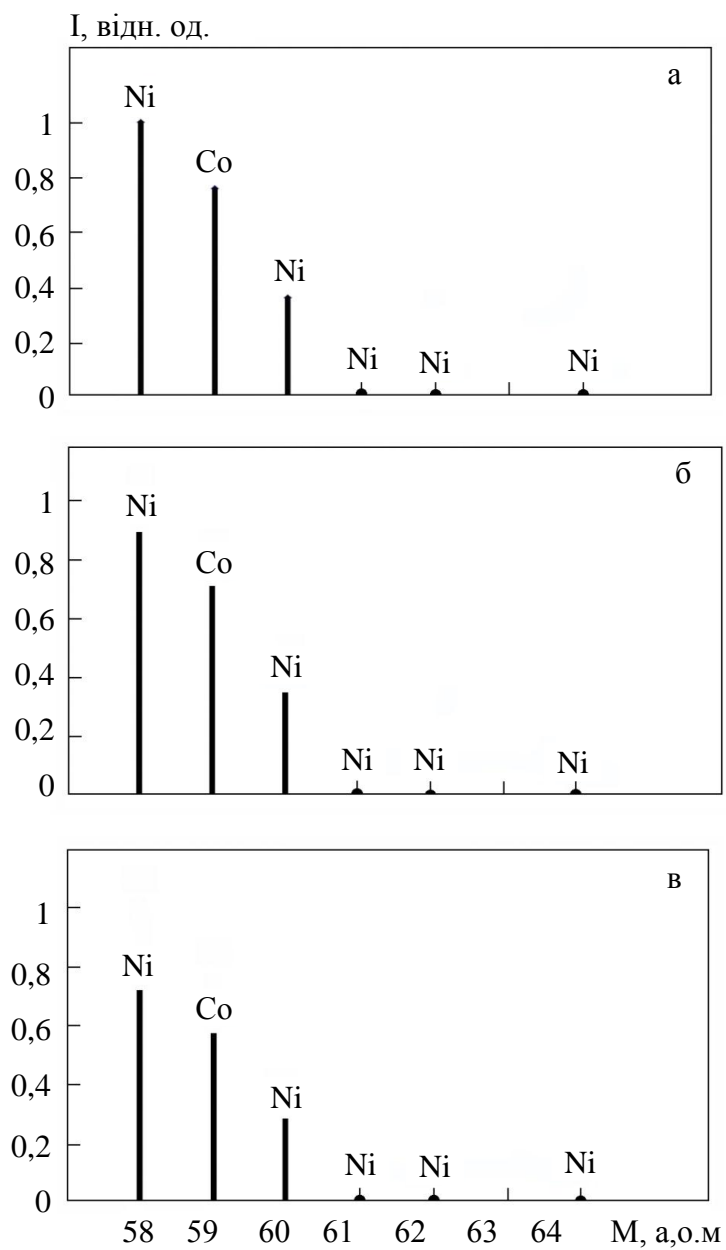


Рис. 3.14. Мас-спектри вторинних іонів масивної вихідної наважки сплаву  $\text{Co}_{30}\text{Ni}_{70}$ : а – в початковий момент; б – через 20 хв після початку аналізу; в – через 35 хв після початку аналізу

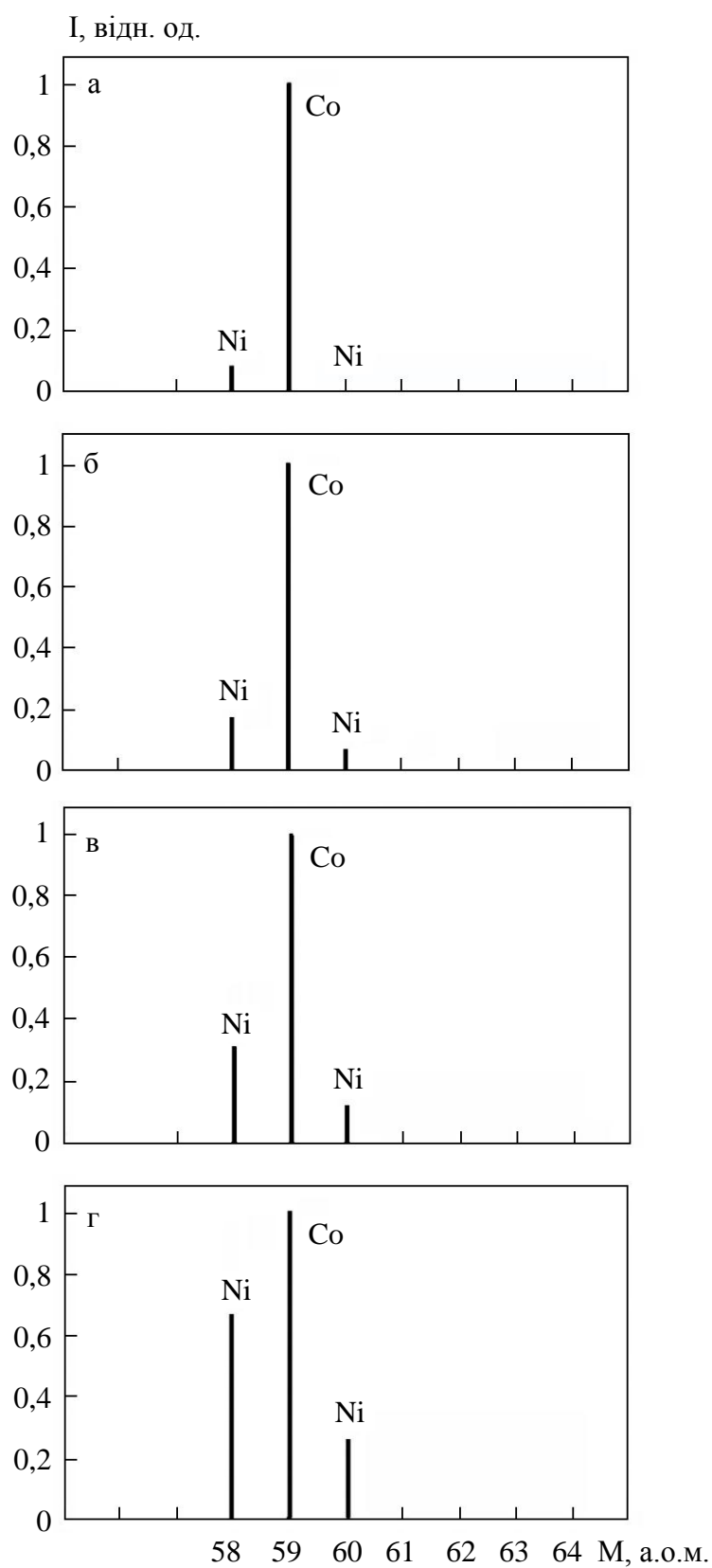


Рис. 3.15. Мас-спектри вторинних іонів плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  різної концентрації компонент: а –  $x = 90\%$ ; б –  $x = 70\%$ ; в –  $x = 50\%$ ; г –  $x = 30\%$

Отже, одержані плівки сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  гомогенні за товщиною.

Дані мас-спектрометричного дослідження складу плівкових зразків сплавів з різною концентрацією компонент були використані для побудови експериментальної залежності коефіцієнта  $\gamma$  від відносної долі компонент (рис. 3.17). Оскільки інтенсивність мас-спектрометричного піка пропорційна атомній долі певної компоненти, то для інтенсивностей вибраних піків можна записати:

$$J(^{58}\text{Ni}) = k_1 K_1 C_{\text{Ni}} \text{ та } J(^{59}\text{Co}) = k_2 K_2 C_{\text{Co}}, \quad (3.5)$$

де величини коефіцієнтів  $k_1$  і  $k_2$  визначаються умовами проведення експерименту (ефективністю реєстрації піка цього ізотопу), а значення констант  $K_1$  та  $K_2$  обумовлене коефіцієнтами вторинної іонної емісії відповідного елемента. Масові числа ізотопів  $^{58}\text{Ni}$  та  $^{59}\text{Co}$  знаходяться поряд, тому можна вважати, що  $k_1 = k_2$  і, припустивши, що  $K_1$  та  $K_2$  незмінні для сплавів різних концентрацій, для відношення інтенсивностей (3.5) маємо гіперболічну залежність величини  $\gamma$  від концентрації нікеля:

$$\gamma = \frac{J(^{59}\text{Co})}{J(^{58}\text{Ni})} = \frac{K_2 C_{\text{Co}}}{K_1 C_{\text{Ni}}} = \frac{K_2}{K_1} \cdot \frac{1 - C_{\text{Ni}}}{C_{\text{Ni}}} = \frac{K_2}{K_1} \cdot \left( \frac{1}{C_{\text{Ni}}} - 1 \right). \quad (3.6)$$

Подана на рис. 3.17 експериментальна залежність  $\gamma$  ( $C_{\text{Ni}}$ ) справді близька до гіперболічної. Оскільки при наших припущеннях  $\gamma$  не залежить від умов експерименту, то цим можна скористатися для експресного аналізу складу плівок сплавів металів з близькими значеннями мас атомів (Fe, Ni, Co, Cu, Zn) методом ВІМС. Для цього треба лише побудувати градувальну криву  $\gamma$  ( $C_{\text{Me}}$ ) для плівкових сплавів з відомим вмістом компонент.

Аналогічні дослідження елементного складу були проведені для масивних зразків та плівок сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Мас-спектри містять піки лише найбільш інтенсивних ізотопів ( $^{54}\text{Fe}$  та  $^{56}\text{Fe}$  для заліза;  $^{58}\text{Ni}$  та  $^{60}\text{Ni}$  для нікеля). Літературні дані [285] свідчать, що залізо має 4 стабільні ізотопи з масовими числами 54, 56, 57 та 58 а.о.м. З них найбільш поширеним є  $^{56}\text{Fe}$  з відносною часткою 91,75%. Відносна доля інших ізотопів становить 5,81% -  $^{54}\text{Fe}$ , 2,15% -  $^{57}\text{Fe}$ , 0,29% -  $^{58}\text{Fe}$ .

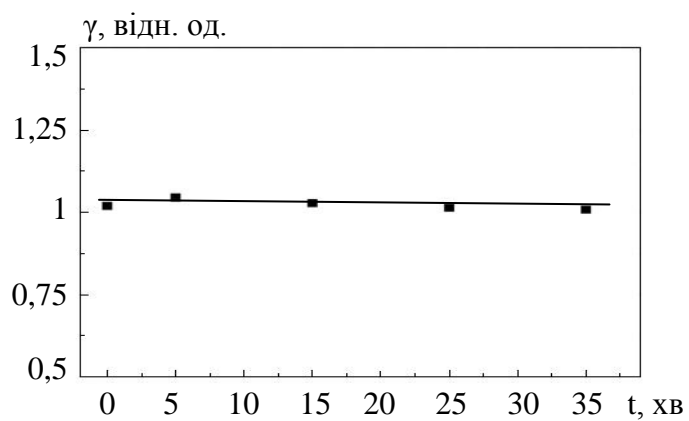


Рис. 3.16. Залежність відношення інтенсивностей піків  $\gamma$  від часу травлення для плівкового сплаву  $\text{Co}_{30}\text{Ni}_{70}$

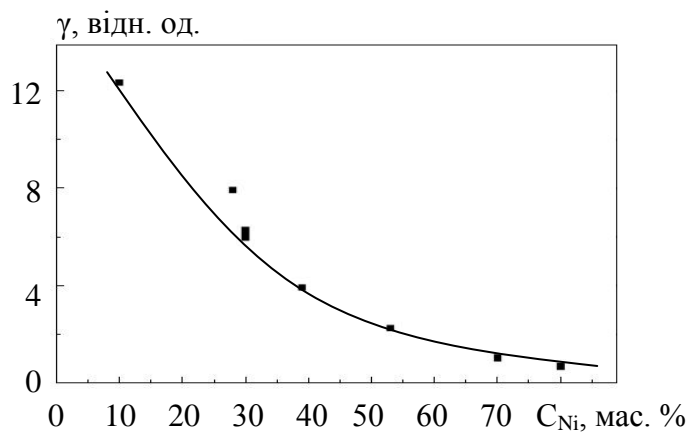


Рис. 3.17. Експериментальна залежність коефіцієнта  $\gamma$  від концентрації Ni для плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$

У мас-спектрах масивних зразків спостерігаються також менш інтенсивні піки  $^{57}\text{Fe}$ ,  $^{61}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$  та  $^{64}\text{Ni}$ . Ізотопа  $^{58}\text{Fe}$  виявити не вдалося, хоча можливо він накладається на більш інтенсивний пік  $^{58}\text{Ni}$ . У мас-спектрах плівкових зразків сплавів менш інтенсивні піки ізотопів не спостерігаються, що пов'язано з малою кількістю речовини у плівці. На мас-спектрах як масивного сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , так і плівкових сплавів в межах діапазону вимірювань масових чисел 1-200 а.о.м. наявні лише іони  $\text{Fe}^+$  та  $\text{Ni}^+$ . Ніяких домішок зразки не мають. Слід зауважити, що під час іонного травлення плівкових сплавів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ , як і у випадку плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ , не фіксується перерозподілу інтенсивності мас-спектрометричних піків  $^{56}\text{Fe}$  та  $^{58}\text{Ni}$ , що розглядалися як реперні. Це свідчить про однорідність досліджуваного плівкового сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  по товщині зразка. Отже, можна стверджувати ідентичність елементного складу вихідного і плівкового зразків сплавів.

Таким чином, дослідження хімічного складу плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  показало, що вміст елементів у плівці в цілому відповідає їх вмісту у вихідних масивних зразках. Гомогенність за товщиною досліджуваних плівок констатується результатами ВІМС. Запропонований метод конденсації плівкових сплавів випаровуванням наважок відомого складу дозволяє одержувати плівки цих сплавів з попередньо заданим вмістом компонент.

### **3.2. Структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в тришарових плівкових зразках [286 – 291]**

#### **3.2.1. Кристалічна структура, фазовий склад та дифузійні процеси в тришарових плівках на основі $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ та $\text{Cu}$**

Кристалічна структура, фазовий та елементний склад багат шарової плівкової системи визначають особливості її магнітних та магніторезистивних властивостей. Тому для коректного трактування результатів магніторезистивних та магнітних досліджень тришарових плівкових систем були проведені дослідження їх структурно-фазового стану. Розглянемо спочатку особливості

структурного і фазового стану тришарових систем на основі сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu.

За результатами електроннографічних та електронно-мікроскопічних досліджень тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  було встановлено, що всі свіжосконденсовані плівки є полікристалічними з розмірами зерен менше 10 нм (рис. 3.18). Проведемо аналіз фазового складу свіжосконденсованих тришарових плівок із концентрацією Ni у магнітних шарах  $C_{\text{Ni}} = 40 - 80$  ат. % (склад магнітних шарів відповідає пермалоєвій області концентрацій). Слід відмітити, що фазовий склад таких плівок однозначно інтерпретувати досить складно, бо лінії, які належать ГЦК-фазі пермалою та ГЦК-Cu, електроннографічно не розділяються. Очевидно, що фазовий склад зразків із товщинами шарів  $d_F = 10 - 50$  нм і  $d_N = 5 - 20$  нм відповідає ГЦК фазі  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  і ГЦК-Cu ( $a = 0,354 - 0,358$  нм) при  $C_{\text{Ni}} = 60 - 80$  ат. % (рис. 3.18б) та ГЦК фазі  $\text{NiFe}$  і ГЦК-Cu ( $a = 0,358 - 0,362$  нм) при  $C_{\text{Ni}} = 40 - 50$  ат. % (рис. 3.18е). На користь присутності в таких структурах фази ГЦК-Cu говорить реалізація спін-залежного розсіювання електронів, яке у тришарових структурах не можливе без наявності структурно суцільного прошарку міді. Також безпосереднім підтвердженням наявності мідного прошарку є і результати мас-спектрометричних досліджень, які наведені нижче.

Після відпалювання плівок за температури 700 К розміри кристалітів збільшуються до 30 нм, що призводить до зменшення ширини дифракційних кілець (рис. 3.18 г, є). При цьому чітко фіксується однофазний стан, а зміни параметра решітки електроннографічно не спостерігаються. Ймовірно, що в такій системі в залежності від концентрації Ni утворюються тверді розчини  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  (Cu) або  $\text{NiFe}$  (Cu) із параметром решітки  $a = 0,355 - 0,359$  нм. Підтвердженням цьому є і результати роботи [292].

Згідно з даними електроннографічних досліджень при  $C_{\text{Ni}} < 40$  ат. % фазовий склад свіжосконденсованих тришарових зразків відповідає ОЦК-(Fe-Ni) + ГЦК-Cu (рис. 3.18 и). Параметр ОЦК решітки  $\alpha$ -фази (Ni – Fe)



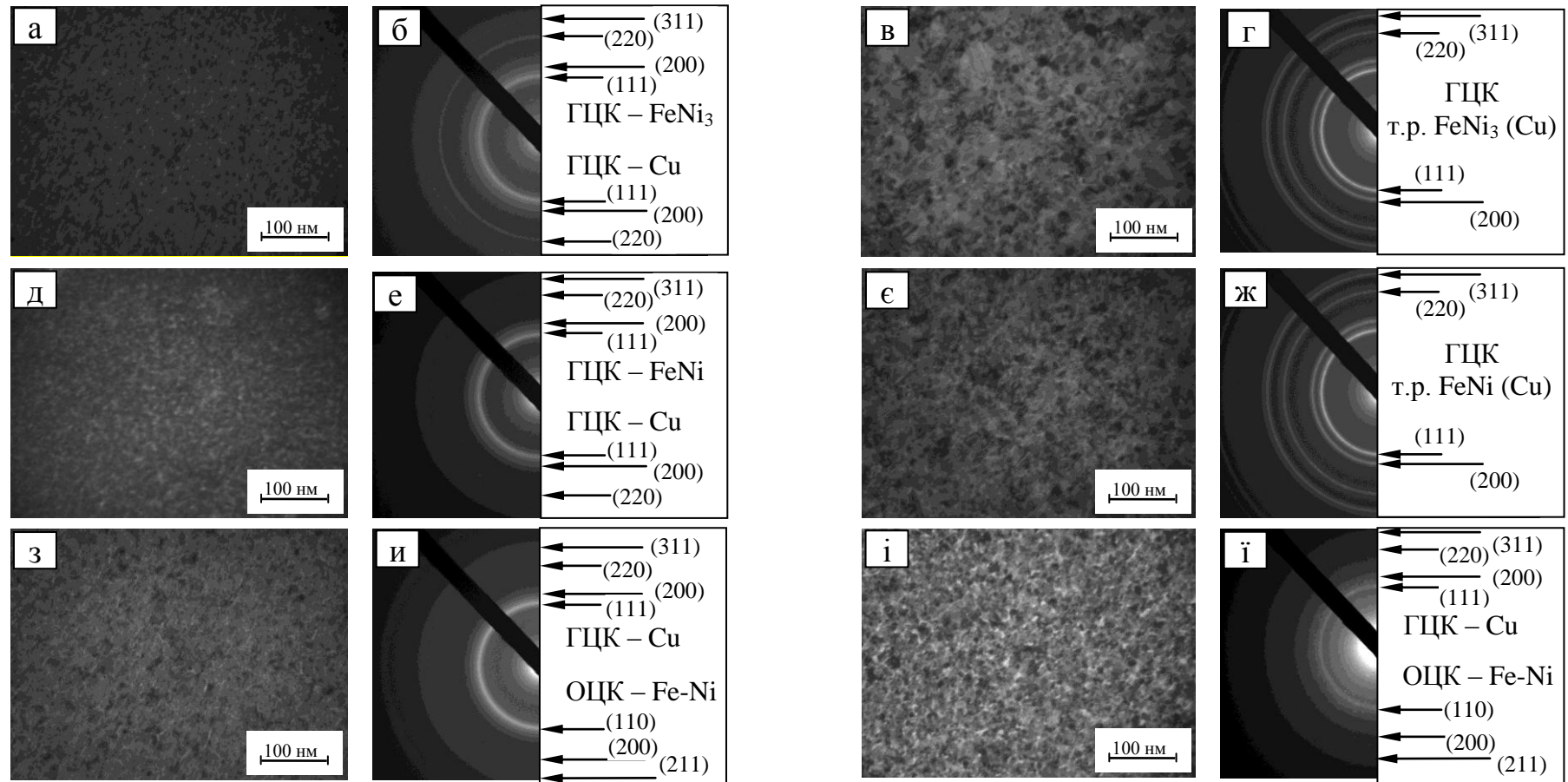


Рис. 3.18. Мікроструктура та відповідні електронограми від тришарових плівкових структур  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  у свіжосконденсованому (а, б, д, е, з, и) та відпаленому за температури  $700$  К (в, г, є, ж, і, ї) стані (а-г –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 10$  нм,  $C_{\text{Ni}} = 80\%$ ; д-ж –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 7$  нм,  $C_{\text{Ni}} = 50\%$ ; з-ї –  $d_F = 40$  нм,  $d_N = 10$  нм,  $C_{\text{Ni}} = 20\%$ )

Таблиця 3.5

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі ( $\sim 10^{-6}$  Па) за температури 700 К плівки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 20$ ,  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 8$  нм)**

Невідпалена				Відпалена за 700 К			
I, в.о.	d, А	hkl	Фаза	I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза
С.	2,070	111, 111	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi <sub>3</sub>	С.	2,080	111	ГЦК- т.р. FeNi <sub>3</sub> (Cu)
сл.	1,780	200, 200	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi <sub>3</sub>	ср.	1,781	200	ГЦК- т.р. FeNi <sub>3</sub> (Cu)
ср.	1,270	220, 220	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi <sub>3</sub>	ср.	1,270	220	ГЦК- т.р. FeNi <sub>3</sub> (Cu)
ср.	1,070	311, 311	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi <sub>3</sub>	ср.	1,072	311	ГЦК- т.р. FeNi <sub>3</sub> (Cu)
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна.							

Таблиця 3.6

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі ( $\sim 10^{-6}$  Па) за температури 700 К плівки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 80$ ,  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 10$  нм)**

Невідпалена				Відпалена за 700 К			
I, в.о.	d, А	hkl	Фаза	I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза
Д.С.	2,070	111, 110	ГЦК-Cu, ОЦК-Fe-Ni	С.	2,080	111	ГЦК-Cu, ОЦК-Fe-Ni
сл.	1,780	200	ГЦК-Cu	ср.	1,781	200	ГЦК-Cu
ср.	1,440	200	ОЦК-Fe-Ni	сл.	1,150		ОЦК-Fe-Ni
ср.	1,270	220	ГЦК-Cu	сл.	1,280	220	ГЦК-Cu
ср.	1,170	211	ОЦК-Fe-Ni	сл.	1,170	211	ОЦК-Fe-Ni
ср.	1,070	311	ГЦК-Cu	сл.	1,070	311	ГЦК-Cu

складає  $a = 0,285 - 0,287$  нм. Відпалювання за температури 700 К не призводить до зміни фазового складу. Параметр решітки теж суттєво не змінюється (рис. 3.18 і). Необхідно підкреслити, що плівкові зразки мають досить високу чистоту, оскільки електронографічно не спостерігалися домішкові фази у вигляді оксидів чи гідридів (межа чутливості методу – 5 мас.%).

Необхідною умовою для реалізації ефекту ГМО в тришарових магнітних плівок є наявність структурно-суцільного немагнітного прошарку. Тому було проведено пошаровий аналіз тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різною товщиною шарів та концентрацією компонент у магнітних шарах методом вторинно-іонної мас-спектрометрії. Результати дослідження показали, що в свіжосконденсованих зразках, які були отримані за кімнатної температури, ширина зони взаємної дифузії залежить від концентрації компонент у магнітних шарах (рис. 3.19 а, в). Так для плівок з  $C_{\text{Ni}} > 50\%$  зона взаємної дифузії ширша ніж для зразків  $C_{\text{Ni}} < 40\%$ . Такі результати можна пояснити зміною розчинності компонент при зміні концентрації компонент у магнітних шарах [60]. У цілому, можна вказати такі причини існування зони дифузії в свіжосконденсованих плівках. По – перше, це наявність градієнту концентрацій компонент близько меж поділу шарів [293]. Підтвердженням реалізації такого механізму є дифузія атомів у плівковій системі як у напрямку нижнього, так і верхнього шарів. По – друге, свіжосконденсовані плівки мають більшу шорсткість поверхні порівняно з термостабілізованими. По – третє, тільки що нанесені зразки є дрібнодисперсними та мають більшу концентрацію дефектів кристалічної будови. При кімнатній температурі за наявності градієнта концентрацій відбувається певне масоперенесення переважно по межах кристалітів, бо вони мають більшу густину. Четвертою причиною може бути сама методика дослідження процесу дифузії. Під час пошарового аналізу елементного складу плівкових систем, який забезпечується бомбардуванням поверхні зразків пучком високоенергетичних іонів аргону, відбувається нагрівання поверхні та іонно-стимульоване масоперенесення [263]. П'ята причина обумовлена конденсаційно-стимульованою дифузією [129].

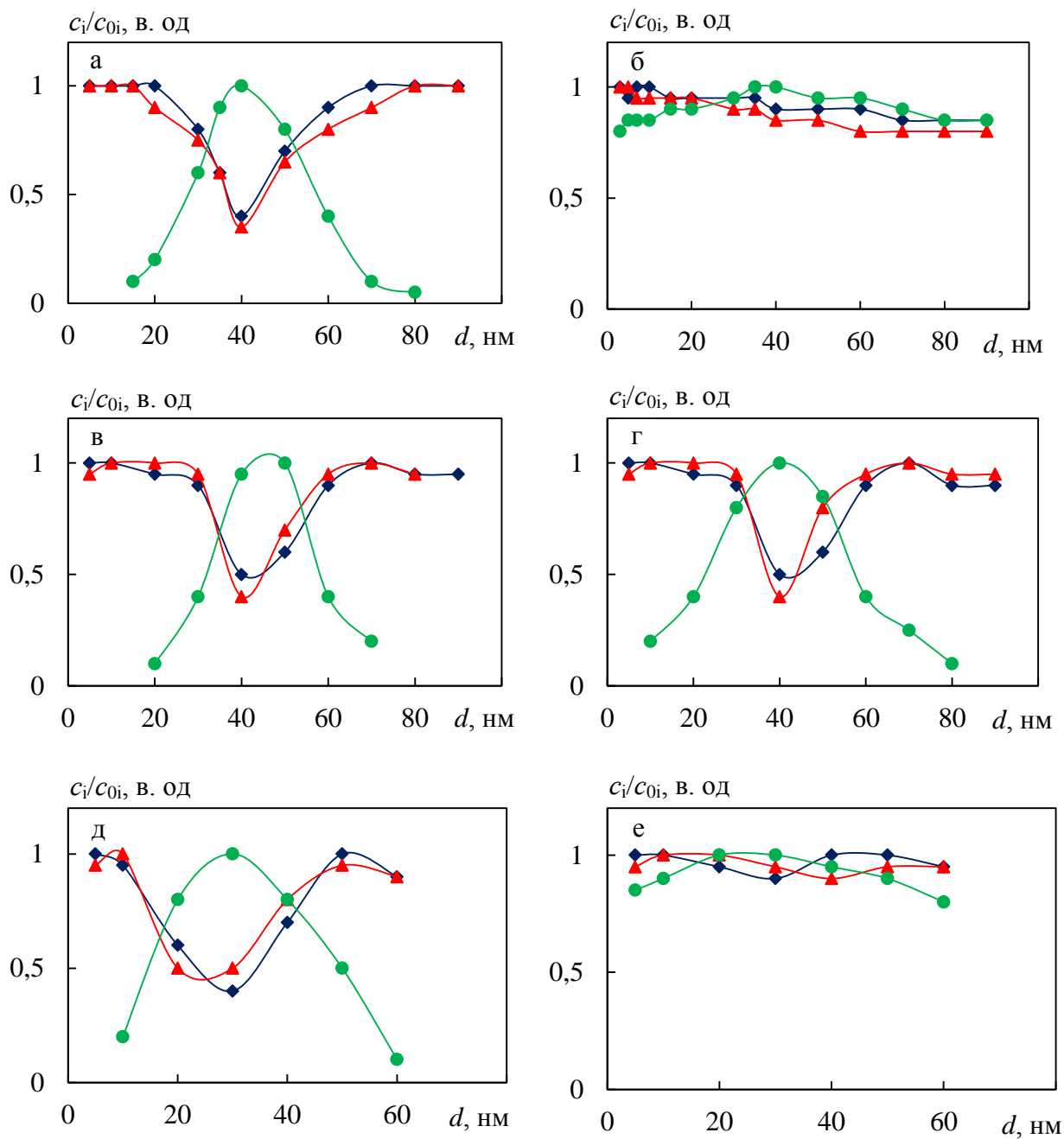


Рис. 3.19. Концентраційні профілі для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  (а, б –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 20$  нм,  $x = 20$  %; в, г –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 20$  нм,  $x = 80$  %; д, е –  $d_F = 20$  нм,  $d_N = 20$  нм,  $x = 80$  %) у свіжосконденсованому (а, в, д) та відпаленому за температури 700 К станах (б, г, е) ( $\blacktriangle$  – Fe,  $\blacklozenge$  – Ni,  $\bullet$  – Cu)

Термообробка за температури 700 К плівок з товщиною феромагнітних шарів  $d_F = 30 - 40$  нм і  $C_{Ni} > 40$  % та товщиною прошарку міді  $d_N = 10 - 20$  нм призводить до майже повного дифузійного перемішування компонент та утворення твердих розчинів (рис. 3.19 б). Такі результати підтверджуються електроннографічними дослідженнями представленими вище.

У той час термообробка за аналогічних умов плівок з товщиною феромагнітних шарів  $d_F = 30 - 40$  нм і  $C_{Ni} < 30$  % та товщиною прошарку міді  $d_N = 10 - 20$  нм (рис. 3.19 в) призводить лише до незначного подальшого проникнення атомів компонент шарів у сусідні, однак в цілому система залишається тришаровою. Хоча, слід відмітити, що для зразків з товщиною феромагнітних шарів  $d_F = 10 - 20$  нм та незначною концентрацією нікеля ( $C_{Ni} < 30$  %) після відпалювання за температури 700 К спостерігається повне дифузійне перемішування. Найімовірніше у таких зразках утворюється гранульований стан. Дрібнодисперсні магнітні гранули Fe чи FeNi розташовуються в немагнітній матриці Cu. Підтвердженням цього твердження може бути реалізація спін-залежного розсіювання електронів у зразках які пройшли термообробку.

Узагальнюючи результати, наведені вище, було побудовано схеми структурно-фазового стану на прикладі тришарових плівок на основі  $Fe_xNi_{100-x}$  та Cu. У випадку свіжосконденсованих плівок при  $x = 20 - 30$  % збереження індивідуальності шарів можливе лише за товщин феромагнітних та немагнітних шарів більше 10 нм (рис. 3.20 а). У процесі термообробки за температури 700 К у таких зразках йде активна дифузія атомів Cu по межах зерен (зерномежова дифузія) з виходом на зовнішні поверхні та проникнення атомів у об'єм кристалітів з меж зерен та через межу поділу (об'ємна дифузія). У результаті чого система повністю гомогенізується, і як наслідок, утворюється ГЦК т.р. – FeNi<sub>3</sub> (Cu) (рис. 3.20 б). У тришарових системах із  $x = 40 - 60$  % реалізується подібна схема з утворенням ГЦК т.р. – FeNi (Cu).

Дещо інша картина спостерігається для систем на основі  $Fe_xNi_{100-x}$  ( $x = 90 - 80$  %) та Cu. У вихідному стані плівки також мають тришарову структуру. Слід

відмітити, що при таких концентраціях компонент у магнітних шарах індивідуальність шарів у свіжосконденсованому зберігається при товщинах більше 5 нм, що обумовлено низькою розчинністю компонентів. Схему структурно-фазового стану для таких систем проілюстровано на рис. 3.21. Як і у попередньо розглянутому випадку в свіжосконденсованих зразках має місце конденсаційно-стимульована дифузія. Відпалювання зразків за температури 700 К викликає рекристалізацію та взаємну зерномежову дифузію, яка є основним механізмом масоперенесення. Хоча можна стверджувати, що в цій системі при достатньо товстих шарах ( $d_N > 10$  нм та  $d_F > 30$  нм) зберігається індивідуальність шарів навіть після термообробки за температури 700 К. Межі кристалітів стають дифузійно насиченими вже при конденсації верхнього шару, тому вплив відпалювання на дифузійні процеси в таких плівкових системах є незначним [294].

У випадку відносно тонких магнітних шарів ( $d_F = 10 - 20$  нм,  $d_N = 10 - 20$  нм,  $x = 80 - 90$  %) в процесі термообробки відбувається порушення їх структурної суцільності (рис. 3. 22). Слід указати на особливість таких систем, яка полягає у їх здатності до утворення гранульованого стану: дрібнодисперсних магнітних гранул в немагнітній матриці. Найімовірніше, у відпалених плівках з відносно тонкими магнітними шарами, реалізується саме такий стан. Підтвердженням такого твердження можуть бути результати дослідження впливу умов термообробки на величину ізотропного магнітоопору, які наведені в наступному розділі.

Підсумовуючи вищесказане відмітимо, що ступінь розчинності компонент суттєво впливають на структурно-фазовий стан плівкових зразків. Підбором конкретних магнітних та немагнітних металів чи сплавів та умов термообробки можна отримати три- та багат шарові плівкові системи в яких зберігається індивідуальність шарів. Також можливе утворення гранульованого стану після термообробки три- та багат шарових плівкових систем у вихідному стані. Запропоновані моделі структури тришарових плівкових систем дають можливість коректно обговорювати вплив умов термообробки на величину ізотропного

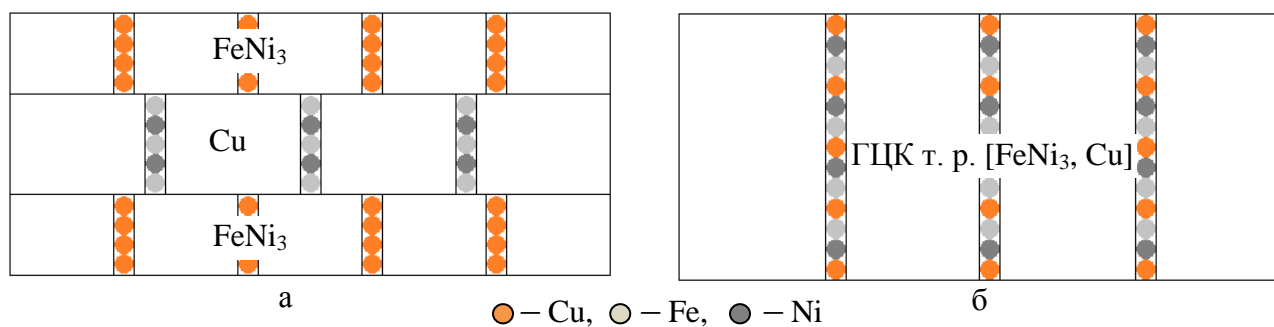


Рис. 3.20. Схематичне зображення структури тришарових плівок на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $d_F = 10 - 50$  нм,  $x = 20$  %) та  $\text{Cu}$  ( $d_N = 10 - 30$  нм) у свіжосконденсованому (а) та відпаленому за температури 700 К (б) станах

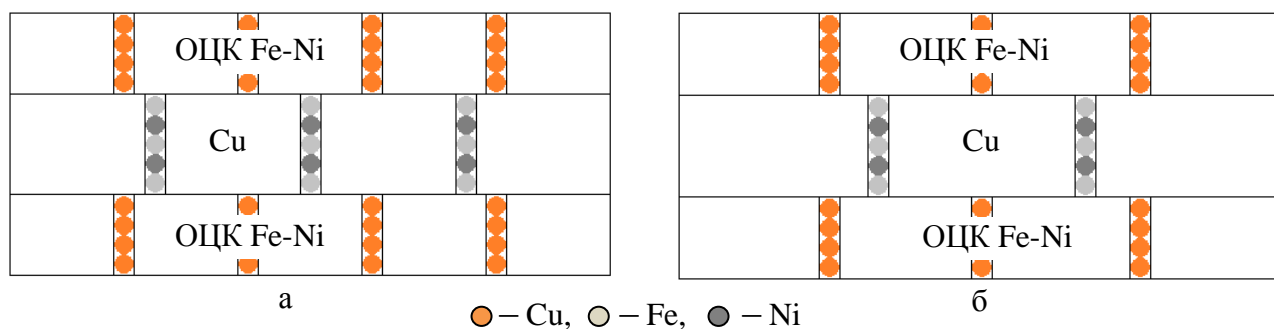


Рис. 3.21. Схематичне зображення структури тришарових плівок на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $d_F = 30 - 50$  нм,  $x = 80$  %) та  $\text{Cu}$  ( $d_N = 10 - 30$  нм) у свіжосконденсованому (а) та відпаленому за температури 700 К (б) станах

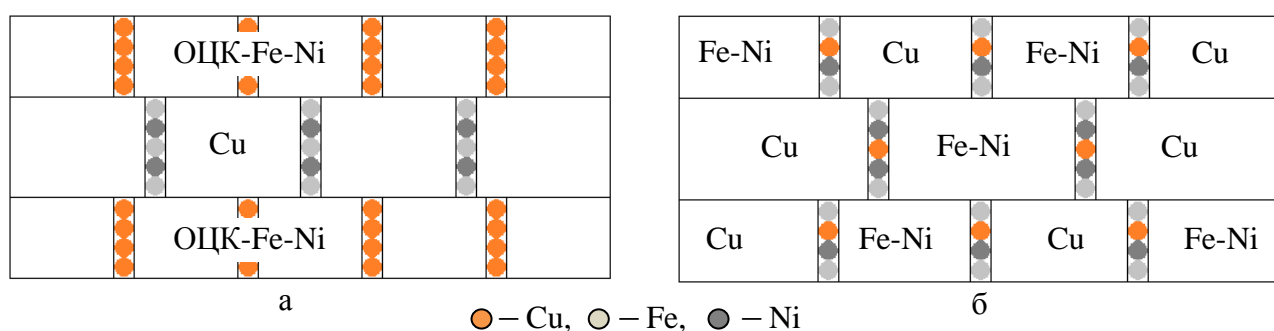


Рис. 3.22. Схематичне зображення структури тришарових плівок на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $d_F = 10 - 20$  нм,  $x = 80$  %) та  $\text{Cu}$  ( $d_N = 20 - 40$  нм) у свіжосконденсованому (а) та відпаленому за температури 700 К (б) станах

магнітоопору. Далі буде показано, як структурно-фазовий стан впливає на магнітні та магніторезистивні властивості тришарових систем. Це дасть можливість встановити умови термообробки для систем з різним типом розчинності компонент які забезпечать максимальне значення ефекту гігантського магнітоопору, що важливо з точки зору використання таких систем як функціональних елементів.

### 3.2.2. Кристалічна структура та фазовий склад «псевдоспін-вентильних» структур на основі Co, Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Cu

Розглянемо фазовий склад свіжосконденсованих плівкових зразків Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> ( $0 < x < 100$ ) із  $d_F = 30 - 40$  нм та  $d_N = 5 - 20$  нм. Типові електронограми від зразків з різною концентрацією Ni у шарі Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та відповідні їм знімки кристалічної структури проілюстровано на рис. 3.23. У таблицях 3.7 – 3.8 наведені розшифровки електронограм для невідпалених і відпалених тришарових плівок Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> з різною концентрацією Ni у шарі Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>.

Слід відмітити, що аналіз електронограм від свіжосконденсованих плівок ускладнений, оскільки плівки дрібнозернисті і дифракційні лінії при цьому досить широкі. Також порівняння значень міжплощинних відстаней для одношарових плівок FeNi (FeNi<sub>3</sub>), Cu та Co показує, що вони близькі і як наслідок ліній розділити неможливо. Тому електронограми від свіжосконденсованих плівок Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> ( $10 < x < 60$ ) містять дуже розмиті кільця, які належать ГЦК – фазі з параметром решітки  $a = 0,354 - 0,361$  нм (рис. 3.23 б,е). Враховуючи результати дослідження структурно-фазового стану свіжосконденсованих тришарових плівок Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Co/Cu/Co можна стверджувати, що фазовий склад плівок Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> ( $10 < x < 60$ ) відповідає ГЦК-FeNi<sub>3</sub> + ГЦК-Cu + ГЦК-Co при  $x = 20 - 30\%$  та ГЦК-FeNi + ГЦК-Cu + ГЦК-Co при  $x = 40 - 60\%$ . Слід відмітити, що лінії, які належать ГЦП-Co практично не спостерігаються. Хоча для подібних невідпалених систем на основі Co можуть спостерігатися фази ГЦП – Co та ГЦК – Co.



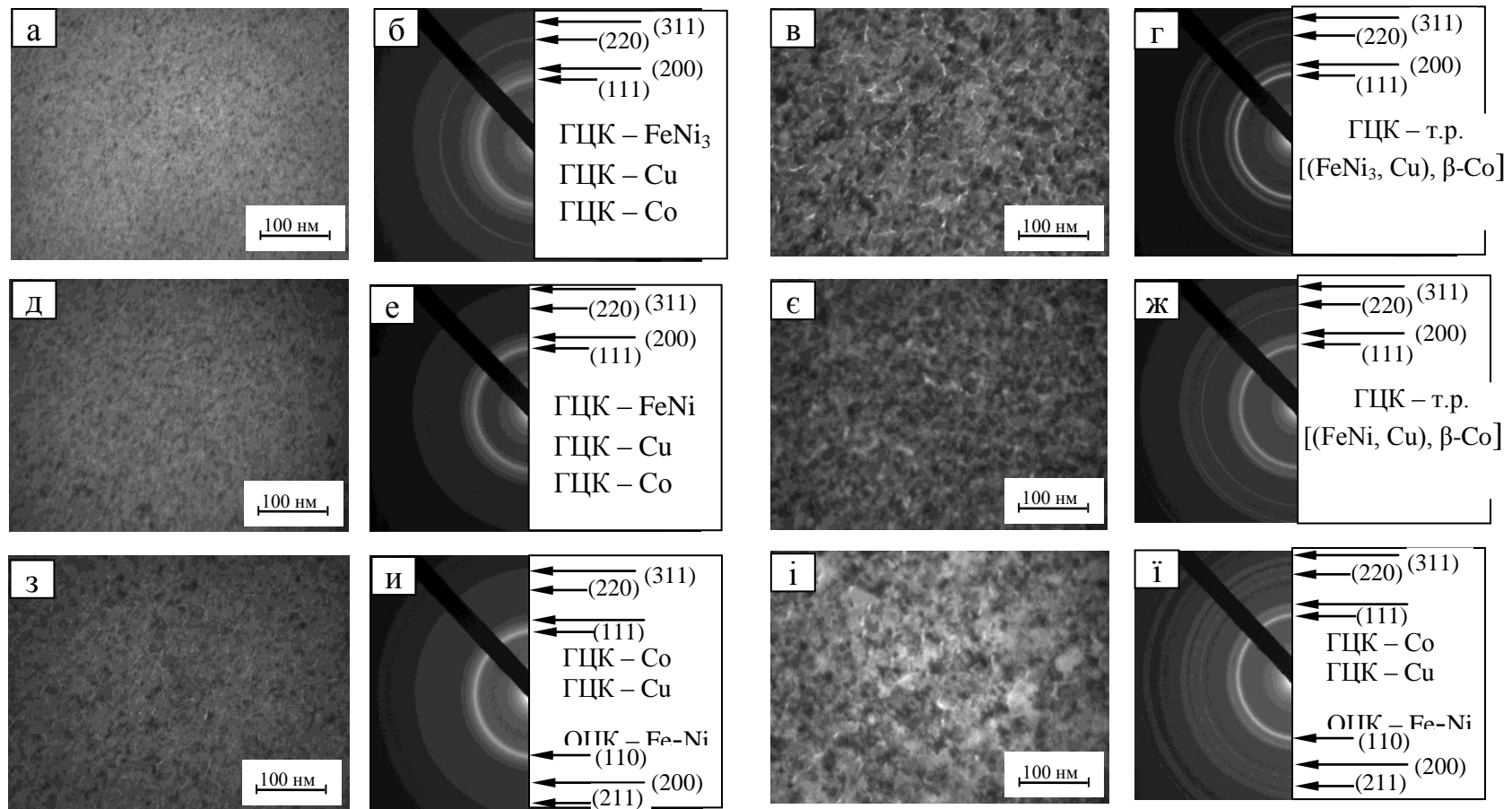


Рис. 3.23. Мікроструктура та відповідні електронограми від тришарових плівкових структур  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  у свіжосконденсованому (а, б, д, е, з, и) та відпаленому за температури 700 К (в, г, е, ж, і, ї) стані (а-г –  $d_F = 40$  нм,  $d_N = 10$  нм,  $C_{Ni} = 80\%$ ; д-ж –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 7$  нм,  $C_{Ni} = 60\%$ ; з-ї –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 10$  нм,  $C_{Ni} = 20\%$ )

Таблиця 3.7

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі ( $\sim 10^{-6}$  Па) за температури 700 К плівки  
Co(35 нм)/Cu(5 нм)/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>(35 нм) ( $x \cong 20$ )**

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
I, в.о.	d, А	hkl	Фаза	I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза
Д.С.	2,070	111, 111, 111	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi <sub>3</sub> , ГЦК-Co	ср.	2,030	111	ГЦК – т.р. FeNi <sub>3</sub> (Cu, Co)
сл.	1,780	200, 200, 200	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi <sub>3</sub> , ГЦК-Co	С.	1,781	200	ГЦК – т.р. FeNi <sub>3</sub> (Cu, Co)
ср.	1,270	220, 220, 220	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi <sub>3</sub> , ГЦК-Co	ср.	1,280	220	ГЦК – т.р. FeNi <sub>3</sub> (Cu, Co)
ср.	1,070	311, 311, 311	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi <sub>3</sub> , ГЦК-Co	С.	1,080	311	ГЦК – т.р. FeNi <sub>3</sub> (Cu, Co)
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна.							

Таблиця 3.8

**Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої у надвисокому вакуумі ( $\sim 10^{-6}$  Па) за температури 700 К плівки  
Co(40 нм)/Cu(10 нм)/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>(40 нм) ( $x \cong 80$ )**

Невідпалена				Відпалена за 700 К			
I, в.о.	d, А	hkl	Фаза	I, в.о.	d, нм	hkl	Фаза
Д.С.	2,070	111, 111, 110	ГЦК-Cu, ГЦК-Co, ОЦК-Fe-Ni	Д.С.	2,070	111, 111, 110	ГЦК-Cu, ГЦК-Co, ОЦК-Fe-Ni
сл.	1,780	200, 200	ГЦК-Cu, ГЦК-Co	ср.	1,780	200, 200	ГЦК-Cu, ГЦК-Co
ср.	1,440	200	ОЦК-Fe-Ni	сл.	1,440	200	ОЦК-Fe-Ni
ср.	1,270	220, 220	ГЦК-Cu, ГЦК-Co	ср.	1,270	220, 220	ГЦК-Cu, ГЦК-Co
ср.	1,170	211	ОЦК-Fe-Ni	ср.	1,170	211	ОЦК-Fe-Ni
ср.	1,070	311, 311	ГЦК-Cu ГЦК-Co	ср.	1,070	311, 311	ГЦК-Cu ГЦК-Co
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна.							

Отже, враховуючи результати дослідження дифузійних процесів у даних системах можна стверджувати про збереження в свіжосконденсованих плівках індивідуальності шарів. На користь цього говорять і результати дослідження магніторезистивних властивостей наведені в розділі 4.

Порівнюючи електроннограми від плівок відпалених за температури 700 К з електроннограмами свіжосконденсованих зразків можна відмітити лише зменшення ширини ліній і відповідно фазовий склад термостабілізованих плівок може бути аналогічним (рис. 3.23 г, ж). Хоча найбільш ймовірно для плівок  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $0 < x < 100$ ) із  $d_F = 30 - 40$  нм та  $d_N = 5 - 20$  нм після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К відбувається утворення ГЦК твердих розчинів  $\text{FeNi}_3$  (Cu, Co) та  $\text{FeNi}$  (Cu, Co) у залежності від концентрації компонент у магнітних шарах з параметром решітки  $a = 0,357 - 0,358$  нм.

У випадку плівок з  $x > 60$  % на електроннограмах спостерігаються відбитки від кристалографічних площин ОЦК-Fe-Ni, ГЦК-Cu та ГЦК-Co. Для відпалених плівок спостерігаються лінії, які належать тим же фазам, що і для невідпалених плівок, (рис. 3.23 ж).

**Система Co/Cu/Fe.** Особливості поведінки залежності величини магнітоопору від температури відпалювання тришарових плівок Co/Cu/Fe викликали необхідність детального дослідження і аналізу їх структурно фазового стану. Результати проведених електронно-мікроскопічних досліджень (рис. 3,24 а) свідчать, що невідпалені плівки Co/Cu/Fe є полікристалічними з дрібнозернистою структурою. У таблиці 3.7 наведена розшифровка електроннограм невідпаленої та відпаленої у за температури 700 К плівки Co/Cu/Fe. На електроннограмах (рис. 3.24 б) від невідпалених плівок системи Co/Cu/Fe із товщиною феромагнітних шарів  $d_F = 30 - 40$  нм та немагнітних прошарків  $d_N = 10 - 20$  нм внаслідок такої структури фіксуються дуже розмиті кільця слабкої інтенсивності, які належать фазам ГЦП-Co, ОЦК-Fe, ГЦК-Cu та ймовірно фазі ГЦК-Co. У невідпалених плівках фази ГЦК-Co і ГЦК-Cu електроннографічно не розділяються. Це обумовлено близькістю міжплощинних відстаней ( $d_{hkl}$ ) для кобальту і міді ( $d_{220\text{Cu}} = 1,271\text{нм}$ ,  $d_{220\beta\text{Co}} = 1,253\text{нм}$ ,  $d_{311\text{Cu}} = 1,083\text{нм}$ ,  $d_{311\beta\text{Co}} = 1,066$  нм) [295 – 297].

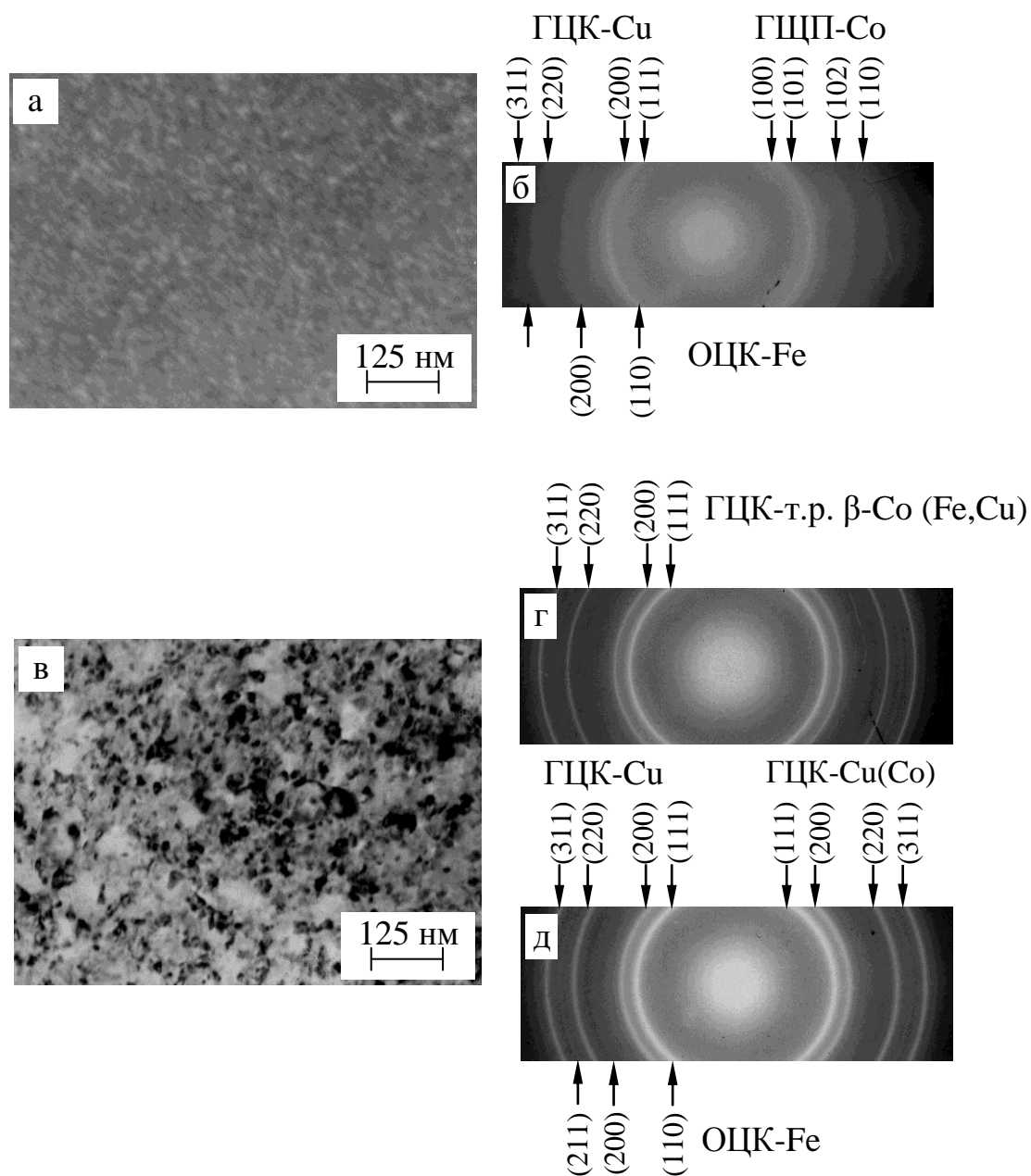


Рис. 3.24. Кристалічна структура та електронограми від невідпалених (а, б) та відпалених за температури 700 К (в, г, д) тришарових плівок Co/Cu/Fe (а, б, в, д:  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 10$  нм; г:  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 5$  нм)

Автори робіт [299, 300] одержали аналогічні результати для тришарових плівок Fe/Cu/Fe. Для невідпалених плівок з товщиною прошарку міді менше 5 нм електроннографічно фаза ГЦК-Cu не фіксується.

У плівках Co/Cu/Fe після відпалювання за температури 700 К відбувається збільшення розмірів кристалітів (20 – 50 нм для магнітних шарів та 70 – 80 нм для міді). На електроннограмах від відпалених плівок з  $d_F = 30 - 40$  нм та  $d_N = 10 - 20$  нм за  $T_{\text{відп}} = 700$  К, фіксуються чіткі кільця, які належать фазам ГЦК-Co та ГЦК-Cu, і слабкі лінії, що відповідають ОЦК-Fe (рис. 3.24 д). Отже, у зразках цієї системи зберігається індивідуальність окремих шарів після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К. Також на електроннограмах помітні рефлекси, які належать оксиду заліза  $Fe_2O_3$ , що співпадає з даними робіт [300, 301]. Для зразків з  $d_N < 5$  нм (рис. 3.24 г) після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К відбувається утворення ГЦК твердого розчину  $\beta$ -Co (Fe,Cu) з параметром решітки  $a = 0,357 - 0,358$  нм.

Таблиця 3.9

**Розшифровка електроннограм від невідпаленої та відпаленої в надвисокому вакуумі ( $\sim 10^{-6}$ ) за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівки Co/Cu/Fe ( $d_F = 35$  нм,  $d_N = 10$  нм)**

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза	№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза
1	0,216	100	ГЦП-Co	1	0,205	111, 111	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
2	0,206	111	ГЦК-Cu	2	0,200	110	ОЦК-Fe
3	0,202	110	ОЦК-Fe	3	0,178	200, 200	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
4	0,192	101	ГЦП-Co	4	0,144	200	ОЦК-Fe
5	0,177	200	ГЦК-Cu	5	0,128	220	ГЦК-Cu
6	0,150	102	ГЦП-Co	6	0,124	220	ГЦК-Co
7	0,142	200	ОЦК-Fe	7	0,118	211	ОЦК-Fe
8	0,126	220	ГЦК-Cu	8	0,108	311	ГЦК-Cu
9	0,125	110	ГЦП-Co	9	0,106	311	ГЦК-Co
10	0,116	211	ОЦК-Fe				
11	0,106	311	ГЦК-Cu				

Для підтвердження припущення про збереження індивідуальності окремих шарів у даних системах після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  було проведено пошаровий аналіз методом вторинно-іонної мас-спектрометрії.

Результати пошарового аналізу тришарових плівок Co/Cu/Fe показали, що свіжесконденсовані зразки, які були отримані за кімнатної температури, мають незначну зону взаємної дифузії (рис. 3.25 а, рис. 3.26 а). Діаграми стану подвійні системи цих металів у масивному стані подані в роботі [60] стверджують їх обмежену розчинність. Причини існування зони дифузії в свіжесконденсованих плівках проаналізовані раніше при розгляді системи на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu.

Термообробка плівок з товщиною феромагнітних шарів  $d_F = 30 - 40 \text{ нм}$  та прошарку міді  $d_N = 10 - 20 \text{ нм}$  за температури відпалювання  $700 \text{ K}$  (рис. 3.25 б) призводить до незначного подальшого проникнення атомів компонент шарів у сусідні, однак в цілому система залишається тришаровою. Це можна пов'язати з подальшим незначним проходженням дифузії по межах кристалітів та відведенням атомів іншого сорту з меж зерен в їх об'єм.

Слід указати на особливість таких систем, яка полягає у їх здатності до утворення гранульованого стану: дрібнодисперсних магнітних гранул Co в немагнітній матриці Cu [248]. Найімовірніше, у відпалених плівках реалізується саме такий стан. Хоча можна стверджувати, що в цій системі при достатньо товстому прошарку ( $d_N > 10 \text{ нм}$ ) зберігається індивідуальність шарів навіть після термообробки. На думку авторів [294] межі кристалітів стають дифузійно насиченими вже при конденсації верхнього шару, тому вплив відпалювання на дифузійні процеси в таких плівкових системах є незначним.

Цей результат якісно узгоджується з даними з дослідження фазового складу, згідно яких плівки ( $d_{\text{Cu}} > 10 \text{ нм}$ ), як невідпалені так і відпалені за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$ , можна вважати трифазовими. Реалізація в досліджуваних плівках ефекту ГМО є ще одним доказом суцільності немагнітного прошарку для плівок Co/Cu/Fe/Π відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$ . Хоча, слід указати, що плівки з товщиною шарів  $d_{\text{Co,Fe}} = 10 - 20 \text{ нм}$  та  $d_{\text{Cu}} < 5 \text{ нм}$  відпалені за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  (рис. 3.26 б) індивідуальності шарів не

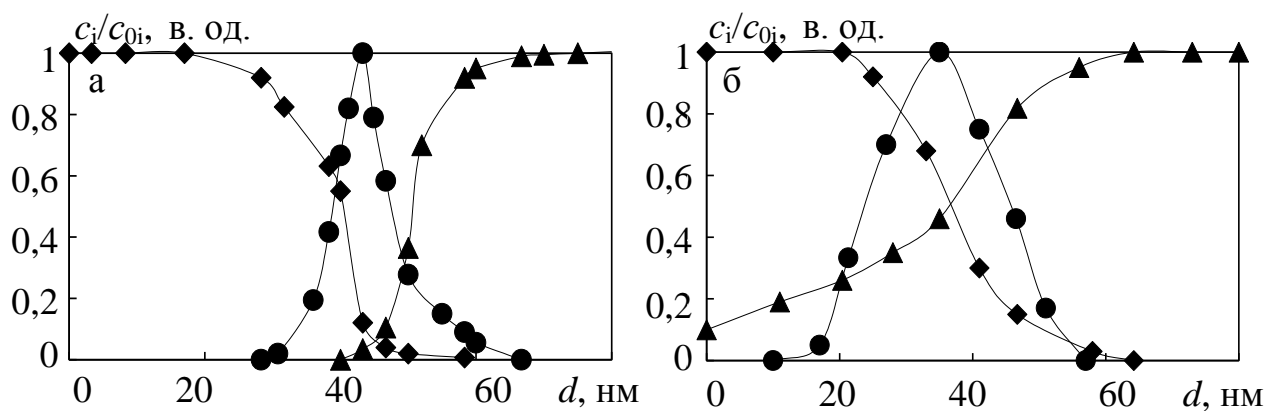


Рис. 3.25. Концентраційні профілі для плівки Co(35)/Cu(20)/Fe(35)/П (◆◆◆- Co, ●●●- Cu, ▲▲▲- Fe) в невідпаленому (а) та відпаленому стані за температури 700 К (б)

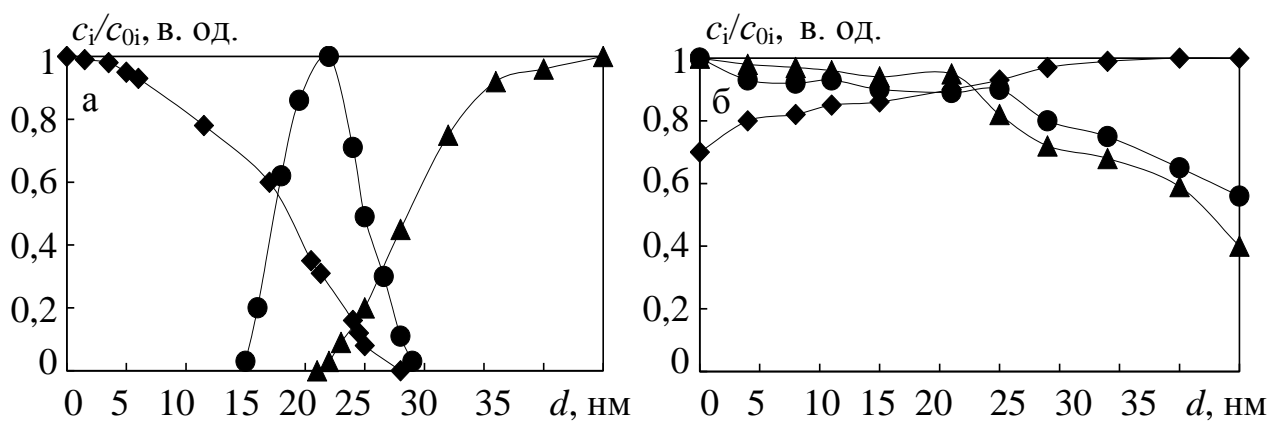


Рис. 3.26. Концентраційні профілі для плівки Co(15)/Cu(5)/Fe(15)/П (◆◆◆- Co, ●●●- Cu, ▲▲▲- Fe) в невідпаленому (а) та відпаленому стані за температури 700 К (б)

зберігають. Такі результати мають підтвердження в електроннографічних дослідженнях.

Проведені розрахунки ефективних коефіцієнтів дифузії в плівках Co/Cu/Fe/П за співвідношенням Р. Уїппла показали, що їх значення становлять  $10^{-18} - 10^{-20} \text{ м}^2/\text{с}$ , що значно більше, ніж значення коефіцієнта об'ємної дифузії для масивних зразків цієї системи ( $10^{-41} \text{ м}^2/\text{с}$ ). Скоріш за все, це обумовлено тим, що в плівках дифузія відбувається в основному по межах зерен, а вони є більш дефектними порівняно з масивними зразками.

### **3.2.3. Особливості структурно-фазового стану та дифузійних процесів у плівкових системах на основі Co та Cu з додатковими шарами Ni, Fe та Cr**

**Системи Ni/Co/Cu/Co/Ni та Co/Ni/Cu/Ni/Co.** Важливим питанням з точки зору прикладного застосування є вивчення впливу домішок та додаткових шарів на магніторезистивні властивості плівкових систем з ефектом ГМО. Тому доцільно розглянути особливості структурно-фазового стану плівкових систем Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni, Fe, Cr. Типові електроннограми від плівок Co/Cu/Co з додатковими шарами Ni та відповідні їм знімки кристалічної структури проілюстровано на рис. 3.27. Їх розшифровка наведена у таблиці 3.10. За результатами обробки електроннограм від невідпалених плівок можна стверджувати, що в них наявні фази ГЦК-Ni, ГЦП-Co та, можливо, фази ГЦК-Cu (рис. 3.27 б). Крім цього, лінії, які належать фазам ГЦК-Ni і ГЦК-Cu електроннографічно розділити не можна. Середній розмір кристалітів у невідпалених плівках не більше 5 – 7 нм (рис. 3.27 а). У плівкових структурах типу Ni/Co/Cu/Co/Ni, Co/Ni/Cu/Ni/Co та Co/Ni/Co/Cu/Co/Ni/Co (рис. 3.27 г – е) фіксуються і фази ГЦП-Co та, ймовірно, ГЦК твердого розчину  $\beta$  – Co (Ni, Cu) з параметром решітки  $a = 0,355 - 0,359$  нм. Крім цього, у випадку відпалених плівок, параметри решітки гексагонального кобальту добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивних зразків:  $a_0 = 0,251$  нм,  $c_0 = 0,410$  нм [298]. У відпалених за температури 700 К тришарових плівок Co/Cu/Co спостерігаються фази ГЦК-Cu, ГЦП і ГЦК-Co.



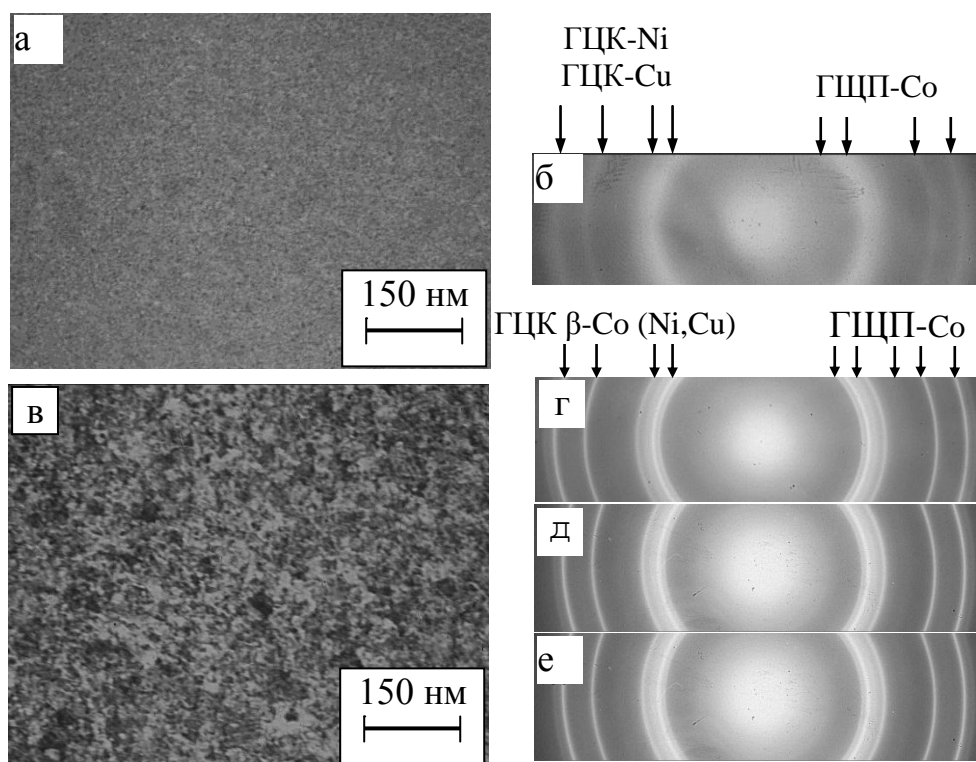


Рис. 3.27. Кристалічна структура (а, в) та електронограми (б, г-е) від невідпалених (а, б) та відпалених (в-е) за температури 700 К плівкових систем Ni(10)/Co(20)/Cu(8)/Co(20)/Ni(10) (а-е), Co(15)/Ni(10)/Co(15)/Cu(8)/Co(15)/Ni(10)/Co(15) (д) та Co(30)/Ni(5)/Cu(8)/Ni(5)/Co(30) (е)

Таблиця 3.10

Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої в надвисокому вакуумі ( $\sim 10^{-6}$ ) за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівки Ni/Co/Cu/Co/Ni ( $2d_{\text{Co}} = 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 8$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 10$  нм)

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза	№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза
1	0,217	100	ГЦП-Co	1	0,216	100	ГЦП-Co
2	0,206	111	ГЦК-Cu	2	0,205	111	ГЦК $\beta$ -Co (Ni,Cu)
3	0,192	101	ГЦП-Co	3	0,192	101	ГЦП-Co
4	0,178	200	ГЦК-Cu	4	0,179	200	ГЦК $\beta$ -Co (Ni,Cu)
5	0,150	102	ГЦП-Co	5	0,149	102	ГЦП-Co
6	0,126	110	ГЦП-Co	6	0,127	110	ГЦП-Co
		220	ГЦК-Cu			220	ГЦК $\beta$ -Co (Ni,Cu)
7	0,107	311	ГЦК-Cu	7	0,108	311	ГЦК $\beta$ -Co (Ni,Cu)
				8	0,106	201	ГЦП-Co

**Система Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co.** Розглянемо результати дослідження плівкових систем Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co. Типові електронोगрами від плівок та відповідна мікроструктура наведені на рис. 3.28, а у таблиці 3.11 наведена їх розшифровка. Дослідження показали, що невідпалені плівки систем Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co є дрібнокристалічними та мають розміри зерен менше 10 нм (рис. 3.28 а, рис. 3.29 а). Для них електроннографічно фіксуються широкі дифракційні кільця, які належать фазам  $\alpha$ -Со-ГЦП, ГЦК-Сu та ОЦК-Сr (рис. 3.28 б, рис. 3.29 б). Визначені параметри решіток для кобальту, міді та хрому ( $a=0,287 - 0,288$  нм) добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивних зразків ( $a_{0Cr} = 0,288$  нм) [298].

Відпалювання за температури 700 К плівок Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co призводить до зменшення ширини дифракційних ліній. При цьому наявними є фази ГЦП-Со, ГЦК-Со та ГЦК-Сu і ОЦК-Сr. На електроннограмах спостерігається «розщеплення» ліній (220) і (311) для ГЦК-Сu і ГЦК-Со (рис. 3.28 г, рис. 3.28 г). Роздільна здатність електроннографа не дає змогу зафіксувати таке «розщеплення» для ліній (111) і (200).

Дві фази кобальту у плівках Co/Cu/Co, відпалених за  $T_{\text{відп}} = 620$  К та гранульованих плівках Co<sub>25</sub>Ag<sub>75</sub>, відпалених за  $T_{\text{відп}} = 773$  К, спостерігали автори [302], однак автори [303] у плівках сплавів Со – Сu фіксували тільки  $\alpha$ -Со.

У випадку відпалених плівок добре узгодження з відповідними для масивних зразків спостерігається для визначених параметрів кристалічних решіток ГЦП-Со, ГЦК-Со, ГЦК-Сu й ОЦК-Сr ( $a = 0,287 - 0,291$  нм) [12].

У роботах [304, 305] в плівках Co/Cu після відпалювання за  $T \geq 600$  К фіксувався метастабільний ГЦК твердий розчин (Со – Сu) з параметром решітки  $a = 0,355 - 0,362$  нм, який частково розпадається під час охолодження до 300 К з виділенням частинок  $\alpha$ -Со. У випадку систем Co/Cu/Co з додатковим шаром Сr на електроннограмах утворення твердого розчину не спостерігалось, можливо, через відносно велику товщину шарів кобальту ( $2d_{Co} = 50 - 80$  нм) та малу товщину прошарку міді ( $d_{Cu} = 2 - 20$  нм).

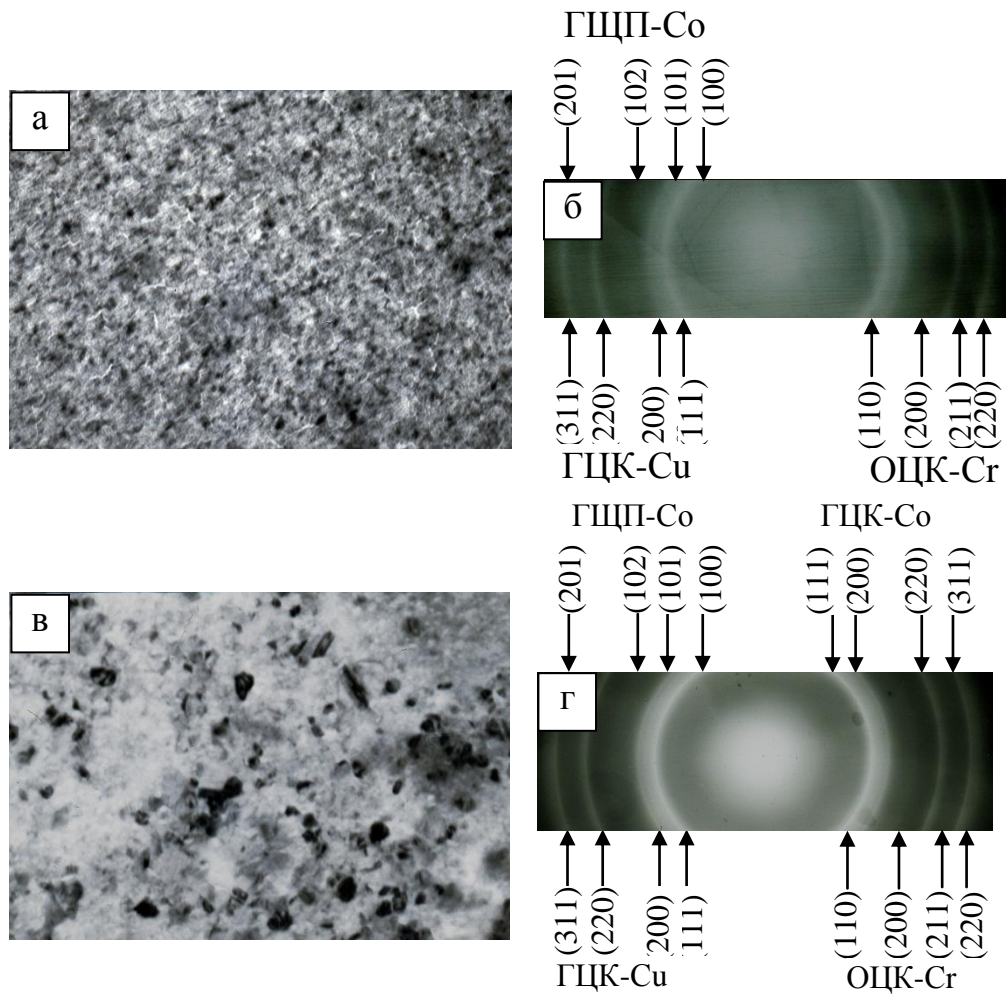


Рис. 3.28. Кристалічна структура та електронограми від свіжосконденсованої (а, б) і відпаленої за температури 700 К (в, г) плівкової системи Co/Cu/Co/Cr ( $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм)

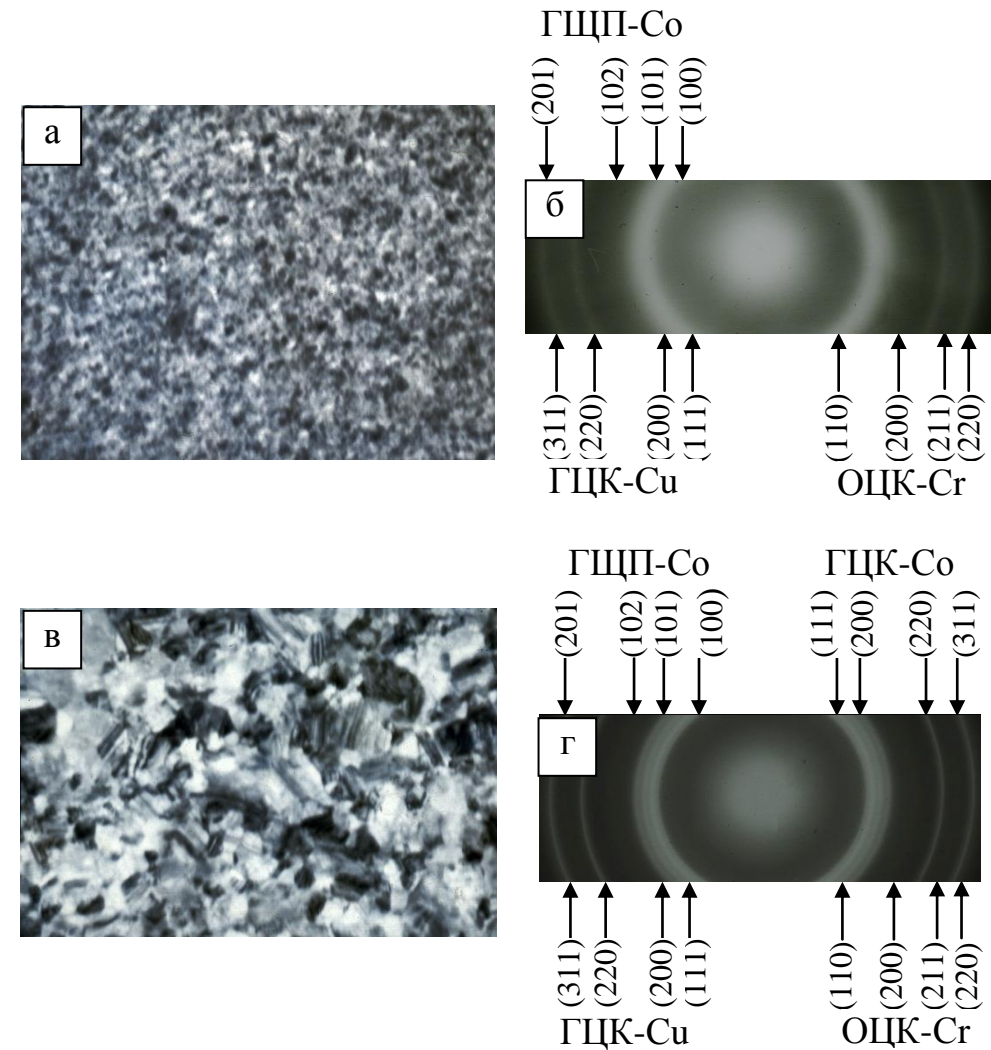


Рис. 3.29. Кристалічна структура та електронограми від свіжосконденсованої (а, б) і відпаленої за температури 700 К (в, г) плівкової системи Co/Cu/Cr/Co ( $d_{\text{Co}} = 25$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм)

Таблиця 3.11

**Розшифровка електронogram від невідпаленої та відпаленої в надвисокому вакуумі ( $\sim 10^{-6}$ ) за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівки Co/Cu/Cr/Co ( $2d_{\text{Co}} = 50$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 15$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм)**

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза	№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза
1	0,216	100	ГЦП-Co	1	0,217	100	ГЦП-Co
2	0,207	111 110	ГЦК-Cu ОЦК-Cr	2	0,205	111 110	ГЦК-Co, ГЦК-Cu ОЦК-Cr
3	0,191	101	ГЦП-Co	3	0,190	101	ГЦП-Co
4	0,182	200	ГЦК-Cu	4	0,177	200	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
5	0,148	102 200	ГЦП-Co ОЦК-Cr	5	0,146	102 200	ГЦП-Co ОЦК-Cr
6	0,126	110 220	ГЦП-Co ГЦК-Cu	6	0,127	220	ГЦК-Cu
7	0,116	211	ОЦК-Cr	7	0,125	110 220	ГЦП-Co ГЦК-Co
8	0,107	311 201	ГЦК-Cu ГЦП-Co	8	0,117	211	ОЦК-Cr
9	0,103	201	ОЦК-Cr	9	0,107	311 201	ГЦК-Co, ГЦК-Cu ГЦП-Co
				10	0,101	220	ОЦК-Cr

Результати роботи [295] свідчать, що відпалювання за температури 800 К двошарової плівки Co/Cr не призводить до зміни її фазового складу. Суттєві зміни фіксуються лише після відпалювання за температури 900 К і виявляються в утворенні інтерметаліду CoCr.

Слід указати, що для плівок з ефективною товщиною міді менше 2 нм, фаза ГЦК – Cu взагалі електронографічно не виявляється.

За результатами пошарового аналізу компонент цих систем (рис. 3.30 а, рис. 3.31 а) було виявлено, що свіжосконденсовані зразки, які були отримані за кімнатної температури, незалежно від товщини шарів кобальту, міді та хрому мають певну зону взаємної дифузії. Утворення якої, як і у випадку інших систем, скоріш за все пов'язане з конденсаційно-стимульованою дифузією і дифузією по межах кристалітів.

Згідно діаграми стану [60], якщо вважати, що досліджувані плівки мають ті ж самі діаграми стану, що й масивні зразки, плівкові системи Co/Cu/Co з додатковим шаром Cr повинні мати обмежену розчинність компонент. Хоча слід відмітити, що взаємопроникнення атомів Co в Cr більше, ніж Co в Cu. У цьому випадку атоми Cr фіксуються майже у всьому нижньому шарі Co. Оскільки мідь в кобальті (і навпаки) фактично не розчиняються один в одному при відпалюванні за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К, то термообробка зразків Co/Cu/Co/Cr/П та Co/Cu/Cr/Co/П з товщиною шарів  $d_{\text{Co}}=20 - 50$  нм,  $d_{\text{Cr}}=2 - 20$  нм та  $d_{\text{Cu}}=2 - 25$  нм за цієї температури призводить лише до незначного подальшого взаємопроникнення їх атомів. (рис. 3.30 б, рис. 3.31 б).

Дифузія атомів хрому в процесі відпалювання плівкових зразків відбувається більш інтенсивно. Для плівок Co/Cu/Co/Cr/П атоми хрому досягають не тільки меж поділу Co/Cu, а й проникають у верхній шар кобальту. Якщо ж додатковий шар Cr розташовувати на інтерфейсі Co/Cu (рис. 3.31), то для свіжесконденсованих плівок Co/Cu/Cr/Co/П спостерігається незначна взаємодія атомів Co і Cr. При відпалюванні цих зразків за температури 700 К (рис. 3.31 б) відбувається проникнення атомів хрому через NM прошарок міді та подальша взаємодифузія атомів кобальту та хрому в нижньому шарі Co.

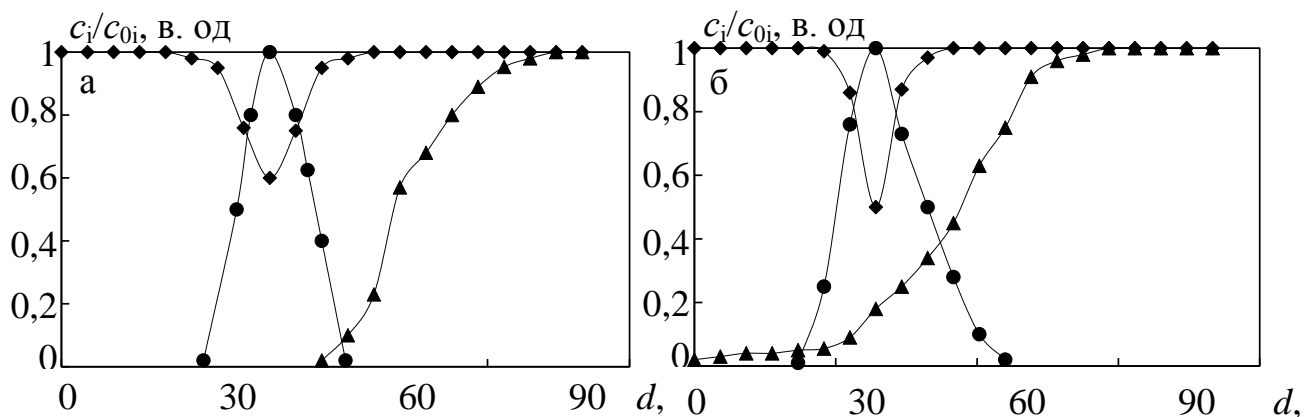


Рис. 3.30. Концентраційні профілі для плівок Co(30)/Cu(25)/Co(30)/Cr(25)/П (◆◆◆- Co, ●●●- Cu, ▲▲▲- Cr) у невідпаленому (а) та відпаленому за температури 700 К стані (б)

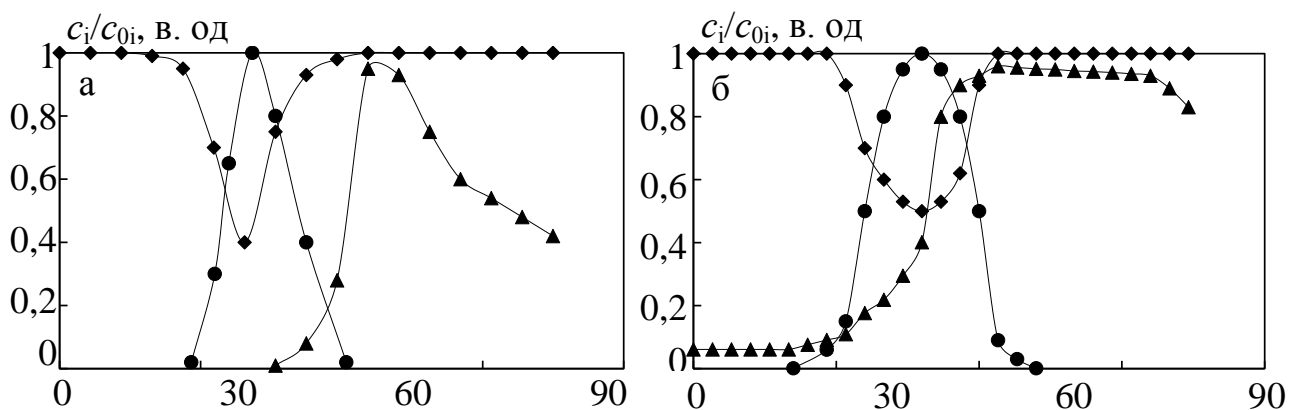


Рис. 3.31. Концентраційні профілі для плівок Co(30)/Cu(25)/Cr(20)/Co(30)/П (◆◆◆- Co, ●●●- Cu, ▲▲▲- Cr) в невідпаленому (а) та відпаленому за температури 700 К стані (б)

### 3.2.4. Вплив температури підкладки на фазовий стан та дифузійні процеси плівкових систем Co/Cu/Fe [306]

Особливості поведінки залежності ізотропного магнітоопору від температури відпалювання плівок Co/Cu/Fe/П викликали необхідність отримати зразки за різних температур підкладки  $T_p$ . Для більш глибокого розуміння впливу температури підкладки на величину магнітоопору було проведено дослідження структурно-фазового стану та дифузійних процесів у тришарових зразках отриманих за температури 400 К та 550 К.

У таблиці 3.12 подані результати розшифровки електроннограм свіжосконденсованої та відпаленої у надвисокому вакуумі за температури відпалювання 700 К плівки Co/Cu/Fe/П ( $d_F = 30$  нм,  $d_N = 10$  нм), яка була отримана за температури підкладки 400 К. Аналіз дифракційних картин від тришарових систем Co/Cu/Fe, які отримані на підкладки за температури  $T_p = 400$  К, показав, що свіжосконденсовані плівки є дрібнозернистими. На цих електроннограмах від плівок із товщиною феромагнітних шарів  $d_F = 30 - 40$  нм та прошарку міді  $d_N = 10 - 20$  нм спостерігаються розмиті кільця, що належать фазам ГЦК-Co, ОЦК-Fe та ГЦК-Cu (рис. 3.32 а). Фази ГЦК-Co та ГЦК-Cu, крім ліній (111), електроннографічно не розрізняються. Зазначимо, що для всіх свіжосконденсованих зразків ( $T_p = 400$  К) кобальту ГЦП фаза відсутня, а спостерігається тільки ГЦК фаза. Для заліза ОЦК-фази помітні лише лінії (110) і (220). Параметри решіток для ГЦК-Co ( $a = 0,357 - 0,362$  нм), ГЦК-Cu ( $a = 0,359 - 0,362$  нм) та ОЦК-Fe ( $a = 0,285 - 0,287$ ) добре узгоджуються з відповідними параметрами для відповідних масивних зразків [298].

