

PACS numbers: 72.25.-b, 73.50.Jt, 75.70.Ak, 78.20.Ls, 85.70.Kh, 85.70.Sq, 85.75.-d

Магнеторезистивні та магнетооптичні властивості плівкових систем із можливим спін-залежним розсіянням електронів

І. Ю. Проценко, І. В. Чешко, Л. В. Однодворець, Д. М. Кондрахова,
О. В. Пилипенко, Ю. М. Шабельник, О. В. Власенко

*Сумський державний університет,
вул. Римського-Корсакова, 2,
40007 Суми, Україна*

Представлено експериментальні результати дослідження магнеторезистивних та магнетооптичних властивостей матеріалів, в яких може реалізуватися спін-залежне розсіяння електронів, у вигляді плівкових систем на основі магнетних (Co і Fe) та немагнетних (Cu, Ag, Au, Cr, Pt, Pd і Ge) елементів. Показано, що, залежно від ступеня розчинності атомів, у приладових структурах на їх основі у вигляді мультишарів, спін-клапанних або гранульованих систем проявляються різні особливості процесів перемагнетування, магнетоопору та магнетооптичного Керрового ефекту.

Experimental findings of investigation of magnetoresistive and magneto-optical properties of materials, in which the spin-dependent electron scattering can be implemented in the film magnetic Co- and Fe-based systems as well as nonmagnetic Cu-, Ag-, Au-, Cr-, Pt-, Pd-, and Ge-based ones are presented. As shown, depending on atomic solubility degree, in device systems such as multilayers, spin-valves or granular systems, the different features of remagnetization processes, magnetoresistance, and magneto-optical Kerr effect manifest themselves.

Представлены экспериментальные результаты исследования магнеторезистивных и магнетооптических свойств материалов, в которых возможна реализация спин-зависимого рассеяния электронов, в виде плёночных систем на основе магнитных (Co и Fe) и немагнитных (Cu, Ag, Au, Cr, Pt, Pd и Ge) элементов. Показано, что в зависимости от степени растворимости атомов в приборных структурах на их основе в виде мультислоёв, спин-клапаных или гранулированных систем проявляются разные особенности процессов перемагничивания, магнитосопротивления и магнетооптического эффекта Керра.

Ключові слова: наномасштабні плівкові системи, мультишари, спін-клапан, магнетоопір, магнетна анізотропія, магнетооптичний Керрів ефект.

(Отримано 26 лютого 2013 р.)

1. ВСТУП

Вивчення властивостей тонких феромагнетних плівок стало актуальним з появою магнетних носіїв інформації у першій половині минулого століття. Як результат теоретичних та експериментальних досліджень, сформувалися основи фізики тонких магнетних плівок (див., наприклад, [1]). Але зі стрімким розвитком технологій почали проявлятися основні недоліки використання плівок на основі 3d-металів, а саме, обмеження в щільності запису інформації, мала швидкодія і т.д. Новий етап інтенсивних досліджень властивостей магнетних плівок розпочався в 1980-х роках з відкриттям анізотропного магнетоопору і, згодом, гігантського магнетоопору [2]. Особливістю цих досліджень став інтерес до багатошарових плівкових систем на основі магнетних і немагнетних компонентів, що чергуються або змішуються, у вигляді мультишарів чи гранульованих стопів. Згодом такі структури одержали узагальнену назву матеріалів зі спін-залежним розсіюванням електронів, а початок 2000-х років ознаменувався появою нового напрямку розвитку електроніки — спінтроніки. Саме потреби стрімкого розвитку даного напрямку виявили цілу низку нових невирішених задач у фізиці магнетних тонких плівок.

По-перше, оскільки елементи спінтроніки функціонують під дією зовнішніх магнетних полів, виникла потреба у нових швидкодіючих та високоточних датчиках магнетних полів різних діапазонів. По-друге, вже існуючі функціональні елементи мають ряд недоліків, що обумовлені їхньою нестабільністю під впливом зовнішніх фізичних полів.

Для вирішення цих питань постійно з'являються пропозиції застосування принципово нових магнетних матеріалів, таких як супермолекулярних, графенових, на основі магнетних напівпровідників, наночастинок і т.д. Звісно, ці матеріали набагато складніші за звичайні феромагнетні плівки з точки зору їх виробництва та застосування. Тому не дивно, що все-таки основними функціональними елементами спінтроніки залишаються спін-клапани у вигляді тонкоплівкових багатошарових структур на основі матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів, а саме, на основі магнетних (Co, Fe, NiFe) і немагнетних (Cu, Ag, Au, Pt або Pd) металів.

У даній роботі представлено експериментальні результати вивчення магнеторезистивних, магнетооптичних властивостей і пов'язаних з ними особливостей кристалічної структури та фазового складу багатошарових плівкових систем у вигляді як уже класичних комбінацій магнетних і немагнетних компонентів Cu/Co та

Fe/Cr, так і ще нетрадиційних, таких як Fe/Cu, Fe/Ag, Co/Cr та ін.

2. МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Процеси спін-залежного розсіювання електронів у приладових структурах спінтроніки протікають у площині меж поділу окремих магнетних і немагнетних шарів. Тому властивості усієї багатошарової плівкової системи залежать від методу її одержання та особливостей формування меж поділу між шарами. Так, відомо, що у мультишарах на основі ультратонких магнетних і немагнетних шарів при повільній конденсації утворюються суперґратниці, а застосування швидкого термічного осадження призводить до утворення твердих розчинів в тих же системах. Магнетні властивості таких утворень будуть різнитися суттєво.

В роботі представлено експериментальні результати вивчення властивостей мультишарів, що були одержані із швидкостями осадження $\omega \cong 0,1\text{--}3$ нм/с. При такому режимі конденсації та наступній температурній обробці вдається сформувати плівкові системи з різними структурними особливостями. Двокомпонентні гранульовані стопи можна одержати двома методами. Традиційним став метод одночасної конденсації з двох джерел ($Me_1 + Me_2/P$), який у роботі був використаний для одержання гранульованих стопів на основі Fe і Ag. У інший спосіб одержати гранульований стан плівкових зразків можна використовуючи методику пошарової конденсації ($Me_2/Me_1/P$) з подальшим термовідпалом, яку було використано для систем на основі Co і Ag (детальніше див. [3]). Процес вакуумного відпалювання плівкових систем до різних температур відпалювання (400–950 К) відбувався з постійною швидкістю нагрівання–охолодження 2 К/хв. та ізотермічним відпалюванням при заданій температурі протягом 15 хвилин. Особливо підкреслимо, що при таких методах формування вказаних типів плівкових систем, у них можлива реалізація магнетоопору (МО), анізотропного магнетоопору (АМО) та ефекту гігантського магнетоопору (ГМО). Щоб уникати впливу структури підкладки на структуру досліджуваних плівок і, як наслідок цього, наприклад, на її магнетну анізотропію, як підкладки використовувалися пластини кремнію із природним шаром оксиду.

Дослідження магнеторезистивних властивостей проводилося за кімнатної температури з використанням чотироточкової схеми у зовнішньому магнетному полі від 0 до 600 мТл. При цьому струм був направлений паралельно площині зразка, а мірювання магнетоопору проводилися у трьох геометріях — поздовжній (лінії магнетної індукції \mathbf{B} направлені вздовж напрямку протікання струму), поперечній (лінії \mathbf{B} направлені перпендикулярно до лінії протікання струму) та перпендикулярній (лінії \mathbf{B} перпендикулярні площині

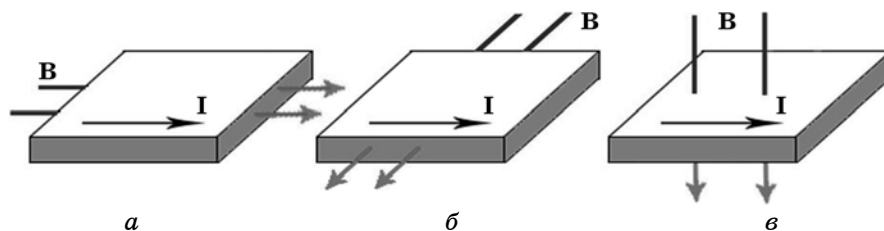


Рис. 1. Схеми поздовжньої (а), поперечної (б) та перпендикулярної (в) геометрії мірювання магнетоопору.

зразка). Схеми геометрій мірювання представлено на рис. 1. Величина магнетоопору визначалася за співвідношенням

$$MO = \frac{R_B - R_{B_{\max}}}{R_{B_{\max}}} = \frac{\Delta R}{R_{B_{\max}}},$$

де R_B — опір плівкового зразка в зовнішньому магнетному полі, $R_{B_{\max}}$ — електричний опір при максимальному значенні індукції магнетного поля. У випадку плівкової системи на основі Fe і Pd величина магнетоопору розраховувалася за подібним співвідношенням $MO = \Delta R/R_0 = (R_B - R_0)/R_0$, де R_0 — опір плівки при відсутності зовнішнього магнетного поля. Розрахунок анізотропного магнетоопору, як і в роботі [4], здійснювався за співвідношенням $AMO = 3\Delta R/(R_{\parallel} + 2R_{\perp})$, де R_{\parallel} і R_{\perp} — значення опору плівки при поздовжній і перпендикулярній геометріях мірювання МО.

Магнетооптичні властивості плівкових зразків досліджено за методом екваторіального Керрового ефекту. У роботі представлено й результати дослідження процесів перемагнетування зразків, що були одержані за допомогою вібраційного магнетометра VSM-7312.

3. МАГНЕТОРЕЗИСТИВНІ І МАГНЕТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ З РІЗНИМ СТУПЕНЕМ РОЗЧИННОСТІ

3.1. Особливості структурно-фазового стану плівкових матеріалів із можливим спін-залежним розсіюванням електронів

При встановленні причин прояву тих чи інших магнетних властивостей плівкових систем із можливим спін-залежним розсіюванням електронів важливо вивчити фазовий склад усієї системи в цілому та особливості реалізації магнетної взаємодії між окремими магнетними шарами. Як показують дослідження кристалічної структури у плівкових системах на основі Co і Fe та Cu, Au, Pt, Ag або Ge, ре-

лізується декілька можливих структурно-фазових станів у залежності від ступеня розчинності компонентів [3]. У серії робіт [3–10] показано можливість утворення метастабільних твердих розчинів (т.р.) майже у всіх випадках вказаних поєднань магнетний–немагнетний метал. Формування метастабільного т.р. (Cu, Co) відбувається в системі Co/Cu вже в процесі конденсації. Як показано в [6], у системі Fe/Cr на стадії конденсації теж відбувається утворення т.р. (α -Fe, Cr), який, на відміну від т.р. (Cu, Co) термічно стабільний. У таких системах як Au/Co, Co/Ag, Fe/Cu спостерігається утворення обмежених твердих розчинів. У роботі [7] повідомляється про можливість утворення в мультишарових плівкових системах на основі фрагментів Fe/Cu т.р. (Cu, Fe) на основі ГЦК-ґратниці Cu (при товщинах шарів $d_{\text{Fe}} \leq 1,5$ нм) або ОЦК-ґратниці Fe (в інтервалі товщин 1,5 < $d_{\text{Fe}} \leq 2$ нм). У циклі робіт [8, 9] встановлено умови аналогічного утворення т.р. в системах на основі Au і Co та Ag і Co, що починається при $T_{\text{в}} \cong 700$ К, причому, поряд з утворенням т.р., спостерігається виділення наноґранул Co.

