

УДК 539.216:537.62

УКПІ

№ держреєстрації 0117U002826

Інв. №

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
40007, м.Суми, вул. Р.-Корсакова,2
e-mail: kanc@sumdu.edu.ua

ЗАТВЕРДЖУЮ

Проректор з наукової роботи,
д-р.фіз.-мат. наук, професор
_____ А.М.Чорноус

З В І Т

ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ

**ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ І МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ
ТРИШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ НА ОСНОВІ Co , $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ ТА Cu
(остаточний)**

Керівник НДР,
д-р. фіз.-мат. наук., доцент

Ю.О. Шкурдода

Суми – 2020

Рукопис закінчено 20 березня 2020 року
Результати роботи розглянуті науковою радою, протокол від _____.____ р. № ____

СПИСОК ВИКОНАВЦІВ

Керівник НДР,
д-р. фіз.-мат. наук, доцент

20.03.2020 р.

Ю.О. Шкурдода
(вступ, п. 1.1, 1.2,
висновки)

Канд. фіз.-мат. наук, доцент

20.03.2020 р.

І.М. Пазуха
(п. 3.1, 3.2, перелік
джерел посилання)

Аспірант

20.03.2020 р.

Д.І. Салтиков
(розділ 2)

ЗМІСТ

Список умовних позначень.....	4
ВСТУП	6
1 ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)	7
1.1. Фазовий склад та кристалічна структура одно- та багатошарових плівок.....	7
1.2. Ефект гігантського магнітоопору в три- та багатошарових плівкових системах	10
1.2.1. Елементи мікроскопічної теорії магнітоопору.....	10
1.2.2. Загальна характеристика явища ГМО.....	12
1.2.3. Несиметричні spin-valve структури	13
2 МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ	19
2.1. Одержання зразків тришарових плівок	19
2.2. Методика дослідження електропровідності і магнітоопору.....	23
2.3. Методика дослідження фазового складу та кристалічної структури.....	24
3 КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА ТА ФАЗОВИЙ СКЛАД ПЛІВОК	27
3.1 Структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в тришарових плівкових зразках	27
3.2 Кристалічна структура та фазовий склад «псевдоспін-вентильних» структур на основі Co, Fe _x Ni _{100-x} та Cu	31
3.3 Магнітоопір несиметричних плівкових систем	32
ВИСНОВКИ	38
СПИСОК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ	39

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

a, a_0 – параметр кристалічної решітки плівки і масивних зразків

F_i – функція Фукса

d, d_F, d_N – товщина плівки, товщина магнітного шару, товщина немагнітного шару

ГЦК – гранецентрована кубічна кристалічна решітка

ГЦП – гексагональна щільно пакована кристалічна решітка

hkl – індекси Міллера

L – середній розмір кристалітів

R, ρ, ρ_0 – електроопір, питомий опір зразків у плівковому та масивному стані

ММП – мультишарова магнітна плівка

P – ймовірності дзеркального розсіювання носіїв заряду на межі поділу шарів

Q – ймовірності проходження електрона з одного шару металу в інший без розсіювання

Φ_m – розмірна функція

α_m – зерномежовий параметр

T – температура, К

$T_{\text{відп}}$ – температура відпалювання, К

ТКО, β, β_0 – термічний коефіцієнт опору плівки та масивного зразка

λ – середня довжина вільного пробігу носіїв заряду

H, B – напруженість, індукція магнітного поля

МО – магнітоопір

$\Delta R/R_0$ – величина магнітоопору

R_0 – опір зразка в розмагніченому стані

ГМО – гігантський магнітоопір

$\beta_s =$ – коефіцієнт спінової асиметрії

H_C – коерцитивна сила

ω – швидкість конденсації

J – густина струму

РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 44 с., 19 рис., 3 табл., 35 джерел.

Магніто-неоднорідні плівкові матеріали, структурно-фазовий стан, тверді розчини, питомий опір, дифузія, гігантський магнітоопір, анізотропний магнітоопір, спін-залежне розсіювання, коерцитивна сила..

Об'єкт дослідження – тришарові плівкові зразки на основі феромагнітних металів (ФМ) Co, Fe та їх сплавів (FeNi,) типу «ФМ»-«немагнітний прошарок»-«ФМ», де «немагнітний прошарок» - Cu; спін-вентильні структури типу «ФМ1»-«немагнітний прошарок»-«ФМ2», де «ФМ» плівки Co, Fe та FeNi.

Метою роботи було дослідження явища ГМО в багатошарових структурах та впливу на нього різних технологічних факторів (товщина та склад магнітних та немагнітних шарів, температура відпалювання та ін.) та виявлення серед досліджуваних плівкових об'єктів зразків з максимальною величиною ГМО.