На електроннограмах від відпалених за  $T_{відп} = 700$  К плівок Co/Cu/Fe/П ( $T_p = 400$  К) з  $d_F = 30 - 40$  нм та  $d_N = 10 - 20$  нм спостерігаються чіткі кільця, які належать фазам ГЦК-Co, ГЦК-Cu та ОЦК-Fe (рис. 3.22 б) (для ОЦК-Fe чітко фіксуються лінії (200) і (220)). Слід указати на те, що після відпалювання за  $T_{відп} = 700$  К на електроннограмах можуть з'являються лінії, що належать оксиду заліза  $Fe_2O_3$ . У цілому, у плівкових системах Co/Cu/Fe/П, отриманих за  $T_p = 400$  К ( $d_N = 10 - 20$  нм), як і в зразках, отриманих за кімнатної температури, зберігається

індивідуальність окремих шарів після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$ .

Зупинимось на результатах дослідження фазового стану свіжосконденсованих плівок Co/Cu/Fe/П, отриманих за температури підкладки  $T_{\text{п}} = 550 \text{ K}$ . У таблиці 3.13 подана розшифровка електронограм свіжосконденсованої та відпаленої у надвисокому вакуумі за температури  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  плівки Co/Cu/Fe/П ( $T_{\text{п}} = 550 \text{ K}$ ) ( $d_{\text{Co}} = d_{\text{Fe}} = d_{\text{F}} = 40 \text{ нм}$ ,  $d_{\text{Cu}} = d_{\text{N}} = 20 \text{ нм}$ ). На електронограмах свіжосконденсованих плівок із  $d_{\text{F}} = 30 - 40 \text{ нм}$  та  $d_{\text{N}} = 10 - 20 \text{ нм}$  спостерігаються лінії, що належать фазам ГЦК-Co та ГЦК-Cu та менш інтенсивні лінії які належать ОЦК-Fe (рис. 3.33 а). Параметри решіток для ГЦК-Co ( $a = 0,357 - 0,362 \text{ нм}$ ), ГЦК-Cu ( $a = 0,359 - 0,362 \text{ нм}$ ) добре узгоджуються з відповідними параметрами для масивних зразків ГЦК-Co та Cu [298].

На електронограмах від відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  плівкових систем Co/Cu/Fe/П ( $T_{\text{п}} = 550 \text{ K}$ ) з  $d_{\text{F}} = 30 - 40 \text{ нм}$  та  $d_{\text{N}} = 10 - 20 \text{ нм}$ , наявні більш чіткі кільця, які належать фазам ГЦК-Cu, ГЦК-Co та ОЦК-Fe (рис. 3.33 б).

За результатами пошарового аналізу компонент тришарових систем Co/Cu/Fe із ефективною товщиною шарів  $d_{\text{F}} = 30 - 40 \text{ нм}$  та  $d_{\text{N}} = 10 - 20 \text{ нм}$ , отриманих за  $T_{\text{п}} = 400 \text{ K}$  (рис. 3.34 а), було встановлено, що свіжосконденсовані зразки мають незначну зону взаємного проникнення шарів, що обумовлено як конденсаційно-стимулюваною дифузією так і дифузією по межах кристалітів. Але в порівнянні зі зразками, отриманими за кімнатної температури, ця зона збільшується. Цей факт підтверджується також результатами роботи [307].

Відпалювання цих плівок за температури  $550 \text{ K}$  (рис. 3.34 б) протягом 30 хв призводить до подальшого взаємного проникнення атомів Co, Fe та Cu в сусідні шари (особливо Fe), але в цілому система залишається тришаровою, що підтверджується реалізацією в них спін-залежного розсіювання електронів.



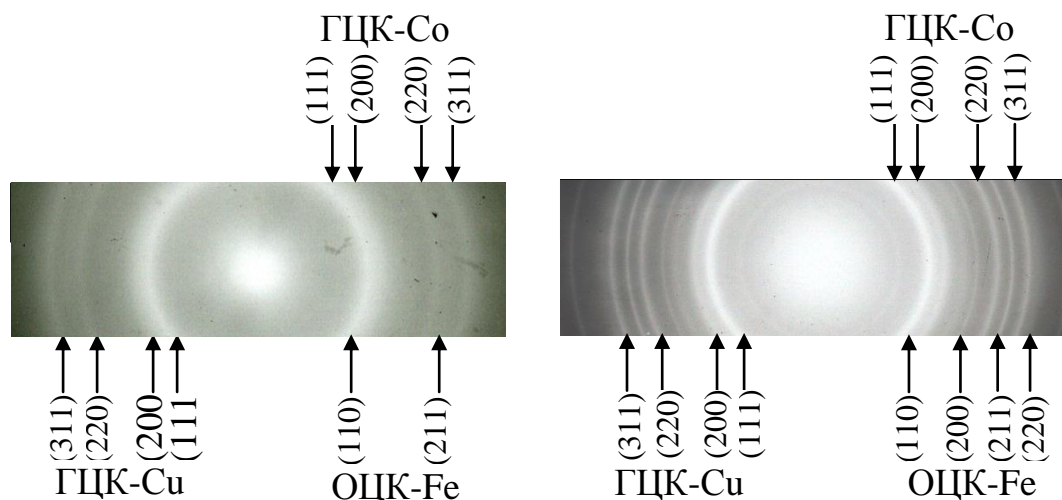


Рис. 3.32. Електронограми від свіжесконденсованої (а) та відпаленої за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К (б) тришарової плівки Co/Cu/Fe/П ( $d_F = 30$  нм,  $d_N = 10$  нм), отриманої на підкладки за температури  $T_{\text{п}} = 400$  К

Таблиця 3.12

**Розшифровка електронограм свіжосконденсованої та відпаленої за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К тришарової плівки Co/Cu/Fe/П ( $d_F = 30$  нм,  $d_N = 10$  нм) отриманої на підкладки за температури  $T_{\text{п}} = 400$  К**

Свіжосконденсована				Відпалена при 700 К			
№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза	№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза
1	0,209	111	ГЦК-Cu	1	0,206	111, 111	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
2	0,206	111	ГЦК-Co	2	0,203	110	ОЦК-Fe
3	0,202	110	ОЦК-Fe	3	0,179	200,200	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
4	0,180	200 200	ГЦК-Co, ГЦК-Cu	4	0,143	200	ОЦК-Fe
5	0,127	220 220	ГЦК-Co, ГЦК-Cu	5	0,126	220,220	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
6	0,117	211	ОЦК-Fe	6	0,117	211	ОЦК-Fe
7	0,107	311 311	ГЦК-Co, ГЦК-Cu	7	0,107	311, 311	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
				8	0,102	220	ОЦК-Fe

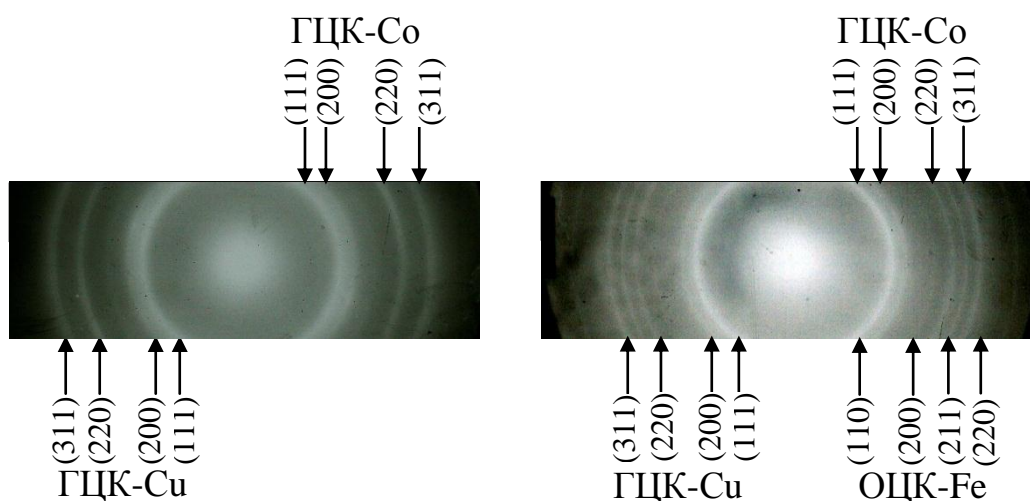


Рис. 3.33. Електронограми від свіжосконденсованої (а) та відпаленої за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К (б) тришарової плівки Co/Cu/Fe/П ( $d_F = 40$  нм,  $d_N = 15$  нм) отриманої на підкладки за температури  $T_{\text{п}} = 550$  К

Таблиця 3.13

**Розшифровка електронограм свіжосконденсованої та відпаленої за температури  $T_{\text{відп}} = 700$  К тришарової плівки Co/Cu/Fe/П ( $d_F = 40$  нм,  $d_N = 15$  нм), отриманої на підкладки за температури  $T_{\text{п}} = 550$  К**

Свіжосконденсована				Відпалена при 700 К			
№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза	№	$d$ , нм	$hkl$	Фаза
1	0,209	111	ГЦК-Cu	1	0,207	111	ГЦК-Cu
2	0,206	111 110	ГЦК-Co, ОЦК-Fe	2	0,203	200, 110	ГЦК-Co, ОЦК-Fe
3	0,144	331	ОЦК-Fe	3	0,143	200	ОЦК-Fe
4	0,179	200 200	ГЦК-Co, ГЦК-Cu	4	0,126	220, 220	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
5	0,156	211	ОЦК-Fe	5	0,116	211	ОЦК-Fe
6	0,127	220 220	ГЦК-Co, ГЦК-Cu	6	0,108	311, 311	ГЦК-Co, ГЦК-Cu
7	1,081	311, 311	ГЦК-Co, ГЦК-Cu	7	0,103	220	ОЦК-Fe

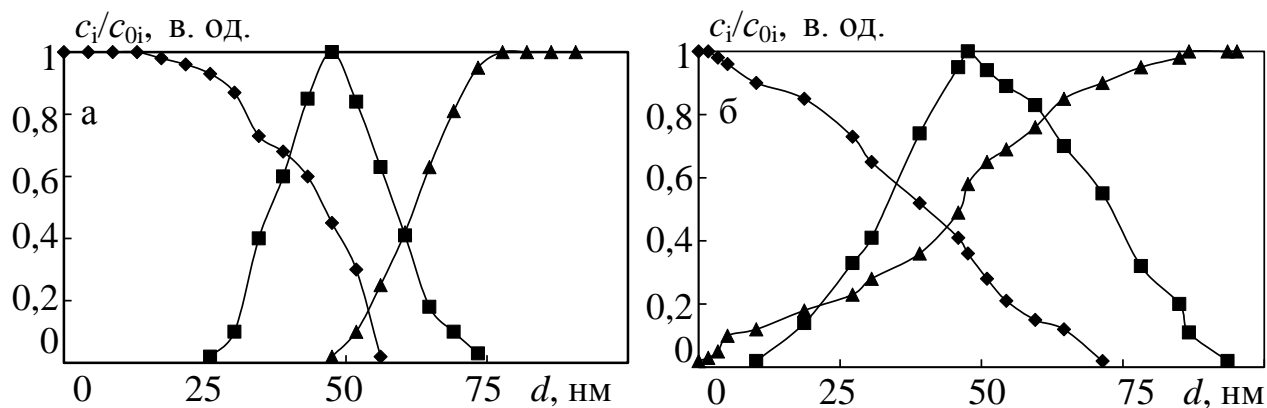


Рис. 3.34. Концентраційні профілі від плівки  $\text{Co}(40)/\text{Cu}(10)/\text{Fe}(40)/\text{П}$  ( $\blacklozenge\blacklozenge\blacklozenge$  – Co,  $\blacksquare\blacksquare\blacksquare$  – Cu,  $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$  – Fe) отриманої на підкладці за температури  $T_n = 400$  К в свіжесконденсованому (а) та відпаленому (за температури 550 К (б)) стані

### 3.2.5. Топологія поверхні плівок однокомпонентних плівок Fe та двошарових систем Cu/Fe [308]

Значний вплив на електрофізичні та магніторезистивні властивості багатошарових плівкових систем має якість інтерфейсів, особливо їх шорсткість. Аналізу впливу міжфазних границь на ці властивості присвячена значна кількість робіт (див., наприклад [309 – 312]). Доведено, що у випадку, коли спінові асиметрії (залежність розсіювання електронів провідності від напрямку спіну) для міжфазного і об'ємного механізмів розсіювання електронів однакові, амплітуда ефекту ГМО збільшується зі збільшенням шорсткостей. Коли ж спінові асиметрії різні, то амплітуда ГМО при деяких параметрах шорсткостей має мінімум. Відомо, що відпалювання є одним з ефективних засобів впливу на мікроструктуру і топографію поверхні плівки. Було проведено дослідження структури та топографії контактуючих поверхонь інтерфейсів без термообробки та після її проведення.

Для вивчення цього питання та впливу на стан шарів температури відпалювання нами були проведені АСМ – дослідження поверхонь як невідпалених так і відпалених плівок Fe та Cu/Fe на підкладці. АСМ – зображення поверхонь однокомпонентних плівок Fe та двошарових систем Cu/Fe на підкладці у

невідпаленому стані та відпалених за температури 550 К і 700 К станах подані на рис. 3.35 і рис. 3.36.

Слід відмітити, що у випадку АСМ – дослідження поверхонь металевих плівок можна отримати розміри глобул, а не кристалітів. Глобула, у цьому випадку, є конгломератом кристалітів з середнім розміром, який перевищує розмір кристалітів в 2 – 5 разів. Такі ж результати (на основі досліджень рентгенівської дифракції, атомно-силової та растрової мікроскопії) отримані в роботі [314] для системи Fe/Cu/Fe.

Як видно з рисунків, усі плівкові зразки є полікристалічними. На поверхні невідпалених зразків спостерігаються глобули округлої форми. За методикою, описаною у п. 2.7, нами був проведений розрахунок діаметра глобул та шорсткості поверхні.

З рис. 3.35 а та рис. 3.36 а видно, що мідь у значній мірі змінює топографію поверхні плівки заліза. Максимальний перепад профілю для невідпалених плівок Fe складає до 40 нм, а для невідпалених плівок Cu(15 нм)/Fe(30 нм)/П ця величина – 20 нм. Діаметр глобул зменшується від 150 – 200 нм (Fe) до 25 – 60 нм для Cu/Fe/П. У роботі [313] були досліджені плівки Fe в інтервалі товщини від 20 нм до 270 нм, отримані магнетронним напиленням. За результатами досліджень можна зробити висновок, що плівки заліза мають чітко виражену глобулярну будову. Ймовірно, така ситуація спостерігається і в нашому випадку (рис. 3.35 а). Після відпалювання в надвисокому безмасляному вакуумі за температури 550 К на поверхні плівки заліза спостерігаються глобули з середнім діаметром 85 – 100 нм (рис. 3.35 б), а на поверхні плівки Cu(15 нм)/Fe(30 нм)/П (рис. 3.36 б) – глобули з середнім діаметром 40 – 70 нм. Величина шорсткості поверхні Fe становить 6,8 – 7,4 нм, а для поверхні Cu/Fe/П збільшується до 8,9 – 9,4 нм. Відпалювання цих зразків за температури 700 К (рис. 3.35 в, рис. 3.36 в) призводить до деякого збільшення діаметра глобул до 110 – 120 нм (для Fe) та 60 – 90 нм (для Cu/Fe/П). Але у випадку заліза поверхня плівки більш суттєво згладжується ( $Sq = 0,1 - 0,3$  нм) у порівнянні з поверхнею Cu/Fe/П ( $Sq = 3,0 - 3,4$  нм).

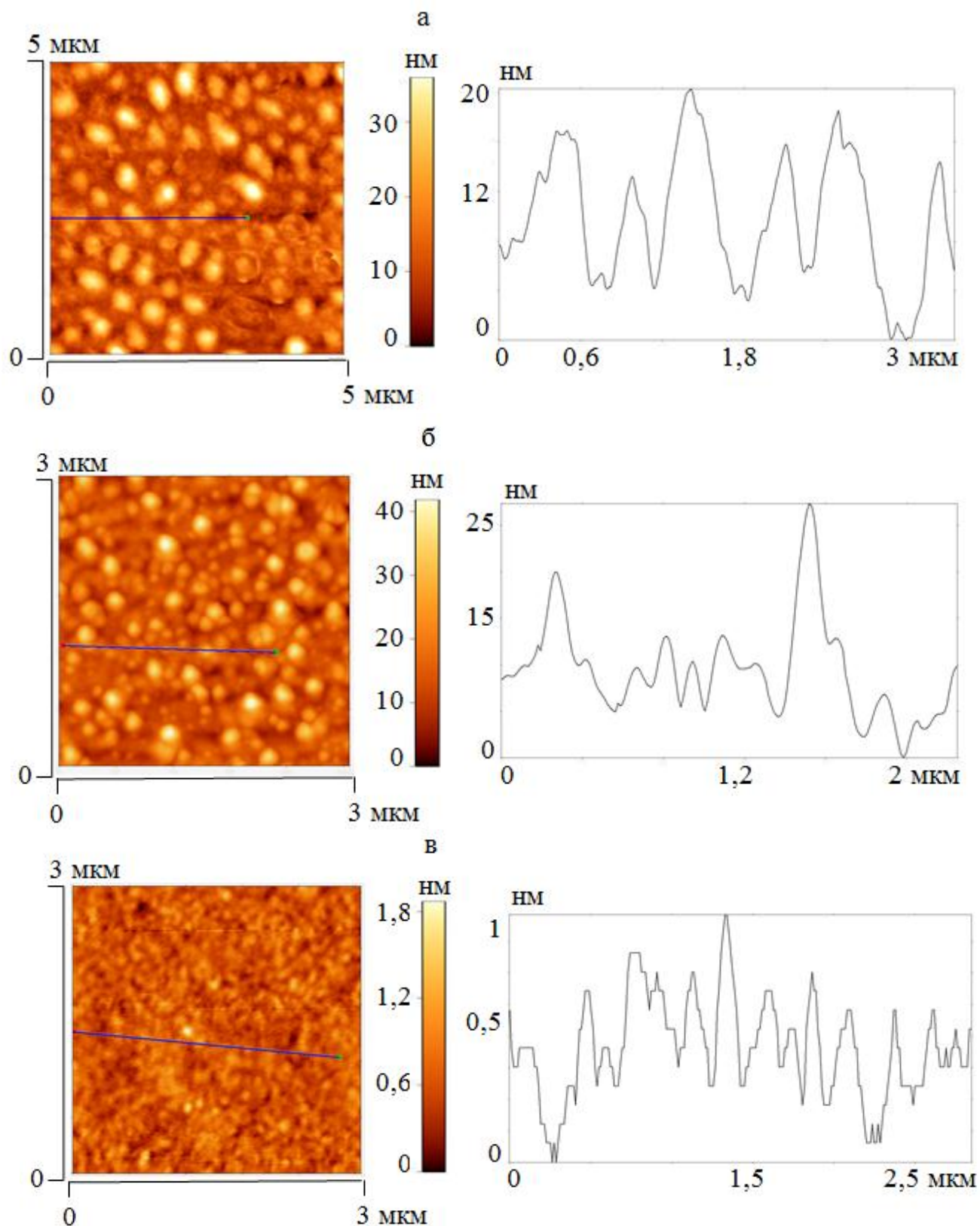
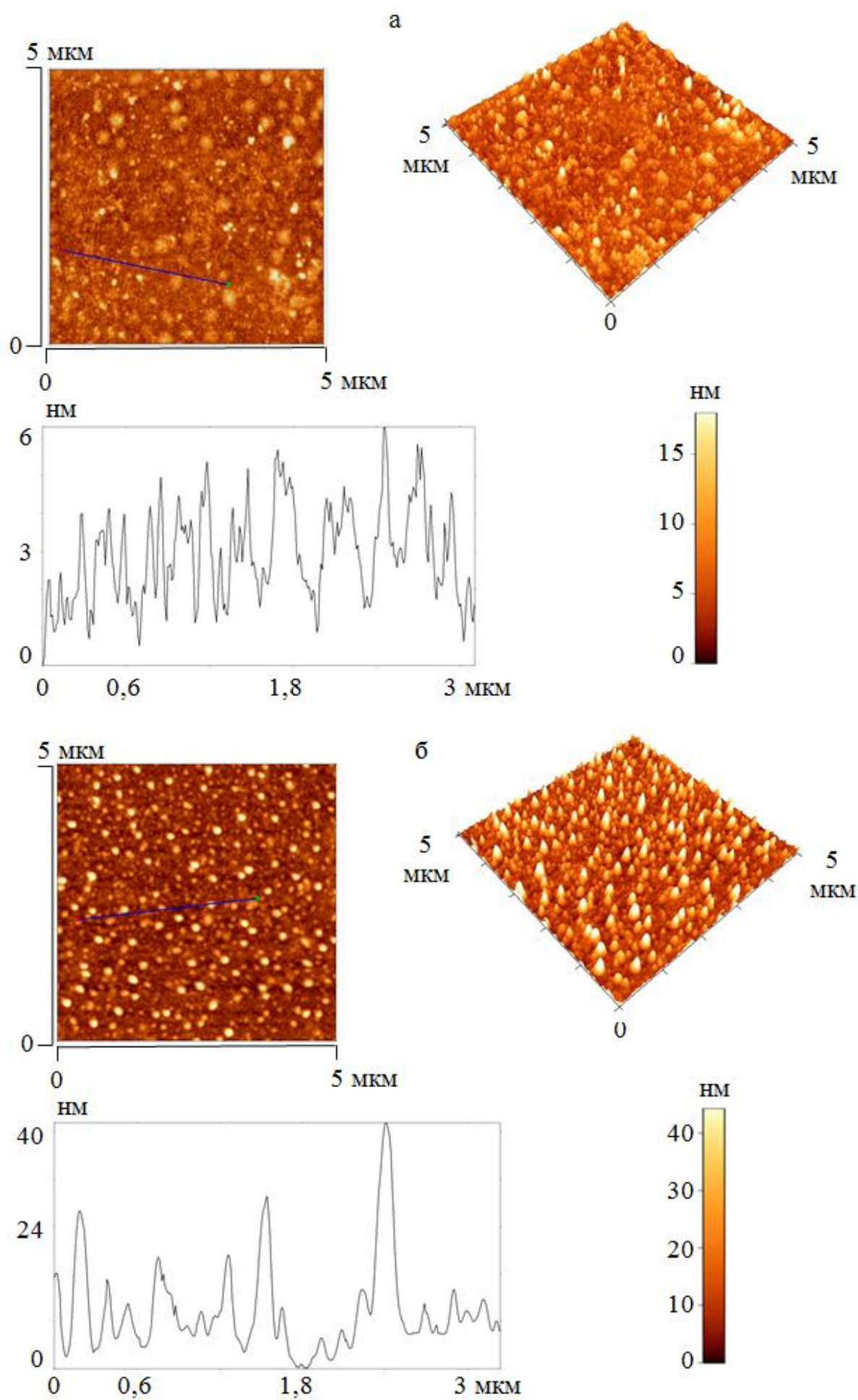


Рис. 3.35. АСМ – зображення невідпаленої (а), відпаленої до 550 К (б) і до 700 К (в) плівки Fe/P





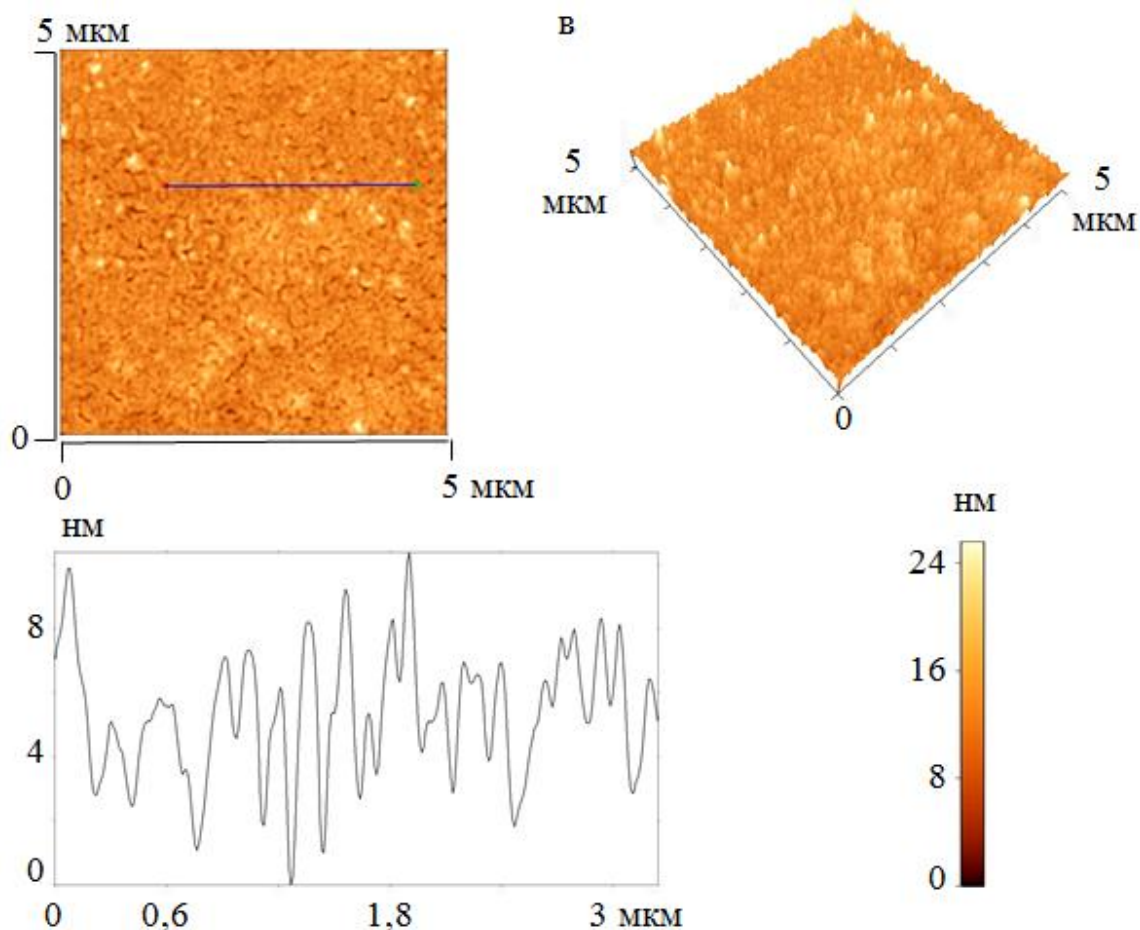


Рис. 3.36. АСМ – зображення невідпаленої (а), відпаленої за температури 550 К (б) і за 700 К (в) плівки Cu/Fe/П

При цьому на поверхні міді з'являються мікроотвори (рис. 3.36 в) - "містки", якими наступний шар феромагнітного металу зв'язується з шаром заліза. Порушення структурної суцільності немагнітного шару призводить до зникнення ефекту ГМО.

### Висновки до розділу 3

1. За результатами електронно-мікроскопічних та електронографічних досліджень встановлено фазовий та елементний склад тришарових плівок на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu з  $d_F = 20 - 40$  нм,  $d_N = 5 - 20$  нм у широкому інтервалі концентрацій компонент:

– при  $C_{\text{Ni}} = 60 - 80$  % свіжосконденсовані тришарові плівки мають фазовий склад

ГЦК-FeNi<sub>3</sub> + ГЦК-Cu, після відпалювання за температури 700 К з наступним охолодженням до 300 К фазовий склад відповідає ГЦК – т.р. FeNi<sub>3</sub> (Cu) з параметром решітки  $a = 0,357 - 0,360$  нм;

– при  $C_{Ni} = 40 - 50$  % фазовий склад свіжосконденсованих зразків відповідає ГЦК-FeNi + ГЦК-Cu, після відпалювання за температури 700 К – ГЦК – т.р. FeNi (Cu) з параметром решітки  $a = 0,360-0,361$  нм;

– при  $C_{Ni} \leq 30$  % свіжосконденсовані тришарові плівки мають фазовий склад ОЦК-Fe-Ni + ГЦК-Cu, після термообробки зміна фазового складу не фіксується.

2. Встановлено фазовий та елементний склад тришарових плівок на основі Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> і Co та Cu з  $d_F = 30 - 40$  нм,  $d_N = 5 - 20$  нм у широкому інтервалі концентрацій компонент у шарі Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>:

– при  $C_{Ni} = 60 - 80$  % свіжосконденсовані тришарові плівки мають фазовий склад ГЦК-FeNi<sub>3</sub> + ГЦК-Cu + ГЦК – Co, після відпалювання за температури 700 К з наступним охолодженням до 300 К фазовий склад відповідає ГЦК – т.р. FeNi<sub>3</sub> (Cu, Co) з параметром решітки  $a = 0,359 - 0,361$  нм;

– при  $C_{Ni} = 40 - 50$  % фазовий склад свіжосконденсованих зразків відповідає ГЦК-FeNi + ГЦК-Cu + ГЦК-Co, після відпалювання за температури 700 К – ГЦК-т.р. FeNi (Cu, Co) з параметром решітки  $a = 0,358 - 0,361$  нм;

– при  $C_{Ni} \leq 30$  % як свіжосконденсовані так і термостабілізовані зразки мають фазовий склад ГЦК-Co + ОЦК-Fe-Ni + ГЦК-Cu.

3. Невідпалена плівкова система Co/Cu/Fe складається із ГЦП-Co, ГЦК-Cu та ОЦК-Fe. Після термостабілізації за 700 К, з'являється ГЦК-Co з параметром решітки  $a = 0,355 - 0,356$  нм. Результати пошарового аналізу зразків підтверджують, збереження індивідуальність шарів як в невідпаленому стані, так і після відпалювання за температури 700 К. У зразках Co/Cu/Fe/П з  $d_N < 5$  нм після термообробки за температури 700 К фазовий склад змінюється до т.р.  $\beta - Co$  (Fe, Cu) з параметром решітки  $a = 0,357 - 0,358$  нм. При отриманні зразків за температури підкладки вищої за кімнатну (400 К, 550 К, 700 К) в свіжосконденсованих системах Co/Cu/Fe для Co фіксується лише фаза  $\beta - Co$ .

4. У плівках Co, Fe та сплавів Co<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>, Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> при товщинах менше 20



нм незалежно від складу і товщини спостерігається острівцева структура з розмірами острівців (нанокристалітів) менше 3 нм (невідпалені плівки), які утворюють класичну "лабіринтну" структуру. У результаті відпалювання внаслідок коалесценції розміри острівців збільшуються до 20–30 нм у залежності від товщини плівки.

5. Дослідження топології поверхні плівок Fe та Cu/Fe показали, що мідь у значній мірі згладжує поверхню плівки Fe. Відпалювання за температури 700 K призводить до порушення структурної суцільності немагнітного шару і в прошарку міді з'являються мікроотвори.

## РОЗДІЛ 4

### ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ ТРИШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ

Багатошарові плівкові структури, у яких реалізується спін-залежне розсіювання електронів провідності (спостерігається явище ГМО), умовно можуть бути поділені на дві групи: надрешітки типу Fe/Cr і так звані спін-вентильні структури. У надрешітках магнітні шари можуть бути впорядковані антипаралельно як наслідок дії через немагнітний прошарок антиферромагнітної взаємодії і при внесенні в достатньо сильне магнітне поле відбувається перехід до паралельної конфігурації намагніченості. У спін-вентильних структурах, як і у надрешітках, реалізація ефекта ГМО також відбувається при зміні конфігурації намагніченості в сусідніх шарах. Однак особливість спін-вентильних структур полягає в тому, що для отримання потрібної конфігурації намагніченості використовується не осцилююча обмінна взаємодія, а зовнішнє магнітне поле (див. наприклад [170, 183, 315 – 317]). У теперішній час створено достатньо велику кількість різних типів спін-вентильних структур (з нижнім розташуванням антиферромагнетика, з верхнім розташуванням антиферромагнетика, подвійна чи симетрична спін-вентильна структура та ін. [318 – 320]). Однією з найбільш цікавих є структура у вигляді комбінації магнітожостких і магнітом'яких шарів, розділених відносно товстим немагнітним прошарком (асиметричні структури). Такі структури є перспективними для прикладного використання внаслідок покращених своїх характеристик (достатньо великі значення ефекта ГМО, низькі поля насичення та ін.)

У цьому розділі представлені результати експериментальних та теоретичних досліджень магніторезистивного ефекту в симетричних і асиметричних тришарових полікристалічних плівках спін-вентильного типу – функціональних елементів спінтроники.

## 4.1. Результати експериментального дослідження магніторезистивного ефекту в тришарових плівках [321 – 331]

### 4.1.1. Польові залежності магнітоопору свіжосконденсованих плівкових систем

**Система  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ .** Розглянемо результати дослідження магніторезистивного ефекту у тришарових плівкових системах на основі сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu у широкому інтервалі як товщин шарів, так і концентрацій компонент магнітного сплаву.

Очевидно, що характер польових залежностей та величина магнітоопору свіжосконденсованих тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\Pi$  буде визначатися фазовим складом феромагнітних шарів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та залежати від товщин як прошарку Cu ( $d_N$ ), так і магнітних шарів ( $d_F$ ). З даних наведених на рис. 4.1 можна судити про інтервали концентрацій і товщин шарів, у яких спостерігався як позитивний поздовжній (опір збільшується при прикладенні зовнішнього магнітного поля до розмагніченого зразка), так і негативний (відповідно опір зменшується) магніторезистивний ефект.

Залежно від товщини шарів та концентрації нікелю в магнітних шарах можна виділити три типи польових залежностей магнітоопору: перший – залежності, які мають анізотропний характер (рис. 4.1 а), другий – гістерезисні ізотропні польові залежності з насиченням у відносно слабких магнітних полях ( $B_S < 10$  мТл) (рис. 4.1 б, в), третій – безгістерезисні ізотропні залежності з насиченням у магнітних полях більше 0,2 Тл (рис. 4.1 г – е). Розглянемо детальніше особливості польових залежностей магнітоопору свіжосконденсованих тришарових плівок.

Анізотропний характер польових залежностей магнітоопору (позитивний поздовжній та негативний поперечний магнітоопір) реалізується для всіх досліджуваних тришарових зразків з товщиною немагнітного прошарку  $d_N = 1 - 3$  нм, незалежно від товщини магнітних шарів  $d_F$  та концентрації компонент в магнітних шарах. На рис. 4.1 а як ілюстрації представлені типові залежності повздовжнього та поперечного магнітоопору від індукції зовнішнього магнітного

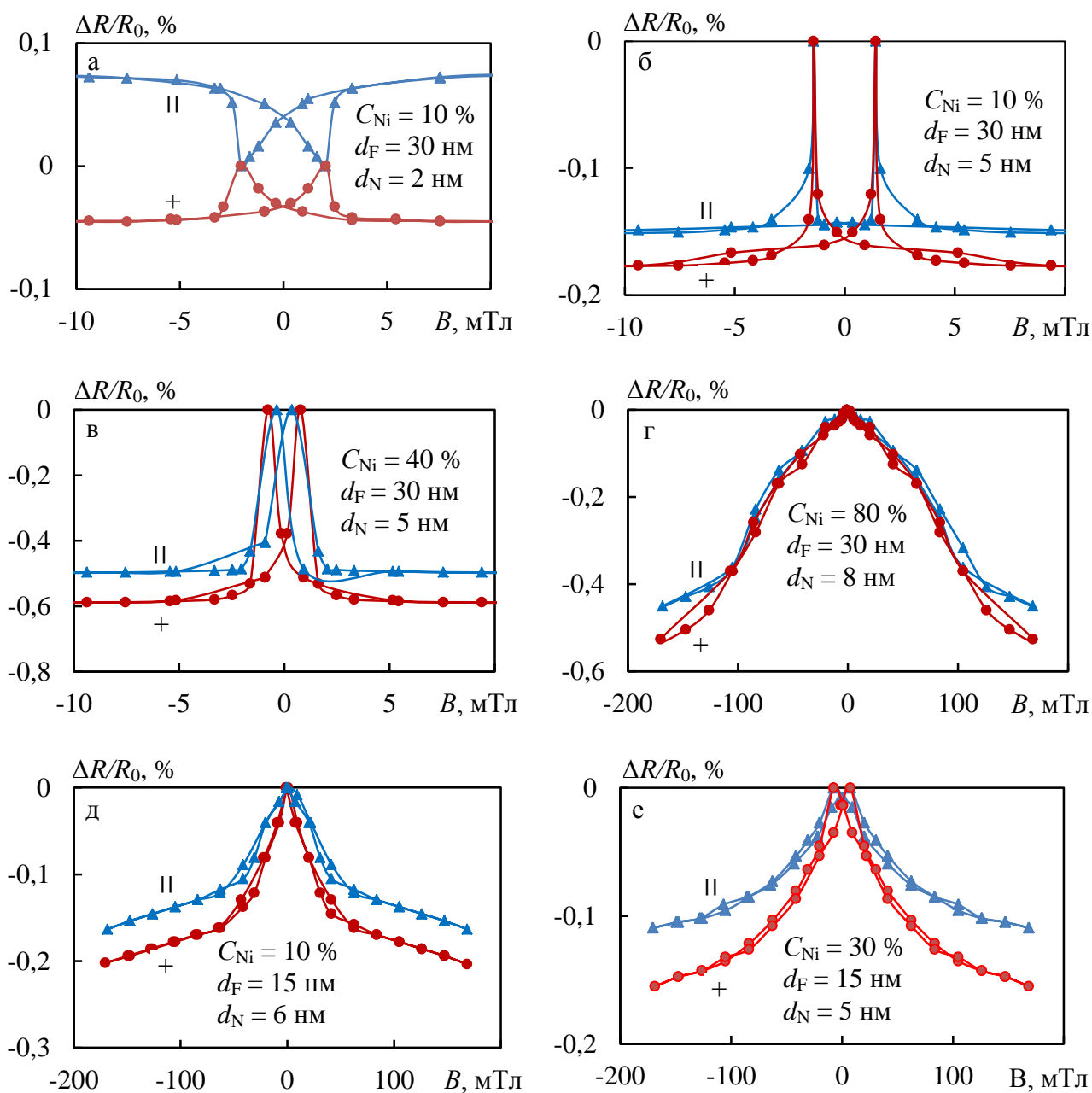


Рис. 4.1. Польові залежності поздовжнього (II) та поперечного (+) магнітоопору для свіжосконденсованих тришарових плівкових систем  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}/\Pi$  із різною концентрацією Ni в магнітних шарах. ( $C_{Ni}$  – концентрація Ni в магнітному шарі,  $d_F$  – товщина магнітного шару,  $d_N$  – товщина шару міді). Температура вимірювання магнітоопору 300 К

поля для тришарової  $\text{Fe}_{90}\text{Ni}_{10}/\text{Cu}/\text{Fe}_{90}\text{Ni}_{10}$  з  $d_F = 30$  нм і  $d_N = 2$  нм (температура вимірювання  $T_B = 300$  К). Як видно з рисунка, ці залежності аналогічні відповідним залежностям для одношарових плівок сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  представленими в роботах [332 – 335]. Спільним для всіх польових залежностей  $(\Delta R/R_0)(B)$  із анізотропним характером є різка зміна МО в інтервалі полів  $-2 - 2$  мТл і тенденція до насичення в більш сильних полях.

Слід зазначити, що величина повздовжнього та поперечного МО для невідпалених тришарових  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  є розмірно та концентраційно залежними. У цих зразках, які є магнітовпорядкованими, магнітоопір відображає магнітний внесок у розсіювання електронів провідності і залежить від величини та орієнтації спонтанної намагніченості. Причиною анізотропного магнітоопору у ферромагнетиках є взаємодія електронів провідності із зовнішніми електронами, спінові моменти яких спричиняють спонтанну намагніченість [10]. Також характерною особливістю магнітовпорядкованих речовин є наявність у них кривої намагнічування та петлі гістерезису [269]. У зв'язку з цим у тришарових зразках на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  із  $d_F = 30 - 50$  нм та  $\text{Cu}$  із  $d_N < 3$  нм спостерігається гістерезис МО при циклічній зміні магнітного поля  $V_{\max} \rightarrow 0 \rightarrow (-V_{\max}) \rightarrow 0 \rightarrow V_{\max}$ . Згідно з [336], основними причинами магнітного і, як наслідок, магніторезистивного гістерезису в цьому випадку є затримка зміщення меж між доменами (незворотне зміщення), незворотне обертання спонтанної намагніченості та затримка утворення і росту зародків перемагнічення. Зазначимо, що для всіх зразків величина як повздовжнього, так і поперечного анізотропного магнітоопору становить малу величину і за кімнатної температури не перевищує 0,1%. Наявність АМО за таких ефективних товщин немагнітного прошарку може бути пов'язана з відсутністю структурно суцільного шару міді. Внаслідок цього існує досить сильний прямий магнітний зв'язок шарів  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Така взаємодія перешкоджає їх роздільному перемагнічуванню, а отже, не призводить і до виникнення спін-залежного розсіювання електронів. Таку плівку наближено можна розглядати як одношарову плівку сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з ефективною товщиною  $2d_F$  із

включенням острівців Cu. Підтвердженням такого факту можуть бути експериментальні результати, отримані у роботі [337], де на прикладі тришарових плівок Co/Cu/Co/П показано, що при малій товщині немагнітного прошарку ( $d_{Cu} < 2$  нм) у плівках доменні стінки є стінками з перетяжками, як і в одношарових плівках Co. Наявність стінок із перетяжками у тришарових плівках свідчить про існування прямої обмінної взаємодії між магнітними шарами через феромагнітні містки у прошарку Cu. Тому такі плівки можна розглядати як одношарові товщиною  $2d_{Co}$  із включенням острівців міді між магнітними шарами. Як і у нашому випадку, для тришарових плівок Co/Cu/Co/П з  $d_{Cu} < 2$  нм спостерігався анізотропний характер магнітоопору.

Слід зазначити, що анізотропний характер польових залежностей магнітоопору спостерігається для тришарових плівок  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}/П$  із концентрацією нікеля в магнітних шарах  $C_{Ni} > 90\%$  незалежно від їх товщини та товщини прошарку міді ( $d_N = 3 - 20$  нм).

Аналогічні результати отримані і для тришарових плівок Ni/Cu/Ni/П. Проте слід зазначити, що для мультишарів Ni/Cu може реалізуватися ефект ГМО величиною 9 % за температури 4,2 К. Така відмінність може бути зумовлена тим, що зразки були отриманні в різних технологічних умовах та різними методами. При використанні електронно-променевого (шари  $Fe_xNi_{100-x}$ ) та резистивного (шар Cu) випаровування під час конденсації можливе утворення на інтерфейсах твердих розчинів  $FeNi_3$  (Cu),  $FeNi$  (Cu) чи  $Ni$  (Cu). При цьому внаслідок взаємної дифузії атомів ширина інтерфейсів може бути достатньо великою (до 20 нм), що підтверджується дослідженнями дифузійних процесів у тришарових плівках. Утворення твердих розчинів може призводити до зменшення магнітних моментів в області змішування та до появи прямої обмінної взаємодії між магнітними шарами. Ці процеси призводять до значного зменшення ролі спін-залежного розсіювання або взагалі до їх виключення. Тому явище ГМО за кімнатної температури для згаданих плівок у нашому випадку не спостерігалось.

При зниженні температури вимірювання до 120 К суттєвих змін польових залежностей анізотропного магнітоопору не спостерігається. Фіксується лише зміщення піків на залежностях в напрямку більш сильних магнітних полів, що пов'язано зі зростанням коерцитивної сили плівок.

Дещо інші результати дослідження магнітоопору спостерігаються для тришарових плівок в інтервалі товщин  $d_N = 3 - 15$  нм та  $d_F = 15 - 40$  нм. Для свіжосконденсованих плівок має місце ізотропність польових залежностей, що є ознакою ефекту гігантського магнітоопору (рис. 4.1 б – е). Зауважимо, що на рис. 4.1 та інших від'ємне значення магнітоопору показує, що електроопір розмагніченого зразка падає при внесенні його у магнітне поле. Крім того, залежно від товщин як магнітних, так і немагнітних шарів та концентрації компонент може спостерігатися (або не спостерігатися) гістерезис магніторезистивного ефекту. Розглянемо спочатку особливості поведінки гістерезисних польових залежностей.

У зазначених структурах відносно слабке магнітне поле переводить систему від антиферомагнітного впорядкування до феромагнітного, що й призводить до зменшення опору зразка, тобто реалізується ефект ГМО. Джерелом гігантського магнітоопору є механізм неоднакового розсіювання двох груп електронів зі спінами, що відрізняються орієнтацією відносно до напрямку намагніченості розсіюючої електрони магнітної структури. Для реалізації цього механізму необхідно, щоб середні довжини вільного пробігу електронів провідності  $l$  істотно розрізнялися для електронів з умовними напрямками спінів "вгору" і "вниз". Така ситуація спостерігається в  $3d$ -феромагнітних металах, де внаслідок обмінного розщеплювання (зміщення)  $3d^+$  і  $3d^-$  зон при  $E > E_F$  ( $E_F$  – енергія Фермі) виникають відмінності в густині незайнятих станів, у які розсіюються електрони із спінами "вгору" і "вниз", що і призводить до залежності величини розсіювання від напрямку спіну електронів. У результаті електрони із спіном "вгору" слабо розсіюються. Навпаки, електрони зі спіном "вниз" розсіюються сильніше. Розсіюючими центрами для цих електронів є магнітні неоднорідності, дефекти

кристалічної будови, межі зерен, теплові коливання решітки (фонони). Відношення довжин вільного пробігу [338] цих двох груп електронів у мультишарових структурах становить  $l_{\uparrow}/l_{\downarrow} \sim 5 - 10$ .

Таке пояснення механізму виникнення ефекту ГМО було запропоноване в роботі [6], де й була висунута гіпотеза, згідно з якою зазначений ефект зумовлений спін-залежним розсіянням носіїв заряду на інтерфейсах багатошарової плівки [6] та в об'ємі шарів металу [339, 340].

У роботі [341] показано, що для багатошарових плівок, які складаються з магнітних шарів металу одного сорту, амплітуда МО не залежить від розміщення розсіюючих центрів, що є наслідком того, що формули, які описують МО, були отримані для граничних значень параметрів дзеркальності. Однак у випадку асиметричних систем величина МО буде залежати від розміщення центрів розсіювання електронів. Так, зокрема, якщо домінуючим механізмом СЗР електронів є їх розсіювання на інтерфейсах з проходженням у сусідній шар металу то виконується нерівність:

$$P_{jn}^{(n-j)s} + Q_{nj}^{(j-n)s} \leq 1, \quad (4.1)$$

де  $P_{jn}^{(n-j)s}$  – ймовірність дзеркального розсіювання електронів на інтерфейсах зразка;

$Q_{nj}^{(j-n)s}$  – ймовірність проходження носія заряду у сусідній шар металу без розсіювання.

Збільшення величини  $P_{jn}^s$  призводить до зменшення асиметрії спін-залежного розсіювання електрона з проходженням у сусідній шар металу, і, відповідно, амплітуда ефекту ГМО буде зменшуватися. При цьому, якщо ефект зумовлений, наприклад, асиметрією СЗР електронів на зовнішніх поверхнях, то збільшення  $P_{jn}^s$  призводить до збільшення величини магнітоопору, оскільки у цьому разі носій заряду не втрачає інформації про свій спін. Таким чином, протиріччя, які спостерігаються експериментально під час дослідження амплітуди



ефекту ГМО залежно від ступеня дзеркальності меж, очевидно, зумовлені тим, що, оскільки багатошарові плівки отримують різними методами і в відмінних технологічних умовах, то це призводить до різного розміщення центрів, що асиметрично розсіюють електрони та, відповідно, до різних результатів стосовно величини амплітуди ефекту ГМО. Залежність величини ефекту від технологічних умов приготування багатошарових зразків – це добре відомий факт [170], однак у даному випадку відзначається, що лише у разі розміщення центрів розсіяння електронів у інтерфейсах збільшення величини  $P_{jn}^s$  завжди зменшує амплітуду ефекту. При іншому розміщенні центрів збільшення параметрів дзеркальності призводить до збільшення ефекту.

Аналіз польових залежностей магнітоопору (рис. 4.1) свідчить про те, що їх вид суттєво залежить від товщини шарів та концентрації  $C_{Ni}$  у магнітних шарах. Так, для плівок  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}/P$  при концентрації нікеля в магнітних шарах  $C_{Ni} < 30\%$  при товщині магнітних шарів більше 25 нм та з  $d_N = 5 - 15$  нм фіксується гістерезис польових залежностей. Основною причиною магніторезистивного гістерезису є магнітний гістерезис феромагнітних шарів. При цьому збільшення та зменшення опору відбувається у вузькому інтервалі магнітного поля – на польових залежностях спостерігаються чіткі та гострі піки. Це свідчить про те, що внаслідок відносно великої ефективної товщини немагнітного прошарку ( $d_N = 5 - 10$  нм) відбувається значне послаблення обмінної взаємодії між магнітними шарами. Підтвердженням цього є малі поля насичення ( $B_S < 10$  мТл). Перемагнічування таких плівок відбувається аналогічно спін-вентильним структурам. Відмінністю є лише те, що верхній і нижній шари перемагнічуються одночасно при майже однакових значеннях індукції зовнішнього магнітного поля (симетричні структури). Отримані результати добре узгоджуються з результатами, які отримані іншими авторами для тришарових структур зі спін-залежним розсіюванням електронів [342 – 345]. Також вони цілком узгоджуються з польовими залежностями, побудованими для симетричних магнітних структур за допомогою моделей перемагнічування, які представлені в

роботі [346]. Це підтверджує той факт, що механізм перемагнічування симетричної структури аналогічний механізму перемагнічування одношарової магнітної плівки: на краях плівки зароджуються області перемагнічування, які при збільшенні зовнішнього магнітного поля розширюються в глибину плівки, утворюючи  $180^\circ$  доменної стінки. Потім при досягненні деякого критичного значення індукції зовнішнього магнітного поля відбувається швидке перемагнічування центральної частини плівки. Отже, не дивлячись на те, що конденсація першого шару  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $C_{\text{Ni}} > 30\%$ ) здійснювалась на неорієнтовану підкладку (скло), а другого (такого самого елементного складу та однакової товщини) на полікристалічних шарах міді від гістерезисних залежностей магнітоопору тришарової системи цілком відповідає симетричній структурі.

Слід зазначити, що величина поперечного магнітоопору для всіх зразків дещо більша, ніж поздовжнього. Це зумовлено наявністю анізотропного магнітоопору феромагнітних шарів.

Щодо зразків, для яких відсутній магніторезистивний гістерезис, можна зазначити наступне. Для зразків з  $d_F = 10 - 25$  нм (незалежно від товщини прошарку) гістерезис магніторезистивного ефекту майже не спостерігається (рис. 4.1 д, е). При цьому тенденція до магнітного насичення проявляється при порівняно великих значеннях індукції магнітного поля ( $B > 100$  мТл). Відсутність гістерезису може бути пов'язана, як і у випадку [347], з малою величиною залишкової намагніченості магнітних шарів. Згідно з [348], при зменшенні товщини тонких плівок (або розмірів малих частинок) повинна зменшуватися намагніченість насичення, оскільки шар матеріалу складається з відносно небагатьох атомних площин, тому стає неможливою повна паралельна орієнтація спінів електронів  $3d$  – оболонки, яка виникає в результаті дії обмінних сил. Це явище спостерігається при кімнатній температурі й товщині шарів або розмірах частинок порядку (10 – 20) нм. До значного зменшення величини залишкової намагніченості для тришарових плівок з відносно малою товщиною магнітних шарів ( $d_F = 10 - 25$  нм) може призводити і утворення на межі поділу твердих

розчинів внаслідок конденсаційно-стимульованої дифузії. Також, однією з причин відсутності, як магнітного так і магніторезистивного гістерезису може бути реалізація суперпарамагнітного стану в зразках. Суперпарамагнітний стан може реалізуватися в гранульованих плівках, які утворюються в процесі відпалювання тришарових структур.

Для свіжосконденсованих зразків з відносно малою ефективною товщиною немагнітного прошарку ( $d_N = 3 - 5$ ,  $C_{Ni} < 70$  ат. %) нм та для зразків із  $C_{Ni} > 70$  ат. % (рис. 4.1 г) незалежно від товщини прошарку спостерігається відсутність магніторезистивного гістерезису. У першому випадку відсутність гістерезису, можливо, пов'язана з виникненням обмінної взаємодії між магнітними шарами. Підтвердженням цього є відносно великі поля насичення ( $B_S > 200$  мТл). У другому випадку відсутність гістерезису при відносно великих ефективних товщинах прошарку може бути пов'язана зі збільшенням ширини інтерфейсів при збільшенні концентрації Ni у магнітних шарах.

Слід зазначити, що гістерезис магнітоопору в спін-вентильних структурах залежить від величини поля анізотропії вільного шару і від міжшарової взаємодії та взаємного розташування трьох осей [349], а саме напрямків:

- однонаправленої осі анізотропії;
- осі легкого намагнічування вільного шару;
- прикладеного магнітного поля.

Міжшарова взаємодія, конфігурація магнітної анізотропії, поле одновісної анізотропії і напрямок прикладеного магнітного поля розглядаються в роботі [349] як чинники, що визначають реалізацію того чи іншого механізму перемагнічування, і як наслідок наявності чи відсутності магніторезистивного гістерезису. У спінових клапанах зі слабкою міжшаровою взаємодією у разі макроскопічних розмірів зразка отримати безгістерезисну польову залежність магнітоопору можливо тільки при значному відхиленні напрямку прикладеного магнітного поля від напрямку однонаправленої осі анізотропії.

Відсутність гістерезису також характерна для польових залежностей магнітоопору отриманих для гранульованих структур. Гранульовані структури можуть утворюватися в результаті почергової конденсації надтонких магнітних

( $d_F < 2$  нм) та немагнітних шарів ( $d_N < 2$  нм) за умови обмеженої розчинності відповідних металів. Крім того, утворення гранульованого сплаву можливе у процесі відпалювання багатошарових структур із дещо більшою товщиною шарів ( $d_F = 5 - 10$  нм,  $d_N = 2 - 10$  нм). Детальніше обговорення утворення гранульованих структур зі спін-залежним розсіюванням електронів у процесі відпалювання буде проведено в наступному підрозділі. Випадок утворення гранульованих сплавів у результаті одночасного випаровування феромагнітного та немагнітного металів в рамках даної роботи не розглядається.

**Несиметричні системи Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Co/Cu/Fe.** Розглянемо більш складні «псевдоспін-вентильні» структури, тобто структури, що складаються з шарів з різними магнітними і геометричними параметрами. Як було показано в роботі [346], різні співвідношення параметрів верхнього і нижнього шарів можуть істотно впливати на вид гістерезисних петель і характер процесу перемагнічування.

Так, у роботі [350] були розглянуті багатошарові системи, в яких антипаралельна конфігурація намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів досягається, якщо в якості феромагнітних шарів використовувати два феромагнетика з різною величиною коерцитивної сили. Тут антипаралельна конфігурація досягається при значеннях зовнішнього магнітного поля, величина якого знаходиться між коерцитивними силами різних феромагнітних шарів. У нашому випадку така ситуація реалізується у тришаровій структурі Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>. Для цієї системи шар Co є магнітожорстким, а шар сплаву Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> магнітом'яким. Результати експериментальних досліджень польових залежностей тришарової асиметричної системи Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> ( $0 < x < 100$ ) представлені нижче (рис. 4.2).

Для всіх досліджуваних невідпалених плівок Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> з  $d_N < 2$  нм незалежно від товщини  $d_F$  та концентрації нікеля  $C_{Ni}$  у магнітом'якому шарі також спостерігається анізотропний магнітоопір. Наявність АМО при малих товщинах

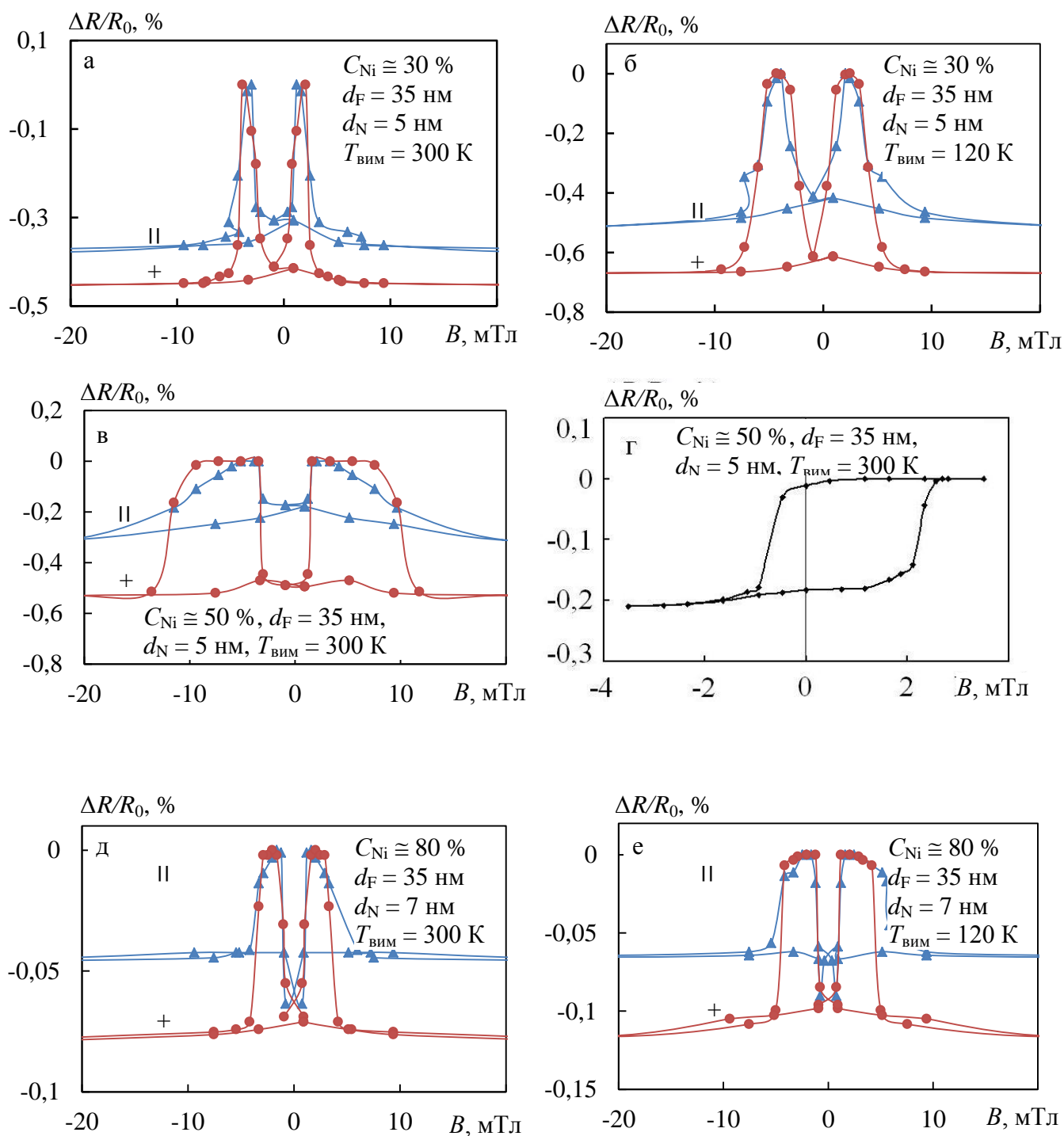


Рис. 4.2. Польові залежності поздовжнього (II) та поперечного (+) магнітоопору для свіжосконденсованих тришарових плівкових систем  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Pi}$  із різною концентрацією Ni в магнітом'якому шарі отримані при різних температурах вимірювання (г – частинна магніторезистивна петля). ( $C_{\text{Ni}}$  – концентрація Ni в магнітом'якому шарі,  $d_{\text{F}}$  – товщина магнітного шару,  $d_{\text{N}}$  – товщина шару міді)

прошарків пояснюється, як і для систем розглянутих вище, відсутністю неперервності немагнітних прошарків.

На рис. 4.2 показані залежності повздовжнього і поперечного МО для невідпалених плівок з різною концентрацією Ni у магнітом'якому шарі, одержані при температурах 120 та 300 К.

Для невідпалених зразків з  $d_N = 3 - 10$  нм спостерігаються ізотропні польові залежності, зумовлені спін-залежним розсіюванням електронів провідності, як і для розглянутих вище систем (рис. 4.2). Слід зазначити, що ізотропні польові залежності для несиметричних систем також можна умовно поділити на два типи. Перший – магніторезистивні петлі з гострим піком (рис. 4.2 а) та другий – магніторезистивні петлі з горизонтальною ділянкою (рис. 4.2 в, д).

Розглянемо більш детально причини виникнення різних типів польових залежностей магнітоопору. У несиметричних системах зміна опору структури відбувається при зміні взаємної орієнтації намагніченості магнітом'якого ( $Fe_xNi_{100-x}$ ) та магнітожорсткого (Co) шарів, тобто реалізується ефект ГМО. Різкі зміни МО, що спостерігаються на магніторезистивній петлі, відповідають роздільному перемагнічуванню магнітом'якого та магнітожорсткого шарів, які відбуваються в полях 2 та 7 мТл для системи Co/Cu/Fe<sub>50</sub>Ni<sub>50</sub> (рис. 4.2 в) і 2 та 3 мТл для системи Co/Cu/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> (рис. 4.2 д). У роботі [346] зазначено, що гістерезисна крива намагніченості складається з двох сходинок, що відповідають перемагнічуванню магнітом'якого і магнітожорсткого шарів. Крива магнітного гістерезису ефекта показує, що існує стійка антиферромагнітна конфігурація у певному інтервалі зовнішнього магнітного поля. З наведених у роботі [346] розподілів намагніченості видно, що перемагнічування магнітом'якого шару протікає більш неоднорідно, чим магнітожорсткого. Намагніченість магнітожорсткого шару змінюється стрибкоподібно, без сильного порушення однорідного розподілу перед перемагнічуванням. Магнітом'який шар, навпаки, перемагнічується більш неоднорідно, з поступовим розширенням областей перемагнічування з країв до центру шару. На кривій магнітного гістерезису це проявляється у "згладженості" першого стрибка і "кутуватості" другого. Як

правило, така картина спостерігається у випадку, коли магнітні шари мають майже однакові значення намагніченості насиченості та різні константи одновісної анізотропії.

При охолодженні зразків до 120 К (рис. 4.2 б, е) вид петель гістерезису магніторезистивного ефекту практично не змінюється. Спостерігається тільки збільшення величини ефекту і розширення та зміщення горизонтальної ділянки на магніторезистивній петлі в напрямку більш сильних полів.

На рис. (рис. 4.2 г) представлена частинна магніторезистивна петля, виміряна в полях, менших за поле перемагнічування магнітожорсткого шару (виміряна в діапазоні полів -5 до 5 мТл). Залежність МО від індукції магнітного поля дещо зміщена по осі абсцис відносно значення  $B = 0$ , що є наслідком взаємодії магнітожорсткого та магнітом'якого шарів через немагнітний прошарок. Аналогічні зсуви спостерігали автори [351] для спін-вентильних магніторезистивних структур на основі багат шарових плівок Co/Tb.

Для невідпалених зразків з  $d_N = 6 - 10$  нм спостерігаються типові магніторезистивні петлі, характерні для симетричних тришарових систем (відсутня горизонтальна ділянка на петлі). Це зумовлено зменшення різниці в полях перемагнічування магнітом'якого та магнітожорсткого шарів і, як наслідок, зміни форми магніторезистивної петлі.

Важливі, з точки зору прикладного застосування, результати дослідження магніторезистивного ефекту були отримані для тришарових плівок Co/Cu/Fe/Π. Тому розглянемо їх детальніше.

Для більш ґрунтовного розуміння магніторезистивних властивостей у тришарових плівках систем Co/Cu/Fe/Π спочатку були проведені докладні дослідження МО в двошарових магнітних плівках Co/Fe/Π. На рис. 4.3 а наведені типові залежності повздовжнього (||) і поперечного (+) МО від індукції зовнішнього магнітного поля для свіжесконденсованої двошарової плівки Co/Fe/Π ( $d_{Fe} = d_{Co} = d_F = 40$  нм). У всіх зразках товщиною шарів  $d_F = 20 - 40$  нм спостерігається анізотропія магнітоопору, яка характерна для однорідних

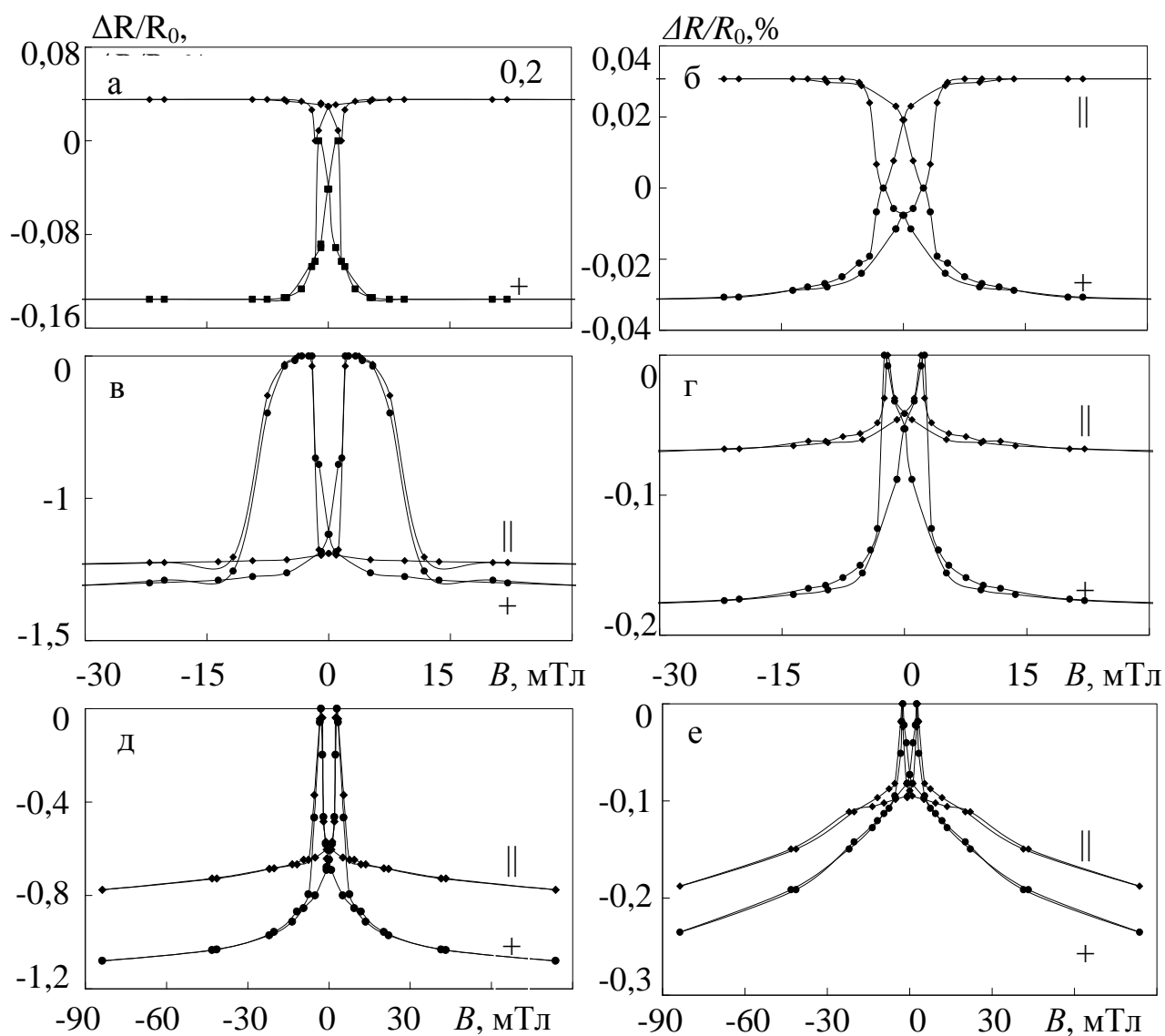


Рис. 4.3. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для свіжесконденсованих плівок: двошарової плівки Co/Fe/Π ( $d_{\text{Co,Fe}} = 50$  нм) (а), тришарових Co/Cu/Fe/Π (б-е) (б:  $d_{\text{F}} = 40$  нм,  $d_{\text{N}} = 2$  нм; в:  $d_{\text{F}} = 40$  нм,  $d_{\text{N}} = 3$  нм; г:  $d_{\text{F}} = 40$  нм,  $d_{\text{N}} = 10$  нм; д:  $d_{\text{F}} = 25$  нм,  $d_{\text{N}} = 4$  нм; е:  $d_{\text{F}} = 25$  нм,  $d_{\text{N}} = 10$  нм). Температура вимірювання 300 К



ферромагнетиків. АМО у ферромагнетиках реалізується за рахунок взаємодії «вільних» електронів провідності з внутрішніми електронами атомів, спінові моменти яких зумовлюють спонтанну намагніченість. Величина повздовжнього МО для цих зразків для складає 0,04 – 0,06 % та 0,14 – 0,16 % для поперечного.

У результаті проведеного дослідження магніторезистивного ефекту у свіжесконденсованих зразках Co/Cu/Fe/Π ( $T_{\pi} = 300$  K) з товщинами магнітних шарів  $d_F = 20 - 40$  нм та немагнітних шарів  $d_N = 2 - 30$  нм було встановлено, що для всіх досліджуваних систем при ефективній товщині прошарку  $d_N < 3$  нм (рис. 4.3 б) реалізується позитивний повздовжній магніторезистивний ефект (опір збільшується при внесенні зразка у магнітне поле). Тобто в таких системах реалізується АМО, який властивий як для однорідних ферромагнітних матеріалів, так і для магнітних структур з ферромагнітним зв'язком.

У свіжесконденсованих тришарових плівках систем Co/Cu/Fe ( $T_{\pi} = 300$  K) з ефективною товщиною шару міді  $d_N = 3-15$  нм (рис. 4.3 в – е) є характерними ізотропні польові залежності магнітоопору, величина якого складає 0,3 – 1,2 % за кімнатної температури. Для таких зразків диполь-дипольна взаємодія є відносно малою, а пряма обмінна взаємодія між цими шарами відсутня, оскільки хвильові функції магнітних іонів у сусідніх шарах не перекриваються (шари розділені спейсером (немагнітний прошарок), набагато товщим за типовий іонний радіус).

У таких плівкових системах, як і у розглянутих вище системах, внаслідок відносно товстого прошарку міжшарова обмінна взаємодія значно послаблюється, оскільки величина обох її компонент зменшується при збільшенні товщини проміжного шару (ферромагнітний зв'язок зменшується з товщиною прошарку експоненціально) [352]. Підтвердженням цього є наявність петлі магніторезистивного гістерезису та малі значення полів насичення ( $B_S < 20$  мТл) [353, 354]. Тому магнітна конфігурація плівкової системи змінюється від антипаралельної впорядкованості намагніченостей ферромагнітних 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 електронів провідності на межах поділу шарів та в об'ємі магнітних шарів [170, 353].

При товщині немагнітних прошарків  $d_N \sim 3$  нм (рис. 4.3 в) величина ГМО максимальна і становить 1,2 % за кімнатної температури та за однакової товщини магнітних шарів. Незначна величина ефекту ГМО при вказаних товщинах прошарку міді зумовлена наявністю феромагнітних містків через нього, що призводить до часткового порушення антипаралельної конфігурації.

При зменшенні товщини магнітних шарів насичення польових залежностей МО відбувається в більш сильних магнітних полях (рис. 4.3 д,е). Величина ізотропного МО при цьому суттєво не змінюється.

При охолодженні зразків до 120 К вид магніторезистивних петель залишається практично незмінним (незалежно від товщини шарів). Спостерігається лише збільшення величини ефекту ГМО та зміщення піків на залежності  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  від  $(B)$  в область більш сильного магнітного поля. Збільшення амплітуди ефекту при зниженні температури зумовлене зменшенням розсіяння електронів на фонах (особливо в немагнітному прошарку), що призводить до збільшення ролі процесів СЗР, яке є фізичною основою (як уже зазначалося раніше) явища ГМО, а також збільшується кількість електронів, що проходять з одного магнітного шару в інший.

Для узагальнення поданих вище результатів у таблиці 4.1 представлені основні характеристики (величина поздовжнього та поперечного МО  $(\Delta R/R_0)_{\max}$ , коерцитивна сила  $B_C$  і поле насичення  $B_S$ ) одношарових та пришарових свіжосконденсованих плівок.

Таким чином максимальне значення негативного ізотропного магнітоопору за кімнатної температури складає величину 1,5% для свіжосконденсованих «псевдоспін-вентильних» структур  $\text{Co/Cu/Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  з товщинами магнітних шарів  $d_F = 35$  нм та немагнітних шарів  $d_N = 5$  нм. Також слід відмітити можливість отримання безгістерезисних ізотропних польових залежностей для тришарових структур на основі сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu. Ці особливості мають важливе значення при прикладному використанні таких структур в якості функціональних елементів

з покращеними робочими характеристиками. Так, ефект гігантського магнітоопору має важливе технологічне значення не лише при розробці считуючих голівок для магнітних дисків, а й в якості датчиків магнітних полів. Виходячи з наведених експериментальних результатів найбільш важливими плівковими матеріалами є системи на основі  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$  і  $\text{Cu}$ ,  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ ,  $\text{Co}$  і  $\text{Cu}$  та  $\text{Fe}$ ,  $\text{Co}$  і  $\text{Cu}$ . В цілому, вибір системи залежить від конкретної технічної задачі.

Таблиця 4.1

**Параметри свіжосконденсованих плівок за кімнатної температури**

Зразок	$d_F$ , нм	$d_N$ , нм	$B_C$ , мТл	$B_S$ , мТл	$(\Delta R/R_0)_{\max(//)}$ , %	$(\Delta R/R_0)_{\max(+)}$ , %	Примітка
$\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$	60	-	1,2	4	0,5	-0,3	АМО
$\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$	60	-	2,4	6	0,3	-0,25	АМО
$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$	60	-	2	5	0,2	-0,3	АМО
$\text{Fe}_{70}\text{Ni}_{30}$	60	-	2,5	6	0,05	-0,1	АМО
$\text{Fe}_{90}\text{Ni}_{10}$	60	-	2,5	6	0,04	-0,06	АМО
$\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}/$ $\text{Cu}/\text{Fe}_{10}\text{Ni}_{90}$	35	5	-	50	0,4	-0,25	АМО
	35	8	-	200	-0,1	-0,1	Ознаки ГМО
	35	10	-	200	-0,07	-0,08	Ознаки ГМО
	35	15	-	200	-0,02	-0,02	Ознаки ГМО
$\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/$ $\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$	35	5	-	200	0,2	-0,25	АМО
	35	8	-	200	-0,4	-0,5	ГМО
	35	10	-	200	-0,3	-0,35	ГМО
	35	15	-	200	-0,05	-0,06	Ознаки ГМО
$\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}/$ $\text{Cu}/\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$	35	2	1	2,5	0,15	-0,2	АМО
	35	4	1,5	3	-0,1	-0,4	ГМО
	35	6	1	3	-1	-1,25	ГМО
	35	7	1	3	-0,06	-0,1	Ознаки ГМО

	20	5	-	100	-0,3	-0,4	Відсутність петлі гістерезису
Fe <sub>70</sub> Ni <sub>20</sub> / Cu/Fe <sub>70</sub> Ni <sub>20</sub>	35	5	0,6	3	-0,3	-0,4	ГМО
	35	8	1	4	-0,15	-0,2	ГМО
	20	6	-	200	-0,1	-0,12	Ознаки ГМО
	20	10	-	200	-0,05	-0,06	Ознаки ГМО
Fe <sub>90</sub> Ni <sub>10</sub> / Cu/Fe <sub>90</sub> Ni <sub>10</sub>	35	4	2	5	-0,3	-0,35	ГМО
	35	10	2	6	-0,12	-0,15	Ознаки ГМО
	20	5	-	200	-0,1	-0,12	Ознаки ГМО
	20	10	-	200	-0,05	-0,08	Ознаки ГМО
Co/Cu/ Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	35	5		7	-1,3	-1,5	ГМО
	35	7		7	-0,6	-0,7	ГМО
	35	10		7	-0,4	-0,5	ГМО
Co/Cu/ Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub>	35	5			-1,1	-1,2	ГМО
	35	7			-0,5	-0,6	ГМО
	35	10			-0,2	-0,25	Ознаки ГМО
Co/Cu/Fe	35	3			-1	-1,2	ГМО
	35	5			-0,7	-0,8	ГМО
	20	5	-	200	-0,08	-0,1	Ознаки ГМО

#### 4.1.2. Вплив термообробки на характер польових залежностей магнітоопору плівкових систем

Розглянемо вплив умов термообробки на характер польових залежностей магнітоопору плівкових систем. Отримання феромагнітних плівок із заданими магніторезистивними та магнітними властивостями може бути реалізовано за рахунок зміни таких технологічних параметрів як швидкість конденсації плівки, температура підкладки, а також температура відпалювання плівки. У наших експериментах всі отримані зразки були піддані поетапному відпалюванню у надвисокому безмасляному вакуумі за температур ( $T_{\text{відп}}$ ) 400 К, 550 К та 700 К. Тривалість термічної обробки при кожній температурі становила 15 хв.

**Система  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ .** На рис. 4.4 – 4.6 представлені залежності ізотропного магнітоопору від температури відпалювання для плівок із різними товщинами шарів та різною концентрацією компонент у магнітних шарах. Зауважимо, що тут будуть представлені експериментальні результати лише для зразків із вихідними ізотропними польовими залежностями, причиною яких є реалізація механізму спінозалежного розсіювання електронів провідності (ефект гігантського магнітоопору (ГМО)) тому, що для прикладних застосувань вони мають більший інтерес. Проаналізувавши ці залежності, можна зазначити наступне.

Залежно від концентрації компонент у магнітних шарах і їх товщини  $d_F$ , а також товщини немагнітного прошарку  $d_N$  вплив термообробки може бути суттєво різний. Так, для плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  з  $d_F = 20 - 30$  нм,  $d_N = 5 - 15$  нм та з  $C_{\text{Ni}} \leq 40$  % відпалювання за температур 400, 500, 600, та 700 К не призводить до зміни характеру ізотропних польових залежностей МО, окрім зміни амплітуди ефекту та розширення магніторезистивних петель (рис. 4.4). В інтервалі концентрацій нікелю  $C_{\text{Ni}} = 50 - 60$  ат. % та  $d_F = 20 - 30$  нм,  $d_N = 8 - 15$  нм високотемпературне відпалювання (600, 700 К) призводить до появи

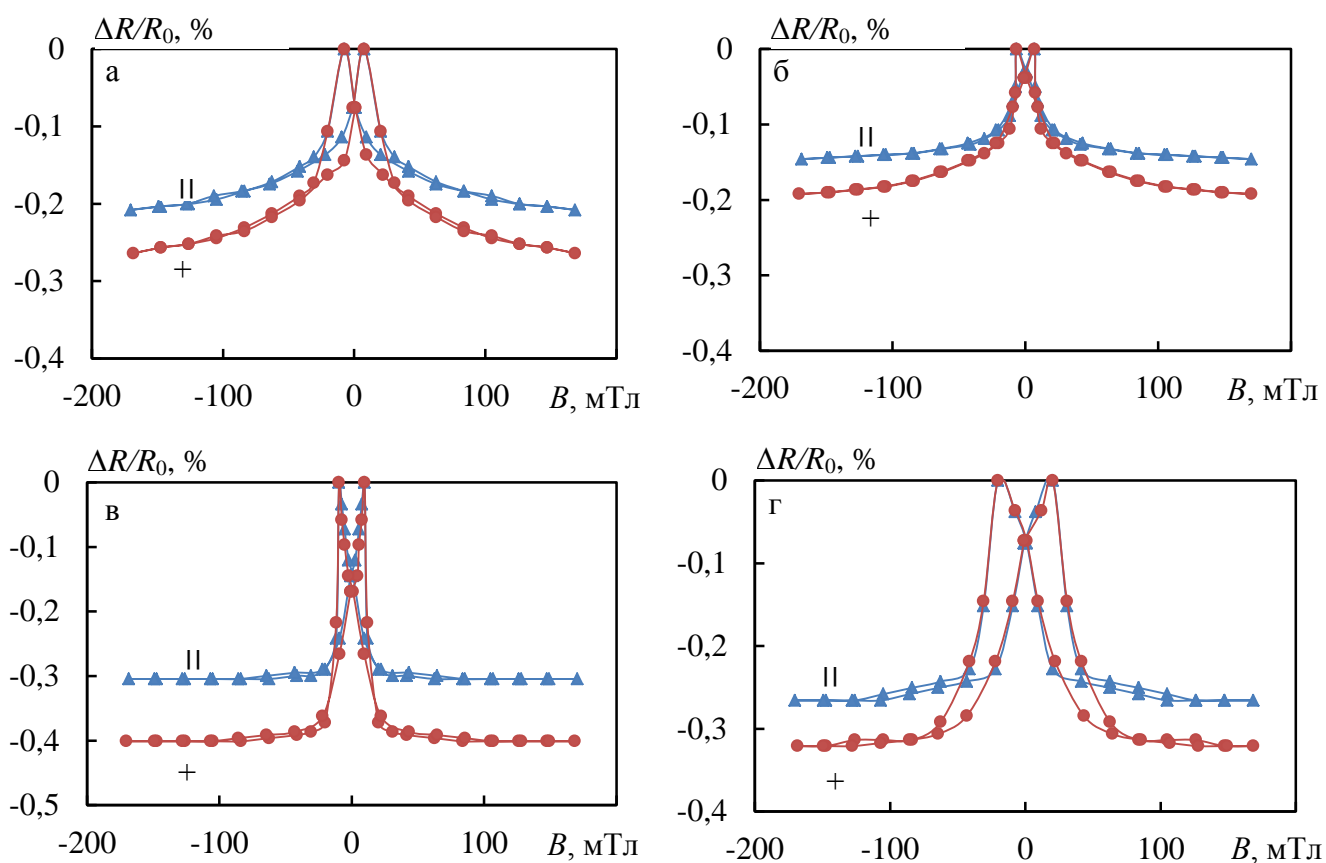


Рис. 4.4. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) магнітоопору від індукції магнітного поля для свіжосконденсованої та відпаленої при різних температурах тришарової структури  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 80\%$ ) з  $d_F = 20$  нм,  $d_N = 7$  нм (а – свіжосконденсована плівка; б –  $T_{\text{відп}} = 400$  К; в –  $T_{\text{відп}} = 550$  К; г –  $T_{\text{відп}} = 700$  К). Температура вимірювання 300 К

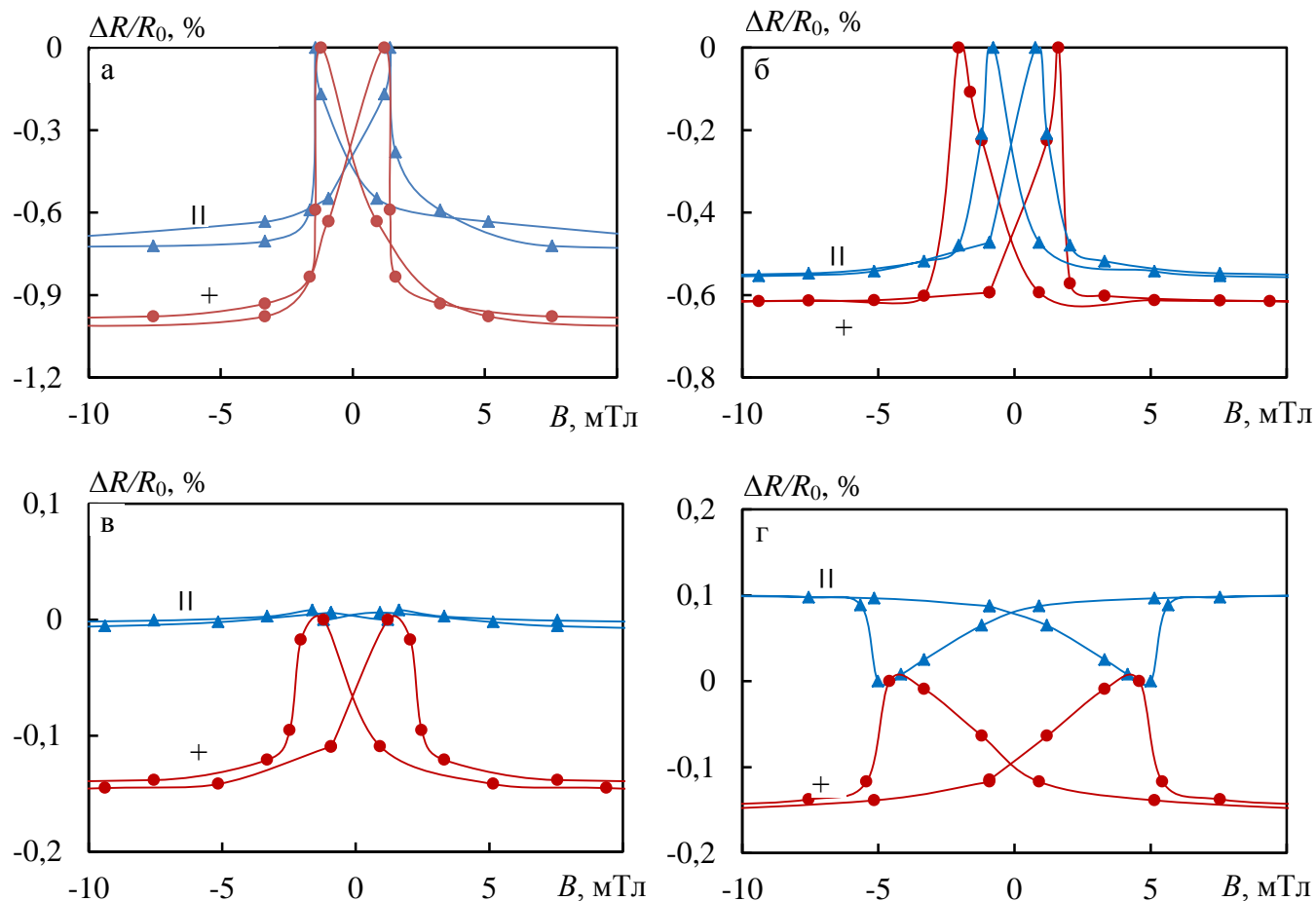


Рис. 4.5. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) магнітоопору від індукції магнітного поля для свіжосконденсованої та відпаленої при різних температурах тришарової структури  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 50\%$ ) з  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 6$  нм (а – свіжосконденсована плівка; б –  $T_{\text{відп}} = 400$  К; в –  $T_{\text{відп}} = 550$  К; г –  $T_{\text{відп}} = 700$  К). Температура вимірювання 300 К

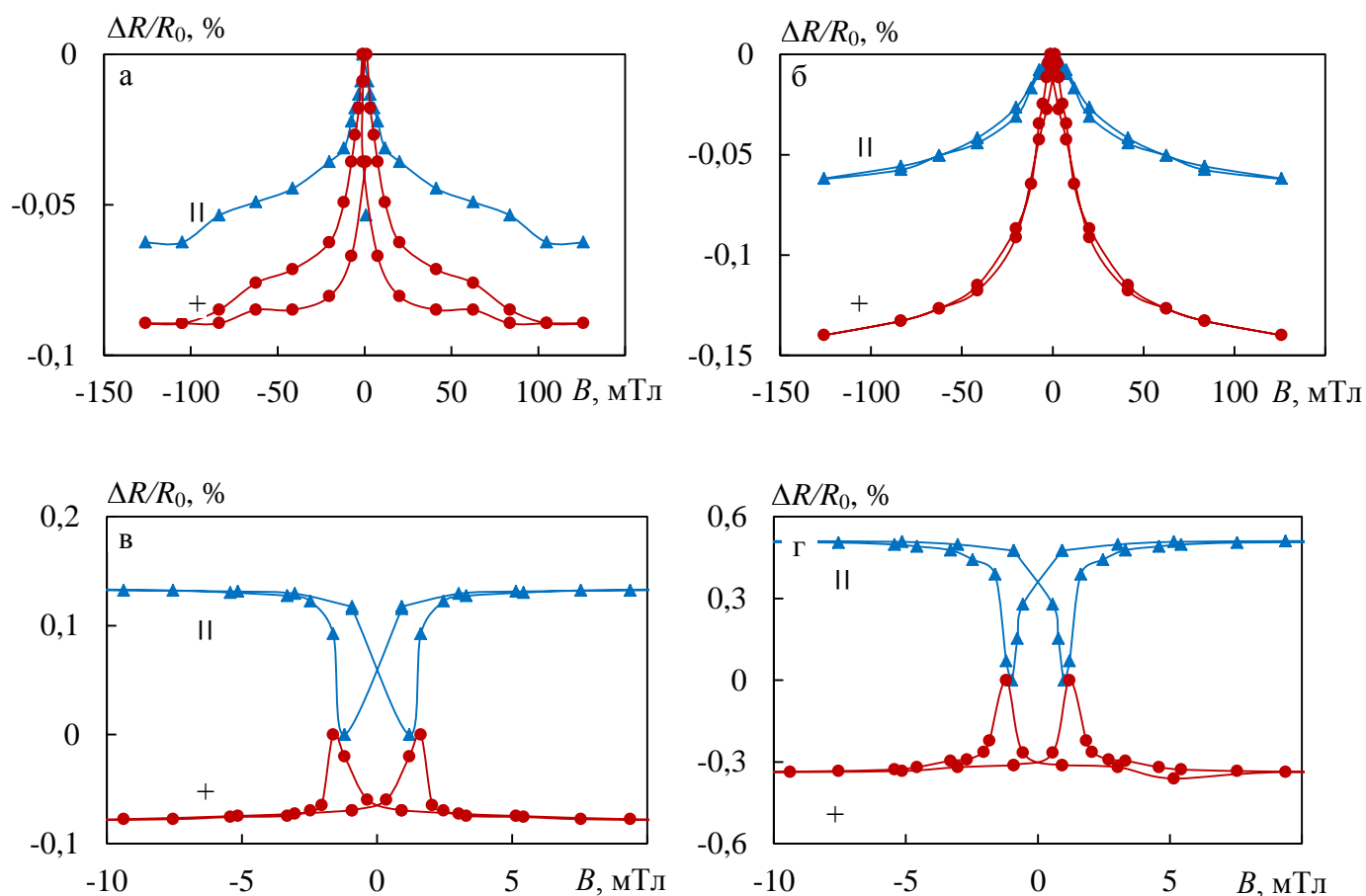


Рис. 4.6. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) магнітоопору від індукції магнітного поля для свіжосконденсованої та відпаленої при різних температурах тришарової структури  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \approx 20\%$ ) з  $d_F = 35\text{ нм}$ ,  $d_N = 8\text{ нм}$  (а – свіжосконденсована плівка; б –  $T_{\text{відп}} = 400\text{ K}$ ; в –  $T_{\text{відп}} = 550\text{ K}$ ; г –  $T_{\text{відп}} = 700\text{ K}$ ). Температура вимірювання  $300\text{ K}$



анізотропного характеру МО (рис. 4.5). Зменшення ефективної товщини немагнітного прошарку  $d_N$  до 5–8 нм призводить до зниження температури термообробки, після якої спостерігається поява АМО, до 500 К. Для плівок із ще більш тонкими прошарками  $d_N = 3–5$  нм поява анізотропії МО спостерігається вже після їх відпалювання за температури 400 К. У всіх згаданих випадках причиною появи анізотропного характеру магнітоопору є порушення структурної суцільності мідного прошарку та утворення твердих розчинів, внаслідок чого суттєво збільшується магнітостатичний зв'язок між магнітними шарами. Це виключає можливість роздільного перемагнічування шарів, що є необхідною умовою для реалізації спін-залежного розсіювання електронів. Підтвердженням цього припущення є результати дослідження структурно-фазового стану та дифузійних процесів представлені у розділі 3.