У системах на основі Fe і Pd відбувається утворення упорядкованої ГЦК-фази $L1_0$ в інтервалі температур 620–780 К. Аналогічне упорядкування цієї фази також спостерігається для системи на основі Fe і Pt при температурах вище 810 К у залежності від загальної концентрації компонентів, що показано у роботах [10, 11].

Згідно з діаграмою стану Ag–Fe для масивних зразків [12] взаємна розчинність компонентів дуже обмежена у відповідності із правилом Юм-Розері. Але при переході до плівкових матеріалів, як буде показано у підрозд. 3.3, можлива стабілізація ґранульованого стану на основі метастабільного т.р. (Ag, Fe) або ґратниці Ag. У системах на основі Co і Au, Ag чи Cu немагнетний компонент має ГЦК-тип ґратниці, і хоча Co має дві модифікації — низькотемпературну ГЦП та високотемпературну ГЦК, це не впливає на стабілізацію т.р. на основі Au чи Ag.

У даній роботі наведено результати експериментальних досліджень магнеторезистивних і магнетооптичних властивостей у всіх цих перерахованих приладових структурах на стадії збереження індивідуальності окремих шарів, на всіх етапах формування т.р., після процесу їх часткового розпаду та стабілізації ґранульованого стану магнетного компонента. Такі системні дослідження магнетних властивостей плівкових систем із можливим спін-залежним розсіюванням електронів дозволять внести ясність у розуміння проблеми формування плівкових багатошарових структур із наперед заданими властивостями.

3.2. Анізотропія магнетних властивостей

У різних літературних джерелах (див., наприклад, [13]) повідомля-

ється, що у полікристалічних феромагнетних плівках Co і Fe спостерігається анізотропія їх магнетних характеристик. Це підтверджують і проведені нами дослідження на прикладі плівок Co. Ця анізотропія структурно-чутлива і сильно змінюється як від товщини зразка, так і температури термічної обробки. На рисунку 2 наведено дані анізотропії коерцитивної сили B_c одношарових плівок Co(40)/П (тут і далі по тексту П — підкладка, а в дужках вказана товщина в нм), що були одержані методом поздовжнього магнетооптичного Керрового ефекту (МОКЕ) при різній орієнтації зразків у магнетному полі в площині плівки.

Максимальна анізотропія спостерігається при температурах відпалювання (400–600 К), що можна пояснити особливостями зміни кристалічної структури одношарових плівок Co. На початковій стадії, при відносно низьких температурах, у плівках Co починається процес заліковування дефектів. Це призводить до покращення доменної структури плівки, що виражається у збільшенні магнетної анізотропії зразка. Але середній розмір кристалітів суттєво не змінюється. Значні зміни у структурі можна спостерігати при

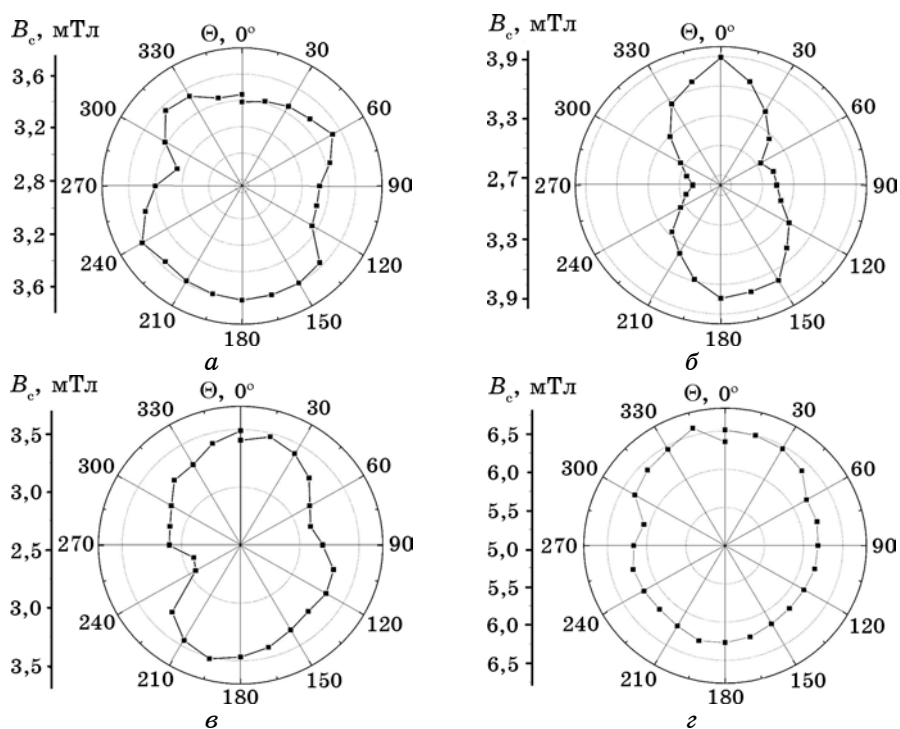


Рис. 2. Залежності коерцитивної сили B_c одношарової плівки Co(40)/П від кута повороту зразка Θ за різних температур відпалу: 300 К (а), 450 К (б), 600 К (в) та 900 К (г) [14].

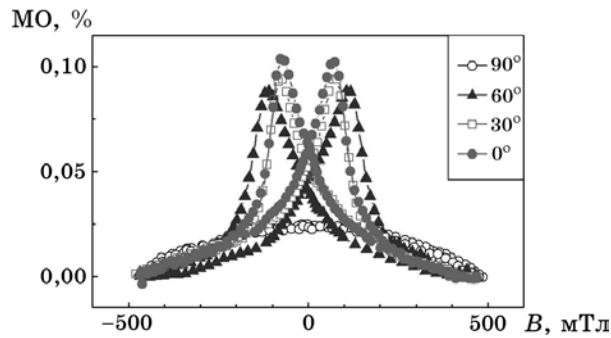


Рис. 3. МО тришарової системи Ag(5)/Fe(10)/Ag(5)/П за різних кутів мірювання.

температурах в інтервалі 600–700 К, коли відбувається процес поліморфного переходу ГЦП-Co→ГЦК-Co, що супроводжується збільшенням середнього розміру кристалітів і коерцитивності та втратою вираженої магнетної анізотропії, що було показано в [15].

В одношарових феромагнетних плівках проявляють себе механізми виникнення магнетної анізотропії конденсаційного і термостимульованого походження (рис. 2, б). Вказані механізми анізотропії характеризуються амплітудою та кутовою дисперсією. Локальна анізотропія в полікристалічних плівках визначаються одноосною, локальною кристалографічною та анізотропією мікронапружень.

На відміну від одношарових плівок у багатошарових плівкових системах можливе спостереження анізотропії магнетних властивостей проміжних шарів твердих розчинів, плівкових стопів або ґранульованих стопів.

При дослідженні магнеторезистивних властивостей також можна простежити певну анізотропію магнетоопору зразків. При переході від однієї геометрії мірювання до іншої спостерігається анізотропія величини магнетоопору. Наприклад, на рис. 3 наведено залежності магнетоопору тришарової системи Ag(5)/Fe(10)/Ag(5)/П при різних кутах мірювання. Слід відмітити, що тут і далі під кутом повороту мається на увазі поворот, при якому відбувається перехід від перпендикулярної до поперечної геометрії мірювання МО. Зміна величини магнетоопору у цьому випадку пов'язана зі зміною середньої довжини вільного пробігу λ_0 електронів провідності під дією сили Лоренца при наявності кристалографічної анізотропії тонких феромагнетних шарів.

Анізотропний магнетоопір (АМО) спостерігається, коли опір феромагнетного матеріалу залежить від взаємної орієнтації векторів намагнетованості та густини електричного струму [16].

На рисунку 4 представлено приклади анізотропного магнетоопору для плівкових систем [Pd(1,1)/Fe(0,9)]₁₀/П та показано анізотро-

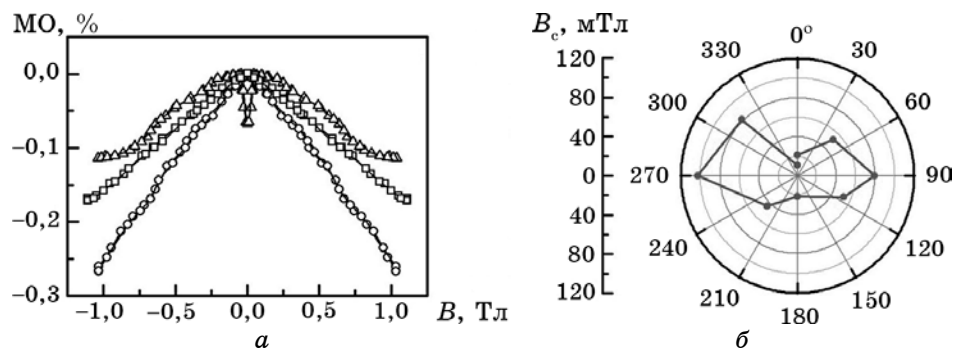


Рис. 4. Анізотропний магнетоопір плівкової системи $[\text{Pd}(1,1)/\text{Fe}(0,9)]_{10}/\text{П}$ (а) при $T = 300 \text{ K}$ (геометрії мірювання: поздовжня (\circ), поперечна (\square) і перпендикулярна (\triangle)) та залежність коерцитивної сили від кута мірювання для системи $[\text{Pd}(0,9)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\text{П}$ відпаленої до $T_B = 780 \text{ K}$ (б). Із роботи [18].

пю коерцитивної сили для зразків $[\text{Pd}(0,9)/\text{Fe}(0,6)]_{10}/\text{П}$, що пройшли термообробку при $T_B = 780 \text{ K}$.

На залежностях розрізняють дві ділянки: зростання МО при магнетних полях до 0,2 Тл і зменшення МО, що спостерігається при більшій індукції. Присутність цих двох ділянок є наслідком прояву ефекту анізотропного магнетоопору. Несиметричний вигляд кривих

ТАБЛИЦЯ 1. Величина АМО за кімнатної температури для різних тришарових плівкових систем.

Плівкова система	Концентрація магнетного компонента, ат. %	АМО, %
Fe(20)/Cr(9)/Fe(20)/П	82	1,5
Fe(24)/Cr(15)/Fe(20)/П	75	2,2
Fe(26)/Cr(20)/Fe(20)/П	70	5,6
Co(5)/Cr(3)/Co(20)/S	89	2,9
Co(5)/Cr(5)/Co(20)/П	83	5,3
Co(15)/Cu(11)/Co(25)/П	78	0,3
Co(46)/Cu(23)/Co(18)/П	74	2,3
Co(46)/Cu(31)/Co(18)/П	67	4,1
Fe(28)/Cu(12)/Fe(28)/П	82	1,6
Fe(24)/Cu(12)/Fe(28)/П	81	8,1
Fe(20)/Cu(12)/Fe(28)/П	80	8,7
Fe(18)/Cu(12)/Fe(28)/П	79	3,5
Fe(16)/Cu(12)/Fe(28)/П	78	6,5

може бути пов'язаний із реалізацією аномального Голлового ефекту [17], оскільки зовнішнє магнетне поле, можливо, орієнтоване недостатньо строго в площині зразка, і присутня деяка перпендикулярна його складова. Використовуючи подібні результати, можна розрахувати величину АМО для різних плівкових систем (табл. 1).

Аналіз цих даних вказує на загальну закономірність зростання величини АМО при зменшенні загальної концентрації атомів магнетного компонента в тришарових системах. Анізотропний характер процесів намагнетування багатошарових плівкових систем можна спостерігати при вивченні їх магнетного моменту.