Для плівок з концентрацією нікелю  $C_{Ni} \geq 80$  ат. % ізотропність польових залежностей МО зберігається лише при їх низькотемпературній термообробці ( $T_{відп} = 400$  К), незалежно від товщини магнітних та немагнітних шарів (рис. 4.6 а, б). Слід зазначити, що для досліджуваних нами тришарових плівок Ni/Cu/Ni/П, незалежно від товщини шарів та температури термообробки, спостерігається лише анізотропний характер магнітоопору.

**Несиметричні системи Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Co/Cu/Fe.** Розглянемо вплив термообробки на польові залежності несиметричних плівкових систем на основі Co, Cu, Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> ( $0 \leq x \leq 100$ ). Відзначимо, що для невідпалених зразків із  $d_F = 20–40$  нм та  $d_N = 3–10$  нм спостерігаються характерні ознаки гігантського магнітоопору (ізотропність польових залежностей МО). Величина МО для цих плівок становить 0,2–1,5 %, що значно більше ніж для невідпалених одношарових плівок Co й сплаву Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>.

На рис. 4.7 представлені магніторезистивні петлі гістерезису для невідпаленої та відпаленої при різних температурах тришарової структури Co/Cu/Fe<sub>50</sub>Ni<sub>50</sub>/П. Слід зазначити, що для невідпалених систем Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> з  $d_N = 4–6$  нм спостерігається горизонтальна ділянка на магніторезистивній петлі незалежно від концентрації нікелю в магнітом'якому шарі. Наявність

горизонтальної ділянки на петлі свідчить про роздільне перемагнічування шарів. Відпалювання зразків з  $d_N = 4 - 6$  нм за  $T_{\text{відп}} = 400$  К призводить до зміни форми магніторезистивної петлі й величини  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}}$ . Так, для зразків із  $C_{\text{Ni}} < 40$  % у магнітом'якому шарі, відпалених при  $T_{\text{відп}} = 400$  К, на магніторезистивній петлі горизонтальна ділянка не спостерігається, залишається тільки злам залежності поблизу піків (рис. 4.7 б). Очевидно, це пов'язано з посиленням у процесі відпалювання прямого зв'язку магнітних шарів через немагнітний прошарок. Відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К призводить до появи АМО в цих зразках (рис. 4.7 в).

Для зразків із  $d_N = 5 - 10$  нм  $C_{\text{Ni}} = 80$  % у магнітом'якому шарі відпалювання за температури 400 К не призводить до змін форми польових залежностей при поперечній геометрії вимірювання. Для польових залежностей при повздовжній геометрії можна виділити ділянки, на яких реалізуються різні механізми розсіювання електронів. У магнітних полях з індукцією  $B = 1 - 2$  мТл проявляється анізотропний характер магнітоопору. При збільшенні індукції зовнішнього магнітного поля ( $B > 3$  мТл) спостерігається падіння опору, яке, на нашу думку, зумовлене спін-залежним розсіюванням електронів.

Дещо інша картина має місце для плівок з відносно тонкими магнітними шарами  $d_F = 20 - 30$  нм  $d_N = 7 - 10$  нм (рис. 4.8). Для невідпалених плівок, незалежно від концентрації нікелю у магнітом'якому шарі, спостерігаються петлі магніторезистивного гістерезису, типові для симетричних структур (наявність гострого піка) (рис. 4.8 а). Цей факт можна пояснити близькими коерцитивними силами шарів Со та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Зміна коерцитивних сил відбулася при зміні товщини шарів. При зниженні температури вимірювання від кімнатної до 120 К спостерігається розмиття піків, зумовлене зміною коерцитивних сил магнітних шарів (рис. 4.8 б). Відпалювання за 400 К для плівок з магнітом'яким шаром  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  призводить до появи горизонтальної ділянки на магніторезистивних петлях (у інтервалі від 2 до 4 мТл) (рис. 4.8 в). Більш чітко горизонтальна ділянка спостерігається при поперечній геометрії вимірювання. Зниження температури

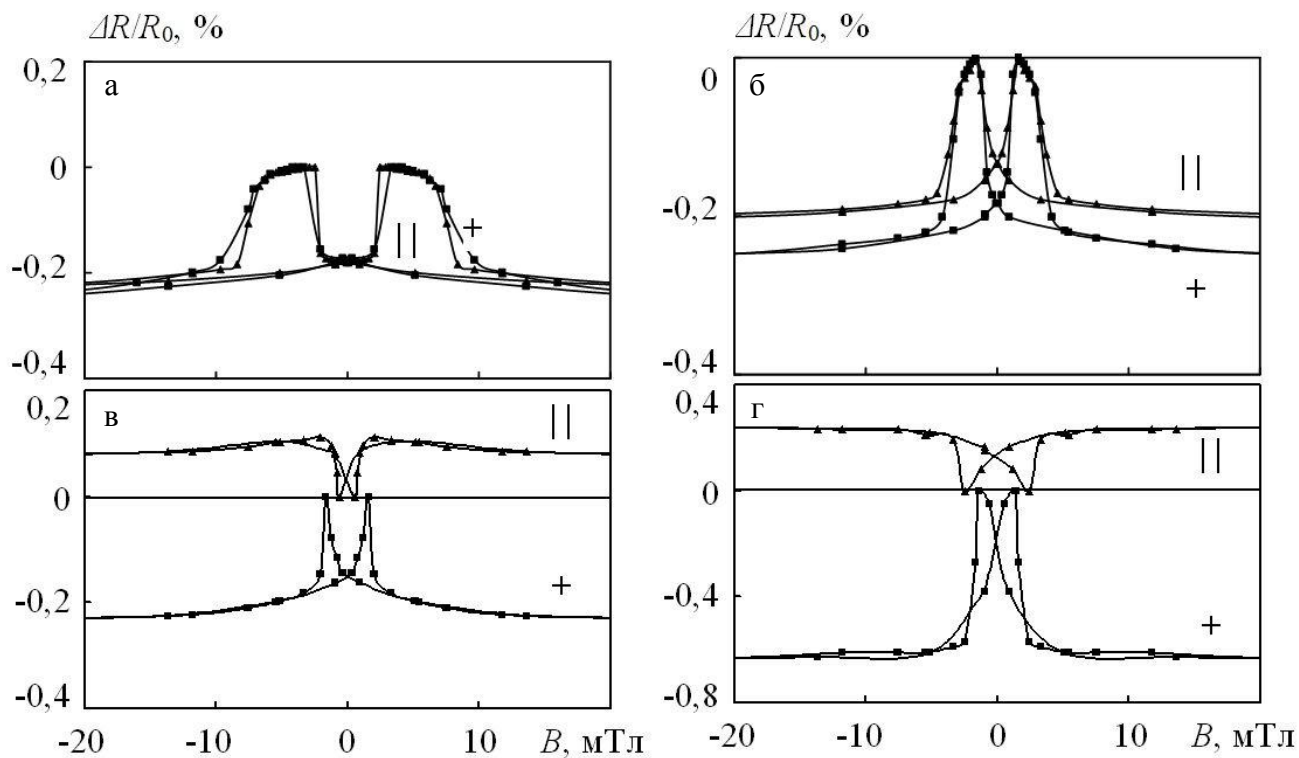


Рис. 4.7. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для невідпалених та відпалених при різних температурах тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Pt}$  ( $x \cong 40$  %) з  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 5$  нм (а – свіжосконденсована плівка; б –  $T_{\text{відп.}} = 400$  К; в –  $T_{\text{відп.}} = 550$  К; г –  $T_{\text{відп.}} = 700$  К). Температура вимірювання 300 К

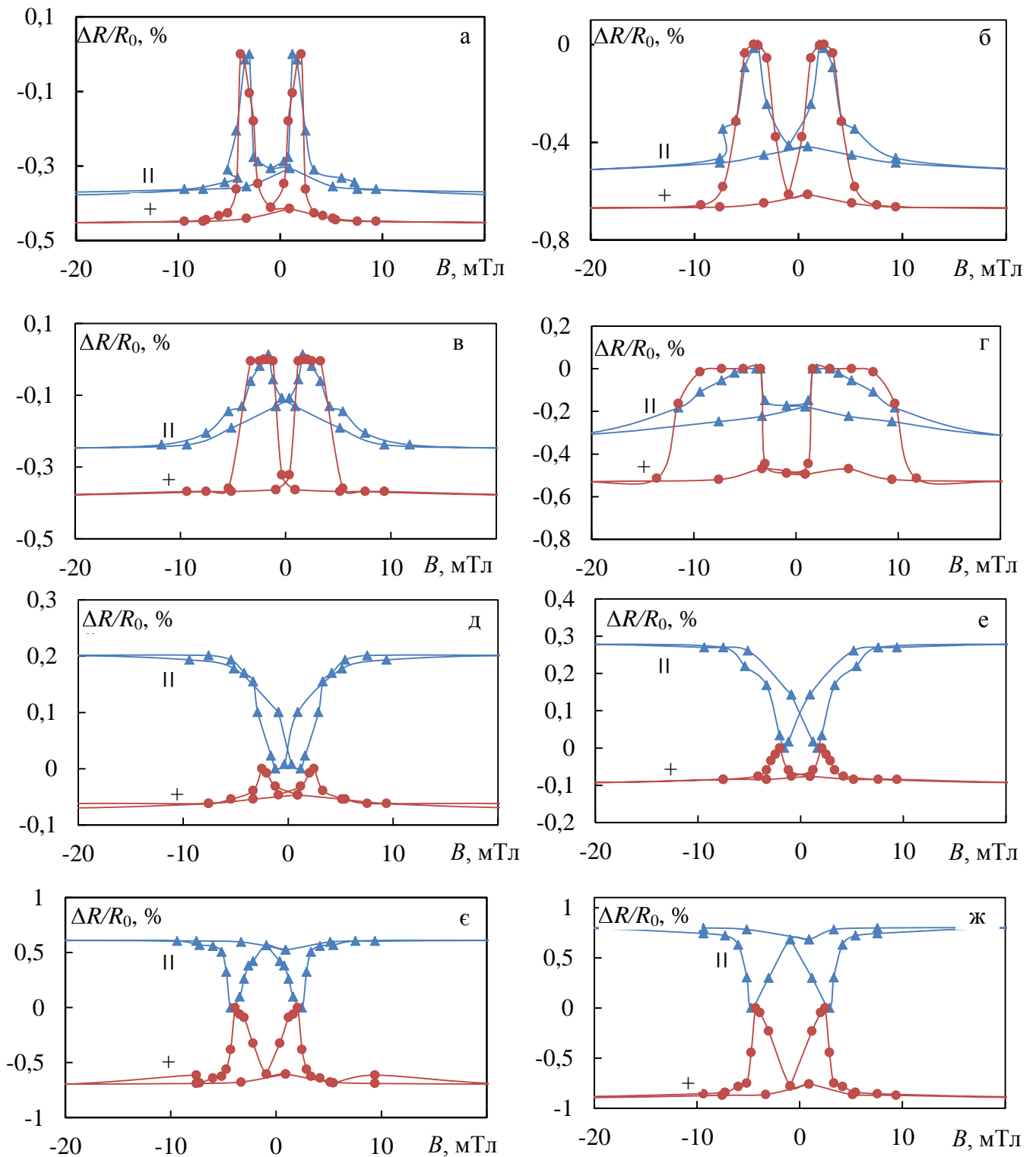


Рис. 4.8. Залежність поздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для плівок  $\text{Co}(40 \text{ nm})/\text{Cu}(5 \text{ nm})/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}(40 \text{ nm})/\Pi$  ( $x \approx 20$ ): а, б – свіжосконденсовані; в, г – температура відпалювання 400 К; д, е – температура відпалювання 550 К; є, ж – температура відпалювання 700 К (а, в, д, є – температура вимірювання 300 К; б, г, е, ж – температура вимірювання 120 К)

вимірювання призводить до суттєвого збільшення довжини горизонтальної ділянки (в інтервалі від 2 до 10 мТл) (рис. 4.8 г).

Для плівок  $\text{Co/Cu/Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{П}$ , відпалених за 550 К, характерна поява анізотропії МО (рис. 4.8 д). Підвищення температури відпалювання до 700 К викликає збільшення величини АМО у 2–3 рази (рис. 4.8 е). Зниження температури вимірювання не призводить до суттєвих змін форми магніторезистивних петель та величини МО (рис. 4.8 ж).

Для плівок із  $C_{\text{Ni}} \leq 50\%$  відпалювання за 550 К не призводить до появи анізотропного характеру МО, а величина поперечного МО зростає в 3–4 рази при незмінній величині повздовжнього. Тільки після відпалювання при 700 К для таких плівок спостерігається поява АМО.

Розглянемо вплив відпалювання на вид магніторезистивних петель у тришарових плівках системи  $\text{Co/Cu/Fe}$  з товщинами шарів  $d_{\text{F}} = 20 - 40$  нм,  $d_{\text{N}} = 2 - 20$  нм (рис. 4.9). Як вище зазначено, для всіх досліджуваних свіжесконденсованих і відпалених за різних температур тришарових плівок з товщинами шарів  $d_{\text{F}} = 20 - 40$  нм,  $d_{\text{N}} = 1 - 2$  нм спостерігається тільки АМО. Відпалювання цих плівок за  $T_{\text{відп}} = 400$  К, 550 К та 700 К приводить до незначного зміщення піків на польових залежностях до області з більш сильним полем та збільшення величини МО у 2–4 рази.

При товщинах  $d_{\text{N}} = 3 - 15$  нм у свіжесконденсованих плівках характерним є поява ГМО. Як бачимо, при товщині прошарку міді, рівному 4–10 нм, відпалювання до температури 400 К не призводить до суттєвих змін форми польових залежностей ізотропного МО як при повздовжній, так і поперечній геометрії вимірювання (рис. 4.9 б, е). Відпалювання за температури 550 К призводить до появи анізотропного характеру магнітоопору (рис. 4.9 є) для плівок з  $d_{\text{N}} = 4 - 5$  нм і викликає лише незначне розширення петель магніторезистивного гістерезису при незмінній амплітуді ефекту за більших товщин немагнітного прошарку ( $d_{\text{N}} = 6 - 15$  нм) (рис. 4.9 в). Лише відпалювання таких плівок за температури 700 К призводить до зникнення ефекту ГМО та появи анізотропії МО (рис. 4.9 г).

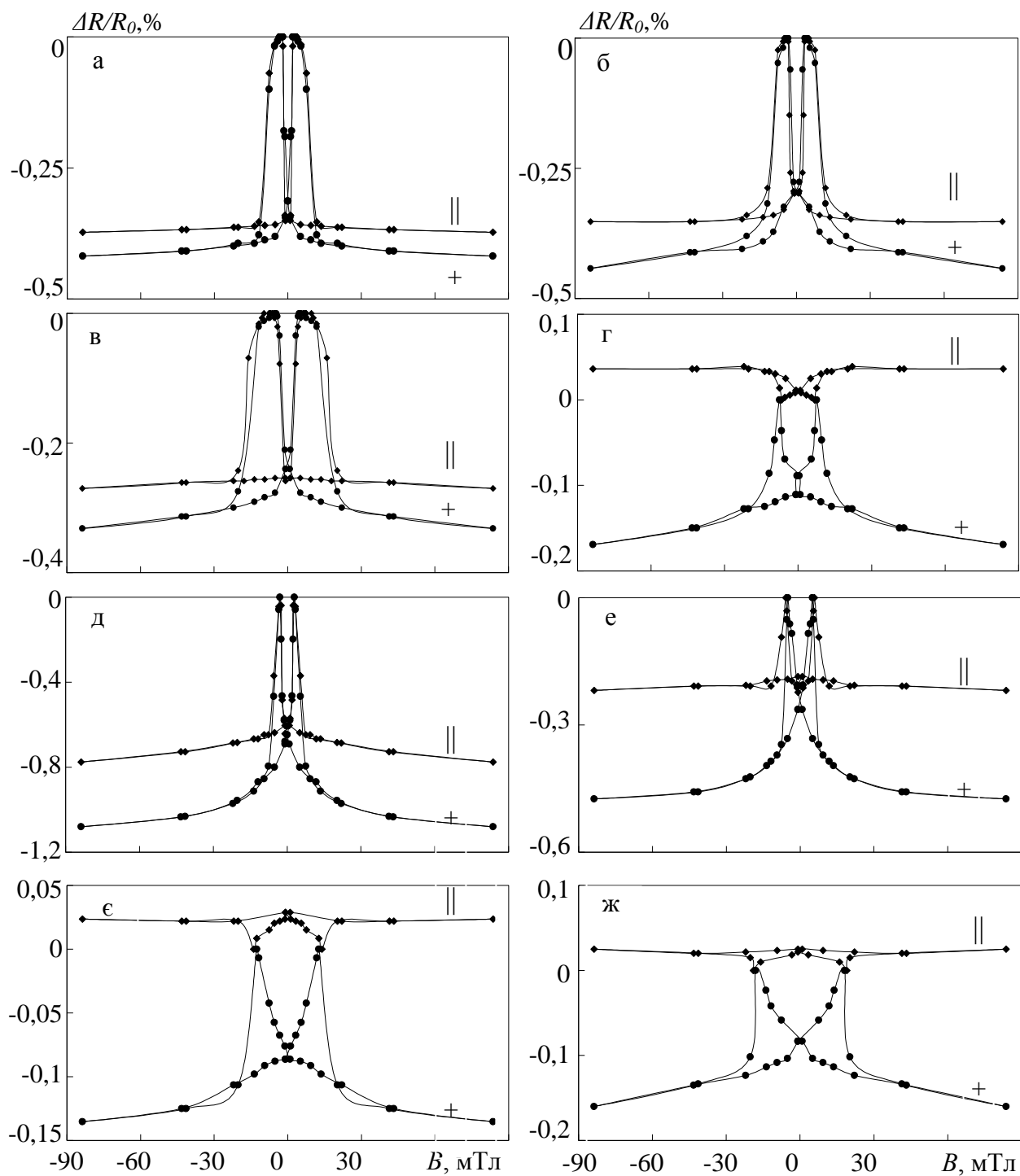


Рис. 4.9. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для плівок Co(40 нм)/Cu(6 нм)/Fe(40 нм)/Π (а-г) та Co(25 нм)/Cu(4 нм)/Fe(25 нм)/Π (д-ж): а, д – невідпалена; б, е – температура відпалювання 400 К, в, є – температура відпалювання 550 К, г, ж – температура відпалювання 700 К

### 4.1.3. Результати дослідження впливу умов термообробки на величину магнітоопору

Обробка експериментальних даних про залежність магнітоопору від індукції зовнішнього магнітного поля отриманих для зразків які пройшли термообробку за різних температур дозволила встановити вплив температури відпалювання на величину МО.

**Система  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ .** Розглянемо залежності негативного ізотропного магнітоопору від температури відпалювання для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  (рис. 4.10). При концентрації Ni в магнітних шарах до 40 ат. % та при відносно великих товщинах магнітних шарів ( $d_F = 30 - 35$  нм) залежності подібні (рис. 4.10 криві 1, 2) носять не монотонний характер, а максимальне значення ГМО спостерігається після відпалювання за температури 500 К. При більшій концентрації Ni в магнітних шарах залежності стають монотонними, а величина ГМО лише зменшується зі збільшенням температури термообробки (криві 3, 4). Залежності  $\Delta R_{\text{max}}/R_0 = f(T_{\text{відп}})$  для плівок з відносно тонкими магнітними шарами  $d_F = 15 - 20$  нм і товстими немагнітними прошарками  $d_N = 10 - 15$  нм при  $C_{\text{Ni}} = 10 - 20$  % у магнітних шарах (рис. 10 б) також носять не монотонний характер – при низькотемпературному відпалюванні ізотропний магнітоопір зменшується, а високотемпературне відпалювання призводить до його збільшення. Таку поведінку залежності  $(\Delta R/R_0)_{\text{max}} = f(T_{\text{відп}})$  можна пояснити наступним чином. Низькотемпературне відпалювання ( $T_{\text{відп}} = 400 - 500$  К) супроводжується взаємною дифузією атомів та порушенням структурної суцільності як магнітних шарів, так і немагнітного прошарку (просте дифузійне перемішування магнітних і немагнітних складових). Подальше збільшення температури відпалювання (600, 700 К) може призводити до утворення гранульованого стану і як наслідок – підсилення ролі спин-залежного розсіювання електронів. Слід відмітити, що дані електронно-мікроскопічних та електронографічних досліджень підтверджують утворення гранульованого стану [347].

Як відзначають автори [355], у даній ситуації не виключено, що крім зазначених вище причин на поведінку величини ГМО плівок також впливає механізм розсіювання електронів у магнітних шарах, пов'язаний із шорсткостями міжзеренних меж. Так, зі збільшенням температури відпалювання збільшується глибина дифузії проміжного шару міді в об'ємі магнітних шарів, що зумовлює зростання ролі спін-залежного розсіювання на межах зерен в ефекті ГМО плівок. Відпалювання, що стимулює процеси дифузії, призводить до появи надлишкових вакансій в об'ємі магнітних шарів, що також є причиною невеликого росту ГМО, оскільки збільшується потік спін-поляризованих електронів, що рухаються до межі поділу між шарами.

Для більш глибокого аналізу причин зміни ізотропного магнітоопору проаналізуємо залежності питомого опору  $\rho$  та величини  $\Delta R_{\max}$  від температури відпалювання (рис. 4.11 а та 4.11 б). Як бачимо, для всіх досліджуваних зразків у процесі відпалювання питомий опір незворотно зменшується. Слід зазначити, що питомий опір свіжосконденсованих плівок суттєво залежить від товщини шарів та від концентрації компонент у магнітних шарах. Так, для плівок з  $d_F = 10 - 20$  нм та  $d_N = 5 - 10$  нм величина питомого опору складає  $(40 - 55) \cdot 10^{-7}$  Ом·м, а для плівок з  $d_F = 30 - 40$  нм та  $d_N = 10 - 20$  нм –  $(10 - 20) \cdot 10^{-7}$  Ом·м. Така відмінність, на нашу думку, пов'язана з різною дефектністю шарів. Великі значення питомого опору тришарових систем у порівнянні зі значеннями питомого опору для чистих металів у масивному стані пояснюється як більш дефектною структурою самих тонких шарів та дефектністю меж поділу, що призводить до зменшення коефіцієнта  $\beta$ , так і малими (у порівнянні з масивним станом) розмірами кристалітів, що викликає розмірні ефекти в електропровідності.

Низькотемпературне відпалювання ( $T_{\text{відп}} = 400$  К) призводить до незворотнього зменшення питомого опору в 1,2 – 1,5 рази. Зміна величини  $\Delta R_{\max}$  також залежить як від товщини шарів, так і від концентрації компонент у магнітних шарах. Так, для зразків із  $C_{Ni} \leq 40$  ат. % і з  $d_F = 30 - 40$  нм (криві 3, 4) після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 400$  К величина  $\Delta R_{\max}$  зростає в 1,2 – 1,5 рази. Такі зміни  $\rho$  та  $\Delta R_{\max}$  викликають збільшення відношення  $\Delta R_{\max}/R_0$  в 1,5 – 2 рази.



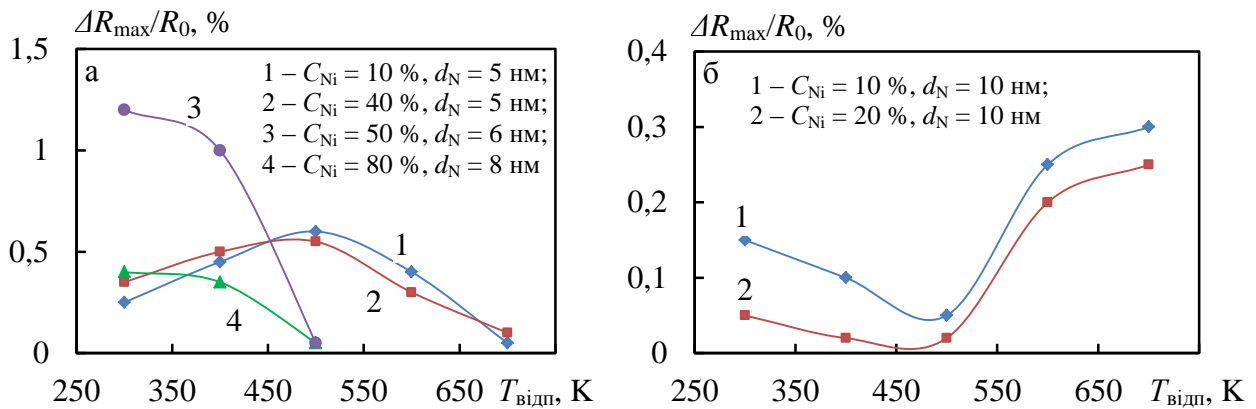


Рис. 4.10. Залежність ізотропного магнітоопору від температури відпалювання для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Pi}$  з різною концентрацією Ni в магнітних шарах та різною товщиною шарів (а –  $d_F = 35$  нм; б –  $d_F = 15$  нм)

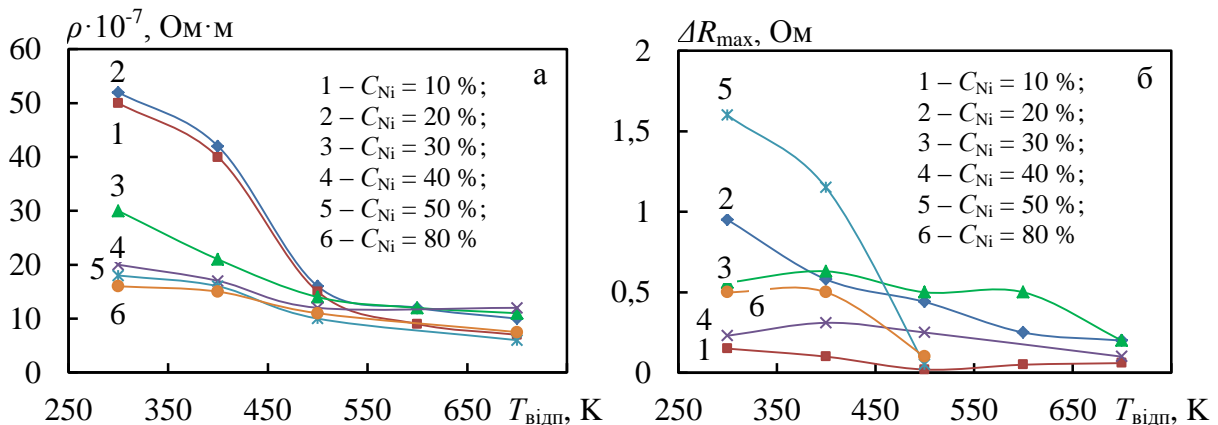


Рис. 4.11. Залежність питомого опору  $\rho$  (а) та величини  $\Delta R_{\max}$  (б) від температури відпалювання для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Pi}$  з різною концентрацією Ni в магнітних шарах та різною товщиною шарів: 1 –  $d_F = 15$  нм,  $d_N = 10$  нм; 2 –  $d_F = 15$  нм,  $d_N = 10$  нм; 3 –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 5$  нм; 4 –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 5$  нм; 5 –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 6$  нм; 6 –  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 8$  нм

Основними причинами, які призводять до зростання магніторезистивного відношення при низькотемпературному відпалюванні є заліковування дефектів кристалічної структури та оптимізація шорскостей інтерфейсів. У зразках, отриманих електронно-променевим випаровуванням, шорскості можуть зменшуватися внаслідок згладжування інтерфейсів. Такий процес можливий завдяки зниженню вільної енергії структури внаслідок дифузії атомів вздовж межі поділу для зменшення її площі.

Підвищення температури відпалювання до 500 К зумовлює зменшення питомого опору і величини  $\Delta R_{\max}$  таким чином, що відношення  $\Delta R_{\max}/R_0$  збільшується. Підвищення температури відпалювання до 600 – 700 К призводить до подальшого зменшення величин  $\rho$  та  $\Delta R_{\max}$ , але так, що величина ГМО зменшується.

Дещо інша картина спостерігається для плівок з  $40 < C_{Ni} < 90$  ат. %. Для цих плівок зміна величин  $\rho$  та  $\Delta R_{\max}$  у процесі відпалювання призводить лише до зменшення ізотропного магнітоопору та появи анізотропного характеру МО. Ці результати добре узгоджуються з результатами, отриманими в роботах [356] для багат шарових систем  $Fe_{19}Ni_{81}/Cu$ . Причиною зменшення ізотропного МО є взаємна дифузія атомів, яка призводить до збільшення ширини інтерфейсу та утворення твердого розчину і зменшення одновісної магнітної анізотропії.

Узагальнюючи результати дослідження впливу температури відпалювання на величину ізотропного магнітоопору можна зазначити наступне. По-перше – максимальне значення величини ГМО для свіжосконденсованих (1,2 %) та відпалених за температури 400 К (1 %) плівкових систем спостерігається при  $C_{Ni} = 50$  ат. % і з  $d_F = 30 - 40$  нм,  $d_N = 6$  нм (рис. 4.10 крива 3). По-друге – для плівок, відпалених за температури 550 К (крива 1), максимум на залежності  $\Delta R_{\max}/R_0 = f(T_{\text{відп}})$  зміщується в область менших концентрацій Ni ( $C_{Ni} = 20$  ат. %). По-третє – для плівок, відпалених за температури 700 К (крива 4), хід залежності носить монотонний характер. Величина ізотропного МО лише зменшується при

збільшенні концентрації Ni, переходячи до анізотропного характеру магнітоопору при  $C_{Ni} = 40 - 50$  ат. %.

**Несиметричні системи Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Co/Cu/Fe.** Розглянемо детальніше особливості впливу температури відпалювання на величину ізотропного магнітоопору для тришарових несиметричних плівок Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>/П.

Для плівок з  $d_N = 4 - 7$  нм та концентрацією нікеля у магнітом'якому шарі Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>  $C_{Ni} < 50$  ат. % залежності  $\Delta R_{max}/R_0 = f(T_{відп})$  мають монотонний характер і максимальне значення ізотропного магнітоопору спостерігається для свіжосконденсованих плівок (рис. 4.12 а крива 1). Для плівок  $d_N = 8 - 15$  нм залежності  $\Delta R_{max}/R_0 = f(T_{відп})$  мають не монотонний характер і максимальне значення ГМО було отримано для плівок з товщиною прошарку міді  $d_N = 8$  нм, відпалених при 550 К (рис. 4.12 а крива 2). Причини зміни величини магнітоопору, на нашу думку, ті ж, що і у випадку систем, описаних вище.

На рис. 4.12 б наведені залежності  $\Delta R_{max}/R_0 = f(T_{відп})$  для ізотропного МО тришарових плівок Co/Cu/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/П з різними товщинами немагнітних шарів. Як бачимо з рисунка, залежності  $\Delta R_{max}/R_0 = f(T_{відп})$  мають монотонний характер і максимальне значення ізотропного магнітоопору спостерігається для свіжосконденсованих плівок незалежно від товщини шарів міді. Відпалювання призводить лише до зменшення величини ізотропного магнітоопору та появи анізотропного характеру магнітоопору. Температура відпалювання, після якого спостерігається АМО визначається в основному товщиною немагнітного прошарку. При збільшенні товщини прошарку спостерігається і зростання температури переходу.

Розглянемо результати дослідження впливу відпалювання на величину магнітоопору для плівок Co/Cu/Fe. Детально зміну МО в результаті поетапного відпалювання для структур Co/Cu/Fe з різною товщиною немагнітних шарів можна простежити на рис. 4.13. Як бачимо, поведінка залежностей МО від  $T_{відп}$  суттєво залежить від товщини немагнітного прошарку. Для плівок з  $d_N = 3 - 5$  нм

(рис. 4.13 а, б) залежності мають монотонний характер. Після відпалювання цих зразків за  $T_{\text{відп}} = 400$  К відбувається зменшення величини ефекту ГМО у 1,2 – 1,5 рази.

У результаті відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  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 [357], 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  $d_N = 6 - 15$  нм (рис. 4.13 в, г) на залежності  $\Delta R_{\text{max}}/R_0 = f(T_{\text{відп}})$  можна виділити область температур відпалювання, де величина ефекту ГМО зменшується, та область більш високих температур, де величина ГМО поступово зростає. Для зразків з  $d_N = 6 - 8$  нм збільшення величини ефекту ГМО спостерігається лише після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К. При цьому вид польових залежностей магнітоопору практично не змінюється. При проведенні повторного відпалювання плівок при нижчих за 700 К температурах значення  $\Delta R_{\text{max}}/R_0$  не змінюється. Для плівкових зразків з  $d_N = 10 - 20$  нм ріст величини  $\Delta R_{\text{max}}/R_0$  відбувається вже після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К, але його величина в цьому випадку не перевищує 0,5 % навіть після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К.

Явище зміни величини  $\Delta R_{\text{max}}/R_0$  у процесі поетапного відпалювання може бути зумовлене як збільшенням  $\Delta R = R_{\text{max}} - R_S$ , ( $R_{\text{max}}$  – електричний опір зразка, який виміряний у полі  $B=B_C$ ,  $R_S$  – електричний опір зразка, який виміряний у максимальному полі), так і зменшенням  $R_S$ . Справді, обидві ці величини ( $R_{\text{max}}$ ,  $R_S$ ) у процесі поетапного відпалювання зменшувалися. Але таким чином, що відношення  $\Delta R_{\text{max}}/R_0$  може як збільшуватись, так і зменшуватись (рис. 4.14). Зменшення опору плівкових систем відбувається внаслідок згладжування поверхневих меж плівок (зазначимо, що загальна товщина структури менша СДВП електронів) тобто відбуваєть підвищення ступеня «дзеркальності» зовнішніх меж плівки [355].

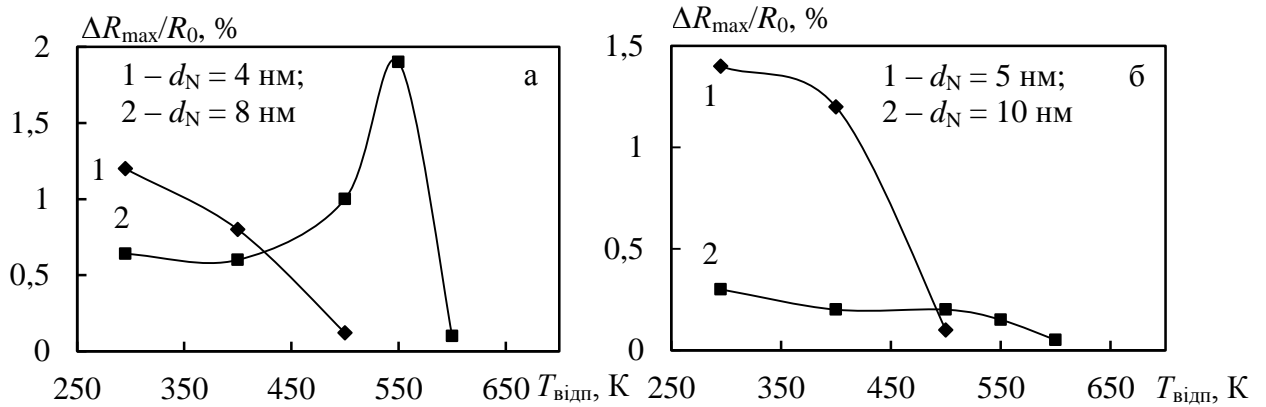


Рис. 4.12. Залежність  $\Delta R_{\max}/R_0$  від  $T_{\text{вдп}}$  для тришарових структур  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \approx 60\%$ ) (а) та  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \approx 20\%$ ) (б) з різною ефективною товщиною прошарку міді ( $d_F = 40$  нм)

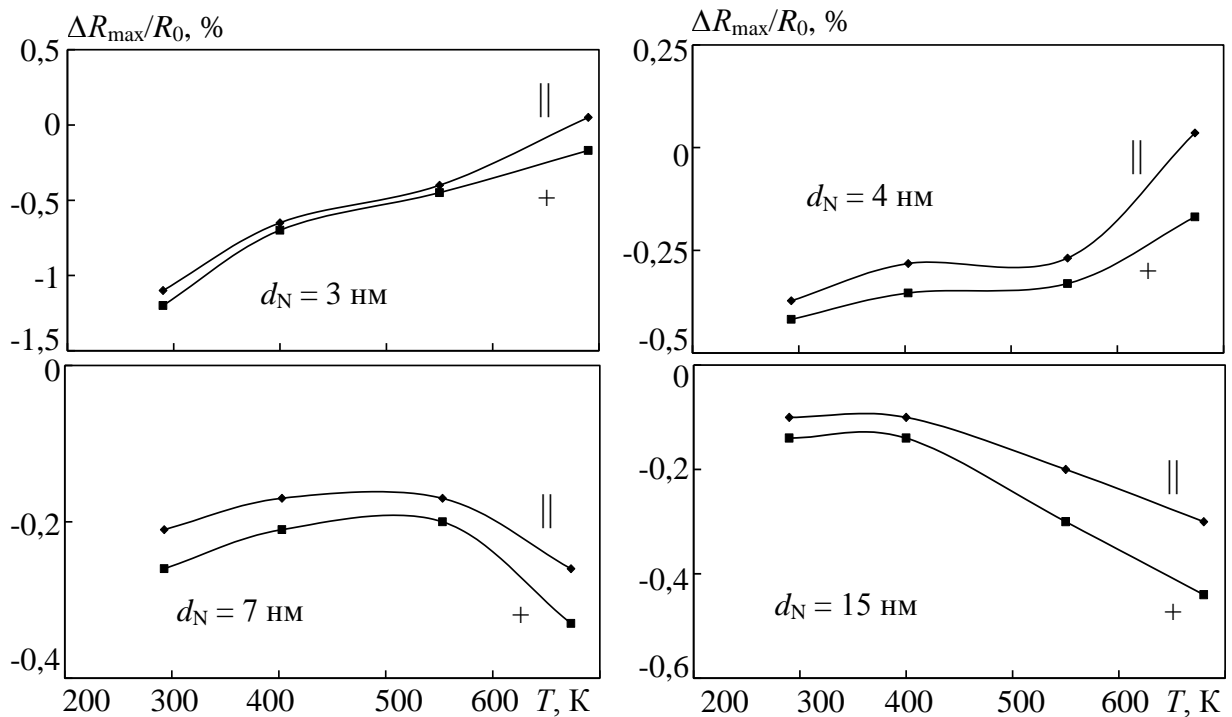


Рис. 4.13. Залежність  $\Delta R_{\max}/R_0$  від  $T_{\text{вдп}}$  для тришарових структур  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}$  з різною ефективною товщиною прошарку ( $d_{\text{Co}} = d_{\text{Fe}} = 40$  нм)

Ріст величини  $\Delta R$  пояснити досить складно, але і це явище, імовірно, пов'язане з явищами, які відбуваються у процесі відпалювання в при поверхневих областях розділу (не лише зовнішніх, але і внутрішніх). Як показано в теоретичній роботі [358], коли амплітуда шорсткості незначна, то розсіяння електронів зовнішніми межами зразка та інтерфейсами практично дзеркальне, тому ефект ГМО в цьому випадку максимальний. При збільшенні величини шорсткостей величина ефекту ГМО зменшується в результаті втрати кореляції між падаючими і відбитими електронами. В плівкових системах, у яких їх компоненти слабборозчинні один в одному (до них відносяться і досліджувані системи), шорсткості меж поділу можуть суттєво згладжуватися при відпалюванні, що і дає результуюче підвищення величини  $\Delta R$  і, відповідно,  $\Delta R_{\max}/R_0$ . На жаль, експериментально перевірити цей факт досить важко у зв'язку з тим, що зміна шорсткостей повинна відбуватися у вузькому інтервалі (порядку 0,1 – 1 нм).

У мультишарових структурах типу сандвічів (F/N/F) одноосьова анізотропія сприяє виникненню в процесі перемагнічування стану з антипаралельним розташуванням векторів намагніченості на найбільшій площі шарів, а це є однією з умов досягнення максимальної величини магніторезистивного відношення. У процесі відпалювання анізотропія через релаксацію напруг може почати зменшуватися вже при порівняно невисоких температурах (нагадаємо, що плівки осаджували на підкладки без спеціального нагрівання), що порушує умови появи строго антипаралельного розташування намагніченостей в сусідніх шарах і веде до зменшення магніторезистивного відношення.

Таким чином, проведені дослідження дозволяють встановити, що максимальна величина ефекту ГМО для системи Co/Cu/Fe спостерігається після відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$  відповідно, при товщинах немагнітних прошарків  $d_N = 6 - 15 \text{ нм}$  (при майже однакових товщинах магнітних шарів). Зазначимо, що оптимальними значеннями ефективної товщини немагнітного шару, для одержання максимально великого значення ГМО для цих свіжосконденсованих плівок є товщина шару міди  $d_N \sim 3 \text{ нм}$ .

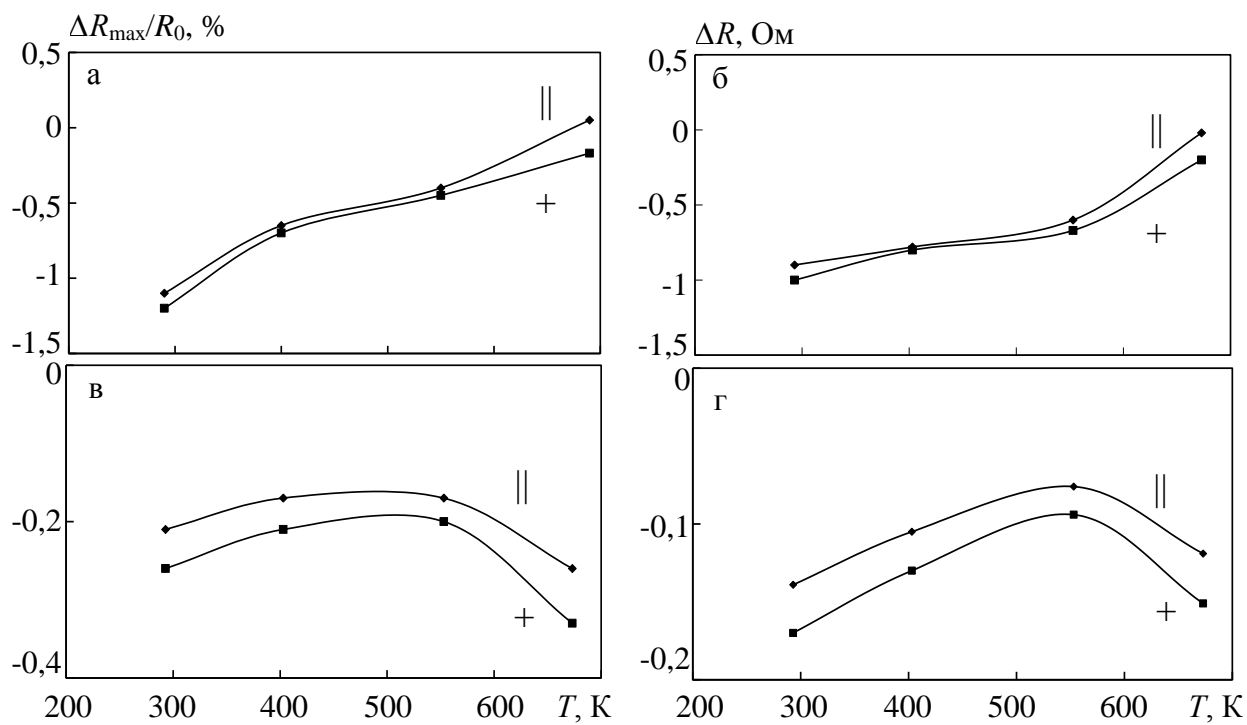


Рис. 4.14. Залежність  $\Delta R_{\max}/R_0$  та  $\Delta R$  від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  для тришарових плівок: а, б – Co(35 нм)/Cu(3 нм)/Fe(35 нм)/П; в, г – Co(30 нм)/Cu(7 нм)/Fe(30 нм)/П

#### 4.1.4. Вплив концентрації нікелю у шарах $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ на величину ізотропного магнітоопору

**Система  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ .** Узагальнені залежності величини ізотропного МО від концентрації нікелю в магнітних шарах (рис. 4.15) для свіжосконденсованих тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  дають можливість відзначити наступне. В інтервалі концентрацій до 30 ат. % Ni величина максимального ізотропного магнітоопору за кімнатної температури майже не змінюється і складає величину близько 0,3 – 0,4 % (крива 1). При збільшенні  $C_{\text{Ni}}$  від 30 до 50 ат. % спостерігається різке зростання величини ГМО до 1,2 %. Максимальне значення ГМО фіксується для систем із  $C_{\text{Ni}} = 50\%$  у магнітних шарах. Подальше збільшення  $C_{\text{Ni}}$  призводить до зменшення величини ГМО і при  $C_{\text{Ni}} = 90\%$  величина МО не перевищує 0,05 %, хоча польові залежності залишаються ізотропними.

При температурі вимірювання  $T_b = 120\text{ K}$  на концентраційній залежності магнітоопору має місце зміщення максимуму в область менших концентрацій Ni у магнітних шарах. Таке зміщення зумовлене значним збільшенням (більше, ніж в 2 рази) ізотропного магнітоопору в плівкових системах із  $C_{\text{Ni}} = 30 - 40\%$  при зниженні температури, при цьому для плівок із  $C_{\text{Ni}} = 50 - 80\%$  спостерігається збільшення МО лише в 1,2 – 1,5 рази.

Наявність максимуму на концентраційній залежності ізотропного магнітоопору може бути пов'язана з фазовим переходом у магнітних шарах  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  при зміні концентрації Ni. Відомо, що наноструктури, у яких високий ступінь відповідності параметрів кристалічної решітки матеріалів шарів, виявляють сильні спін-залежні ефекти [3]. Згідно з даними електронографічних досліджень при  $C_{\text{Ni}} < 40\%$  фазовий склад свіжосконденсованих тришарових зразків відповідає ОЦК-(Fe-Ni) + ГЦК-Cu (рис. 3.18 и). Для плівок з  $C_{\text{Ni}} \geq 50\%$  у магнітних шарах їх фазовий склад відповідає ГЦК-FeNi + ГЦК-Cu або ГЦК-FeNi<sub>3</sub> + ГЦК-Cu (рис. 3.18 б, е). Отже, максимальне значення ГМО відповідає такій концентрації Ni у магнітних шарах, за якої спостерігається утворення фази ГЦК –



FeNi ( $C_{Ni} \cong 50\%$ ). Подальше збільшення  $C_{Ni}$  у магнітних шарах призводить до зменшення величини ГМО. Така поведінка величини ГМО зумовлена, на нашу думку, збільшенням ширини інтерфейсів за рахунок утворення на стадії конденсації шарів твердого розчину FeNi<sub>3</sub> (Cu) та зміною шоркостей інтерфейсів.

Слід зауважити, що відносно малі значення ізотропного магнітоопору можна пояснити відносно великою товщиною мідного прошарку ( $d_F = 5 - 10$  нм), в результаті чого відбувається шунтування ефекту. Такі товщини немагнітного прошарку також призводять до істотного ослаблення обмінного зв'язку між магнітними шарами. Це призводить до того, що ефект ГМО зумовлений тільки випадковою конфігурацією намагніченостей сусідніх феромагнітних шарів у вихідному стані, що виникає за відсутності магнітного зв'язку між ними [339]. Також однією з причин малих значень ізотропного МО може бути і зменшення параметра асиметричного спіно-залежного розсіювання електронів  $\alpha$  ( $\alpha = \rho^+/\rho^-$ , де  $\rho^+$  та  $\rho^-$  – питомий опір різних спінових каналів). Зменшення параметра  $\alpha$  спостерігали автори робіт [287, 359, 360], які пов'язують таку зміну з великою дефектністю інтерфейсів та посиленням процесів дифузного розсіювання електронів.

Узагальнюючи результати дослідження впливу температури відпалювання на величину ізотропного магнітоопору можна зазначити наступне.

По-перше – максимальне значення величини ГМО для свіжосконденсованих (1,2 %) та відпалених за температури 400 К (0,7 %) плівкових систем спостерігається при  $C_{Ni} \cong 50$  ат. % і з  $d_F = 30 - 40$  нм,  $d_N = 6$  нм (рис. 4.15 криві 1, 2). По-друге – для плівок відпалених за температури 550 К (крива 3) максимум на залежності  $(\Delta R/R_0)_{max} = f(T_{відп})$  зміщується в область менших концентрацій Ni ( $C_{Ni} \cong 20$  мас. %). По-третє – для плівок відпалених за температури 700 К (крива 4) хід залежності носить монотонний характер. Величина ізотропного МО лише зменшується при збільшенні концентрації Ni, переходячи до анізотропного характеру магнітоопору при  $C_{Ni} = 40 - 50$  ат. %.

**Система Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>.** Розглянемо узагальнені залежності величини ізотропного МО від концентрації нікеля в шарі Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> (рис. 4. 16) для свіжосконденсованих та відпалених за різних температур тришарових плівок Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>/П. Для свіжосконденсованих та відпалених за температури 400 К структур концентраційні залежності ізотропного магнітоопору мають не монотонний характер (рис. 4. 16 криві 1, 2). Слід зазначити, що не монотонний характер концентраційної залежності магнітоопору спостерігається і для тришарових плівок з відносно великою товщиною немагнітного прошарку ( $d_N = 10 - 15$  нм), відпалених за температури 550 К (рис. 4.16 б крива 3). Наявність максимуму на концентраційній залежності ізотропного магнітоопору може бути зумовлена декількома причинами. По-перше – впливом на величину ізотропного магнітоопору ширини інтерфейсу та його шорскості (при збільшенні  $C_{Ni}$  більшується ширина інтерфейсу як для свіжосконденсованих, так і відпалених плівок). По-друге – впливом на величину ізотропного магнітоопору фазового складу магнітом'якого шару. Відомо, що наноструктури, у яких високий ступінь відповідності параметрів кристалічної решітки матеріалів шарів, виявляють сильні спін-залежні ефекти. По-третє – суттєвим впливом на характер та величину магнітоопору структурної суцільності прошарку міді.

Для плівок з  $d_N = 5 - 8$  нм, відпалених за температури 550 К величина ізотропного магнітоопору лише зменшується при збільшенні  $C_{Ni}$  (рис. 4.16а крива 3). Аналогічна залежність спостерігається і для плівок із  $d_N = 10 - 15$  нм, але після відпалювання за температури 700 К (рис. 4.16 б крива 4). Слід зазначити, що при цьому звужується й інтервал концентрацій Ni, в якому реалізується механізм спін-залежного розсіювання електронів (спостерігаються ізотропні польові залежності). Такі зміни у поведінці коцентраційних залежностях ізотропного магнітоопору зумовлені руйнуванням структурної суцільності прошарку Cu.

Для всіх досліджуваних як свіжосконденсованих, так і відпалених за температур різних температур тришарових зразків з товщиною немагнітного прошарку до 3 нм спостерігається позитивний повздовжній магніторезистивний ефект (опір збільшується при прикладанні зовнішнього магнітного поля), що є

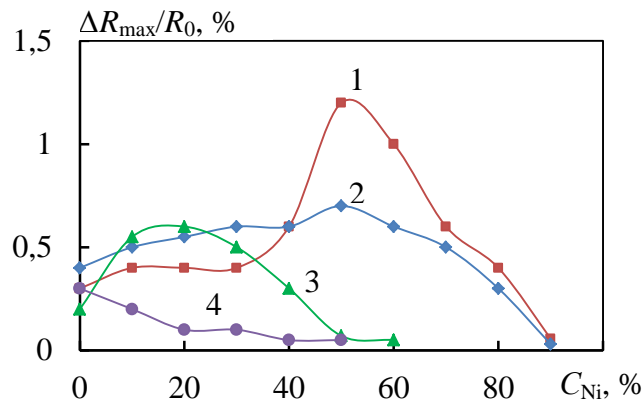


Рис. 4. 15. Залежність максимальної величини ізотропного магнітоопору від концентрації Ni в магнітних шарах тришарових плівкових систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  (1 – свіжосконденсовані зразки; 2 –  $T_{\text{відп}} = 400$  К; 3 –  $T_{\text{відп}} = 550$  К; 4 –  $T_{\text{відп}} = 700$  К)

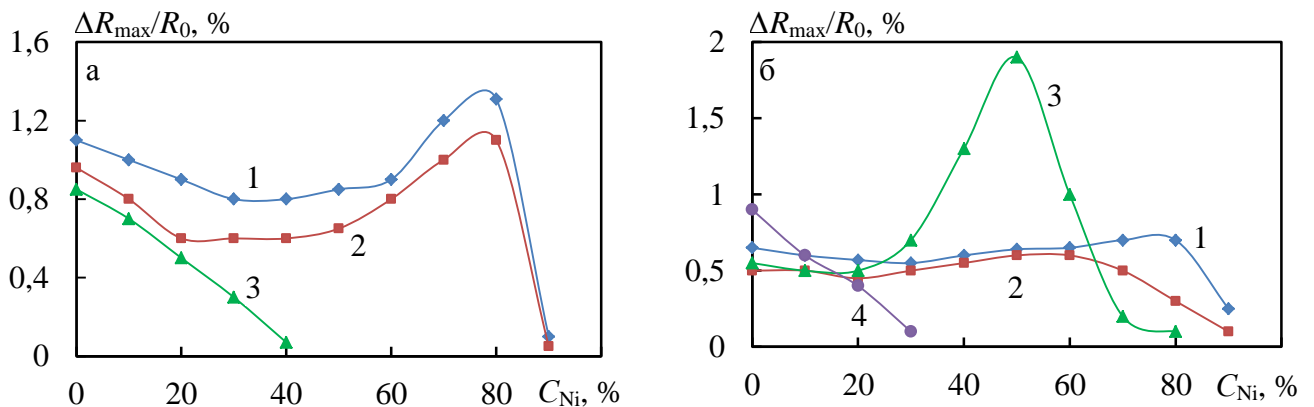


Рис. 4. 16. Залежність величини ізотропного магнітоопору від концентрації Ni в шарі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  тришарових плівкових систем  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  із  $d_F = 30$  нм і  $d_N = 5$  нм (а) та  $d_F = 35$  нм і  $d_N = 10$  нм (б) (1 – свіжосконденсовані плівки; 2 –  $T_{\text{відп}} = 400$  К; 3 –  $T_{\text{відп}} = 550$  К; 4 –  $T_{\text{відп}} = 700$  К)

ознакою анізотропного магнітоопору (АМО), властивого однорідним феромагнітним матеріалам. Причиною, що призводить до появи АМО у тришарових плівках є порушення структурної суцільності прошарку міді.

#### **4.1.5. Вплив товщини немагнітного прошарку на амплітуду магніторезистивного ефекту тришарових плівок**

Встановлення характеру залежностей величини ізотропного магнітоопору від товщини проміжного шару тришарових плівок є важливим етапом у дослідженні їх магніторезистивних властивостей.

На рис. 4.17 наведені залежності величини ГМО від товщини немагнітного прошарку для свіжосконденсованих тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різною концентрацією Ni у магнітних шарах. З цих даних слідує, що максимальна величина ГМО спостерігається при ефективних товщинах мідного прошарку  $d_N = 3 - 8$  нм, залежно від складу феромагнітних шарів. Мінімальні ефективні товщини прошарку, за яких спостерігаються ізотропні польові залежності, складають  $d_N = 2 - 3$  нм при  $C_{\text{Ni}} \leq 30\%$ . Збільшення  $C_{\text{Ni}}$  до 80% у магнітних шарах призводить і до збільшення мінімальної товщини прошарку до 8 нм, за якої спостерігаються ізотропні польові залежності магнітоопору внаслідок збільшення ширини інтерфейсів. Анізотропний характер магнітоопору за малих ефективних товщин міді пов'язана з наявністю відносно великої кількості мікроотворів у ній, що підтверджується даними АСМ. Найбільше значення ГМО за кімнатної температури (1,2%) має місце для плівок  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}/\text{Cu}/\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}/\text{Pi}$  з  $d_N \approx 6$  нм. Подальше збільшення товщини немагнітних прошарків також знижує  $(\Delta R/R)_{\text{max}}$ , що зумовлено шунтуванням електричного струму високопровідним немагнітним прошарком та об'ємним розсіюванням у ньому електронів, з одного боку, та істотним послабленням обмінного зв'язку між магнітними шарами, з іншого.

Осциляції розмірних залежностей МО не спостерігалося в результаті відносно великих ефективних товщин прошарків і, як наслідок, значного послаблення обмінної взаємодії між магнітними шарами.

Аналогічні залежності спостерігаються і для свіжосконденсованих несиметричних систем  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Максимальні значення ізотропного МО фіксуються за мінімальної ефективної товщини мідного прошарку, при якій він є структурно суцільним.

Після відпалювання плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  за температури 400 К характер залежностей  $\text{MO}(d)$  не змінюється (рис. 4.18). Після відпалювання за температури 550 К характер залежностей зберігається лише для зразків із  $C_{\text{Ni}} \leq 50$  ат. % (рис. 4.18 а крива 3). Для зразків з  $C_{\text{Ni}} = 60 - 90$  ат. % має місце анізотропний характер магнітоопору. Після високотемпературного відпалювання ( $T_{\text{відп}} = 700$  К) ізотропний магнітоопір фіксується лише для плівок  $C_{\text{Ni}} \leq 20$  ат. %, величина якого майже не залежить від товщини прошарку (рис. 4.18 а крива 3).

Розглянемо особливості залежності  $\text{MO}(d)$  для свіжесконденсованих тришарових плівок систем  $\text{Co/Cu/Fe}$  (рис. 4.19). Максимальне значення ефекту ГМО спостерігається при  $d_{\text{N}} \sim 3$  нм (рис. 4.19 а) і складає 1,2 % за кімнатної температури та однаковій товщині магнітних шарів. При зростанні ефективної товщини немагнітного шару  $d_{\text{N}} > 3$  нм величина зазначеного ефекту зменшується. Причини зменшення величини ізотропного МО аналогічні причинам, які описані вище.

На рисунку 4.20 представлені залежності  $\text{MO}(d)$  для цих плівок, відпалених за температури 700 К. При товщині мідного прошарку менше 5 нм спостерігається АМО, що пояснюється повним дифузійним перемішуванням шарів при відпалюванні за температури 700 К та утворенням твердого розчину  $\beta\text{-Co}$  (Fe, Cu). Для зразків з товщиною прошарку 5 – 15 нм проявляється ефект ГМО з максимумом при товщині мідного шару 7 нм (рис. 4.20 а).

Зазначимо, що обмінна взаємодія через немагнітний прошарок майже відсутня при ефективних товщинах прошарку більше 3 нм. Отже, виникнення спин-залежного розсіювання електронів зумовлено довільним розташуванням магнітних доменів у магнітних шарах. Максимальні значення ізотропного магнітоопору можуть бути отримані, коли ефективна товщина немагнітного прошарку мінімальна і, як наслідок, незначне об'ємне розсіювання.

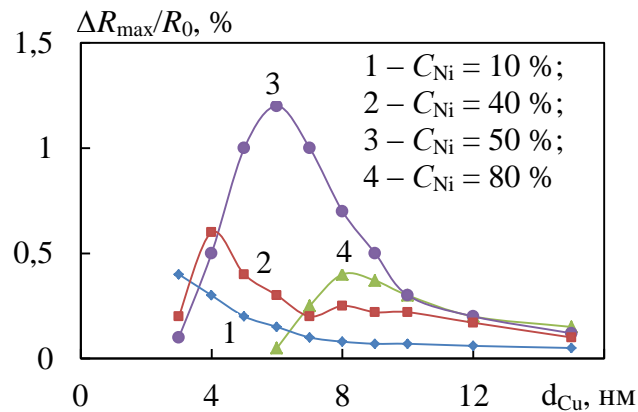


Рис. 4. 17. Залежність величини ізотропного магнітоопору від товщини прошарку Cu для свіжосконденсованих тришарових плівкових систем  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}$  з різною концентрацією Ni в магнітних шарах

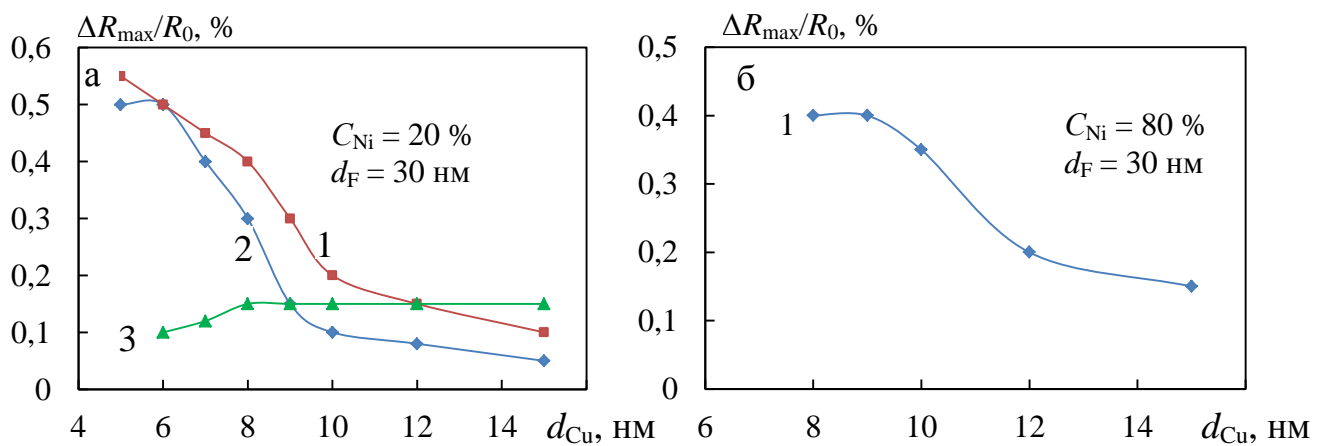


Рис. 4.18. Залежність величини ізотропного магнітоопору від товщини прошарку Cu для відпалених за різних температур тришарових плівкових систем  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}$  з різною концентрацією Ni в магнітних шарах (1 –  $T_{відп} = 400$  K; 2 –  $T_{відп} = 550$  K; 3 –  $T_{відп} = 700$  K)

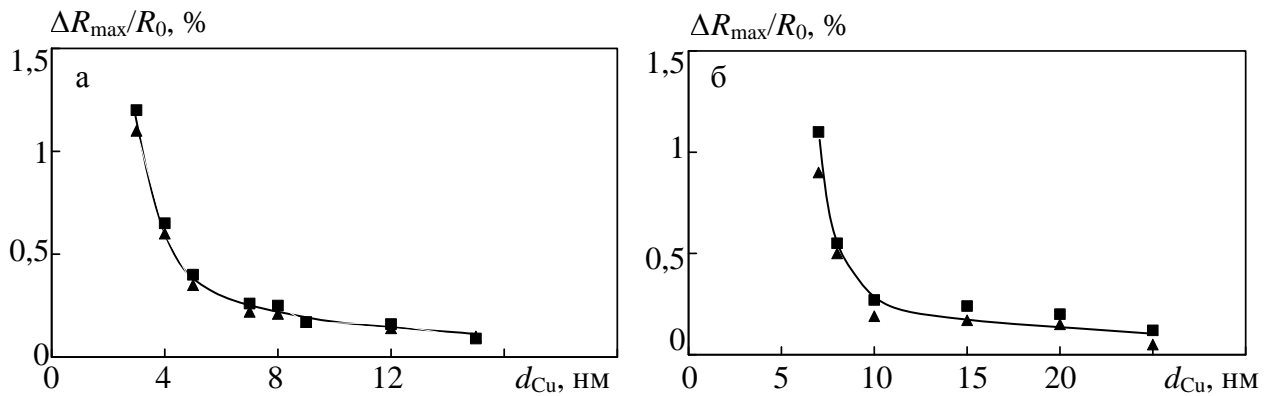


Рис. 4.19. Залежність повздовжнього ( $\blacktriangle\blacktriangle\blacktriangle$ ) та поперечного ( $\blacksquare\blacksquare\blacksquare$ ) МО для невідпалених плівок Co/Cu/Fe/П (а –  $d_F = 35$  нм; б –  $d_F = 20$  нм) від товщини прошарку міді

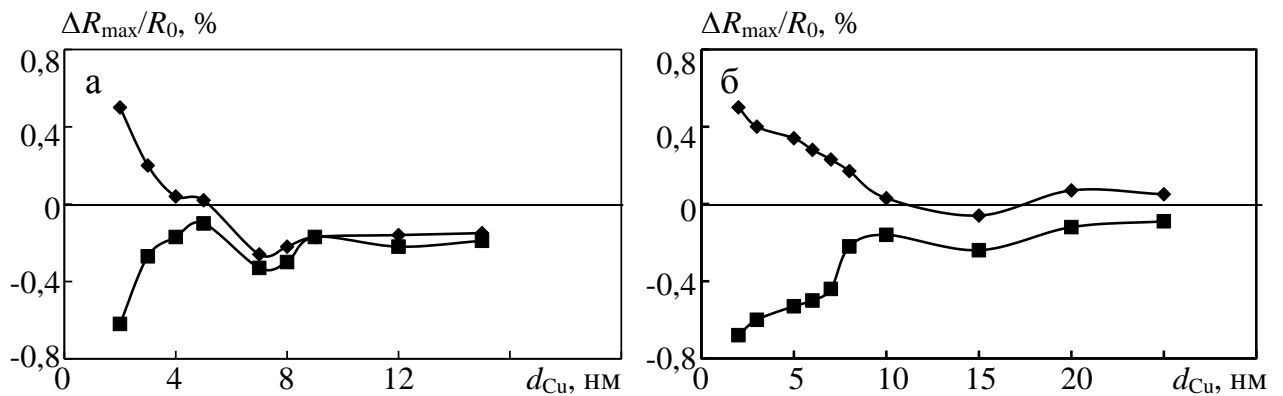


Рис. 4.20. Залежність повздовжнього ( $\blacklozenge\blacklozenge$ ) та поперечного ( $\blacksquare\blacksquare$ ) МО для відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К плівок Co/Cu/Fe/П (а –  $d_F = 35$  нм; б –  $d_F = 20$  нм) від товщини прошарку міді

#### 4.1.6. Температурні залежності магнітоопору тришарових плівок

Були проведені вимірювання магнітоопору тришарових плівок у температурному інтервалі 120 – 300 К. На рис. 4.21, 4.22 в якості ілюстрації наведені залежності величини ізотропного магнітоопору для свіжосконденсованих та відпалених за різних температур тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різною концентрацією Ni у магнітних шарах. Для свіжосконденсованих плівок температурні залежності магнітоопору мають монотонний хід і для плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 60\%$ ) із  $d_N \approx 3$  нм величина ГМО за температури 120 К досягає 1,7 % (зростає в 2 – 2,2 рази). Хоча для плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 40\%$ ) із  $d_N = 4 – 8$  нм величина ГМО зростає лише у 1,3 – 1,5 рази при зниженні температури до 120 К. Зменшення амплітуди ефекту при підвищенні температури пов'язане з розсіянням електронів на фонах, що призводить до зменшення ролі процесів спін-залежного розсіювання, в основному відповідального за ГМО, а також перешкоджає проходженню електронів з одного феромагнітного шару в інший [361, 362].

Для плівок, відпалених за температур 400, 550 та 700 К (рис. 4.22 б – г), характер температурних залежностей є аналогічним. Причини зменшення амплітуди ефекту при підвищенні температури такі, як і у випадку свіжосконденсованих плівок.

Подібні температурні залежності МО спостерігаються і для систем  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Максимальні значення ізотропного МО (2%) має місце для тришарових плівок  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  за температури вимірювання 120 К.

Для термічного коефіцієнта ГМО можна записати вираз [363]:

$$\beta_{\text{ГМО}} = \frac{1}{\text{ГМО}(T_1)} \cdot \frac{\text{ГМО}(T_2) - \text{ГМО}(T_1)}{\Delta T}. \quad (4.2)$$

Після деяких перетворень отримуємо кінцеве співвідношення для  $\beta_{\text{ГМО}}$ :



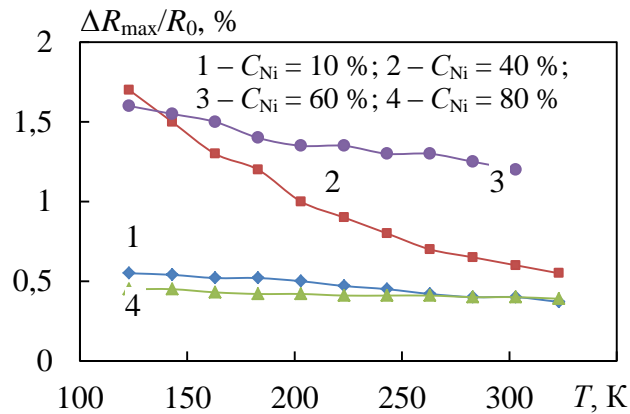


Рис. 4.21 Залежність величини ізотропного магнітоопору від температури вимірювання для свіжосконденсованих тришарових плівкових систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  з різною концентрацією Ni в магнітних шарах (1 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 3$  нм; 2 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 4$  нм; 3 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 6$  нм; 4 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 8$  нм)

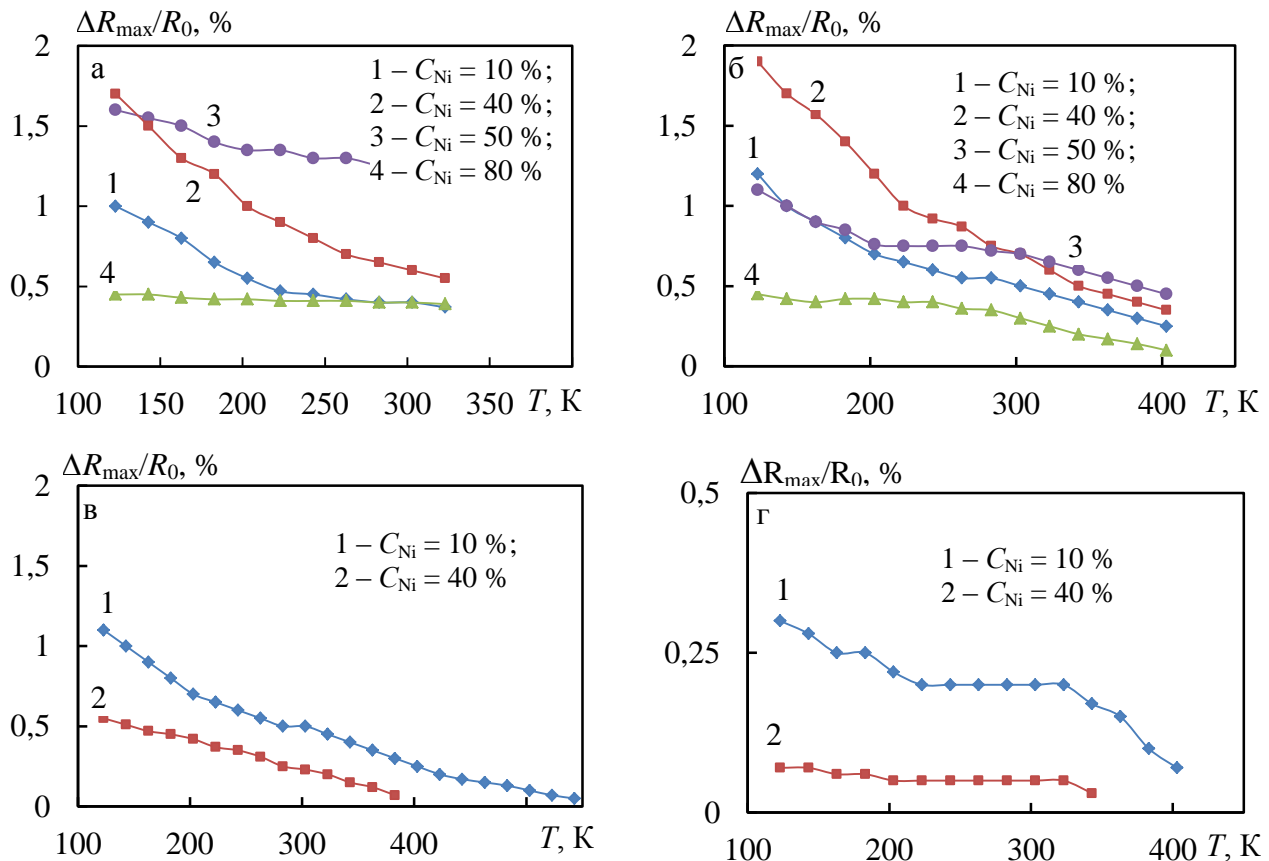


Рис. 4.22. Залежність величини ізотропного магнітоопору від температури вимірювання для свіжосконденсованих (а) і відпалених за температур 400 (б), 550 (в) та 700 К (г) тришарових плівкових систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різною концентрацією Ni в магнітних шарах (1 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 3$  нм; 2 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 5$  нм; 3 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 6$  нм; 4 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 8$  нм)

$$\beta_{\text{ГМО}} = \frac{2(R^2\beta_R - R \cdot r \cdot \beta_R + r^2\beta_R)}{(R-r)^2} - (\beta_R + \beta_r). \quad (4.3)$$

де  $R$  та  $r$  – опори високоомного та низькоомного спінових каналів відповідно.

У граничному випадку  $r \ll R$  співвідношення спрощується до вигляду, зручного для аналізу:

$$\beta_{\text{ГМО}} \cong \beta_R \left(1 - \frac{r}{R}\right) - \beta_r, \quad (4.4)$$

тобто температурна залежність ГМО визначається термічним коефіцієнтом спінового каналу із малим опором і має величину порядку  $10^{-3} \text{ K}^{-1}$ .

У таблиці 4.2 наведені експериментальні значення  $\beta_{\text{ГМО}}$  для тришарових структур з ефектом ГМО. Як видно з наведених даних,  $\beta_{\text{ГМО}}$  суттєво залежить від елементного і фазового складу магнітних шарів та їх товщини. Так, максимальне значення термічного коефіцієнта ГМО ( $-9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ) було отримано для плівок  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}/\text{Cu}/\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}/\text{П}$  із  $d_{\text{N}} \approx 10 \text{ нм}$ . Великі значення  $\beta_{\text{ГМО}}$  (близько  $-8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ) також спостерігаються і для систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  при  $C_{\text{Ni}} < 50 \%$  у магнітних шарах. Мінімальні значення  $\beta_{\text{ГМО}}$  (близько  $-3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ) були отримані для системи  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ . Також слід зазначити, що значення термічного коефіцієнта ГМО залежать від товщини як магнітних, так і немагнітних шарів та умов термообробки. Така залежність  $\beta_{\text{ГМО}}$ , на нашу думку, зумовлена залежністю термічних коефіцієнтів спінових каналів від товщини шарів та умов термообробки.

Таблиця 4.2

**Експериментальні значення  $\beta_{\text{ГМО}}$  для свіжосконденсованих та відпалених за різних температур тришарових плівок у температурному інтервалі 120 – 300 К**

Зразок	$d_{\text{F}}$ , нм	$d_{\text{N}}$ , нм	$\beta_{\text{ГМО}} \cdot 10^{-3}, \text{ K}^{-1}$			
			300 К	400 К	550 К	700 К
$\text{Fe}_{90}\text{Ni}_{10}/\text{Cu}/\text{Fe}_{90}\text{Ni}_{10}$	30	7	- 8,3	- 6,2	- 5,5	- 3,7

Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub> /Cu/ Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	25	8	- 3,1	- 2,9	- 2,7	- 4,5
Fe <sub>70</sub> Ni <sub>30</sub> /Cu/ Fe <sub>70</sub> Ni <sub>30</sub>	25	5	- 8,5	- 7,8	- 6,7	-
Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub> /Cu/ Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub>	35	5	- 4,2	- 4,0	-	-
Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub> /Cu/ Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub>	30	10	- 5,5	- 9,0	- 5,7	-
Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub> /Cu/ Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	30	8	- 3,5	- 3,1	-	-
Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub> /Cu/ Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	30	12	- 3,1	- 3,0	-	-
Co/Cu/ Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	40	7	- 5,3	- 5,0	- 4,7	-
Co/Cu/ Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	40	10	- 6,0	- 5,8	- 6,1	-
Co/Cu/ Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub>	35	5	- 3,6	- 3,2	-	-
Co/Cu/ Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub>	40	8	- 4,2	- 0,3	- 0,31	-
Co/Cu/ Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub>	40	12	- 4,1	- 4,3	- 4,6	-
Co/Cu/ Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	40	7	- 2,3	- 1,5	-	-
Co/Cu/ Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	40	10	- 2,9	- 2,6	- 2,5	-
Co/Cu/ Fe	40	5	- 6,2	- 6	- 5,8	-
Co/Cu/ Fe	20	10	- 6,2	- 6	- 6,2	- 6,5

#### 4.1.7. Вплив температури підкладки на магніторезистивні властивості плівкових систем Co/Cu/Fe

Розглядаючи результати дослідження впливу температури відпалювання на характер та величину магнітоопору (підрозділи 4.2 – 4.3), зазначено, що для плівкових систем Co/Cu/Fe з відносно товстими прошарками міді ( $d_N = 10 - 20$  нм) високотемпературне відпалювання призводить до значного зростання ізотропного магнітоопору. Тому виникла необхідність провести дослідження впливу температури підкладки при конденсації на характер магнітоопору та його величину для тришарової системи на основі Co, Fe та Cu.

Для всіх свіжесконденсованих зразків Co/Cu/Fe/П з товщиною шарів  $d_F = 40$  нм,  $d_N = 3 - 15$  нм отриманих за температури підкладки ( $T_{\text{п}}$ ) 400 К, 550 К та 700 К (рис. 4.23 а) спостерігається АМО величиною 0,02 – 0,1%.

Для таких же зразків, але отриманих за  $T_{\text{п}}=300$  К спостерігається ефект ГМО з амплітудою 0,1 – 1,2% (рис. 4.23 а). Цікаво, що для зразків, отриманих за  $T_{\text{п}} = 400$  К з  $d_{\text{N}} = 5 - 15$  нм (з вихідним АМО), після їх відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К спостерігається поява ГМО з амплітудою 0,5 – 0,8% за кімнатної температури (рис. 4.23 б, 4.24 а). При подальшому відпалюванні за 700 К спостерігається знову перехід до АМО (рис. 4.23 б, 4.24 б). Таку складну поведінку МО від  $T_{\text{відп}}$  можна пояснити впливом термообробки на суперпозицію анізотропного (зумовленого спін-орбітальною взаємодією) і СЗР електронів провідності. Також потрібно враховувати той факт, що ефект ГМО є результатом впливу двох факторів: спінової залежності зонної структури від вільних дефектів і спінової залежності розсіюючого потенціалу. У феромагнітних плівках ці процеси є спін-залежні і спінова асиметрія для об'ємного розсіювання може в загальному випадку відрізнятися від спінової асиметрії для розсіювання на межі поділу шарів. При певних варіаціях амплітуди шорсткостей, концентрації домішок та дефектів (на ці параметри впливає і температура підкладки чи відпалювання) спінова асиметрія для об'ємного і міжфазного розсіювання може бути протилежною, що призводить до зменшення величини ефекту ГМО або навіть до його зникнення. У плівках, отриманих за  $T_{\text{п}} = 550$  К та 700 К, відпалювання призводить тільки до збільшення величини АМО, незалежно від товщини як магнітних, так і немагнітних шарів.

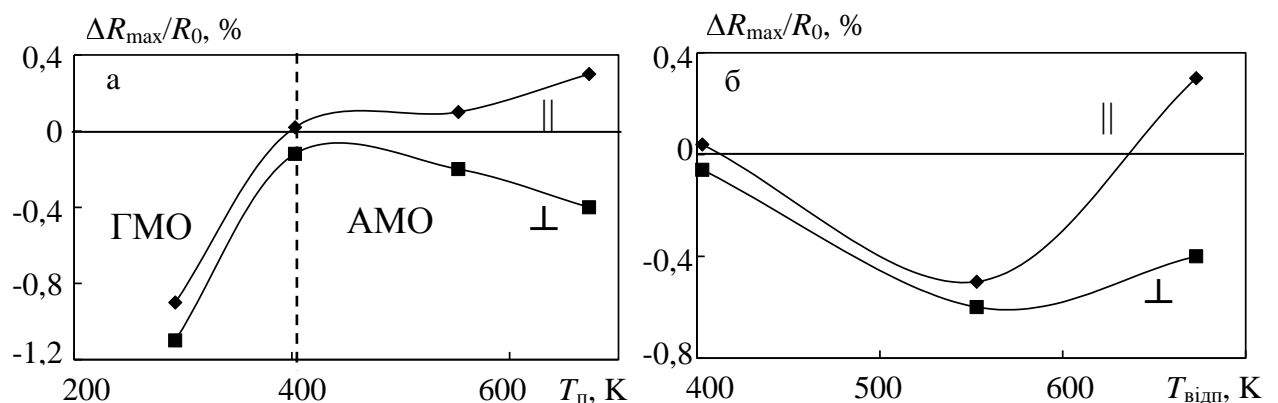


Рис. 4.23. Залежність МО від температури підкладки (а) та температури відпалювання (б) для плівки Co/Cu/Fe/П ( $d_{\text{F}} = 40$  нм,  $d_{\text{N}} = 8$  нм). Температура вимірювання 300 К

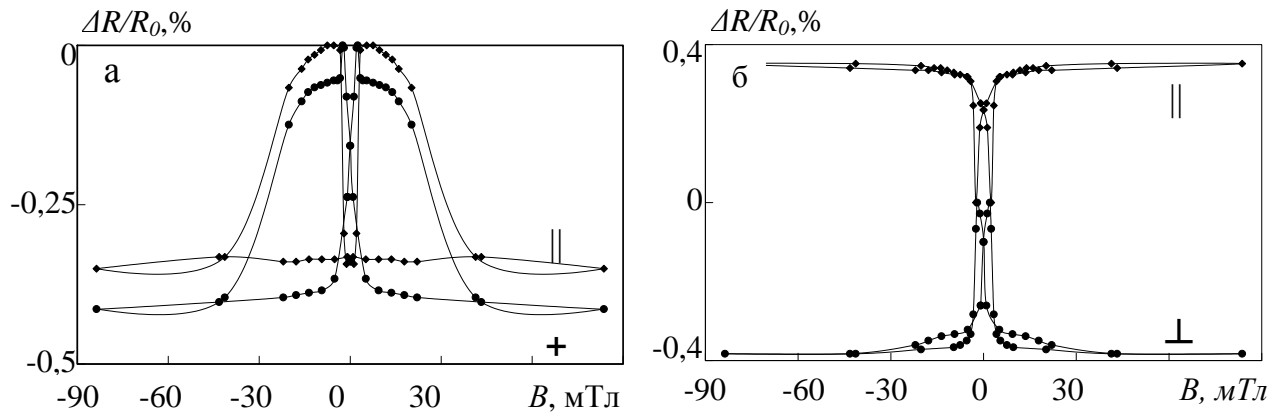


Рис. 4.24. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля відпаленої за температури 550 К (а) та 700 К (б) плівкової системи Co(40 нм)/Cu(10 нм)/Fe(40 нм)

#### 4.1.8. Вплив додаткових шарів Ni, Fe та Cr на магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Co та Cu

Відомо, що магніторезистивні властивості багатошарових магнітних структур із ефектом ГМО суттєво залежать від наявності атомів домішок в об'ємі феромагнітних шарів та на інтерфейсах. З часу виникнення гіпотези, що ефект ГМО, зумовлений асиметрією СЗР носіїв заряду, було проведено значну кількість спроб модифікувати СЗР електронів за рахунок введення відповідних домішкових атомів (шарів) в інтерфейси або в об'єм феромагнітних шарів [366].

У нашому випадку було проведено дослідження впливу надтонких додаткових шарів Fe, Ni та Cr на магніторезистивні властивості достатньо вивченої «модельної» плівкової системи на основі Co та Cu.

**Система Fe/Co/Cu/Co/Fe.** При проведенні дослідження магніторезистивного ефекту серій багатошарових плівкових зразків Fe/Co/Cu/Co/Fe з різними товщинами немагнітних прошарків було встановлено, що при товщині прошару  $d_N < 4$  нм спостерігається лише анізотропний магнітоопір (рис. 4.25 а).

Для невідпалених плівок Fe/Co/Cu/Co/Fe з товщиною  $d_N = 5 - 15$  нм,  $d_{Co} = 20 -$

40 нм та  $d_{\text{Fe}} = 5 - 10$  нм (рис. 4.25 б, в, г) АМО відсутній і спостерігається лише зменшення електричного опору зразка, незалежно від взаємної орієнтації напрямку прикладеного магнітного поля та струму в плівковій системі. Таким чином, у даних багатошарових плівках реалізується спін-залежне розсіювання електронів. Величина ізотропного магнітоопору для свіжосконденсованих систем Fe/Co/Cu/Co/Fe складає 0,1 – 0,25 % за кімнатної температури.

Розглянемо результати дослідження впливу температури відпалювання величину повздовжнього і поперечного МО у плівках системи Fe/Co/Cu/Co/Fe з товщинами шарів  $d_{\text{Co}} = 20 - 40$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 2 - 15$  нм та  $d_{\text{Fe}} = 5 - 10$  нм (рис. 4.26).