Так, на рис. 5 представлено сімейство залежностей зміни магнетного моменту плівкового зразка від прикладеного магнетного поля для тришарових систем Fe(22)/Cu(12)/Fe(28)/П (а), Fe(14)/Cr(8)/Fe(18)/П (б), Co(15)/Cr(18)/Co(20)/П (в) та Co(14)/Cu(24)/Co(20)/П (г) при повороті зразків від перпендикулярної до поперечної геометрії мірювання МО. Для всіх чотирьох систем характерне збільшення коерцитивної сили B_c при повороті зразка. Для плівок на основі Fe значення B_c при нульовому значенні кута значно менше у порів-

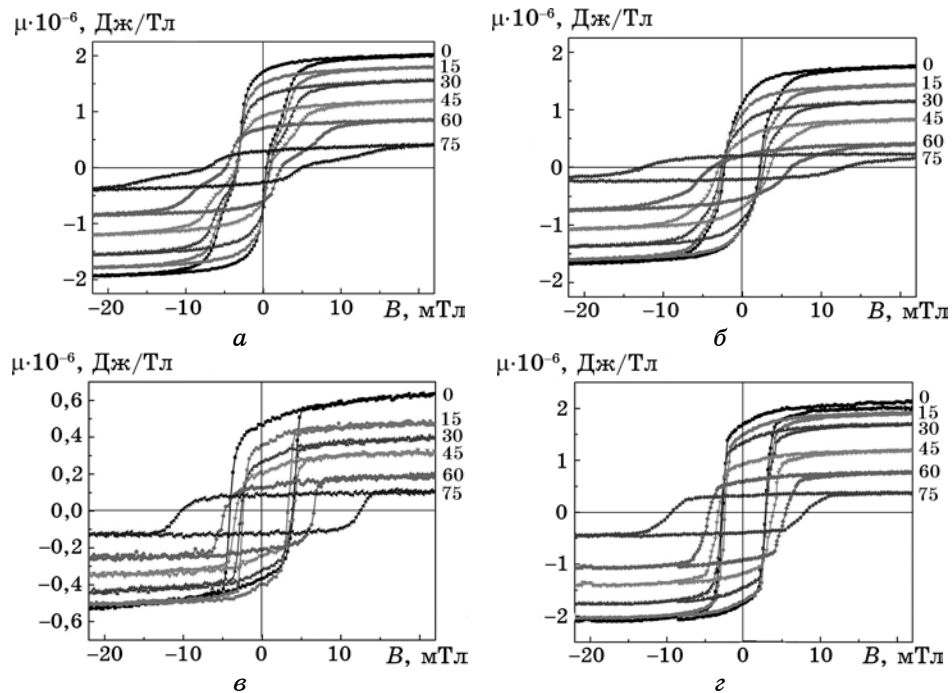


Рис. 5. Залежності магнетного моменту зразків Fe(22)/Cu(12)/Fe(28)/П (а) та Fe(14)/Cr(8)/Fe(18)/П (б), Co(15)/Cr(18)/Co(20)/П (в) та Co(14)/Cu(24)/Co(20)/П (г) від прикладеного зовнішнього магнетного поля при повороті зразка на різні кути (вказано цифрами біля кожної залежності).

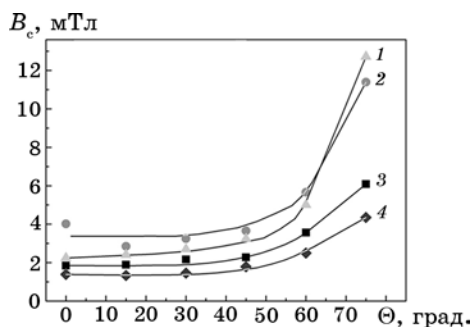


Рис. 6. Залежність коерцитивної сили B_c зразків Fe(22)/Cu(12)/Fe(28)/Π (1) та Fe(14)/Cr(8)/Fe(18)/Π (2), Co(15)/Cr(18)/Co(20)/Π (3) та Co(14)/Cu(24)/Co(20)/Π (4) від повороту зразка.

нянні з плівками на основі Co.

На рисунку 6 представлено зведену інформацію про залежність коерцитивної сили B_c для вказаних зразків від кута повороту, що демонструє найбільшу схильність до анізотропії коерцитивної сили плівок із прошарком Cr. Взагалі-то, і дані табл. 1, і дані на рис. 5 свідчать про значну анізотропію магнетних властивостей плівкових структур на основі фрагментів Co/Cr і Fe/Cr.

3.3. Мікромагнетизм плівкових твердих розчинів

Згідно з [19], мікромагнетизм — це сукупність магнетних властивостей неупорядкованих твердих розчинів, що обумовлені присутністю випадкових конкуруювальних обмінних взаємодій між локальними магнетними моментами і неоднорідностями розподілу компонентів розчину, тобто різницею у близькому порядку атомів усєї ґратниці. Прикладом такого мікромагнетизму можуть бути саме тверді розчини 3d-металів у матрицях Cu, Au або Ag. За результатами досліджень [3] дифузійних процесів у системах на основі плівок Co та Cu, Au і Ag конденсаційно-стимульована дифузія та термодифузія відбуваються за рахунок дифузії по межах зерен, причому коефіцієнти дифузії у таких системах у напрямку Co→Au, Co→Ag і Co→Cu значно більші, ніж у зворотньому. Це призводить до утворення т.р. на основі матриці вказаних немагнетних шарів. Такі т.р. можуть бути як з необмеженою розчинністю (наприклад, система Co/Cu [9]), так і з обмеженою (для систем Co/Au і Co/Ag [8]). Обмеження розчинності призводить до локалізації атомів Co по межах зерен у вигляді окремих атомів і кластерів. Такі неупорядковані магнетні новоутворення призводять до появи мікромагнетизму.

При формуванні багатошарової плівкової структури магнетні властивості усєї системи обумовлені феромагнетним станом окре-

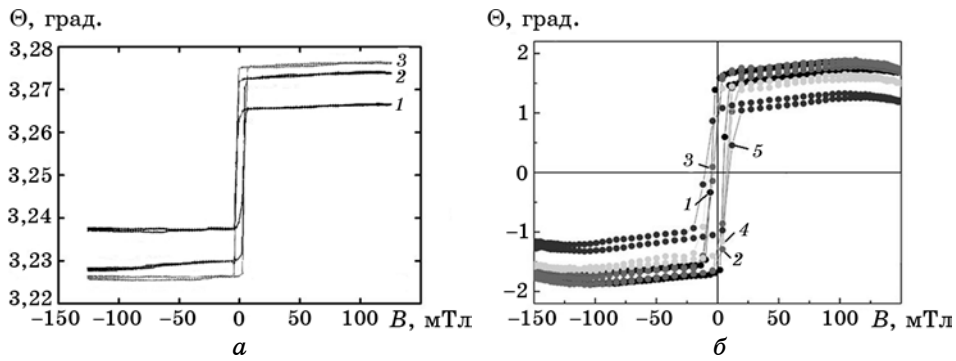


Рис. 7. Меридіональний МОКЕ у двошарових плівковій системі $\text{Fe}(x)/\text{Pt}(9)/\text{П}$ (а) (1 — 12, 2 — 22, 3 — 32 нм) та Co/Cr при різних концентраціях атомів Co (б) (1 — 90, 2 — 83, 3 — 77, 4 — 73, 5 — 70 ат.%).

мих шарів Co чи Fe . У цьому випадку спостерігаються характерні феромагнетні прямокутні петлі гістерезису на залежностях МОКЕ у різних геометріях мірювання. Це показано на рис. 7 на прикладі двошарових плівкових систем Fe/Pt і Co/Cr , у яких зберігається індивідуальність шарів, якщо не проводити їх температурну обробку.

Перехід шаруватих систем при відпалюванні до твердих розчинів супроводжується суттєвою зміною їх магнетних властивостей. Це можна прослідкувати на прикладі залежностей меридіонального МОКЕ двошарових плівок $\text{Au}(35)/\text{Co}(10)/\text{П}$ (рис. 8, а) та $\text{Au}(15)/\text{Co}/\text{П}$ (рис. 8, б) при різних товщинах шару магнетного Co . Прямокутня форма петлі гістерезису невідпаленої плівки $\text{Au}(35)/\text{Co}(10)/\text{П}$ після відпалювання до 700 К втрачає свою форму, хоча не зникає повністю. Така зміна зумовлена декількома процесами, пов'язана з тер-

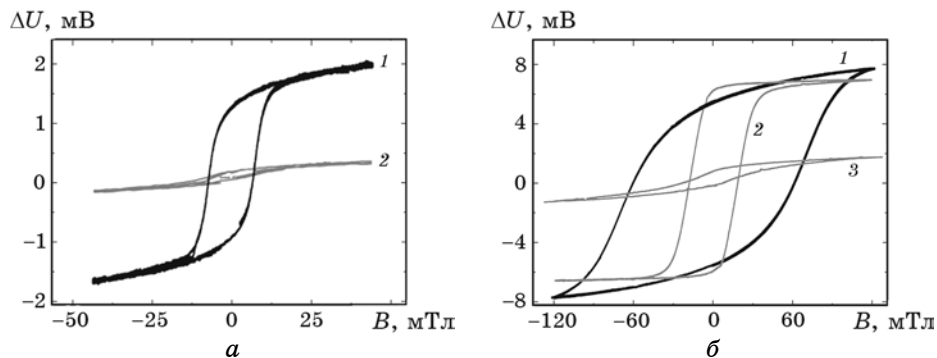


Рис. 8. Екваторіальний МОКЕ у плівкових системах $\text{Au}(35)/\text{Co}(10)/\text{П}$ (а) за різних температур відпалювання (1 — 300 К, 2 — 700 К) та $\text{Au}(15)/\text{Co}/\text{П}$ (б) при різних товщинах шару Co (1 — 5, 2 — 20, 3 — 40 нм; $T_{\text{в}} = 700$ К).

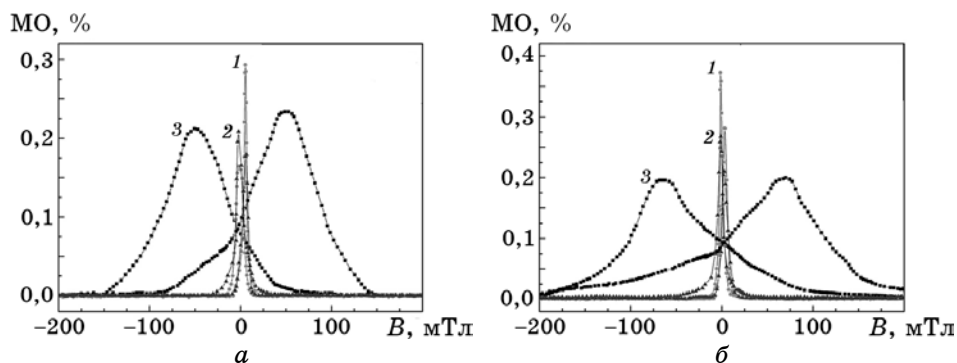


Рис. 9. МО плівкової системи Co(14)/Cu(9)/Co(14)/П в невідпаленому (а) та відпаленому до 700 К (б) станах за різних геометрій мірювання: 1 — перпендикулярна, 2 — поздовжня, 3 — поперечна.

мостимульованими процесами масоперенесення. По-перше, дифузія атомів Co в Au порушує саму феромагнетну структуру магнетного шару. По-друге, відбувається утворення т.р. (Au, Co) та реалізація стану мікромагнетизму, на відміну від початкового феромагнетного стану окремого шару Co. Така зміна форми петлі гістерезису МОКЕ обумовлена товщиною магнетного шару Co (рис. 8, б), оскільки формування т.р. (Au, Co) дуже залежить від загальної атомної концентрації Co в плівковій системі [8].

Очевидно, що залежності магнетоопору теж змінюються у відповідності до зміни структурно-фазового стану. Так, для зразків Au(10)/Co(15)/Au(6)/Co(15)/П після утворення в них т.р. (Au, Co) спостерігаються «розмиття» піків на залежностях магнетоопору в усіх геометріях мірювання МО. Таку зміну також можна пояснити появою мікромагнетного стану в плівкових зразках. Варто відмітити, що, наприклад, у системах на основі Co і Cu вигляд залежностей МО до і після термообробки істотно не змінюється (рис. 9). Помітно лише незначне зростання значення магнетоопору при поперечній геометрії. Це можна пояснити тим, що процеси утворення твердих розчинів тут пройшли вже на стадії конденсації, і значних змін у магнетоопорі цих систем можна очікувати за більших значень температури відпалу.

На рисунку 10 для порівняння наведено петлі МОКЕ для двошарової Cu(10)/Co(15)/П та тришарової Co(5)/Cu(5)/Co(5)/П плівкових систем при двох геометріях мірювання. Можна зробити висновок, що у випадку двошарової системи, хоча й відбулися процеси утворення твердих розчинів на стадії конденсації, частина шару Co залишилася (відповідна крива при 300 К на рис. 10, а, б). У випадку тришарової системи всі атоми тонкого шару Co пішли на утворення т.р., про що свідчить відсутність чіткої форми петлі на залежності

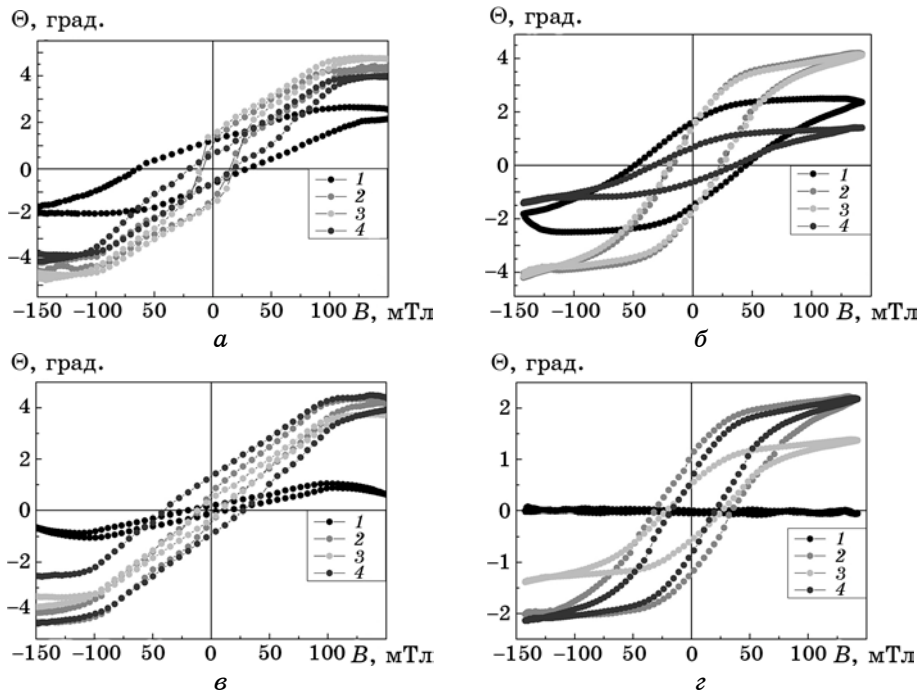


Рис. 10. МОКЕ у двох плівкових системах $\text{Cu}(10)/\text{Co}(15)/\text{P}$ (*a*, *b*) та $\text{Co}(5)/\text{Cu}(5)/\text{Co}(5)/\text{P}$ (*c*, *d*) при поздовжній (*a*, *c*) і перпендикулярній (*b*, *d*) геометріях мірювання за різних температур відпалу: 1 — 300 К, 2 — 500 К, 3 — 700 К, 4 — 900 К.

при 300 К (рис. 10, *c*, *d*). У процесі термовідпалювання двошарової системи форма петлі МОКЕ змінювалася відповідно до зміни форми петлі МОКЕ одношарових плівок Co . У тришаровій системі підвищення температури призводить до часткового розпаду т.р. (Cu , Co).

У системах, в яких компоненти не схильні до перемішування (наприклад, на основі Fe і Cu та Co і Cr у невідпаленому стані), характер зміни магнетних характеристик визначається станом магнетних шарів. На рисунку 11 наведено залежності коерцитивної сили зразків від загальної концентрації атомів Co у цих системах.

У роботі [20] показано, що в системі Cu/Fe може мати місце лише часткове перемішування компонентів як результат прояву конденсаційно-стимульованої дифузії, яку можна сповільнити використовуючи режим малих швидкостей конденсації.

3.4. Магнеторезистивні властивості гранульованих твердих розчинів

У деяких плівкових системах можлива реалізація умов формуван-

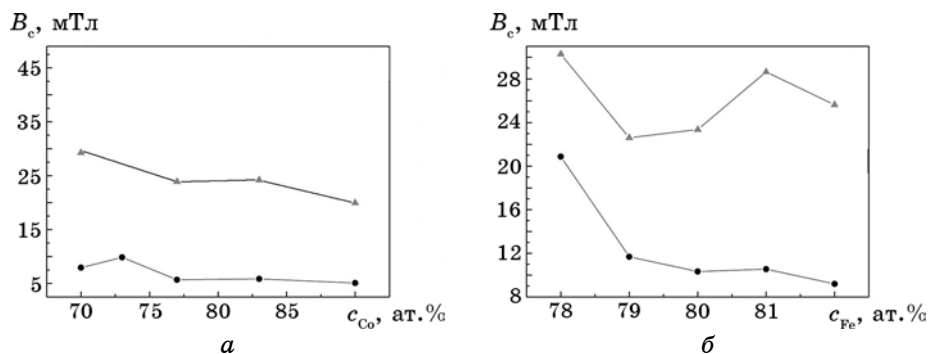


Рис. 11. Залежності коерцитивної сили від концентрації магнетного компонента за поздовжньої (●) та перпендикулярної (▲) геометрії мірювання МОЖЕ у системах Co/Cr/Co/П (а) та Fe/Cu/Fe/П (б).

ня гранульованого стану магнетного компонента. Найбільшу схильність до цього, як показують дослідження (див., наприклад, [21, 22]), виявили системи на основі Co та Cu і у меншій мірі — на основі Co і Au або Ag. На рисунку 12 наведені мікроструктури гранульованих т.р. (Co, Ag) і т.р. (Au, Co) та відповідні їм електроннограми, на яких цифрами позначено рефлекси гранул Co.

Стадію утворення гранульованого стану можна також відстежити по зміні форм петель гістерезису МОЖЕ та магнетоопору, що проілюстровано на рис. 13. Гранульовані стопи, на відміну від інших структур, не мають у своєму складі структурносуцільних шаруватих утворень магнетного компонента з доменною структурою. Магнетні гранули у цих стопах, особливо при великій різниці у розмі-

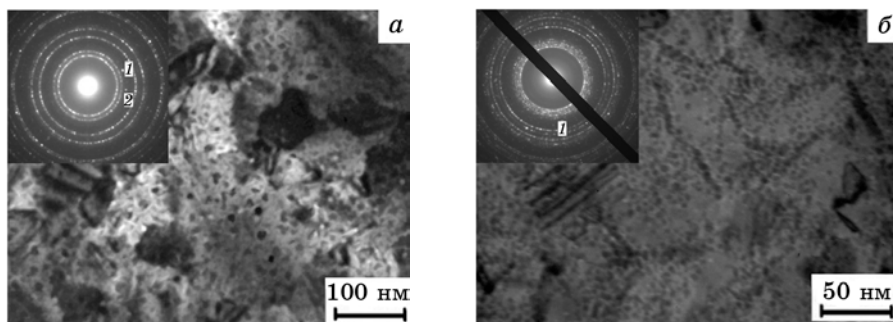


Рис. 12. Мікроструктури та відповідні їм електроннограми гранульованих станів т.р. (Co, Ag) (а), сформованого на основі двошарової плівкової системи Ag(40)/Co(30)/П, та т.р. (Au, Co), сформованого на основі тришарової плівкової системи Co(6)/Au(15)/Co(5)/П. Цифрами 1 і 2 позначено рефлекси від гранул Co.

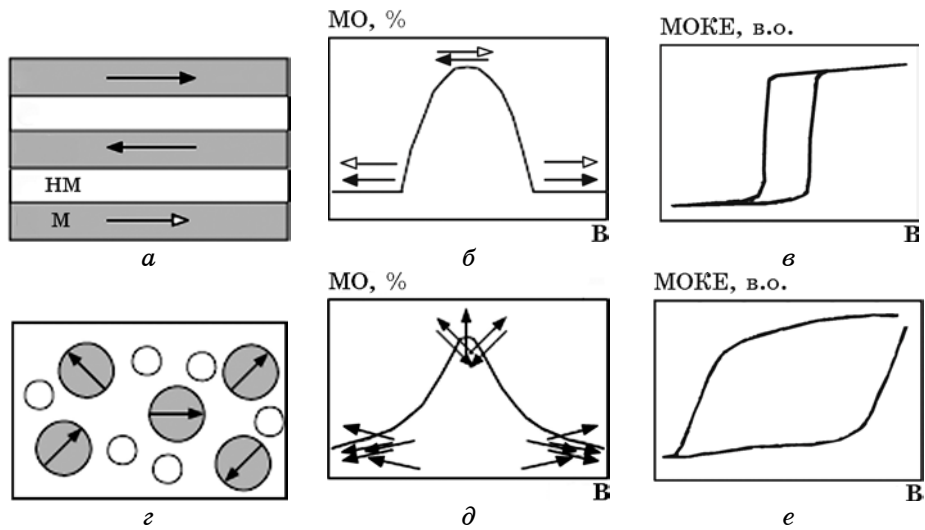


Рис. 13. Схематичні представлення багатошарової плівкової системи у вигляді мультишарів (а) або гранульованих твердих розчинів (z) та відповідні їм типові залежності МО (б, д) і МОКЕ (в, е) від індукції магнетного поля. НМ — немагнетний, М — магнетний шар, стрілками вказані напрямки векторів намагнетованости. Із роботи [24].

рі, мають широкий діапазон магнетного поля перемагнетування. Тому площа під кривою МО набагато більша, ніж в інших випадках, а для МОКЕ характерні великі значення коерцитивности.

На рисунку 14 представлені «широкі» залежності МО при поздовжній геометрії міряння для плівкових систем Co(10)/Ag(20)/Co(10)/П та Co(6)/Au(15)/Co(5)/П, відпалених до $T_b = 800$ К, у яких відбулося утворення гранульованого стану. У роботі [23] було

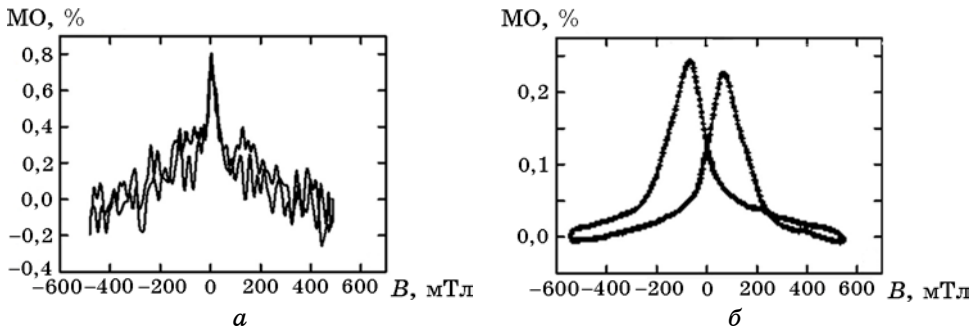


Рис. 14. Залежності МО від індукції магнетного поля при поздовжній геометрії міряння для плівкової системи. Co(10)/Ag(20)/Co(10)/П (а) та Co(6)/Au(15)/Co(5)/П (б) відпалених до $T_b = 800$ К.