Для зразків з вихідним АМО відпалювання призводить тільки до збільшення величини анізотропії в 20 – 30 разів (рис. 4.26 а).

Після відпалювання плівкових зразків з вихідним спін-залежним розсіюванням електронів за температури 400 К (рис. 4.26 в, д) спостерігається ріст величини ефекту ГМО в 1,2 – 1,3 рази. Причини збільшення величини ефекту ГМО після термообробки у плівкових структурах Fe/Co/Cu/Co/Fe з відносно товстими немагнітними прошарками ( $d_{\text{N}} > 5$  нм) такі ж як і у випадку інших систем із спін-залежним розсіюванням електронів і описані вище.

Відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 550$  К зумовлює незначне збільшення величини ГМО. В результаті відпалювання за  $T_{\text{відп}} = 700$  К відбувається зменшення величини ефекту ГМО і поява АМО. При меншій товщині прошарку  $d_{\text{N}} = 5 - 9$  нм поява анізотропного магнітоопору відбувається вже після відпалювання за температури  $T_{\text{відп}} = 550$  К (рис. 4.26 в).

**Система Ni/Co/Cu/Co/Ni та Co/Ni/Cu/Ni/Co.** Для всіх досліджуваних систем з ефективною товщиною немагнітного прошарку до 2 нм (рис. 4.27 а) (незалежно від товщини та порядку розташування феромагнітних шарів Co та Ni) спостерігається лише АМО.

Для невідпалених плівок Ni/Co/Cu/Co/Ni з товщиною  $d_{\text{Cu}} = 3 - 15$  нм,  $d_{\text{Co}} = 20 - 40$  нм та  $d_{\text{Ni}} = 5 - 10$  нм (рис. 4.27 б) спостерігаються ізотропні польові залежності. Величина ізотропного МО для свіжосконденсованих плівок систем Ni/Co/Cu/Co/Ni

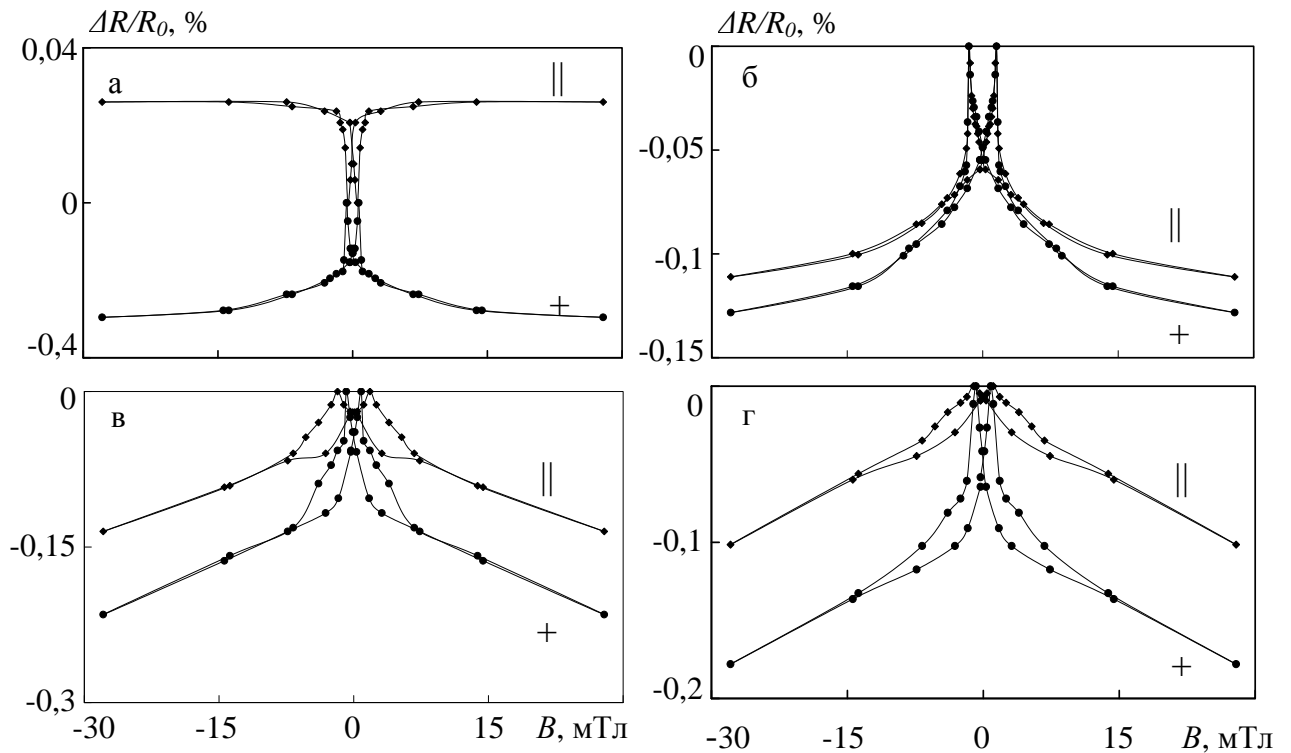


Рис. 4.25. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для свіжосконденсованих плівок Fe/Co/Cu/Co/Fe/Π а:  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм; б:  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 10$  нм; в:  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм; г:  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 12$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм. Температура вимірювання 300 К

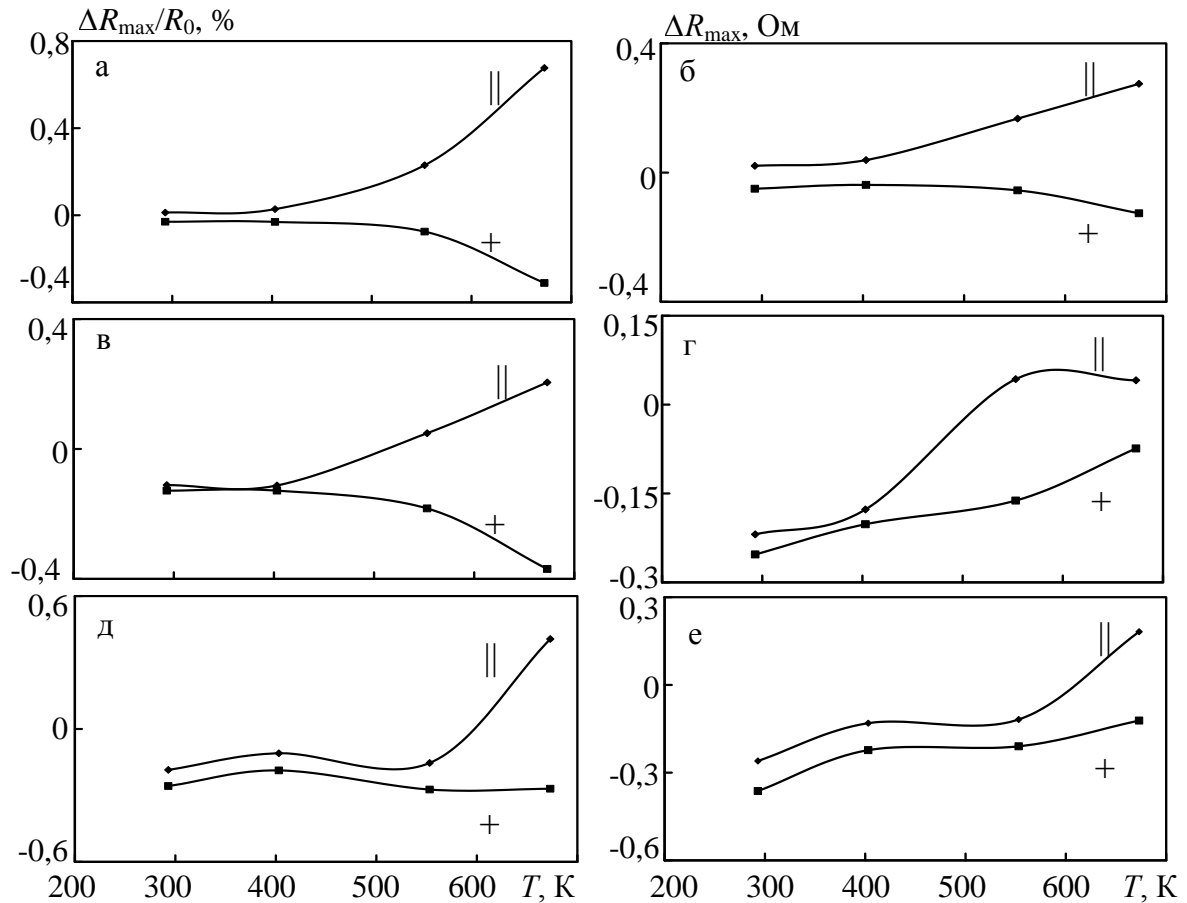


Рис. 4.26. Залежність  $\Delta R_{\max}/R_0$  (а, в, д) та  $\Delta R_{\max}$  (б, г, е) від  $T_{\text{відп}}$  для плівкових структур Fe/Co/Cu/Co/Fe: а, б –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм; в, г –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 10$  нм; д, е –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Fe}} = 5$  нм

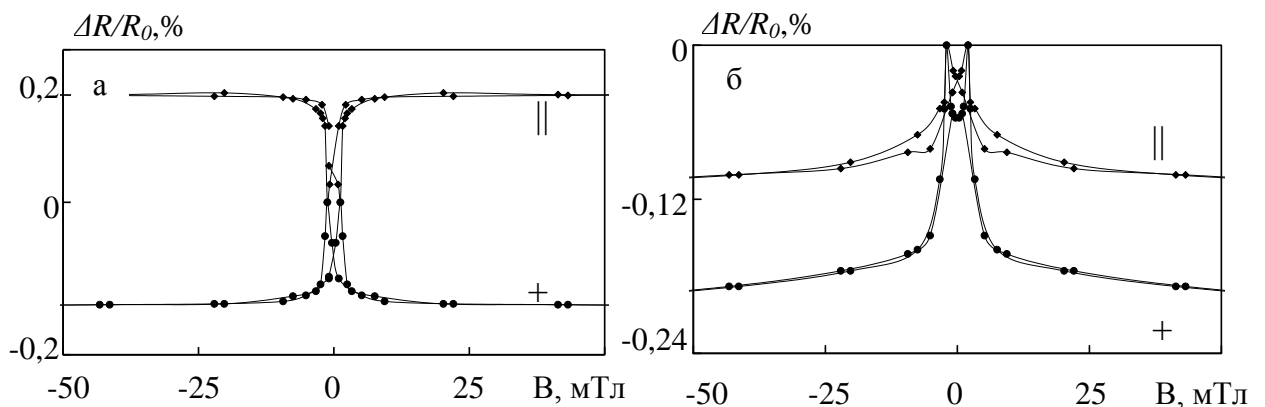


Рис. 4.27. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для свіжесконденсованих плівок: а – Co/Ni/Cu/Ni/Co ( $d_{\text{Co}} = 25$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 2$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 5$  нм); б – Ni/Co/Cu/Co/Ni ( $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 10$  нм). Температура вимірювання 300 К



складає 0,1 – 0,2 % за кімнатної температури. Для систем Co/Ni/Cu/Ni/Co ефект ГМО не був виявлений навіть для свіжосконденсованих плівок (рис. 4.27 а). Спостерігається тільки АМО дуже малої величини близько 0,02 – 0,04 %. На нашу думку, вже у процесі осадження шарів Ni та Cu утворюється твердий розчин Ni (Cu), який виключає можливість антиферомагнітного впорядкування шарів Co.

Як і в попередніх випадках, відпалювання зразків з тонким немагнітним прошарком (у даному випадку  $d_{Cu} < 3$  нм) призводить тільки до збільшення величини АМО (рис. 4.28 а), що в основному зумовлено збільшенням розміру кристалітів. Для плівкової системи Ni(10)/Co(20)/Cu(5)/Co(20)/Ni(10), отриманої за температури 300 К відпалювання за температури 400 К (рис. 4.28 б) зумовлює значне збільшення величини ефекту ГМО, майже у 3 рази, що пов'язано з дифузійними процесами на межі шарів Co та Ni, можливо, утворенням твердого розчину (Co, Ni), при цьому за низькотемпературного відпалювання за 400 К збільшується і  $\Delta R_{max}$  (рис. 4.28 г). Подальше відпалювання за  $T_{відп} = 550$  К призводить до зменшення амплітуди ГМО (майже в 10 разів) і появи АМО внаслідок утворення твердого розчину  $\beta$ -Co (Ni,Cu) що підтверджується дослідженнями фазового стану цих систем. Відпалювання за  $T_{відп} = 700$  К призводить до збільшення величини АМО у 2 – 4 рази.

Для свіжосконденсованих систем Co/Ni/Cu/Ni/Co ( $T_n = 300$  К) ефект ГМО не спостерігався, ймовірно, тому, що додаткові шари Ni, які розміщені на інтерфейсі Co/Cu, вже на стадії конденсації плівки приводять до утворення твердого розчину (CoNi,Cu), внаслідок чого відбувається порушення вихідного порядку шарів. Подальше збільшення  $T_{відп}$  призводить до росту величини АМО (рис. 4.28 д).

**Система Co/Cu/Co/Cr та Co/Cu/Cr/Co.** Для всіх зразків з товщиною шару міді  $d_{Cu} < 3$  нм реалізується лише АМО. Для свіжосконденсованих плівок Co/Cu/Co/Cr/П з  $d_{Co}=20 - 40$  нм,  $d_{Cu}=3 - 15$  нм,  $d_{Cr}=3 - 10$  нм спостерігається ефект ГМО, величиною 0,3 – 0,5% за кімнатної температури.

Слід зазначити нетиповий характер поведінки польових залежностей при повздовжній геометрії. На рис. 4.29 в якості ілюстрації наведені польові залежності

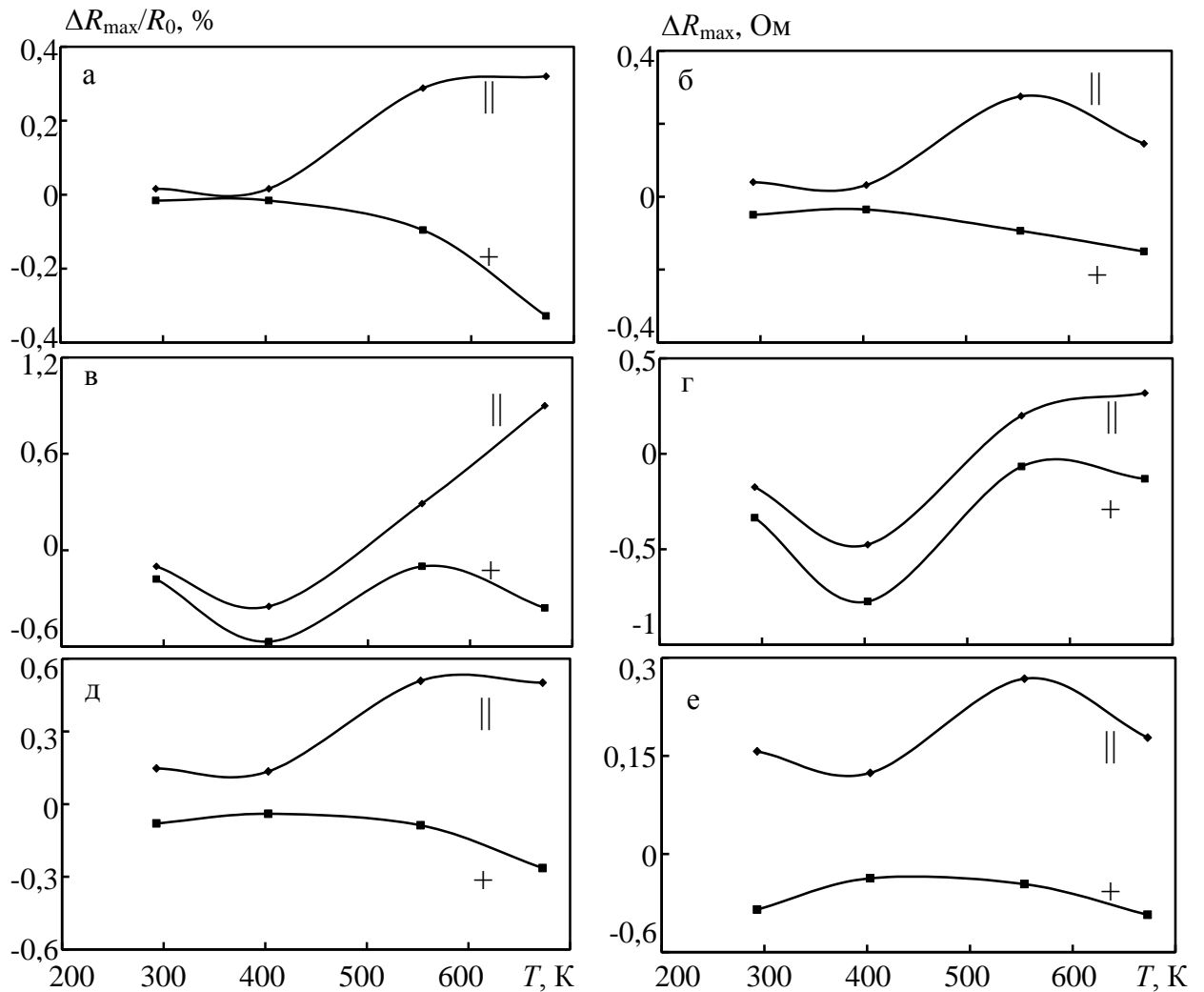


Рис. 4.28. Залежність  $\Delta R_{\max}/R_0$  (а, в, д) та  $\Delta R_{\max}$  (б, г, е) від  $T_{\text{відп}}$  для плівкових структур Ni/Co/Cu/Co/Ni (а, б –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 5$  нм; в, г –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 10$  нм) та Co/Ni/Cu/Ni/Co (д, е –  $d_{\text{Co}} = 20$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 10$  нм,  $d_{\text{Ni}} = 5$  нм)

для свіжосконденсованих систем Co/Cu/Co/Cr ( $T_n = 300$  K). Як видно з рисунку, для деяких зразків з гігантським магніторезистивним ефектом спостерігається нетиповий характер залежностей  $(\Delta R/R_0)(B)$  для повздовжнього МО (рис. 4.29 г, рис. 4.30). У результаті зменшення індукції зовнішнього магнітного поля від поля насичення  $B_S$  до 0 величина електричного опору спочатку слабо зростає, а далі різко падає. Потім після зміни напрямку зовнішнього магнітного поля опір різко росте у полі коерцитивної сили  $B_C$  і досягає свого максимального значення. Подальше збільшення напруженості магнітного поля призводить до різкого зменшення величини МО, подібно до типових ізотропних польових залежностей ГМО.

На нашу думку, нетипову поведінку залежностей  $(\Delta R/R_0)(B)$  для плівок системи Co/Cu/Co/Cr, в яких реалізується ефект ГМО, можна пояснити наявністю домішкових атомів Cr в одному з шарів Co, оскільки навіть у свіжосконденсованих плівках атоми Cr можуть проникати в шар Co внаслідок конденсаційно-стимульованої дифузії.

Потрібно також враховувати той факт, що Cr – антиферомагнетик. В ідеальному випадку (абсолютно гладка межа поділу Co/Cr) шар Cr повинен закріпити намагніченість нижнього шару Co. Але в реальних структурах межі розділу є шорсткими, тому характер міжшарового зв'язку різний у різних частинах плівки. В цьому випадку конкуренція обмінних взаємодій всередині магнітних шарів, антиферомагнітного шару і на межі поділу Co/Cr призводить до спотворення магнітної структури системи, що також може бути причиною виникнення нетипової поведінки польових залежностей.

Введення додаткового шару Cr з товщиною  $d_{Cr}=3-10$  нм на межу поділу шарів Co/Cu призводить до появи анізотропії МО, незалежно від товщини мідного прошарку.

На рис. 4.31 представлені залежності  $\Delta R_{\max}/R_0(T_{\text{відп}})$  та  $\Delta R_{\max}(T_{\text{відп}})$  для плівок з різною товщиною шару Cu та Cr. Як видно з рис. 4.31 хід залежностей  $\Delta R_{\max}/R_0(T_{\text{відп}})$  майже повністю визначається ходом відповідних залежностей  $\Delta R_{\max}(T_{\text{відп}})$ .

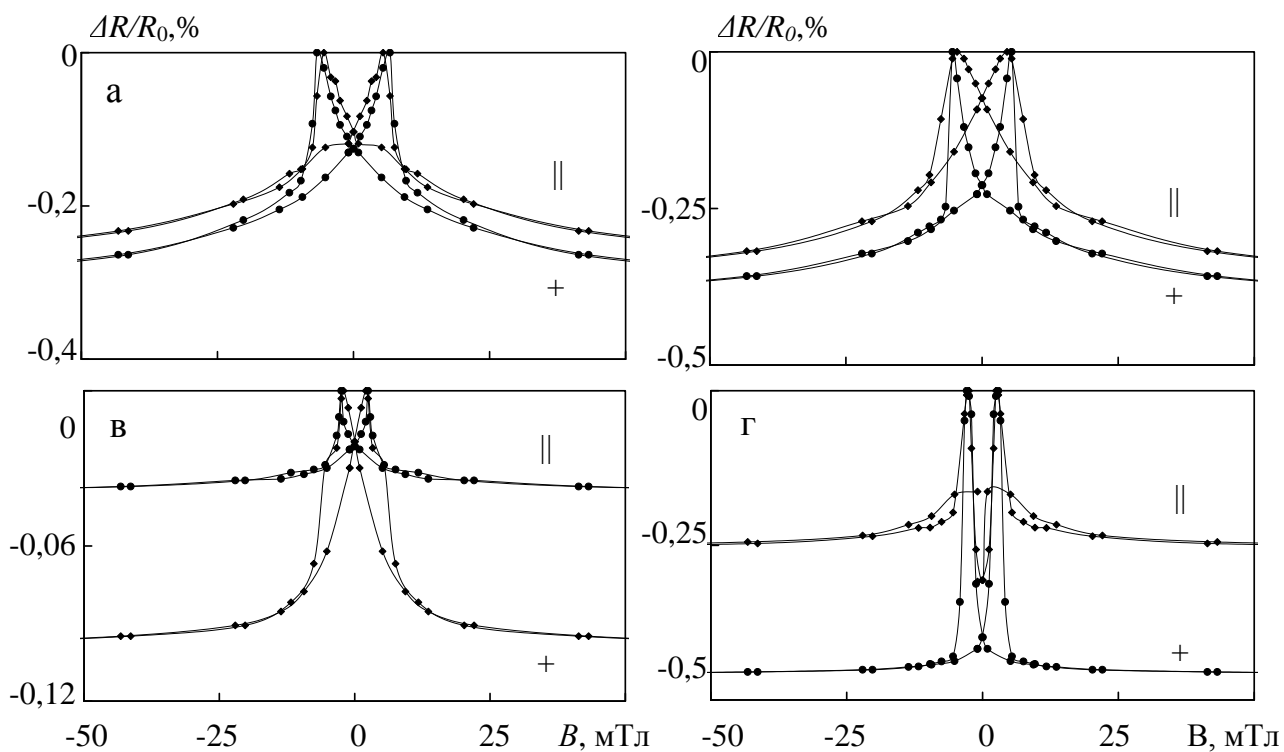


Рис. 4.29. Залежність повздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для свіжесконденсованих плівок Co/Cu/Co/Cr/П а:  $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 3$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм; б:  $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 5$  нм; в:  $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 5$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм; г:  $d_{\text{Co}} = 30$  нм,  $d_{\text{Cu}} = 7$  нм,  $d_{\text{Cr}} = 10$  нм. Температура вимірювання 300 К

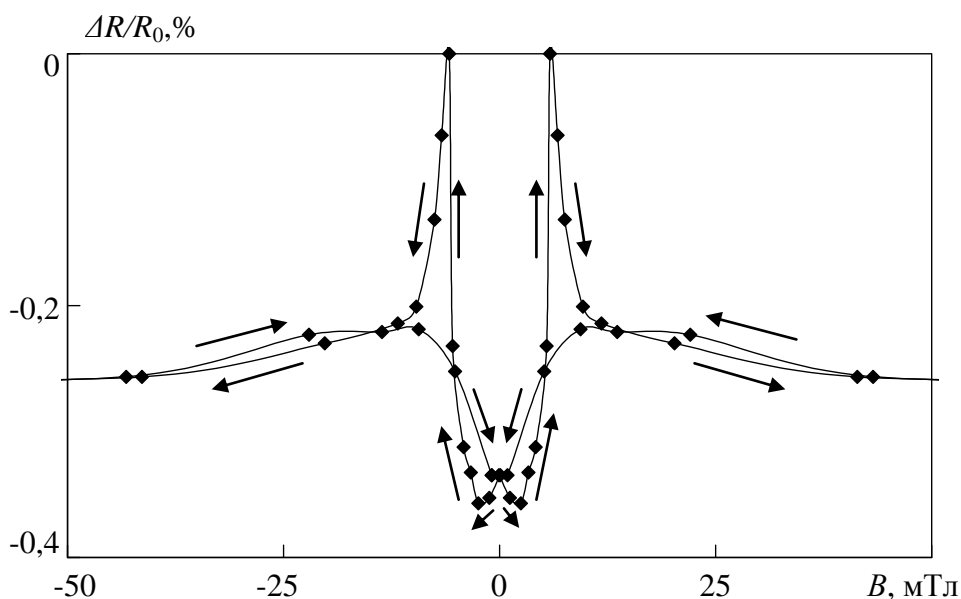


Рис. 4.30. Залежність повздовжнього МО від індукції магнітного поля для невідпаленої плівкової системи Co(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/Cr(5 нм)

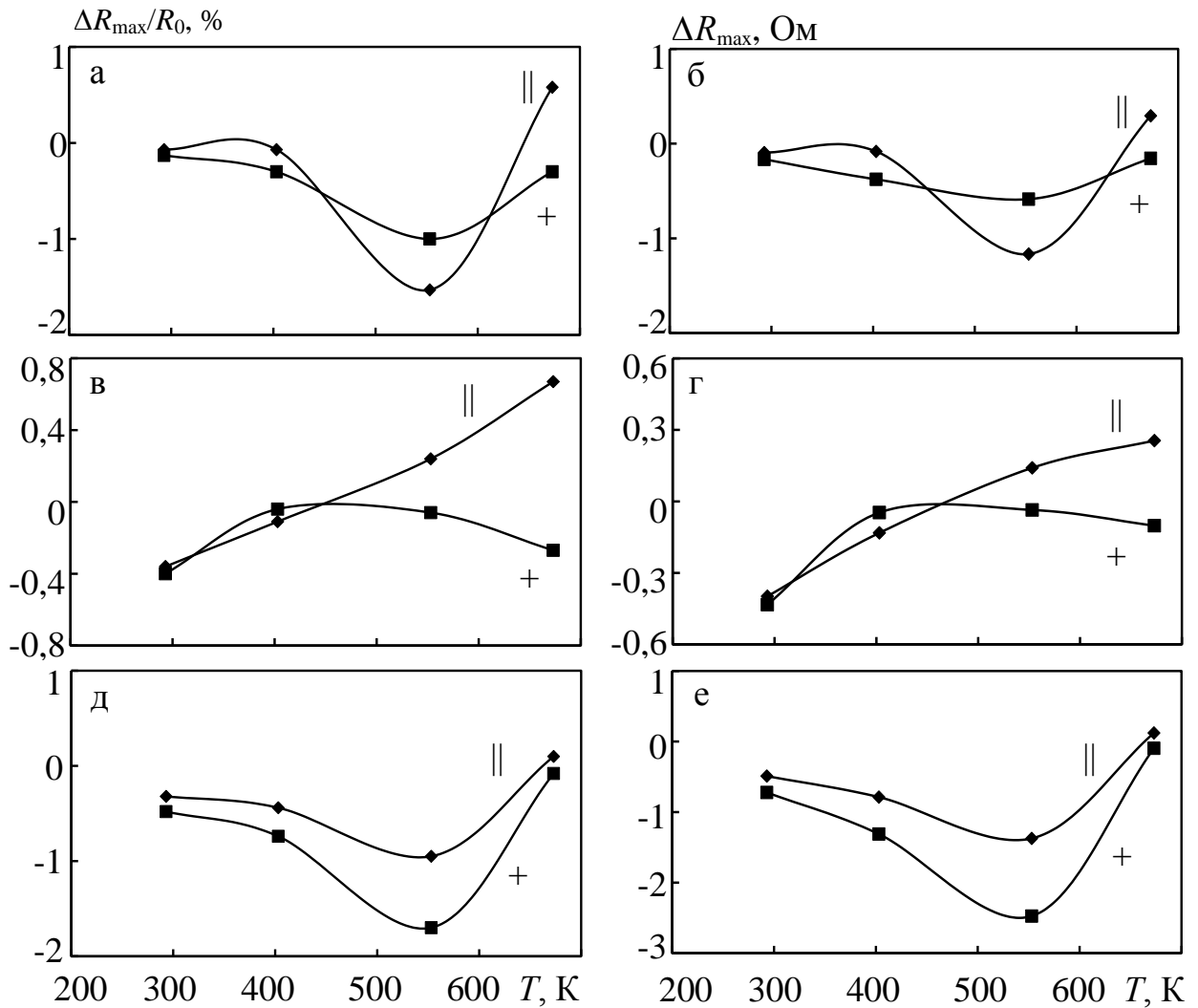


Рис. 4.31. Залежність  $\Delta R_{\max}/R_0$  (а, в, д) та  $\Delta R$  (б, г, е) від  $T_{\text{відп}}$  для плівкових структур: а, б – Co(30 нм)/Cu(7 нм)/Co(30 нм)/Cr(2 нм)/П;  
 в, г – Co(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/Cr(5 нм)/П;  
 д, е – Co(30 нм)/Cu(7 нм)/Co(30 нм)/Cr(10 нм)/П

Отже, розміщення додаткового шару з Ni чи Cr на інтерфейсі Co/Cu зумовлює реалізацію в системах (як невідпалених, так і відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700 \text{ K}$ ) тільки АМО. Розміщення шару Cr як буферного шару призводить до значного зростання величини ізотропного магнітоопору (у 10 разів) після відпалювання плівок за температури 550 K.

#### **4.2. Розрахунок параметрів спіно-поляризованого електронного транспорту в тришарових системах на основі Co та Cu [364, 365, 370]**

Попри накопичений значний теоретичний та експериментальний матеріал у дослідженні ефекту ГМО [6], ряд фундаментальних питань залишаються до кінця не з'ясованими при інтерпретації зазначеного ефекту. Так, зокрема, існує потреба в розробці та апробації теоретичних моделей ГМО для тришарових плівок, що забезпечило б можливість прогнозувати поведінку величини ефекту зі зміною товщини шарів металу і, як наслідок, розширити функціональні можливості різноманітних пристроїв спінтроники, побудованих на базі тришарових наноструктур.

У цьому підрозділі наведені результати експериментальних і теоретичних досліджень ефекту ГМО в тришарових магнітних Co/Cu/Co плівках (сандвічах) та запропонована методика розрахунку параметрів спіно-поляризованого транспорту електронів у сандвічі за результатами експериментального дослідження розмірної залежності магніторезистивного відношення.

##### **4.2.1. Теоретичний аналіз ефекту ГМО**

Зазвичай ефект гігантського магнітоопору характеризується магніторезистивним відношенням (МРВ), яке визначається відношенням зміни опору  $\Delta \bar{R}(B) = \bar{R}_{\text{ап}}(0) - \bar{R}_{\text{п}}(B)$  провідника при вміщенні його у зовнішнє магнітне поле з індукцією  $\mathbf{B}$ , нормованого на опір зразка в магнітному полі:

$$\delta = \frac{\bar{R}_{ap}(0) - \bar{R}_p(B)}{\bar{R}_p(B)} \equiv \frac{\Delta \bar{R}(B)}{\bar{R}_p(B)}, \quad (4.5)$$

де  $\bar{R}_{ap}(0)$  та  $\bar{R}_p(B)$  - усереднені по товщині сандвіча опори провідника з антиферомагнітною (*ap*) та феромагнітною (*p*) конфігураціями відповідно.

Кількісно гігантський магніторезистивний ефект можна описати в рамках феноменологічного підходу, зміст якого полягає в тому, що кожний магнітний та немагнітний шар металів можна розглядати як незалежний резистор. У феромагнітних шарах металу завдяки наявності в них великого молекулярного поля обмінного походження (обмінних сил) виникає сильна спінова поляризація електронів [3, 15], внаслідок чого феромагнетик намагнічується, а ступінь його намагніченості характеризується вектором намагніченості  $\mathbf{M}$ . Якщо основну вісь напрямку спіну вибрати у напрямку вектора намагніченості  $\mathbf{M}$ , то в кожному феромагнітному шарі металу спін електрона буде направлений або вздовж (мажоритарні носії заряду) або проти (міноритарні електрони) вектора намагніченості. Інакше кажучи, в магнітних шарах металу уся сукупність носіїв заряду поділяється на носії заряду зі спіном ввєрх  $\uparrow (+)$  та зі спіном ввєниз  $\downarrow (-)$  (тут позначення «+» та «-» ввєведені для того, щоб кінцеві результати аналітичних розрахунків можна було б подати у компактній формі).

Якщо до магнітного багат шарового провідника прикласти електричне поле, то в провіднику виникає електричний струм густиною  $\mathbf{j}$ , який можна поділити на дві складові струму, які зумовлені рухом носіїв заряду зі спіном «+» ( $\mathbf{j}^+$ ) та спіном «-» ( $\mathbf{j}^-$ ) [366, 367]. В області низьких температур процеси з переверотом спіну (спін-фліп процеси), які призводять до змішування двох складових струму, відбуваються рідко і ними можна знехтувати. У цьому випадку повний струм дорівнює адитивній сумі його складових:

$$\mathbf{j} = \sum_{s=\pm} \mathbf{j}^s. \quad (4.6)$$

Завдяки існуванню в феромагнітних шарах металу двох складових струму можна стверджувати про наявність у них двох спінових каналів провідності, опори яких позначимо як  $\rho_m^+$  та  $\rho_m^-$ . У магнітних металах внаслідок того, що густина електронних станів на рівні Фермі різна для носіїв заряду з різною поляризацією спіну, то, відповідно, буде різна ймовірність розсіяння електронів зі спіном за (проти) вектора намагніченості на центрах розсіювання (домішках, межах зерен тощо). Як наслідок опори двох каналів провідності будуть різні ( $\rho_m^+ \neq \rho_m^-$ ), а самі опори знову ж можна розглядати як незалежні резистори, які, залежно від знаку нерівності між довжиною вільного пробігу носіїв заряду  $l^s$  ( $j=1,2$ ) та товщиною магнітного шару  $d_m$  з'єднані або паралельно, або послідовно.

У разі виконання нерівності  $l^s \ll d_m$ , тобто коли довжина вільного пробігу спін-поляризованих електронів значно менша, ніж товщина шарів металу, то переходи носіїв заряду з одного феромагнітного шару до іншого практично відсутні. Внаслідок зазначеного в кожному шарі багатошарового зразка струм буде протікати незалежно і, відповідно, резистори будуть з'єднані паралельно, а повний опір багатошарового провідника знаходиться як опір паралельно з'єднаних резисторів. У цьому випадку, як не важко переконатися, опори багатошарового провідника з  $ap$  - та  $p$  - конфігураціями будуть збігатися, внаслідок чого ефект ГМО не буде спостерігатися що і підтверджується експериментально [3, 367].

Якщо ж виконується протилежна нерівність  $l^s \gg d_m$ , тоді практично кожний ефективний спін-поляризований носій заряду переходить з одного магнітного шару металу до іншого і резистори, які моделюють два спінові канали провідності, з'єднані послідовно, а повний опір багатошарового магнітного провідника знову ж знаходиться як опір усіх резисторів, які паралельно з'єднані.



Вважаючи, що домінуючим механізмом гігантського магніторезистивного ефекту є асиметричне спін-залежне розсіяння носіїв заряду в об'ємі магнітних шарів (механізм Мотта [366]), МРВ (4.5) в рамках феноменологічного підходу можна записати у вигляді:

$$\delta(d_{m2,m1}) = \frac{(\alpha_{m1} - 1)(\alpha_{m2} - 1)\rho_{m2,m1}^+ d_{m2,m1}}{\alpha_{m1} (1 + \rho_{m2,m1}^+ d_{m2,m1} + \rho_{n,m1}^+ d_{n,m1}) (1 + \rho_{m2,m1}^- d_{m2,m1} + \rho_{n,m1}^- d_{n,m1})}. \quad (4.7)$$

де  $\alpha_{mj} = \frac{\rho_{mj}^-}{\rho_{mj}^+}$ , ( $j = 1, 2$ ) – параметри об'ємної асиметрії, які описують асиметрію в

розсіянні спін-поляризованих електронів в об'ємі магнітних шарів металу;

$s = \pm(\uparrow\downarrow)$  – спінові індекси, які визначають знак проекції спіну носіїв заряду на напрямок вектора локальної намагніченості в магнітному шарі провідника;

$\rho_{m2,m1}^s d_{m2,m1} \equiv \frac{\rho_{m2}^s d_{m2}}{\rho_{m1}^s d_{m1}}$ ,  $\rho_{mj}^s$  – питомий опір  $s$ -го спінового каналу в магнітному

шарі металу товщиною  $d_{mj}$ ;

$\rho_{n,m1}^s d_{n,m1} \equiv \frac{\rho_n^s d_n}{\rho_{m1}^s d_{m1}}$ ,  $\rho_n^+ \equiv \rho_n^- = 2\rho_n$  – питомий опір немагнітного прошарку

(спейсера), товщина якого дорівнює  $d_n$ .

З наведеного виразу (4.7) неважко бачити, що у разі відсутності асиметричного спін-залежного розсіяння (СЗР) носіїв заряду в об'ємі магнітних шарів металу ( $\alpha_{mj} = 1$ ), ефект ГМО відсутній. Лише наявність сильної асиметрії в СЗР електронів в об'ємі магнітних шарів металу [3, 15] призводить до зазначеного ефекту. Також зауважимо, що у разі дослідження «асиметричного» зразка, тобто багат шарового провідника який складається з магнітних шарів металу, в яких параметри асиметрії мають різні знаки нерівності ( $\alpha_{m1} > 1$  і  $\alpha_{m2} < 1$ , або навпаки) відбувається зміна знаку ефекту, тобто його інверсія (ефект стає «додатнім»).

Якщо спін-поляризовані носії заряду рухаються в однорідному магнітовпорядкованому провіднику ( $\alpha_{m1} = \alpha_{m2} = \alpha_m$ ,  $\rho_{m1}^s = \rho_{m2}^s = \rho_m^s$ ,  $d_n = 0$ ,

$d_{m1} = d_{m2} = d_m$ ), отриманий вираз (4.7) переходить в добре відому формулу

$$\delta(\alpha_m) = \frac{(\alpha_m - 1)^2}{4\alpha_m}, \quad (4.8)$$

яку досить часто використовують при теоретичному аналізі зазначеного ефекту.

Враховуючи, що в наведеному експериментальному дослідженні вивчаються «симетричні» тришарові плівки, тобто провідники які складається з магнітних шарів, електрофізичні характеристики яких збігаються, отриманий вираз (4.7) значно спрощується та набуває вигляду:

$$\delta(d_{m2,m1}) = \frac{(\alpha_m - 1)^2 d_{m2,m1}}{\alpha_m (1 + d_{m2,m1} + \rho_{n,m1}^+ d_{n,m1})(1 + d_{m2,m1} + \rho_{n,m1}^- d_{n,m1})}. \quad (4.9)$$

У разі виконання нерівності  $d_{m2,m1} \ll \sqrt{\prod_{s=\pm} (1 + \rho_{n,m1}^s d_{n,m1})}$ , тобто в області малих товщин  $d_{m2}$ , зі зростанням товщини  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару, МРВ  $\delta(d_{m2,m1})$  лінійно зростає зі збільшенням товщини покриваючого магнітного шару ( $\delta(d_{m2,m1}) \sim d_{m2}$ ):

$$\delta(d_{m2,m1}) \cong \frac{(\alpha_m - 1)^2}{4\alpha_m (1 + \rho_{n,m1}^+ d_{n,m1})(1 + \rho_{n,m1}^- d_{n,m1})} d_{m2,m1}. \quad (4.10)$$

Якщо ж виконується протилежна нерівність  $d_{m2,m1} \gg \sqrt{\prod_{s=\pm} (1 + \rho_{n,m1}^s d_{n,m1})}$ , тобто в області великих значень товщин  $d_{m2}$ , спостерігається зворотна тенденція, а саме МРВ  $\delta(d_{m2,m1})$  зменшується як  $\frac{1}{d_{m2}} \left( \delta(d_{m2,m1}) \sim \frac{1}{d_{m2}} \right)$ :

$$\delta(d_{m2,m1}) = \frac{(\alpha_m - 1)^2}{4\alpha_m d_{m2,m1} (1 + \rho_{n,m1}^+ d_{n,m1})(1 + \rho_{n,m1}^- d_{n,m1})} \left\{ 1 - \frac{\sum_{s=\pm} (1 + \rho_{n,m1}^s d_{n,m1})}{d_{m2,m1}} \right\} \sim \frac{1}{d_{m2}}. \quad (4.11)$$

Таким чином, в області малих значень товщини покриваючого шару ( $d_{m2} \ll d_{m1}$ ) опір базового магнітного шару виступає у ролі шунтуючого опору для опору верхнього, покриваючого магнітного шару, і величина ефекту ГМО мізерно мала (4.10). Зазначений ефект також мізерно малий і в області великих значень товщин  $d_{m2}$  ( $d_{m2} \gg d_{m1}$ ) магнітного покриваючого шару, оскільки у цьому випадку вже опір покриваючого магнітного шару виступає як шунтуючий опір для нижнього, базового магнітного шару (4.11).

У разі виконання рівності

$$d_{m2,m1}^{\text{extr}} = \sqrt{\prod_{s=\pm} (1 + \rho_{n,m1}^s d_{n,m1})}, \quad (4.12)$$

тобто коли товщини покриваючого та базового магнітних шарів є практично сумірними за порядком величини ( $d_{m2} \sim d_{m1}$ ) ефект шунтування відсутній і МРВ  $\delta(d_{m2,m1})$  (4.9) досягає свого екстремального значення. За знаком другої похідної

$$\delta(d_{m2,m1}^{\text{extr}}) = - \frac{(\alpha_m - 1)^2}{\rho_{m1,m2}^{+2} \alpha_m \sqrt{B_m^+ B_m^-} (\sqrt{B_m^+} + \sqrt{B_m^-})^4}, \quad (4.13)$$

( $B_m^s = 1 + \rho_{n,m1}^s d_{n,m1}$ ) переконуємося, що у разі виконання рівності (4.12), гігантський магнітоопір досягає свого максимального (амплітудного) значення, яке дорівнює:

$$\delta(d_{m2,m1}^{\text{extr}}) = \frac{(\alpha_m - 1)^2}{\alpha_m (\sqrt{1 + \rho_{n,m1}^- d_{n,m1}} + \sqrt{1 + \rho_{n,m1}^+ d_{n,m1}})^2}. \quad (4.14)$$

З наведено виразу бачимо, що ефект гігантського магнітоопору в тришаровій магнітній плівці досягає свого максимального значення у разі коли магнітні шари металу розділені ультратонким прошарком товщиною  $d_n$ , а асиметричне спін-залежне розсіяння носіїв заряду в магнітних шарах металу є якомога більшим.

#### 4.2.2. Аналіз ефекту ГМО з використанням концепції «неефективності Піппарда»

Гігантський магніторезистивний ефект якісно можна описати з використанням концепції «неефективності» Піппарда [368] та класичного розмірного ефекту [369]. Однак, перш ніж перейти до зазначеного аналізу, зауважимо, що наявність меж поділу між магнітним та немагнітним металами, які мають різну зонну структуру призводить до формування стрибка потенціалу на інтерфейсах сандвіча і, як наслідок, до зменшення ймовірності проходження електронів через межі поділу шарів металу. Оскільки зонна структура феромагнітного металу є спін-залежною, то і ймовірність проходження носія заряду через інтерфейс залежить від напрямку його спіну відносно напрямку вектора локальної намагніченості. Порівняння зонної структури Si з міноритарною підзоною Co вказує на їх значну невідповідність, внаслідок чого міноритарні носії заряду з великою долею ймовірності будуть розсіюватися на інтерфейсах сандвіча [6, 174, 367]. Зонна структура Si майже збігається із зонною структурою мажоритарної підзони Co, і мажоритарні електрони практично без перешкод проходять межі поділу шарів металу тришарової плівки [6, 174, 367] та є ефективними, відповідальними за ефект (концепція «неефективності» Піппарда [368]).

З урахуванням зазначеного та формули Фукса [369], яка кількісно описує класичний розмірний ефект у тонких металевих плівках, отримані вище результати можна якісно пояснити наступним чином. Згідно з працею [370] питома провідність тришарової плівки дорівнює:  $\sigma_m \sim d_{m1}\sigma_{m1} + d_n\sigma_n + d_{m2}\sigma_{m2}$ . Враховуючи, що  $\sigma_{mj} \sim l_{mj}$ , а  $\sigma_{mj} = \sigma_{mj}^+ + \sigma_{mj}^-$ , для провідності тришарової плівки з анти – та феромагнітною конфігураціями можна записати наступний вираз:  $\sigma_{ap(p)} \sim d_{m1}(l_{m1ap(p)}^+ + l_{m1ap(p)}^-) + d_n l_n + d_{m2}(l_{m2ap(p)}^+ + l_{m2ap(p)}^-)$ . Згідно з теорією Фукса [369], провідність тонкої плівки  $\sigma$ , зовнішні межі якої дифузним чином розсіюють носії заряду, по порядку величини дорівнює:  $\sigma \sim \frac{d}{l}\sigma_0 \sim d$

(логарифмічним фактором, який враховує внесок у провідність плівки носіїв заряду, які рухаються під малими кутами до зовнішніх поверхонь і стикаються з ними нехтуємо). Враховуючи, що ефективними носіями заряду в структурі Co/Cu/Co є мажоритарні носії заряду, у випадку реалізації в провіднику антиферомагнітної конфігурації, ефективна довжина вільного пробігу мажоритарних електронів за порядком величини дорівнює  $l_{apj}^+ \sim d_{mj} + d_n$ . У результаті перемагнічення сандвіча зовнішнім магнітним полем довжина вільного пробігу мажоритарних носіїв заряду збільшується на товщину покриваючого магнітного шару ( $l_{pmj}^+ \sim d_{m1} + d_n + d_{m2}$ ), тоді як довжина вільного пробігу мінітарних електронів залишається без змін ( $l_{pj}^- \sim d_{mj}$ ). Підставляючи останні вирази для довжин вільного пробігу мажоритарних та мінітарних електронів у вираз для  $\sigma_{ap(p)}$ , а отримані результати у МРВ (4.5), яке у даному випадку зручно записати у вигляді  $\delta = \frac{\sigma_p - \sigma_{ap}}{\sigma_{ap}} \sim \frac{l_p - l_{ap}}{l_{ap}}$ , для величини  $\delta$  отримаємо наступний вираз:

$$\delta \sim \frac{2d_{m1}d_{m2}}{d_{m1}(2d_{m1} + d_n) + d_n^2 + d_{m2}(2d_{m2} + d_n)}. \quad (4.15)$$

З наведеного виразу неважко бачити, що в силу виконання нерівності  $d_{m1} \gg d_{m2}, d_{m1} > d_n$ , двома останніми доданками у знаменнику можна знехтувати у порівнянні з множником  $d_{m1}(2d_{m1} + d_n)$ , і МРВ можна подати у вигляді  $\delta \sim \frac{2d_{m2}}{2d_{m1} + d_n} = \text{const}d_{m2}$ , тобто МРВ лінійно зростає зі зростанням товщини покриваючого магнітного шару ( $\delta \sim d_{m2}$ ). Зі збільшенням  $d_{m2}$  збільшується й довжина вільного пробігу електронів  $l_{m2}^+$  і, як наслідок, збільшується внесок провідності  $\sigma_{m2}$  в сумарну провідність сандвіча (струм «перетікає» у покриваючий магнітний шар товщиною  $d_{m2}$ ). Як тільки товщини магнітних шарів

стають сумірними по порядку величин  $d_{m2} \sim d_{m1}$ , МРВ досягає свого амплітудного значення (у цьому неважко переконатися, якщо дослідити вираз для  $\delta$  на екстремум), а подальше зростання товщини  $d_{m2}$  призводить до зменшення величини  $\delta$   $\left( \delta \approx \frac{2d_{m1}}{2d_{m2} + d_n} \approx \text{const} \frac{1}{d_{m2}} \right)$  в силу того, що буде спостерігатися зворотна тенденція.

#### 4.2.3. Розрахунок параметрів спін-залежного розсіювання електронів та параметра спінової асиметрії в сандвічі

Оскільки в магнітовпорядкованій тришаровій плівці Co/Cu/Co ефективними є мажоритарні носії заряду, то наближено можна вважати, що питомий опір мажоритарних електронів збігається з питомим опором немагнітного прошарку, тобто виконується рівність  $\rho_{m1}^+ \cong \rho_n$ , що є досить гарним наближенням для досліджуваної системи [367]. З урахуванням зазначеного можна записати:  $1 + \rho_{n,m1}^- d_{n,m1} \cong 1 + \frac{1}{\alpha_m} d_{n,m1}$ ,  $1 + \rho_{n,m1}^+ d_{n,m1} \cong 1 + d_{n,m1}$ . Підставляючи останні формули у вираз (4.11) та враховуючи, що амплітудне значення МРВ спостерігається за умови  $d_{m1} = d_{m2} = d_m$ , для розрахунку параметра об'ємної асиметрії  $\alpha_m$  в розсіянні спін-поляризованих носіїв заряду, отримаємо наступну формулу:

$$\alpha_m = 1 + 2(1 + d_{n,m}) \left( \delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m})(1 + \delta(d_{n,m}))} \right). \quad (4.16)$$

З урахуванням отриманих експериментальних значень (див. рис. 4.36):

$\delta(d_{n,m}) = 0,04$  – амплітудне значення МРВ,  $d_{n,m} = \frac{d_n}{d_{m1}} = 0,25$  – відношення

товщини спейсера до товщини магнітного шару металу, для параметра об'ємної асиметрії  $\alpha_m$  з формули (4.13) отримуємо наступне значення для параметра об'ємної асиметрії  $\alpha_m = 1,61$ .

Знаючи параметр об'ємної асиметрії  $\alpha_m$  та враховуючи що питомий опір немагнітного прошарку дорівнює  $\rho_n = 0,163 \times 10^{-7}$  Ом·м, за формулою

$$\rho_m^- = \alpha_m \rho_m^+ = \alpha_m \rho_n, \quad (4.17)$$

можна розрахувати питомий опір мінітарних електронів:  
 $\rho_m^- = 2,62 \cdot 10^{-8}$  Ом·м  $\equiv 26,2$  нОм·м.

Досить часто відмінність питомих опорів двох спінових каналів характеризують шляхом введення феноменологічного параметра

$$\rho_m^\pm = \frac{2\rho_m}{1 \pm \beta}, \quad (4.18)$$

де  $\beta$  - коефіцієнт спінової асиметрії.

Розв'язуючи спільно систему рівнянь (4.18), записаних для  $\rho_m^+$  та  $\rho_m^-$ , знайдемо зв'язок між параметром спінової асиметрії  $\beta$  та параметром об'ємної асиметрії в СЗР електронів:

$$\beta = \frac{\alpha_m - 1}{\alpha_m + 1}, \quad (4.19)$$

або з урахуванням формули (4.16) для розрахунку параметра  $\beta$  отримаємо наступну формулу

$$\beta = \frac{(1 + d_{n,m}) (\delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m}) (1 + \delta(d_{n,m}))})}{1 + (1 + d_{n,m}) (\delta(d_{n,m}) + \sqrt{\delta(d_{n,m}) (1 + \delta(d_{n,m}))})}, \quad (4.20)$$

чисельне значення якої з урахуванням вище наведених даних дорівнює:  $\beta = 0,234$

#### 4.2.4. Експериментальне дослідження розмірної залежності МРВ у тришарових системах Co/Cu/Co

Розглянемо результати експериментальних досліджень розмірної залежності ГМО. Для свіжосконденсованих плівок із товщинами  $d_n = 3 \div 15$  нм,  $d_{m1} = 30$  нм та  $d_{m2} > 5$  нм спостерігається лише зменшення електроопору незалежно від орієнтації вектора магнітної індукції магнітного поля відносно до напрямку струму (ізотропний магнітоопір). Також зазначимо, що для плівкових систем із  $d_{Cu} \geq 5$  нм та  $d_{m2} \geq 6$  нм реалізується ефект ГМО навіть після відпалювання зразків при температурі 700 К. Максимальне значення ГМО (4 %) при кімнатній температурі було отримано саме для зразків, які пройшли термомагнітну обробку за температури 700 К. Саме тому дослідження розмірної залежності було проведено для зразків, відпалених у магнітному полі при температурі 700 К.

На рис. 4.32 наведено залежність величини магніторезистивного відношення  $\delta(d_{m2,m1})$  (4.21) від товщини  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару нормованого на товщину  $d_{m1}$  базового магнітного шару.

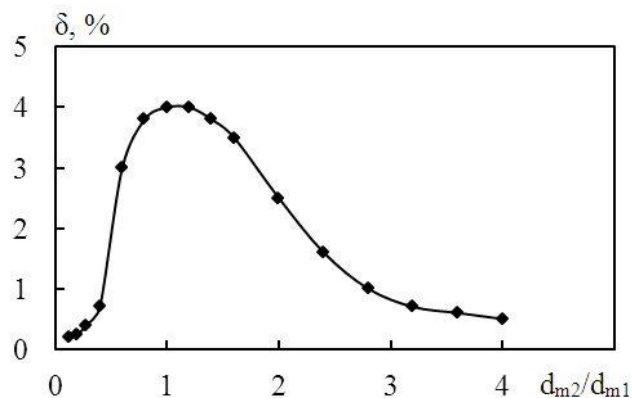


Рис. 4.32. Експериментальна залежність магніторезистивного відношення  $\delta$  від товщини покриваючого магнітного шару  $d_{m2}$  нормованого на товщину  $d_{m1}$  базового магнітного шару ( $d_{m1} = 30$  нм,  $d_n = 7,5$  нм)



Із наведеного рисунка видно, що зі зростанням товщини  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару від 10 нм до 25 нм величина магніторезистивного відношення майже лінійно зростає та досягає свого максимального значення (4%) при відношенні товщин магнітних шарів близьким до 1 ( $d_{m2} \sim d_{m1}$ ). Подальше збільшення товщини  $d_{m2}$  призводить до монотонного зменшення МРВ і при  $d_{m2,m1} > 3$  набуває значень менше 1%. Причини такої поведінки розмірної залежності описані при теоретичному аналізі ефекту з використанням феноменологічного підходу до описання ефекту ГМО.

Таким чином, експериментально виміряне амплітудне значення ефекту ГМО з урахуванням того, що опір мажоритарних носіїв заряду збігається з опором немагнітного прошарку, дозволяє розрахувати параметр об'ємної асиметрії, питомий опір мінітарних носіїв заряду і параметр спінової асиметрії.

#### **4.3. Анізотропія ефекту гігантського магнітоопору в тришарових плівках [371–373]**

Анізотропний магніторезистивний ефект і ефект гігантського магнітоопору в магнітонеоднорідних плівкових матеріалах мають різні джерела походження. Анізотропний магніторезистивний ефект – це внутрішня властивість феромагнетиків, що є результатом анізотропного розсіювання електронів, зумовленого спін-орбітальною взаємодією. Ефект гігантського магнітоопору зумовлений спін-залежним розсіюванням (СЗР) носіїв заряду в об'ємі магнітних шарів та на їх інтерфейсах [6, 7], а його величина суттєво залежить від кута між векторами намагніченості в суміжних феромагнітних шарах.

У переважній більшості робіт, в яких наведені результати експериментальних та теоретичних досліджень ефекту ГМО, зазначений ефект зазвичай вважається ізотропним, тобто його величина не залежить від взаємної орієнтації вектора густини струму  $\mathbf{j}$  і вектора намагніченості  $\mathbf{M}$  в магнітних шарах провідника. Однак, оскільки ефект ГМО спостерігається в багатошарових плівкових структурах [6, 7], в яких обов'язковою компонентою є феромагнітні

шари металу то, відповідно, зазначений ефект а priori є анізотропним [156, 269]. Нехтування анізотропією магнітоопору в багатошаровому магнітовпорядкованому провіднику виправдане, якщо в якості магнітних шарів вибираються феромагнітні шари чистих металів, оскільки у цьому випадку вплив анізотропії магнітоопору опору на величину ефекту ГМО складає долі відсотка і зазначений ефект можна вважати практично ізотропним.

Дещо інша ситуація виникає, якщо в якості магнітних компонент у багатошаровому (особливо тришаровому) провіднику вибирається сплав на основі металів Ni, Fe або Co. У цьому випадку ефект ГМО стає відносно сильно анізотропним внаслідок анізотропії об'ємного СЗР електронів [170]. Наявність відносно великої величини анізотропії опору в магнітних шарах змінює величину амплітудного значення ефекту ГМО залежно від орієнтації вектора густини струму  $\mathbf{j}$  відносно напрямку вектора намагніченості  $\mathbf{M}$  у площині тришарового провідника.

У цьому підрозділі наведені результати експериментального і теоретичного дослідження анізотропії ефекту ГМО в тришарових магнітних плівках, а також встановлено характер зміни магніторезистивного відношення зі зміною товщини покриваючого магнітного шару, виявлено умови, за яких спостерігається максимальне (амплітудне) значення зазначеного ефекту та представлено методику розрахунку параметра, який характеризує відмінність величини довжини вільного пробігу електронів з різною спіноювою поляризацією.

#### 4.3.1. Теоретичний аналіз ефекту АГМО

Розглянемо тришарову магнітовпорядковану плівку (сандвіч), що складається з магнітних шарів різної товщини ( $d_{m1} \neq d_{m2}$ ) розділених немагнітним прошарком (спейсером). Будемо вважати, що прошарок ультратонкий, а його провідність значно менша провідності магнітних шарів і у даній моделі роль спейсера зводиться лише до формування початкової антиферомагнітної конфігурації у тришаровому провіднику.

У багатошарових магнітних плівках, у яких магнітна компонента вибирається сплав пермалою, вважається, що домінуючим механізмом, який зумовлює ефект ГМО, є об'ємне СЗР електронів. У цьому випадку для аналізу анізотропного гігантського магнітоопору (АГМО) можна скористатися резисторною моделлю [173, 366], в якій потрібно врахувати залежність довжини вільного пробігу спін-поляризованих носіїв заряду від кута між векторами густини струму та намагніченості в магнітних шарах металу.

З урахуванням того, що немагнітний прошарок наближено можна вважати ультратонким ( $d_n \rightarrow 0$ ), тоді поклавши у формулі (4.9)  $d_n = 0$ , МРВ (4.5) можна подати у вигляді:

$$\delta(d_{m2,m1}) = \frac{(\alpha_{m1} - 1)(\alpha_{m2} - 1)}{\alpha_{m1} \prod_{s=\pm} (\rho_{m2,m1}^s d_{m2,m1} + 1)}. \quad (4.21)$$

Параметри об'ємної асиметрії  $\alpha_{mj}$ , внаслідок залежності довжини вільного пробігу  $l_j^s$  електронів від кута  $\Theta$  між векторами  $\mathbf{j}$  і  $\mathbf{M}$  [375]

$$l_j^s = l_{0j}^s (1 - \beta_j^s \cos 2\Theta), \quad (4.22)$$

стають функціями кута  $\Theta$ :

$$\alpha_{mj}(\Theta) = \alpha_{lj} \frac{1 - \beta_j^- \cos 2\Theta}{(1 - \beta_j^+ \cos 2\Theta)}. \quad (4.23)$$

Тут, параметри  $\alpha_{lj} = l_{0j}^+ / l_{0j}^- = \text{const}$  і визначають відмінність довжин вільного пробігу носіїв заряду в  $s$ -му спіновому каналі  $j$ -го магнітного шару, а параметри анізотропії  $\beta_j^s$  можна визначити за експериментальними даними анізотропного магнітоопору  $\Delta\rho_j^s$  в масивному зразку [374, 375]:

$$\beta_j^s = \frac{\Delta \rho_j^s}{2 \rho_j^s}. \quad (4.24)$$

Враховуючи залежність  $\alpha_{mj}$  від кута  $\Theta$  у формулі (4.21) для магніторезистивного відношення  $\delta(d_{m2,m1}, \Theta)$  з урахуванням анізотропії опору можна отримати наступний вираз:

$$\begin{aligned} \delta(d_{m2,m1}, \Theta) &= \frac{(\alpha_{l1} - 1)(\alpha_{l2} - 1)}{\alpha_{l1} (l_{02,01}^+ d_{m1,m2} + 1) (l_{01,02}^- d_{m2,m1} + 1)} \times \\ &\times \left\{ 1 + \sum_{j \neq n=1,2} \sum_{s=\pm} \left( \frac{1}{l_{0n,0j}^s d_{mj,mm}} + \frac{(-\alpha_{lj})^{0.5(s1+1)}}{\alpha_{lj} - 1} \right) \beta_j^s \cos 2\Theta \right\}, \end{aligned} \quad (4.25)$$

де  $l_{0j,0n}^s = l_{0j}^s / l_{0n}^s$ . Індекс «s» в доданку «s1» визначає знак одиниці («+1», якщо «s=+» і «-1», якщо «s=-»), так, що степінь  $0.5(s1+1)$  в другому доданку в круглих дужках формули (4.25) дорівнює 1 при «s = +», а при «s = -» дорівнює 0.

Другий множник у фігурних дужках виразу (4.41) і визначає залежний від кута  $\Theta$  між вектором густини струму  $\mathbf{j}$  і вектором намагніченості  $\mathbf{M}$  внесок анізотропного опору у величину ГМО, причому максимальна різниця для двох ортогональних геометрій в площині тришарової плівки дорівнює:

$$\begin{aligned} \Delta_{\max} &= \delta(d_{m2,m1}, 0) - \delta\left(d_{m2,m1}, \frac{\pi}{2}\right) = \frac{2(\alpha_{l1} - 1)(\alpha_{l2} - 1)}{\alpha_{l1} (l_{02,01}^+ d_{m1,m2} + 1) (l_{01,02}^- d_{m2,m1} + 1)} \times \\ &\times \sum_{j \neq n=1,2} \sum_{s=\pm} \left( \frac{1}{l_{0n,0j}^s d_{mj,mm}} + \frac{(-\alpha_{lj})^{0.5(s1+1)}}{\alpha_{lj} - 1} \right) \beta_j^s. \end{aligned} \quad (4.26)$$

При подальшому аналізі впливу анізотропії опору магнітних шарів на величину ГМО врахуємо той факт, що у розглядуваному експериментальному дослідженні сандвіч складається з магнітних шарів одного і того ж магнітного металу, тобто  $\alpha_{lj} = \alpha_{ln} = \alpha_l$ ,  $l_{0j,0n}^s = 1$ . У цьому випадку загальний вираз (4.26) для МРВ суттєво спрощується та набуває вигляду:

$$\delta(d_{m_2, m_1}, \Theta) = \frac{(\alpha_l - 1)^2}{\alpha_l (d_{m_1, m_2} + 1)(d_{m_2, m_1} + 1)} \left\{ 1 + (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_l + 1}{\alpha_l - 1} \cos 2\Theta \right\}, \quad (4.27)$$

а величина  $\Delta_{\max}$  (4.26) у зазначеному випадку дорівнює:

$$\Delta_{\max}(d_{m_2, m_1}) = (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_l^2 - 1}{\alpha_l (d_{m_1, m_2} + 1)(d_{m_2, m_1} + 1)}. \quad (4.28)$$

Для пермалою  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}$  параметр  $\alpha_l > 0$  [374, 375], знак анізотропної поправки визначається різницею параметрів анізотропії  $\beta^+$  та  $\beta^-$ . Для домішок Fe в Ni параметри  $\beta^s$  мають протилежні знаки  $\beta^+ = 0.07$ ,  $\beta^- = -0.011$  [374, 375]. У цьому випадку доданок  $(\beta^- - \beta^+)$  від'ємний у разі, коли напрямком вектора густини струму  $\mathbf{j}$  збігається з напрямком вектора намагніченості  $\mathbf{M}$  ( $\Theta = 0$ ) і, як випливає з формули (4.27), урахування анізотропії опору призводить до зменшення величини гігантського магнітоопору.

Якщо ж зазначені вектори взаємно перпендикулярні у площині сандвіча ( $\Theta = \pi/2$ ), то другий доданок у фігурних дужках формули (4.27) стає додатнім і гігантський магніторезистивний ефект збільшується.

Аналіз розмірної залежності МРВ (4.27) для АГМО показує, що в області малих значень товщин  $d_{m_2}$  покриваючого магнітного шару металу ( $d_{m_2, m_1} \ll 1$ ) зі збільшенням товщини  $d_{m_2}$  ефект АГМО лінійно збільшується ( $\delta(d_{m_2, m_1}, \Theta) \sim d_{m_2}$ ), тоді як при виконанні протилежної нерівності ( $d_{m_2, m_1} \gg 1$ ), величина  $\delta(d_{m_2, m_1}, \Theta)$  зменшується як  $1/d_{m_2}$  зі збільшенням товщини покриваючого магнітного шару

$\left( \delta(d_{m_2, m_1}, \Theta) \sim \frac{1}{d_{m_2}} \right)$ , тобто

$$\delta(d_{m_2, m_1}, \Theta) = \frac{(\alpha_l - 1)^2 \left( 1 + (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_l + 1}{\alpha_l - 1} \cos 2\Theta \right)}{\alpha_l (d_{m_1, m_2} + 1)(d_{m_2, m_1} + 1)} \cong$$

$$\cong \frac{(\alpha_l - 1)^2 \left( 1 + (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_l + 1}{\alpha_l - 1} \cos 2\Theta \right)}{\alpha_l} \begin{cases} \frac{d_{m2}}{d_{m1}}, & d_{m2,m1} \ll 1, \\ \frac{d_{m1}}{d_{m2}}, & d_{m2,m1} \gg 1. \end{cases} \quad (4.29)$$

Протилежна тенденція у поведінці розмірної залежності величини  $\delta(d_{m2,m1}, \Theta)$  для граничних значень товщин покриття вказує на те, що при певному співвідношенні товщин шарів зазначений ефект буде максимальний. Досліджуючи вираз (4.29) на екстремум, переконуємося, що ефект досягає свого амплітудного значення при виконанні рівності  $d_{m2,m1}^{extr} = 1$ , причому максимальна величина АГМО, як впливає з формули (4.29), дорівнює:

$$\delta(1, \Theta) = \frac{(\alpha_l - 1)^2}{4\alpha_l} \left( 1 + (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_l + 1}{\alpha_l - 1} \cos 2\Theta \right). \quad (4.30)$$

Максимальну різницю  $\Delta_{lmax}$  для двох ортогональних геометрій можна виразити наступним виразом

$$\Delta_{max} = \delta(1, 0) - \delta\left(1, \frac{\pi}{2}\right) = (\beta^- - \beta^+) \frac{\alpha_l^2 - 1}{4\alpha_l}, \quad (4.31)$$

який збігається з формулою (4.28) якщо в ній покласти  $d_{m2,m1} = 1$ .

Незначна величина ефекту для граничних значень товщини  $d_{m2}$ , як і для ізотропного гігантського магнітоопору, зумовлена шунтуванням опору покриваючого шару опором базового магнітного шару ( $d_{m2,m1} \ll 1$ ), і навпаки, шунтуванням опору базового шару опором покриваючого магнітного шару ( $d_{m2,m1} \gg 1$ ). У разі, коли товщини магнітних шарів є сумірними за величиною ( $d_{m2,m1} = 1$ ), величина анізотропного гігантського магнітоопору досягає свого максимального (амплітудного) значення в силу відсутності шунтуючого ефекту.

### 4.3.2. Експериментальне дослідження анізотропії ГМО

Експериментально виміряні амплітудні значення анізотропного ГМО дозволяють за формулою (4.30) розрахувати параметр  $\alpha_l(\Theta)$ , який визначає відмінність довжин вільного пробігу носіїв заряду з різним спіновим індексом, для двох ортогональних геометрій. Розв'язуючи рівняння (4.30) відносно  $\alpha_l(\Theta)$  і враховуючи що параметр  $\alpha_l(\Theta) > 1$ , для розрахунку величини  $\alpha_l(\Theta)$  отримаємо наступну формулу:

$$\alpha_l(\Theta) = \frac{1 + 2\delta(1, \Theta) + \sqrt{4\delta(1, \Theta)(\delta(1, \Theta) + 1) + (\beta^- - \beta^+)^2 \cos^2 2\Theta}}{1 + (\beta^- - \beta^+) \cos 2\Theta}. \quad (4.32)$$

Максимальна різниця  $\Delta_{l_{\max}}$  між параметрами  $\alpha(0)$  та  $\alpha\left(\frac{\pi}{2}\right)$  для двох ортогональних геометрій дорівнює:

$$\Delta_{l_{\max}} = \frac{2(\beta^+ - \beta^-)}{1 - (\beta^+ - \beta^-)^2} \left\{ 1 - \frac{\delta\left(1, \frac{\pi}{2}\right) - \delta(1, 0)}{\beta^+ - \beta^-} - 0.5 \left( \sqrt{1 + \frac{4\delta(1, \pi/2)(\delta(1, \pi/2) + 1)}{(\beta^- - \beta^+)^2}} - \sqrt{1 + \frac{4\delta(1, 0)(\delta(1, 0) + 1)}{(\beta^- - \beta^+)^2}} \right) \right\}. \quad (4.33)$$

Враховуючи, що  $\delta(1, 0) = 0,012$  та  $\delta\left(1, \frac{\pi}{2}\right) = 0,018$  (див. рис. 4.33) і значення параметрів анізотропії  $\beta^+ = 0,07$ ,  $\beta^- = -0,011$  [370, 371], для поздовжньої ( $\Theta = 0$ ) та поперечної  $\left(\Theta = \frac{\pi}{2}\right)$  геометрій для параметра  $\alpha_l(\Theta)$  відповідно отримаємо наступні значення  $\alpha_l(0) = 1,37$  та  $\alpha_l\left(\frac{\pi}{2}\right) = 1,22$ , а їх максимальна різниця складає  $\Delta_{l_{\max}} = 0,15$ .

Розглянемо результати експериментальних досліджень анізотропії ГМО на прикладі тришарової систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ ,  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Cu}$ . Вибір системи на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \approx 50\%$ ) зумовлений відносно великими значеннями анізотропного магнітоопору (близько 1%) для одношарових плівкових сплавів, які входять до складу тришарових зразків.

Вплив анізотропного магнітоопору феромагнітних шарів на величину ГМО можна спостерігати на польових залежностях, отриманих при поздовжній та поперечній геометріях вимірювань (струм у площині плівки). На рис. 4.34 в якості ілюстрації представлені залежності поздовжнього та поперечного магнітоопору від індукції зовнішнього магнітного поля свіжосконденсованих плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  з  $d_{m1} = d_{m2} = 30$  нм і  $d_n = 5$  нм. Серед характерних особливостей польових залежностей необхідно відзначити наступне. По-перше, спостерігається тільки зменшення електроопору, незалежно від напрямку прикладеного магнітного поля, струму й орієнтації зразка. По-друге, в інтервалі значень магнітних полів, менших за величину поля насичення ( $B < 5$  мТл), залежності, які отримані при поздовжній і поперечній геометріях вимірювань, співпадають у межах похибки вимірювання. По-третє, у полях, більших за поле насичення, відповідні залежності не співпадають, тобто абсолютна величина поперечного магнітоопору більша за величину поздовжнього. Така значна відмінність саме і пов'язана із впливом анізотропного магнітоопору магнітних шарів на величину ГМО.

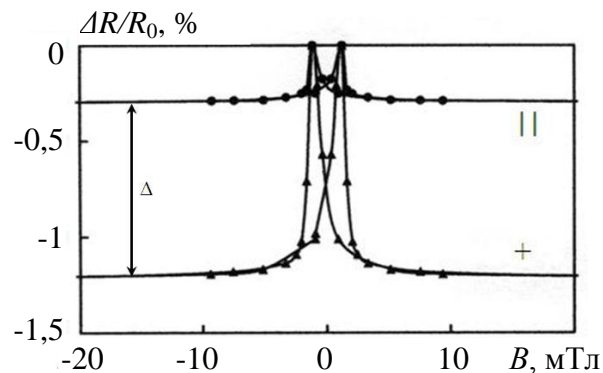


Рис. 4.34. Польові залежності гігантського магнітоопору свіжосконденсованої плівки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \approx 50$ ,  $d_{m1} = d_{m2} = 30$  нм і  $d_n = 4$  нм) отримані при поздовжній (||) та поперечній (+) геометріях вимірювання



Експериментально визначена різниця величини ГМО при двох ортогональних напрямках струму в площині плівки наближено дорівнює  $\Delta_{\max} = 1\%$ .

На рис. 4.35 наведена залежність величини ГМО від співвідношення товщин магнітних шарів, отриманої для свіжосконденсованих плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}/\text{П}$  за кімнатної температури. З наведених залежностей видно, що зі зростанням товщини  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару величина магніторезистивного відношення  $\delta$  зростає зі збільшенням товщини  $d_{m2}$ , досягаючи свого максимального значення (1,2% та 1,8% при повздовжній та поперечній геометріях вимірювання відповідно), коли товщини магнітних шарів сандвіча стають сумірними за величиною ( $d_{m2} \sim d_{m1}$ ). Подальше збільшення товщини покриваючого шару призводить до монотонного зменшення МРВ і при  $d_{m2,m1} > 3$  величина  $\delta$  набуває значень менших 0,1%.

Причини такої поведінки розмірної залежності МРВ можна описати та обґрунтувати за допомогою наведеної вище феноменологічної моделі анізотропного ефекту ГМО.

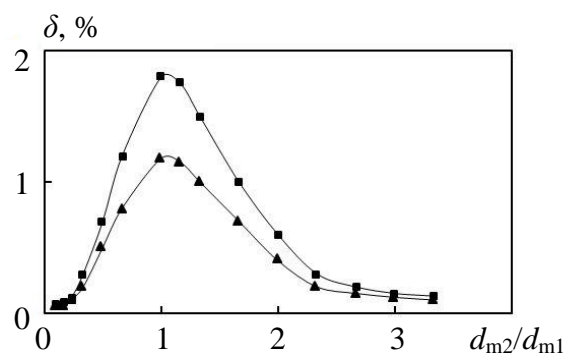


Рис. 4.35 Експериментально встановлені розмірні залежності магніторезистивного відношення  $\delta$  від товщини  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару нормованого на товщину  $d_{m1}$  базового магнітного шару для свіжосконденсованих плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \approx 50\%$ ,  $d_{m1} = 30$  нм,  $d_n = 6$  нм) отриманих при повздовжній (▲▲▲) та поперечній (■■■) геометріях вимірювань.

Розглянемо вплив анізотропного магнітоопору феромагнітних шарів на величину негативного МО для системи  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Ag}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \approx 50\%$ ). Аналіз польових залежностей магнітоопору для свіжосконденсованих тришарових плівок з товщиною прошарку  $d_N = 3 - 15$  нм (рис. 4.36) свідчить про те, що вони мають ізотропний характер. Але величина поздовжнього і поперечного магнітоопору суттєво відрізняються. З рис. 4.36 видно, що величина поздовжнього магнітоопору складає величину 0,25%, а поперечного близько 1%, тобто відрізняються майже в 4 рази. Така значна відмінність саме і пов'язана із впливом анізотропного магнітоопору на величину ГМО.

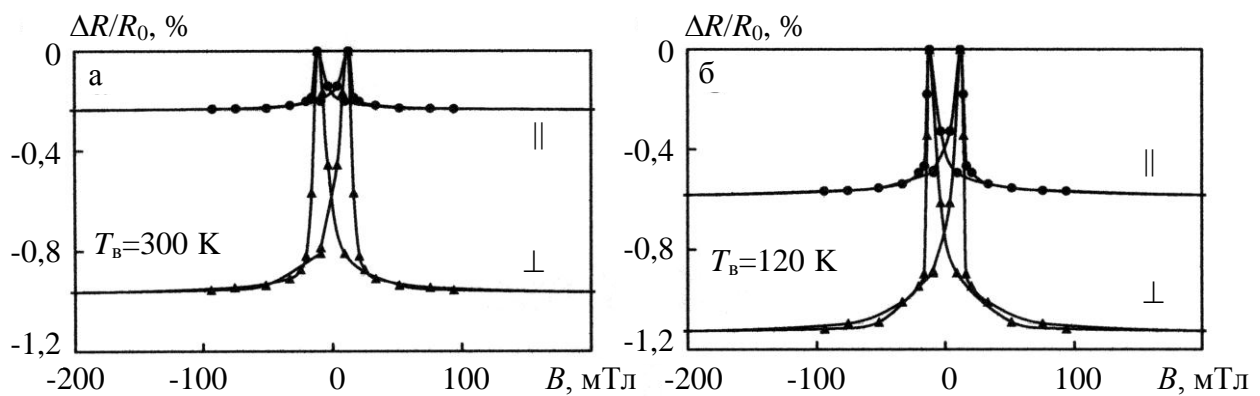


Рис. 4.36. Залежність магнітоопору від індукції зовнішнього магнітного поля для свіжосконденсованих плівок  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Ag}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \approx 50\%$ ,  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 4$  нм)

При охолодженні зразків до 120 К (рис. 4.36 б) вид петель гістерезису магніторезистивного ефекту практично не змінюється (незалежно від товщини шарів). Спостерігається тільки незначний зсув піків на залежності  $(\Delta R/R_0)(B)$  в область більш сильних полів та деяке зростання амплітуди ГМО як в поздовжній так і поперечній геометріях. При цьому вплив анізотропного магнітоопору магнітних шарів зменшується.

Особливістю МО невідпалених зразків з відносно товстим мідним прошарком  $d_N = 6 - 10$  нм (рис. 4.37) є наявність лише поперечного магніторезистивного ефекту, при майже повній відсутності поздовжнього.

Відсутність поперечного ефекту, на нашу думку, пов'язана із впливом анізотропного магнітоопору. Але на відміну від плівок з  $d_N = 4 - 5$  нм (де величина ізотропного МО сягає 1%) для таких зразків величина негативного МО значно менша (0,2 – 0,3 %). Тому негативний поперечний МО (величиною 0,2 – 0,3 %), що виникає в результаті спін-залежного розсіювання електронів компенсується позитивним поперечним МО (величиною 0,2 – 0,3%) внаслідок спін-орбітальної взаємодії.

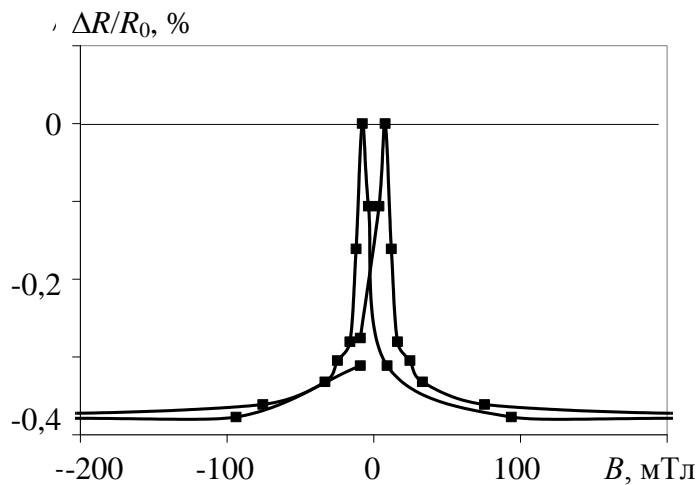


Рис. 4.37. Залежність поперечного магнітоопору від індукції зовнішнього магнітного поля для свіжосконденсованих тришарової структури  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \approx 50$ ,  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 8$  нм)

Після відпалювання плівок при температурі 550 К спостерігається поява позитивного поперечного (до 0,08 – 0,1%) та негативного поперечного (до 0,3 – 0,4 %) МО. Піки польових залежностей зміщуються в область більш сильних полів.

Вартує зазначити, що відсутність поперечного магніторезистивного ефекту є особливістю також і тришарових систем  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Co}$  та  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Ag}/\text{Co}$ . При цьому величина поперечного магнітоопору для даних систем складає величину 0,3 – 0,5%. Відсутність поперечного ефекту, як і у

випадку свіжосконденсованих плівок розглянутих вище, пов'язана суперпозицією двох різних механізмів розсіювання електронів провідності.

Таким чином, у разі коли вектор густини струму  $\mathbf{j}$  та вектор намагніченості  $\mathbf{M}$  в магнітних шарах збігаються за напрямком ( $\mathbf{j} \parallel \mathbf{M}$ ), урахування анізотропії опору призводить до зменшення величини ефекту ГМО, тоді як у випадку, коли зазначені вектори є взаємно перпендикулярні в площині плівки ( $\mathbf{j} \perp \mathbf{M}$ ), величина ефекту ГМО збільшується. Експериментальні та теоретичні дослідження залежності величини ефекту АГМО від товщини  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару (розмірної залежності) показує, що для граничних значень товщин  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару у порівнянні з товщиною  $d_{m1}$  базового магнітного шару, ефект гігантського магнітоопору мізерно малий внаслідок наявності шунтуючого ефекту. У разі, коли товщини магнітних шарів тришарового провідника сумірні за величиною ( $d_{m2} \sim d_{m1}$ ), шунтуючий ефект зникає і ефект АГМО досягає свого максимального (амплітудного) значення. Експериментально визначені амплітудні значення для поздовжнього та поперечного анізотропного ГМО та отриманий аналітичний вираз для параметра асиметрії  $\alpha_{lj}$ , який характеризує відмінність довжин вільного пробігу електронів у спінових каналах провідності, дозволяє розрахувати зазначений параметр для двох геометрії.

#### **4.4. Узагальнення та обговорення експериментальних результатів [376 – 381]**

Розвиток сучасної наноелектроніки та спінтроніки пов'язаний із успіхами технології виробництва нових функціональних матеріалів і формуванням на їх основі сенсорів різного функціонального призначення, різних типів електронної пам'яті та інших пристроїв. Для задоволення постійно зростаючих потреб сучасної техніки потрібні пристрої з покращеними експлуатаційними характеристиками. Серед основних вимог до сучасних електронних пристроїв можна відзначити: мініатюрність, механічну міцність, часову та температурну стабільність, багатофункціональність, простоту у застосуванні, мінімальне енергоспоживання. Забезпечення розглянутих вимог визначається використанням нових функціональних плівкових матеріалів.

У зв'язку з цим зупинимось на питанні можливості практичного застосування елементів сучасної сенсорної техніки та інформаційних пристроїв на основі досліджених плівкових систем.

##### **4.4.1. Симетрична «псевдоспін-вентильна структура» та її властивості**

Дослідження процесів фазоутворення та їх взаємозв'язку з електрофізичними і магніторезистивними властивостями для тришарових плівок зі спін-залежним розсіюванням електронів вказують на те, що вони можуть бути використані як чутливі елементи магнітного поля. Результати комплексних досліджень властивостей та структурно-фазового стану симетричних плівкових систем та «псевдоспін-вентильних» структур на основі Co, Fe,  $Fe_xNi_{100-x}$  Cu вказують на можливість розробки на їх основі функціональних елементів із високостабільними робочими характеристиками в області підвищених температур.

На основі узагальнення представлених у дисертаційній роботі результатів дослідження тришарових плівкових структур та літературних джерел було

запропоновано нову плівкову структуру та проведено дослідження її електрофізичних та магніторезистивних властивостей.

Враховуючи особливість спін-вентильних структур, яка полягає в тому, що для отримання потрібної конфігурації намагніченості використовується не осцилююча обмінна взаємодія, а зовнішнє магнітне поле (див. наприклад [1 – 5]) нами запропонована подвійна (симетрична) «псевдоспін-вентильна структура», схематичне зображення якої наведено на рис. 4.37. Особливістю цієї структури є наявність одного магнітом'якого шару, розташованого між двома магнітожорсткими шарами. Наявність двох немагнітних шарів забезпечує незалежне перемагнічування магнітом'якого шару і як наслідок зміни магнітної конфігурації структури.

Після узагальнення результатів досліджень магніторезистивного ефекту в тришарових плівках в умовах впливу температури (інтервал термобробки, температура підкладки, температура вимірювання) та магнітного поля були вибрані в якості магнітожорстких шарів – Co ( $d_{F1} = 20 - 40$  нм), магнітом'якого – сплав  $Fe_xNi_{100-x}$  ( $x \cong 50$  %,  $d_{F2} = 20 - 40$  нм) та в якості немагнітного прошарку – Cu ( $d_N = 5 - 10$  нм). Такий вибір металів забезпечує запропонованій структурі дві основні переваги: висока чутливість навіть до незначних змін зовнішнього магнітного поля та висока термостабільність.

Зазначимо, що польові залежності магнітоопору в магнітних полях із максимальною індукцією  $B = 20 - 100$  мТл мають ізотропний характер

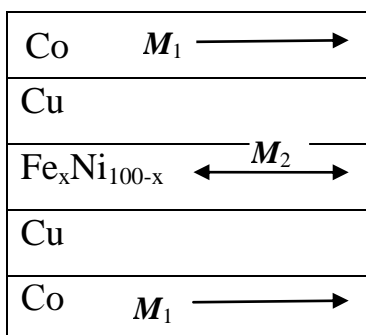


Рис. 4.37. Схематичне зображення подвійної (симетричної) «псевдоспін-вентильної» структури як чутливого елемента

(реалізується спін-залежне розсіювання електронів) і аналогічні тришаровим «псевдоспін-вентильним» структурам (рис. 4.2, рис. 4.3.).

Особливий інтерес викликає частинна магніторезистивна петля, виміряна в полях, менших за поле перемагнічування магнітожорсткого шару (виміряна в діапазоні полів 0 до 3 мТл). У цьому випадку залежність МО від індукції магнітного поля має практично безгістерезисний характер, що може бути наслідком взаємодії магнітожорсткого та магнітом'якого шарів через немагнітні прошарки. Величина ізотропного магнітоопору при цьому суттєво не відрізняється від МО у випадку повної петлі магніторезистивного гістерезису і складає величину 1 – 1,5 %. Це забезпечує чутливість до магнітного поля на рівні 80 – 90 %/Тл.

Другою перевагою запропонованої структури є збільшення температурної стабільності. Збільшення кількості інтерфейсів призводить і до незначного збільшення величини ізотропного МО. Це дає можливість збільшувати товщину немагнітних прошарків до 10 нм зберігаючи амплітуду магніторезистивного ефекту близько 1%. Збільшення товщини прошарків дозволяє також підвищити температуру термомагнітної обробки до 550 К зі збереженням індивідуальності всіх шарів, що дозволяє розширити і діапазон робочих температур відповідних елементів.

Таким чином, все вищесказане говорить про те, що запропоновані подвійні «псевдоспін-вентильні структури», можуть бути використані для виготовлення чутливих елементів датчиків магнітного поля та середовища для запису інформації.

#### **4.4.2. Чутливість магнітоопору плівкових зразків до магнітного поля**

Аналіз літературних даних (див. наприклад [250]) та ряд експериментальних даних показує, що більшість тонкоплівкових матеріалів, навіть з ГМО, не дозволяють значною мірою підвищити чутливість ефекту до магнітного поля: порівняно великі значення МО таких матеріалів досягаються в досить сильному магнітному полі. Наприклад, величина амплітуди ГМО багатшарової плівки Co/Cu

близько 60 % – реалізується в магнітному полі індукцією 0,2 Тл [250]. Чутливість виготовленого із такого матеріалу магніторезистивного елемента не більше за 0,4 %/Тл, що на порядок менше, ніж для традиційних магніторезистивних елементів. Оскільки чутливість багатошарових систем істотно збільшується при зменшенні антиферомагнітної взаємодії між магнітними шарами, то існує значна кількість різних способів послаблення антиферомагнітної взаємодії. Найбільш простий із них реалізується за рахунок збільшення товщини немагнітного прошарку. Так, при товщині близько 2,1 нм, (другий антиферомагнітний максимум) напруженість магнітного поля насичення для багатошарових зразків Co/Cu зменшується до 40 мТл, тобто у 5 раз. Відповідно у стільки ж разів підвищиться і чутливість.

При виборі плівкової системи в якості елементної бази мікроелектроніки важливу роль, крім МО, відіграє ще й величина поля насичення  $B_S$ . Найменші значення  $B_S$  досягаються в спін-вентильних структурах за рахунок різниці величини коерцитивної сили магнітних шарів, різної товщини шарів або виготовленням з шарів різних матеріалів [182]. На величину поля насичення плівкових зразків значною мірою впливає термообробка – потрібно враховувати зміну МО при відпалюванні, яка може бути також досить значною. Тому в роботах, присвячених застосуванню ГМО – структур у сенсорній техніці (див., наприклад [182, 183]) вводиться поняття чутливості  $S_B$  плівкової системи до магнітного поля, максимальне значення якої визначається за формулою:

$$B_S = (\Delta R/R_0)_{\max} / \Delta B \quad (4.34)$$

де  $(\Delta R/R_0)_{\max}$  – максимальне значення магнітоопору;

$\Delta B$  – зміна магнітної індукції при зміні магнітного поля від насичення  $B_S$  (або максимальної величини) до розмагнічування  $B_C$ , величина якого фактично рівна  $\Delta B = B_S + B_C$  (рис. 4.38).



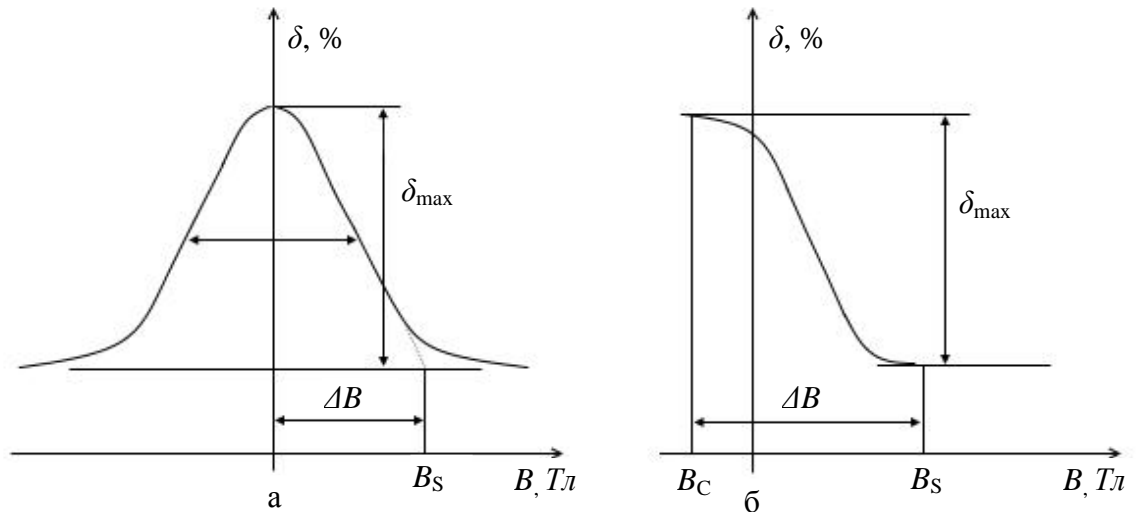


Рис. 4.38. Схема визначення чутливості до МО поля для випадку магніторезистивної залежності без (а) і з гістерезисом (б) [183]

Величина  $S_B$  вимірюється в  $\%/Tл$  (або  $\%/кА/м$  [183]) і дає поняття про співвідношення МО і поля насичення. Типовими значеннями чутливості є 1 – 10  $\%/Tл$ .

Основною перевагою досліджуваних структур є низькі поля насичення і, як наслідок, висока чутливість до зміни магнітного поля, що є важливим під час використання спін-вентильних структур у пристроях для запису і зчитування інформації. Так, для систем  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}$  із  $C_{Ni} \leq 70\%$  поля насичення складають величину до 5 мТл, що і забезпечує чутливість  $S_B = 50 - 80\%/Tл$ . Для структур  $Co/Cu/Fe_xNi_{100-x}$  поля насичення складають величину до 10 мТл, що зумовлює незначне зменшення чутливості  $S_B = 40 - 70\%/Tл$ .

Для невідпалених систем  $Co/Cu/Fe$  з товщиною немагнітного прошарку  $d_N < 10$  нм величина чутливості МО до магнітного поля становить 20 – 40 $\%/Tл$  і поступово зменшується при відпалюванні за температур 400 К, 550 К та 700 К. Для цих плівок з  $d_N > 10$  нм (чутливість близько 5 – 10 $\%/Tл$  для свіжосконденсованих зразків) відпалювання призводить до незначного зростання чутливості.

Дані про чутливість магнітоопору систем досліджених в рамках цієї роботи наведені в таблиці 4.3.

Таблиця 4.3

**Чутливість магнітоопору до магнітного поля  $S_B$  плівкових зразків у свіжосконденсованому та відпаленому за різних температур станах**

Зразок	$d_F$ , нм	$d_N$ , нм	$S_B$ , %/Тл			
			300 К	400 К	550 К	700 К
Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub> /Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	20	7	2	4	20	5
Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub> /Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	20	10	1,5	2	30	10
Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub> /Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	35	4	60,5	54	20	10
Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub> /Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	35	10	30	20	10	10
Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub> /Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	20	5	2	3	10	15
Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub> /Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	20	10	1	1,5	5	7
Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub> /Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	35	5	80	70	15	20
Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub> /Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	35	10	45	40	30	10
Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub> /Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	20	8	1	2	2	6
Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub> /Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	35	8	2	3	3	10
Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub> /Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	35	15	1	2	2	7
Co/Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	30	5	60	65	15	25
Co/Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	40	5	75	80	20	20
Co/Cu/Fe <sub>80</sub> Ni <sub>20</sub>	40	10	30	35	10	15
Co/Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	25	5	45	47	15	17
Co/Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	35	5	55	50	15	20
Co/Cu/Fe <sub>60</sub> Ni <sub>40</sub>	35	10	35	37	5	7
Co/Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	30	5	70	75	20	35
Co/Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	40	5	85	80	20	20
Co/Cu/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub>	40	10	50	55	15	10
Co/Cu/Fe	30	3	40	25	18	15
Co/Cu/Fe	35	7	20	5	5	2
Co/Cu/Fe	30	10	10	8	12	15

Як підсумок зазначимо, що відносно великі значення  $S_B$  у досліджуваних плівкових системах спостерігаються завдяки малим полям насичення  $B_S$ . При цьому потрібно зазначити той факт, що для систем Co/Cu/Co з додатковим шаром Cr в основному переважає чутливість до магнітного поля у повздовжній геометрії, для решти зразків – у поперечній. Отже плівкові системи на основі сплаву  $Fe_xNi_{100-x}$ , Co та Cu є перспективними для створення чутливих елементів різноманітних сенсорів.

#### **4.4.3. Дослідження стабільності магніторезистивних та магнітних характеристик тришарових плівок [381]**

Важливим фактором при використанні плівкових систем є термочасова стабільність величини магнітоопору та магнітних параметрів плівок. Для її підвищення використовується відпалювання у магнітному полі, при якому ГМО структури витримують за температур 500 – 700 К.

Під час досліджень температурної стабільності магнітоопору та магнітних параметрів (коерцитивна сила  $B_C$  та поле насичення  $B_S$ ) термостабілізовані зразки Co/Cu/Co та Co/Cu/Fe додатково витримували за різних температур в інтервалі 300 – 700 К. Часовий інтервал витримки за температур зазначеного діапазону вибирався довільно, але не менше 15 хвилин. Термоциклювання здійснювалося відповідно до такого алгоритму: «нагрівання до температур із зазначеного інтервалу → витримка → охолодження зразків до кімнатної температури». Вимірювання магнітоопору та магнітних параметрів проводилися за кімнатної температури. Результати досліджень показали, що додаткові циклічні нагрівання до температури 500 К не призводять до змін величини ГМО та магнітних параметрів. Проведені додаткові нагрівання до температури 700 К можуть викликати незначні зміни величини ГМО і практично не впливають на магнітні параметри.

Дослідження часової стабільності показали, що для зразків, які пройшли термообробку за температури 700 К, витримка протягом 10 років за кімнатної температури та атмосферному тиску суттєво не впливає на величину ефекта ГМО, коерцитивну силу та поле насичення (таблиця 4.4).

Таблиця 4.4

**Значення ГМО та магнітних параметрів до і після витримки (протягом 10 років) для тришарових плівок Co/Cu/Co та Co/Cu/Fe**

Система	ГМО, %		В <sub>C</sub> , мТл		В <sub>S</sub> , мТл	
	до витримки	після витримки	до витримки	після витримки	до витримки	після витримки
Co(35)/Cu(5)/Co(35)	4,00	3,85	2,0	2,0	50,5	50,0
Co(35)/Cu(8)/Co(35)	1,67	1,65	2,3	2,3	32,8	33,0
Co(35)/Cu(10)/Fe (35)	2,00	2,00	2,0	2,0	32,0	31,5
Co(30)/Cu(7)/Fe (30)	1,05	1,02	16,5	16,0	45,5	46,5
Co(35)/Cu(10)/Fe (35)	0,75	0,70	5,5	5,0	30,5	32,0

Отримані експериментальні результати свідчать про досить велику часову та температурну стабільність властивостей плівкових структур на основі Co, Fe та Cu, що дозволяє рекомендувати при виготовленні магніторезистивних елементів, як один з етапів технологічного процесу, термостабілізаційне відпалювання у вакуумі за температури 700 К безпосередньо після осадження плівок.

**4.4.4. Аналіз можливостей використання структур спін-вентильного типу на основі Co, Fe, Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> та Cu як функціональних елементів датчиків**

У теперішній час практичний інтерес становлять структури зі спін-залежними магніторезистивними ефектами, що проявляються у малих магнітних полях. Розроблення елементів на основі цих ефектів дозволить різко збільшити щільність записувальної інформації, чутливість сенсорів, а також створити нові види тонкоплівкових магніторезистивних пристроїв. Зауважимо, що таке широке використання приладів на основі ГМО стало можливим завдяки покращеним характеристикам, таким як чутливість навіть до незначних змін зовнішнього магнітного поля, малі габарити, мала споживана потужність, простота об'єднання з електронними пристроями. Тому особливо важливим фактором є термочасова стабільність магніторезистивних та магнітних параметрів плівкових структур, які є перспективними для прикладного використання.

Розглянемо можливість використання досліджених структур з погляду

величини магніторезистивного ефекту. Максимальні значення величини магнітоопору (близько 2% за кімнатної температури) були отримані для структури  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 50$  %) відпалених за температури 550 К. Зазначимо, що дещо менші значення величини МО (близько 1,5%) були отримані для свіжосконденсованих плівок  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 20$ ) та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 50$ ). Основною перевагою таких «псевдоспін-вентилів» є низькі поля насичення і, як наслідок, висока чутливість до зміни магнітного поля, що є важливим під час використання таких структур у пристроях для запису і зчитування інформації. Так, для систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  із  $C_{\text{Ni}} \leq 70$  % поля насичення складають величину до 5 мТл, що і забезпечує чутливість  $S_B = 50 - 80$  %/Тл. Для структур  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  поля насичення складають величину до 10 мТл, що зумовлює незначне зменшення чутливості  $S_B = 40 - 70$  %/Тл.

Важливою характеристикою плівкової структури є наявність (або відсутність) гістерезису польових залежностей магнітоопору. Залежно від товщини шарів та концентрації нікелю в шарах  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  можна отримувати польові залежності магнітоопору як з гістерезисом, так і без гістерезису. Так, для структур  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  із  $C_{\text{Ni}} \leq 70$  % з товщинами шарів  $d_F = 30 - 40$  нм та  $d_N = 5 - 10$  нм спостерігаються чіткі петлі магніторезистивного гістерезису. Для таких структур з відносно тонкими магнітними шарами  $d_F = 15 - 25$  нм гістерезис польових залежностей практично не спостерігається. Слід зауважити, що поля насичення для безгістерезисних польових залежностей складають величину  $B_S = 0,1 - 0,2$  Тл і як наслідок мала чутливість МО до зміни магнітного поля  $S_B = 1 - 10$  %/Тл. Структури з такими характеристиками можуть бути використані при створенні сенсорів магнітного поля.

Важливим фактором при використанні плівкових систем є термочасова стабільність характеристик функціональних структур. Дослідження часової стабільності показали, що для зразків, які пройшли термообробку за температури 550 та 700 К, витримка протягом 10 років за кімнатної температури та атмосферному тиску суттєво не впливає на величину ефекта ГМО, коерцитивну

силу та поле насичення. Зауважимо, що після термообробки за температури 700 К ефект ГМО зберігається лише у системах Co/Cu/Co і Co/Cu/Fe із  $d_F = 25 - 40$  нм та  $d_N = 5 - 10$  нм. Ефект ГМО також спостерігається і для термостабілізованих структур  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}$  із  $d_F = 30 - 40$  нм та  $d_N = 8 - 15$  нм та концентрацією нікеля в магнітних шарах  $Fe_xNi_{100-x}$   $C_{Ni} \leq 50$  %.

Отримані експериментальні результати свідчать про досить велику часову та температурну стабільність властивостей плівкових структур на основі Co, Fe та Cu, що дозволяє рекомендувати при виготовленні магніторезистивних елементів, як один з етапів технологічного процесу, термостабілізаційне відпалювання у вакуумі за температури 550 та 700 К безпосередньо після осадження плівок.

Таким чином, використання матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів у вигляді спінових клапанів на основі металів Co, Fe і Cu та сплаву  $Fe_xNi_{100-x}$  як чутливих елементів приладів різного функціонального призначення та інформаційних матеріалів з високою щільністю запису інформації може бути перспективним напрямом спінової електроніки.

#### Висновки до розділу 4

1. Для свіжосконденсованих плівок  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}/\Pi$  та Co/Cu/ $Fe_xNi_{100-x}/\Pi$   $C_{Ni} < 90$  ат. % спостерігаються ізотропні польові залежності. Максимальне значення ізотропного магнітоопору за кімнатної температури складає 1,2 % для свіжосконденсованих плівок  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}/\Pi$  ( $x \cong 50$  %) з  $d_F = 30$  нм та  $d_N = 6$  нм та 1,5 % для плівок Co/Cu/ $Fe_xNi_{100-x}/\Pi$  ( $x \cong 20$  %).

2. Термообробка за температури 400, 500 К зразків з концентрацією  $C_{Ni} < 40$  ат. % та з  $d_F = 20 - 30$  нм,  $d_N = 4 - 15$  нм приводить до збільшення ізотропного МО; при  $50 < C_{Ni} < 90$  ат. % термообробка призводить лише до зменшення ізотропного МО та появи анізотропного характеру магнітоопору. Після відпалювання за температури 550 К максимальне значення ізотропного МО (2 %) було отримане для системи Co/Cu/ $Fe_xNi_{100-x}$  ( $x \cong 50$  %) з  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 7$  нм. Після відпалювання за температури 700 К максимальне значення ізотропного МО

(0,6 %) було отримано для системи  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 80$  %) із  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 5$  нм.

3. При збільшенні температури підкладки при конденсації шарів (400 К, 550 К, 700 К) для систем Co/Cu/Fe, незалежно від товщини феромагнітних та немагнітних шарів, спостерігається АМО. Для зразків отриманих за температури підкладки 400 К, після їх відпалювання за температури 550 К спостерігається поява ГМО з амплітудою 0,5 – 0,8 % за кімнатної температури.

4. Розміщення додаткового шару з Ni чи Cr на інтерфейсі Co/Cu зумовлює реалізацію в системах (як свйжосконденсованих, так і відпалених за різних температур) тільки АМО. Розміщення шару Cr як буферного шару призводить до значного зростання величини ізотропного магнітоопору (у 10 разів) після відпалювання плівок за температури 550 К.

5. Проведені температурні дослідження МО показали, що величина ізотропного магнітоопору збільшується в 1,3 – 2,2 рази, залежно від товщини та елементного складу магнітних шарів при зниженні температури від кімнатної до 120 К. Максимальне значення термічного коефіцієнта ГМО ( $-9 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ) було отримано для плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Pi}$  ( $x \cong 50$  %) із  $d_N \approx 10$  нм. Великі значення  $\beta_{\text{ГМО}}$  (близько  $-8 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ) також спостерігаються і для систем  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  при  $C_{\text{Ni}} < 50$  % у магнітних шарах. Мінімальні значення  $\beta_{\text{ГМО}}$  (близько  $-3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ) були отримані для системи Co/Cu/ $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 20$  %).

6. Експериментальні та теоретичні дослідження залежності величини ефекту АГМО від товщини  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару (розмірної залежності) показує, що для граничних значень товщин  $d_{m2}$  покриваючого магнітного шару у порівнянні з товщиною  $d_{m1}$  базового магнітного шару, ефект гігантського магнітоопору мізерно малий внаслідок наявності шунтуючого ефекту. У разі, коли товщини магнітних шарів тришарового провідника сумірні за величиною ( $d_{m2} \sim d_{m1}$ ), шунтуючий ефект зникає і ефект АГМО досягає свого максимального (амплітудного) значення. Експериментально визначені амплітудні значення для поздовжнього та поперечного АГМО та отриманий аналітичний

вираз для параметра асиметрії  $\alpha_{lj}$ , який характеризує відмінність довжин вільного пробігу електронів у спінових каналах провідності, дозволяє розрахувати зазначений параметр для двох геометрій.

7. Залежність ізотропного магнітоопору від товщин немагнітного прошарку носить немонотонний характер. У досліджуваних структурах інтервал оптимальних товщин немагнітного прошарку складає 3 – 8 нм, залежно від елементного складу магнітних шарів.

8. Отримані експериментальні результати свідчать про можливість застосування відпалювання для термостабілізації та магніторезистивних елементів на основі тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $C_{\text{Ni}} < 40$  ат. %) у вакуумі за температури 500 К безпосередньо після їх конденсації.



## РОЗДІЛ 5

### МАГНІТНІ ПАРАМЕТРИ ТРИШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ

#### 5.1. Коерцитивна сила та поле насичення тришарових плівок [321, 382]

Магнітні параметри (коерцитивна сила  $B_C$  і поле насичення  $B_S$ ) багатошарових плівок з ефектом ГМО мають велике значення для практичного застосування. Так, структури з порівняно малими значеннями поля насичення значно перспективніші для використання їх як магніторезистивних датчиків. Тому нами проведені дослідження магнітних властивостей тришарових плівок на основі Co, Fe, сплаву  $Fe_xNi_{100-x}$  та Cu і виявлено вплив на них умов термообробки і температури вимірювання.

Для визначення магнітного стану систем проведені магнітні дослідження за допомогою вібраційного магнітометра LDJ-9500 (визначені петлі магнітного гістерезису). На рис. 5.1 для ілюстрації наведено типові залежності нормованої намагніченості від індукції прикладеного зовнішнього магнітного поля в поперечній та перпендикулярній геометріях вимірювання для плівок  $Fe_{80}Ni_{20}/Cu/Fe_{80}Ni_{20}$  у свіжосконденсованому стані та після термообробки за температури 700 К. Для невідпалених та відпалених за температури 700 К тришарових плівок з  $d_F = 25 - 40$  нм,  $d_N = 5 - 15$  нм та  $C_{Ni} < 70$  ат. % петлі магнітного гістерезису, отримані в поперечній геометрії, мають майже прямокутну форму з різким перемагнічуванням (рис. 5.1 а, в). Перемагнічування плівок повністю змінюється в інтервалі магнітного поля з індукцією  $-25 - 25$  мТл для свіжосконденсованих плівок та  $-30 - 30$  мТл для термостабілізованих. Прямокутний контур гістерезису є типовим для одношарових плівок ферромагнітних металів та сплавів на їх основі і свідчить про наявність осі легкого намагнічування у площині зразка [383]. Намагнічування в напрямку, перпендикулярному площині плівки, показує вплив сильного розмагнічуючого поля (рис. 5.1б, г). Після термостабілізації плівок хід залежності суттєво не

змінюється, за винятком зростання залишкової намагніченості та коерцитивної сили (більш явно виражений гістерезис).

Залежності коерцитивної сили від концентрації Ni в магнітних шарах для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різними товщинами шарів представлені на рис. 5.2. Як видно з рис. 5.2а, для свіжосконденсованих плівок криві носять монотонний характер і  $B_C$  лише зменшується при збільшенні  $C_{\text{Ni}}$ . Такий хід залежностей можна пояснити, виходячи з уявлень про структурну чутливість коерцитивної сили. Так, величина  $B_C$  залежить як від елементного складу та відносного вмісту фаз у феромагнітному сплаві, так і від дисперсності присутніх фаз, рівня макро- і мікронапружень, зміни щільності дислокацій та ін. Тому відносно великі (6,5 – 30 мТл) значення  $B_C$  при  $C_{\text{Ni}} = 10 - 30\%$  можна пояснити малою дисперсністю кристалітів, великою дефектністю кристалічної будови та мікронапруженнями. Також слід зазначити, що за концентрації  $C_{\text{Ni}} = 10 - 30\%$  фазовий склад магнітних шарів відповідає ОЦК-Fe-Ni, що також може приводити до великих значень  $B_C$ . До збільшення  $B_C$  може приводити й обмінний зв'язок між магнітними шарами, але, на нашу думку, у випадку досліджених систем вплив компоненти, обумовленої обмінним зв'язком феромагнітних шарів  $B_C^*$  не суттєвий. У цілому залежності аналогічні залежностям, наведеним у роботі [383] для одношарових плівок сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ .

Після відпалювання характер залежностей не змінюється (рис. 5.2б). Слід лише зазначити, що величина  $B_C$  для відпалених за 700 К тришарових плівок в інтервалі концентрацій  $C_{\text{Ni}} = 10 - 30\%$  складає величину в 4 – 6 разів більшу, ніж для свіжосконденсованих зразків. В інтервалі концентрацій  $C_{\text{Ni}} = 50 - 70\%$  значення  $B_C$  для відпалених та свіжосконденсованих плівок суттєво не відрізняються. Різке зменшення величини  $B_C$  в інтервалі концентрацій  $C_{\text{Ni}} = 20 - 40\%$ , на нашу думку, зумовлене фазовим переходом у магнітних шарах (ОЦК-Fe-Ni  $\rightarrow$  ГЦК-FeNi) [325]. Для відпалених зразків це може бути ще зумовлене і переходом від ізотропного до анізотропного характеру магнітоопору, що і зумовлює більш різку зміну величини  $B_C$  у згаданому інтервалі [272].

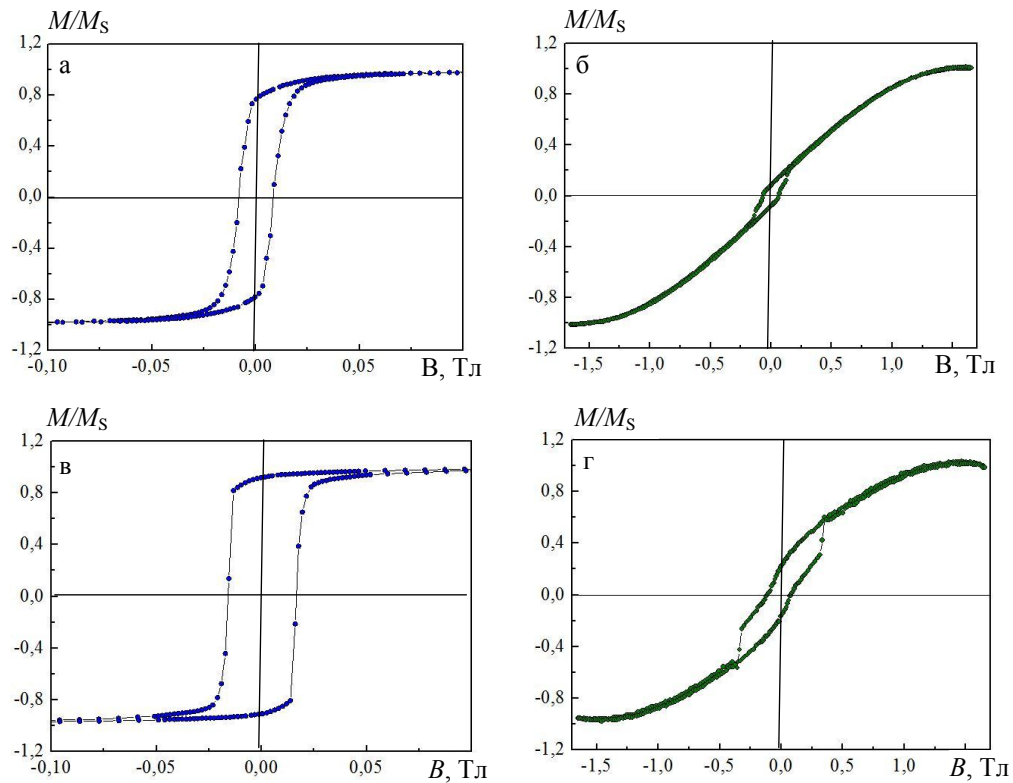


Рис. 5.1. Залежність нормованої намагніченості від прикладеного зовнішнього магнітного поля в поперечній (а, в) та перпендикулярній (б, г) геометріях вимірювання для плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Pi}$  ( $x \cong 80\%$ ) у свіжосконденсованому стані (а, б) та після термообробки за температури 700 К (в, г) ( $d_F = 40$  нм,  $d_N = 10$  нм)

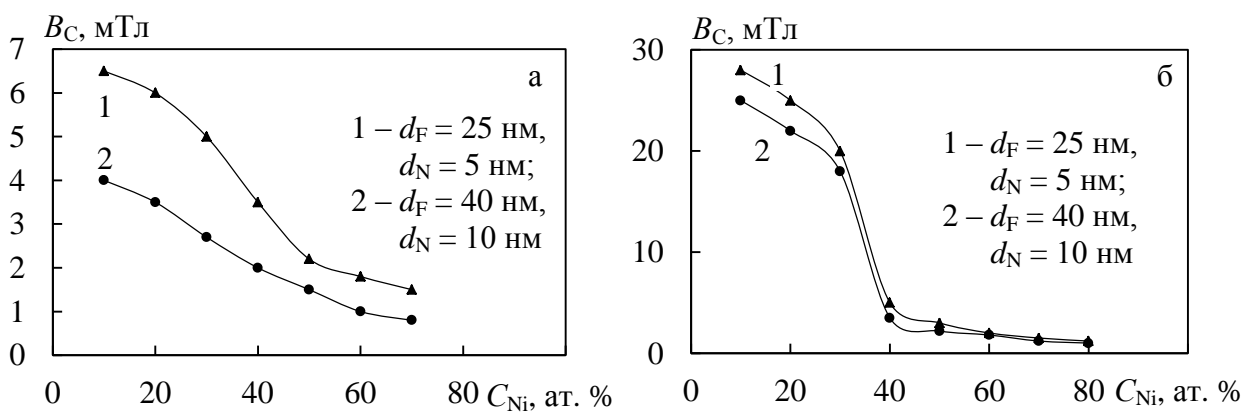


Рис. 5.2. Залежність коерцитивної сили  $B_C$  від концентрації нікеля  $C_{\text{Ni}}$  в магнітних шарах для свіжосконденсованих (а) та відпалених за температури 700 К (б) тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різними товщинами шарів

На рис. 5.3 представлені залежності  $B_C = f(T_{\text{відп}})$  для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різними товщинами шарів та різною концентрацією Ni в магнітних шарах. Аналізуючи залежності, зазначимо наступне.

Для всіх досліджених плівок  $B_C$  після відпалювання при температурі 400 К не змінюється. Після відпалювання при температурі 550 К коерцитивна сила тришарових плівок із  $C_{\text{Ni}} = 10 - 30 \%$  (рис. 5.3 а) суттєво зростає (у 3 – 5 разів). У цей час  $B_C$  тришарових плівок із вмістом нікеля в магнітних шарах  $C_{\text{Ni}} = 40 - 70 \%$  майже не змінюється (рис. 5.3 б). А для плівок з відносно тонкими шарами (рис. 5.3 б, крива 3) навіть зменшується в 1,2 – 1,5 рази. Відпалювання при 700 К приводить до росту  $B_C$  більше ніж в 10 разів. Причини зміни  $B_C$  при низькотемпературному відпалюванні, очевидно, ті ж, що і у випадку одношарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ . За високотемпературного відпалювання значне зростання коерцитивної сили, можливо, пов'язане і з утворенням магнітожорстких т.р.  $\text{NiFe}(\text{Cu})$  або  $\text{Ni}_3\text{Fe}(\text{Cu})$ .

Проаналізуємо детальніше вплив кристалічної структури та міжшарового обмінного зв'язку на коерцитивну силу тришарових плівок. Як відомо, у тришарових плівках коерцитивна сила визначається компонентою, обумовленою обмінним зв'язком феромагнітних шарів  $B_C^*$ , і компонентою, обумовленою закріпленням доменної стінки структурними дефектами  $B_C^0$  [86, 384]:

$$B_C = B_C^* + B_C^0.$$

Структурними дефектами полікристалічних плівок є межі між зернами, дисперсія осей кристалографічної анізотропії, шорсткості поверхні. Це дефекти, розміри яких і відстані між якими менші за ширину доменної стінки. Межу між зернами можна представити у вигляді плоского прошарку шириною  $a$ . Речовина в міжзеренній межі має іншу структуру, ніж в об'ємі зерна. Намагніченість у межі між зернами  $M_{\text{gb}}$  менша за намагніченість насичення зерна  $M_S$  на  $\Delta M_S$ . Усередині такої межі є розмагнічуюче поле. Доменна стінка, яка зміщується, взаємодіє з міжзеренною межею, і ця взаємодія носить магнітостатичний характер.

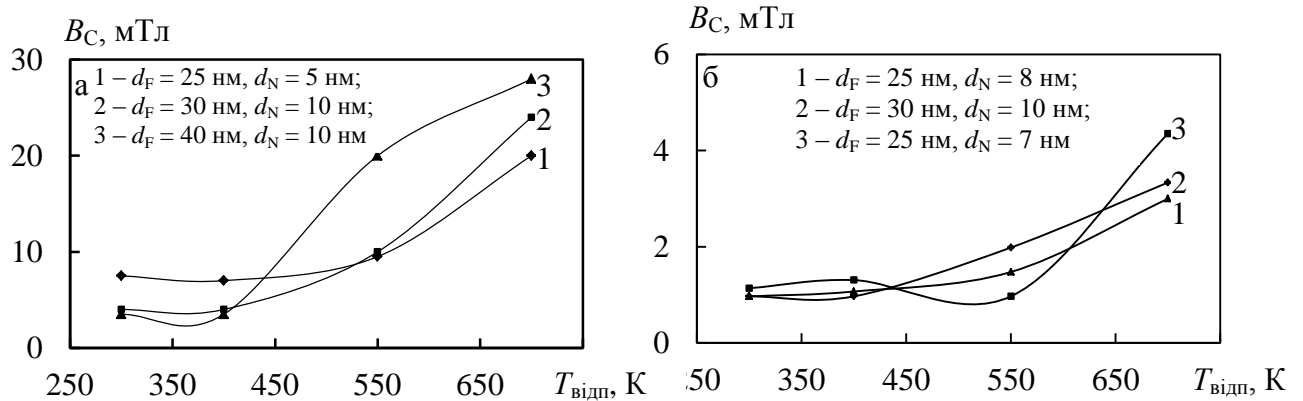


Рис. 5.3. Залежність коерцитивної сили  $B_C$  від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 80\%$ ) (а) та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 60\%$ ) (б) з різними товщинами шарів

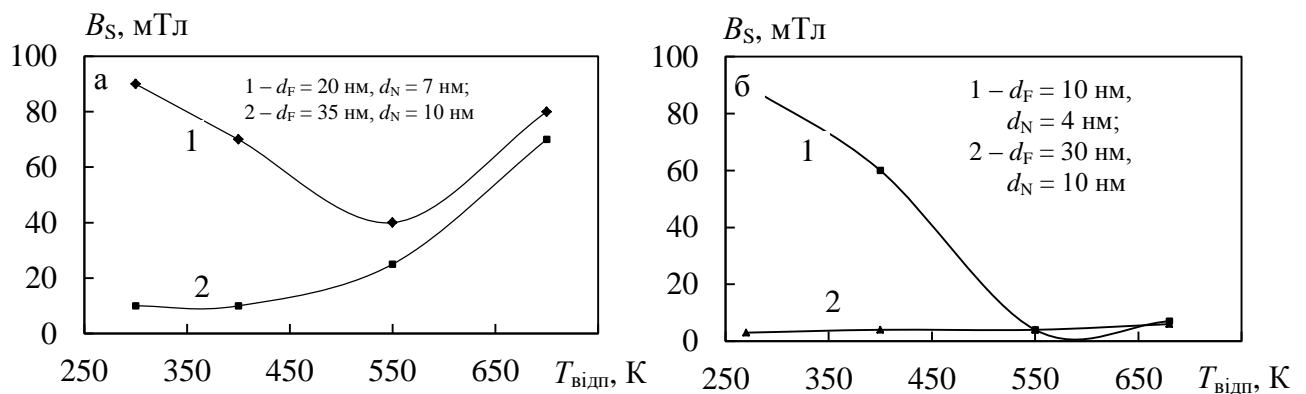


Рис. 5.4. Залежність поля насичення  $B_S$  від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 80\%$ ) (а) та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 60\%$ ) (б) з різними товщинами шарів

Як правило, у подібних структурах кристалографічні осі легкого намагнічування (ОЛН) лежать у площині плівки й хаотично розорієнтовані по напрямках. При русі доменної стінки змінюється кут між намагніченістю й напрямком ОЛН кристаліта, тобто змінюється енергія анізотропії, що й визначає силу взаємодії доменної стінки із кристалітом.

Нерівності поверхні плівки можна представити у вигляді ямок на поверхні. Під час руху доменної стінки через таку ямку змінюється її магнітостатична енергія.

Компоненту коерцитивної сили, обумовленої структурними дефектами, можна представити у вигляді [384]:

$$B_c^0 = C \frac{\sum_i (\langle F_i^2 \rangle)^{2/3}}{M_s d^{4/3} \gamma^{1/3} \delta},$$

де  $d$  – товщина плівки,

$\gamma$  і  $\delta$  – густина поверхневої енергії та ширина доменної межі,

$C$  – коефіцієнт пропорційності,

$F_i$  – сила взаємодії доменної стінки зі структурними дефектами типу  $i$ .

Компонента коерцитивної сили, обумовлена структурними дефектами  $B_c^0$ , за даними робіт [86, 384], узгоджується з величиною  $B_c$  одношарових плівок Со, де коерцитивна сила викликана закріпленням доменної стінки структурними дефектами.

Згідно з даними у роботі [384] в тришарових плівках Со/Си/Со/П осциляція обмінного зв'язку між шарами кобальту від феромагнітного до антиферомагнітного при зміні товщини мідного прошарку обумовлює зміну компоненти коерцитивної сили  $B_c^*$ . Оцінка компоненти  $B_c^*$  для шарів Со, пов'язаних відповідно феромагнітно й антиферомагнітно, показала, що  $B_c^*$  у 6 разів більша для плівок з антиферомагнітним зв'язком.

У роботі [385] зауважено, що для багатошарових магнітних систем може спостерігатися значне зменшення коерцитивної сили в порівнянні з

одношаровими плівками. Зменшення  $B_C$  може відбуватися за рахунок певного конфігурування доменних стінок. Неєлівські доменні стінки, що перебувають у різних шарах можуть утворити структури із частково замкнутим магнітним потоком. У результаті відбувається зниження щільності енергії таких границь і, як наслідок, зменшення  $B_C$  [385].

Отже, гістерезисні та магнітні властивості тришарових плівок суттєво залежать від механізмів міжшарового зв'язку, які визначаються товщиною немагнітного прошарку.

На рис. 5.4 представлені криві залежності  $B_S = f(T_{\text{відп}})$  для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з різними товщинами шарів та різною концентрацією компонентів. Тут слід зазначити, що поле насичення свіжосконденсованих плівок, для яких спостерігається гістерезис магніторезистивного ефекту, складає величину 10 – 20 мТл (рис. 5.4 а, б, криві 2). Поле насичення плівок, для яких гістерезис не спостерігається, порядку 0,1 – 0,2 Тл (рис. 5.4 а, б криві 1). Таке істотне розходження, можливо, пов'язане з різними механізмами перемагнічування. Для плівок з магнітним гістерезисом  $B_S$  незначно зростає з підвищенням температури відпалювання. Для плівок без гістерезису спостерігається значне падіння  $B_S$  при відпалюванні (приблизно в 10 разів). Поле насичення для плівок, відпалених за  $T_{\text{відп}} = 700$  К, суттєво залежить від вмісту нікеля у магнітних шарах і становить величину 10 – 20 мТл при  $C_{\text{Ni}} = 40 - 60$  % та 50 – 80 мТл при  $C_{\text{Ni}} = 10 - 20$  %.

Криві залежності  $B_C = f(T_{\text{відп}})$  та  $B_S = f(T_{\text{відп}})$  для тришарових плівок  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  з різними товщинами прошарків представлені на рис. 5.5. Як видно з рис. 5.5 а, у плівках  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  за низькотемпературного відпалювання ( $T_{\text{відп}} = 400 - 500$  К)  $B_C$  практично не змінюється. Це можна пояснити тим, що за низькотемпературного відпалювання відбувається невелике збільшення зерна (до  $\sim 10$  нм) і часткове зняття внутрішніх напружень. Перша причина повинна дещо збільшити  $B_C$ , а друга – зменшити. Ці впливи, очевидно, і компенсують один одного. Подальше підвищення температури відпалювання ( $T_{\text{відп}} > 500$  К) приводить до зростання  $B_C$  у плівках  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  з  $d_N < 5$  нм. Слід зазначити, що крива 1 побудована для плівки з АМО, крива 2 – початково з ГМО (до 1%)

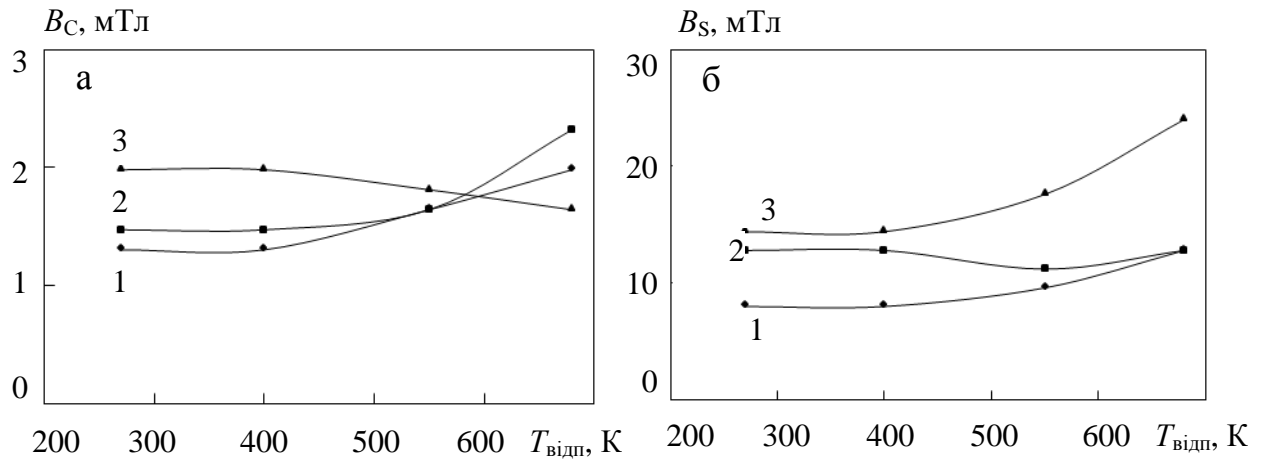


Рис. 5.5. Залежність коерцитивної сили  $B_C$  (а) та поля насичення  $B_S$  (б) від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  для тришарових плівок Co/Cu/Co (1 –  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 1$  нм; 2 –  $d_F = 25$  нм,  $d_N = 3$  нм; 3 –  $d_F = 25$  нм,  $d_N = 5$  нм)

і наступним переходом у процесі відпалювання до АМО. Причиною появи АМО є порушення неперервності прошарку, що у свою чергу може приводити до реалізації в плівці доменних меж із перетяжками. Зміна типу доменних меж та їхня взаємодія з магнітостатичними полями, що виникають на острівцях міді, також супроводжується збільшенням  $B_C$ .

Дещо несподівана поведінка  $B_C$  при відпалюванні спостерігається у плівках з  $d_N = 5$  нм. Зняття внутрішніх напружень і вирівнювання проміжного шару за товщиною, за даними роботи [384], супроводжується посиленням антиферомагнітного зв'язку (АФМ) між шарами Со. Це повинно привести до збільшення компоненти коерцитивної сили  $B_C^*$  і в цілому  $B_C$ . Але отримані експериментальні результати показують, що  $B_C$  незначно зменшилася після відпалювання за 700 К. Така поведінка коерцитивної сили, на нашу думку, пов'язана з малими значеннями компоненти  $B_C^*$  внаслідок відносно слабкого антиферомагнітного зв'язку. Тому в цілому величина  $B_C$  визначається компонентою, обумовленою закріпленням доменної стінки структурними дефектами  $B_C^0$ . Можливо, також у цьому випадку відбувається певне конфігурування доменних меж. Неслівські доменні межі, що перебувають у



різних шарах, можуть утворити структури із частково замкнутим магнітним потоком. У результаті відбувається зниження щільності енергії таких меж і, як наслідок, зменшення  $B_C$  [385].

Слід також зазначити, що відпалювання приводить, по-перше, до збільшення розміру зерна, внаслідок чого збільшуються короткохвильові шорсткості шарів, по-друге, до перерозподілу точкових дефектів (вакансій, атомів залишкової атмосфери і т.д.) по міжзеренних межах. Усе це (збільшення розміру зерна  $L$ , збільшення амплітуди короткохвильових шорсткостей  $h$ , зростання стрибка намагніченості  $\Delta I$ , обумовленого перерозподілом точкових дефектів) і супроводжується збільшенням коерцитивної сили ( $B_C \sim L^{4/3}$  – кристалографічна компонента;  $B_h \sim h^{4/3}$  – компонента, обумовлена шорсткостями;  $B_m \sim (\Delta I)^{8/3}$  – магнітостатична компонента) [86].

Як показують результати досліджень,  $B_C$  є розмірно залежною величиною. Величина  $B_C$  залежить від товщини немагнітного шару, а також, визначається товщиною магнітних шарів. При зменшенні товщини шарів Со у тришарових системах значення  $B_C$  зростає так, як і для плівок чистого Со.

На рис. 5.5б представлені криві залежності  $B_S = f(T_{\text{відп}})$  для тришарових плівок Со/Cu/Со з різними товщинами шарів ( $B_S$  – поле, в якому магнітні моменти в нижньому й верхньому шарах Со орієнтуються паралельно). Про силу непрямого обмінного зв'язку між феромагнітними шарами можна говорити за значенням поля насичення [384]:

$$J_{ie} = \frac{B_S M_S d_F}{2},$$

де  $M_S$  – намагніченість насичення,

$d_F$  – товщина феромагнітного шару.

Чим більший непрямий обмінний зв'язок між феромагнітними шарами, тим більше поле треба прикласти до зразка, щоб орієнтувати намагніченість у магнітних шарах паралельно.

Якщо поле насичення пропорційне силі антиферромагнітного міжшарового обмінного зв'язку, а остання визначає величину ГМО, то спостерігається кореляція кривих  $(\Delta R/R_0)_{\max} = f(T_{\text{відп}})$  і  $B_S = f(T_{\text{відп}})$ . Подібні кореляції  $(\Delta R/R_0)_{\max} = f(T_{\text{відп}})$  і  $B_C = f(T_{\text{відп}})$  спостерігали й автори [86, 354] для тришарових плівок Co/Cu/Co. У нашому випадку кореляції  $(\Delta R/R_0)_{\max} = f(T_{\text{відп}})$  і  $B_C = f(T_{\text{відп}})$  практично не спостерігається, що обумовлено значним ослабленням зв'язку між шарами. Мінімум на кривій 2 так, як і для кривих  $(\Delta R/R_0)_{\max} = f(T_{\text{відп}})$  і  $B_C = f(T_{\text{відп}})$ , пов'язаний з переходом ГМО в АМО.

Розглянемо результати дослідження магнітних параметрів «псевдоспін-вентильних» структур Co/Cu/Fe/Π. На рис. 5.6 наведені петлі магнітного гістерезису, які отримані за допомогою магнітометра в магнітному полі, прикладеному в площині плівки, та магніторезистивні петлі (рис. 5.6 б, г, е) для свіжосконденсованих тришарових плівок Co/Cu/Fe/Π, отриманих за кімнатної температури. Як видно з рисунка, для плівок характерні майже прямокутні петлі гістерезису. Такі петлі є типовими для шарів із планарною орієнтацією намагніченості («тонко плівковий» стан [386]). Одержані нами результати якісно подібні результатам, представленим в роботі [387], і пояснюються суперпозицією петель гістерезису кожного із матеріалів, що свідчить про практично повне вирівнювання магнітних моментів ферромагнітних шарів. За петлями магнітного гістерезису були визначені коерцитивна сила ( $B_C$  при  $M(B) = 0$ ) і поле насичення  $B_S$ . Порівняння (рис. 5.6 а, в, д) цих магнітних параметрів з відповідними параметрами, отриманими за допомогою магніторезистивних петель (рис. 5.6 б, г, е), показує їх добру відповідність. За величину поля насичення  $B_S$  взяте таке значення напруженості магнітного поля, коли  $(\Delta R/R_0) = 0,9(\Delta R/R_0)_{\max}$  на кривій  $(\Delta R/R_0) = f(B)$ . Розбіжності значень  $B_C$  та  $B_S$ , отриманих із кривої намагнічування  $M(B)$  і відповідної їй петлі зміни електроопору в магнітному полі  $(\Delta R/R_0)(B)$ , не перевищують 15 % (див. таблицю 5.1).

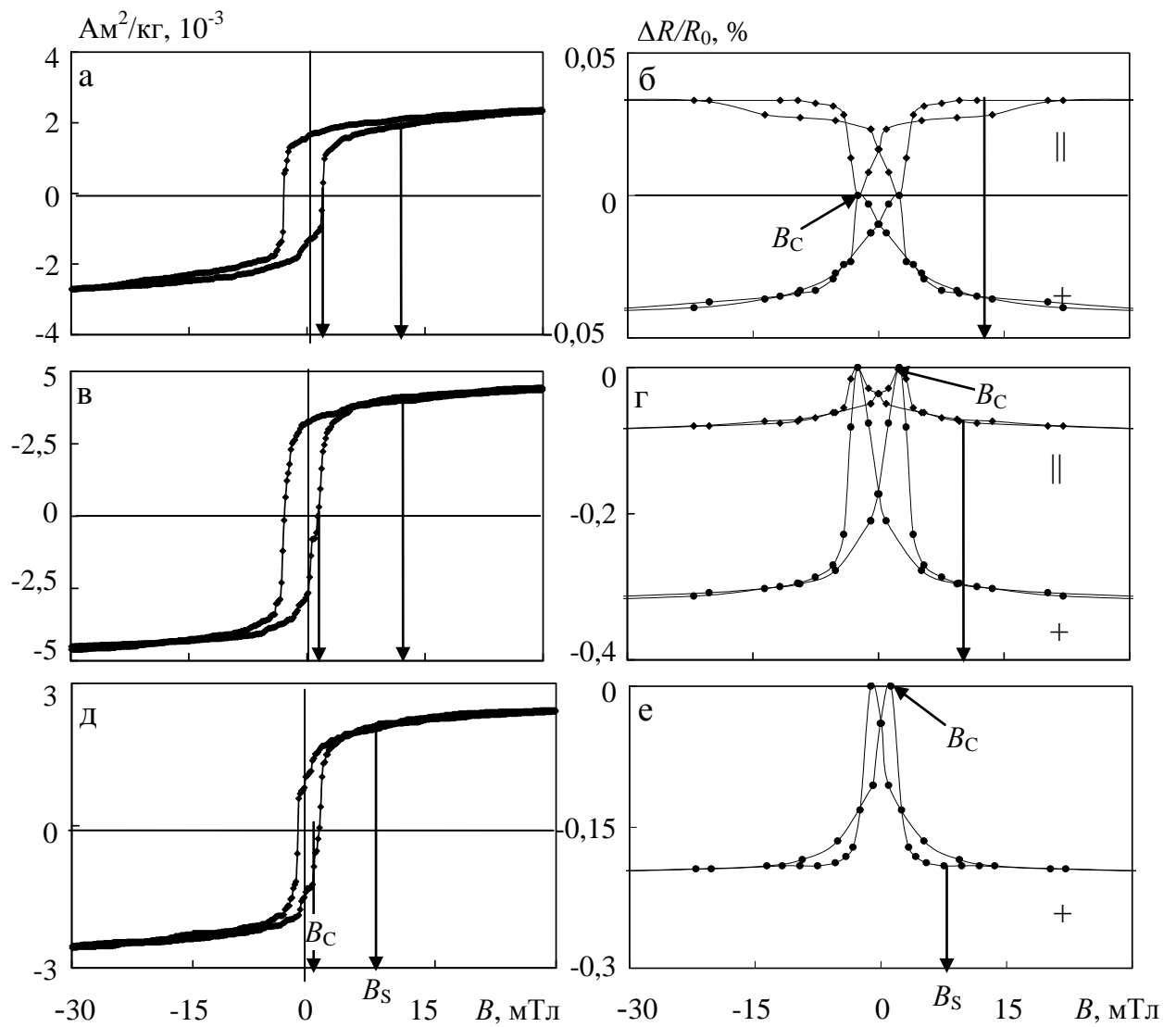


Рис. 5.6. Петлі гістерезису (а, в, д), отримані за допомогою вібраційного магнітометра в магнітному полі, прикладеному в площині плівки та магніторезистивні петлі (б, г, е) для невідпалених тришарових плівок Co/Cu/Fe/Pi: а, б –  $d_F = 40$  нм,  $d_N = 2$  нм; в, г –  $d_F = 40$  нм,  $d_N = 8$  нм; д, е –  $d_F = 40$  нм,  $d_N = 15$  нм

Таблиця 5.1.

Значення  $B_C$  та  $B_S$ , визначені з магніторезистивних та магнітних петель

Система $d_i$ , nm	Дані з магніторезистивної петлі		Дані з петлі гістерезису		$\delta B_C$ , %	$\delta B_S$ , %
	$B_C$ , мТл	$B_S$ , мТл	$B_C$ , мТл	$B_S$ , мТл		
Co(40)/Cu(2)/Fe(40)	2,46	41,4	2,5	40,22	0,4	2,9
Co(40)/Cu(5)/Fe(40)	5,43	83,7	5,75	75,1	5,6	11,4
Co(40)/Cu(7)/Fe(40)	7,54	92,7	7,37	108,0	2,3	14,2
Co(40)/Cu(8)/Fe(40)	2,46	43,2	2,14	45,3	15,0	4,7
Co(40)/Cu(15)/Fe(40)	1,19	41,4	1,37	38,7	13,1	6,9
Co(30)/Cu(5)/Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub> (30)	2,1	20,5	2,3	24,5		
Co(40)/Cu(10)/Fe <sub>50</sub> Ni <sub>50</sub> (40)	1,6	15	1,4	12		
Co(30)/Cu(5)/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub> (30)	1,4	5,5	1,45	6		
Co(40)/Cu(10)/Fe <sub>20</sub> Ni <sub>80</sub> (40)	1,5	6,0	1,54	6,4		

Відтак можна говорити про співпадіння результатів, отриманих обома методами. Надалі коерцитивна сила й поле насичення будуть визначатися з магніторезистивних петель  $(\Delta R/R_0)(B)$ .

Залежності  $B_C = f(T_{\text{відп}})$  та  $B_S = f(T_{\text{відп}})$  для «псевдоспін-вентильних» систем Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> із різними товщинами шарів представлені на рис. 5.7. Звернемо увагу на їх подібність до відповідних залежностей для плівок Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> (рис. 5.3) та Co/Cu/Co (рис. 5.5). Слід лише зазначити, що для плівок Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub>/П ( $x \cong 40\%$ ) спостерігається не монотонний хід залежності  $B_C = f(T_{\text{відп}})$ , пов'язаний із переходом ГМО в АМО. На залежностях  $B_C = f(T_{\text{відп}})$  для плівок із концентрацією Ni 20% згадані мінімуми не спостерігаються, що обумовлено збільшенням температури відпалювання, за якої спостерігається перехід до анізотропного характеру магнітоопору.

Залежності  $B_S = f(T_{\text{відп}})$  (рис. 5.7 б, крива 2) мають особливість для плівок з горизонтальною ділянкою на петлі магніторезистивного гістерезису. При наявності гістерезису значення  $B_S$  для цих невідпалених плівок в 4–6 разів більші, ніж для плівок, що мають гострі піки на петлі. Як при низькотемпературному, так і при високотемпературному відпалюванні  $B_S$  цих

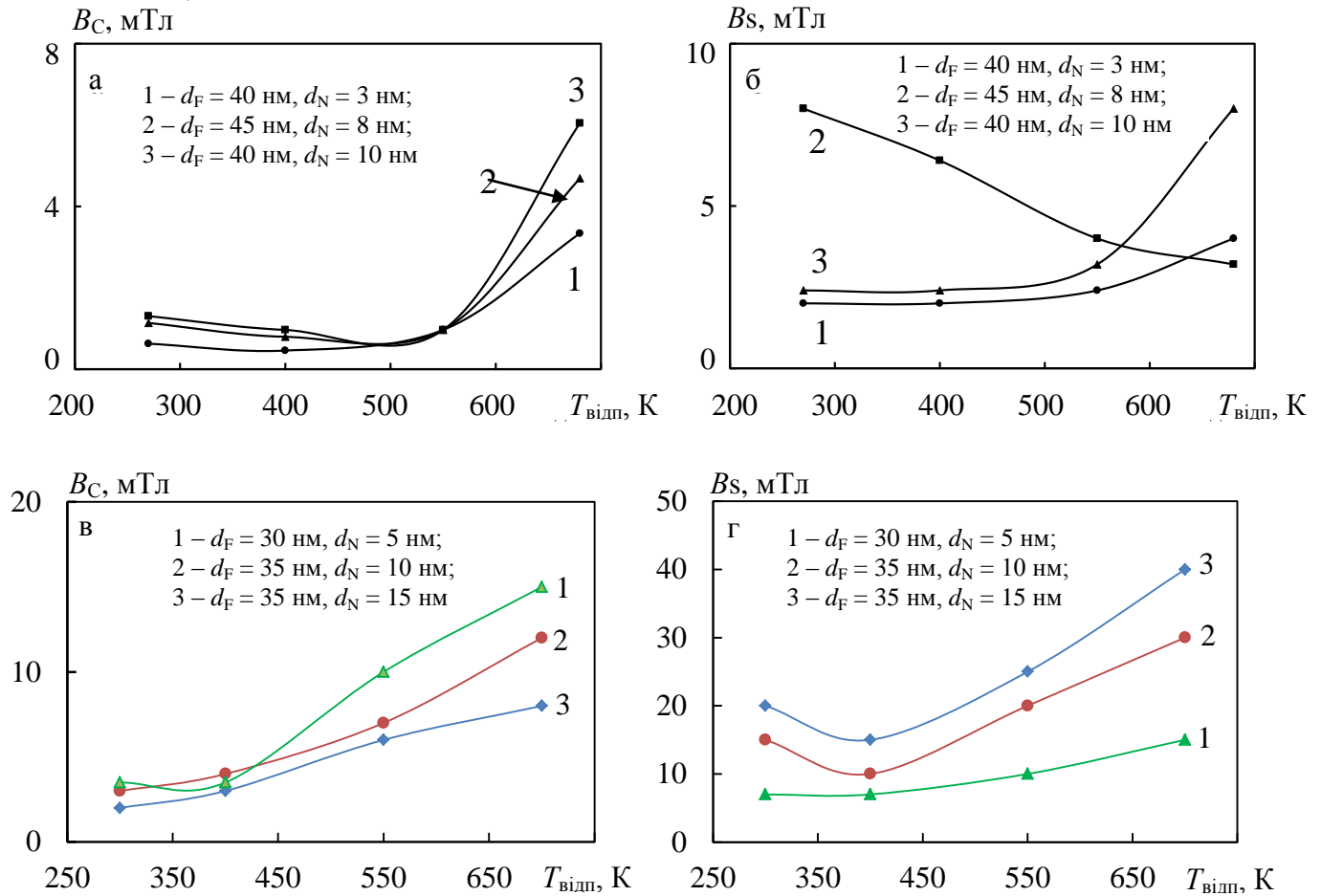


Рис. 5.7. Залежність коерцитивної сили  $B_C$  (а, в) та поля насичення  $B_S$  (б, г) від температури відпалювання  $T_{\text{відп}}$  тришарових плівок  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 40\%$ ) (а, б) та  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 80\%$ ) (в, г) з різними товщинами шарів

плівок зменшується. Одночасно  $B_S$  плівок, що мають гострі піки на петлі гістерезису, збільшується.

Значне зростання коерцитивної сили після відпалювання за 700 К також, можливо, пов'язане з утворенням магнітожорстких т.р.  $\text{FeNi}(\text{Cu})$  чи  $\text{FeNi}_3(\text{Cu})$ .

У цілому отримані результати дають можливість стверджувати, що поведінка коерцитивної сили визначається в першу чергу такими компонентами: кристалографічною, компонентою, обумовленою шорсткостями, та магнітостатичною. Також магнітні властивості тришарових плівок можуть залежати від механізму міжшарового зв'язку. У багатошарових магнітних плівках існує кілька механізмів міжшарового зв'язку: обмінна взаємодія, магнітостатична взаємодія по механізму «апельсинової шкірки» (механізм утворює зв'язок між феромагнітними шарами через магнітні поля розсіювання, які утворюються шорсткостями поверхонь), магнітостатична взаємодія через «ряб намагніченості» (незначні періодичні відхилення намагніченості від свого середнього положення) [385]. Ефективність цих механізмів, на нашу думку, залежить від товщини немагнітного прошарку і умов термомагнітної обробки.

## 5.2. Температурні залежності магнітних параметрів

З точки зору можливого застосування тришарових систем як функціональних елементів для сучасних мікроелектронних приладів і сенсорів важливим є питання про температурну залежність магнітних параметрів. Тому були проведені дослідження залежності величини магнітних параметрів від температури невідпалених та відпалених за різних температур тришарових плівок із різною товщиною шарів та концентрацією компонент в інтервалі температур 120 – 700 К.

Для свіжосконденсованих плівок  $\text{Co}$  (рис. 5.8а) коерцитивна сила  $B_C$  слабо залежить від температури: спостерігається тільки незначне, майже лінійне, збільшення  $B_C$  при підвищенні температури. Після відпалювання зразків крива залежності  $B_C(T)$  зазнає істотних змін: за  $T < 350$  К спостерігається значне

зростання  $B_C$  (до 4,5 мТл) при зниженні температури, а за  $T > 350$  К як для невідпалених, так і відпалених плівок залежності  $B_C(T)$  практично співпадають.

Для тришарових плівок Co/Cu/Co ( $d_N = 2$  нм,  $d_F = 30$  нм) з анізотропним характером магнітоопору як свіжосконденсованих, так і відпалених за температури 700 К (рис.5.8 б) залежності  $B_C$  від температури подібні до відповідних залежностей для плівок Co (рис.5.8 а). Проте збільшення  $B_C$  для відпалених плівок починається при нижчих температурах (300 К) і відбувається більш різко.

Зовсім інша залежність  $B_C(T)$  спостерігається для тришарових плівок Co/Cu/Co при  $d_N > 4$  нм (зразки з ефектом ГМО). На рис. 5.9 представлена залежність  $B_C(T)$  на прикладі плівки з  $d_F = 20$  нм і  $d_N = 5$  нм. Як для невідпалених, так і відпалених плівок залежності  $B_C(T)$  практично співпадають:  $B_C$  збільшується при зниженні температури у всьому досліджуваному температурному інтервалі. Причиною цього може бути залежність  $B_C$  від константи анізотропії  $K$  ( $B_C = 2K/M_S$ ), яка у свою чергу сильно залежить від температури [172].

На рис. 5.10, рис. 5.11 представлені залежності коерцитивної сили від температури вимірювання для плівок  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}$  з різним вмістом нікеля в магнітних шарах. В цілому дані залежності як для свіжосконденсованих, так і відпалених плівок подібні до відповідних залежностей для плівок на основі Co з товщиною прошарку більше 4 нм. Слід тільки зазначити, що для свіжосконденсованих плівок із різною товщиною прошарку залежності  $B_C(T)$  майже співпадають. Для відпалених за температури 700 К плівок з  $C_{Ni} = 10 - 20\%$  (АМО) характерні відносно великі значення коерцитивної сили (10 – 25 мТл за кімнатної температури). Для відпалених плівок з  $C_{Ni} = 40 - 60\%$  спостерігається крутіший хід залежності за відносно більших товщинах прошарку (рис. 5.11б).

На рис. 5.12 представлені залежності коерцитивної сили від температури для плівок Co/Cu/ $Fe_xNi_{100-x}$ . Для невідпалених плівок цієї системи  $B_C$  була визначена тільки при  $d_N < 3$  та  $d_N > 7$  нм у зв'язку з відсутністю на петлі

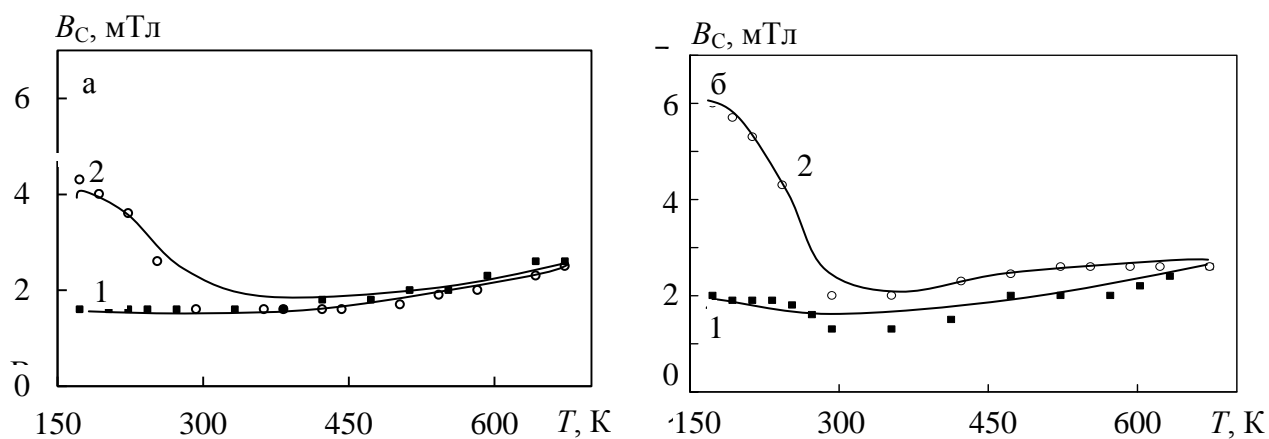


Рис. 5.8. Залежність  $B_C$  від температури для невідпалених (1) та відпалених (2) плівок Co (а) з  $d = 50$  нм та плівок Co/Cu/Co (б) з  $d_N = 2$  нм,  $d_F = 30$  нм

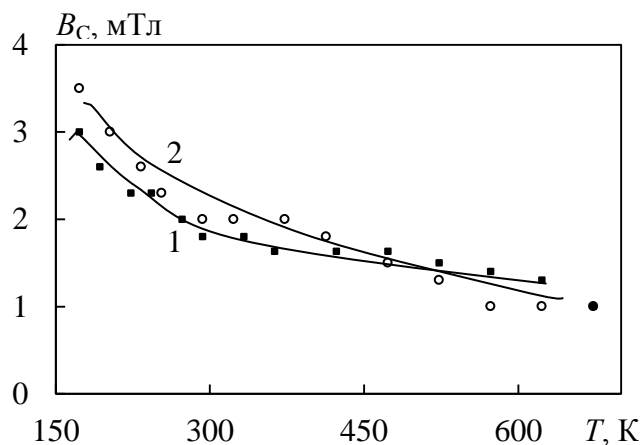


Рис. 5.9. Залежність  $B_C$  від температури для невідпалених (1) та відпалених (2) плівок Co/Cu/Co з  $d_N = 4$  нм,  $d_F = 25$  нм (б)



гістерезису магніторезистивного ефекту для плівок з  $d_N = 3 - 6$  нм гострого піка. Як видно з рис. 5. 12, залежності  $B_C(T)$  як для невідпалених, так і відпалених за 700 К плівок майже лінійні. При цьому для відпалених плівок із  $C_{Ni} = 50\%$  у магнітом'якому шарі з малою товщиною прошарку  $B_C$  не залежить від температури у всьому досліджуваному температурному інтервалі.

Отже, плівкові системи на основі Co, Fe,  $Fe_xNi_{100-x}$  та Cu характеризуються як високою температурною стабільністю коерцитивної сили та поля насичення, так і високою чутливістю до магнітного поля, що дає можливість розглядати їх як конструктивні матеріали пристроїв для зберігання інформації. Отримані температурні залежності можуть бути використані для створення приладів, у яких використовується технологія HAMR (Head-assisted magnetic recording).

### 5.3. Зв'язок магнітоопору з доменною структурою

Для встановлення зв'язку магнітоопору тришарових плівок зі зміною їх магнітної структури проведено дослідження доменної структури плівок  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}/\Pi$  ( $x \cong 50$ ,  $x \cong 20$ ) та  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Co/\Pi$  ( $x \cong 50$ ,  $x \cong 20$ ) та її зміни в процесі намагнічування зразка з одночасним вимірюванням магнітоопору плівок. Для спостереження доменної структури плівок застосовувався магнітооптичний ефект Керра, який полягає в повороті на деякий кут  $\varphi$  площини поляризації плоскополяризованого світла, відбитого від поверхні намагніченого ферромагнетика. За рахунок відмінностей в кутах повороту площини поляризації світла сусідніми доменами (залежно від орієнтації їх магнітних полів) після проходження відбитого світла через аналізатор спостерігається світловий контраст між областями з різною намагніченістю [251]. На жаль, цей світловий контраст незначний, оскільки світло, відбите від поверхні плівки, не плоскополяризоване, а поляризоване еліптично. На рис. 5.13 для ілюстрації представлена петля магніторезистивного гістерезиса та її зв'язок із доменною структурою верхнього шару свіжосконденсованої тришарової плівки  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}/\Pi$  ( $x \cong 50$ ,  $d_F = 40$  нм;  $d_N = 5$  нм) з гігантським

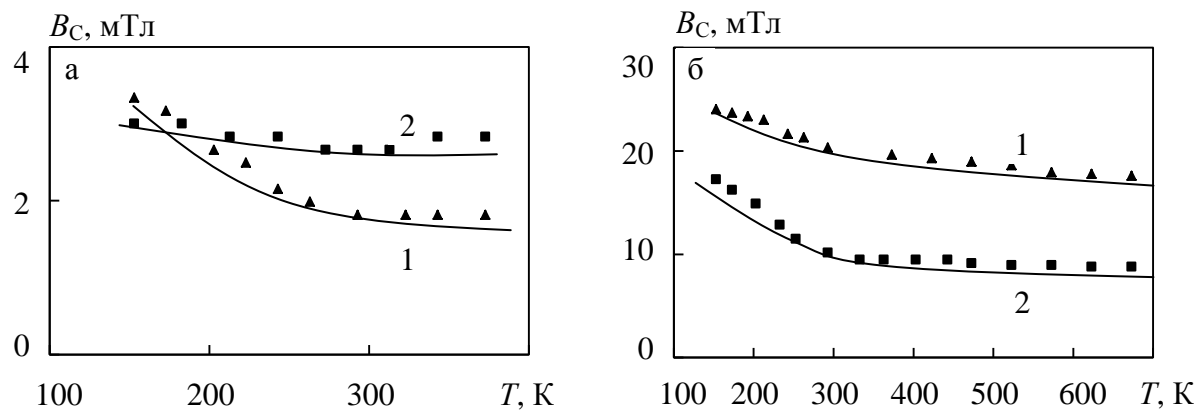


Рис. 5.10. Залежність  $B_C$  від температури для невідпалених (а) та відпалених при 700 К (б) плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 80$ ) (1 –  $d_N = 3$  нм,  $d_F = 30$  нм 2 –  $d_N = 10$  нм,  $d_F = 35$  нм)

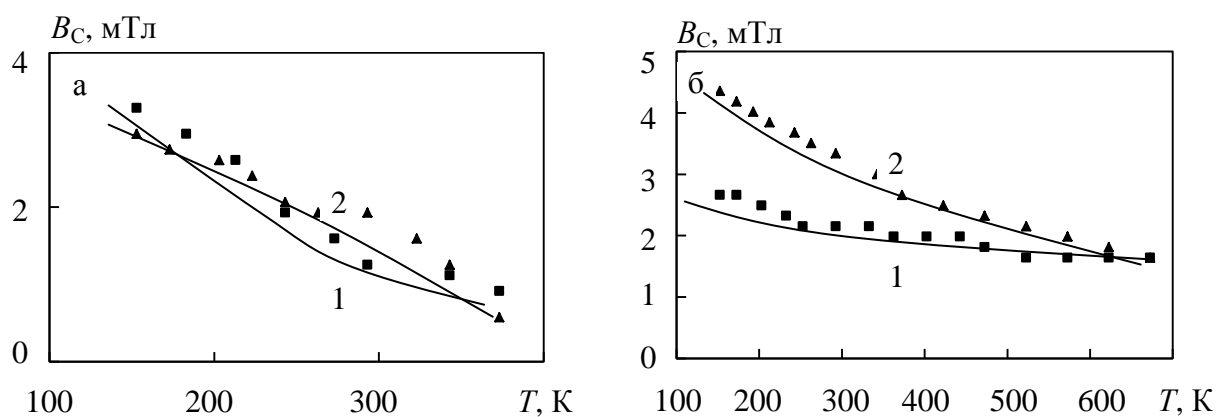


Рис. 5.11. Залежність  $B_C$  від температури для невідпалених (а) та відпалених при 700 К (б) плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 40$ ) (1 –  $d_N = 5$  нм,  $d_F = 35$  нм; 2 –  $d_N = 10$  нм,  $d_F = 30$  нм)

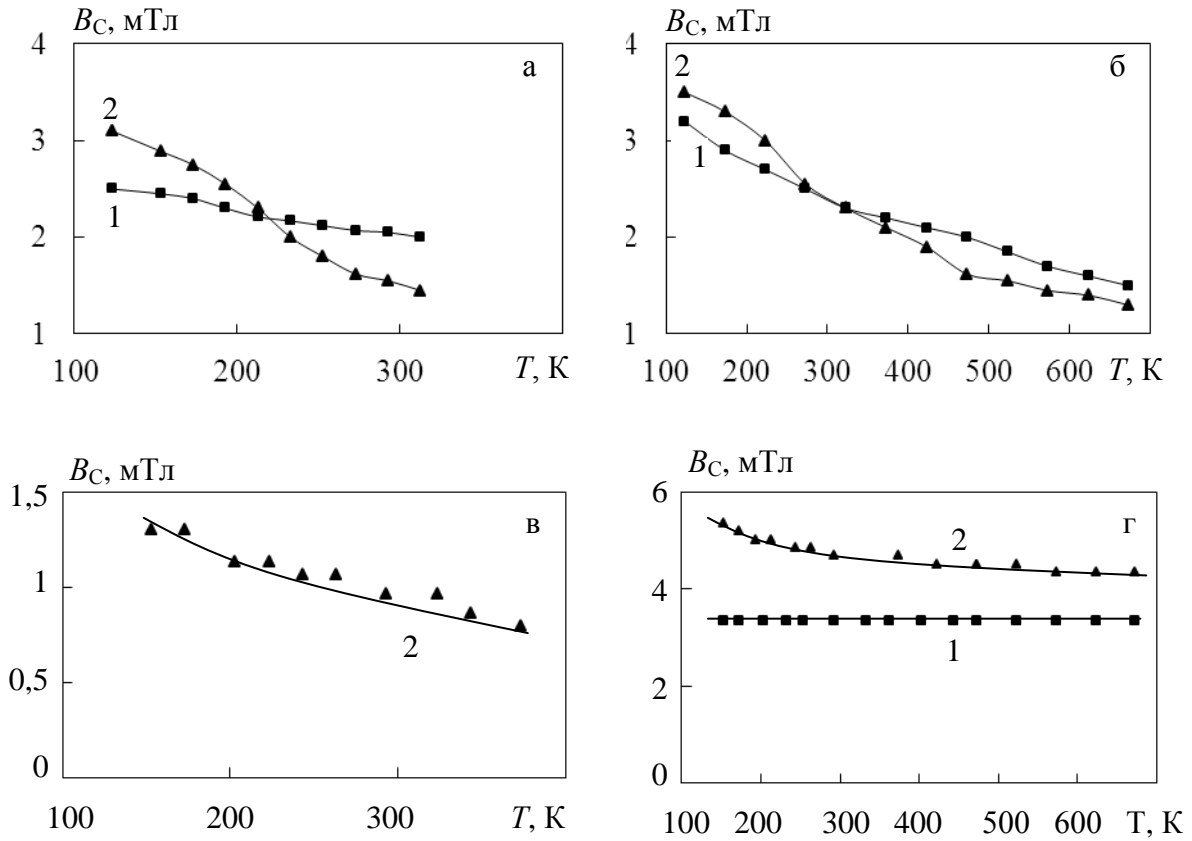


Рис. 5.12. Залежність  $B_C$  від температури для невідпалених (а, в) та відпалених при 700 К (б, г) плівок  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\Pi$  ( $x \cong 20\%$ ) (а, б) (1 –  $d_N = 5$  нм,  $d_F = 35$  нм; 2 –  $d_N = 10$  нм,  $d_F = 40$  нм) та  $\text{Co/Cu/Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\Pi$  ( $x \cong 50\%$ ) (в, г) (1 –  $d_N = 3$  нм,  $d_F = 30$  нм; 2 –  $d_N = 10$  нм,  $d_F = 35$  нм)

магнітоопором. У даному випадку плівка була спочатку намагнічена до насичення в магнітному полі, направленому уздовж осі легкого намагнічування. При зменшенні магнітного поля до нуля феромагнітні шари плівки залишаються однодоменими і їх намагніченість не змінюється. Магнітоопір при цьому також практично не змінювався. У перший момент зростання поля, спрямованого протилежно полю, в якому намагнічувалася плівка, феромагнітні шари і надалі залишалися однодоменими, а магнітоопір змінювався не суттєво. Потім, коли магнітне поле стане достатньо сильним (близько 0,8 мТл), на краях і по всьому верхньому шарі відбувається поворот векторів намагніченості. У результаті утворюються невеликі домени у вигляді смуг. Домени, що утворилися, вигідно орієнтовані відносно до напрямку зовнішнього магнітного поля. Із зростанням індукції магнітного поля вони збільшують свої розміри. Потім навіть при невеликому збільшенні магнітного поля триває різке зростання вигідно орієнтованих доменів за рахунок сусідніх. При подальшому збільшенні магнітного поля відбувається «пробій» – швидке перемагнічування центральних областей. Електричний опір при цьому досягає максимального значення. Очевидно, що магнітні моменти в нижньому і верхньому шарах пермалою зорієнтовані антипаралельно (антипаралельна конфігурація). Однією з причин затримки перемагнічування нижнього шару може бути внутрішня напруга через зчеплення шару з підкладкою, що приводить до збільшення коертитивної сили. При подальшому збільшенні індукції магнітного поля (більше 1 мТл) спостерігається різке зменшення електроопору тришарової плівки у зв'язку з перемагнічуванням нижнього шару й орієнтацією намагніченостей у шарах  $Fe_xNi_{100-x}$  паралельно (паралельна конфігурація). Хоча автори [346] вважають, що процес перемагнічування в симетричних тришарових структурах відбувається синхронно – верхній і нижній магнітні шари перемикаються одночасно за однакового значення індукції зовнішнього магнітного поля. У даних тришарових структурах верхній і нижній магнітні шари перемагнічуються за дещо різних значеннях індукції магнітного поля. Слід зазначити, що ці значення близькі, адже на магніторезистивній петлі фіксується гострий пік.

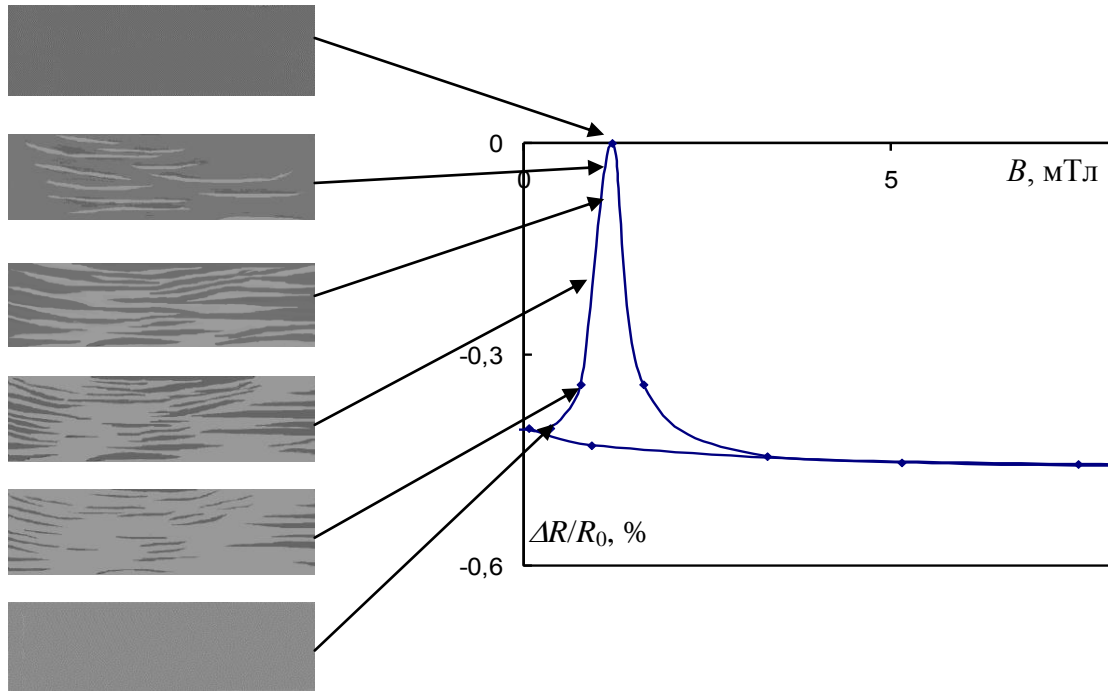


Рис. 5.13 Доменна структура та магніторезистивна петля свіжосконденсованої тришарової плівки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 50\%$ ,  $d_F = 40$  нм;  $d_N = 5$  нм)

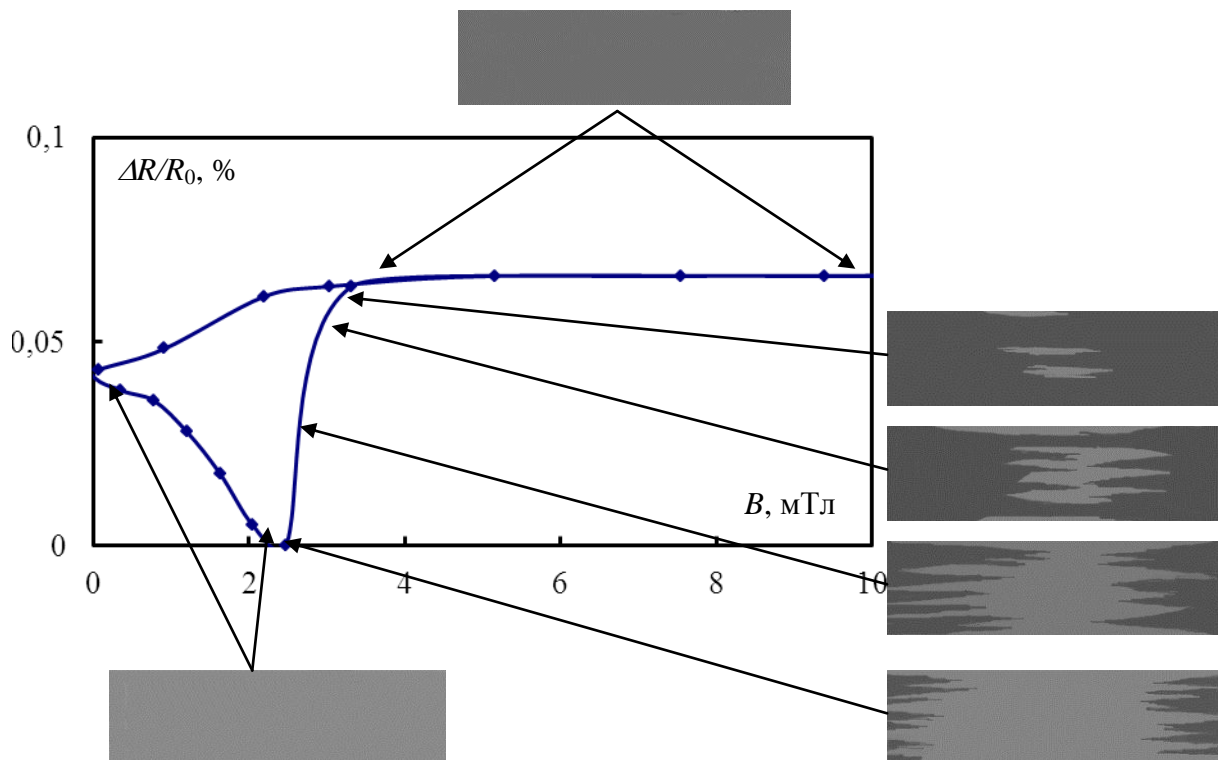


Рис. 5.14. Доменна структура та магніторезистивна петля відпаленої за температури 700 К тришарової плівки  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 50$ ,  $d_F = 40$  нм;  $d_N = 5$  нм)

На рис. 5.14 представлена доменна структура та її зв'язок з петлею магніторезистивного гістерезиса для відпаленої тришарової плівки  $\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}/\text{Cu}/\text{Fe}_{50}\text{Ni}_{50}/\text{П}$  ( $d_{\text{F}} = 40$  нм;  $d_{\text{N}} = 5$  нм). Слід зазначити, що для свіжосконденсованої плівки спостерігалася відсутність анізотропії магнітоопору (проміжний шар структурно-суцільний), а після відпалювання за температури 700 К спостерігається анізотропний характер магнітоопору (відсутність структурно-суцільного прошарку). Тому роздільне перемагнічування шарів у такій структурі неможливе, а плівку можна розглядати як одношарову товщиною  $2d_{\text{F}}$ . Доменна структура також повинна відрізнятися від структури розглянутої для свіжосконденсованої плівки. У цьому випадку плівка була також спочатку намагнічена до насичення в магнітному полі, направленому уздовж осі легкого намагнічування. При зменшенні магнітного поля до нуля плівка залишається однодоменною. При цьому магнітоопір також помітно не змінюється. У перший момент зростання поля зворотнього напрямку плівка залишається однодоменною, але електричний опір зменшується. Потім, коли індукція зовнішнього магнітного поля сягає 2,5 мТл, на краях плівки відбувається поворот векторів намагніченості й утворюються домени клиноподібної форми (зародки зворотньої намагніченості). При цьому поздовжній магнітоопір досягає свого мінімуму. При подальшому збільшенні магнітного поля спостерігається збільшення розмірів доменів в основному за рахунок зміщення їх меж. Електричний опір при цьому починає збільшуватися. Подальше навіть невелике збільшення індукції магнітного поля приводить до різкого зростання вигідно орієнтованих доменів за рахунок сусідніх, і вся плівка намагнічується в даному напрямку. Польова залежність магнітоопору також виходить на насичення. Слід зазначити, що процес перемагнічування плівки протікає у вигляді декількох стрибкоподібних зсувів доменних меж у вузькому інтервалі магнітних полів. Аналогічна картина спостерігалася і для одношарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 50$  %).

Для «псевдоспін-вентильних» структур  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Co}$  ( $x \cong 50$  %,  $x \cong 20$  %) з ефектом ГМО зміна магнітної структури магнітом'якого шару  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$

( $x \cong 50 \%$ ,  $x \cong 20 \%$ ) та зміна електроопору при перемагнічуванні відбувається аналогічно розглянутому випадку для свіжосконденсованих тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$ . Слід лише зазначити, що перемагнічування магнітожорсткого шару  $\text{Co}$  може відбуватися у значно більших полях  $5 - 7$  мТл, що приводить до утворення горизонтальної ділянки на польовій залежності магнітоопору (рис. 4.2 в).

Отже, вказані плівкові системи можуть бути використані як чутливі елементи сенсорів, оскільки їх магнітні параметри мають відносно широкі температурні і концентраційні інтервали стабільності.

### Висновки до розділу 5

1. Експериментально встановлено, що розбіжності значень коерцитивної сили та поля насичення, отриманих із кривої намагнічування  $M(B)$  і відповідної їй петлі зміни електроопору в магнітному полі ( $\Delta R/R_0(B)$ ), не перевищують  $15 \%$ .

2. Для тришарових плівок в інтервалі товщин шарів  $d_N = 5 - 15$  нм та  $d_F = 25 - 40$  нм ( $C_{\text{Ni}} < 70 \%$ ) при поперечній геометрії вимірювання характерні майже прямокутні петлі гістерезису, які є типовими для зразків із планарною орієнтацією намагніченості, що дозволяє розглядати такі плівкові системи як перспективні матеріали для носіїв і зберігання інформації з високою щільністю.

3. Уперше показано, що в інтервалі товщин шарів  $d_N = 5 - 15$  нм та  $d_F = 25 - 40$  нм ( $C_{\text{Ni}} < 90 \%$ ) для свіжосконденсованих та відпалених за температури  $700$  К тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  коерцитивна сила зменшується при збільшенні вмісту нікеля у магнітних шарах.

4. Низькотемпературне відпалювання ( $T_{\text{відп}} = 400$  К) не приводить до суттєвої зміни магнітних параметрів, високотемпературне ( $T_{\text{відп}} = 700$  К) для всіх систем приводить до зростання коерцитивної сили у  $2 - 10$  разів залежно від елементного складу магнітних шарів та товщини прошарку за винятком систем  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}/$  ( $d_F = 20 - 30$  нм;  $d_N = 5 - 10$  нм) з ефектом ГМО, для яких спостерігається зменшення  $B_C$  у  $1,2 - 1,5$  рази. Поле насичення для систем

$\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Co}$  з ефектом ГМО максимальної величини (1 – 1,2%) зменшується в процесі термообробки до 20 разів.

5. Для всіх тришарових плівок з ефектом ГМО величина коерцитивної сили зменшується при підвищенні температури, що пов'язано з залежністю  $B_C$  від константи анізотропії, яка в свою чергу залежить від температури. Поведінка коерцитивної сили визначається в першу чергу такими компонентами: кристалографічною, компонентою, обумовленою шорсткостями, та магнітостатичною. Також магнітні властивості тришарових плівок можуть залежати від механізму міжшарового зв'язку.

6. Тришарові структури  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з ефектом ГМО ( $x \cong 50\%$ ,  $x \cong 20\%$ ) перемагнічуються аналогічно спін-вентильним та «псевдоспін-вентильним» структурам.



**РОЗДІЛ 6**  
**ЕЛЕКТРО– ТА МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ**  
**СТРУКТУРНО-НЕСУЦІЛЬНИХ ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВОК ТА**  
**ГРАНУЛЬОВАНИХ СТРУКТУР МЕТАЛ – ДІЕЛЕКТРИК**

Значний прикладний потенціал нанорозмірних плівок, а також фундаментальні проблеми магнітних і електричних явищ у наночастинках [388, 389] стимулюють подальші дослідження їх властивостей. Так, було виявлено значну зміну магнітних параметрів тонких плівок  $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$  у діапазоні товщин від 5 до 12 нм, що зумовлено переходом 3D–2D. У тонких металевих шарах Nb, Ni, Cu та ін. спостерігалися осциляції діелектричної проникності, провідності та інших параметрів шарів, пов'язані квантово-розмірними ефектами [390 – 392].