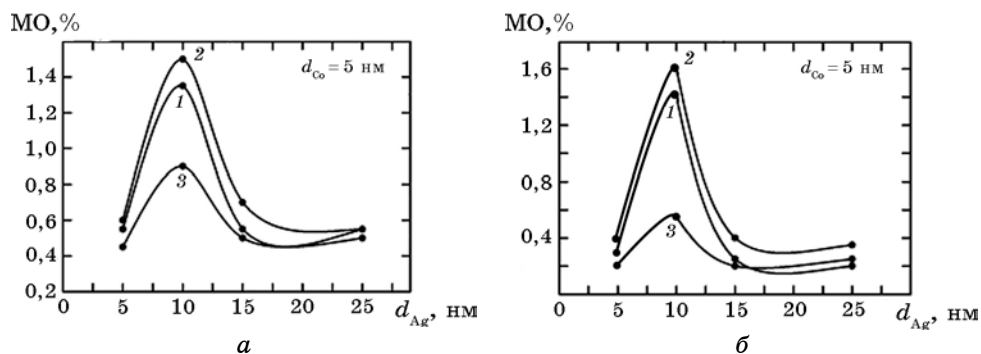


Рис. 15. Розмірні залежності МО у гранульованих стопах, сформованих після термовідпалювання тришарових систем $\text{Co}(5)/\text{Ag}(x)\text{Co}(5)/\text{П}$ до $T_b = 800$ (а) та 900 К (б). Геометрії мірювання МО: 1 — поздовжня, 2 — поперечна, 3 — перпендикулярна. Із роботи [23].

показано, що для МО плівкових гранульованих стопів на основі Ag та Co характерна величина $0,4\text{--}0,5\%$ при загальній концентрації $c_{\text{Co}} = 38$ ат.%, а при збільшенні концентрації атомів Co величина МО спочатку зростає майже в три рази ($\text{МО} = 1,5\text{--}1,8\%$, $c_{\text{Co}} = 60$ ат.%), а потім зменшується ($\text{МО} = 0,4\text{--}0,5\%$ при $c_{\text{Co}} = 70$ ат.%) (рис. 15).

Термовідпал призводить до незначного зростання величини МО при $T_b = 800$ К та його зменшення при $T_b = 900$ К у всіх трьох геометріях мірювання МО. У плівковій системі на основі Fe і Ag, що була одержана зі стопу AgFe, також можлива реалізація гранульованого стану магнетного Fe, на відміну від метода пошарової конденсації компонентів.

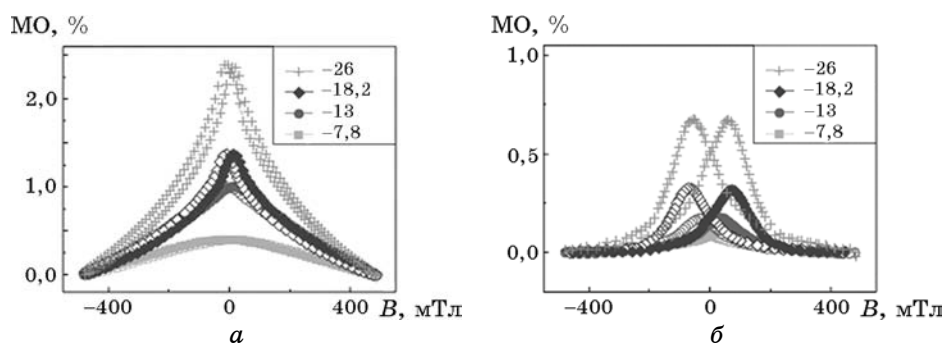


Рис. 16. Залежності МО від індукції зовнішнього магнетного поля для плівкової системи $(\text{Fe} + \text{Ag})/\text{П}$ при загальній концентрації $c_{\text{Ag}} = 70$ ат.% у невідпаленому (а) та відпаленому до $T_b = 750$ К (б) станах при поздовжній геометрії мірювання МО. На вставці вказано загальну товщину двошарової системи в нм.

На рисунку 16 наведено залежності для МО від індукції зовнішнього магнетного поля свіжоконденсованих та термостабілізованих до 750 К плівок (Fe + Ag)/П із загальною концентрацією $c_{Ag} = 70$ ат.%. Характерна для гранульованого стопу [25, 26] залежність МО від зовнішнього магнетного поля спостерігається нами у невідпалених плівкових зразках з досить високими значеннями МО при кімнатній температурі міряння, що може бути підставою зробити висновок про гранульований стан досліджених нами зразків. Автори роботи [27] вказують на те, що такі плівкові системи (Fe + Ag)/П, які вирощені магнетронним розпиленням, із середнім розміром гранул α -Fe, близьким до 10 нм, мають найвищі значення МО. Цей висновок до великої міри підтверджується даними роботи [28], згідно якої максимальне значення МО фіксується у зразках, які мають велику кількість гранул α -Fe розміром у декілька нм, які локалізовані у неупорядкованому твердому розчині атомів Fe у матриці Ag. Зменшення величини МО (рис. 16, б) після відпалювання можна пов'язати із збільшенням середнього розміру гранул α -Fe, що зменшує ефективність спин-залежного розсіяння електронів.

В іншій системі, схильній до грануляції магнетного компонента, на основі Co/Cu можна спостерігати перехід до «широкої» залежності меридіонального МОКЕ після термічної обробки (рис. 17) і, як наслідок, часткового розпаду т.р. (Cu, Co) з утворенням гранул Co. Згідно даних [24, 29] у гранульованих стопах на основі Co і Au або Ag відмічається нерівномірність розподілу гранул в об'ємі плівки. Так, у роботі [30] наведені дані, згідно яких у плівковій системі на основі Ag і Co із загальною концентрацією 22 ат.% Co, яку було відпалено до 700 К, спостерігалось утворення гранул Co з середнім розміром 1–50 нм.

У плівках на основі Au і Co магнетні гранули Co мають дещо менші розміри, про що свідчать, наприклад, дані роботи [31], згідно з якими розміри гранул ГЦП-Co у стопі, одержаному методом одно-

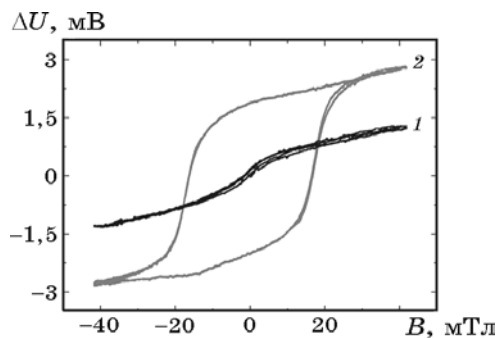


Рис. 17. Екваторіальний МОКЕ у плівковій системі Cu(25)/Co(30)/П за різних температур відпалу: 300 (1) та 700 К (2).

часної конденсації компонентів, змінюються в межах 2,5–10 нм залежно від температури термообробки.

На закінчення цього розділу необхідно зробити зауваження наступного характеру. У плівкових системах з обмеженою розчинністю компонентів типу $(Me_1 + Me_2)/\Pi$, як правило, стабілізуються лише обмежені т.р. із або без елементів гранульованого стану. В роботах різних авторів (наприклад, роботи [25–27, 32, 33]) сформувався традиційна термінологія, пов'язана з тим, що автори вказані т.р. позначають як інтерметаліди типу $(Me_{1x}Me_{2(1-x)})$, хоча це, скоріше за все, зручний прийом для позначення загальної концентрації x та $1 - x$ окремих компонентів. Оскільки при дослідженні таких плівкових систем практично не можливо розділити концентрацію атомів, які приймають участь у формуванні т.р. або гранул, що локалізуються на межах зерен, то термінологічно правильно буде говорити лише про загальну концентрацію компонентів у даному плівковому матеріалі. Такий підхід запропонований нами в даній роботі при позначенні фазового складу плівкових зразків не тільки типу $(Me_1 + Me_2)/\Pi$, але і типу $(Me_2/Me_1)/\Pi$ (розділ 4).

4. МАГНЕТОРЕЗИСТИВНІ ТА МАГНЕТООПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ФУНКЦІОНАЛЬНИХ ЕЛЕМЕНТІВ СПІНТРОНІКИ

4.1. Мультишари та їх фрагменти

Мультишари на основі магнетних і немагнетних шарів — це перші системи, в яких було зафіксовано явище гігантського магнетопору [2]. Але це досить складні для виготовлення плівкові структури, що

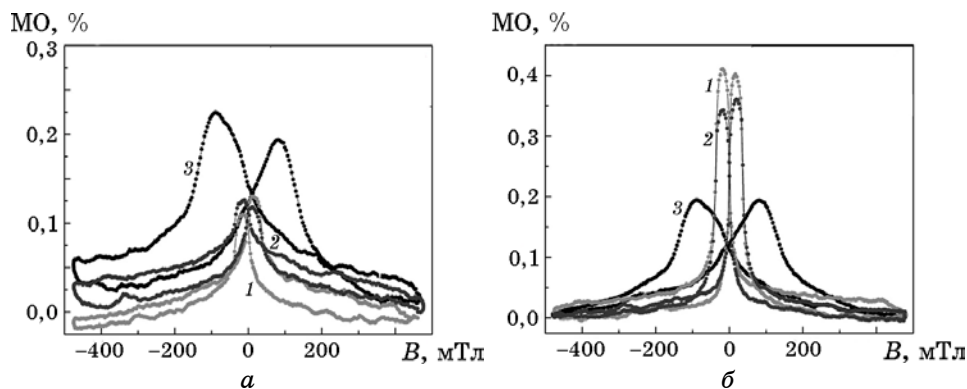


Рис. 18. Залежності МО для $\text{Co}(3)/\text{Cu}(2)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(4)/\text{Co}(2)/\Pi$ (а) та $\text{Co}(3)/\text{Cu}(4)/\text{Co}(3)/\text{Cu}(2)/\text{Co}(3)/\Pi$ (б) від прикладеного зовнішнього магнетного поля в трьох геометріях міряння: 1 — перпендикулярній, 2 — поздовжній, 3 — поперечній.

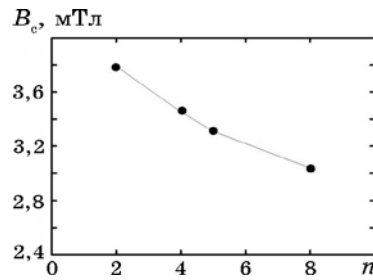


Рис. 19. Залежність коерцитивної сили мультишарової плівки $(\text{Fe}(3)/\text{Pt}(3))_n/\text{П}$ в залежності від кількості фрагментів мультишару.

представляють інтерес, коли в них реалізується обмінна антиферомагнетна взаємодія, яка дуже залежить від дотримання повторюваності певного значення товщин фрагментів мультишару. Широко відомі результати досліджень, у яких повідомляється про осциляційний характер залежностей величини гігантського магнетопору від товщини магнетного чи немагнетного прошарку (див., наприклад, [34]). На рисунку 18, для прикладу, наведені залежності МО для багатошарових плівок на основі Co і Cu із різною товщиною окремих шарів. Видно, що критичним для величини МО виявилася товщина $d_{\text{Co}} = 3$ нм (рис. 18, б).