Особливий інтерес викликають структури, які складаються з систем магнітних і металічних наноострівців. Такі системи мають ряд унікальних електричних, магнітних і магнітооптичних властивостей, а багатошарові системи з магнітних наноострівців («острівцеві магнітні надгратки») здатні реагувати на слабкі магнітні поля за кімнатної температури. Фізичні механізми, відповідальні за незвичайні властивості наноострівцевих систем складні і вимагають ґрунтовних досліджень. Так, важливим постає питання про перколяційний перехід, тобто перехід плівок від острівцевої до суцільної структури. Для металевих зразків цей перехід стає особливо важливим, оскільки при переході змінюється характер їх провідності, оптичні та магнітні властивості. Актуальності набувають дослідження переходів суперпарамагнетик-феромагнетик [227] для магнітних острівцевих систем як з точки зору фундаментальних проблем фізики магнетизму, так і можливості їх практичного застосування для створення чутливих елементів багатофункціональних сенсорів із покращеними робочими характеристиками (див., наприклад, [393 – 396]). Можна очікувати, що технології, в основу яких покладено ефект ТМО, будуть домінувати в порівнянні з ГМО-сенсорами.

У даному розділі наведені результати експериментальних досліджень

електропровідності, магніторезистивних властивостей та впливу температури, розмірних ефектів на електро- та магніторезистивні властивості острівцевих плівок феромагнітних металів та сплавів.

### **6.1. Електропровідність структурно-несуцільних плівок феромагнітних металів та сплавів [397–400]**

Відомо, що електропровідність металевих плівок визначається не лише їх складом, а й структурою (стадією конденсації) [37 – 39, 43, 50]. При цьому острівцеві (гранульовані) плівки мають своєрідні електрофізичні властивості, що суттєво відрізняються як від властивостей масивних металевих зразків, так і суцільних плівок [58, 282]. Їх питомий електроопір на декілька порядків більший за опір суцільних плівок, а термічний коефіцієнт опору може бути від'ємним. При цьому спостерігається експоненціальна залежність електроопору від температури, що свідчить про активаційний механізм електропровідності.

Розглянемо спочатку особливості залежності електричного опору від температури надтонких плівок Fe та Co. Для свіжосконденсованих плівок Fe ( $d_{Fe} < 25$  нм) та Co ( $d_{Co} < 15$  нм) реалізується активаційний (діелектричний) режим провідності в температурному інтервалі 120–300 К (рис. 6.1 в, д та рис. 6.2 а, в, г). Про це свідчить від'ємний температурний коефіцієнт опору (ТКО), характерний для неметалічного характеру провідності (типу напівпровідникової або провідності в аморфних матеріалах). Провідність визначається термічно активованим тунелюванням електронів між розділеними вакуумним прошарком металевими острівцями. Зазначимо, що у випадку, коли зазор між острівцями заповнений діелектриком, то висота потенціального бар'єру зменшується на величину електронної спорідненості діелектрика. Отже, можна припустити, що провідність в острівцевій плівці частково може здійснюватися також через діелектричну підкладку. Дане припущення підтверджує і той факт, що ймовірність тунелювання характеризується перекриттям хвильових функцій електронів в сусідніх острівцях. Ступінь перекриття якісно визначається

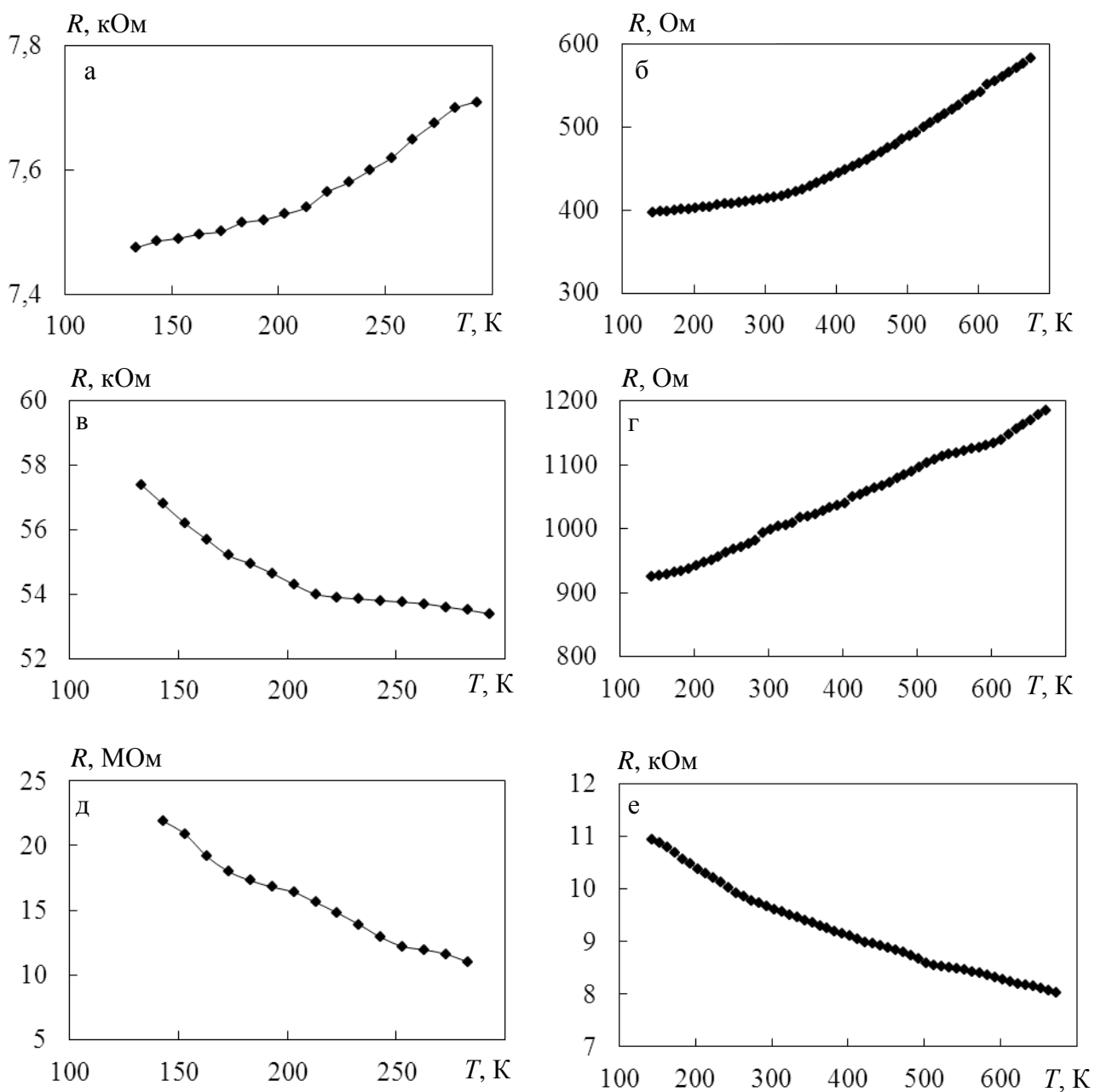


Рис. 6.1. Залежність електричного опору від температури для свіжосконденсованих (а, в, д) та відпалених за температури 700 К (б, г, е) плівок  $\text{Co}$  різної ефективної товщини: а, б –  $d = 20$  нм; в, г –  $d = 10$  нм; д, е –  $d = 5$  нм

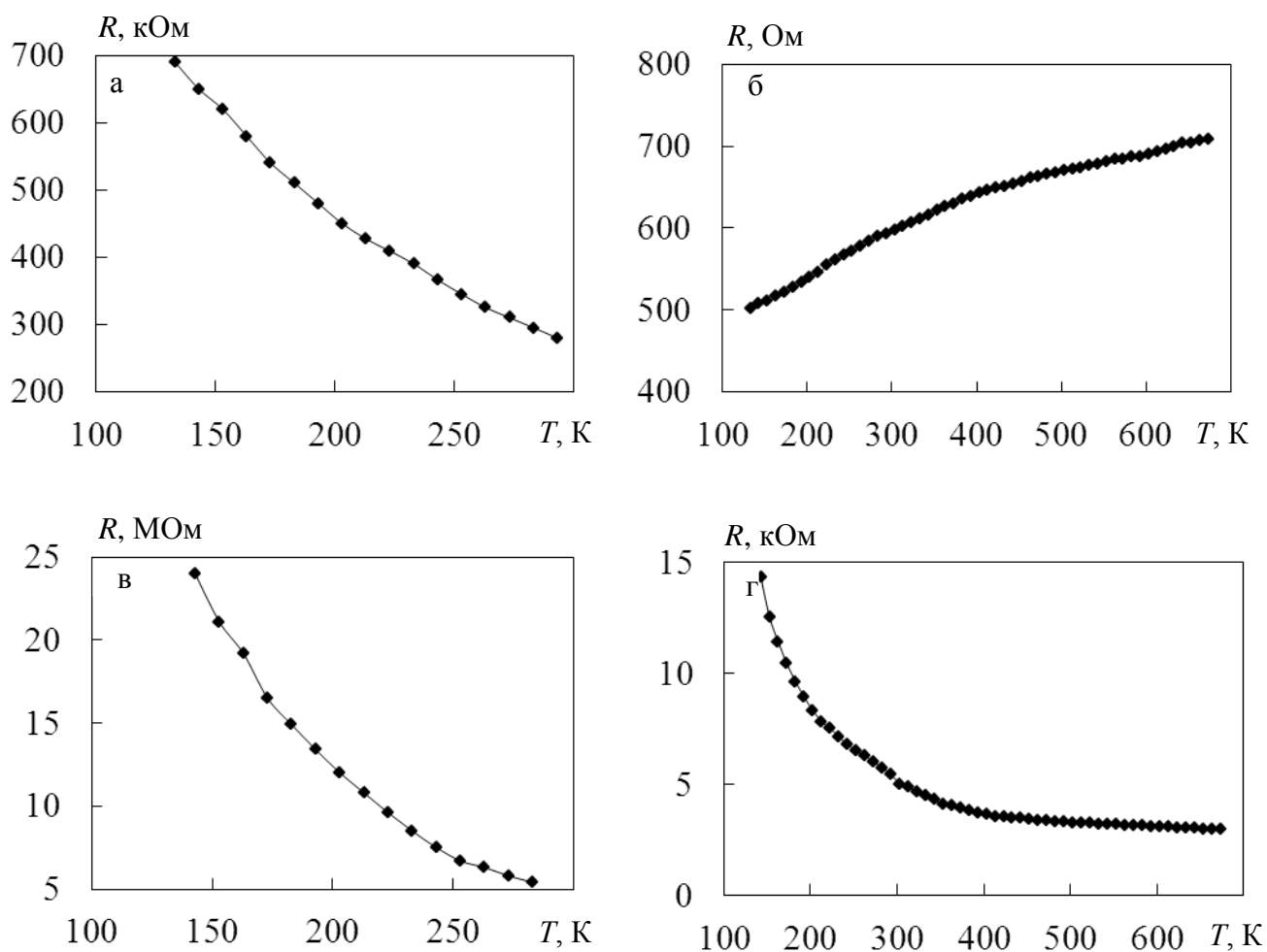


Рис. 6.2. Залежність електричного опору від температури для свіжосконденсованих (а, в) та відпалених за температури 700 К (б, г) плівок Fe різної ефективної товщини: а, б –  $d = 15$  нм; в, г –  $d = 7$  нм.

борівськими радіусами  $a_0$  відповідних електронних станів, які залежать від діелектричної проникності  $\varepsilon$  й ефективної маси  $m_{ef}$  електрона [218]:

$$a_0 = \varepsilon \left( \frac{m}{m_{ef}} \right) a_n, \quad (6.1)$$

де  $m$  – маса електрона.

Значення  $\varepsilon$  для типових діелектриків у декілька разів більші, ніж для вакууму ( $\varepsilon_{вак} = \varepsilon_0$ ). Крім того, ефективна маса електрона в зоні провідності напівпровідників та іонних ізоляторів менша маси електрона  $m$ . Отже, перекриття хвильових функцій електронів у діелектрику більше, ніж у вакуумі, що дозволяє зробити припущення про значну роль тунелювання через підкладку.

Електроопір плівки в діелектричному режимі збільшується зі зниженням температури, що добре узгоджується з існуючими теоретичними моделями. Слід зазначити, що на цей час створено ряд теоретичних моделей, які описують механізм провідності острівцевих металевих плівок [222, 400]. Перші спроби пояснити температурну залежність опору острівцевих плівок дозволили встановити емпіричну залежність опору плівок великої кількості металів (W, Ta, Mo, Ru, Pt, Fe, Ni, Cu, Au, Ag, Al) від температури [222]

$$R(T) = A_0 T^{-\lambda} \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) = C(T) \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \quad (6.2)$$

де  $A_0$  – деяка константа;

$T$  – абсолютна температура;

$k$  – стала Больцмана;

$\lambda$  – параметр, що змінюється в межах від 0,5 до 2, залежно від ефективної товщини плівки;

$E_a$  – ефективна енергія активації процесу провідності.

Енергія активації провідності  $E_a$  змінюється в межах від 0,001 еВ до 0,3 еВ і суттєво залежить від розмірів острівців. Чим менша ефективна товщина плівки (відповідно менші і розміри острівців), тим більшою є величина енергії активації.

В основі більшості моделей електропровідності острівцевих плівок лежать ідеї Я.Френкеля, який запропонував два основних механізми подолання електронами потенціального бар'єру між острівцями: класичний – коли електрон долає бар'єр за рахунок енергії, що перевищує висоту бар'єра, і квантовий – коли електрон проходить через бар'єр за рахунок квантово-механічного ефекту тунелювання.

У теперішній час переважними є уявлення про термічно активоване тунелювання електронів від одного острівця до іншого. При цьому енергія активації тунелювання визначається в основному розмірами острівців та проміжків між ними і не залежить від роботи виходу електронів з металу. Тоді питомий опір плівки може бути представлений у вигляді [255]:

$$\rho = \rho_0(1 + \beta T) + C \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right), \quad (6.3)$$

де перший доданок описує звичайну металічну залежність опору, а другий пов'язаний з деяким термічно активованим процесом (формула (6.2)).

Зауважимо, що транспортні властивості гранульованих структур метал-діелектрик також можна наближено описати за допомогою трьох режимів провідності – металевого, перехідного і діелектричного [402]. Вважається, що домінуючим механізмом провідності керметних гранульованих плівок для об'ємної частки металеві фази, меншої за поріг перколяції, є тунелювання електронів або дірок. У випадку острівцевих плівок згаданий механізм провідності буде реалізуватися при ефективній товщині, меншій за поріг перколяції.

Для свіжосконденсованих плівок Fe та Co при збільшенні ефективної товщини плівки до 15–20 нм величина ТКО (залишаючись від'ємною)

зменшується за абсолютною величиною, наближаючись до нуля. Очевидно, це відповідає приблизно однаковому внеску доданків у виразі (6.2). При ефективній товщині плівки понад 25 – 30 нм спостерігається лише характерний для металів хід кривої  $\rho(T)$  з додатними значеннями ТКО, що відповідає домінуючій ролі першого доданка (рис. 6.1 а). Для відпалених за температури 700 К плівок з ефективною товщиною менше 10 нм також спостерігаються експоненціальною залежністю опору від температури (рис. 6.1 е та рис. 6.2 г). При збільшенні ефективної товщини відбувається перехід до металічної залежності  $R(T)$  (зміна знаку ТКО) (рис. 6.1 б, г та рис. 6.2 б). Зміна знаку ТКО при переході до плівок цих товщин пов'язана з утворенням спочатку електрично, а потім структурно-суцільних плівок, що підтверджується даними електронно-мікроскопічних досліджень. При збільшенні товщини плівок щільність заповнення поверхні плівки острівцями збільшується, а проміжки між ними зменшуються. Так, при товщинах близько 15 – 20 нм (рис. 3.8, рис. 3.9) між острівцями виникають містки, внаслідок чого провідність набуває типового для металів характеру.

Слід зауважити, що перехід від експоненціальної до металічної залежності  $R(T)$  відбувається не лише при збільшенні ефективної товщини плівок, а і у процесі їх термообробки (рис. 6.1 в, г та рис. 6.2 а, б). Детальніше такий перехід проілюстровано на рис. 6.3 на прикладі плівки Со ефективною товщиною 10 нм. Як видно з даних, наведених на рисунку, для свіжосконденсованих плівок Со спостерігаються залежності  $R(T)$  з від'ємним ТКО (рис. 6.3 а). Після відпалювання за температури 400 К знак ТКО зберігається, але його абсолютна величина зменшується (рис. 6.3 б). Після відпалювання зразків за температури 550 спостерігається поява типової металічної залежності  $R(T)$  (зміна знаку ТКО) (рис. 6.3 в). Причиною зміни характеру температурної залежності у процесі термообробки є утворення електрично суцільних плівок внаслідок коалесценції острівців. Відпалювання за температури 700 К не приводить до подальшої зміни характеру температурної залежності (рис. 6.3 г).

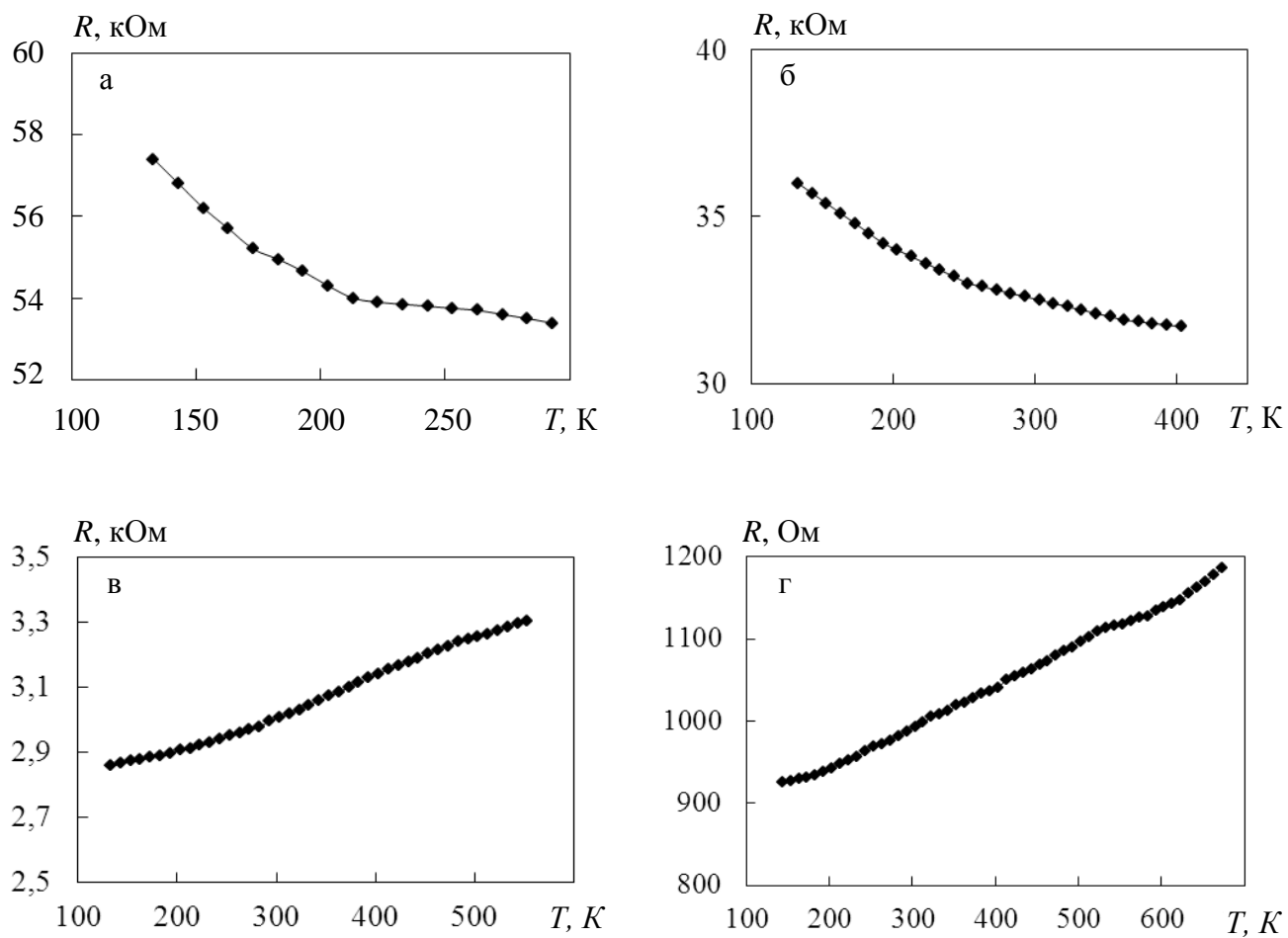


Рис. 6.3. Залежність електричного опору від температури для свіжосконденсованої (а) і відпаленої за температур 400 (б), 500 (в) та 700 К (г) плівок Со з ефективною товщиною  $d = 10$  нм.



Розглянемо особливості електропровідності структурно-несуцільних плівкових сплавів. Для плівок сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з ефективною товщиною 5–10 нм під час другого та подальших циклів нагрівання спостерігається повторюваність експонентціальної залежності опору від температури з від’ємними значеннями ТКО  $\beta$  (рис. 6.4 а, 6.5 а). При збільшенні ефективної товщини плівок до 15–20 нм величина  $\beta$  (залишаючись від’ємною) зменшується по абсолютній величині, наближаючись до нуля (рис. 6.4 б). Очевидно, це відповідає приблизно однаковому внеску доданків у виразі (6.2). При ефективній товщині плівки понад 25–30 нм спостерігається лише характерний для металів хід кривої  $\rho(T)$  з додатними значеннями ТКО (рис. 6.4 в–г, рис. 6.5 б), що відповідає домінуючій ролі першого доданка.

За даними, одержаними для плівок з експонентціальною залежністю опору від температури, можна визначити величину енергії активації провідності. Нехтуючи (внаслідок малості) внеском першого доданку у виразі (6.2) для таких плівок, після його логарифмування маємо:

$$\ln \rho = \ln C + \frac{E_a}{kT}, \quad (6.4)$$

тобто в координатах  $\ln \rho(1/T)$  або  $\ln R(1/T)$  графік даної залежності є прямою, кутовий коефіцієнт якої дає можливість визначити  $E_a$ . На рис. 6.6 показано хід даної залежності у спрямляючих координатах для ряду плівок різної ефективної товщини  $d_{\text{еф}}$ . Як бачимо, в певному температурному інтервалі залежність дійсно може апроксимуватися лінійною функцією. З рис. 6.6 також слідує, що зі зменшенням ефективної товщини плівки величина  $E_a$  збільшується. Відхилення від прямої в області високих температур, швидше за все, пов’язане з тим, що при збільшенні температури внесок першого доданку у виразі (6.1) зростає, а другого – зменшується, так що нехтувати першим доданком уже не можна. Розрахунок енергії активації методом найменших квадратів дає значення  $10^{-2}$ – $10^{-3}$  еВ, типові для чистих металів [222].

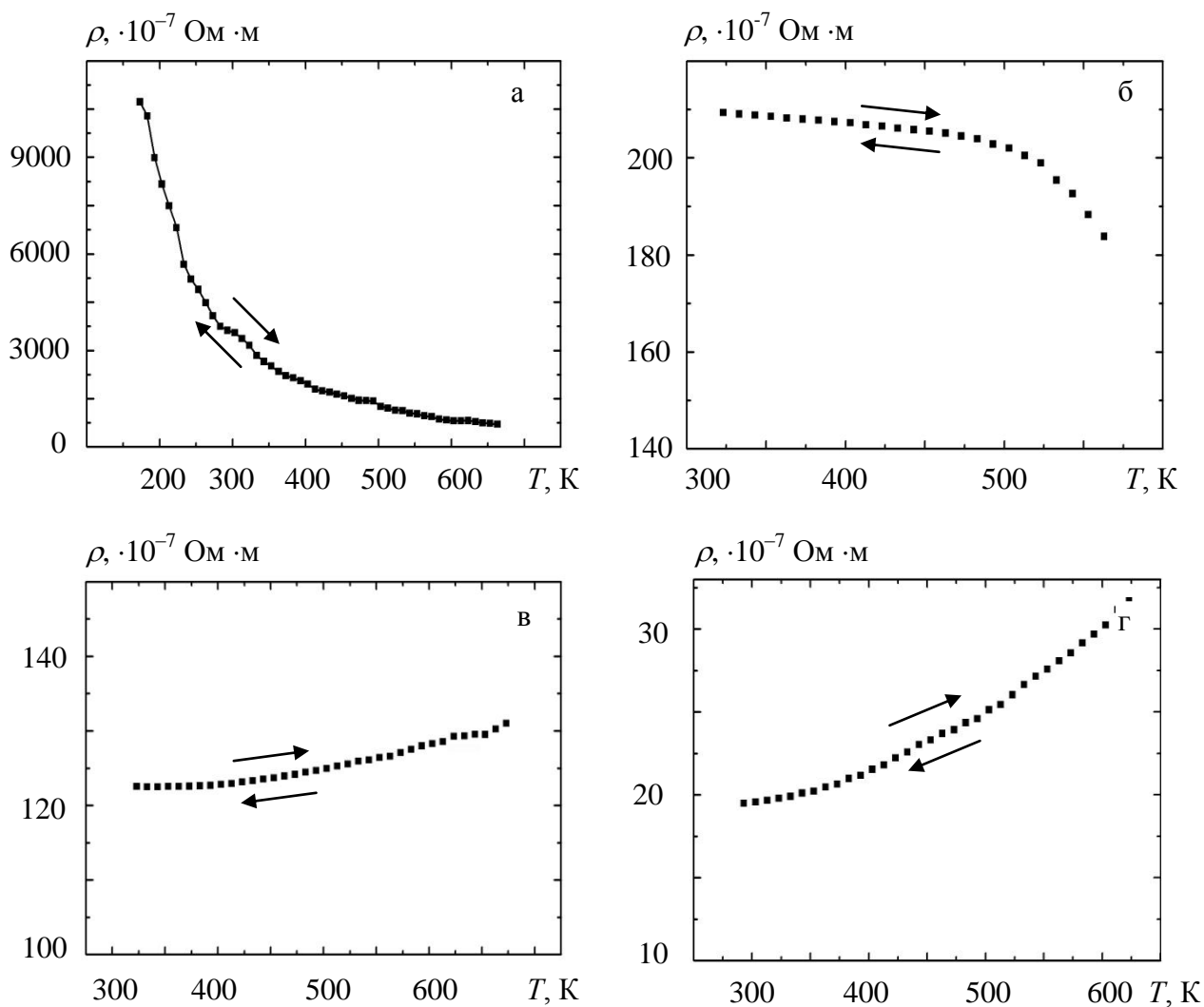


Рис. 6.4. Температурна залежність питомого опору плівок сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 40$ ): а –  $d = 8$  нм; б –  $d = 15$  нм; в –  $d = 20$  нм; г –  $d = 30$  нм

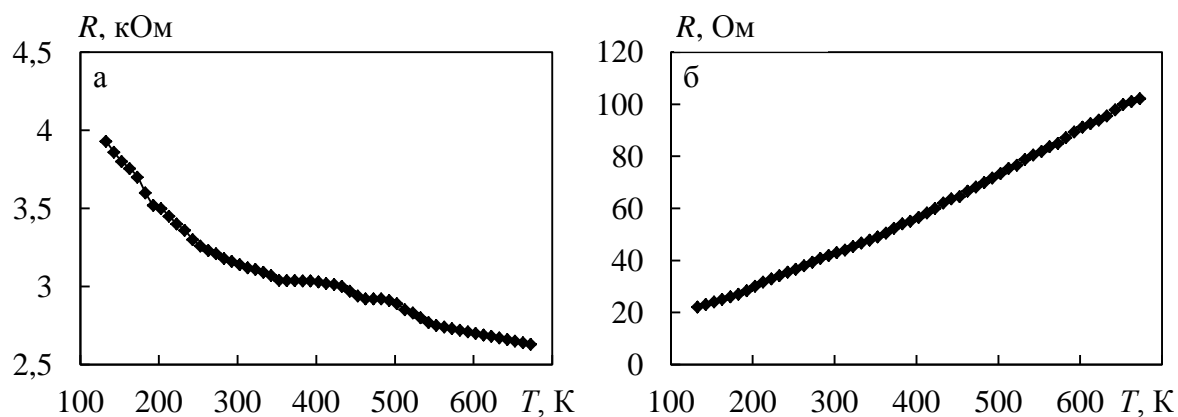


Рис. 6.5. Температурна залежність електричного опору плівок сплаву  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 50$ ): а –  $d = 10$  нм; б –  $d = 30$  нм

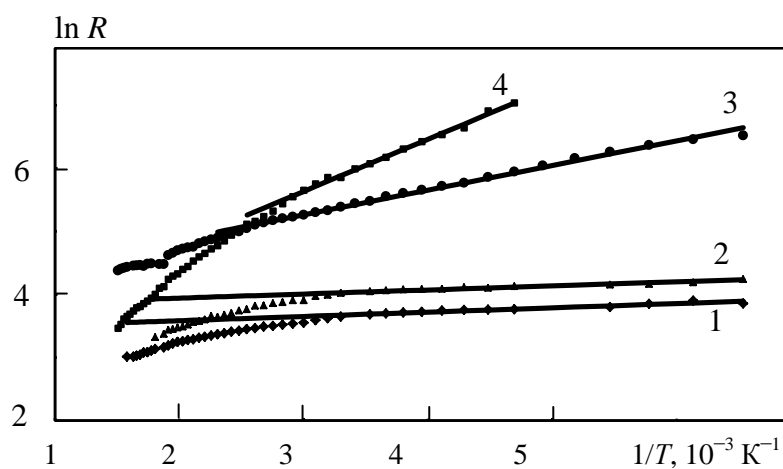


Рис. 6.6 Залежності електричного опору від температури для плівок сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \cong 50$ ) різної ефективної товщини в спрямляючі координатах: 1 –  $d = 15$  нм; 2 –  $d = 12$  нм; 3 –  $d = 10$  нм; 4 –  $d = 8$  нм

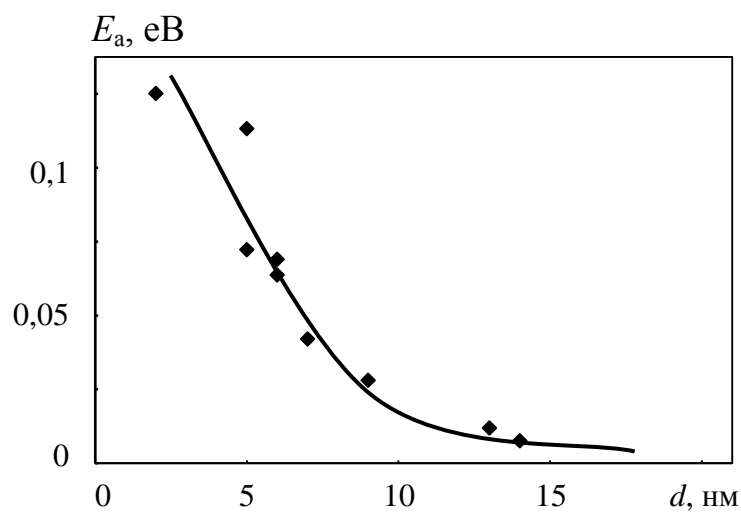


Рис. 6.7. Залежність енергії активації провідності  $E_a$  від ефективної товщини для структурно-несуцільних плівок сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$

На рисунку 6.7 наведена розмірна залежність енергії активації  $E_a(d_{\text{еф}})$  для структурно-несуцільних плівок сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$ . Зі зростанням ефективної товщини плівки величина енергії активації провідності  $E_a$  зменшується (зменшуються відстані між острівцями). Максимальне значення величини енергії активації провідності дорівнює 0,1 еВ. Одержана залежність  $E_a(d_{\text{еф}})$  аналогічна залежностям для структурно-несуцільних плівок чистих металів [222] та острівцевих плівок сплавів NiCu. Таким чином, енергія активації визначається розміром острівців і відстанями між ними, а не складом плівок (чистий метал чи сплав).

Отже, за характером залежності електричного опору від температури можна говорити про домінуючий механізм провідності структурно-несуцільних плівок феромагнітних металів та сплавів. Так, для плівок з ефективною товщиною до 10 нм (при ефективній товщині, меншій за поріг перколяції) домінуючим механізмом провідності є тунелювання електронів. При ефективній товщині, більшій за поріг перколяції, реалізується типова металічна провідність. Ці твердження будуть використані при трактуванні результатів дослідження магніторезистивного ефекту в структурно-несуцільних плівках феромагнітних металів та сплавів на їх основі.

## **6.2. Магніторезистивні властивості структурно-несуцільних плівок [279, 397, 403, 404]**

### **6.2.1. Польові залежності магнітоопору структурно-несуцільних плівок феромагнітних металів та сплавів на їх основі**

Магнітоопір магнітооднорідних, структурно-суцільних плівок феромагнітних металів та сплавів на їх основі має анізотропний характер, тобто поздовжній і поперечний МО різні за величиною і знаком. У випадку відносно слабких полів для повністю розмагніченого зразка спостерігається збільшення опору при паралельній орієнтації векторів струму та індукції (або напруженості) зовнішнього магнітного поля і зменшення – для поперечної геометрії. Після

досягнення насичення в області парапроцесу електричний опір феромагнетика повинен зменшуватися для обох конфігурацій струму і напруженості магнітного поля [269]. Наявність спонтанної намагніченості зразка та гістерезису перемагнічення ускладнює характер залежності електричного опору від величини індукції зовнішнього магнітного поля.

У випадку структурно-несуцільних феромагнітних плівок їх магніторезистивні властивості можуть істотно відрізнятися внаслідок реалізації різних механізмів магнітоопору. Механізми виникнення магнітоопору в острівцевих системах складні і поки що до кінця не з'ясовані. Можна лише зазначити, що важливу роль у формуванні магнітоопору відіграють механізми переносу заряду і спіну в цих системах. З урахуванням результатів проведених досліджень кристалічної структури та електропровідності надтонких острівцевих плівок слід зазначити, що вони можуть бути перспективними для вивчення в них різних механізмів магнітоопору.

Розвиваючи тему магнітних властивостей надтонких плівок, слід зауважити, що в роботі [226] були досліджені магнітні властивості тонких шарів пермалою (від 1 до 80 нм) в полях до 40 мТл. При товщині плівок  $\sim 6$  нм виявлено значну зміну магнітних властивостей (різке збільшення коерцитивної сили і поля насичення), що характеризується в роботі як перехід від тривимірного до двовимірного стану. Важливо, що в цих острівцевих плівках була виявлена компонента намагніченості, спрямована перпендикулярно до площини зразка. Також у роботі [227] досліджені магнітні надґратки  $\text{CoFe}/\text{Al}_2\text{O}_3$  з товщинами шарів  $\text{CoFe}$  менше перколяційної межі 1,8 нм. Виявлено існування двох магнітних конфігурацій цієї системи: суперферомагнітна фаза з дипольною далекодією і звичайна феромагнітна з обмінною взаємодією між острівцями. Перехід між станами пов'язаний, але передує перколяційному переходу і відбувається при товщині магнітного шару 1,7 нм.

Розглянемо спочатку результати експериментальних досліджень магніторезистивних властивостей плівок  $\text{Co}$ ,  $\text{Ni}$ ,  $\text{Fe}$  та сплавів на їх основі в інтервалі товщин 20 – 40 нм. Оскільки нанесення плівок здійснювалось на

нейтральну неорієнтовану підкладку (скло, вуглецева плівка) за температури  $T_s = 300$  К (внаслідок чого дифузійна рухливість атомів конденсату була ускладнена), а тому свіжосконденсовані плівки можна розглядати як нерівноважні системи. Нерівноважність плівкових зразків зумовлена, перш за все, їх структурною неупорядкованістю (великою дефектністю), яка впливає на всі фізичні, в тому числі й магнітні та магніторезистивні властивості. Підтвердженням цього можуть бути результати дослідження магнітоопору свіжосконденсованих плівок (за винятком плівок Ni), які показують, що свіжосконденсовані плівки навіть із товщинами 40 – 70 нм мають досить малу величину анізотропного магнітоопору (АМО) – 0,05 – 0,1 % (рис. 6.8 а). Після термомагнітної обробки зразків за  $T_{\text{відп}} = 700$  К величина як поздовжнього, так і поперечного магнітоопору зростає більш ніж в 10 разів і становить 0,7 – 1 % (рис. 6.8 б), що зумовлено вдосконаленням кристалічної структури та збільшенням розмірів кристалітів.

Характерною особливістю для поздовжнього і поперечного ефекту магнітоопору досліджених одношарових, структурно-суцільних плівок Co, Ni, Fe та плівкових сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  був немонотонний характер зміни опору залежно від напруженості зовнішнього поля. На польових залежностях величини магнітоопору  $\Delta R/R_0$  від  $B$  (рис. 6.8) спостерігаються екстремуми (мінімум – для поздовжнього ( $\parallel$ ) МО, максимум – для поперечного ( $\perp$ ) МО), які пов'язані з процесами перемагнічування плівки. Про це свідчить той факт, що при повторному намагнічуванні плівки в тому ж напрямку екстремум не спостерігається, а опір монотонно збільшується або зменшується, виходячи на насичення. Прийнято вважати [405], що величина індукції зовнішнього поля, при якій спостерігається екстремум, дорівнює коерцитивній силі  $B_C$  зразка. Починаючи з цієї точки, зміна електричного опору, залежно від індукції магнітного поля, аналогічна для однорідного масивного феромагнітного металу. При зменшенні величини напруженості магнітного поля до нуля плівка має деяку залишкову намагніченість  $i$ , як наслідок, для одержання мінімального

електричного опору потрібно прикласти магнітне поле протилежного напрямку для того, щоб розмагнітити зразок.

Із даних, наведених в якості ілюстрації рис. 6.9, слідує, що для свіжосконденсованих плівок Co з  $d = 40 - 70$  нм величина магнітоопору в магнітних полях до 0,7 Тл не перевищує 0,1 %, а при  $d = 25 - 35$  нм взагалі менша 0,01 %. Таку особливість можна пояснити саме великою дефектністю свіжосконденсованих плівок. У роботі [406] показано, що плівки Co, отримані за кімнатної температури, при великих швидкостях конденсації є магнітними, але їх намагніченість значно менша намагніченості масивного Co. Зменшення намагніченості у даному випадку і приводить до малих значень їх АМО. Після відпалювання плівок з  $d = 25 - 35$  нм спостерігалися чіткі петлі магніторезистивного гістерезису, а величина магнітоопору для них становила величину 0,1 – 0,5 %.

Розглянемо тепер результати експериментальних досліджень магніторезистивних властивостей плівок Co, Ni, Fe та сплавів на їх основі в інтервалі товщин 5 – 20 нм.

При подальшому зменшенні ефективної товщини плівок до 5 – 25 нм відбувається перехід від АМО до ізотропного МО, величина якого зростає до 0,5 % для плівок Co та 1% для плівок Fe (рис. 6.10). При цьому на польових залежностях МО відсутній гістерезис і вони співпадають для поздовжньої і поперечної геометрії. Пояснити такі особливості поведінки магнітоопору досить складно. Згідно з електронно-мікроскопічними дослідженнями структура свіжосконденсованих плівок Co та Fe в інтервалі ефективних товщин 20 – 25 нм є перехідною від острівцевої до структурно-суцільної (рис. 3.8 а). При таких товщинах спостерігається утворення феромагнітних кластерів з острівців, які дотикаються один до одного. При цьому значно зростає й доля електроперенесення по цих сформованих металічних областях. Слід зазначити, що для таких плівок характерний звичайний (металічний) хід температурної залежності опору в температурному інтервалі 150 – 300 К (рис. 6.1 а). Тобто

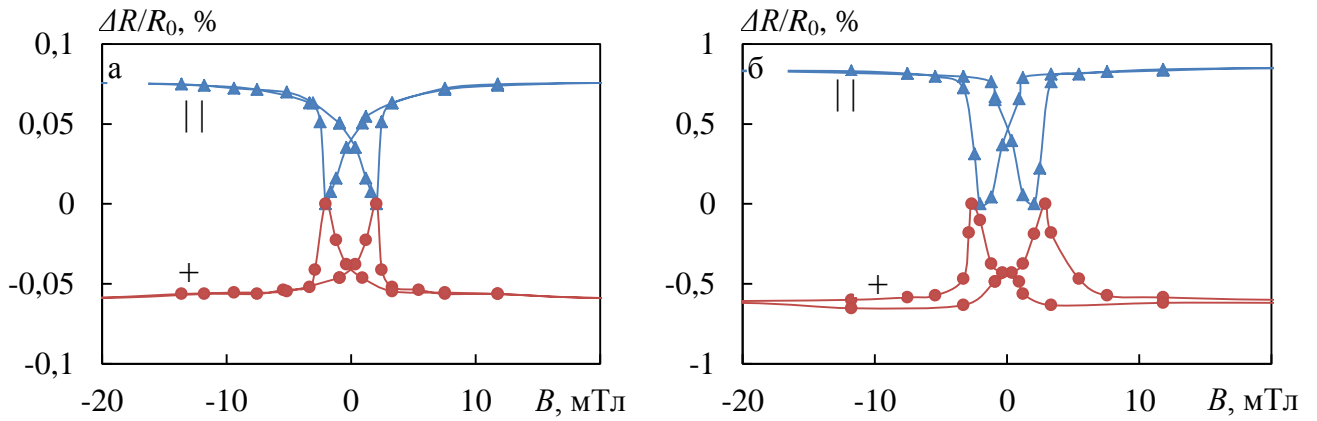


Рис. 6.8. Залежність поздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для свіжосконденсованих (а) і відпалених за температури 700 К (б) плівок Со/Пі ( $d_{\text{Co}} = 50$  нм). Температура вимірювання 300 К

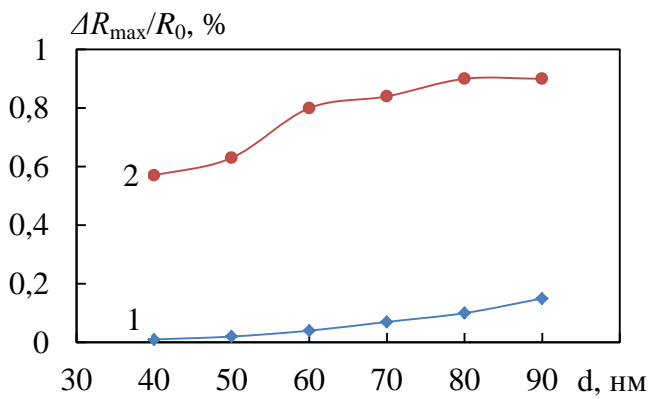


Рис. 6.9. Залежність  $\Delta R_{\text{max}}/R_0$  від товщини для поздовжнього магнітоопору невідпалених (1) та відпалених за температури 700 К (2) плівок Со. Температура вимірювання магнітоопору 300 К.

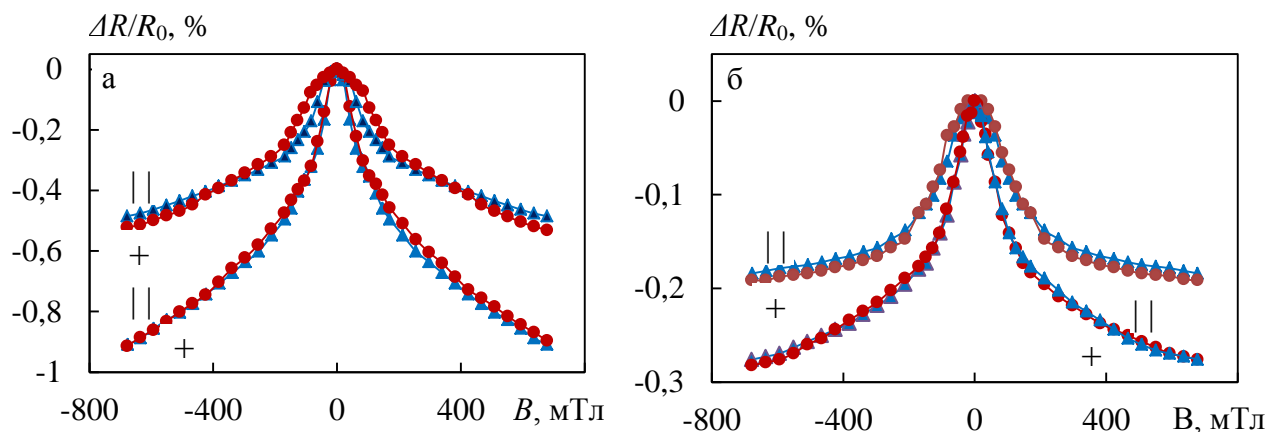


Рис. 6.10. Залежність негативного поздовжнього (||) та поперечного (+) магнітоопору від індукції магнітного поля для свіжосконденсованих плівок Fe (а) (1 –  $d = 10$  нм; 2 –  $d = 15$  нм) та Со (б) (1 –  $d = 10$  нм; 2 –  $d = 15$  нм). Температура вимірювання магнітоопору 300 К.



плівки є електрично суцільними, а це означає, що для них характерним повинен бути АМО, особливістю якого є залежність знаку ефекту від взаємної орієнтації струму та магнітного поля. З отриманих польових залежностей випливає, що не лише знак ефекту, але навіть форма кривої не змінюється при зміні напрямку магнітного поля. Даний факт говорить про те, що вплив анізотропії магнітоопору не суттєвий, а домінуючий ефект, який спостерігається, не є анізотропним і може бути зумовлений спін-залежним тунелюванням електронів між феромагнітними острівцями, оскільки для такого механізму взаємна орієнтація струму і поля не важлива [407, 408]. Ймовірно, при таких ефективних товщинах реалізується суперпозиція спін-орбітального розсіювання та спін-залежного тунелювання електронів. У таких плівках діелектричні прошарки перешкоджають прямому феромагнітному обміну між сусідніми острівцями, але допускають міжострівцеве тунелювання. Ймовірність тунелювання залежить від взаємної орієнтації магнітних моментів у сусідніх острівцях і чутлива до прикладеного зовнішнього магнітного поля. Вона є максимальною, коли магнітні моменти сусідніх острівців зорієнтовані паралельно, і мінімальною – у випадку антипаралельної орієнтації. Макроскопічно такий зв'язок може бути представлений у вигляді співвідношення [409]:

$$\Delta R = -P^2 \cdot (M/M_s), \quad (6.5)$$

де  $\Delta R$  – зміна опору плівки,

$P$  – коефіцієнт поляризації електронів,

$M$  – намагніченість плівки в зовнішньому полі,

$M_s$  – намагніченість насичення

(зазначимо, що така кореляція характерна лише за умови негативного ізотропного магнітоопору).

Враховуючи, що при ефективних товщинах 5 – 10 нм плівки є острівцевими, то згідно з [410] вони можуть знаходитися у суперпарамагнітному стані. Підтвердженням цього є відсутність гістерезису на ізотропних польових

залежностях та їх нелінійність, що є наслідком відсутності магнітного гістерезису, та нелінійної залежності магнітного моменту від магнітного поля [410]. Тому розглянемо поведінку ансамблю феромагнітних частинок з погляду магнетизму.

Для дрібних магнітних частинок існує певний критичний розмір, нижче якого в частинці буде існувати тільки один домен [411, 412]. Для  $3d$  перехідних феромагнітних металів Fe, Ni і Co критичний розмір залежатиме від форми частинки і не буде перевищувати кількох десятків нанометрів. Вісь намагнічування однодоменної частинки визначатиметься магнітною анізотропією  $E_a V$ , де  $E_a$  – загальна енергія анізотропії на одиницю об'єму, а  $V$  – об'єм частинки. Осі намагнічування у системі однодоменних частинок за низьких температур будуть заморожені випадково. Тому загальна намагніченість системи буде нульовою. Під дією зовнішнього прикладеного магнітного поля осі намагнічування частинок, що дають внесок у намагніченість насичення  $M_s$ , вирівнюватимуться у напрямку магнітного поля. Якщо зовнішнє магнітне поле тепер зменшити до нуля, то залишкова намагніченість складатиме  $M_{rem} = 0,5M_s$ , оскільки осі намагнічування випадковим чином орієнтовані в напівсфері, а  $\langle \cos\theta \rangle = 0,5$ , де  $\theta$  – тілесний кут, у якому орієнтовано моменти магнітних частинок, а усереднення проводилося в межах усієї напівсфери. Цей результат є характерним для гранульованих магнітних структур, у яких феромагнітні частинки з випадковою орієнтацією осей намагнічування добре ізольовані одна від одної і їх розмір не перевищує кількох десятків нанометрів.

При більш високих температурах ( $E_a V \ll k_B T$ ) бар'єри, зумовлені магнітною анізотропією однодоменних частинок, можуть бути подолані за рахунок енергії термічного збудження. Тоді виникає суперпарамагнітний стан матеріалу. В найпростішому випадку суперпарамагнітну релаксацію в нульовому магнітному полі описують законом Арреніуса [411], а саме:

$$\tau = \tau_0 \exp(KV / k_B T), \quad (6.6)$$

де  $\tau_0$  – характеристичний час.

Формування суперпарамагнітного стану може бути визначено експериментально завдяки двом особливостям поведінки намагнічуваності. По-перше, це відсутність гістерезиса, по-друге – залежність сумарної намагнічуваності від температури і магнітного поля як  $\mu H / k_B T$ , де  $\mu$  – магнітний момент частинки [411, 412].

Відповідно до сучасних уявлень про механізми утворення тонких плівок (див., наприклад, [222]) відбувається три режими росту плівкових конденсатів (пошаровий (режим Франка-Ван-дер-Мерве), острівцевий (механізм Фольмера-Вебера) та проміжний (режим Странського-Крастанова)). При цьому на нейтральних підкладках конденсація молекулярного пучка відбувається лише за умови, що температура підкладки  $T_{\text{п}}$  менша деякого критичного значення  $T_{\text{к}}$ . Величина  $T_{\text{к}}$ , залежно від швидкості конденсації, може бути як меншою, так і більшою за температуру плавлення масивних зразків. У нашому випадку реалізується острівцевий механізм. При такому режимі на поверхні підкладки утворюються малі зародки, які ростуть, перетворюючись на острівці. При певних розмірах острівців між ними виникають контакти і формується характерна «лабіринтна» структура з каналами. Після заповнення каналів утворюється суцільна плівка.

Слід зазначити, що формування острівцевої структури суттєво залежить від виду підкладки, ефективної товщини та умов отримання плівок. Так, у роботі [413] показано, що при ефективних товщинах близько 0,6 нм на поверхні кремнію формуються острівці Co розміром менше 5 нм. Подібна картина спостерігається і для плівок Fe, які конденсувалися на буферний шар  $\text{CoSi}_2$ . При ефективній товщині 0,8 нм середній розмір острівців Fe складав близько 3,5 нм [413]. Такі плівки знаходилися у суперпарамагнітному стані і поява в них феромагнітних властивостей спостерігалась на стадії утворення суцільних плівок.

У нашому випадку середні розміри острівців свіжосконденсованих плівок є меншими за 5 нм. Особливістю як плівок Co, так і Fe є відносно великі ефективні

товщини, за яких вони залишаються структурно-несуцільними (до 20 нм). Таку особливість можна пояснити впливом на структуру плівок неорієнтованої підкладки (скло, вуглецева плівка) її температури ( $T_{\text{п}} = 300 \text{ K}$ ) відносно великої швидкості конденсації ( $\omega = 3 - 5 \text{ нм/с}$ ) та вакуумних умов. Тому можна говорити про освоєння методики отримання зразків Co, Fe та сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  і  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  великої ефективної товщини зі спін-залежним тунелюванням. Максимальна величина негативного магнітоопору для свіжосконденсованих плівок складає 1 % для плівок Fe з ефективною товщиною 17 нм.

Таким чином, отримані плівки можуть знаходитися у суперпарамагнітному стані і поява в них феромагнітних властивостей спостерігалась на стадії утворення суцільних зразків (збільшення ефективної товщини). Зразки з острівцевою структурою за відносно великих ефективних товщин можуть мати важливе значення для прикладного застосування, у тому числі в якості чутливих до магнітного поля елементів сенсорних пристроїв. Перспективними такі системи можуть бути для виготовлення магнітних запам'ятовуючих пристроїв із довільною вибіркою (MRAM).

### **6.2.2. Вплив термомагнітної обробки на магніторезистивні властивості структурно-несуцільних плівок**

Відомо, що ефективним засобом впливу на мікроструктуру та властивості плівкових зразків є термічна обробка. Морфологічні зміни структури приводять до зміни величини і характеру магнітоопору. Розглянемо особливості залежності величини ізотропного негативного магнітоопору від температури відпалювання для структурно-несуцільних плівок Fe та Co.

Низькотемпературне відпалювання ( $T_{\text{відп}} = 400 \text{ K}$ ) всіх досліджуваних плівок Fe та Co приводить до зменшення величини ізотропного магнітоопору, незалежно від їх ефективної товщини (рис. 6.11). Подальше підвищення температури відпалювання (до  $T_{\text{відп}} = 520 \text{ K}$ ) плівок Fe з ефективною товщиною

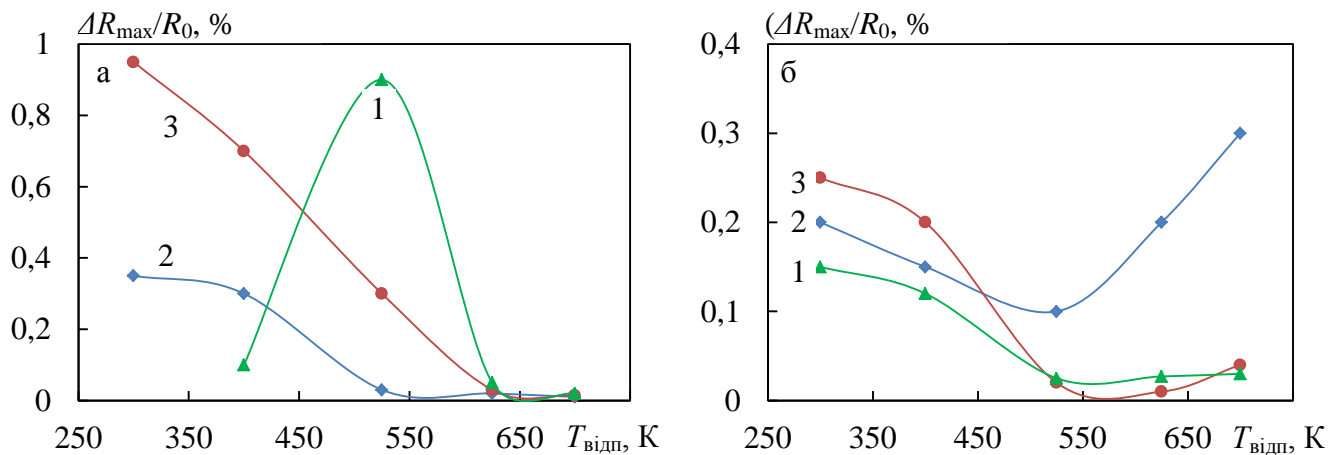


Рис. 6.11. Залежності величини магнітоопору від температури відпалювання для плівок Fe (а) (1 –  $d = 7$  нм; 2 –  $d = 10$  нм; 3 –  $d = 17$  нм) і Co (б) (1 –  $d = 5$  нм; 2 –  $d = 7$  нм; 3 –  $d = 15$  нм)

5 – 8 нм приводить до збільшення величини ізотропного МО у 5 – 10 разів (рис. 6.11 а, крива 1). Одночасно для плівок Fe з  $d_{Fe} > 10$  нм та плівок Co, незалежно від товщини, спостерігається подальше зменшення величини магнітоопору. Відпалювання плівок Fe та Co з  $d_{Co} = 4 - 6$  нм та  $d_{Co} > 8$  нм за температур 620 К та 700 К спричиняє зменшення величини ізотропного негативного магнітоопору до 0,02 – 0,05%. Винятком є плівки Co з ефективними товщинами 7 – 8 нм, для яких високотемпературне відпалювання спричиняє збільшення величини МО до 0,3 – 0,4 % (рис. 6.11 б, крива 2).

Слід зауважити, що для плівок Co з  $d_{Co} = 15 - 25$  нм спостерігається поява анізотропного магнітоопору після відпалювання за температури 700 К. Це свідчить про утворення нескінченного кластеру феромагнітного металу. Для плівок Fe в усьому досліджуваному інтервалі ефективних товщин згаданий перехід не спостерігається. Польові залежності після відпалювання залишаються ізотропними, хоча величина МО і не перевищує 0,05%.

Розглянемо більш детально трансформацію польових залежностей МО при термомагнітній обробці на прикладі плівок Co різної ефективної товщини. Після відпалювання плівок Co з ефективною товщиною 20 – 25 нм за температури 520 К магніторезистивний ефект за кімнатної температури практично не

спостерігається, а відпалювання за температури 700 К приводить до появи анізотропії магнітоопору (рис. 6.12 б). Величина поздовжнього магнітоопору складає при цьому 0,03 %, а поперечного – 0,05 %. Такі перетворення можна пояснити збільшенням розмірів острівців внаслідок їх коалесценції та утворенням структурно-суцільної плівки (рис. 3.8 г). Температурна залежність для термостабілізованих зразків за температур 520 і 700 К, як і у випадку свіжосконденсованих плівок, залишається металічною (рис. 6.1 а, б).

Деякі іншими є особливості магніторезистивного ефекту для плівок з ефективною товщиною 15 – 20 нм (рис. 6.12 в, г). Для свіжосконденсованих зразків також спостерігається ізотропність польових залежностей, а величина ізотропного магнітоопору досягає 0,5 % (рис. 6.12 в). При цьому спостерігається експонентціальна залежність електроопору від температури в інтервалі 150 – 300 К, що свідчить про активаційний механізм провідності (рис. 6.1 в). Такі відмінності, очевидно, пов'язані з утворенням більш вираженої острівцевої структури свіжосконденсованих плівок (рис. 3.8 б). Підтвердженням цього є і збільшення амплітуди ізотропного магнітоопору.

Після відпалювання зразків за температури 520 К ізотропність польових залежностей зберігається, але величина магнітоопору зменшується до 0,02 – 0,07 %. Подальше збільшення температури відпалювання до 700 К приводить до суттєвої зміни форми кривих польових залежностей (рис. 6.12 г). Так, на польових залежностях поперечного МО з'являються два максимуми. Наявність максимумів у достатньо великому інтервалі товщин означає існування деякого механізму, який, незважаючи на збільшення макроскопічної намагніченості плівки в області малих полів (у локальному оточенні острівця, який бере участь в електропереносі), приводить до збільшення ступеня магнітної неупорядкованості, що збільшує тунельний опір. Детально можливі причини збільшення локальної неупорядкованості магнітних моментів в області малих магнітних полів будуть обговорені в наступному підрозділі.

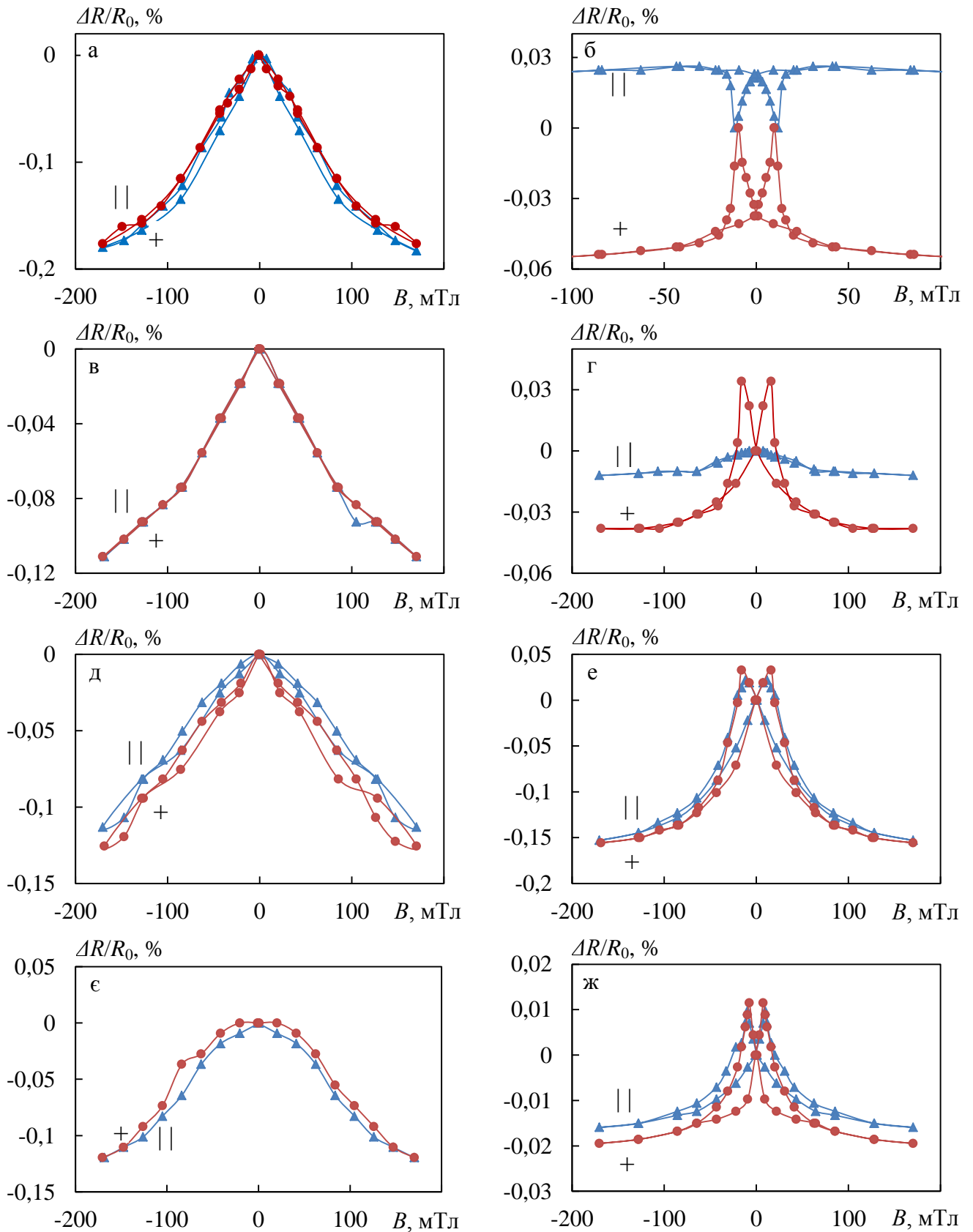


Рис. 6.12. Залежність поздовжнього (||) та поперечного (+) МО від індукції магнітного поля для невідпалених (а, в, д, е) і відпалених за температури 700 К (б, г, е, ж) плівок Со/Пі (а, б –  $d = 20$  нм; в, г –  $d = 15$  нм; д, е –  $d = 10$  нм; е, ж –  $d = 5$  нм). Температура вимірювання 300 К

Слід зазначити, що на польових залежностях поздовжнього магнітоопору відсутні згадані максимуми, а величина МО для поздовжньої геометрії в 3 – 5 разів менша, ніж для поперечної. Відмінності у формі польових залежностей та у величинах поздовжнього і поперечного МО зумовлені, в першу чергу, впливом анізотропного МО. Як зазначено вище, за таких товщин після відпалювання за температури 700 К відбувається утворення кластерної структури із металічних острівців, які дотикаються один до одного, і тому значно зростає електроперенесення по цих сформованих металічних областях, які є феромагнітними (рис. 3.8 – 3.10). Такі структурні зміни після відпалювання для плівок з ефективною товщиною 15 – 20 нм, приводять до зміни механізму провідності від термічно активованого (рис. 6.1 в) до металічного (рис. 6.1 г).

Для свіжосконденсованих плівок Co з ефективною товщиною 5 – 10 нм, як і в попередніх випадках, відсутній гістерезис магніторезистивного ефекту, а форма кривих не змінюється при зміні напрямку магнітного поля (рис. 6.12 д, е). За таких ефективних товщин плівки є структурно-несуцільними з розмірами окремих острівців меншими 5 нм (рис. 3.8 б). При цьому острівці мають неправильну форму, а зазори між ними набувають характерної форми каналів із приблизно однаковою шириною (класична «лабіринтна» структура) [222]. Такі особливості кристалічної структури мають приводити до зміни магнітного стану отриманих плівок. Вони можуть знаходитися у суперпарамагнітному стані [282], характерного і для доперколяційних композитів, які перебувають за кімнатної температури. У суперпарамагнітному стані за відсутності зовнішнього поля магнітні моменти гранул орієнтовані випадковим чином, тобто реалізується стан з мінімальною провідністю. Зовнішнє магнітне поле упорядковує магнітні моменти і формує колінеарну структуру, що приводить до зростання тунельного струму і зменшення електроопору острівцевих плівок відповідно.

Особливістю польових залежностей відпалених плівок є наявність гістерезису, причини якого описані нижче (рис. 6.12 е, ж). Слід зазначити, що як для свіжосконденсованих, так і відпалених плівок основною є термічно активована провідність (рис. 6.1 д, е) [400]. За ефективних товщин 3 – 10 нм



відпалювання приводить до укрупнення острівців (міграційна коалесценція) і загальна кількість острівців зменшується (рис. 3.8. – 3.10).

Розглянемо більш детально причини зміни магнітоопору після відпалювання. Як і у випадку тришарових плівок, явище зміни величини  $\Delta R_{\max}/R_0$  у процесі відпалювання може бути зумовлене як зміною величини  $\Delta R_{\max} = R_0 - R_S$  ( $R_S$  – електричний опір зразка, який виміряний у максимальному полі), так і значенням  $R_0$ . Дійсно, у процесі поетапного відпалювання величини  $R_0$  і  $R_S$  змінюються. Але їх зміна відбувається таким чином, що відношення  $\Delta R_{\max}/R_0$  може як збільшуватись, так і зменшуватись. Тому для кращого розуміння впливу  $T_{\text{відп}}$  на величину магнітоопору було проведено дослідження залежності величини  $\Delta R_{\max}$  та питомого опору від температури відпалювання. Як видно з залежностей, наведених на рис. 6.13 для всіх зразків, незалежно від ефективної товщини, відпалювання приводить до зменшення величини  $\Delta R_{\max}$ . При цьому відпалювання за температури 520 К для плівок Fe з  $d_{\text{Fe}} = 10 - 20$  нм спостерігається зменшення величини  $\Delta R_{\max}$  у 1000 разів (рис. 6.13 а, криві 2, 3), а для плівок із  $d_{\text{Fe}} = 5 - 7$  нм фіксується менш суттєве зменшення (рис. 6.13 а, крива 1). Подібні залежності спостерігаються і для плівок Co (рис. 6.13 б). Такі особливості поведінки  $\Delta R_{\max}(T_{\text{відп}})$  зумовлені декількома причинами. По-перше, після низькотемпературного відпалювання значно зменшується кількість дефектів кристалічної структури, що може впливати на величину ізотропного МО. По-друге високотемпературне відпалювання плівок із малою ефективною товщиною ( $d \sim 3 - 5$  нм) приводить до простого укрупнення острівців за рахунок коалесценції і загальна кількість острівців суттєво зменшується. Це приводить до збільшення ширини каналів. При  $d_{\text{Co}} = 6 - 7$  нм спостерігається подібна картина, але з більшою щільністю острівців та меншою шириною каналів. Такі морфологічні зміни структури приводять до зменшення величини  $\Delta R_{\max}$ .

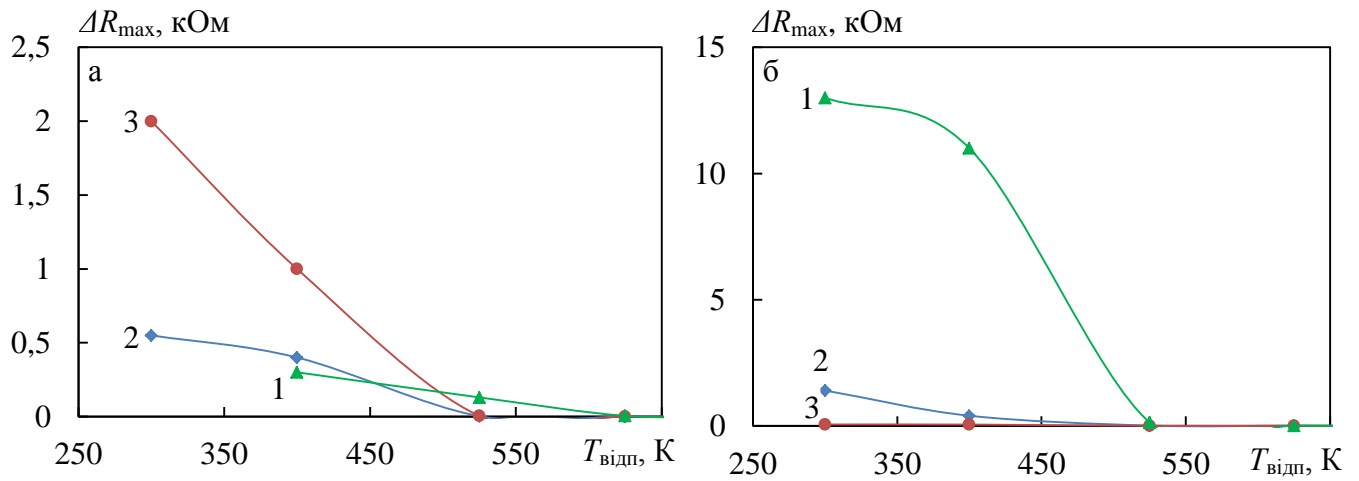


Рис. 6.13. Залежності величини  $\Delta R_{\max}$  від температури відпалювання для плівок Fe/П (а) (1 –  $d = 7$  нм; 2 –  $d = 10$  нм; 3 –  $d = 17$  нм) і Co/П (б) (1 –  $d = 5$  нм; 2 –  $d = 7$  нм; 3 –  $d = 15$  нм)

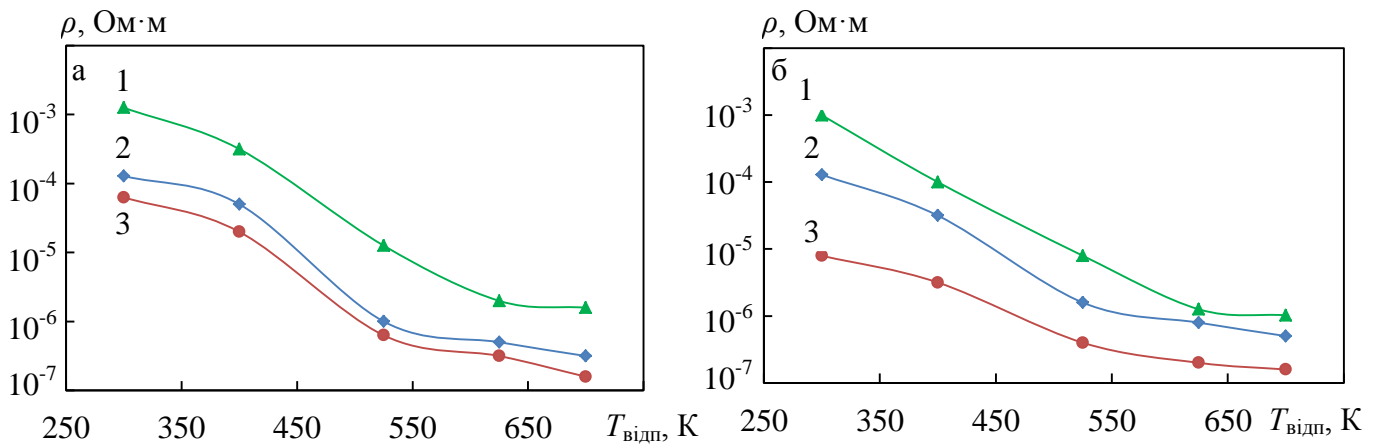


Рис. 6.14. Залежності питомого опору від температури відпалювання для плівок Fe/П (а) (1 –  $d = 7$  нм; 2 –  $d = 10$  нм; 3 –  $d = 17$  нм) і Co/П (б) (1 –  $d = 5$  нм; 2 –  $d = 7$  нм; 3 –  $d = 15$  нм)

Як видно з даних, наведених на рис. 6.14, при відпалюванні плівок Fe (рис. 6.14 а) та Co (рис. 6.14 б) відбувається незворотнє зменшення електричного опору в результаті заліковування дефектів кристалічної будови. Слід зазначити, що для надтонких плівок спостерігається зменшення питомого опору в 100 – 1000 разів, що зумовлено їх високою дефектністю.

Описана поведінка залежностей величини  $\Delta R_{\max}$  та питомого опору  $\rho$  приводять до появи немонотонних залежностей магнітоопору від температури відпалювання. Тому максимальні значення ізотропного негативного магнітоопору за кімнатної температури (близько 1%) спостерігаються як для свіжосконденсованих ( $d_{\text{Fe}} = 17$  нм), так і для відпалених за температури 520 К ( $d_{\text{Fe}} = 8$  нм) плівок Fe. Відпалювання за температури 700 К плівок Co в інтервалі ефективних товщин 15 – 25 нм приводить до появи анізотропного магнітоопору. Для плівок Fe відпалювання не приводить до зміни типу магнітоопору, хоча його величина зменшується до 0,1 %.

### **6.2.3. Вплив топології зразків на величину ізотропного негативного магнітоопору**

Максимальні значення ізотропного магнітоопору реалізуються в тому випадку, коли ширина діелектричного бар'єру між сусідніми острівцями мінімальна (ймовірність тунелювання максимальна), але ефективної обмінної взаємодії між спінами електронів, що належать різним острівцям, ще немає. Змінювати ширину діелектричного бар'єру та розміри гранул можна, змінюючи ефективну товщину плівок або проводячи термообробку зразків.

На рис. 6.15 зображені залежності поздовжнього негативного МО від ефективної товщини свіжосконденсованих (рис. 6.15 а) та відпалених за температури 700 К (рис. 6.15 б) плівок Ni, Co і Fe. Для плівок Co і Fe ці залежності носять немонотонний характер. В інтервалі ефективних товщин  $d_{\text{Co}} = 5 - 25$  нм, та  $d_{\text{Fe}} = 10 - 30$  нм для свіжосконденсованих зразків спостерігається негативний магнітоопір. Даний факт свідчить про те, що магнітоопір може бути

зумовлений спін-залежним тунелюванням електронів між феромагнітними острівцями, оскільки для такого механізму взаємна орієнтація струму і поля не важлива [408, 409]. Зазначимо, що конденсація проводилася на нейтральну неорієнтуючу підкладку (скло, вуглецева плівка) при кімнатній температурі ( $T_{\text{п}} \approx 300 \text{ K} < 2T_{\text{м}}/3$ ), тому дифузійна рухливість атомів на підкладці була ускладнена. Дані електронно-мікроскопічних досліджень свідчать про утворення у процесі осадження великої кількості дрібних центрів кристалізації та їх одночасний ріст. Внаслідок цього у невідпалених плівках, незалежно від складу та товщини, спостерігалася практично однакова структура (рис. 3.8 – 3.10). Острівці неправильної форми мають розміри 2 – 5 нм, а зазори між ними набувають вигляду каналів приблизно однакової ширини 1 – 2 нм (класична «лабіринтна» структура [222]). Таким чином, для плівок реалізується механізм росту Фольмера-Вебера. Збільшення товщини плівок Co та Fe структурно проявляється лише у збільшенні щільності острівців. Подібність морфології для свіжосконденсованих плівок Co та Fe в досить широкому інтервалі товщин може приводити до тунелювання електронів. Виняток становлять плівки Ni, для яких ізотропний негативний магнітоопір не був виявлений.

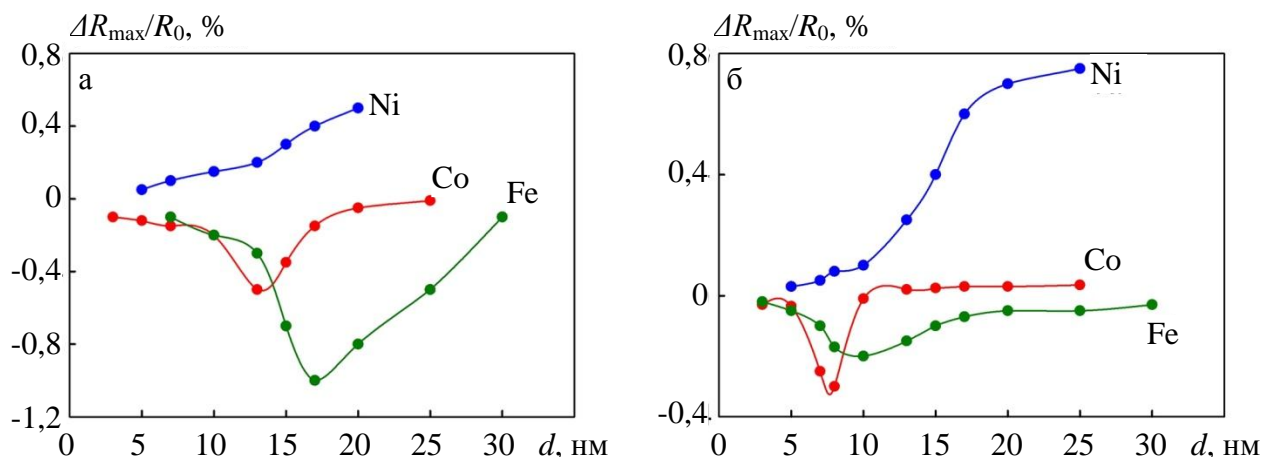


Рис. 6.15. Залежність  $\Delta R_{\text{max}}/R_0$  при поздовжній геометрії вимірювання від ефективної товщини для невідпалених (а) та відпалених за температури 700 К (б) плівок Ni/П, Co/П та Fe/П. Температура вимірювання магнітоопору 300 К

Максимальна величина ізотропного негативного магнітоопору для свіжосконденсованих плівок у магнітному полі до 0,7 Тл складає 0,5 % для Co та 1 % для Fe.

Відпалювання за температури 700 К приводить до суттєвих відмінностей у морфологічному стані плівкових зразків, залежно від їх товщини. Проаналізуємо детальніше вплив морфології плівок на магніторезистивні властивості на прикладі плівок Co (рис. 3.8). Зауважимо, що розмірна залежність ізотропного магнітоопору для острівцевих плівок подібна до концентраційної залежності негативного магнітоопору для композитів метал-діелектрик [414 – 415]. При малій ефективній товщині ( $d \sim 3 - 5$  нм) відбувається просте укрупнення острівців до 10 – 20 нм за рахунок коалесценції (рис. 3.8 б) і загальна кількість острівців зменшується у 3 – 5 разів. Це приводить до збільшення ширини каналів (до 2 – 7 нм) і зменшення величини ізотропного МО та слабкої її залежності від ефективної товщини (так звана доперколяційна область). При  $d_{Co} = 6 - 7$  нм спостерігається подібна картина, але з більшою щільністю острівців та меншою шириною каналів (2 – 5 нм). Такі морфологічні зміни структури приводять до різкого збільшення величини ізотропного МО. Максимальні значення магнітоопору ( $\Delta R_{max}/R_0 = 0,35$  %) спостерігаються поблизу порогу перколяції зі сторони діелектричної області. Подальше збільшення ефективної товщини ( $d_{Co} = 8 - 10$  нм) приводить до утворення «місткової» структури (рис. 3.8 г), і, як наслідок, до різкого зменшення ізотропного МО та появи анізотропії магнітоопору.

Слід зазначити, що максимальні значення магнітоопору реалізуються в тому випадку, коли ширина діелектричного бар'єру між сусідніми гранулами мінімальна (ймовірність тунелювання максимальна), але ефективної обмінної взаємодії між спінами електронів, що належать різним гранулам, ще немає. При цьому плівки як чистих феромагнітних металів, так і сплавів на їх основі знаходяться в суперпарамагнітному стані [282]. У роботі [410] було зроблено припущення, що виникнення суперпарамагнетизму є типовим для острівцевих

магнітних плівок. Ці дані добре узгоджуються з даними, представленими в роботі [411], згідно з якими плівки Fe товщиною 3,9 нм є острівцевими та знаходяться в суперпарамагнітному стані. При збільшенні ефективної товщини плівок і укрупнення гранул між їх магнітними моментами виникає взаємодія, що приводить до магнітного впорядкування середовища, а відтак і до зменшення величини магніторезистивного ефекту. Цей процес починається раніше, ніж утворення нескінченного кластера з металевих гранул, які дотикаються [416], тому для досліджуваних плівок максимум на залежності ізотропного магнітоопору від ефективної товщини зміщується щодо порога перколяції, в сторону менших ефективних товщин. Також слід зазначити, що на величину ізотропного магнітоопору, крім розміру острівців і ширини вакуумного каналу, впливає ще ряд факторів: наявність домішок та шорсткостей на межі поділу між острівцями та вакуумним бар'єром [417, 418].

Негативний ізотропний магнітоопір спостерігається і для плівок феромагнітних сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  в усьому діапазоні концентрацій. Причини виникнення від'ємного для надтонких плівок феромагнітних сплавів такі ж, як і у випадку для острівцевих плівок чистих металів. Результати електронно-мікроскопічних досліджень підтверджують острівцеву структуру надтонких плівок сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ . На рис. 3.10 наведена структура невідпалених та відпалених за температури 700 К надтонких плівок сплаву  $\text{Co}_x\text{Ni}_{1-x}$  різної ефективної товщини та концентрації.

Отже, плівки Fe і Co та плівкові сплави  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з ефективною товщиною менше 20 нм мають острівцеву структуру з розмірами острівців (нанокристалітів) менше 3 нм (невідпалені плівки), які утворюють «лабіринтну» структуру. У результаті відпалювання при 700 К внаслідок коалесценції розміри острівців збільшуються до 15 – 25 нм, залежно від товщини плівки.

#### 6.2.4. Позитивний ізотропний магнітоопір острівцевих плівок

У роботах [269, 333] було встановлено, що для свіжосконденсованих та відпалених за температур 400, 550 та 700 К одношарових, структурно-суцільних плівок магнітних металів (Fe, Co, Ni) та їх сплавів характерним є анізотропний магнітоопір. Величина магнітоопору залежала від виду металу, товщини плівки, температури відпалювання та вимірювання і складала величину 0,01 – 2%.

Як уже зазначено, із результатів наших досліджень магніторезистивного ефекту для свіжосконденсованих плівок Co ( $d_{\text{Co}} = 5 - 25$  нм) та Fe ( $d_{\text{Fe}} = 10 - 30$  нм) слідує, що польові залежності магнітоопору мають ізотропний характер у поздовжній і поперечній геометріях вимірювання (опір зразків зменшується у магнітному полі). При цьому в більшості випадків польові залежності отримані в різних геометріях співпадали у межах експериментальної похибки. Даний факт свідчить про те, що вплив анізотропії магнітоопору не суттєвий. Максимальні значення ізотропного магнітоопору за кімнатної температури близько 1%, отримані для свіжосконденсованих плівок Fe товщиною 17 нм. Плівки Ni, для яких ізотропний магнітоопір не був виявленим, є винятком.

У роботі [419] показано, що найбільше значення тунельного магнітоопору в гранульованій системі повинне спостерігатися для плівок, які складаються з суперпарамагнітних гранул із незкорельованими магнітними моментами.

Особливістю польових залежностей свіжосконденсованих плівок Fe і Co є відсутність гістерезису і насичення ізотропного магнітоопору у полях до 0,7 Тл. Ці результати пов'язані з особливостями магнітних властивостей структурно-несуцільних плівок і підтверджують, що за кімнатної температури досліджені плівки складаються з малих суперпарамагнітних металевих острівців, які можуть робити внесок до тунельного магнітоопору у відносно високих магнітних полях. Підтвердженням суперпарамагнітного стану свіжосконденсованих плівок є і результати аналізу месбауерівських спектрів гранульованих плівок Fe-SiO<sub>2</sub>, представлених у роботі [420].

Слід зауважити, що при зменшенні ефективної товщини плівок Fe та Co відбувається зменшення величини ізотропного МО, оскільки зростає ширина тунельного бар'єру і ймовірність тунелювання зменшується.

Деякі іншими є результати дослідження МО зразків, відпалених у магнітному полі 50 мТл за температури 700 К (рис. 6.16). Розглянемо трансформацію польових залежностей МО після термомагнітної обробки плівок Co і Fe. Відпалювання плівок Co в інтервалі ефективних товщин 15–25 нм за температури 700 К приводить до появи анізотропії магнітоопору (рис. 6.16 б). Така залежність магнітоопору від прикладеного магнітного поля є типовою для феромагнітних плівок і свідчить про наявність нескінченного кластеру феромагнітного металу. Для плівок Fe в усьому досліджуваному інтервалі ефективних товщин згаданий перехід не спостерігається. Польові залежності після відпалювання залишаються ізотропними, хоча величина МО і не перевищує 0,05% (рис. 6.16 а).

Відпалювання плівок Co в інтервалі ефективних товщин 10–15 нм приводить до суттєвої зміни форми кривих польових залежностей (рис. 6.16 в). Так, на польових залежностях поперечного МО з'являються два максимуми (спостерігається гістерезис магнітоопору), а на залежностях поздовжнього магнітоопору гістерезис відсутній. Слід звернути увагу на велику різницю в значеннях поздовжнього і поперечного МО (у 3–5 разів). Причиною такої поведінки польових залежностей у випадку острівцевих плівок, на нашу думку, є наявність доменів, які утворюються в місцях наявності кластерних структур із острівців Co чи Fe з достатньо великими магнітними моментами, що здатні орієнтуватися в слабких магнітних полях (20–30 мТл). Такі магнітні поля не викликають помітної орієнтації суперпарамагнітних острівців Co. Таким чином, відмінності у формі польових залежностей та у величинах поздовжнього і поперечного МО зумовлені насамперед впливом анізотропного МО. Однак для сильних магнітних полів спостерігається негативний магнітоопір при вимірюванні у поздовжній геометрії, що, очевидно, пов'язано з наявністю неупорядкованих магнітних станів.