Невирішеним залишається питання про оптимальну кількість фрагментів у мультишарі. Наприклад, для мультишарів $(\text{Fe}(3)/\text{Pt}(3))_n/\text{П}$ спостерігається збільшення коерцитивної сили у порівнянні з двошаровими плівковими зразками при однакових значеннях ефективної товщини плівкових зразків. Хоча, як показано на рис. 19, збільшення кількості фрагментів мультишару призводить до зменшення B_c . Можна вказати декілька причин, що призводять до зміни коерцитивної сили в мультишарах: внутрішні мікронапруження, що виникли внаслідок незбігу параметрів ґратниць феромагнетних шарів та немагнетних прошарків; зменшення намагнетованості за рахунок перемішування атомів; зменшення радіуса феромагнетної кореляції та процесів амортизації усєї плівки. Наприклад, на рис. 20 приведено розмірні залежності B_c та МО для тришарової плівкової системи $\text{Ag}(5)/\text{Fe}(x)/\text{Ag}(5)/\text{П}$ від товщини магнетного ультратонкого шару Fe. Розміщення немагнетних шарів Ag з двох сторін плівки Fe призводить до розкидання експериментальних точок на залежностях B_c і МО від d_{Fe} , що можна пояснити дією макронапружень і зміною умов розсіювання електронів на інтерфейсах Fe/Ag/П та вакуум/Ag/Fe. Осциляційний характер розмірних залежностей МО можна спостерігати для мультишарів при зміні товщини магнетних чи немагнетних шарів через прояв обмінної магнетної взаємодії [30]. У нашому випадку це не може бути поясненням, оскільки для виникнення обмінної взаємодії пот-

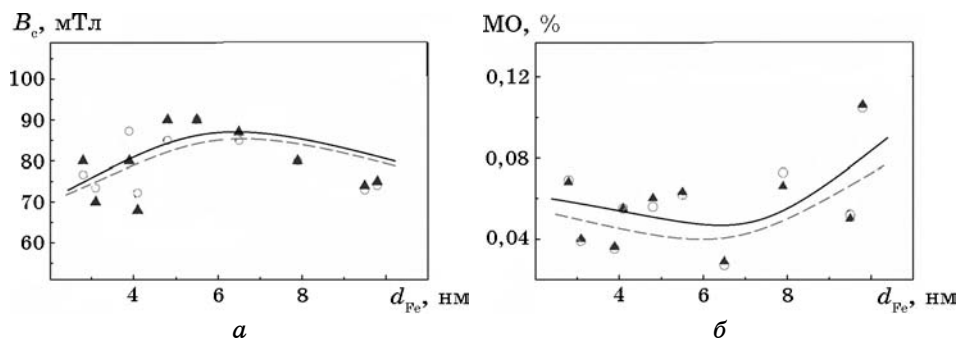


Рис. 20. Залежності коерцитивної сили B_c (а) та МО (б) від товщини ультратонкого шару Fe для тришарової системи Ag(5)/Fe(x)/Ag(5)/П при поздовжній (○) та перпендикулярній (▲) геометрії мірювання МО.

рібен хоча б ще один шар Fe.

Дуже важливим є питання пов'язане зі структурною стабільністю мультишарів під дією температури та часу. Саме при виготовленні мультишарів використовується повільна конденсація для сповільнення процесів переміщення шарів хоча б на стадії виготовлення за рахунок зменшення конденсаційно-стимульованої дифузії.

4.2. Формування неоднорідного магнетного стану в спін-клапанних системах

Значно простішими з точки зору виготовлення у порівнянні з мультишаром чи гранульованими стопами можуть бути спін-клапанні структури, що є основними приладовими структурами на основі матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів, які знайшли широке розповсюдження [34]. На даний момент спін-клапанами називають цілий клас різних за структурою та складом тонкоплівкових, напівпровідникових та молекулярних утворень. Загальною для всіх них є властивість змінювати опір під дією зовнішнього магнетного поля і, по суті, бути повним аналогом діючого напівпровідникового вентиля. Але найбільш простими для реалізації залишаються прості спін-клапани на основі тонких металевих багатшарових плівок. Вони складаються з двох основних робочих магнетних шарів, що розділені немагнетним прошарком, причому один закріплюється додатковим антиферомагнетним шаром, а інший лишається вільним. Під дією зовнішнього магнетного поля вільний шар перемагнетовується швидше і коли напрям магнетної індукції поля співпадає із напрямком вектора намагнетованості закріпленого шару, опір спін-клапану мінімальний, а коли в протилежному

напрямку — максимальний. Ще простіші можуть бути так звані псевдоспін-клапани. Основна відміна таких структур полягає у відсутності додаткового антиферромагнетного шару. Магнетоцупкість одного з шарів у цьому випадку забезпечується за рахунок різної товщини, структури або фазового складу. У більшості випадків мало хто з авторів робить наголос на тому чи є спін-клапани простими, чи відносяться до псевдоспін-клапанів; тому ми у подальшому для зручності будемо просто називати такі плівкові структури спін-клапанами.

Після проведення попередніх досліджень магнеторезистивних і магнетооптичних властивостей різних плівкових систем із можливим спін-залежним розсіюванням електронів було запропоновано створювати спін-клапанні структури у вигляді багат шарових плівкових систем на основі магнетного Co та немагнетних Au або Cu [35]. Для забезпечення різниці в магнетоцупкості двох магнетних шарів було вибрано оптимальні товщини та параметри попередньої обробки цих шарів на основі досліджень магнетних характеристик одношарових плівок Co (рис. 21).

Згідно даних на рис. 21 чітко простежуються різке збільшення величини B_c після температури поліморфного переходу ГЦП-Co \rightarrow ГЦК-Co, що супроводжується різким збільшенням середнього розміру кристалітів. Тому, крім стандартного підходу вибору різних товщин магнетних шарів, для додаткового закріплення нижнього шару із більшою товщиною підкладка підігрівалася до $T_n = 950$ К. У роботі [35] представлено результати досліджень магнеторезистивних та магнетооптичних властивостей таких запропонованих спін-клапанних структур з використанням Co і немагнетних прошарків Cu або Au.

На рисунку 22 наведено залежності магнетоопору спін-клапанних структур у вигляді плівкових систем Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/

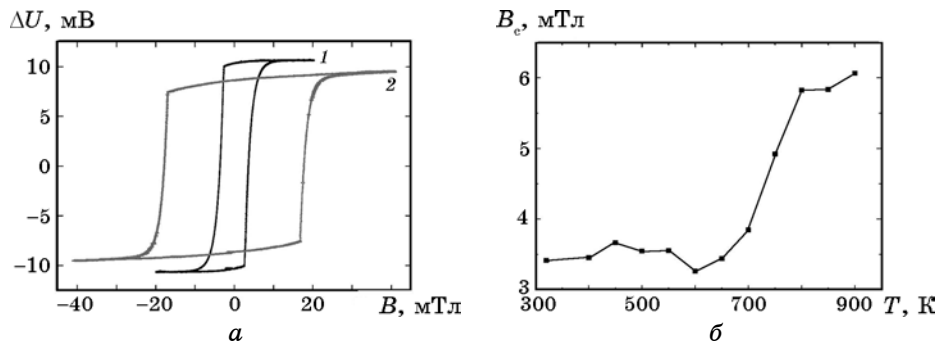


Рис. 21. Екваторіальний МОКЕ у одношарових плівках Co(40)/П, що було одержано за різних температур підкладки T_n : 1 — 300, 2 — 700 К (а) та залежність коерцитивності B_c від температури відпалювання (б) [14].

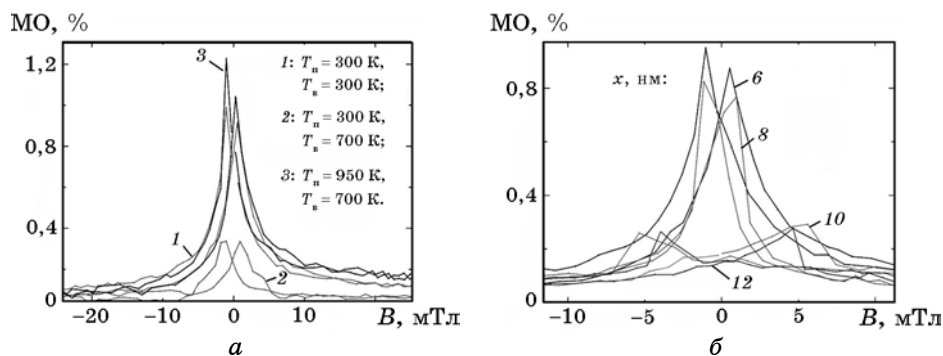


Рис. 22. МО для функціональних елементів спін-клапанних структур: Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/Π за різних температур відпалювання (а) та Au(5)/Co(3)/Cu(x)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/Π з різною товщиною прошарку x (б). Із роботи [35].

/Au(40)/Cr(3)/Π (різні температури відпалу) та Au(5)/Co(3)/Cu(x)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/Π (різна товщина прошарку).

Величина МО у таких системах за кімнатної температури мірювання дає можливість зробити висновок, що в даних системах присутні

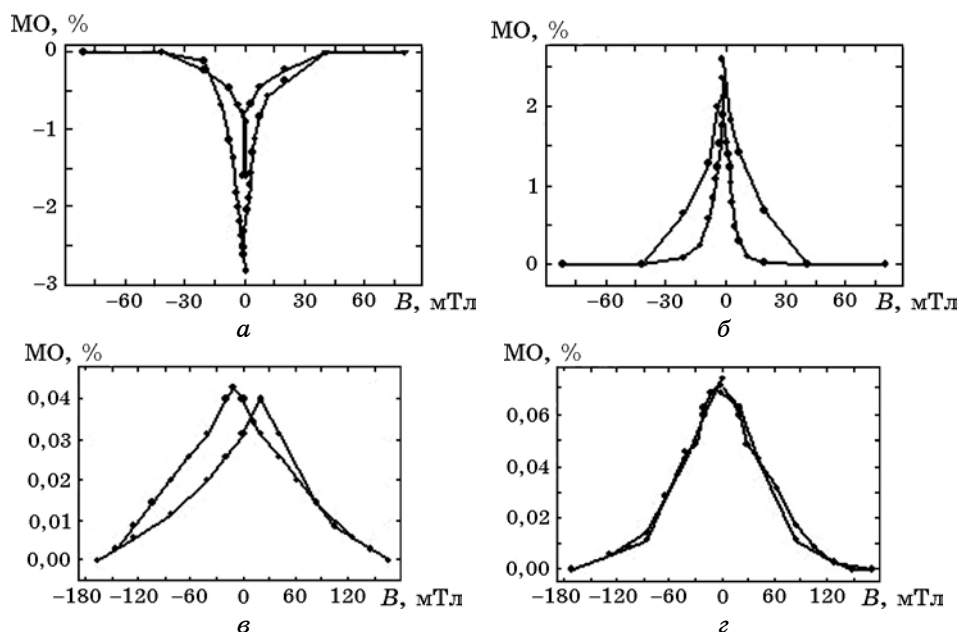


Рис. 23. МО тришарової плівкової системи Co(2)/Cr(5)/Co(6)/Π за температури відпалу у 300 К (а, б) та 700 К (в, г). Геометрії мірювання МО: поздовжня (а, в) та поперечна (б, г).

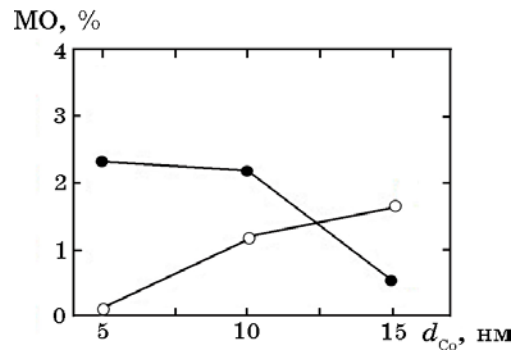


Рис. 24. Залежність МО від товщини шару Co в тришаровій системі Cr(15)/Co(x)/Cr(15)/П при поздовжній (○) та поперечній (●) геометрії мірювання.

ознаки гігантського магнетоопору. Також можна відстежити залежність магнетоопору від товщини немагнетного прошарку Cu з максимумом при товщині 6 нм.

Іншими цікавими структурами можуть бути спін-клапани із шарами Co та Cr. Про це свідчать результати дослідження магнеторезистивних властивостей у дво- та тришарових системах на їх основі.

На рисунку 23 наведено залежності МО для тришарової плівкової системи Co(2)/Cr(5)/Co(6)/П за різних геометрій протікання струму при мірюванні до і після термовідпалювання, а на рис. 24 — залежність МО від товщини шару Co у тришаровій системі Cr(15)/Co(x)/Cr(15)/П. Можна відмітити, що у системі, у якій товщини магнетних шарів Co відрізняються, в поперечній геометрії мірювання спостерігаються досить великі значення МО = 2,5% при кімнатній температурі (рис. 23, б), що говорить про наявність у цій системі гігантського магнетоопору. Але такі структури, як і спін-клапани Au(5)/Co(3)/Cu(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П, теж виявляються нестійкими до температури і після відпалу втрачають високі значення магнетоопору та суттєво змінюють форму залежностей в обох геометріях протікання струму при мірюванні.

4.3. Використання напівпровідника при формуванні нових матеріалів із можливим спін-залежним розсіюванням електронів

У зв'язку з розвитком напівпровідникової спінтроніки ведуться пошуки нових комбінацій багатошарових систем з використанням напівпровідників. На відміну від магнетних напівпровідникових структур, що утворюються за рахунок введення магнетних домішок у напівпровідник, можлива реалізація систем з можливим спін-залежним розсіюванням електронів при поєднанні магнетних і напівпровідникових шарів, що чергуються.

Магнетні властивості структури на основі Fe і Ge мають свої особливості. Це, у першу чергу, пов'язано з тим, що дані елементи мають тенденцію до утворення ряду проміжних магнетних і немагнетних фаз. Це, до деякої міри, проілюстровано на прикладі дослідження МО двошарових (рис. 25, *a, б*) та багатошарових (рис. 25, *в–e*) плівкових систем на основі Fe і Ge. Можна відзначити той факт, що при збільшенні товщини шару Ge ($d_{\text{Fe}} = 10$ нм) МО змінюється

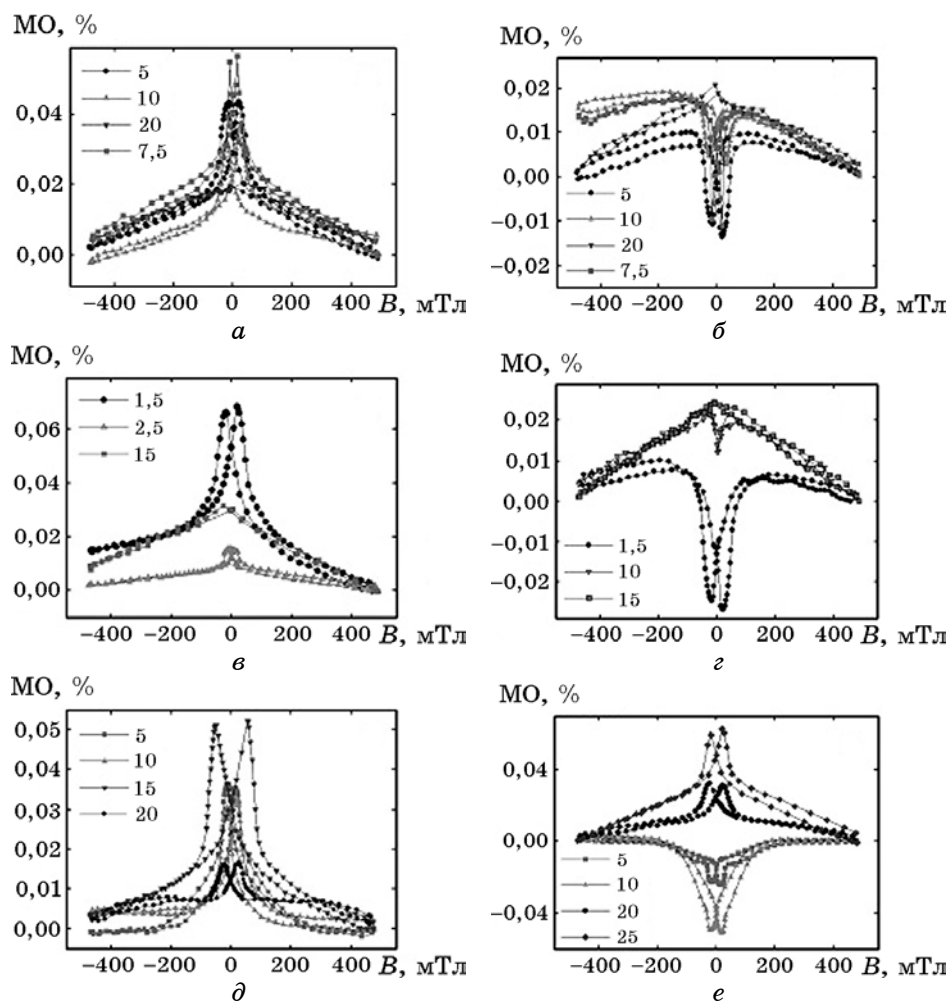


Рис. 25. Залежності магнетоопору від напруженості прикладеного зовнішнього магнетного поля при поперечній (*a, в, д*) та поздовжній (*б, г, e*) геометрії мірювання МО для плівкових систем Ge(*x*)/Fe(10)/Π (*a, б*), Fe(5)/Ge(*x*)/Fe(5)/Π (*в, г*) та Fe(20)/Ge(*x*)/Fe(20)/Π (*д, e*), де *x* — товщина в нм, вказана на вставках.

немонотонно. Його максимальне значення має місце при товщині $d_{\text{Ge}} = 7,5$ нм, а при подальшому збільшенні товщини d_{Ge} величина МО поступово зменшується. Швидше за все, поява максимуму пов'язана із утворенням проміжних фаз $\text{Fe}_x\text{Ge}_{1-x}$ на межі поділу між шарами.

У тришарових плівкових систем Fe/Ge/Fe/П також спостерігається вплив товщини шару Ge на магнеторезистивні властивості всього зразка. На рисунку 25, б–д представлено залежності МО для тришарових систем з відносно тонкими ($d_{\text{Fe}} = 5$ нм) та відносно товстими ($d_{\text{Fe}} = 20$ нм) магнетними шарами. Пікові значення МО (див. рис. 25, д) спостерігаються при $d_{\text{Ge}} = 15$ нм у системі з відносно товстими шарами Fe. Зміна форм залежностей (рис. 25, е) свідчить про зменшення ефекту АМО при товщинах $d_{\text{Ge}} > 20$ нм.

5. ВИСНОВКИ

Встановлено особливості магнеторезистивних та магнетооптичних властивостей плівкових матеріалів із можливим спін-залежним розсіюванням електронів у вигляді мультишарів, спін-клапанів і ґранульованих стопів на основі магнетних Co і Fe та немагнетних Cu, Ag, Au, Cr, Pt, Pd та Ge елементів. Показано, що вказані властивості суттєво залежать від структурно-фазового стану плівкових систем та ступеню взаємної розчинності їх компонентів. У досліджуваних плівкових системах спостерігається анізотропія магнетних властивостей двох типів. Перший тип пов'язаний з анізотропією кристалічної та, як наслідок, доменної структури одношарових плівок Co або Fe і мультишарів на їх основі, за умови збереження їх структурної суцільності. Другий тип (анізотропія магнетоопору) реалізується при переході від поздовжньої до перпендикулярної геометрії мірювання МО і більш виражений для мультишарів на основі Pd/Fe, Fe/Cu та Co/Cr.

Дослідження магнетооптичного Керрського ефекту уможливають робити висновки про закономірності стабілізації різних магнетних станів в багатошарових плівкових системах на основі матеріалів із можливим спін-залежним розсіюванням електронів. Прямокутна форма петлі МОКЕ свідчить про утворення стабільних доменів з результируючим вектором намагнетованости, направленим перпендикулярно до поверхні плівок. Такий стан реалізується як в одношарових феромагнетних плівках, так і в багатошарових плівкових системах на їх основі, за умови збереження інтерфейсів. Аналіз залежностей МО та МОКЕ для плівкових зразків, одержаних методом пошарової конденсації, дає змогу простежити процес утворення т.р., на відміну від плівкових зразків, одержаних методом одночасної конденсації. Так, для дво- та тришарових плівкових систем на основі Fe і Cr та Co і Cu загальна форма залежностей МОКЕ та МО

істотно не змінюється після термовідпалювання, оскільки в цих системах процеси утворення т.р. відбуваються ще на стадії конденсації компонентів. У дво- та тришарових плівкових системах на основі Co і Au або Ag та Fe і Cu у процесі термовідпалювання, внаслідок дифузійних процесів, утворюються області із неоднорідними магнетними станами, про що свідчить розмиття форми кривої МОКЕ. При подальшому термовідпалюванні у таких системах відбувається стабілізація гранульованого стану магнетного компонента у немагнетній матриці т.р., про що свідчить різке зростання значень МО. Наприклад, для тришарових систем на основі Co і Ag при $c_{Co} = 60$ ат. % величина МО складає 1,5–1,8%.

Прикладним аспектом вивчення вказаних властивостей стала методика формування спін-вентильної структури у вигляді плівкової системи Au(3)/Co(3)/Au(Cu)(6)/Co(20)/Au(40)/Cr(3)/П з певною послідовністю температурної обробки магнетних шарів. У таких спін-вентильних структурах величина магнетоопору становить 1,2% за кімнатної температури мірвання.

Роботу виконано в рамках держбюджетної теми № 0112U001381 (2012–2014 рр.).