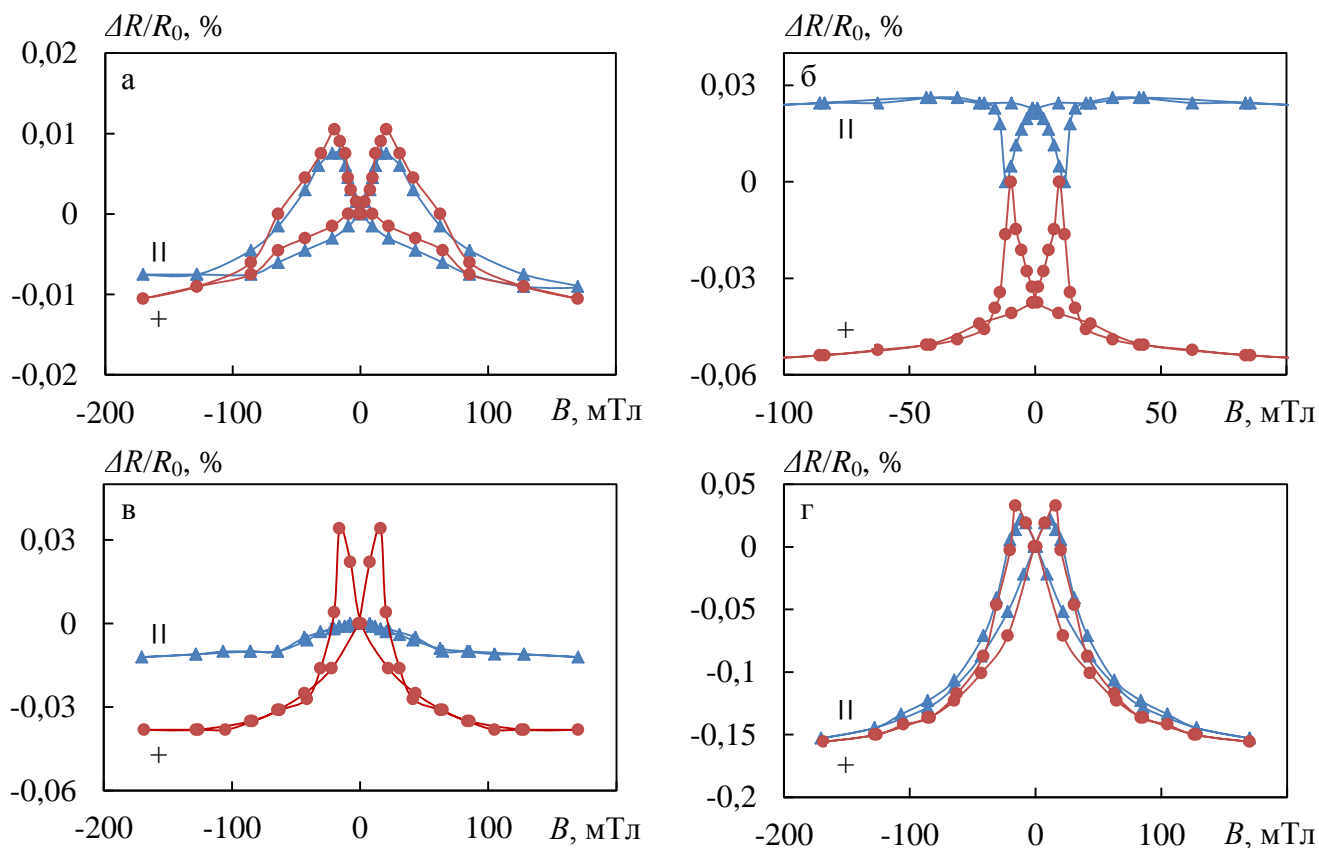


Рис. 6.16. Польові залежності поздовжнього (II) та поперечного (+) магнітоопору відпалених за температури 700 К плівок Fe (а) ( $d = 15$  нм) і Co (б – г) (б –  $d = 20$  нм; в –  $d = 10$  нм; г –  $d = 5$  нм)

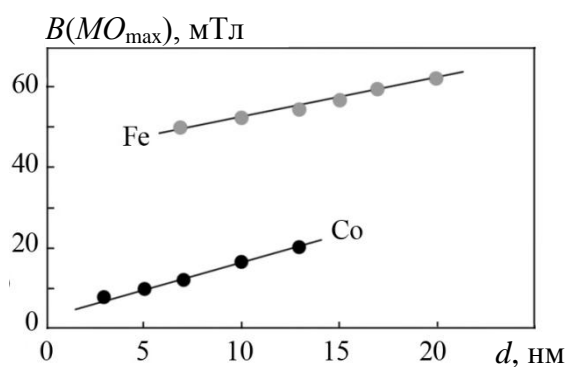


Рис. 6.17. Залежність індукції магнітного поля, що відповідає максимуму позитивного магнітоопору від ефективної товщини відпалених за температури 700 К плівкових зразків Fe і Co

Особливістю ізотропних польових залежностей відпалених плівок з  $d_{Co} = 5 - 10$  нм є наявність гістерезису в поздовжній і поперечній геометріях вимірювання та поява позитивного магнітоопору (ПМО) в полях до 30 мТл (рис. 6.16 г), який переходить у негативний при подальшому збільшенні магнітного поля. Ці ефекти дуже подібні до описаних у [420 – 422] для гранульованих плівок. У згаданих роботах наголошується на ізотропному ПМО в наногранульованих композиційних матеріалах у слабких магнітних полях (до 10 мТл). Із отриманих польових залежностей слідує, що знак ефекту та форма кривої не змінюється при зміні напрямку магнітного поля.

Наявність максимумів МО в достатньо великому інтервалі товщин означає існування деякого механізму, який, незважаючи на збільшення макроскопічної намагніченості плівки в області малих полів, у локальному оточенні острівця (який бере участь у електропереносі) приводить до збільшення ступеню магнітної невпорядкованості, що збільшує і тунельний опір. Відповідно до [116] можливі декілька причин збільшення локальної невпорядкованості магнітних моментів в області малих магнітних полів. Структура острівцевих плівок характеризується наявністю як окремих ізольованих острівців, так і острівців, які дотикаються один до одного й утворюють кластери. Тому, на нашу думку, пояснення механізму виникнення піків на польових залежностях МО може бути пов'язане з кількісною різницею значень енергії магнітної анізотропії окремих острівців і кластерів. Також можлива поява сильної диполь-дипольної взаємодії.

Такий механізм був запропонований [409], і, на нашу думку, дозволяє пояснити результати, отримані не лише для системи Co-Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub> [409], а й для острівцевих плівок. У моделі використовуються структурні особливості композитів із вмістом металічної фази, що відповідає порогу перколяції. З аналізу результатів електронно-мікроскопічних досліджень таких композитів випливає, що гранули і кластери формують лабіринтноподібну структуру, в якій найбільш часто зустрічається конфігурація з ланцюжка контактуючих одна з одною гранул [409]. Іншими словами, структура композиту поблизу порога перколяції є сукупністю ланцюжків-кластерів, розташованих між окремими, ізольованими

одна від одної гранулами. Подібна структура спостерігається і для плівок, досліджених нами за ефективних товщин в інтервалі 10 – 20 нм. У тому випадку, коли індукція зовнішнього магнітного поля велика (в експерименті індукція поля дорівнює 0,7 Тл), магнітні моменти всіх острівців орієнтовані паралельно один одному, створюючи тим самим умови для максимальної тунельної провідності і відповідно для мінімального електричного опору. У відносно великому магнітному полі неважливо чи належить острівець кластеру, чи ізольований як магнітно, так і електрично від найближчих сусідів. У іншому граничному випадку, коли зовнішнє поле відсутнє, магнітні моменти гранул повинні бути орієнтовані уздовж їх осей легкого намагнічування (ОЛН), що і відбувається при малій ефективній товщині зразків (малій концентрації металевої фази у випадку гранульованих плівок). Оскільки ОЛН острівців (гранул) доперколяційного зразка орієнтовані один до одного випадково, магнітні моменти гранул за відсутності магнітного поля виявляються максимально розорієнтовані, що зумовлює максимальне значення опору зразка. Поблизу порогу перколяції ситуація змінюється, відстань між гранулами, а також між гранулами і кластерами стає значно меншою і на орієнтації магнітних моментів починає позначатися диполь-дипольна взаємодія. Внаслідок анізотропії форми магнітний момент кластера орієнтований уздовж його довгої осі. У зв'язку з тим, що магнітний момент є адитивною характеристикою, у кластера його величина більша, ніж в острівця (гранули), причому ця різниця пропорційна різниці об'ємів кластера й острівця. Оскільки енергія анізотропії у кластера більша, ніж в окремого острівця, диполь-дипольна взаємодія буде впливати на орієнтацію магнітних моментів острівців, що знаходяться поблизу цього кластера. Отже, взаємодія між кластером та найближчими до нього острівцями приводить до формування областей зі співнаправленими орієнтаціями магнітних моментів. Це означає, що опір гранульованого зразка не є максимальним за відсутності магнітного поля, як це мало б місце далеко від порога перколяції.

Розглянемо тепер випадок слабого магнітного поля порівняно з величиною поля, що створюється кластером у найближчому оточенні. Магнітні моменти

острівців, що знаходяться далеко від кластера, починають орієнтуватися за напрямком поля. Однак магнітні моменти гранул, які перебувають поблизу кластера, не можуть бути повністю переорієнтовані, оскільки на них, крім зовнішнього поля, впливає і поле кластера, який внаслідок більших значень анізотропії не перемагнічується у відносно слабкому полі. Разом з тим магнітні моменти гранул, які оточують кластери, відхиляються від напрямку, що задається диполь-дипольною взаємодією: їх орієнтація визначається мінімумом внутрішньої енергії і не колінеарна ні напрямку магнітного моменту кластера, ні напрямку зовнішнього магнітного поля. Таким чином, максимальний ступінь розорієнтації магнітних моментів (відповідно максимум опору) реалізується в таких зразках у невеликих магнітних полях.

На рис. 6.17 представлені залежності індукції магнітного поля, що відповідає максимуму магнітоопору від ефективної товщини плівок Co і Fe.

У випадку дії такого механізму збільшення ефективної товщини зразків повинно приводити до збільшення значень індукції магнітного поля, при якому фіксується максимальний магнітоопір. Це зумовлено тим, що ріст кластера приводить до збільшення його магнітного моменту і відповідно збільшенням енергії диполь-дипольної взаємодії з найближчими гранулами. Майже лінійний характер такої залежності підтверджує сформульоване вище припущення.

### **6.2.5. Температурні залежності ізотропного магнітоопору**

Із отриманих за кімнатної температури ізотропних польових залежностей поздовжнього та поперечного магнітоопору слідує, що вони співпадають у межах експериментальної похибки. Тому в подальшому польові, температурні та розмірні залежності будуть наведені лише для поздовжнього магнітоопору.

Із представлених польових залежностей магнітоопору для свіжосконденсованих плівок Co (рис. 6.18 а) та Fe (рис. 6.18 б) слідує, що при зниженні температури вимірювання до 120 К з'являється магніторезистивний

гістерезис. Такі особливості польових залежностей можна пояснити, як і у випадку керметних плівок [423, 424], наступним чином.

У процесі охолодження без зовнішнього магнітного поля дипольні поля великих кластерів і перколяційного кластера викликають формування феромагнітного впорядкування магнітних моментів острівців. У результаті початковий опір буде нижчим, ніж у системі з нескорельованими магнітними моментами. Внаслідок прикладання зовнішнього магнітного поля це упорядкування руйнується. Магнітні моменти окремих частинок орієнтуються випадковим чином вздовж легких вісей кожного острівця. Положення легких вісей визначатимуться анізотропією форми (для видовжених кластерів або ланцюгів острівців) або магнітокристалічною анізотропією для окремих острівців. У цілому цей новий магнітний стан буде характеризуватися більшими значеннями опору порівняно зі станом після охолодження без зовнішнього магнітного поля, оскільки останній є метастабільним низькоенергетичним станом [423]. Для більших значень прикладених магнітних полів опір зменшуватиметься завдяки упорядкуванню магнітних моментів частинок у напрямку поля. В результаті на первинній кривій залежності магнітоопору від індукції магнітного поля формується максимум. При зменшенні індукції прикладеного магнітного поля до нуля система не повертається у стан, аналогічний охолодженню у нульовому полі і опір плівки є більшим, ніж після первинного охолодження [424].

Із наведених залежностей величини ізотропного магнітоопору від температури вимірювання для невідпалених та відпалених за різних температур надтонких плівок Fe та Co (рис. 6.19) слідує, що залежно від ефективної товщини вони можуть мати різний характер. В інтервалі ефективних товщин 20 – 25 нм для свіжосконденсованих плівок Co та 25 – 30 нм для плівок Fe при зниженні температури вимірювання до 120 К спостерігається незначне збільшення величини магнітоопору (рис. 6.19 а, криві 2 та 3). При зменшенні ефективної товщини ( $d_{\text{Fe}} < 25$  нм,  $d_{\text{Co}} < 15$  нм) величина ізотропного магнітоопору зменшується в 1,3–5 разів (рис. 6.19 а, криві 1 та 4) при зниженні температури до 120 К. Для плівок Fe, відпалених за температури 520 К в інтервалі ефективних товщин 5–10 нм, величина ізотропного магнітоопору зростає у 2–5 разів при зниженні температури (рис. 6.19 б, криві 5, 6).

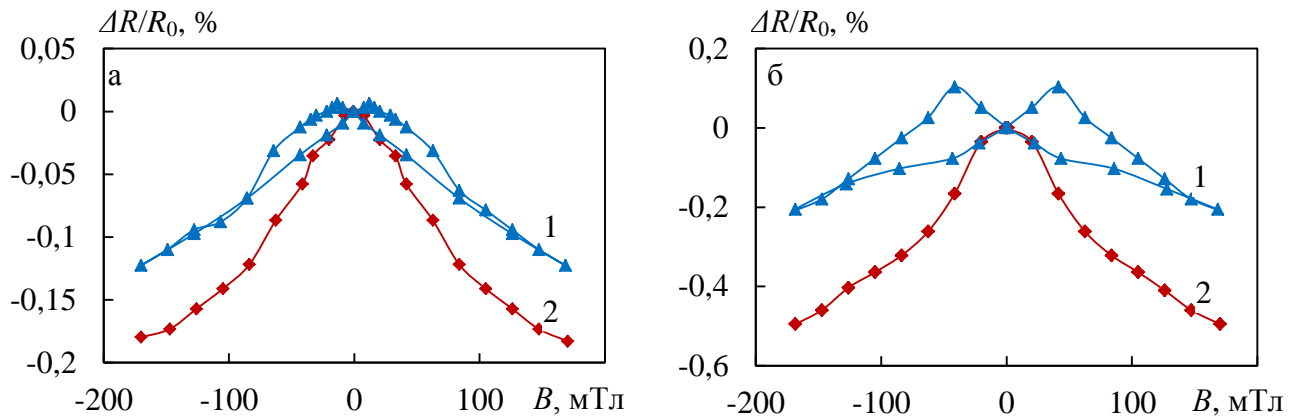


Рис. 6.18. Польові залежності поздовжнього магнітоопору для свіжосконденсованих плівок Co (а) ( $d = 15$  нм) і Fe (б) ( $d = 17$  нм), отриманих за різних температур вимірювання (1 – 120 К; 2 – 300 К)

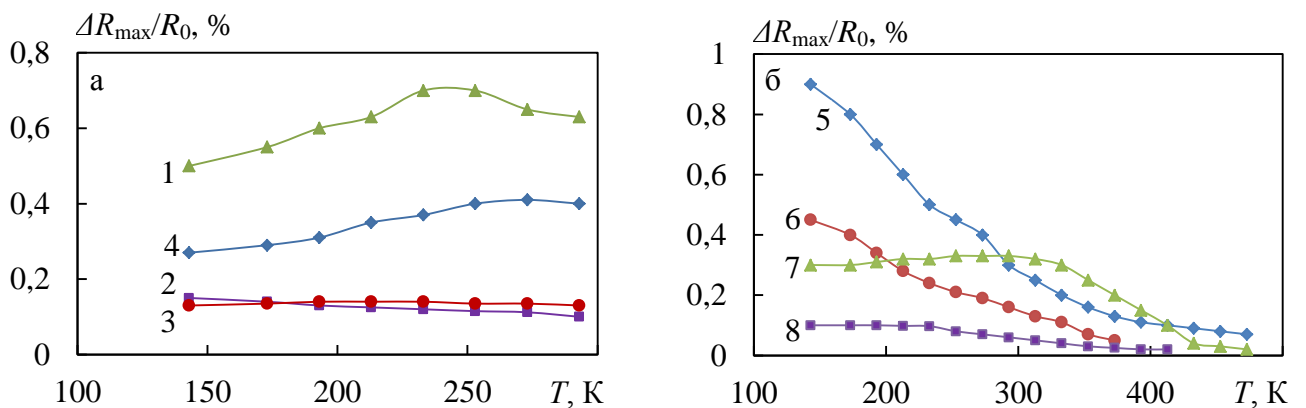


Рис. 6.19. Залежність ізотропного негативного магнітоопору від температури вимірювання для свіжосконденсованих (а) та відпалених (б) плівок Fe (1, 2, 5, 6) і Co (3, 4, 7, 8) (1 –  $d_{\text{Fe}} = 17$  нм; 2 –  $d_{\text{Fe}} = 10$  нм; 3 –  $d_{\text{Co}} = 10$  нм; 4 –  $d_{\text{Co}} = 15$  нм; 5 –  $d_{\text{Fe}} = 8$  нм; 6 –  $d_{\text{Fe}} = 10$  нм; 7 –  $d_{\text{Co}} = 7$  нм; 8 –  $d_{\text{Co}} = 10$  нм). Температура відпалювання плівок Fe 520 К, плівок Co – 700 К

Розглянемо більш детально причини зміни магнітоопору при зміні температури вимірювання. Явище зміни величини  $\Delta R_{\max}/R_0$  у процесі зміни температури вимірювання може бути зумовлене як зміною  $\Delta R_{\max} = R_0 - R_S$ , ( $R_0$  – електричний опір зразка за відсутності магнітного поля,  $R_S$  – електричний опір зразка, який вимірюється у максимальному полі), так і  $R_0$ . Справді, обидві ці величини ( $R_0$ ,  $R_S$ ) є температурно залежними. Але їх зміна з температурою відбувається таким чином, що відношення  $\Delta R_{\max}/R_0$  може як збільшуватись, так і зменшуватись. Тому для кращого розуміння впливу  $T_B$  на величину магнітоопору було проведено дослідження залежності опору та величини  $\Delta R_{\max}$  від температури вимірювання.

Як було показано в підрозділі 6.1 для свіжосконденсованих плівок Fe ( $d_{\text{Fe}} < 25$  нм) та Co ( $d_{\text{Co}} < 15$  нм) реалізується так званий діелектричний режим провідності в температурному інтервалі 120 – 300 К (6.1 в, д, рис. 6.2 а, в). При збільшенні ефективної товщини плівки до 20 – 25 нм величина ТКО (залишаючись від'ємною) зменшується за абсолютною величиною, наближаючись до нуля. Для плівок з ефективною товщиною понад 25 – 30 нм спостерігається лише характерний для металів хід кривої  $\rho(T)$  з додатними значеннями ТКО. Для відпалених за температури 700 К плівок з ефективною товщиною менше 10 нм також спостерігаються експоненціальна залежність опору від температури (рис. 6.1 е, 6.2 г). При збільшенні ефективної товщини відбувається перехід до металічної залежності  $R(T)$  (зміна знаку ТКО).

Розглянемо тепер зміну величини  $\Delta R_{\max}$  зі зміною температури для плівок Fe та Co. Зміна величини  $\Delta R_{\max}$  у випадку відпалених плівок залежить від ефективної товщини. Так, для плівок Co з ефективною товщиною 5 – 7 нм, відпалених за температури 700 К, величина  $\Delta R_{\max}$  не змінюється при зниженні температури від кімнатної до 120 К. В інтервалі ефективних товщин 8 – 10 нм плівок Co величина  $\Delta R_{\max}$  зростає в 1,2 – 1,5 рази. Для плівок Fe ( $d_{\text{Fe}} = 5 – 10$  нм), відпалених за температури 520 К, величина  $\Delta R_{\max}$  зростає в 10 – 20 раз. Описані зміни опору та величини  $\Delta R_{\max}$  приводять до існування різних типів температурної

залежності магнітоопору. Проаналізуємо детальніше причини зміни величини  $\Delta R_{\max}$ , які, очевидно, аналогічні, як і у випадку гранульованих композитів [423, 433]. При аналізі температурної залежності  $\Delta R_{\max}$  необхідно взяти до уваги конкуруючі впливи від перколяційного кластеру та окремих суперпарамагнітних частинок у присутності диполь-дипольної взаємодії. При цьому у плівці буде наявна велика кількість тунельних бар'єрів малої ширини з високою провідністю. Температурна залежність величини  $\Delta R_{\max}$  визначатиметься конкуренцією двох процесів – магнітним блокуванням окремих кластерів і формуванням магнітно впорядкованої системи кластерів. При зниженні температури завдяки процесам блокування більша кількість невзаємодіючих між собою кластерів буде давати внесок у магнітоопір. Цей процес приводить до збільшення величини  $\Delta R_{\max}$ . При подальшому зниженні температури процеси магнітного впорядкування викликать упорядкування моментів окремих кластерів, тобто формування магнітно впорядкованої системи в межах усього зразка та зменшення магнітоопору. В результаті цієї конкуренції формуватиметься максимум на температурній залежності магнітоопору.

При зменшенні температури кількість термічно активованих носіїв зменшується експонентціально і вони знаходяться лише на великих острівцях, для яких електростатична енергія є малою, тобто порядок тунелювання стрімко зростає зі зниженням температури. Отже, розподіл розмірів острівців у плівці відіграє вирішальну роль для магнітоопору. Аномальне збільшення магнітоопору при низьких температурах пов'язано зі включенням процесів тунелювання високого порядку, тобто залежного від спіну тунелювання електронів між великими острівцями із залученням малих острівців, що знаходяться між ними, у присутності сильної кулонівської блокади [425].

Із отриманих за різних температур розмірних залежностей для плівок Fe та Co (рис. 6.20) слідує, що величина ізотропного магнітоопору збільшується зі зменшенням ефективної товщини (збільшення ширини вакуумного зазору) до певної межі. Максимум ТМО спостерігається за ефективної товщини 17 нм для свіжосконденсованих плівок Fe та 13 нм для плівок Co. Після відпалювання



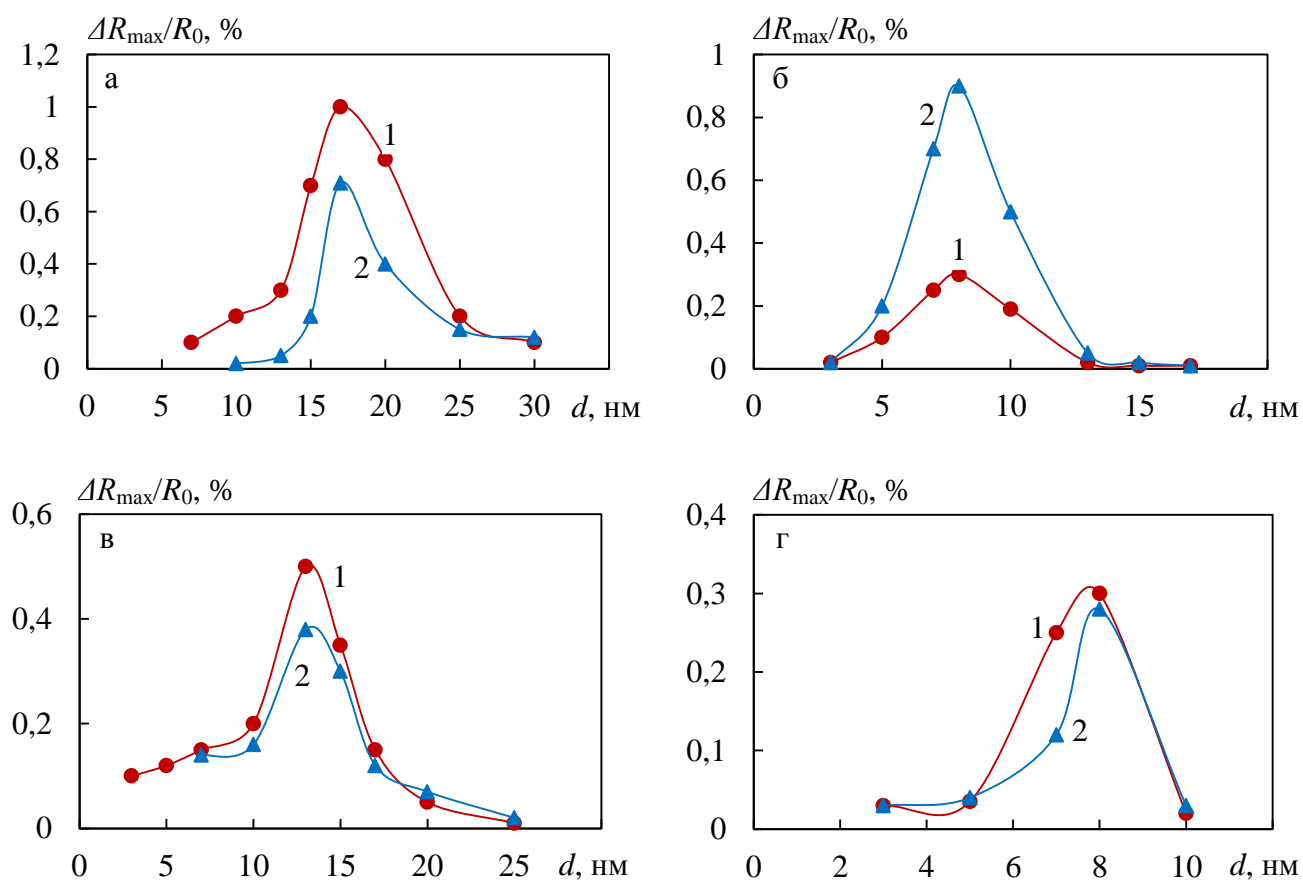


Рис. 6.20. Залежність негативного ізотропного магнітоопору від ефективної товщини для свіжосконденсованих (а, в) та відпалених (б,г) плівок Fe (а, б) і Co (в, г) (температура вимірювання магнітоопору: 1 – 300 К; 2 – 120 К). Температура відпалювання плівок Fe – 520 К, плівок Co – 700 К

максимум ТМО зміщується в сторону менших ефективних товщин, що пов'язано зі збільшенням розмірів острівців внаслідок їх коалесценції. При достатньо малих ефективних товщинах (3 – 5 нм) ширина вакуумних зазорів суттєво збільшується (до 5 – 10 нм) і острівцеві плівки утворюють систему повністю ізольованих острівців, у яких тунелювання і, відповідно, тунельний магнітоопір відсутні. Слід зазначити, що розміщення максимумів на розмірних залежностях не змінюється при зниженні температури вимірювання до 120 К. У випадку свіжосконденсованих плівок Fe (рис. 6.20 а) і Co (рис. 6.20 в) та відпалених за температури 700 К плівок Co (рис. 6.20 г) зі зниженням температури вимірювання значення ізотропного МО зменшуються. Винятком є відпалені за температури 520 К плівки Fe (рис. 6.20 б), для яких в інтервалі ефективних товщин 5 – 10 нм зниження температури до 120 К призводить до значного зростання величини МО.

Отже, конкуренція двох процесів – магнітного блокування окремих кластерів і формування магнітно-впорядкованої системи кластерів – приводить до появи різних типів температурної залежності ізотропного магнітоопору. На залежностях величини ізотропного магнітоопору від ефективної товщини спостерігається максимум, зумовлений формуванням оптимальної ширини вакуумних зазорів (2 – 3 нм).

### **6.3. Особливості магніторезистивних властивостей гранульованих структур метал-діелектрик**

Розглянемо особливості магніторезистивних властивостей гранульованих структур на основі Co та SiO<sub>x</sub>. Для виявлення анізотропного характеру магнітоопору в гранульованих плівках вимірювання проводилося в конфігурації «струм у площині плівки» і для трьох геометрій магнітного поля відносно до струму (поздовжнього, поперечного та перпендикулярного магнітоопору). На рис. 6.21 для ілюстрації представлені польові залежності магнітоопору в трьох геометріях для свіжосконденсованих гранульованих структур на основі Co та SiO<sub>x</sub> товщиною 30 нм. Із отриманих за кімнатної температури ізотропних польових

залежностей поздовжнього та поперечного магнітоопору слідує, що вони, як і у випадку острівцевих плівок, співпадають у межах експериментальної похибки. Польові залежності при перпендикулярній геометрії мають аналогічний хід. Незначне неспівпадання кривих зумовлене меншим значенням магнітоопору при перпендикулярній геометрії. Слід зауважити, що ізотропність польових залежностей свідчить про те, що вплив анізотропії магнітоопору не суттєвий, а домінуючий ефект, який спостерігається, зумовлений спін-залежним тунелюванням електронів між феромагнітними наногранулами, оскільки для такого механізму взаємна орієнтація струму і поля не суттєва [426]. Величина ТМО складає за кімнатної температури 2 % для поздовжньої і поперечної геометрії і 1,5 % – для перпендикулярної. Також зауважимо, що польові залежності не мають тенденції до насичення в магнітному полі з індукцією до 0,5 Тл.

Спін-залежне тунелювання електронів у гранульованих структурах типу феромагнітний метал – діелектрик можливе завдяки особливості їх структури. Структура гранульованих плівок на цей час досить добре вивчена. Результати наших електронно-мікроскопічних досліджень структури отриманих плівок дозволяє зробити висновок, що дані плівки є нанокристалічними з розміром гранул менше 5 нм. На рис. 6.22 а приведена мікрофотографія структури для плівки з концентрацією кобальта  $C_{Co} \cong 50\%$ . У роботі [427] наведені результати дослідження структури за допомогою просвічуючої електронної мікроскопії

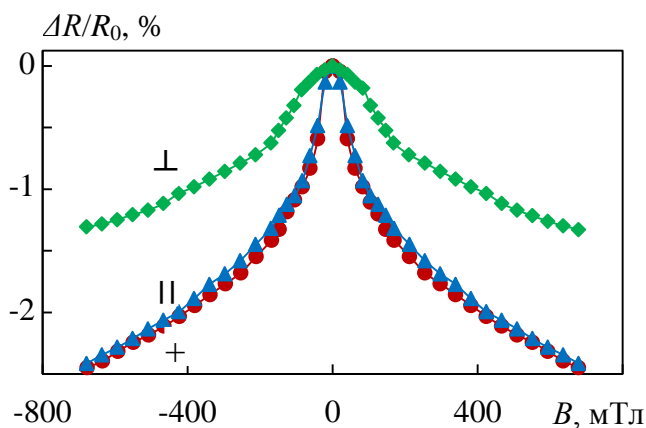


Рис. 6.21. Польові залежності поздовжнього (||), поперечного (+) та перпендикулярного ( $\perp$ ) тунельного магнітоопору гранульованої плівки на основі Co та SiO<sub>x</sub> товщиною 30 нм

високого розділення, яка дозволяє виділити кристалічні частинки різного розміру. Так, виділяють великі частинки з діаметром приблизно 3 нм. Ці частинки в деяких випадках формують конгломерати. Іншим типом є кристалічні області з діаметром близько 1 нм. Ці нанокристали занурені в аморфну матрицю. Подібна структура плівок є типовою для гранульованих (керметних) систем. Малі розміри кристалітів пояснюються великою різницею рухомостей металевих та оксидних кластерів. Мала рухливість оксидних кластерів приводить до уповільнення процесів коалесценції і рекристалізації металевих [427, 428]. Формування структури з широким розподілом розмірів частинок також є типовим для плівок поблизу порогу перколяції.

Детальний аналіз електронограми (рис. 6.22б) не можливий і можна лише зазначити, що структура таких плівок близька до аморфної. Виходячи з наших рис. 6.23 та представлених у роботі [414] результатів магнітостатичних досліджень для гранульованих плівок  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ , усі зразки можна розбити на три групи. До першої групи можна віднести зразки із вмістом Co значно нижче порогу перколяції ( $x < 40$  ат.%). Для зразків цієї групи криві перемагнічування відповідають рівноважному суперпарамагнітному режиму, при якому форма кривих та їх нахил у нульовому магнітному полі змінюється

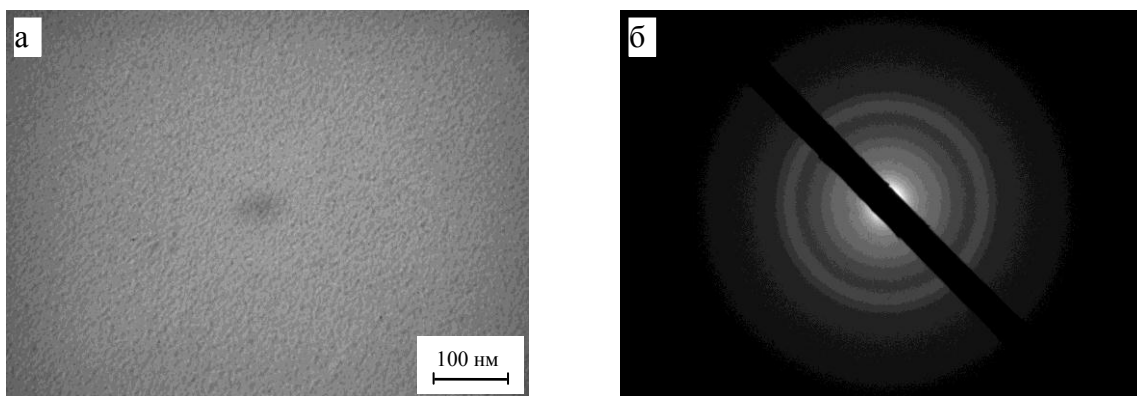


Рис. 6.22. Структура та відповідна електронограма свіжосконденсованої гранульованої плівки на основі Co та  $\text{SiO}_x$  товщиною 30 нм

залежно від концентрації  $S_o$  та температури, за якої проводилися вимірювання. До другої групи належать зразки з концентрацією  $S_o$  в діапазоні  $44 < x < 61$  ат.%. Для таких зразків нахил кривої намагніченості у невеликих полях практично залежить від концентрації  $S_o$  і температури. Авторами роботи [414] також встановлено, що форма кривих перемагнічування не залежить від напрямку магнітного поля у площині плівок, тобто відсутня помітна анізотропія в площині плівок. Таким чином, форма кривих перемагнічування композитів у площині плівки є типовою для намагнічування у «важкому» напрямку. Це дозволяє стверджувати, що у зразків даної групи є одновісна анізотропія з легкою віссю намагнічування, яка перпендикулярна площині плівки (рис. 6.23а).

До третьої групи належать зразки із концентрацій  $S_o$  більше 61 ат.%. Для таких зразків криві перемагнічування зберігають лінійність у малих полях і всі характерні ознаки «важкого» намагнічування. У цьому діапазоні концентрацій відбувається перехід через поріг перколяції. Тому зниження величини, перпендикулярної анізотропії, пов'язують із наростаючою міжгранульною взаємодією, яка приводить до формування колективного стану. При цьому магнітні властивості колективного стану починають домінувати над властивостями окремих гранул. Виникнення перпендикулярної анізотропії в гранульованих плівках товщиною, набагато більшою за розміри гранул, явище досить рідкісне. При цьому в ряді робіт повідомлялося про спостереження подібної анізотропії [414, 429 – 431]. Самоорганізація гранульованого середовища у процесі росту плівки – складний процес, що залежить від багатьох технологічних параметрів. Тому однозначне встановлення природи цієї анізотропії є складною науковою задачею. Автори роботи [414] вважають, що основними причинами даної анізотропії є ріст стовбчатої структури у процесі формування композиту та кристалографічна анізотропія самих гранул. Слід зазначити, що для плівок з концентрацією  $S_o$  більше 90 % спостерігаються петлі магнітного гістерезису характерні для зразків з віссю легкого намагнічування в площині плівки (рис. 6.23 б).

На рис. 6.24 представлені концентраційні залежності питомого

електроопору та магнітоопору для наногранульованих композитів на основі Co та  $\text{SiO}_x$  товщиною 30 нм. Вид концентраційних залежностей питомого опору (рис. 6.24 а) є типовим для гранульованих структур метал-діелектрик [416]. Згідно з отриманими даними поріг перколяції для системи  $\text{Co}_x(\text{SiO})_{100-x}$  знаходиться в інтервалі концентрацій 60 – 70 ат. %, що добре узгоджується з літературними даними для подібних структур [416]. Концентраційні залежності магнітоопору (рис. 6.24 б) також є типовими для композитів метал-діелектрик. В області концентрацій 40 – 60 ат. % (доперколяційна область) реалізується ізотропний магнітоопір величиною 1,5 – 2,5 %. При концентрації Co 60 – 70% спостерігається різке зменшення величини тунельного магнітоопору. При подальшому збільшенні концентрації Co з'являється анізотропний характер магнітоопору, властивий для однорідних феромагнітних матеріалів. Величина анізотропного МО є типовою для свіжосконденсованих плівок Co і не перевищує 0,1 %.

Позитивний магнітоопір, який спостерігався для острівцевих плівок та наногранульованих композитів  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  у випадку плівок  $\text{Co}_x(\text{SiO})_{100-x}$ , не був виявлений. Така відмінність польових залежностей порівняно з композитами  $\text{Co}_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$ , можливо, пов'язана зі значною різницею товщин зразків. Так,

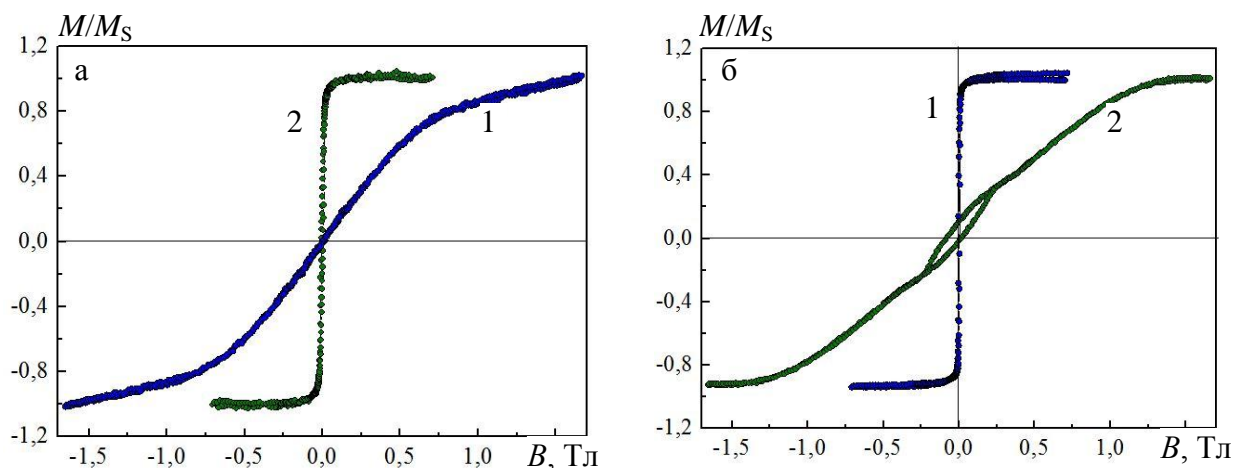


Рис. 6.23. Залежність нормованої намагніченості від індукції прикладеного зовнішнього магнітного поля в поперечній (1) та перпендикулярній (2) геометріях вимірювання для гранульованих плівок на основі Co та  $\text{SiO}_x$  (а –  $d = 30$  нм,  $C_{\text{Co}} \cong 50$  %; б –  $d = 30$  нм,  $C_{\text{Co}} \cong 50$  %)

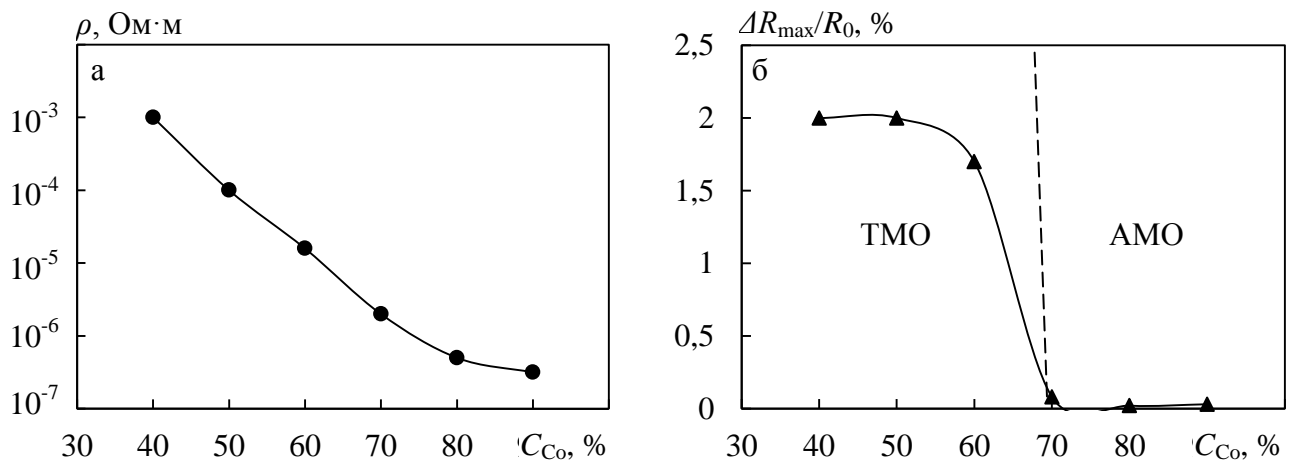


Рис. 6.24. Залежності питомого електричного опору (а) та магнітоопору (б) від концентрації Со у свіжосконденсованих наногранульованих композитах на основі Со та SiO<sub>x</sub> товщиною 30 нм

товщина плівок композитів Co<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub> складала 4 – 6 мкм. У нашому випадку товщина зразків складала 30 – 50 нм. Такі відмінності у товщині можуть впливати на структуру композитів і, як наслідок, на їх магнітні та магніторезистивні властивості.

Відмінності магніторезистивних властивостей у порівнянні з острівцевими плівками також може бути зумовлена структурними особливостями. У випадку композитів структура значно складніша, феромагнітні частинки у плівці розташовані хаотично і характеризуються ширшим розподілом розмірів. В результаті зміна магнітних властивостей відбувається поступово. З аналізу експериментальних даних, представлених у роботі [432, 433], можна зробити висновок, що у композиційних плівках від 2 до 4 % феромагнітного матеріалу знаходиться у немагнітному стані. Аналогічний результат було отримано для плівок системи Co<sub>x</sub>(Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>)<sub>100-x</sub>, напилених електронно-променевим розпиленням [434]. У зазначеній роботі на основі оптичних вимірювань встановлено, що до 5 % кобальту було розпорошено в атомарному стані у матриці оксиду алюмінію. Подібне легування матриці металічними атомами можна зрозуміти, беручи до уваги умови конденсації плівок з паро-газової фази при

сумісному розпиленні. Можна також вважати, що легування діелектричної матриці є типовим ефектом для плівок, отриманих електронно-променевим розпиленням. Такі структурні особливості також впливають на магнітні та магніторезистивні властивості композитів.

Нами була проведена термомагнітна обробка композитів за температури 700 К. На відміну від острівцевих плівок Co та Fe відпалювання зразків на основі Co та  $\text{SiO}_x$  не приводить до помітного впливу на величину негативного ізотропного магнітоопору. Така відмінність, на нашу думку, зумовлена впливом діелектричної матриці на процеси рекристалізації та коалесценції. Так, наномірний розмір кристалітів пояснюється великою різницею рухомостей металевих та оксидних кластерів. Мала рухомість оксидних кластерів приводить до уповільнення процесів коалесценції і рекристалізації металевих гранул [435].

Для зразків з анізотропним магнітоопором спостерігається лише незначне зростання величини MO (до 0,2 %), зумовлене збільшенням розмірів кристалітів.

Отже, для гранульованих структур на основі Co та  $\text{SiO}_x$  з об'ємною часткою Co 40 – 60 % спостерігаються ізотропні польові залежності, зумовлені спін-залежним тунелюванням електронів між феромагнітними гранулами. Максимальна величина ізотропного магнітоопору для свіжосконденсованих плівок складає 2,5 % при поздовжній та поперечній геометріях. Після відпалювання зразків з ізотропним MO за 700 К в інтервалі товщин  $d = 30 - 50$  нм суттєвої зміни величини MO не спостерігається. Причиною незначного впливу термообробки може бути мала рухомість оксидних кластерів, яка приводить до уповільнення процесів коалесценції і рекристалізації металевих гранул [427, 428]. Для зразків з анізотропним магнітоопором спостерігається лише незначне зростання величини MO (до 0,2 %).

## Висновки до Розділу 6

1. Для свіжосконденсованих плівок Fe та Co і сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  із ефективними товщинами  $d_{\text{Fe}} < 20$  нм та Co  $d_{\text{Co}} < 15$  нм реалізується діелектричний режим провідності в температурному інтервалі 150–300 К. При



збільшенні ефективної товщини до 15–20 нм величина ТКО (залишаючись від'ємною) зменшується за абсолютною величиною, наближаючись до нуля. За ефективної товщини плівок понад 25–30 нм спостерігається лише характерний для металів хід кривої  $\rho(T)$  з додатніми значеннями ТКО. Після відпалювання за температури 700 К від'ємний знак ТКО зберігається лише для плівок з ефективною товщиною до 10 нм.

2. Установлено, що для свіжосконденсованих острівцевих плівок Со та Fe на відміну від плівок Ni спостерігаються ізотропні польові залежності, максимальна величина ізотропного магнітоопору спостерігається для свіжосконденсованих плівок Fe ( $d_{\text{Fe}} = 20$  нм) і складає 1 %. Максимальні значення ізотропного МО спостерігаються в тому випадку, коли розмір острівців складає 3–5 нм, а ширина діелектричного бар'єру між ними 1–3 нм. При збільшенні ефективної товщини плівок спостерігається анізотропний характер магнітоопору.

3. Після відпалювання зразків Со в інтервалі товщин  $d_{\text{Co}} = 10–25$  нм з'являється анізотропія магнітоопору величиною до 0,02 %. Для плівок Fe таких товщин відпалювання не приводить до появи анізотропного магнітоопору. Для відпалених плівок сплавів  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  та  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  з ефективною товщиною 5–10 нм спостерігається ізотропний магнітоопір величиною до 0,2 %.

4. Відпалювання плівок Со та Fe з ефективними товщинами менше за 15 нм приводить до появи додатнього ізотропного магнітоопору. Наявність максимумів МО в достатньо великому інтервалі товщин означає існування деякого механізму, який, незважаючи на збільшення макроскопічної намагніченості плівки в області малих полів, в локальному оточенні острівця приводить до збільшення ступеню магнітної неупорядкованості, що збільшує і негативний ізотропний магнітоопір. Збільшення ефективної товщини зразків приводить до збільшення значень індукції магнітного поля, за якого фіксується максимальний магнітоопір.

5. Конкуренція двох процесів – магнітного блокування окремих кластерів і формування магнітно-упорядкованої системи кластерів – приводить до появи різних типів температурної залежності ізотропного магнітоопору.

6. Установлено хід залежності величини ізотропного магнітоопору від ефективної товщини, а також показано, що при ширині вакуумних зазорів 2 – 3 нм величина МО максимальна (1% за кімнатної температури).

7. Для гранульованих структур на основі Co та SiO<sub>x</sub> з часткою Co 40 – 60 % спостерігаються ізотропні польові залежності, зумовлені спін-залежним тунелюванням електронів між феромагнітними гранулами. Максимальна величина тунельного магнітоопору в магнітному полі 0,7 Тл за кімнатної температури для свіжосконденсованих плівок складає 2,5 % при поздовжній та поперечній геометріях. Відпалювання зразків товщиною  $d = 30 - 50$  нм з ТМО за 700 К не впливає на характер та величину МО.

## ВИСНОВКИ

У дисертаційній роботі в результаті проведених комплексних та систематичних досліджень структурно-фазового стану та фізичних властивостей приладових тонкоплівкових систем у вигляді структур спін-вентильного типу та гранульованих плівок «метал – діелектрик» набув подальшого розвитку напрям досліджень у галузі плівкового матеріалознавства щодо фізичних процесів у магнітонеоднорідних матеріалах. Зокрема, на експериментальному і теоретичному рівнях вирішена проблема впливу на властивості багатошарових і гранульованих систем на основі феромагнітних та немагнітних металів фазоутворення, дифузійних процесів, розмірних та концентраційних ефектів. Установлена можливість використання їх як функціональних елементів різних датчиків або енергозберігаючих пристроїв запису і збереження інформації.

Висновки можна сформулювати таким чином.

1. Вивчення процесів фазоутворення в тришарових та багатошарових плівкових системах на основі Co, Fe,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu і Ag, дозволили встановити такі особливості формування структурно-фазового стану:

– фазовий склад свіжосконденсованих тришарових плівок на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu, отриманих методом пошарової конденсації із  $d_F = 10 - 50$  нм і  $d_N = 5 - 20$  нм та  $C_{\text{Ni}} = 60 - 80$  ат. %, відповідає ГЦК-фазі  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  ( $a = 0,354 - 0,358$  нм) + ГЦК-Cu ( $a = 0,359 - 0,361$  нм); при  $C_{\text{Ni}} = 40 - 50$  ат. % – ГЦК-фазі  $\text{NiFe}$  ( $a = 0,359 - 0,360$  нм) + ГЦК-Cu ( $a = 0,358 - 0,361$  нм); після відпалювання плівок за температури 700 К спостерігається збільшення розмірів кристалітів до 30 нм та залежно від концентрації Ni утворюються неупорядковані тверді розчини  $\text{Ni}_3\text{Fe}(\text{Cu})$  або  $\text{NiFe}(\text{Cu})$  із параметром ґратки  $a = 0,355 - 0,359$  нм; для систем із  $C_{\text{Ni}} < 40$  ат. % фазовий склад свіжосконденсованих та відпалених тришарових зразків відповідає ОЦК-(Fe-Ni) ( $a = 0,285 - 0,287$  нм) + ГЦК-Cu ( $a = 0,359 - 0,362$  нм);

– свіжосконденсовані тришарові плівки Co/Cu/ $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  із  $C_{\text{Ni}} = 40 - 80$  ат. % мають фазовий склад ГЦК-FeNi (ГЦК- $\text{FeNi}_3$ ) + ГЦП-Co + ГЦК-Cu; при

$C_{Ni} \leq 30$  ат. % фазовий склад відповідає ОЦК-Fe-Ni + ГЦК-Cu + ГЦП-Co; відпалювання плівок  $Co/Cu/Fe_xNi_{100-x}$  з  $C_{Ni} > 40\%$  за температури 700 К приводить до утворення залежно від концентрації компонент ГЦК твердих розчинів  $FeNi_3(Cu, Co)$  ( $a = 0,359 - 0,361$  нм) та  $FeNi(Cu, Co)$  ( $a = 0,358 - 0,361$  нм);

– свіжосконденсована плівкова системи  $Co/Cu/Fe$  із  $d_F = 20 - 50$  нм і  $d_N = 5 - 20$  нм складається із кристалітів ГЦП-Co + ГЦК-Cu + ОЦК-Fe; невідпалені системи  $Co/Cu/Co$  з додатковими шарами Ni або Cr мають фазовий склад ГЦП-Co + ГЦК-Cu + ГЦК-Ni або ОЦК-Cr відповідно; відпалювання за  $T_{відп} = 700$  К приводить до збільшення розміру зерен до 20 разів залежно від товщини та виду шарів; для систем  $Co/Cu/Fe$ , відпалених за  $T_{відп} = 700$  К, фіксується поява ГЦК-Co, зміна параметрів ґратки електроннографічно не фіксується. Для цієї системи за товщин  $d_N < 10$  нм і  $d_{Cu} < 5$  нм спостерігається утворення твердого розчину  $Cu(Fe, Co)$  з параметром ґратки  $a = 0,357 - 0,358$  нм; для системи  $Co/Cu/Co$  із шаром Cr після відпалювання за  $T_{відп} = 700$  К фіксуються фази ГЦП-Co і ГЦК-Co, а для системи  $Co/Cu/Co$  з шаром Ni спостерігається утворення твердого розчину  $\beta - Co(Ni, Cu)$  з параметром ґратки  $a = 0,355 - 0,359$  нм;

– у надтонких плівках Co, Fe та сплавів  $Co_xNi_{100-x}$ ,  $Fe_xNi_{100-x}$  за товщин менше ніж 15 нм незалежно від складу й товщини фіксується острівцева структура з розмірами острівців (нанокристалітів) менше ніж 5 нм (свіжосконденсовані плівки), що утворюють класичну «лабіринтну» структуру; в результаті відпалювання внаслідок коалесценції розміри острівців збільшуються до 20 – 30 нм залежно від товщини плівки.

2. Для тришарових плівкових систем на основі Co,  $Fe_xNi_{100-x}$ ,  $Co_xNi_{100-x}$  та Cu, отриманих методом пошарової конденсації, експериментально і теоретично досліджено розмірні ( $d_F = 5 - 50$  нм,  $d_N = 1 - 20$  нм), температурні (інтервал вимірювання  $T_B = 120 - 700$  К, інтервал термооброблення  $T_{відп} = 300 - 700$  К) і концентраційні ( $0 \leq x \leq 100$ ) ефекти в магнітоопорі та встановлено таке:

– для тришарових плівок на основі  $\text{Co}$ ,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ ,  $\text{Co}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $0 \leq x \leq 100$ ) та  $\text{Cu}$  залежності МО від індукції зовнішнього магнітного поля при поздовжній і поперечній геометріях вимірювання майже збігаються, а величина магнітоопору визначається як товщинами феромагнітних і неферомагнітних шарів, концентрацією компонент феромагнітних шарів, так і структурно-фазовим станом шарів;

– для свіжосконденсованих плівок на основі  $\text{Co}$ ,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \geq 10$ ) та  $\text{Cu}$  спостерігаються ізотропні польові залежності, обумовлені спін-залежним розсіюванням електронів; максимальне значення ізотропного магнітоопору за кімнатної температури становить 1,2 % для плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 50$ ,  $d_F = 30$  нм,  $d_N = 6$  нм),  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}/\text{П}$  ( $d_F = 30$  нм,  $d_N = 3$  нм) та 1,5 % для плівок  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{П}$  ( $x \cong 20$ ,  $d_F = 35$  нм,  $d_N = 5$  нм); для системи  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  з додатковими шарами  $\text{Fe}$ ,  $\text{Ni}$  та  $\text{Cr}$  величина МО і вид магніторезистивних петель визначаються товщиною та видом домішкового шару і взаємним розміщенням шарів базової плівки та додаткового шару; встановлено, що розміщення додаткових шарів на інтерфейсі  $\text{Co}/\text{Cu}$  приводить до появи анізотропного магнітоопору;

– встановлено, що після термомагнітного відпалювання для всіх систем, за винятком систем на основі  $\text{Co}$ ,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \geq 80$ ) та  $\text{Cu}$ , спостерігається перехід від ізотропного до анізотропного характеру магнітоопору; показано, що значення температури відпалювання, після якої відбувається зазначений перехід, залежить від товщини немагнітного прошарку та елементного складу магнітних шарів. Для системи  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  з додатковим верхнім шаром  $\text{Ni}$  низькотемпературне відпалювання за 400 К приводить до значного зростання величини ГМО (майже в 3 рази), що зумовлено проходженням дифузії на межі поділу шарів  $\text{Co}$  і  $\text{Ni}$ ;

– для зразків  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Fe}/\text{П}$ , отриманих за температури підкладки 400 К (з анізотропним характером МО у вихідному стані), відпалювання за температури 550 К приводить до появи ізотропного магнітоопору величиною до 0,8 %.

3. Експериментальне й теоретичне дослідження впливу анізотропного магнітоопору на величину гігантського магнітоопору показали, що у разі, якщо

вектор густини струму та вектор намагніченості в магнітних шарах збігаються за напрямком, урахування анізотропії магнітоопору приводить до зменшення величини ефекту ГМО, тоді як у випадку, якщо зазначені вектори є взаємно перпендикулярними в площині плівки, величина ефекту ГМО збільшується. Дослідження залежності величини ефекту АГМО від товщини  $d_{m2}$  покривного магнітного шару (розмірної залежності) показує, що у випадку, якщо товщини магнітних шарів тришарового провідника сумірні за величиною ( $d_{m2} \sim d_{m1}$ ), ефект АГМО досягає свого максимального (амплітудного) значення. Експериментально визначені амплітудні значення для поздовжнього та поперечного АГМО й одержаний аналітичний вираз для параметра асиметрії, що характеризує відмінність довжин вільного пробігу електронів у спінових каналах провідності та дозволяє розрахувати зазначений параметр для двох геометрій.

4. Уперше одержано аналітичні вирази для розрахунку параметра об'ємної асиметрії в розсіюванні спін-поляризованих носіїв заряду та питомого опору мінітарних носіїв заряду з використанням експериментально виміряного амплітудного значення ефекту ГМО та з урахуванням того, що опір мажоритарних носіїв заряду збігається з опором немагнітного прошарку.

5. Дослідження магнітних параметрів тришарових плівок на основі ферромагнітних металів та сплавів дозволило встановити таке:

– для тришарових плівок на основі Co,  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  ( $x \geq 30$ ) та Cu в інтервалі товщин шарів  $d_N = 5 - 15$  нм та  $d_F = 25 - 40$  нм при поперечній геометрії вимірювання характерні майже прямокутні петлі гістерезису, які є типовими для зразків із планарною орієнтацією намагніченості; показано, що для тришарових плівок  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\Pi$  ( $C_{\text{Ni}} < 90\%$ ) величина коерцитивної сили зменшується при збільшенні вмісту нікелю в магнітних шарах;

– високотемпературне відпалювання ( $T_{\text{відп}} = 700$  К) для всіх систем приводить до зростання коерцитивної сили до 10 разів залежно від елементного складу магнітних шарів і товщини прошарку, за винятком систем Co/Cu/Co/ $\Pi$  ( $d_F = 20 - 30$  нм;  $d_N = 5 - 10$  нм) з ефектом ГМО, для яких спостерігається

зменшення  $B_C$  в 1,2 – 1,5 рази; встановлено, що поле насичення для систем  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Fe_xNi_{100-x}$  та  $Fe_xNi_{100-x}/Cu/Co$  з ефектом ГМО максимальної величини (1–1,2 %) зменшується до 20 разів.

6. Установлені загальні закономірності формування структурно-фазового стану та вплив його на електрофізичні та магніторезистивні властивості структурно-несуцільних плівок феромагнітних металів і сплавів (Ni, Fe, Co,  $Fe_xNi_{100-x}$  і  $Co_xNi_{100-x}$ ) та композитів на основі Co і  $SiO_x$ :

– за рахунок тунелювання електронів між феромагнітними острівцями (гранулами) спостерігаються ізотропні польові залежності магнітоопору, максимальна величина негативного ізотропного магнітоопору в магнітному полі з індукцією до 0,6 Тл становить 1 % (плівки Fe  $d_{Fe} = 20$  нм) та 2,5 % для гранульованих плівок на основі Co та  $SiO_x$  з об'ємною часткою Co близько 50 % та розміром острівців (гранул) 3 – 5 нм і шириною діелектричного бар'єра між ними 1–3 нм; збільшення товщини плівок приводить до появи анізотропного характеру магнітоопору, що обумовлено утворенням нескінченного феромагнітного кластера;

– для відпалених плівок Co і плівкових сплавів  $Co_xNi_{100-x}$  та  $Fe_xNi_{100-x}$  ( $x \geq 30$ ,  $d > 15$  нм) за температури 700 К фіксується анізотропний характер магнітоопору;

– діелектричний режим провідності реалізується в температурному інтервалі 150–300 К для свіжосконденсованих плівок Fe та Co з ефективними товщинами  $d_{Fe} < 20$  нм і Co  $d_{Co} < 15$  нм та сплавів  $Co_xNi_{100-x}$  і  $Fe_xNi_{100-x}$  ( $x \geq 30$ ,  $d_F < 15$  нм).

7. Установлено умови формування термостабільних і високочутливих до магнітного поля «псевдоспін-вентильних» структур у вигляді тришарових плівок (на основі Co, Fe,  $Fe_xNi_{100-x}$  та Cu) і гранульованих структур (на основі Co та  $SiO_x$ ) для розробки чутливих елементів приладів різного призначення та для розробки технології їх формування.

8. Запропоновано симетричну «псевдоспін-вентильну» структуру у вигляді багатошарової плівки (на основі Co,  $Fe_{50}Ni_{50}$  та Cu) з високою термостабільністю і високою магнітною чутливістю, що може бути використана у прикладних розробках чутливих елементів сенсорів магнітного поля.

## ПРИМІТКИ

Основні результати опубліковані у співавторстві із Черноусом А. М., Лободою В.Б., Дехтяруком Л.В., Коломійцем В.М., Кравченком В.О., Шабельником Ю.М., Пазухою І.М.

Черноус А. М. запропонував тему дисертації, взяв участь в обговоренні результатів і підготовці статей.

В експериментальних дослідженнях електрофізичних і магніторезистивних властивостей та структурно-фазового стану плівкових матеріалів брали участь Коломієць В.М., Кравченко В.О., Шпетний І.О., Степаненко А.А., Салтиков Д.І.

Вивчення дифузійних процесів методами ВІМС автор проводив за участі Салтикової А.І.

Найщиріші слова вдячності адресуються науковому консультанту доктору фізико-математичних наук, професору Черноусу Анатолію Миколайовичу за запропоновану тему дисертаційної роботи та постійну допомогу і цінні рекомендації при її виконанні.

Вважаю приємним обов'язком виразити щирю вдячність заслуженому діячу науки і техніки України, доктору фізико-математичних наук, професору Проценку Івану Юхимовичу за участь в обговоренні результатів та підготовці статей.

Особливу подяку хочу висловити професору Лободі Валерію Борисовичу (Національний аграрний університет м. Суми) за надану допомогу в експериментальному дослідженні та обговоренні результатів.

Окрема подяка професору Дехтяруку Леоніду Васильовичу (Харківський національний університет будівництва і архітектури) за допомогу при теоретичному дослідженні та проведенні розрахунків.

Автор вдячний викладачам, аспірантам і співробітникам кафедри електроніки, загальної та прикладної фізики Сумського державного університету за допомогу і моральну підтримку при виконанні роботи.



## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники / А. Ферт. // УФН. – 2008. – №172. – С. 1336 – 1348.
2. Shinjo T. Nanomagnetism and spintronics (Second edition) / Shinjo T. – Japan: Elsevier Science and Technology, 2013. – 372 p.
3. Фізичні основи спітроніки: [навчальний посібник] / О. І. Товстоликін, М. О. Боровий, В. В. Курилюк, В. В. Куницький. – Вінниця: Нілан-ЛТД, 2014. – 500 с.
4. Bakonyi I. Electrodeposited multilayer films with giant magnetoresistance (GMR): progress and problems / I. Bakonyi, L. Peter // Progr. Mater. Sci. – 2010. – V. 55, № 3. – P. 107–245.
5. Погорілий А. М. Спітроніка. Основні явища. Тенденції розвитку / А. М. Погорілий, С. М. Рябченко, О. І. Товстоликін // УФЖ. (Огляди). – 2010. – Т. 6, № 1. – С. 37 – 97.
6. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices / M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 61. – P. 2472 – 2475.
7. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic-structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach [et al.] // Phys. Rev. B. – 1989. – V.39. – P. 4828–4830.
8. Giant magnetoresistance in ferromagnet/superconductor superlattices / V. Pefta, Z. Sefrioui, D. Arias [et al.] // Phys. Rev. Lett. B. – 2005. – V. 94. – P. 057002 – 057006.
9. Low temperature effect on magnetic conversion and giant magnetoresistance in electrodeposited CoCu/Cu multilayers / K. Ghosh, A. Dogra, P. Chowdhury [et al.] // Journal Alloy. Compd. – 2015. – V. 647. – P. 1098 – 1103.
10. Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films / M. Julliere // Phys. Lett. A. – 1975. – V. 54, № 3. – P. 225 – 226.
11. Sun J. Z. Magnetoresistance and spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions / J. Z. Sun, D. C. Ralph. // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – V. 320. – P. 1227 – 1237.

12. Giant negative magnetoresistance in perovskitelike  $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_x$  ferromagnetic films / R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V. 71. – P. 2331 – 2336.
13. Thousandfold Change in Resistivity in Magnetoresistive La-Ca-Mn-O Films / S. Jin, T. H. Tiefel, M. McCormack [et al.] // *Science.* – 1993. – V. 264. – P. 413 – 419.
14. Ковтун Г. П. Наноматериалы: технологии и материаловедение: обзор по источникам отечественной и зарубежной печати за 1974 – 2009 гг. / Г. П. Ковтун, А. А. Веревкин. – Харьков: НИЦ ХФТИ, 2010. – 72 с.
15. Третьяк О. В. Фізичні основи спінової електроніки / О. В. Третьяк, В. А. Львов, О. В. Барабанов. – К.: КНУ, 2002. – 314 с.
16. Volmer M. Magnetic field sensors based on permalloy multilayers and nanogranular films / M. Volmer, J. Neamtu // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 316, № 2. – P. e265 – e268.
17. Пул Ч. П. Нанотехнологии / Ч. П. Пул, Ф. Дж. Оуэнс. – М.: Техносфера, 2006. – 336 с.
18. Daughton M. GMR applications / M. Daughton // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 192, № 2. – P. 334 – 342.
19. Tumanski S. Thin film magnetoresistive sensors / S. Tumanski. – London: Institute of Physics Publishing, 2001. – 441 p.
20. Спинтроника: обменное переключение ферромагнитных металлических переходов при малой плотности тока / Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, А. И. Панас [и др.] // *УФН.* – 2009. – Т. 179, № 4. – С. 359 – 368.
21. Campbell I. A. Transport properties of ferromagnets. *Ferromagnetic Materials* / I. A. Campbell, A. Fert / Edited by E.P. Wohlfarth. – 1982. – V. 3. – P. 747 – 800.
22. Correlation between structural and giant magnetoresistance properties of Fe–Ag nanogranular films / M. Tamisari, F. Spizzo, M. Sacerdoti [et al.] // *J. Nanoparticle Res.* – 2011. – V. 13, № 10. – P. 5203 – 5210.
23. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers / P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V. 57, № 19. – P. 2442 – 2445.

24. Kitada M. Magnetoresistance and microstructure of sputtered Au-Co films / M. Kitada // *J. Magnet. Mag. Mater.* – 2000. – V. 208. – P. 244 - 250.
25. Magnetic behavior of nanostructured films assembled from preformed Fe clusters embedded in Ag / C. Binns, M. J. Maher, Q. A. Pankhurst [et al.] // *Phys. Rev. B* – 2002. – V. 66, № 18. – P. 184413 – 184424.
26. Electrodeposition and characterization of Cu/Co multilayers: Effect of individual Co and Cu layers on GMR magnitude and behavior / D. K. Pandya, P. Gupta, S. C. Kashyap, S. Chaudhary // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2009. – V. 321. – P. 974 – 978.
27. Rubin S. Well-defined Co clusters embedded in an Ag matrix: A model system for the giant magnetoresistance in granular films / S. Rubin, M. Holdennried, H. Micklitr // *Eur. Phys. J.* – 1998. – V. B5. – P. 23 – 28.
28. Microstructure and magnetic properties of electrodeposited Co/Cu multilayer nanowire arrays / Z. Song, Y. Xie, S. Yao [et al.] // *Mater. Lett.* – 2011. – V. 65. – P. 1562 – 1564.
29. Vrenken H. Microstructure and properties of giant magnetoresistance granular Au<sub>80</sub>Co<sub>20</sub> alloys / H. Vrenken, B. J. Kooi, T. M. de Hosson // *J. Appl. Phys.* – 2001. – V. 89, № 6. – P. 3381 – 3388.
30. Growth types and surface topography of Co, Cu and Co/Cu multilayers studied by AES and STM/SFM / M. Marszalek, J. Jaworski, H. Wider [et al.] // *Vacuum.* – 2003. – V. 72, № 2. – P. 97 – 101.
31. Behavior of giant magnetoresistance in Co–Cu–Co pseudo spin-valves after magnetic annealing / M. Jergel, Y. Halahovets, P. Šiffalovič [et al.] // *Thin Solid Films.* – 2011. – V. 520. – P. 667 – 673.
32. Fujiura H. Fabrication of CoCrPt–SiO<sub>2</sub> films on flexible tape substrate using facing target sputtering system / H. Fujiura, S. Nakagawa // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2007. – V. 310. – P. 2659 – 2661.
33. Thermal stability of PtMn based synthetic spin valves using thin oxide layer / Y. Sugita, Y. Kawawake, M. Satomi, H. Sakakima // *J. Appl. Phys.* – 2001. – V. 89. – № 11. – P. 6919 – 6922.
34. Giant magnetoresistance (GMR) and ferromagnetic properties of DC and pulse

- electrodeposited Cu–Co alloys / N. Rajasekaran, S. Mohan, J. Aroutchelvan, R. Jagannathan // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2012. – V. 324. – P. 2983 – 2988.
35. Физика твердого тела: энциклопедический словарь. Т. 1 / гл. ред. В.Г. Барьяхтар – К.: Наукова думка, 1996. – 651 с.
36. Горелик С. С. Рентгенографический и электроннооптический анализ: Приложения / С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков. – М.: Металлургия, 1970. – 108 с.
37. Палатник Л. С. Механизм образования и субструктура конденсированных пленок / Л. С. Палатник, М. Я. Фуks, В. М. Косевич – М.: Наука, 1972. – 318 с.
38. Проценко І. Ю. Тонкі металеві плівки (технологія та властивості) / І. Ю. Проценко, В. А. Саєнко. – Суми: СумДУ, 2002. – 187 с.
39. Комник Ю. Ф. Физика металлических пленок. Размерные и структурные эффекты / Ю. Ф. Комник – М.: Атомиздат, 1979. – 263 с.
40. Бібик В. В. Електрофізичні властивості плівкових систем на основі Ni та Fe / В. В. Бібик, Т. М. Гричановська, І. Ю. Проценко // *Металлофіз. новейшие технол.* – 2005. – Т. 27, № 6. – С. 775 – 784.
41. Бібик В. В. Формування фазового складу та електрофізичних властивостей плівкових систем на Ni/Fe Cr/Fe : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук : спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / В. В. Бібик – Суми, 1989. – 24 с.
42. Кубашевский О. Диаграммы состояния двойных систем на основе железа: пер. с англ. / под ред. Л. А. Петровой. – Москва: Металлургия, 1985. – 184 с.
43. Проценко І. Ю. Технологія та фізика тонких плівок: навч. посібник / І. Ю. Проценко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2000. – 148 с.
44. Влияние кристаллической структуры пленок на магнитные параметры / Л. А. Чеботкевич, Л. А. Юдина, Л. Г. Кашина [и др.] // *ФММ.* – 1975. – Т. 39, № 6. – С. 1297 – 1300.
45. Мельничук Б. Л. Електропровідність та термоелектрорушійна сила тонких плівок марганцю та заліза / Б. Л. Мельничук, Б. Р. Пенюх, З. В. Стасюк //

- Фізика і хімія твердого тіла. – 2005. – Т. 6, № 2. – С. 247 – 250.
46. Дума И. М. Электропроводность и термоэдс пленок никеля и молибдена / И. М. Дума, Б. Л. Мельничук, З. В. Стасюк // Известия высших учебных заведений. Физика. – 1992. – № 12. – С. 33 – 37.
47. Особенности наноструктуры и удельной проводимости тонких пленок различных металлов / И. В. Антонец, Л. Н. Котов, С. В. Некипелов [и др.] // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, № 3. – С. 24 – 27.
48. Поверхностные явления и фазовые превращения в конденсированных пленках / Н. Т. Гладких, С. В. Дукаров, А. П. Крышталь [и др.]; под ред. проф. Н.Т. Гладких. – Харьков: ХНУ им. В.Н.Каразина, 2004. – 276 с.
49. Лобода В. Б. Структура и электрические свойства тонких пленок хрома, никеля, скандия и рения, полученных в высоком и сверхвысоком вакууме: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / В. Б. Лобода – Киев, 1984. – 24 с.
50. Білоус О. А. Вплив ступеню дисперсності кристалітів на параметри електропереносу металевих матеріалів / О. А. Білоус, І. Ю. Проценко, А. М. Чорноус // ФХТТ. – 2003. – Т. 4, № 1. – С. 48 – 57.
51. Кузьменко А. И. Структура и электрофизические свойства двухслойных пленок переходных d-металлов: дис. канд. фіз.-мат. наук: 01.04.07 / А. И. Кузьменко. – Сумы, 1993. – 126 с.
52. Кришталь О. П. Зміна параметра ґратки в острівцевих вакуумних конденсатах: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / О. П. Кришталь. – Харків, 2000. – 17 с.
53. Табалов А. В. Особенности формирования тонких пленок меди на диэлектрических подложках / А. В. Табалов, В. М. Березин // Известия Челябинского научного центра. – 2002. – № 3(16). – С. 36 – 38.
54. Фазовая диаграмма ГЦК-ГП-перехода в малых частицах кобальта / А. И. Кузьменко, Т. А. Прокофьева, И. Е. Проценко [и др.] // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1986. – № 8. – С. 1590 – 1592.

55. Self-assembly and magnetic properties of cobalt nanoparticles / H. T. Yang, C. M. Shen, Y. K. Su [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2003. – V. 82, № 26. – P. 4729 – 4731.
56. Фазоутворення та структурні зміни в двошарових плівкових системах Ti/Co і Ni/(Ti, V, Co, Cr) в процесі ізохронного відпалу / І. Ю. Проценко, В. В. Токмань, А. М. Чорноус [та ін.] / *Металлофиз. новейшие технол.* – 2003. – Т. 25, № 3. – С. 319 – 331.
57. Чорноус А. М. Розмірні ефекти в електрофізичних властивостях нанокристалічних плівкових систем в умовах взаємної дифузії та фазоутворення: дис. докт. фіз.-мат. наук: 01.04.07 / А. М. Чорноус. – Суми, 2005. – 334 с.
58. Хурсенко С. М. Структура, електро- та магніторезистивні властивості тонких плівок мідно-нікелевих сплавів: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / С. М. Хурсенко – Суми, 2008. – 19 с.
59. Диаграммы состояния металлических систем / Н. И. Ганина, А. М. Захаров, В. Г. Оленичева [и др.]. – В. XXXII. – Москва: ВИНТИ, 1988. – 628 с.
60. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Справочник: Т. 2 / под. ред. Н. П. Лякишева. – Москва: Машиностроение, 1996. – 1024 с.
61. Пушин В. Г. Исследование микроструктуры метастабильных по отношению к ГЦК-ГПУ мартенситному превращению сплавов кобальт-никель / В. Г. Пушин, С. Г. Блинов, Л. И. Юрченко // *ФММ.* – 1993. – Т. 75, № 3. – С. 96 – 109.
62. Magnetic and structural properties of Co-Ni films prepared by oblique incidence deposition / S. L. Zeder, J.-F. Silvain, M. E. Re [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1987. – V. 61, № 8. – P. 3804 – 3806.
63. Maeda H. High coercitivity Co and Co-Ni alloy films / H. Maeda // *J. Appl. Phys.* – 1982. – V. 53, № 5. – P. 3735 – 3739.
64. Особенности структуры и магнитные свойства наночастиц Co-Ni, капсулированных в углеродных нанотрубках / С. В. Колмогорцев,

- Р. С. Исхаков, К. А. Шайхутдинов [и др.] // Вестн. КрасГУ. – 2004. – № 5. – С. 37 – 41.
65. Chen Y.-T. The structure and surface energy of  $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$  thin films / Y.-T. Chen, C.-W. Chen, T.-H. Wu // Appl. Surface Sci. – 2015. – V. 351. – P. 946 – 949.
66. Лобода В. Б. Структура та електрофізичні властивості тонких плівок сплаву  $\text{Co}_{0,5}\text{-Ni}_{0,5}$  / В. Б. Лобода, В. О. Кравченко, А. І. Салтикова // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2005. – №8(80). – С. 153 – 159.
67. Microstructure and magnetic properties of  $\text{Ni}_3\text{Fe}$  solid solution thin films deposited by DC-magnetron sputtering / M. A. P. Yazdi, N. Fenineche, E. Aubry [et al.] // J. Alloy. Compd. – 2013. – V. 550. – P. 252 – 257.
68. Effect of processing parameters on the magnetic properties and microstructures of molybdenum permalloy compacts made by powder metallurgy / Z. Zhang, W. Xu, T. Guo [et al.] // J. Alloy. Compd. – 2014. – V. 594. – P. 153 – 157.
69. Банных О. А. Диаграммы состояния двойных и многокомпонентных систем на основе железа / О. А. Банных, П. Б. Будберг, С. П. Алисова. – М.: Металлургия, 1986. – 440 с.
70. Тищенко К. В. Нелінійні ефекти в тензорезистивних властивостях плівкових стопів на основі Fe та Ni / К. В. Тищенко, І. Ю. Проценко // Металлофиз. новейшие технол. – 2012. – Т. 34, № 7. – С. 907 – 917.
71. Фазоутворення та дифузійні процеси у плівковій системі на основі Ni та Fe / В. В. Бібик, С. І. Проценко, А. І. Салтикова, В. О. Яременко // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2002. – № 5(38) – 6(39). – С. 66 – 71.
72. Electrical and magnetic properties of nanocrystalline  $\text{Fe}_{100-x}\text{Ni}_x$  alloys / S. Vitta, A. Khuntia, G. Ravikumar [et al.] // J. Magn. Magn. Mat. – 2008. – V. 308. – P. 182 – 189.
73. Лангваген С. Е. Магнитные свойства малых частиц сплавов Fe-Ni / С. Е. Лангваген, О. П. Любашевский, П. Е. Чижов // ФММ. – 1991. – № 9. – С. 69 – 73.
74. Некоторые свойства наноразмерных порошков систем железо-кобальт и

- железо-никель / Ю. А. Захаров, А. Н. Попова, В. М. Пугачев [и др.] // Ползуновский вестник. – 2008. – № 3. – С. 79 – 83.
75. A study on electrodeposited  $Ni_xFe_{1-x}$  alloy films / M. Bedir, Ö.F. Vaccaloğlu, I.N. Karahan [et al.] // Pramana – J. Phys. – 2006. – V. 66, № 6. – P. 1093 – 1104.
76. Ушаков А. И. Исследование кристаллической структуры и магнитных свойств полиморфных железоникелевых и железокобальтовых пленок: автореф. дисс. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук: спец. 01.04.07 «Физика твердого тела» / А. И. Ушаков – Минск, 1977. – 15 с.
77. Скаков Ю. А. Структура напыленных аморфных пленок сплавов на основе Ni или Fe / Ю. А. Скаков, Н.В. Еднерал, М. Л. Соколова // ФММ. – 1995. – Т. 80, № 2. – С. 98 – 103.
78. Статистична термодинаміка та фізична кінетика структурних змін (квазі) бінарних твердих розчинів на основі щільних простих ґратниць (за даними про еволюцію картини розсіяння різного типу хвиль) / В. А. Татаренко, О. В. Соболев, Д. С. Леонов [та ін.] // Успехи физ. мет. – 2011. – Т. 12, №1. – С. 1 – 155.
79. Кинетические параметры миграции атомов и релаксации рассеяния разного типа волн в упорядочивающемся сплаве ГЦК-Ni-Al / Д. С. Леонов, Т. М. Радченко, В. А. Татаренко, Ю. А. Куницкий // Металлофиз. новейшие технол. – 2007. – Т. 29, № 12. – С. 1587 – 1602.
80. Магнитные межатомные взаимодействия и упорядочение атомов в нестехиометрических сплавах Ni-Al типа L12 / В. А. Татаренко, В. В. Односум, Ю. Н. Коваль, Г. Е. Монастырский // Металлофиз. новейшие технол. – 2003. – Т. 25. – №9. – С. 1111 – 1131.
81. Маршалек М. Структурно-фазовое состояние двухслойных пленок Co/Cu и Co/Cr / М. Маршалек, С. И. Проценко, А. Н. Черноус // Тонкие пленки в оптике и электронике / М. Маршалек, С. И. Проценко, А.Н. Черноус. – Харків: ННЦ ХФТИ, 2003. – С. 205 – 208.
82. 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.
83. Федосюк В. М. Исследование перехода от мультислойных пленок к гранулированным в системе кобальт-медь / В. М. Федосюк, Х. П. Ривас, О. И. Касютич // ЖТФ. – 1997. – Т. 67, № 12. – С. 89 – 91.
84. Бібік В. В. Дослідження методом ВІМС взаємної дифузії атомів у тонкоплівковій системі Cr/Fe / В. В. Бібік, Л. В. Однодворець, І. О. Шпетний. // Вісник СумДУ. Серія Фізика, математика, механіка. – 2006. – № 9(93). – С. 91 – 95.
85. Структура, дифузійні процеси і магніторезистивні та електрофізичні властивості плівкових матеріалів: [монографія] / за заг. ред. проф. І. Ю. Проценка. – Суми: Вид-во СумДУ, 2007. – 197 с.
86. Структура и магнитные свойства отожженных пленок Co/Cu/Co / Л. А. Чеботкевич, Ю. Д. Воробьев, И. Н. Буркова [и др.] // ФММ. – 2000. – Т. 89, № 3. – С. 56 – 61.
87. Структурно-обусловленные особенности свойств гранулированных сред Co-Cu / В. О. Васьковский, Н. Н. Щёголева, В. Н. Лепаловский [и др.] // Известия вузов. Физика. – 2002. – Т. 45, № 12. – С. 35 – 42.
88. Structural and magnetic properties of Cu/Fe multilayers / D. W. Lee, D. H. Ryan, Z. Altounian [et al.] // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 59, № 10. – P. 7001 – 7009.
89. The lattice structure of antiferromagnetic  $\gamma$ -iron / P. Ehrhard, B. Schonfeld, H. H. Ettwig [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1980. – V. 22, № 1. – P. 79 – 85.
90. Interface structure and surface morphology of (Co, Fe, Ni)/Cu/Si(100) thin films / B. G. Demczyk, V. M. Naik, A. Lukaszew [et al.] // J. Appl. Phys. – 1996 – V. 80, № 9. – P. 5035 – 5038.
91. Кондрахова Д. М. Кристалічна структура і магнеторезистивні властивості плівкових систем на основі Fe і Cu / Д. М. Кондрахова, О. В. Синашенко, І. Ю. Проценка // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2011. – Т. 9, № 3. – С. 589 – 598.
92. Структурно-фазовий стан, стабільність інтерфейсів та електрофізичні властивості двошарових плівкових систем / С. І. Проценка, І. В. Чешко,

- Д. В. Великодний [та ін.] // Успехи физ. мет. – 2007. – Т. 8, №4 – С. 247 – 278.
93. Fedosyuk V. M. Study of electrolytically deposited Fe/Cu multilayers using Mossbauer effect / V. M. Fedosyuk, O. I. Kasyutich // *Funct. Mater.* – 1997. – V. 4, № 2. – P. 185 – 188.
94. Твердофазные диффузионные взаимодействия в многослойной тонкопленочной системе Cr/Cu/Ni при лазерном импульсном нагреве / М. М. Нищенко, М. А. Васильев, С. И. Сидоренко [и др.] // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2001. – Т. 23, №7. – С. 983 – 996.
95. Дифузійний ріст включень силіцидної фази  $Mn_4Si_7$  циліндричної форми в тонкоплівковій системі Mn – Si / С. І. Сидоренко, С. М. Волошко, О. П. Павлова, С. І. Конорев // *Матеріалознавство та машинобудування.* – 2010. – №2. – С. 93 – 99.
96. Проценко И. Е. Образование примесных фаз в тонких пленках металлов с ОЦК и ГПУ решеткой / И. Е. Проценко // *Получение и свойства тонких пленок.* – К. : ИПМ, 1977. – С. 195 – 204.
97. Dimensional impurity effects in a crystal structure of thin metal films / L. V. Odnodvoretz, N. I. Shumakova, E. P. Tkach, I. Yu. Protsenko // *J. Nano-Electron. Phys.* – 2009. – V. 1, № 1. – P. 25 – 36.
98. Проценко И.Е. Размерные примесные эффекты в тонких пленках переходных металлов / И.Е. Проценко // *Получение и свойства тонких пленок.* – К. : ИПМ, 1990. – С. 30 – 44.
99. Зміна параметра ґратки тонких плівок ванадію і хрому / М. Т. Гладких, О. І. Песін, І. Ю. Проценко, М. А. Чекарев // *УФЖ.* – 1973. – Т.18, №2. – С. 208 – 212.
100. Угасте Ю. Э. Исследование взаимной диффузии и эффекта Киркендалла в системе Co–Ni–Fe. III. Зависимость диффузионных параметров от начальных условий / Ю. Э. Угасте, А. А. Коденцов, Я. Приймац // *ФММ.* – 2010. – Т. 110, № 5. – С. 508 – 514.

101. Hrovat M. Characterization of thick resistor series for strain sensors / M. Hrovat, D. Belavic, Z. Samardzija // *J. Eur. Ceram. Soc.* – 2001. – V.21. – P. 2001 – 2004.
102. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакции / под ред. Дж. Поута, К. Ту, Дж. Мейера. – Москва: Мир, 1982. – 576 с.
103. Lefakis H. Low temperature interdiffusion in Cu/Ni thin films / H. Lefakis, J. F. Cain, P. S. Ho // *Thin Solid films.* – 1983. – V. 101, № 3. – P. 207 – 218.
104. Horvath J. Diffusion in nanocrystalline material / J. Horvath, R. Birringer, H. Gleiter // *Solid State Commun.* – 1987. – V. 62. – P. 319 – 322.
105. Gleiter H. Diffusion in nanostructured metals / H. Gleiter // *Phys. Stat. Sol. (b).* – 1992. – V. 172, № 1. – P. 41 – 51.
106. Gleiter H. Nanostructured Materials: State of the Art and Perspectives / H. Gleiter // *Z Metallkd.* – 1995. – V. 86, № 2. – P. 78 – 83.
107. Hoefler H. J. Diffusion of bismuth and gold in nanocrystalline copper / H. J. Hoefler, R. S. Averbach, H. Hahn // *J. Appl. Phys.* – 1993. – V. 74, № 6. – P. 3832 – 3839.
108. Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкостей / Я. И. Френкель. – Ленинград: Наука. – 1975. – 592 с.
109. Maier K. Self-diffusion in copper at «low» temperatures / K. Maier // *Phys. Stat. Sol. (a).* – 1977. – V. 44, № 2. – P. 567 – 576.
110. Generalized representation of grain boundary self-diffusion data / W. Gust, S. Mayera, A. Boegel, B. Predel // *J. Physique.* – 1985. – V. 49. – P. 537 – 544.
111. Investigation of self-diffusion in nanocrystalline copper by NMR / W. Dickenscheid, R. Birringerh, H. Gleiter [et al.] // *Solid State Commun.* – 1991. – V. 79, № 8. – P.683 – 686.
112. Diffusion in Condensed Matter / ed. P. Heitjans, J. Kärger. – Springer, 2005. – 965 p.
113. Hoefler H. J. Ph. D. Thesis / H. J. Hoefler // Universität des Saarlandes. Saarbruecken, 1991.
114. Diffusion of silver in nanocrystalline copper between 303 and 373 K / S. Schuhmacher, R. Birringer, R. Strauss, H. Gleiter // *Acta Metall.* – 1989. – V. 37.

- P. 2485 – 2488.
115. Зубарев Е. Н. Реакционная диффузия в наноразмерных слоистых системах металл/кремний / Е. Н. Зубарев // Успехи физических наук. –2011. – Т. 181, № 5. – С. 491 – 520.
116. Міненко́в О. О. Фазовий стан та дифузійна рухливість компонент нанорозмірних плівкових систем Ag – Pd, Cu – Ni і Ag – Ge: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: спец. 01.04.07 «Фізика твердого тіла» / О. О. Міненко́в. – Харків, 2016. – 19 с.
117. Interdiffusion in two-layer Pd/Ag films. I. The effects of interphase boundaries / V. M. Kosevich, A. N. Gladkikh, M. V. Karpovsky, V. N. Klimenko // Interface Sci. – 1994. – V. 2. – P. 247 – 261.
118. Paritskaya L. N. Size-Dependent Interdiffusion in Nanomaterials / L. N. Paritskaya, Yu. Kaganovskii, V. V Bogdanov // Solid State Phenomena. – 2005. – V. 101 – 102. – P. 123 – 130.
119. Baither D. Diffusion-induced recrystallization in silver-palladium layers / D. Baither, T. H. Kim, G. Schmitz // Scripta Materialia. – 2008. – V. 58, № 2. – P. 99 – 102.
120. Гегузин Я. Е. Диффузионная зона / Я. Е. Гегузин – М.: Наука, 1979. – 344 с.
121. Size Dependence of Diffusion Coefficient in Small Particles / S. P. Chizhik, N. T. Gladkikh, L. K. Grigor'eva, R. N. Kuklin // Fiz. Tverd. Tela. – 1984. – V. 26, № 5. – P. 1514 – 1517.
122. Triple junction and grain boundary diffusion in the Ni/Cu system / M. R. Chellali, Z. Balogh, L. Zheng, G. Schmitz // Scripta Materialia. – 2011. – V. 65. – P. 343 – 346.
123. An investigation of grain boundary diffusion and segregation of Ni in Cu in an electrodeposited Cu/Ni micro-multilayer system / B. P. Shu, L. Liu, Y. D. Deng [et al.] // Mater. Lett. – 2012. – V. 89. – P. 223 – 225.
124. Allmers T. Controlling Cu diffusion in Co films grown on Cu(001) / T. Allmers, M. Donath // Surface Sci. – 2011 – V. 605, № 21 – 22. – P. 1875 – 1880.
125. Fassbender J. Intermixing and growth kinetics of the first Co monolayers on Cu(001)

- / J. Fassbender, R. Allenspach, U. Dürig // *Surface Sci.* – 1997. – V. 383, № 2 – 3. – P. L742 – L748.
126. Ordered surface alloying of Co monolayers on Cu(001) / F. Nouvertné, U. May, A. Rampe [et al.] // *Surface Sci.* – 1999. – V. 436, № 1 – 3. – P. L653 – L660.
127. Fast interdiffusion in thin films: Scanning-tunneling-microscopy determination of surface diffusion through microscopic pinholes / A. K. Schmid, D. Atlan, H. Itoh [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V. 48, № 4. – P. 2855 – 2858.
128. Uenishi K. Mechanical alloying in the Fe–Cu system / K. Uenishi, K. F. Kobayashi, S. Z. Nasu // *Zeitschrift fur metallkunde.* – 1992. – V. 83. – P. 132 – 135.
129. Сынашенко О. В. Диффузионные процессы и интерфейсное рассеяние электронов в пленочных системах на основе Cu/Fe и Fe/Cr / О. В. Сынашенко, А. И. Салтыкова, И. Ю. Проценко // *Ж. нано- электрон. физ.* – 2009. – Т. 1, № 2. – С. 89 – 100.
130. Nanoscale diffusion in Pt/56Fe/57Fe thin-film system / A. Tynkova, G. L. Katona, G. Erdélyi [et al.] // *Thin Solid Films.* – 2015. – № 589. – P. 173 – 181.
131. Low-temperature interdiffusion and ordered phase formation of Au/Cu nanocrystalline thin films in the different atmospheres / A. Tynkova, S. I. Sidorenko, I. E. Kotenko [et al.] // *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* – 2014. – V. 36, № 12. – P. 1609 – 1619.
132. Formation of  $Cu_xAu_{1-x}$  phases by cold homogenization of Au/Cu nanocrystalline thin films / A. Tynkova, G. L. Katona, G. A. Langer [et al.] // *Beilstein Journal of Nanotechnology.* – 2014. – № 5. – P. 1491 – 1500.
133. Interdiffusion in Au(120 nm)/Ni(70 nm) thin films at the low-temperature annealing in the different atmospheres / A. Tynkova, S. Sidorenko, S. Voloshko [et al.] // *Vacuum.* – 2013. – № 87. – P. 69 – 74.
134. Моделирование процессов диффузии и упорядочения в тонкопленочной системе Au/Cu методом кинетики среднего поля / С. И. Сидоренко, С. М. Волошко, С. А. Замулко, А. А. Тинькова // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2013. – Т. 35, № 2. – С. 175 – 185.

135. Тинькова А. А. Вплив низькотемпературного відпалу на дифузійні зміни структури нанорозмірних плівкових систем Au/M, Ag/M, Pt/M (M – перехідний метал): автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. фіз.-мат. наук: спец. 05.16.01 «Матеріалознавство та термічна обробка металів» / А. А. Тинькова. – Київ, 2015. – 25 с.
136. Temperature effects in exchange-biased planar hall sensors for bioapplications / C. D. Damsgaard, B. T. Dalslet, S. C. Freitas [et al.] // *Sens. Actuat. A Phys.* – 2009. – V. 156. – P. 103–108.
137. Sahin T. Properties of electrodeposited CoFe/Cu multilayers: The effect of Cu layer thickness / T. Sahin, H. Kockar, M. Alper // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2015. – V. 373. – P. 128–133.
138. Эффект магнитосопротивления в полимерной нанокompозитной системе на основе ПЭ + Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> / А. М. Магеррамов, М. А. Рамазанов, П. Б. Агакишиева, М. А. Нуриев // *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології.* – 2011. – Т. 9, № 3. – С. 583–588.
139. Nanoparticle morphology in FeNi-Cu granular films with giant magnetoresistance / Changzheng Wang, Xiaoguang Xiao, Haiguan Hu [et al.] // *Phys. B.* – 2007. – V. 392. – P. 72–78.
140. Peng Ya. Microstructure and magnetic properties of Ag/Fe/Ag pseudo-sandwich nanogranular films / Ya. Peng, Y. Hu, Y. Li // *Chinese J. Chem. Phys.* – 2007. – V. 20. – P. 773–778.
141. Bruno P. Theory of interlayer exchange interactions in magnetic multilayers / P. Bruno // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1999. – V. 11, № 48. – P. 9403–9420.
142. Fullerton E. E. Spin-density-wave antiferromagnetism of Cr in Fe/Cr(001) superlattices / E. E. Fullerton, S. D. Bader, J. L. Robertson // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V. 77, № 7. – P. 1382–1385.
143. Magnetic and magnetoresistance studies of nanometric electrodeposited Co films and Co/Cu layered structures: Influence of magnetic layer thickness / S. Zsurzsa, L. Peter, L. F. Kiss, I. Bakonyi // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2017. – V. 421. – P. 194–206.

144. Schad R. Giant magnetoresistance in Fe/Cr superlattices with very thin Fe layers / R. Schad, C. D. Potter, P. Belien // *Appl. Phys. Lett.* – 1994. – V. 64, № 25. – P. 3500 – 3502.
145. Microscopic mechanisms of giant magnetoresistance multilayers / C. Vonille, A. Barthelemy, F. Elokani [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 54, № 21. – P. 15314 – 15329.
146. Layered magnetic structures: evidence for antiferromagnetic coupling of Fe layers across Cr interlayers / P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V. 57, № 19. – P. 2442 – 2445.
147. Domain observations on Fe/Cr/Fe layered structures. Evidence for a biquadratic coupling effect / M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert [et al.] // *Physica status solidi (a).* – 1991. – V. 125, № 2. – P. 635 – 656.
148. Magnetic anisotropies and exchange coupling in ultrathin fcc Co(001) structures / B. Heinrich, J.F. Cochran, M. Kowalewski [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, № 17. – P. 9348 – 9361.
149. Wang Y. Interlayer magnetic coupling in Fe/Cr multilayered structures / Y. Wang, P. M. Levy, J. L. Fry // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 65, № 21. – P. 2732 – 2735.
150. Quantum well theory of the exchange coupling in Co/Cu/Co(001) / J. Mathon, M. Villeret, R. B. Muniz [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74, № 18. – P. 3696 – 3699.
151. Enhanced magnetoresistance of ultrathin  $(\text{Au/Co})_n$  multilayers with perpendicular anisotropy / E. Velu, C. Dupas, D. Renard [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1988. – V. 37, № 1. – P. 668 – 671.
152. Parkin S. S. P. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr and Fe/Cr / S. S. P. Parkin, N. More, K. P. Roche // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 64, № 19. – P. 2304 – 2307.
153. Parkin S. S. P. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers grown on kapton / S. S. P. Parkin, K. P. Roche, T. Suzuki // *Jpn. J. Appl. Phys. Pt 2.* – 1992. – V. 31, № 9A. – P. L1246 – L1249.
154. Oscillatory interlayer coupling and giant magnetoresistance in Co/Cu multilayers /

- D. H. Mosca, F. Petroff, A. Fert [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1991. – V. 94, № 1 – 2. – P. L1 – L5.
155. Parkin S. S. P. Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers / S. S. P. Parkin, Z. G. Li, D. J. Smith // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – V. 58, № 23. – P. 2710 – 2712.
156. Anisotropy and magnetoresistance of Co/Cu/Co films / A. V. Ognev, A. S. Samardak, Yu. D. Vorobyev, L. A. Chebotkevich // *Phys. Low-Dimens. Struct.* – 2002. – № 7–8. – P. 27 – 31.
157. Oscillatory GMR in sputtered Fe/Ag multilayers / C. Yu, S. Li, M. Yan [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 140-144, № 2. – P. 561 – 562.
158. Oscillations of interlayer exchange coupling and giant magnetoresistance in (111) oriented permalloy/Au multilayers / S. S. P. Parkin, R. F. C. Farrow, R. F. Marks [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – V. 72, № 23. – P. 3718 – 372.
159. Parkin S. S. P. Oscillations in giant magnetoresistance and antiferromagnetic coupling in  $[\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}]_N$  multilayers / S. S. P. Parkin // *Appl. Phys. Lett.* – 1992. – V. 60, № 4. – P. 512 – 514.
160. Giant magnetoresistance in Ag/Co and Cu/Co multilayers with very thin Co layers / R. Loloee, P. A. Schroeder, Jr. Pratt [et al.] // *Physica. B.* – 1995. – V. 204, № 1–4. – P. 274 – 280.
161. Structure and oscillatory magnetoresistance of Co(hcp)/Cu sandwiches / N. Persat, A. Dinia, J. P. Jay [et al.] // *Thin Solid Films.* – 1996. – V. 275, № 1. – 2. – P. 115 – 118.
162. Interdiffusion in CoFe/Cu multilayers and its application to spin-valve structures for data storage / E. B. Svedberg, K. J. Howard, M. C. Bonsager [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94, № 2. – P. 1001 – 1006.
163. Christides C. J. Strong interplay between giant and anisotropic magnetoresistance observed in face-centered-cubic Co/Au multilayers between 5 and 280 K / C. J. Christides // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94, № 4. – P. 2516 – 2523.
164. Effect of interface intermixing on giant magnetoresistance in NiFe/Cu and



- Co/NiFe/Co/Cu multilayers / L. C. Nagamine, A. Biondo, L. G. Pereira [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94, № 9. – P. 5881 – 5890.
165. Liu Q. X. The role of nucleation in the evolution of giant magnetoresistance with layer thicknesses in electrodeposited Co-Cu/Cu multilayers / Q. X. Liu, L. Peter, J. Toth // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 280, № 1. – P. 60 – 74.
166. Origin of giant magnetoresistance contributions in electrodeposited Ni-Cu/Cu multilayers / I. Bakonyi, J. Toth, L. F. Kiss [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 269, № 2. – P. 156 – 167.
167. Microstructure and resistivity characterization of CuAu I superlattice formed in Cu/Au thin films / W. Zhang, S. H. Brongersma, Richard [et al.] // *J. Vac. Sci. Technol. B.* – 2004. – V. 22, № 6. – P. 2715 – 2718.
168. Structural, magnetic and magnetotransport properties of thermally evaporated Fe/Cu multilayers / K. Bouziane, M. Al-Busaidi, A. Gismelseed, A. Al-Rawas // *Phys. status solidi (c)*. – 2004. – V. 1, № 7. – P. 1740 – 1743.
169. Gijs M. A. M. Magnetoresistance study of Fe/Cr magnetic multilayers: Interpretation with the quantum model of giant magnetoresistance / M. A. M. Gijs, M. Okada // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 46, № 5. – P. 2908 – 2911.
170. Dieny B. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers / B. Dieny // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1994. – V. 136, № 3. – P. 355 – 359.
171. Kubota H. Anomalous temperature dependence of the giant magnetoresistance in Ni/Cu, Ni<sub>95</sub>Co<sub>5</sub>/Cu and Ni<sub>95</sub>Fe<sub>5</sub>/Cu multilayer films / H. Kubota, R. Sato, T. Miyazaki // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1997. – V. 167, № 1-2. – P. 12 – 20.
172. Аномальная температурная зависимость магнитосопротивления в мультислоях Co/Cu / П. Д. Ким, Д. Л. Халяпин, И. А. Турпанов [и др.] // *ФТТ.* – 2000. – Т. 42, № 9 – С. 1641 – 1643.
173. Fert A. Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys / A. Fert, I. A. Campbell // *J. Phys. F.: Metal. Phys.* – 1976. – V 6, № 5. – P. 849 – 873.
174. 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.

175. Stobiecki F. Multilayer structures with giant magnetoresistance/ F. Stobiecki, T. Stobiecki// *Acta Physica Polonica A.* – 2002. – V. 102, №1. – P. 95 – 108.
176. Effect of alloy formation processes in the Co-Cu system on the magnetic and magnetoresistance properties of multilayer Co/Cu films with ultrathin Co layers prepared by DC magnetron sputtering / D. L. Khalyapin, P. D. Kim, J. Kim [et al.] // *Phys. Solid State.* – 2010. – V.52, №.9. – P.1787 – 1796.
177. Vedyayev A. A unified theory of CIP and CPP giant magnetoresistance in magnetic sandwiches / A. Vedyayev, M. Chshiev, C. Cowache // *J. Magn. Magn. Matter.* – 1997. – V. 172. – P. 53 – 60.
178. Колесниченко Ю. А. Влияние спонтанной намагниченности на электропроводность металлических мультислоев на основе ферромагнетика / Ю. А. Колесниченко, Л. В. Дехтярук // *ФНТ.* – 1997. – Т. 23, № 9. – С. 936 – 945.
179. Шкурдода Ю. О. Ефект гігантського магнетоопору в магнетних надгратицях / Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2011. – Т. 33, № 1. – С. 29 – 44.
180. Ustinov V. V. Correlation between giant magnetoresistance and magnetization in metallic superlattices: a comparison of perpendicular and in-plane geometries / V. V. Ustinov, E. A. Kravtsov // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 148, № 1-2. – P. 307 – 308.
181. Stoeffer D. Interface roughness, magnetic moments, and couplings in  $(A)_m/(Cr)_n(001)$  superlattices ( $A = Fe, Co, Ni$ ) / D. Stoeffer, F. Gautier // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 44, № 18. – P. 10389 – 10392.
182. Influence of quantum effects on giant magnetoresistance for multilayer structures / X. H. Zeng, H. X. Chen, X. L. Xu [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2003. – V. 94, № 1. – P. 507 – 513.
183. Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers / B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V. 43, № 1. – P. 1297 – 1300.

184. Coehoorn R. Giant magnetoresistance and magnetic interactions in exchange-biased spin-valves / R. Coehoorn // K. H. J. Buschow (Ed.), Handbook of magnetic materials / R. Coehoorn. – Amsterdam: Elsevier B.V., 2003. – C. 1 – 199.
185. Nonoscillatory magnetoresistance in Co/Cu/Co layered structures with oscillatory coupling / V. S. Speriosu, B. Dieny, P. Humbert [et al.] // Phys. Rev. B. – 1991. – V. 44, № 10. – P. 5358 – 5361.
186. Giant magnetoresistance of magnetically soft sandwiches: Dependence of temperature and layer thicknesses/ B. Dieny, P. Humbert, V. S. Speriosu [et al.] // Phys. Rev. B. – 1992. – V. 45. – P. 806 – 814.
187. Giant magnetoresistance in electrodeposited Co-Cu/Cu multilayers: origin of the absence of oscillatory behavior / I. Bakonyi, P. Simon, B. G. Toth [et al.] // Phys. Rev. – 2009. – V. B79. – P. 174421/1 – 174421/13.
188. Seed layer characterization for PtMn bottom spin-filter spin valves/ C.-L. Lee, A. Devasahayam, M. Mao [et al.] // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 93, № 10. – P. 8406 – 8408.
189. Giant magnetoresistance and soft magnetic properties of Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu spin-valve structures/ Y. Kamiguchi, K. Saito, H. Iwasaki [et al.] // J. Appl. Phys. – 1996. – V.79, № 8. – P. 6399 – 6401.
190. Effect of material selection and background impurity on interface property and resulted CIP-GMR performance/ X. Peng, A. Morrone, K. Nikolaev [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2009. – V. 321. – P. 2902 – 2910.
191. Influence of microstructure on thermal stability of spin-valve multilayers/ A. Maesaka, N. Sugawara, A. Okabe, M. Itabashi // J. Appl. Phys. – 1998. – V. 83, № 12. – P. 7628 – 7634.
192. Pseudo spin-valve on plastic substrate as sensing elements of mechanical strain / B. Anwarzai, V. Ac, S. Luby [et al.] // Vacuum. – 2010. – V.84. – P. 108 – 110.
193. Pseudo spin-valve with different spacer thickness as sensing elements of mechanical strain / S. Luby, B. Anwarzai, V. Aê [et al.] // Vacuum.– 2012.– V. 86. – P. 718 – 720.

194. Change of coercivity of magnetic thin films with non-magnetic layers and applications to spin valve / B. Xiaofang, G. Liging, M. Xiaogan [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 268, № 3. – P. 321 – 325.
195. Лобода В. Б. Магнитосопротивление трехслойных структур NiFe/Cu(Ag)/Co / В. Б. Лобода, Ю.А. Шкурдода, В.А. Кравченко // *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка.* – 2007. – №2. – С. 67 – 73.
196. Structural and magnetic properties of TM–SiO<sub>2</sub> (TM = Fe, Co, Ni) films / L. M. Socolovsky, J. C. Denardin, A. L. Brandl [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2003. – V. 262. – P. 102 – 106.
197. Large magnetoresistance in Fe/MgO/FeCo(001) epitaxial tunnel junctions on GaAs(001) / M. Bowen, V. Cros, F. Petroff [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2001. – № 79. – P. 1655 – 1658.
198. 70% TMR at room temperature for SDT sandwich junctions with CoFeB as free and reference Layers / D. Wang, C. Nordman, J. Daughton [et al.] // *IEEE Trans. Magn.* – 2004. – V. 40, № 4. – P. 2269 – 2271.
199. Herzog G. Heat assisted spin torque switching of quasistable nanomagnets across a vacuum gap / G. Herzog, S. Krause, R. Wiesendanger // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – V. 96. – P. 102505 – 102506.
200. Mitani S. Spin-dependent tunneling phenomena in insulating granular systems / S. Mitani, H. Fujimori, S. Ohnuma // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1997. – V. 165. – P. 141 – 148.
201. Miyazaki T. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe junction / T. Miyazaki, N. Tezuka // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1995. – V. 139, № 3. – P. L231 – L234.
202. Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions / J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, R. Meservey // *Phys. Rev. Lett.* – 1995. – V. 74. – P. 3273 – 3276.
203. Spin-dependent tunneling conductance of Fe|MgO|Fe sandwiches / W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess, J. M. MacLaren // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 63. – P. 054416 – 054417.

204. Mathon J. Theory of tunneling magnetoresistance of an epitaxial Fe/MgO/Fe(001) junction / J. Mathon, A. Umerski // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 63. – P. 220403 – 220404.
205. Giant room-temperature magnetoresistance in single-crystal Fe/MgO/Fe magnetic tunnel junctions / S. Yuasa, T. Nagahama, A. Fukushima [et al.] // *Nat. Mater.* – 2004. – V. 3, № 12. – P. 868 – 871.
206. Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers / S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula [et al.] // *Nat. Mater.* – 2004. – V. 3, № 12. – P. 862 – 867.
207. Tunnel magnetoresistance of 604% at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature / S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V. 93, № 8. P. 082508 – 082509.
208. Giant magnetoresistance in heterogeneous Cu-Co alloys / A. E. Berkowitz, J. R. Mitchell, M. J. Carey [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 68. – P. 3745 – 3748.
209. Xiao J. Q. Giant magnetoresistance in nonmultilayer magnetic systems / J. Q. Xiao, J. S. Jiang, C. L. Chien // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 68. – P. 3749 – 3752.
210. Spin-dependent electronic transport in granular ferromagnets / A. Milner, A. Gerber, B. Groisman [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1996. – V. 76. – P. 475 – 478.
211. Проводимость, магнитосопротивление и эффект Холла в гранулированных пленках Fe/SiO<sub>2</sub> / Б. А. Аронзон, А. Е. Варфоломеев, Д. Ю. Ковалев [и др.] // *ФТТ.* – 1999. – Т. 41, № 6. – С. 944 – 950.
212. Neugebauer C. A. Electrical conduction mechanism in ultrathin, evaporated metal films / C. A. Neugebauer, M. B. Webb // *J. Appl. Phys.* – 1962. – V. 33, № 1. – P. 74 – 82.
213. Adkins C. J. Screened hopping conduction in ultrathin metal films / C. J. Adkins, E. G. Astrakharchik // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 1998. – V. 10, № 30. – P. 6651 – 6659.

214. Anomalous hopping exponents of ultrathin metal films / N. Markovi'c, C. Christiansen, D.E. Grupp [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2000. – V. 62. – P. 2195 – 2201.
215. Мостовеч Н. Полупроводниковые материалы / Н. Мостовеч, Б.В. Водар. – Москва, 1964. – 368 с.
216. Френкель Я. Релятивистская квантовая теория сложных частиц / Я. Френкель // *ЖЭТФ.* – 1946. – Т. 16, №4. – С. 316 – 325.
217. Slonczewski J. C. Conductance and exchange coupling of two ferromagnets separated by tunneling barrier / J. C. Slonczewski // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V. 39, № 10. – P. 6995 – 7002.
218. Мотт Н. Электронные процессы в ионных кристаллах / Н. Мотт, Р. Герни. – Москва, 1950. – 304 с.
219. Болтаев А. П. Влияние слабого электрического поля на проводимость в тонких металлических пленках / А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин // *ЖЭТФ.* – 2006. – Т. 130, № 3. – С. 500 – 505.
220. Болтаев А. П. Аномально высокая низкочастотная эффективная диэлектрическая проницаемость в системе металлических nanoостровов / А. П. Болтаев, Ф. А. Пудонин // *ЖЭТФ.* – 2008. – Т. 134, № 3. – С. 587 – 594.
221. Tunnel-MR and spin electronics in metal-nonmetal granular systems / S. Mitani, H. Fujimori, K. Takanashi, [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1999. – V. 198–199. – P. 179 –185.
222. Трусов Л. И. Островковые металлические пленки / Л. И. Трусов, В. А. Холмянский. – М.: Металлургия, 1973.
223. Emtage P. R. Schottky Emission Through Thin Insulating Films / P. R. Emtage, W. Trantrport // *Phys. Rev. Lett.* – 1962. – V. 8. – P. 267 – 269.
224. Morawe C. Structure and thermal stability of sputtered metal/oxide multilayers: The case of Co/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> / C. Morawe, H. Zabel // *J. Appl. Phys.* – 1995. – V. 77, №. 5. – P. 1969 – 1973.

225. Structural and magnetic properties of Co/face-centered-cubic Mn(001) multilayers / Q. Wang, N. Metoki, C. Morawe [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1995. – V. 78, № 3. – P. 1689 – 1696.
226. Magneto-optical Kerr effect in Fe<sub>21</sub>Ni<sub>79</sub> films on Si(100): Quantum behavior for film thicknesses below ~ 6nm / J. M. Talmadge, J. Gao, M. P. Riley [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – V. 84, № 21. – P. 4197 – 4200.
227. Peculiar magnetic and electrical properties near structural percolation in metal-insulator granular layers / J. B. Sousa, J. A. M. Santos, R. F. A. Silva [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2004. – V. 96, № 7. – P. 3861 – 3865.
228. Boltaev A. P. Structures for weak magnetic fields based multilayer systems of magnetic nanoislands / A. P. Boltaev, F. A. Pudonin // International conference «Functional Materials, ICFM-2007» / A. P. Boltaev, F. A. Pudonin. – Ukraine, Crimea, Partenit, 2007. – P. 46.
229. Design and Development of a Low-Cost Optical Current Sensor / J. Zubia, L. Casado, G. Aldabaldetrekú [et al.] // *Sensors.* – 2013. – V. 13. – P. 13584–13595.
230. Research and Experiments on a Unipolar Capacitive Voltage Sensor / Q. Zhou, W. He, S. Li, X. Hou // *Sensors.* – 2015. – V. 15. – P. 20678–20697.
231. A low-cost wireless voltage sensor for monitoring MV/HV utility assets / R. Moghe, A. R. Iyer, F. C. Lambert [et. al.] // *IEEE T. Smart Grid.* – 2014. – V. 5. – P. 2002–2009.
232. Xie F. Giant-Magnetoresistance-Based Galvanically Isolated Voltage and Current Measurements / F. Xie, R. Weiss, R. Weigel // *IEEE T. Instrum. Meas.* – 2015. – V. 64, № 8. – P. 2048–2054.
233. T. Wang, C. Lei, J. Lei, Z. Yang, Y. Zhou, *Appl. Phys. A* 109 (2012) 205
234. T. Wang, C. Lei, J. Lei, Z. Yang, Y. Zhou, *Microsyst. Technol.* 19 (2013) 1945
235. Tumanski S. Thin film magnetoresistive sensors / S. Tumanski. – Bristol and Philadelphia: IPP. – 2001. – 451 p.
236. Highly efficient current sensor built on a chip based on nanocrystalline NiFe/Cu/NiFe thin film / Vijay V. Kondalkar, Xiang Li, Sang Sik Yang, Keekeun Lee // *J. Industrial Eng. Chem.* – 2017. – V. 53 – P. 416 – 424.

237. Annealing temperature modes influence on properties of heterophase nanocomposites based on ceramics "glass - Ag-Pd" systems / Y. I. Lepikh, T. I. Lavrenova., T. N. Bugayova [et al.] // *Functional Mater.* – 2014. – V. 21, № 3. – P. 297 – 301.
238. Lepikh Y. I. A method for lowering the level of the backward radiation of a microwave horn radiator / Y. I. Lepikh, A. A. Karpenko // *J. Commun. Technol. Electron.* – 2015. – V. 60, № 4. – P. 341 – 344.
239. Structural-phase and electrophysical properties of nanocomposites based on the "glass-Ni<sub>3</sub>B" system, received by the cathode beam annealing / Y. I. Lepikh, T. I. Lavrenova, N. M. Sadovaja // *J. Nano- Electron. Phys.* – 2017. – V. 9, № 5. – P. 05005-1 – 05005-4.
240. Effect of grain size on magnetic properties and microstructure of Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> thin films / Y.-T. Chen, J.-Y. Tseng, T.-S. Sheu [et al.] // *Thin Solid Films.* – 2013. – V. 544. – P. 602 – 605.
241. Studies of anisotropic magnetoresistance and magnetic property of Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> ultra-thin films with the lower base vacuum / S. Wang, T. Gao, C. Wang, J. He // *J. Alloy. Compd.* – 2013. – V. 554. – P. 405 – 407.
242. Volmer M. Electrical and micromagnetic characterization of rotation sensors made from permalloy multilayered thin films / M. Volmer, J. Neamtu // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2010. – V. 322. – P. 1631 – 1634.
243. Y.-T. Chen Effect of grain size on nanomechanical property Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> thin film / Y.-T. Chen, C-W. Wu // *Intermetallics.* – 2013. – V. 34. – P. 89 – 93.
244. Effect of sputtering parameters and sample size on giant magnetoimpedance effect in NiFe and NiFe/Cu/NiFe films / L. Chen, Y. Zhou, C. Lei, Z.-M. Zhou // *Mater. Sci. Eng. B.* – 2010. – V. 172. – P. 101 – 107.
245. Магнеторезистивні та магнетооптичні властивості плівкових систем із можливим спін-залежним розсіянням електронів (огляд) / І. Ю. Проценко, І. В. Чешко, Л. В. Одноворець [и др.] // *Успехи физ мет.* – 2013. – Т. 14. – С. 229 – 255.



246. Marrows C. H. Impurity scattering from  $\delta$ -layer in giant magnetoresistance system / C. H. Marrows, B. I. Hickey // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 63, № 22. – P. 220405(1) – 220405(4).
247. Проценко І. Ю. Розмірний ефект в електропровідності двошарових полікристалічних плівок в умовах взаємної дифузії металів / І. Ю. Проценко, А. М. Черноус // *Вісник СумДУ.* –1994. – №1. – С. 19 – 25.
248. Butler W. H. Conductance and giant magnetoconductance of Co/Cu/Co spin valves: Experiment and theory / W. H. Butler, X.-G. Zhang, T. C. Schulthess // *Phys. Rev. A* – 1997. – V. 56, № 22. – P. 14574 – 14582.
249. Formation of microstructural defects in electrodeposited Co/Cu multilayer / D. Rafaja, C. Schimpf, V. Klemm [et al.] // *Acta Materialia.* – 2009. – V. 57, № 11. – P. 3211 – 3222.
250. Лабораторний практикум з фізичних основ вакуумної техніки: навч. посіб. / В. Б. Лобода, С. М. Хурсенко, Ю. О. Шкурдода [та ін.]; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2012. – 230 с.
251. Сучасні методи дослідження речовини. Спеціальний фізичний практикум: навч. посіб. / В. Б. Лобода, В. С. Іваній, Ю. О. Шкурдода [та ін.]; за заг. ред. доц. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2010. – 259 с.
252. Лобода В. Б. Структура та електропровідність нанокристалічних плівкових сплавів CoNi / В. Б. Лобода, В. О. Кравченко, Ю. О. Шкурдода // *Ж. нано- та електрон. фіз.* – 2009. – Т. 1, № 3. – С. 89 – 96.
253. Лобода В. Б. Фазовый состав и структура нанокристаллических пленочных сплавов CoNi / В. Б. Лобода, В. А. Кравченко, Ю. А. Шкурдода // *Металлофиз. новейшие технол.* – 2011. – Т. 33, № 6. – С. 747 – 755.
254. Костржицький А. И. Многокомпонентные вакуумные покрытия / А. И. Костржицький, О. В. Лебединский. – Москва: Машиностроение, 1987. – 208 с.
255. Технология тонких пленок: справочник: Т. 2. / под ред. Л. Майссела, Р. Гленга. – Москва: Сов. Радио, 1977. – 768 с.

256. Справочник оператора установок по нанесению покрытий в вакууме / А. И. Костржицкий, В. Ф. Карпов, М. П. Кабанченко, О. Н. Соловьева – Москва: Машиностроение, 1991. – 176 с.
257. Вакуумный универсальный пост ВУП-5М. Паспорт. – Книга 3. – Сумы: Selmi, 1993. – 67 с.
258. Взаимодействие излучение и частиц с конденсированным веществом / В. Н. Коломиец, И. Н. Кононенко, С. Н. Кравченко [и др.] // Металлофиз. новейшие технол. – 2016. – Т. 38, № 6. – С . 815 – 823.
259. Исследование пленочных структур методом РОР с высоким разрешением / А. Б. Крамченков, А. А. Дрозденко, М. И. Захарец [и др.] // Металлофиз. новейшие технол. – 2008. – Т. 30. – С . 153 – 158.
260. Mayer J. SIMNRA user's guide. Report IPP 9/113 / J. Mayer. – Garching: Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1997. – 219 p.
261. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия / Я. С. Уманский, Ю. А. Скаков, А. Н. Иванов [и др.]. – Москва: Металлургия, 1982. – 632 с.
262. Лабораторний практикум із фізичних основ мас-спектрометрії: навч. посіб. / В. Б. Лобода, О. Д. Погребняк, С. М. Хурсенко [та ін.]; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми: СумДУ, 2016. – 224 с.
263. Черепин В. Т. Ионный микрозондовый анализ/ В. Т. Черепин – Киев: Наукова думка, 1992. – 334 с.
264. Растровая электронная микроскопия и рентгеновский микроанализ / [пер. с англ. Д. Гоулдстейн, Д. Ньюбери, П. Эчлин и др.]. – Москва: Мир, 1984. – 303 с.
265. Микроанализ и растровая электронная микроскопия: пер. с франц. / под ред. Ф. Морис, Л. Мени, Р. Тиксье. – Москва: Металлургия, 1985. – 392 с.
266. Миронов В. Л. Основы сканирующей зондовой микроскопии / В. Л. Миронов – Нижний Новгород: Институт физики микроструктур, 2004. – 114 с.
267. Метрологічний аналіз та метрологічне забезпечення атомно-силової мікроскопії / Х. О. Надорожняк, Л. А. Витвицька, О. С. Литвин [та ін.] // Методи та прилади контролю якості: науково-технічний журнал. – 2011. – № 26. – С. 77 – 84.

268. An atomic-resolution atomic-force microscope implemented using an optical lever / S. Alexander, L. Hellemans, O. Marti [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1989. – V. 65, № 1. – P. 164 – 167.
269. Вонсовский С. В. Магнетизм / С. В. Вонсовский. – Москва: Наука, 1971. – 1032 с.
270. Коломієць В. М. Дифузійні процеси в тришарових плівкових зразках / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода, А. І. Салтикова // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2011», 12 – 14 квітня 2011 р.: тези доп. – Київ, 2011. – С. 160.
271. Коломієць В. М. Фазовий склад нанокристалічних тришарових плівок Co/Cu/Fe / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода, А. І. Салтикова, В. О. Кравченко // Матеріали II Наукового семінару «Сучасні проблеми наноелектроніки, 26 травня 2011 р.: тези доп. – Суми, 2011. – С. 21.
272. Structure and magnetoresistive properties of thee-layer film systems based on permalloy and copper / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, V. B. Loboda [et al.] // *J. Nano- Electron. Phys.* – 2016. – V. 8. – 02056-1 – 02056-6.
273. Тонкие пленки. – Харьков: ННЦ ХФТИ, ИПП «Контраст», 2007. – 262 с.
274. Тонкие пленки в электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2001. – 398 с.
275. Русаков А. А. Рентгенография металлов / А. А. Русаков – Москва: Атомиздат, 1977. – 480 с.
276. Проценко И. Е. Исследование структуры и электрофизических свойств пленок молибдена / И. Е. Проценко, А. В. Яременко // *Металлофизика.* – 1982. – Т.4, №1. – С. 71 – 75.
277. Майкова Є. Концентраційна залежність параметра ГЦК решітки в плівкових твердих розчинах на основі Со та Си, Au або Ag / Є. Майкова, І. Проценко, І. Чешко // Матеріали Міжнародної конференції ЕВРИКА-2007. – Львів: ЛНУ ім. Івана Франка, 2007. – С. 75.
278. Магніторезистивні властивості нанокристалічних плівок кобальту / Ю. О. Шкурдода, А. М. Черноус, В. О. Кравченко, В. Б. Лобода // *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології* – 2016. Т. 14, № 2. С. 293 – 307.

279. Influence of the surface morphology on the magnetoresistance of ultrathin films of ferromagnetic metals and their alloys / A. M. Chornous, Y. O. Shkurdoda, V. B. Loboda [et. al.]. // *Eur. Phys. J. Plus.* – 2017. – V. 132 – P. 58 – 63.
280. Кукушкин С. А. Процессы конденсации тонких пленок / С. А. Кукушкин, А. В. Осипов // *УФН.* – 1998. – Т. 168, № 10. – С.1083 – 1116.
281. Введение в физику поверхности / К. Оура, В. Г. Лифшиц, А. А. Саранин [и др.]. – Москва: Наука, 2006. – 490 с.
282. Непийко С. А. Физические свойства малых металлических частиц / С. А. Непийко. – 1985. – Київ: Наукова думка. – 246 с.
283. Влияние подслоя Cr на текстуру, магнитные и выходные параметры вакуумно-напыленных магнитных дисков с CoNi рабочим слоем / Л. И. Коссе, В. В. Зайцев, В. Г. Муненин [и др.] // *ФММ.* – 1992. – № 2. – С. 48 – 57.
284. Таблицы физических величин: справочник / под ред. акад. И. К. Кикоина. – Москва: Атомиздат, 1976. – 1008 с.
285. Лебедев А. Т. Масс-спектрометрия в органической химии / А. Т. Лебедев – Москва: БИНОМ, 2003. – 493 с.
286. Лобода В. Б. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем CoNi/Ag(Cu)/FeNi / В. Б. Лобода, В. О. Кравченко, Ю. О. Шкурдода // *Ж. нано- та електрон. фіз.* – 2009. – Т. 1, № 2. – С. 21 – 27.
287. Структура та гігантський магніторезистивний ефект у тришарових плівках FeNi/Cu/Co / А. Г. Басов, С. І. Воробйов, Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // *Ж. нано- та електрон. фіз.* – 2010. – Т. 2, № 3 – С. 78 – 86.
288. Вплив додаткових шарів Ni на структуру та магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Co та Cu / В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, В. М. Коломієць, Л. В. Дехтярук // *Ж. нано- та електрон. фіз.* – 2011. – Т. 3, № 2. – С. 27 – 35 .
289. Структура, дифузійні процеси та магніторезистивні властивості тришарових плівок Co/Ag/Co / В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, В. М. Коломієць [та ін.] // *Фізика і хімія твердого тіла.* – 2011. – Т. 12, № 4. – С. 917 – 922.

290. Структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в плівкових системах на основі Co, Cu та Cr / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // ФІП. – 2012. – Т. 10, № 4. – С. 397 – 402.
291. Електропровідність тришарових полікристалічних плівок Co/Ag(Cu)/Fe в умовах взаємодифузії атомів / С. М. Хурсенко, В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, В. М. Коломієць // Журнал нано- та електронної фізики. – 2014. – Т. 6, № 1. – С. 04032-1 – 04032-5
292. Neamtu J. Magnetoresistive properties and microstructure of NiFe thin films and NiFe(t)/Cu(s)/NiFe(t) multilayer films / J. Neamtu, M. Volmer, A. Coraci // Thin Solid Films. – 1999 – V. 343 – 344. – P. 218 – 221.
293. Исаков М. Г. Аномальный массоперенос в окрестностях границы раздела двух металлических сред / М. Г. Исаков, В. А. Карпельев // ФТТ. – 2001. – Т. 43, № 3. – С. 563 – 568.
294. Дифузійні процеси та інтерфейсне розсіювання електронів в багатошарових металевих плівках / І. М. Пазуха, С. І. Проценко, І. Ю. Проценко [та ін.] // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2006. – № 9(93). – С. 7 – 35.
295. Лобода В. Б. Структура и гальваномангнитные свойства трехслойных пленок Co/Cu/Co / В. Б. Лобода, Ю. А. Шкурдода, С. Н. Пирогова // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2004. – № 8(67). – С. 107 – 115.
296. Проценко И. Е. Тензочувствительность одно- и двухслойных пленок на основе Cr, Ni и Co / И. Е. Проценко, А. Н. Черноус // Металлофиз. новейшие технол. – 1994. – Т. 16, № 12. – С. 18 – 23.
297. Горбачева Т. Б. Рентгенография твердых сплавов / Т. Б. Горбачева – Москва: Металлургия, 1985. – 102 с.
298. Самсонов Г. В. Физико-химические свойства элементов / Г. В. Самсонов – Киев: Наукова думка, 1965. – 807 с.
299. Ротштейн В. П. Диаграммы состояния двойных металлических сплавов / В. П. Ротштейн. – Томск: Изд-во ТГПУ, 2009. – 72 с.
300. Ампилогов В. П. Рост и структура наноразмерных ориентированных гетероструктур с ограниченной взаимной растворимостью компонентов: автореф.

- дис. на соискание научн. степени канд. ф.-м. наук : спец. 01.04.07 «Физика твёрдого тела» / В. П. Ампилогов. – Воронеж, 2007. – 18 с.
301. Termoresistivity effect in thin films Fe and Cr/Fe / D. Dudets'kyi, O. Synashenko, L. Odnodvoret, I. Protsenko // Book of Abstracts Workshop on «Smoothing&Characterization of Magnetic Films for Advanced Devices». – 2007. – P.P-14.
302. Marszalek M. Correlation between crystal structure and electrophysical properties multilayers film systems on base of Co and Cu, Au or Ag / M. Marszalek, I. Cheshko, O. Synashenko, S. Protsenko // Book of Abstracts of Workshop on Smoothing and Characterization of Magnetic Films for Advanced Devices. – Krakow: AGH UST, 2007. – P.15.
303. Oksüzoglu R.M. Characterization of  $\text{Co}_{25}\text{Ag}_{75}$  and  $(\text{Co}_{90}\text{Al}_{10})_{28}\text{Ag}_{72}$  granular films by electron diffraction, high-resolution transmission electron microscopy and electron spectroscopic imaging / R. M. Oksüzoglu, T. E. Weirich, H. Fuess // J. Electron. Microscopy. – 2003. – V. 52, № 2. – P. 91 – 100.
304. Касютич О. И. Структура наноразмерных систем Co/Cu и механизм его формирования / О. И. Касютич, В. М. Федосюк, Т. А. Точицкий // Поверхность. – 2002. – № 3. – С. 34 – 41.
305. Энергетические характеристики структурной стабильности адатомов и ультрамалых кластеров Co на поверхности Cu(001) / Н. А. Леванов, Д. И. Бажанов, В. С. Степанюк [и др.] // Поверхность. – 2000. – № 9. – С. 69 – 72.
306. The temperatures' influence of substrate and annealing on a surface relief and diffusion in multilayer film systems / V. B. Loboda, A. I. Saltykova, V. M. Kolomiets [et al.] // Proceedings of the international conference «Nanomaterials: Applications and Properties-2013», 16-21 September 2013. – Alushta, 2013. – V. 2, № 1 – P. 01001(1) – 01001(3).
307. Низкотемпературная взаимная диффузия в тонкопленочной системе Cu-Ni / М. В. Белоус, С. М. Волошко, А. Д. Красюк [и др.] // Металлофизика. – 1986. – Т. 8, № 5. – С. 54 – 60.
308. Фізичні властивості нанокристалічних плівок Ni, Co, Fe, Cu, Ag, їх сплавів та

- багатошарових плівкових систем на їх основі: [монографія] / за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2013. – 309 с.
309. Pattanaik G. R. Structure and giant magnetoresistance in electrodeposited granular Cu-Co films / G. R. Pattanaik, S. C. Kashyap, D. K. Pandya // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2000. – V.219. – P.309 – 316.
310. Structural evolution during growth of electrodeposited Co-Cu/Cu multilayers with giant magnetoresistance / A. Cziraki, L. Peter, B. Arnold [et al.] // *Thin Solid Films.* – 2003. – V. 424. – P.229 – 238.
311. Buffer effect on GMR in thin Co/Cu multilayers / K. Bouziane, A. D. Al Rawas, M. Maaza, M. Mamor // *J. Alloy. Compd.* – 2006. – V. 414, № 1 – 2. – P. 42 – 47.
312. Interface intermixing and magnetoresistance in Co/Cu spin valves with uncoupled Co layers / M. M. H. Willekens, Th. G. S. M. Rijks, H. J. M. Swagten [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1995. – V. 78, № 12. – P. 3950 – 3956.
313. Салтыков С. Н. Влияние структуры пленок железа на поверхности Si (100) на их электросопротивление / С. Н. Салтыков // *Конденсированные среды и межфазные границы.* – 2012. – Т. 14, № 1. – С. 77 – 83.
314. Structural, magnetic and electrical properties of Fe/Cu/Fe films / P. J. Sadashivaiah, T. Sankarappa, T. Sujatha [et al.] // *Vacuum.* – 2010. – V. 85, № 3. – P. 466 – 473.
315. Shinjo T. Large magnetoresistance of field-induced giant ferromagnetic multilayers / T. Shinjo, H. Yamamoto // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1990. – V. 59, № 9. – P. 3061 – 3064.
316. Magnetoresistance of multilayers with two magnetic components / H. Yamamoto, T. Okuyama, H. Dohnomae [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1991. – V. 99 – P. 243 – 252.
317. Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures/ B. Dieny, V. S. Speriosu, S. Metin [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1991. – V. 69, № 8. – P. 4774 – 4779.
318. Effects of controlling Cu spacer inter-diffusion by diffusion barriers on the magnetic and electrical stability of GMR spin-valve devices / J. Jiang, D. G. Zeng, H. Ryu [et al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2010. – V. 322 – P. 1834 – 1840.

319. Kools J. C. S. Exchange-biased spin-valves for magnetic storage / J. C. S. Kools // IEEE T. Magn. – 1996. – V. 32, № 4. – P. 3165 – 3184.
320. Interlayer coupling and magnetoresistance of mnr-based spin valves: dependencies on deposition rate, spacer thickness, and temperature / J. M. Teixeira, J. O. Ventura, R. P. Fermento [et al.] // IEEE T. Magn. – 2007. – V. 43, № 5. – P. 3143 – 3145.
321. Магніторезистивний ефект та магнітні параметри нанокристалічних плівок на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода [та ін.] // Ж. нано- електрон. фіз. – 2012. – Т. 4, № 2. – С. 02014(1) – 02014(6).
322. Структура та магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових систем на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода [та ін.] // Металлофіз. новейшие технол. – 2012. – Т. 34, №8. – С. 1043 – 1055.
323. Магніторезистивні властивості плівок Co/Cu/Co з додатковим ультратонким шаром Cr / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода [та ін.] // Фізика і хімія твердого тіла. – 2013 – Т. 14, №1. – С. 197 – 201.
324. The influence of the concentration of components in magnetic layers on the magnetoresistive properties of three-layer film systems based on  $Fe_xNi_{1-x}$  and Cu / Y. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, Y. M. Shabelnyk, V. B. Loboda // J. Magn. Magn. Mater. – 2017. – V. 443. – P. 190 – 194.
325. Shkurdoda Y. O. The influence of structural and phase state on the magnetoresistive properties of film systems based on  $Fe_xNi_{100-x}$  and Cu / Y. O. Shkurdoda // J. Nano- Electron. Phys. – 2017. – V. 9, № 4. – P. 04008-1 – 04008-5.
326. Shkurdoda Y. O. Effect of thermomagnetic treatment on magnetoresistive properties of trilayer thin films based on  $Fe_xNi_{100-x}$  and Cu / Y. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous // Intermetallics. – 2018. – V. 93. – P. 1 – 5.
327. Вплив додаткових шарів Ni на ефект ГМО в плівках Co/Cu/Co / В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, В. М. Коломієць, Т. В. Хохлова // Матеріали та програма науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів та



- студентів факультету Електроніки та інформаційних технологій, 19 – 23 квітня 2010 р. – Суми, 2010. – С. 121.
328. Вплив термомагнітного відпалювання на ГМО мультишарових плівкових систем / В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, В. М. Коломієць [та ін.] // Матеріали міжнародної конференції студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2010», 19 – 21 травня 2010 р. – Львів, 2010. – С. 6.
329. AFM – exploration of film relief of surface Fe and Cu/Fe / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, Yu. O. Shkurdoda, S. G. Kulyk // Матеріали XIV Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем», 20–25 травня 2013 р.: тези доп. – Івано-Франківськ, 2013. – С. 399..
330. Вплив температури підкладки та термообробки на магніторезистивні властивості несиметричних систем Co/Cu/Fe/Pi / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода, С. Г. Кулик // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2013», 15 – 17 травня 2013 р. – Львів, 2013. – С. А 14.
331. Коломієць В. М. Магнітні та магніторезистивні властивості несиметричних плівкових систем Co/Cu/Fe/Pi / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода // Збірник тез конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2013» з міжнародною участю, 2 – 4 квітня 2013 р. – Київ, 2013. – С. 220.
332. Lytvynenko Ia. M. The effect of Co or Ag addition on magnetotransport and magnetic properties of Ni 80 Fe 20 thin films / Ia. M. Lytvynenko, I. M. Pazukha, V. V. Bibyk // Vacuum. – 2015. – V. 116. – P. 31 – 35.
333. Spin scattering in ferromagnetic thin films / M. Viret, D. Vignoles, D. Cole [et al.] // Phys. Rev. B. – 1996. – V. 53, № 13. – P. 8464 – 8468.
334. Магнитные и магнитоинтеристивные свойства плёнок ферромагнитных металлов / С. И. Воробьёв, Я. Н. Литвиненко, И. А. Шпетный [и др.] // Металлофиз. и новейшие технол. – 2015 – Т. 37, № 8. – С. 1049 – 1062.

335. Ткач Е. П. Магниторезистивные свойства мультислоёв Fe/Pd / Е. П. Ткач, Л. В. Одноворец, И. Е. Проценко // Наносистемы, наноматериалы, нанотехнологии. – 2012. – Т. 10, № 1. – Р. 69 – 76.
336. Болеста І. М. Фізика твердого тіла / І.М. Болеста. – Львів: ЛНУ ім. І. Франка, 2003. – 478 с.
337. Strain effect on magneto-optical and magnetic properties of film system based on Fe and Pt / I. V. Cheshko, Z. M. Makukha, L. V. Odnodvoretz [et al.]// Univ. J. Mater. Sci. – 2014. – V. 1(2). – P. 13 – 17.
338. Interpretation of the giant magnetoresistance effect in Co/Cu(100) multilayers with the quantum model of gaint magnetoresistance / S. K. J. Lenczowski, M. A. M. Gijs, J. B. Giesbers [et al.] // Phys. Rev. B. – 1994. – V. 50, № 14. – P. 9982 – 9988.
339. Parkin S. S. P. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures / S. S. P. Parkin // Annu. Rev. Mater. Sci. – 1995. – V. 25. – P. 357 – 388.
340. Camley R. E. Magnetic multilayers: spin configurations, excitations and giant magnetoresistance / R. E. Camley, R. L. Stamps // J. Phys.: Condens. Matter. – 1993. – V. 5. – P. 3727 – 3786.
341. Shkurdoda Yu. A. The effect of giant magnetoresistance in Co/Cu/Co structure / Yu. A. Shkurdoda, L. V. Dekhtyaruk, V. B. Loboda // Funct. Mater. – 2008. – V. 15, № 1. – P. 38 – 45.
342. Magnetic and magnetoresistance studies of nanometrically electrodeposited Co films and Co/Cu layered structures: influence of magnetic layer thickness / S. Zsurzsa, L. Péter, L. F. Kiss, I. Bakonyi // J. Magn. Magn. Mater. – 2017. – V. 421 – P. 194 – 206.
343. Effect of substrate temperature and insertion of layers on CoFe/Cu/NiFe spin valve trilayers / J. Yu, C. Yan, Y. Wang [et al.] // Mater. Sci. Eng. – 2001. – V. B87. – P. 169 – 172.
344. Zhou Z. The investigation of giant magnetoimpedance effect in meander NiFe/Cu/NiFe film / Z. Zhou, Y. Zhou, Y. Cao // J. Magn. Magn. Mater. – 2008. – V. 320 – P. e967 – e970.

345. Discrete deposition as a powerful tool to govern magnetoresistance of the doped manganite / A.I. Tovstolytkin, A.N. Pogorily, A.I. Matviyenko [et al.] films // *J. Appl. Phys.* – 2005. – Vol. 98, No. 4. – P. 043902-1 –043902-6.
346. Звездин К. А. Особенности перемагничивания трехслойных наноструктур / К. А Звездин // *ФТТ.* – 2000. – Т. 42, № 1. – С. 116 – 120.
347. Элементы гранулированного состояния в многослойных пленках Co/Cu / В. О. Васьковский, А. А. Ювченко, В. Н Лепаловский [и др.] // *ФММ.* – 2002. – Т. 93, № 3. – С. 43 – 49.
348. Тонкие ферромагнитные пленки: пер. с нем. / под ред. Р. В. Телеснина. – Москва: Мир, 1964. – 360 с.
349. Labrune M. Magnetization rotation in spin-valve multilayers / M. Labrune, J. C. S. Kools, A. Thiaville // *J. Magn. Magn. Mater.* – 1997. – V. 171, № 1. – 2. – P. 1 – 15.
350. Magnetotransport and domain structures in nanoscale NiFe/Cu/Co spin valve / L. Kond, Q. Pan, B Cui [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V. 85, № 8. – P. 5492 – 5494.
351. Спин-вентильные магниторезистивные структуры на основе многослойных пленок Co/Tb / А. В. Славов, П. А. Савин, Г. В. Курляндская [и др.] // *ЖТФ.* – 2002. – Т. 72, № 8. – С. 54 – 57.
352. 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.
353. Effect of sub-layer thickness on magnetic and giant magnetoresistance properties of Ni–Fe/Cu/Co/Cu multilayered nanowire arrays / H. Wang, B. Huang, H. Deng [et al.] // *Chinese J. Chem. Eng.* – 2015 – V. 123. – P. 107 – 112.
354. Чеботкевич Л.А. Структура и магнитная анизотропия пленок Co/Cu/Co / Л. А. Чеботкевич, А. В. Огнев, Б. Н. Грудин // *ФТТ.* –2004. – Т. 46, № 8. – С. 1449 – 1454.
355. Свиркова Н. Н. Влияние рассеяния электронов на межзеренных границах

- магнитных слоев на магниторезистивное отношение поликристаллического сэндвича при поперечном переносе заряда / Н. Н. Свиркова // ЖТФ. – 2004. – Т. 74, № 3. – С. 14 – 19.
356. Annealing effects and degradation mechanism of NiFe/Cu GMR multilayers / M. Hecker, D. Tietjen, H. Wendrock [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. – V. 247. – P. 62 – 69.
357. Giant magnetoresistance in Fe and Co based spin valve structures / M. Guth, G. Schmerber, A. Dinia [et al.] // Phys. Lett. A. – 2001. – V. 279, № 3. – P. 255 – 260.
358. Дехтярук Л. В. Гигантский магниторезистивный эффект в магнитоупорядоченных трехслойных пленках / Л. В. Дехтярук // Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка. – 2007. – № 2. – С. 120 – 126.
359. Effect of magnetic doping on the electronic states of Ni / K. N. Altmann, N. Gilman, J. Hayoz [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 87, № 13. – P. 137201 – 13720.
360. Scattering of conduction electrons in Fe( $t_x$ , Å)/Cr(10 Å) superlattices with ultrathin iron layers / I. D. Lobov, M. M. Kirillova, A. A. Makhnev [et al.] // Phys. Solid State. – 2014. – V. 56, № 3. – P. 505 – 510.
361. Microstructure, magnetic and transport properties of melt-spun Cu<sub>60</sub>(Ni<sub>0.8</sub>Fe<sub>0.2</sub>)<sub>40</sub> alloys / Y. K. Yang, L. H. Chen, Y. H. Chang, Y. D. Yao // J. Magn. Magn. Mater. – 1998. – V. 189. – P. 195 – 201.
362. Однодворець Л. В. Електрофізичні та магніторезистивні властивості плівкових матеріалів в умовах фазоутворення: монографія / Л. В. Однодворець, С. І. Проценко, А. М. Черноус; за заг. ред. проф. І.Ю. Проценка. – Суми: СумДУ, 2011. – 203 с.
363. Шумакова М. О. Про термічний коефіцієнт гігантського магнітоопору спінівентильних структур / М. О. Шумакова // Міжнародна конференція з теоретичної і експериментальної фізики ЕВРИКА-2012. – 2012. - Львів: ЛНУ. – С. D41.
364. Шкурдода Ю. О. Об'ємний та інтерфейсний механізми ефекту гігантського магнітоопору в багат шарових плівках / Ю. О. Шкурдода, А. Г. Басов,

- Л. В. Дехтярук / Матеріали 8-ї конференції молодих вчених та спеціалістів «Надтверді композиційні матеріали та покриття. Отримання, властивості». – Київ. – 2014. – С. 5-8.
365. Шкурдода Ю. А. Феноменологическая теория гигантского магниторезистивного эффекта в моно- и поликристаллическом сэндвиче / Ю. А. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // *Металлофизика и новейшие технологии*. – 2011. – Т. 33, № 2. – С. 149 – 159.
366. Mott N. F. Electrons in transition metals / N. F. Mott // *Adv. Phys.* – 1964. – V. 13 – P. 325 – 422.
367. Mathon J. Phenomenological theory of giant magnetoresistance / J. Mathon // *Spin Electronics* / J. Mathon. – Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2001. – P. 71.
368. Pippard A. B. The anomalous skin effect in anisotropic metals / A. B. Pippard // *Proc. Roy. Soc.* – 1954. – V. 224. – P. 273 – 282.
369. Fuchs K. The conductivity of thin metallic films according to the electron theory of metals / K. Fuchs // *Proc. Cambr. Phil. Soc.* – 1938. – V. A34, № 1. – P. 100 – 108.
370. Шкурдода Ю. О. Питома провідність тришарових полікристалічних плівок / Ю. О. Шкурдода, В. Б. Лобода, Л. В. Дехтярук // *Металлофиз. и новейшие технол.* – 2008. – Т. 30, № 3. – С. 295 – 309.
371. Анизотропия эффекта гигантского магнетосопротивления в магнитных сэндвичах / В. М. Коломієць, Ю. А. Шкурдода, Л. В. Дехтярук, В. Б. Лобода // *Збірник тез конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2010» з міжнародною участю, 5 – 7 жовтня 2010 р.* – Київ, 2010. – С. 133.
372. Анізотропія ефекта гігантського магнітоопору у тришарових плівках / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук, А. В. Карпенко, Н. Ф. Холявка // *Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2011», 18–20 травня 2011 р.: тези доп.* – Львів, 2011. – С. А 16.
373. Розрахунок параметрів асиметрії для анізотропного гігантського магнітоопору в сэндвічі / Ю. М. Шабельник, Ю. О. Шкурдода, А. Г. Басов,

- А. М. Черноус, Л. В. Дехтярук, А. П. Харченко // Збірник тез конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2018» (Київ, 4 – 6 квітня 2018 р.). – Київ, 2018. – С. 107–108.
374. Грановский А. Б. Анизотропия гигантского магнитосопротивления в магнитных многослойных структурах и гранулированных пленках / А. Б. Грановский, А. В. Ведяев, А. В. Калицов // ФТТ. – 1995. – Т. 37, № 2. – С. 337 – 343.
375. Квантово-статистический расчет спонтанной анизотропии гигантского магнитосопротивления в спин-вентильных сэндвичах / А. Б. Грановский, А. В. Ведяев, Б. Диени [и др.] // ФТТ. – 1996. – Т. 38, № 8. – С. 2471 – 2477.
376. The effect of giant magnetoresistance in three-layer nanocrystalline films Fe/Ag/Co / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, Yu. O. Shkurdoda, A. I. Saltykova, L. V. Dekhtyaruk // Матеріали XIII Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем», 16–21 травня 2011 р.: тези доп. – Івано-Франківськ, 2011. – С. 158.
377. Дифузійні процеси у тришарових плівкових зразках Co/Cu/Fe/П / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, Ю. О. Шкурдода, А. І. Салтикова // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Єврика – 2012», 19–12 квітня 2012 р.: тези доп. – Львів, 2012. – С. D 47.
378. Коломієць В. М. Розмірна залежність питомого опору та ТКО плівкових систем Co/Ag(Cu)/Fe/П / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода // Конференція молодих учених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2012», 3–5 квітня 2012 р.: тези доп. – Київ, 2012. – С. 157.
379. Шкурдода Ю. О. Дослідження магніторезистивних властивостей структур спін-вентильного типу / Ю. О. Шкурдода, В. О. Кравченко, Л. В. Дехтярук, С. О. Кульченко // Матеріали Міжнародної конференції «Єврика – 2015», 13 – 15 травня 2015 р.: тези доп. – Львів, 2015. – С. С19.
380. Effect of Ni Concentration in Soft Magnetic Layer on Isotropic Magnetoresistance of Three Layer Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> Films / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, D. I. Saltykov, D. O. Shuliarenko // Materials of XVI International

- conference «Physics and technology of thin films and nanosystems» (Ivano-Frankivsk, May 15 – 20, 2017 year). – Ivano-Frankivsk, 2017. – P. 308.
381. Дослідження стабільності магнітних характеристик тришарових плівкових систем на основі Co та Cu / В. Б. Лобода, Ю. О. Шкурдода, В. М. Коломієць // Матеріали XII конференції студентів, аспірантів та молодих вчених «Шевченківська весна» – Київ, 2014. – С. 149 – 150.
382. Magnetic Properties of Thin Film Systems Based on  $Fe_xNi_{100-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, V. S. Bosenko, A. M. Chornous, V. B. Loboda NAP-2017, v.6, № 2, 02NTF10 (4pp).
383. Lytvynenko Ia. M. Structural-phase state, magnetoresistive and magnetic properties of permalloy films / Ia. M. Lytvynenko, I. M. Pazukha, V. V. Bibyk // Metallofiz. Noveishie Tekhnol. – 2015. – V. 37, № 10. – P. 1001 – 1017.
384. Влияние кристаллической структуры и межслоевой обменной связи на коэрцитивную силу Co/Cu/Co – пленок / Л. А. Чеботкевич, Ю. Д. Воробьев, А. С. Самардак, А. В. Огнев // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 5. – С. 863 – 866.
385. Многоуровневое межслойное взаимодействие в слоистых пленочных структурах / В. О. Васьковский, П. А. Савин, В. Н. Лепаловский, А. А. Рязанцев // ФТТ. – 1997. – Т. 39, № 12. – С. 2191 – 2194.
386. Магниторезистивные и магнитные свойства мультислойных структур Co/Cu с переменным числом бислоев / С. Т. Рощенко, А. Г. Равлик, И. Г. Шипкова [и др.] // ФММ. – 2000. – Т. 90, № 3. – С. 58 – 64.
387. Magnetoresistance, magnetization and FMR study of Fe/Ag/Co multilayer film / C. Birlikseven, C Topacli, H. Z. Durusoy [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 1999. – V. 192, № 2 – P. 258 – 262.
388. Magneto-optical Kerr rotation on Fe-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> granular thin films / J. L. Dormann, D. Fiorani, F. Giammaria, F. Lucari // J. Appl. Phys. – 1991. V. 69, № 8. – P. 5130 – 5132.

389. Magnetic force microscopy observation of antivortex core with perpendicular magnetization in patterned thin film of permalloy / K. Shigeto, T. Okuno, K. Mibu [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V. 80, № 22. – P. 4190.
390. Villagomez R. Experimental measurements of the thickness dependence of the IR reflectance from Al quantum wells / R. Villagomez, O. Keller, F.A. Pudonin // *Phys. Lett. A.* – 1997. – V. 235, № 6. – P. 629 – 633.
391. Villagomez R. Infrared reflectivity and dielectric permeability of ultra-thin Cu and Al films / R. Villagomez, F. A. Pudonin, O. Keller // *Opt. Commun.* –1999. – V. 170, № 4 – 6. – P. 181 – 185.
392. Quantum size effects in the optical conductivity of ultrathin metal films / L. A. Kuzik, V. A. Yakovlev, F. A. Pudonin, G. Mattei // *Surface Sci.* –1996. –V. 361 – 362. – P. 882 – 885.
393. Baraduc C. Spintronic Phenomena: Giant Magnetoresistance, Tunnel Magnetoresistance and Spin Transfer Torque / C. Baraduc, M. Chshiev, B. Dieny // *Giant Magnetoresistance (GMR) Sensors. Smart Sensors, Measurement and Instrumentation.* – 2013. V. 6. – P. 1 – 30.
394. Belavic D. Vertical thick-film resistors as load sensors / D. Belavic, M. Hrovat, M. Pavlin // *J. Eur. Ceram. Soc.* – 2001. – V. 21. – P. 1989 – 1992.
395. A characterisation of thick film resistors for strain gauge applications / M. Hrovat, D. Belavic, Z. Samardzija, J. Holc // *J. Mater. Sci.* – 2001. – V. 36. – P. 2679 – 2689.
396. The influence of firing temperature on the electrical and microstructural characteristics of thick-film resistors for strain gauge applications / M. Hrovat, A. Bencan, D. Belavic [et al.] // *Sens. Actuat. A.* –2003. – V. 103. – P. 341 – 352.
397. Temperature effect on magnetoresistive properties of Fe and Co island films / A. M. Chornous, Y. O. Shkurdoda, V. B. Loboda, V. M. Kolomiets // *Ukr. J. Phys.* – 2017. – V. 62, №5. – P. 441 – 447.
398. Электропроводность сверхтонких пленок сплавов Co-Ni / В. Б. Лобода,



- В. А. Кравченко, Ю. А. Шкурдода, В. Н. Коломиец [и др.]// *Металлофиз. и новейшие технол.* – 2010 – Т.32, №6. – С. 765 – 773.
399. Шкурдода Ю. О. Розмірний ефект у питомій провідності сандвіча з монокристалічною структурою / Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології.* – 2010. – Т. 8, № 4. С. 29 – 44.
400. Кінетичні розмірні ефекти у багат шарових плівках з полікристалічною структурою / А. Г. Басов, Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук, А. М. Черноус // *Успехи физики металлов.* – 2010. – Т. 11. С. 461 – 508.
401. Борзяк П. Г. Электронные процессы в островковых металлических пленках / П. Г. Борзяк, Ю. А. Кулюпин. – Киев: Наукова думка, 1980. – 240 с.
402. Bedda M. Numerical approximation for transport parameters in the framework of multidimensional conduction models / M. Bedda, C. R. Richard, A. J. Tosser // *J. Mat. Sci.* – 1986. – V. 21. – P. 1495 – 1412.
403. Shkurdoda Y. O. Peculiarity of magnetoresistance of discontinuous ferromagnetic thin films / Y. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous, / *Int. J. Miner. Metall. Mater.* – 2017. – V. 24, № 12. – P. 1 – 5.
404. Influence of Annealing Temperature on Magnetoresistance of Ultrathin Fe and Co Films / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, V. B. Loboda, Yu. M. Shabelnyk, A. I. Saltykova, D. I. Saltykov, O. V. Kovalenko // *Proc. of Int. Conf. [«Nanomaterials: Applications and Properties»].* – Sumy, 2016. – V. 5, № 1, 01NTF09 (4pp).
405. Буравихин В. А. Практикум по магнетизму: уч. пособие / В. А. Буравихин, В. Н. Шелковников, В. П. Карабанова – М.: Высшая школа, 1979. – 197 с.
406. Жигалов В. С. Нанокристаллические пленки кобальта, полученные в условиях сверхбыстрой конденсации / В. С. Жигалов, Г. И. Фролов, Л. И. Квеглис // *ФТТ* – 1998. – Т. 40, № 11. – 2074 – 2079.
407. Спин-поляризованная токовая эмиссия в вакуум и переключение магнитного состояния тонких nanoостровковых пленок / Г. Д. Демин,

- Н. А. Дюжев, А. Ф. Попков [и др.] // Нано- и микросистемная техника. – 2014. – № 4. – С. 24 – 30.
408. New type magnetoresistance in Co/Si systems / S. Honda, T. Ishikawa, K. Takai [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. – 2005. V. 290 – 291. – P. 1063 – 1066.
409. Изотропное положительное магнитосопротивление наногранулированных композиционных материалов Co-Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub> / О. В. Стогней, А. В. Ситников, Ю. Е. Калинин и др.] // ФТТ. – 2007. – Т. 49, №1. – С. 158 – 164.
410. Магнитные свойства ультратонких пленок Ni / О. В. Снигирев, А. М. Тишин, С. А. Гудошников [и др.] // ФТТ – 1998. – Т. 40, № 9. – С. 1681 – 1685.
411. Магнитные свойства 3-d металлов / Г. И. Фролов, О. И. Багина, М. М. Завьялова, С. И. Равочкин // ЖТФ, 2008, т. 78, вып. 8, сс. 101-106.
412. Bean C. P. Superparamagnetism / C. P. Bean, J. D. Livingston // J. Appl. Phys. – 1959. – V. 30, № 4. – P. 120S – 129S.
413. Гомоюнова М. В. Формирование сверхтонких магнитных пленок кобальта на поверхности Si(111)7×7 / М. В. Гомоюнова, Г. С. Гребенюк, И. И. Пронин // ЖТФ – 2011. – Т. 81, №. 6. – С. 120 – 124.
414. Ростова перпендикулярная анизотропия гранул в наногранулярных ферромагнитных пленках Co–Al–O / А. А. Тимофеев, С. М. Рябченко, В. М. Калита [и др.] // ФТТ – 2011. – Т. 53. – С. 463 – 471.
415. Гранульовані магнітні матеріали / І. В. Золотухін, Ю. Є. Калінін, О. В. Стогней, та ін. // Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології. – 2004. – Т. 2, № 1. – С. 1 – 46.
416. Влияние беспорядка на границе раздела на процессы спиновзависимого туннелирования / И. Н. Марущенко, В. Н. Карпан, Н. А. Азаренков [и др.] // Вісник Харківського університету. Серія: фізична. – 2010. – № 916. – С. 111 – 116.

417. Хачатуров А. И. Влияние давления на дифференциальную проводимость туннельных контактов с ферромагнитным электродом / А. И. Хачатуров, В. П. Блощицкий, Т. А. Хачатурова // Физика и техника высоких давлений – 2012. – Т. 22, №3. – С. 63 – 68.
418. Koch R. Compressive Stress in Polycrystalline Volmer-Weber Films / R. Koch, Dongzhi Hu, A. K. Das // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 94. – P. 146101 – 146104.
419. Tunnel magnetoresistance and magnetic ordering in ion-beam sputtered  $\text{Co}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Al}_2\text{O}_3$  discontinuous multilayers / G. N. Kakazei, Yu. G. Pogorelov, A. M. L. Lopes [et al.] // J. Appl. Phys. – 2001. – V. 90, № 8. – P. 4044 – 4048.
420. Варфоломеев А. Е. Эффект большого положительного магнитосопротивления в слабых магнитных полях в металл-диэлектрических нанокompозитах / А. Е. Варфоломеев, М. В. Седова // ФТТ – 2003. – Т. 45, № 3. – С. 500 – 504.
421. Исследование магнитных свойств гранулярной системы  $\text{Co}_{0,6}(\text{Al}_2\text{O}_n)_{0,4}$  обладающей эффектом изотропного положительного магнитосопротивления / А. А. Тимофеев, С. М. Рябченко, А. Ф. Лозенко [и др.] // ФНТ – 2007. – Т. 33, № 11. – С. 1282 – 1297.
422. Инверсное магнитосопротивление в магнитных гранулированных композитах  $(\text{FeCoB})-(\text{Al}_2\text{O}_3)$  / А. С. Андреевко, В. А. Березовец, А. Б. Грановский [и др.] // ФТТ – 2003. – Т. 45, № 8. – С. 1446 – 1449.
423. Sankar S. Spin-dependent transport of Co-SiO<sub>2</sub> granular films approaching percolation / S. Sankar, A. E. Berkowitz, D. Smith // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 62, № 21. – P. 14273 – 14278.
424. Temperature dependence of magneto - transport in CoFe-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> granular films in the vicinity of the percolation threshold / А. Ya. Vovk, V. O. Golub, A. M. Pogoriliy [et al.] // Металлофизика и новейшие технологии. – 2002. – Т. 24, № 9. – С. 1277 – 1284.

425. Enhanced magnetoresistance in insulating granular systems: evidence for higher-order tunneling / S. Mitani, S. Takahashi, K. Takanashi [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 81, № 13. – P. 2799 – 2802.
426. Suna J. Z. Magnetoresistance and spin-transfer torque in magnetic tunnel junctions / J. Z. Suna, D. C. Ralph // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2008. – V. 320 – P. 1227 – 1237.
427. Room temperature tunneling magnetoresistance of electron beam deposited  $(\text{Co}_{50}\text{Fe}_{50})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  cermet granular films / A. Ya. Vovk, J.Q. Wang, J. He [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V. 91, № 12. – P. 10017 – 10021.
428. Structural and electrical properties of granular metal films/ B. Abeles, P. Sheng, M. D. Coutts, Y. Arie // *Adv. Phys.* – 1975. – V. 24, № 3. – P. 407 – 461.
429. Ростовая перпендикулярная анизотропия гранул в наногранулярных ферромагнитных пленках Co–Al–O / А. А. Тимофеев, С. М. Рябченко, В. М. Калита [и др.] // *ФТТ.* – 2011. – Т. 53, № 3. – С. 463 – 471.
430. Recording resolution and writability for (Co-Pt)-SiO<sub>2</sub>/Co-SiO<sub>2</sub> hard/soft-stacked granular perpendicular media / T. Shimatsu, Y. Inaba, S. Watanabe [et al.] // *IEEE Trans. Magn.* – 2007. – V. 43. – P. 2103 – 2105.
431. Perpendicular anisotropy in granular Co–Zr–O films / Y. Sun, W. Li, P. Dhagat, C. R. Sullivan // *J. Appl. Phys.* – 2005. – V. 97. – P. 10N301-1 – 10N301-3.
432. High coercivity and perpendicular anisotropy in Co–Cu granular films / N. A. Tuan, N. H. Luong, N. Chau [et al.] // *Physica B: Condens. Matter.* – 2003. – V. 327, № 2 – 4. – P. 400 – 403.
433. Influence of Particle Size Distribution in Cermet Nanocomposites on Magnetoresistance Sensitivity / C. J. O’Connor, V. O. Golub, A. Ya. Vovk [et al.] // *IEEE T. Magn.* – 2002. – V. 38, № 5. – P. 2631 – 2633.
434. Tunneling Magnetoresistance in Granular Cermet Films With Particle Size Distribution / A. Vovk, V. Golub, L. Malkinski [et. al.] // *J. Magn. Magn. Mater.* – 2004. – V. 272 – 276. Supplement 1. – P. e1403 – e1405.

435. Niklasson G. A. Optical properties and solar selectivity of coevaporated Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> composite films / G. A. Niklasson, C. G. Granqvist // J. Appl. Phys. – 1984. – V. 55, № 9. – P. 3382 – 3410.

**ДОДАТОК А**  
**СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ**

**1. Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати**

1. **Shkurdoda Yu. O.** Effect of thermomagnetic treatment on magnetoresistive properties of trilayer thin films based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous // *Intermetallics*. – 2018. – V. 93. – P. 1–5.
2. **Shkurdoda Yu. O.** Peculiarity of magnetoresistance of discontinuous ferromagnetic thin films / Yu. O. Shkurdoda, I. M. Pazukha, A. M. Chornous // *International Journal of Minerals, Metallurgy and Materials*. – 2017. – V. 24, № 12. – P. 1459–1463.
3. Influence of the surface morphology on the magnetoresistance of ultrathin films of ferromagnetic metals and their alloys / A. M. Chornous, **Yu. O. Shkurdoda**, V. B. Loboda, Y. M. Shabelnyk, V. O. Kravchenko // *European Physical Journal Plus*. – 2017. – V. 132. – P. 58–64.
4. Temperature effect on magnetoresistive properties of Fe and Co island films / A. M. Chornous, **Yu. O. Shkurdoda**, V. B. Loboda, V. M. Kolomiets // *Ukrainian Journal of Physics*. – 2017. – V. 62, № 5. – P. 441–447.
5. **Шкурдода Ю. О.** Вплив структурно-фазового стану на магніторезистивні властивості плівкових систем на основі  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$  та Cu / Ю. О. Шкурдода // *Журнал нано- та електронної фізики*. – 2017. – Т. 9, № 4. – С. 04008(5сс).
6. The influence of the concentration of components in magnetic layers on the magnetoresistive properties of three-layer film systems based on  $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$  and Cu / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, Y. M. Shabelnyk, V. B. Loboda // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2017. – V. 443. – P. 190–194.
7. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем на основі пермалою та міді / **Ю. О. Шкурдода**, А. М. Чорноус, В. Б. Лобода, Ю. М. Шабельник, В. О. Кравченко, Л. В. Дехтярук // *Журнал нано- та електронної фізики*. – 2016. – Т. 8, № 2. – P. 02056(6сс).

8. Електропровідність тришарових полікристалічних плівок Co/Ag(Cu)/Fe в умовах взаємодифузії атомів / С. М. Хурсенко, В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць // *Журнал нано- та електронної фізики*. – 2014. – Т. 6, № 1. – С. 04032 (5)
9. Магніторезистивні властивості плівок Co/Cu/Co з додатковим ультратонким шаром Cr / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. О. Кравченко, С. М. Хурсенко // *Фізика і хімія твердого тіла*. – 2013. – Т. 14, № 1. – С. 197–201.
10. Магніторезистивний ефект та магнітні параметри нанокристалічних плівок на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, В. О. Кравченко, Є. Г. Копанець // *Журнал нано- та електронної фізики*. – 2012. – Т. 4, № 2. – С. 02014(6).
11. Структура та магніторезистивні властивості нанокристалічних плівкових систем на основі Co, Fe, Ag та Cu / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, В. О. Кравченко, Л. В. Дехтярук // *Металлофізика и новейшие технологии*. – 2012. – Т. 34, № 8. – С. 1043–1055.
12. Структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в плівкових системах на основі Co, Cu та Cr / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук // *Фізична інженерія поверхні*. – 2012. – Т. 10, № 4. С. 397–402.
13. Вплив додаткових шарів Ni на структуру та магніторезистивні властивості плівкових систем на основі Co та Cu / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, Л. В. Дехтярук // *Журнал нано- та електронної фізики*. – 2011. – Т. 3, № 2. – С. 27–35.
14. **Шкурдода Ю. А.** Феноменологическая теория гигантского магниторезистивного эффекта в моно- и поликристаллическом сэндвиче / Ю. А. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // *Металлофізика и новейшие технологии*. – 2011. – Т. 33, № 2. – С. 149–159.
15. Структура, дифузійні процеси та магніторезистивні властивості тришарових плівок Co/Ag/Co / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, Є. Г. Копанець, Л. В. Дехтярук, А.І. Салтикова // *Фізика і хімія твердого тіла*. –

2011. – Т. 12, № 4. – С. 917–922.
16. Лобода В. Б. Фазовый состав и структура нанокристаллических пленочных сплавов CoNi / В. Б. Лобода, В. А. Кравченко, **Ю. А. Шкурдода** // *Металлофизика. и новейшие технологии.* – 2011. – Т. 33, № 6. – С. 747–755.
17. **Шкурдода Ю. О.** Эффект гігантського магнетопору в магнетних надгратицях / Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // *Металлофизика и новейшие технологии.* – 2011. – Т. 33, № 1. – С. 29–44.
18. **Шкурдода Ю. О.** Розмірний ефект у питомій провідності сандвіча з монокристалічною структурою / Ю. О. Шкурдода, Л. В. Дехтярук // *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології.* – 2010. – Т. 8, № 4. С. 29–44.
19. Структура та гігантський магніторезистивний ефект у тришарових плівках FeNi/Cu/Co / А. Г. Басов, С. І. Воробйов, **Ю. О. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук // *Журнал нано- та електронної фізики.* – 2010. – Т. 2, № 3. – С. 78–86.
20. Кінетичні розмірні ефекти у багатошарових плівках з полікристалічною структурою / А. Г. Басов, **Ю. О. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук, А. М. Черноус // *Успехи физики металлов.* – 2010. – Т. 11. С. 461–508.
21. Электропроводность сверхтонких пленок сплавов Co-Ni / В. Б. Лобода, В. А. Кравченко, **Ю. А. Шкурдода**, В. Н. Коломиец // *Металлофизика и новейшие технологии.* – 2010. – Т. 32, № 6. – С. 765–773.
22. Лобода В. Б. Структура та магніторезистивні властивості тришарових плівкових систем CoNi/Ag(Cu)/FeNi / В. Б. Лобода, В. О. Кравченко, **Ю. О. Шкурдода** // *Журнал нано- та електронної фізики.* – 2009. – Т. 1, № 2. – С. 21–27.
23. Лобода В. Б. Структура та електропровідність нанокристалічних плівкових сплавів CoNi / В. Б. Лобода, В. О. Кравченко, **Ю. О. Шкурдода** // *Журнал нано- та електронної фізики.* – 2009. – Т. 1, № 3 – С. 89–96.
24. Magnetic Properties of Thin Film Systems Based on Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> and Cu / **Yu. O. Shkurdoda**, I. M. Pazukha, V. S. Bosenko, A. M. Chornous, V. B. Loboda // *Proc. of Int. Conf. [«Nanomaterials: Applications and Properties»].* – Sumy, 2017. – № 2, 02NTF10 (4pp).



25. Influence of Annealing Temperature on Magnetoresistance of Ultrathin Fe and Co Films / **Yu. O. Shkurdoda**, A. M. Chornous, V. B. Loboda, Yu. M. Shabelnyk, A.I. Saltykova, D. I. Saltykov, O. V. Kovalenko // Proc. of Int. Conf. [«Nanomaterials: Applications and Properties»]. – Sumy, 2016. – V. 5, № 1, 01NTF09 (4pp).
26. The temperatures' influence of substrate and annealing on a surface relief and diffusion in multilayer film systems / V. B. Loboda, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova, V. M. Kolomiets // [«Nanomaterials: Applications and Properties»]. – Alushta, 2013. – V. 2, No 1, 01001 (401pp).
27. Фізичні властивості нанокристалічних плівок Ni, Co, Fe, Cu, Ag їх сплавів та багатошарових плівкових систем на їх основі: монографія / В. Б. Лобода, С. М. Хурсенко, **Ю. О. Шкурдода**, В. О. Кравченко, В. М. Коломієць, А І Салтикова // за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2013. – 309 с.

## 2. Наукові праці апробаційного характеру

28. Вплив додаткових шарів Ni на ефект ГМО в плівках Co/Cu/Co / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, Т. В. Хохлова // Матеріали та програма науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів та студентів факультету електроніки та інформаційних технологій, 19–23 квітня 2010 р.: тези доп. – Суми, 2010. – С. 121 (очна, виступ з доповіддю).
29. Вплив термомагнітного відпалювання на ГМО мультишарових плівкових систем / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, В. О. Кравченко, Т. В. Хохлова // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2010», 19–21 травня 2010 р.: тези доп. – Львів, 2010. – С. G 6 (заочна, публікація тез).
30. Анизотропія ефекта гігантського магнетосопротивлення в магнітних сандвичах / В. М. Коломієць, **Ю. А. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук, В. Б. Лобода // Конференція молодих учених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські

- читання – 2010», 5–7 жовтня 2010 р.: тези доп. – Київ, 2010. – С. 133 (очна, виступ з доповіддю).
31. The effect of giant magnetoresistance in three-layer nanocrystalline films Fe/Ag/Co / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, A. I. Saltykova, L. V. Dekhtyaruk // Матеріали XIII Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем», 16–21 травня 2011 р.: тези доп. – Івано-Франківськ, 2011. – С. 158 (заочна, публікація тез).
32. Дифузійні процеси в тришарових плівкових зразках / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, А. І. Салтикова // Конференція молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2011», 12–14 квітня 2011 р.: тези доп. – Київ, 2011. – С. 160 (заочна, публікація тез).
33. Анізотропія ефекта гігантського магнітоопору у тришарових плівках / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, Л. В. Дехтярук, А. В. Карпенко, Н. Ф. Холявка // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2011», 18–20 травня 2011 р.: тези доп. – Львів, 2011. – С. А 16 (очна, виступ з доповіддю).
34. Фазовий склад нанокристалічних тришарових плівок Co/Cu/Fe / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, А. І. Салтикова, В. О. Кравченко // Матеріали II наукового семінару «Сучасні проблеми наноелектроніки», 26 травня 2011 р.: тези доп. – Суми, 2011. – С. 21 (очна, виступ з доповіддю).
35. Дифузійні процеси у тришарових плівкових зразках Co/Cu/Fe/Π / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, А. І. Салтикова // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2012», 19–12 квітня 2012 р.: тези доп. – Львів, 2012. – С. D 47 (заочна, публікація тез).
36. Коломієць В. М. Розмірна залежність питомого опору та ТКО плівкових систем Co/Ag(Cu)/Fe/Π / В. М. Коломієць, В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода** // Конференція молодих учених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2012», 3–5 квітня 2012 р.: тези доп. – Київ, 2012. – С. 157 (заочна, публікація тез).

37. Вплив температури підкладки та подальшого відпалювання на ГМО тришарових плівок Co/Cu/Fe/П / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, С. М. Хурсенко // Матеріали та програма науково-технічної конференції «Фізика, електроніка, електротехніка», 22–27 квітня 2013 р.: тези доп. – Суми, 2013. – С. 116 (очна, виступ з доповіддю).
38. AFM – exploration of film relief of surface Fe and Cu/Fe / V. B. Loboda, V. M. Kolomiets, **Yu. O. Shkurdoda**, S. G. Kulyk // Матеріали XIV Міжнародної конференції «Фізика і технологія тонких плівок та наносистем», 20–25 травня 2013 р.: тези доп. – Івано-Франківськ, 2013. – С. 399 (очна, стендова доповідь).
39. Вплив температури підкладки та термообробки на магніторезистивні властивості несиметричних систем Co/Cu/Fe/П / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода**, С. Г. Кулик // Міжнародна конференція студентів і молодих науковців з теоретичної і експериментальної фізики «Еврика – 2013», 15–17 травня 2013 р.: тези доп. – Львів, 2013. – С. А 14 (заочна, публікація тез).
40. Лобода В. Б. Магнітні та магніторезистивні властивості несиметричних плівкових систем Co/Cu/Fe/П / В. Б. Лобода, В. М. Коломієць, **Ю. О. Шкурдода** // Збірник тез конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2013» за міжнародної участі, 2 – 4 квітня 2013 р.: тези доп. – Київ, 2013. – С. 220 (заочна, публікація тез).
41. Лобода В. Б. Дослідження стабільності магнітних характеристик тришарових плівкових систем на основі Co та Cu / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць // Матеріали XII конференції студентів, аспірантів та молодих вчених «Шевченківська весна». – Київ, 2014. – С. 149–150 (очна, виступ з доповіддю).
42. **Шкурдода Ю. О.** Об'ємний та інтерфейсний механізми ефекту гігантського магнітоопору в багатошарових плівках / Ю. О. Шкурдода, А. Г. Басов, Л. В. Дехтярук / Матеріали 8-ї конференції молодих вчених та спеціалістів «Надтверді композиційні матеріали та покриття. Отримання, властивості». – Київ, 2014. С. 5–8 (заочна, публікація тез).

43. Дослідження рельєфу поверхні плівок Fe Fe/Cu / В. Б. Лобода, **Ю. О. Шкурдода**, В. М. Коломієць, С. Г. Кулик // Матеріали конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2014» за міжнародної участі. – Київ, 2014. – С. А16 (заочна, публікація тез).
44. **Шкурдода Ю. О.** Дослідження магніторезистивних властивостей структур спін-вентильного типу / Ю. О. Шкурдода, В. О. Кравченко, Л. В. Дехтярук, С. О. Кульченко // Матеріали Міжнародної конференції «Еврика – 2015», 13 – 15 травня 2015 р.: тези доп. – Львів, 2015. – С. С19 (заочна, публікація тез).
45. Магнітоопір надтонких плівок сплаву CoNi / **Ю. О. Шкурдода**, А. М. Черноус, В. О. Кравченко, А. І. Салтикова // Матеріали конференції «Сучасні проблеми фізики металів і металічних систем», 25 – 27 травня 2016 р.: тези доп. – Київ, 2016. – С. 57 (заочна, публікація тез).
46. **Shkurdoda Yu. O.** Temperature dependence of tunnel magnetoresistance of ultrathin Fe films / Yu. O. Shkurdoda, A. M. Chornous, A. I. Saltykova // 4-та Міжнародна конференція «Нанотехнології та наноматеріали. НАНО-2016», 24 – 27 серпня 2016 р.: тези доп. – Львів, 2016. – С. 172 (заочна, публікація тез).
47. Effect of Ni Concentration in Soft Magnetic Layer on Isotropic Magnetoresistance of Three Layer Co/Cu/Fe<sub>x</sub>Ni<sub>100-x</sub> Films / **Yu. O. Shkurdoda**, A. M. Chornous, D. I. Saltykov, D. O. Shuliarenko // Materials of XVI International conference «Physics and technology of thin films and nanosystems», May 15 – 20 2017 year. – Ivano-Frankivsk, 2017. – P. 308 (заочна, публікація тез).
48. Influence of the surface morphology on the magnetoresistance of ultrathin Fe films / D. I. Saltykov, A. M. Chornous, **Yu. O. Shkurdoda**, Yu. M. Shabelnyk / 5-та Міжнародна конференція «Нанотехнології та наноматеріали. НАНО-2017», 23 – 24 серпня 2017 р.: тези доп. – Чернівці, 2017. – С. 272 (заочна, публікація тез).
49. Розрахунок параметрів асиметрії для анізотропного гігантського магнітоопору в сандвічі / Ю. М. Шабельник, **Ю. О. Шкурдода**, А. Г. Басов, А. М. Черноус, Л. В. Дехтярук, А. П. Харченко // Збірник тез конференції молодих вчених з фізики напівпровідників «Лашкарьовські читання – 2018», 4 – 6 квітня 2018 р.: тези доп. – Київ, 2018. – С. 107–108 (заочна, публікація тез).

### 3. Праці, які додатково відображають наукові результати

50. Сучасні методи дослідження речовини. Спеціальний фізичний практикум: навч. посіб. / В. Б. Лобода, В. С. Іваній, **Ю. О. Шкурдода**, В. С. Кшнякін, В. О. Кравченко, А І Салтикова, С. М. Хурсенко; за заг. ред. доц. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2010. – 259 с.
51. Лабораторний практикум з фізичних основ вакуумної техніки: навч. посіб. / В. Б. Лобода, С.М. Хурсенко, **Ю. О. Шкурдода**, А І Салтикова, В. О. Кравченко; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми: Університетська книга, 2012. – 230 с.
52. Лабораторний практикум із фізичних основ мас-спектрометрії: навч. посіб. / В. Б. Лобода, О. Д. Погребняк, С. М. Хурсенко, А І Салтикова, **Ю. О. Шкурдода**, В. О. Кравченко; за заг. ред. проф. В. Б. Лободи. – Суми: СумДУ, 2016. – 224 с.
53. Патент на корисну модель «Демонстраційний магніторезистивний датчик» / **Шкурдода Ю. О.** Кирик Г. В. Стадник О. Д. – № 117798 від 10.07.2017 р.
54. Свідоцтво про визнання відповідності педагогічним вимогам «Плівкові об'єкти для демонстрації і вивчення явища гігантського магнітоопору» / Лобода В. Б. **Шкурдода Ю. О.** Хурсенко С. М. Кравченко В. О. – № 06/029 від 24.06.2014 р.