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Р. Суху, *Магнитные тонкие пленки* (Москва: Мир: 1967).
2. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, No. 21: 2472 (1988).
3. С. І. Проценко, І. В. Чешко, Д. В. Великодний, О. П. Синашенко, Л. В. Однодворець, І. М. Пазуха, І. Ю. Проценко, *Успехи физ. мет.*, **8**, № 4: 247 (2007).
4. K. Marszalek, M. Marszalek, S. Protsenko, and A. Chornous, *Materialy 'IX Konferensyja GOE 2006'* (Krakow–Zakopane: IFJ PAN: 2006).
5. В. В. Бібик, Т. М. Гричановська, М. Маршалек, О. Б. Проценко, С. І. Проценко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **28**, № 6: 707 (2006).
6. P. Castrucci, R. Gunnella, R. Bernardini, A. Montecchiari, R. Carboni, and M. De Crescenzi, *Surf. Sci.*, **482–485**: 916 (2001).
7. Л. В. Однодворець, С. І. Проценко, А. М. Черноус, *Електрофізичні та магнеторезистивні властивості плівкових матеріалів в умовах фазоутворення* (Ред. І. Ю. Проценко) (Суми: Вид-во СумДУ: 2011).
8. І. Ю. Проценко, І. В. Чешко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **31**, № 7: 921 (2009).
9. I. Protsenko, I. Cheshko, and Ja. Javorsky, *Functional Materials*, **13**, No. 2: 219 (2006).
10. О. П. Ткач, Л. В. Однодворець, С. Непийко, С. І. Проценко, *Фізична інженерія поверхні*, **7**, № 3: 256 (2009).
11. О. В. Сынашенко, Е. П. Ткач, И. П. Бурый, Л. В. Однодворец, С. И. Проценко, Н. И. Шумакова, *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Вакуум*,

- чистые материалы, сверхпроводники*, № 6: 169 (2009).
12. *Диаграммы состояния двойных металлических систем* (Ред. Н. П. Лякишев) (Москва: Машиностроение: 1996).
 13. С. А. Гусев, Д. А. Татарский, А. Ю. Климов, В. В. Рогов, Е. В. Скороходов, М. В. Сапожников, Б. А. Грибков, И. М. Нефедов, А. А. Фраерман, *Физика твердого тела*, **55**, № 3: 435 (2013).
 14. M. Jergel, I. Cheshko, Y. Halahovets, P. Siffalovic, I. Mat'ko, R. Senderak, S. Protsenko, E. Majkova, and S. Luby, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**: 135406 (2009).
 15. S. G. Chigarev, L. A. Fomin, I. V. Malikov, G. M. Mikhailov, P. E. Zil'berman, and E. M. Epshtein, *Communications Technology and Electronics*, **55**, No. 1: 112 (2010).
 16. А. В. Ведяев, А. Б. Грановский, А. В. Калицов, Ф. Брауерс, *Журнал экспериментальной и теоретической физики*, **112**, № 6(12): 2198 (1997).
 17. S. Tumanski, *Thin Film Magnetoresistive Sensors* (London: Taylor & Francis Group: 2001).
 18. Д. М. Кондрахова, О. П. Ткач, Л. В. Одноворець, І. Ю. Проценко, *Наносистеми, наноматеріали, нанотехнології*, **9**, № 4: 801 (2011).
 19. У. Ф. Браун, *Микромагнетизм* (Москва: Наука: 1979).
 20. S. I. Protsenko, O. V. Synashenko, Y. Zabala, and M. Marszalek, *J. Surf. Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, **5**, No. 4: 787 (2011).
 21. E. Agostinelli, D. Fiorani, and S. Foglia, *Mater. Sci. Eng. C*, **19**, Nos. 1–2: 151 (2002).
 22. I. Bakonyi and L. Peter, *Progress in Materials Science*, **55**: 107 (2010).
 23. І. М. Пазуха, Ю. М. Шабельник, І. Ю. Проценко, *Фізика і хімія твердого тіла*, **13**, № 4: 907 (2012).
 24. S. S. P. Parkin, *Annual Rev. Mater. Sci.*, **25**: 357 (1995).
 25. G. Sarmientoa, A. García Priettoa, I. Oruea, and M. L. Fdez-Gubiedaa, *J. Magn. Magn. Mater.*, **291**: 1071 (2005).
 26. D. Bisero, E. Angeli, L. Pizzo, F. Spizzo, P. Vavassori, and F. Ronconi, *J. Magn. Magn. Mater.*, **262**: 84 (2003).
 27. M. Tamisari, F. Spizzo, M. Sacerdoti, G. Battaglin, and F. Ronconi, *J. Nanoparticle Research*, **13**, No. 10: 5203 (2011).
 28. Y. Yamagishi, S. Honda, J. Inoue, and H. Itoh, *Phys. Rev. B*, **81**, No. 5: 054445 (2010).
 29. N. Kataoka, H. Takeda, J. Echigo, K. Fukamichi, E. Aoyagi, Y. Shimada, H. Okuda, K. Osamura, M. Furusaka, and T. Goto, *J. Magn. Magn. Mater.*, **140–144**: 621 (1995).
 30. J. H. Du, W. J. Liu, Q. Li, H. Sang, S. Y. Zhang, Y. W. Du, and D. Feng, *J. Magn. Magn. Mater.*, **191**: 17 (1999).
 31. H. Vrenken, B. J. Kooi, and T. M. De Hosson, *J. Appl. Phys.*, **89**, No. 6: 3381 (2001).
 32. J. Q. Wang and G. Xiao, *Phys. Rev. B*, **49**, No. 6: 3981 (1994).
 33. C. Aloy, B. Stahl, M. Ghafari, and H. Hahn, *J. Appl. Phys.*, **88**, No. 7: 4212 (2000).
 34. E. Hirota, H. Sakakima, and K. Inomata, *Giant Magneto-Resistance Devices* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer: 2002).
 35. І. В. Чешко, С. І. Проценко, П. Шифалович, *Вісник СумДУ. Серія: Фізика, математика, механіка*, № 2: 103 (2008).

REFERENCES

1. R. F. Soohoo, *Magnitnyye Tonkie Plyonki* [Magnetic Thin Films] (Moscow: Mir: 1967) (Russian translation).
2. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, No. 21: 2472 (1988).
3. S. I. Protsenko, I. V. Cheshko, D. V. Velykodnyy, O. P. Synashenko, L. V. Odnodvoret's', I. M. Pazukha, and I. Yu. Protsenko, *Uspehi Fiziki Metallov*, **8**, No. 4: 247 (2007) (in Ukrainian).
4. K. Marszalek, M. Marszalek, S. Protsenko, and A. Chornous, *Materialy 'IX Konferensyja GOE 2006'* (Krakow–Zakopane: IFJ PAN: 2006).
5. V. V. Bibyk, T. M. Grychanov's'ka, M. Marszalek, O. B. Protsenko, and S. I. Protsenko, *Metallofizika i Noveishie Tekhnologii*, **28**, No. 6: 707 (2006) (in Ukrainian).
6. P. Castrucci, R. Gunnella, R. Bernardini, A. Montecchiari, R. Carboni, and M. De Crescenzi, *Surf. Sci.*, **482–485**: 916 (2001).
7. L. V. Odnodvoret's', S. I. Protsenko, and A. M. Chornous, *Elektrofizychni ta Magnetorezystyvni Vlastyivosti Pliukovykh Materialiv v Umovakh Fazotvorennya* [Electrophysical and Magnetoresistive Properties of Film Materials in Phase Formation Conditions] (Ed. I. Yu. Protsenko) (Sumy: Sumy State Univ.: 2011) (in Ukrainian).
8. I. Yu. Protsenko and I. V. Cheshko, *Metallofizika i Noveishie Tekhnologii*, **31**, No. 7: 921 (2009) (in Ukrainian).
9. I. Protsenko, I. Cheshko, and Ja. Javorsky, *Functional Materials*, **13**, No. 2: 219 (2006).
10. O. P. Tkach, L. V. Odnodvoret's', S. Nepijko, and S. I. Protsenko, *Fizychna Inzheneriia Poverkhni*, **7**, No. 3: 256 (2009) (in Ukrainian).
11. O. V. Synashenko, E. P. Tkach, I. P. Buryk, L. V. Odnodvoret's', S. I. Protsenko, and N. I. Shumakova, *Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki. Seriya: Vakuum, Chistyie Materialy, Sverkhprovodniki*, No. 6: 169 (2009) (in Russian).
12. *Diagrammy Sostoianiiia Dvoinykh Metallicheskiikh Sistem* [State Diagrams of Binary Metal Systems] (Ed. N. P. Lyakishev) (Moscow: Mashinostroenie: 1996) (in Russian).
13. S. A. Husev, D. A. Tatarskii, A. Yu. Klimov, V. V. Rogov, Ye. V. Skorokhodov, M. V. Sapozhnikov, B. A. Gribkov, I. M. Nefedov, and A. A. Fraerman, *Fizika Tverdogo Tela*, **55**, No. 3: 435 (2013) (in Russian).
14. M. Jergel, I. Cheshko, Y. Halahovets, P. Siffalovic, I. Mat'ko, R. Senderak, S. Protsenko, E. Majkova, and S. Luby, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **42**: 135406 (2009).
15. S. G. Chigarev, L. A. Fomin, I. V. Malikov, G. M. Mikhailov, P. E. Zil'berman, and E. M. Epshtein, *Communications Technology and Electronics*, **55**, No. 1: 112 (2010).
16. A. V. Vedyayev, A. B. Granovskii, A. V. Kalitsov, and F. Brauers, *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*, **112**, No. 6(12): 2198 (1997) (in Russian).
17. S. Tumanski, *Thin Film Magnetoresistive Sensors* (London: Taylor & Francis Group: 2001).
18. D. M. Kondrakhova, O. P. Tkach, L. V. Odnodvoret's', and I. Yu. Protsenko,

- Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **9**, No. 4: 801 (2011) (in Ukrainian).
19. W. F. Brown, *Micromagnetics* (Moscow: Nauka: 1979) (in Russian).
 20. S. I. Protsenko, O. V. Synashenko, Y. Zabala, and M. Marszalek, *J. Surf. Investigation. X-Ray, Synchrotron and Neutron Techniques*, **5**, No. 4: 787 (2011).
 21. E. Agostinelli, D. Fiorani, and S. Foglia, *Mater. Sci. Eng. C*, **19**, Nos. 1–2: 151 (2002).
 22. I. Bakonyj and L. Peter, *Progress in Materials Science*, **55**: 107 (2010).
 23. I. M. Pazukha, Yu. M. Shabel'nik, and I. Yu. Protsenko, *Fizyka i Khimiiia Tverdoho Tila*, **13**, No. 4: 907 (2012) (in Ukrainian).
 24. S. S. P. Parkin, *Annual Rev. Mater. Sci.*, **25**: 357 (1995).
 25. G. Sarmientoa, A. García Priettoa, I. Oruea, and M. L. Fdez-Gubiedaa, *J. Magn. Mater.*, **291**: 1071 (2005).
 26. D. Bisero, E. Angeli, L. Pizzo, F. Spizzo, P. Vavassori, and F. Ronconi, *J. Magn. Mater.*, **262**: 84 (2003).
 27. M. Tamisari, F. Spizzo, M. Sacerdoti, G. Battaglin, and F. Ronconi, *J. Nanoparticle Research*, **13**, No. 10: 5203 (2011).
 28. Y. Yamagishi, S. Honda, J. Inoue, and H. Itoh, *Phys. Rev. B*, **81**, No. 5: 054445 (2010).
 29. N. Kataoka, H. Takeda, J. Echigoya, K. Fukamichi, E. Aoyagi, Y. Shimada, H. Okuda, K. Osamura, M. Furusaka, and T. Goto, *J. Magn. Mater.*, **140–144**: 621 (1995).
 30. J. H. Du, W. J. Liu, Q. Li, H. Sang, S. Y. Zhang, Y. W. Du, and D. Feng, *J. Magn. Mater.*, **191**: 17 (1999).
 31. H. Vrenken, B. J. Kooi, and T. M. De Hosson, *J. Appl. Phys.*, **89**, No. 6: 3381 (2001).
 32. J. Q. Wang and G. Xiao, *Phys. Rev. B*, **49**, No. 6: 3981 (1994).
 33. C. Aloy, B. Stahl, M. Ghafari, and H. Hahn, *J. Appl. Phys.*, **88**, No. 7: 4212 (2000).
 34. E. Hirota, H. Sakakima, and K. Inomata, *Giant Magneto-Resistance Devices* (Berlin–Heidelberg–New York: Springer: 2002).
 35. I. V. Cheshko, S. I. Protsenko, and P. Shifalovich, *Visnyk SumDU. Seriya: Fizyka, Matematyka, Mekhanika*, No. 2: 103 (2008) (in Ukrainian).