Методи отримання та експериментального дослідження зразків: вакуумна пошарова конденсація металів та сплавів термічним і електронно-променевим способами з незалежних джерел; метод резистометрії в умовах надвисокого безмасляного вакууму (10^{-6} - 10^{-7} Па) та впливу зовнішніх температурних та магнітних полів; електронна мікроскопія та електронографія; рентгеноспектральний мікроаналіз; вторинно-іонна мас-спектрометрія, методи теоретичного аналізу і узагальнення результатів.

Запропонована методика формування функціональних спін-вентилів на основі Fe і Co, FeNi та Cu та результати досліджень впливу процесів дифузії, на їх структуру та фазовий склад направлені на вирішення проблем фундаментального та прикладного характеру.

ВСТУП

Актуальність теми. В останнє десятиліття спостерігається прогрес в створенні багат шарових магнітних плівок і штучно створених магнітних структур, в яких виникають нові ефекти завдяки взаємодії "магнітних електронів" з штучно створеними нанорозмірними структурами. У розроблених на цих принципах пристроях використовується комбінація магнетизму і електроніки, тому можна говорити про народження нової області магнетизму - спінтроніки. Одним з ефектів, який забезпечує прогрес магнітоелектроніки, є гігантський магнітоопір (ГМО), виявлений в магнітних мультишарах і гранульованих магнітних структурах.

Інтерес до дослідження багат шарових систем пов'язаний не тільки з постійним пошуком нової елементної бази мікроелектроніки, але і з можливістю отримання в таких дослідженнях важливої фундаментальної інформації про взаємодію квазічастинок твердого тіла з межами поділу матеріалів з різними фізичними характеристиками. Добре відомо, що феромагнітні шари Fe, Co, Ni та їх сплавів, розділені шарами неферомагнітних металів Cu, Ag, Pt, Cr і т.д., можуть бути, залежно від товщини неферомагнітного шару, обмінно-зв'язаними феромагнітним або антиферомагнітним чином. Наявність цієї обмінної взаємодії між феромагнітними шарами, розділеними не магнітним прошарком, приводить до формування в багат шаровій плівці єдиної в магнітному відношенні системи. Серед різноманітних ефектів, що спостерігаються в магнітних мультишарах (ММШ), до найбільш яскравих і важливих з точки зору практичного використання, безсумнівно, відноситься ефект гігантського магнітоопору, що проявляється в різкому зменшенні опору зразків при вміщенні їх в досить слабе магнітне поле. Цікавість до цього явища викликана як чисто науковим інтересом так і можливістю практичного використання його для збільшення щільності запису інформації на жорсткий диск ПЕОМ.

Отже, є очевидний науковий та практичний інтерес до фундаментальної проблеми фізики тонких плівок, яка пов'язана із комплексним дослідженням

кристалічної структури, фазового складу, розмірної і температурної залежності повздовжнього та поперечного магнітоопору (МО), електроопору і термічного коефіцієнта опору (ТКО) магнітних та немагнітних тришарових плівок.

1 ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ БАГАТОШАРОВИХ ПЛІВКОВИХ СИСТЕМ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)

Фізичні властивості багатошарових плівкових систем представляють для дослідників особливий інтерес завдяки тому, що в таких об'єктах у порівнянні з одношаровими плівками присутня взаємодія носіїв заряду з межами поділу окремих шарів, які суттєво впливають на величини електропровідності та температурного коефіцієнта опору.

Особливо значна увага в наш час приділяється дослідженню електронного транспорту в магнітовпорядкованих тришарових та мультишарових плівках, що обумовлено відкриттям у таких системах ефекту гігантського магнітоопору. Крім того, таким магнітним наногетероструктурам властиві специфічні магнітні властивості (специфічна доменна структура, магнітна анізотропія та ін.)

1.1. Фазовий склад та кристалічна структура одно- та багатошарових плівок

Кристалічна структура одношарових металевих плівок Co, Cu, Ag та інших вивчена досить добре [6, 7, 24-27]. Надійно встановлено, що ГЦК метали Cu, Ag і сплав $Fe_{0,5}Ni_{0,5}$ (пермалой) не мають поліморфізму в усьому інтервалі температур стійкості кристалічної фази. На відміну від них кобальт має дві поліморфні модифікації: низькотемпературну з гексагональною (ГЦП) і високотемпературну (ГЦК) кристалічними ґратками [25-31]. Дослідження тонких плівок Co показали, що при конденсації на вуглецеві підкладки спостерігалася ГЦП або ГЦК-фази залежно від розміру частинок (товщини плівки) і температури підкладки. У зразках, отриманих на (001) NaCl, спостерігалася двофазна сполука ГЦК+ГЦП як в острівцевих, так і суцільних плівках. Фазовий склад у цьому випадку залежить не від товщини та умов одержання, а повністю визначається розміром кристалітів.

У процесі конденсації тонких плівок у високому вакуумі можливе утворення ряду аномальних фаз [32] у результаті взаємодії з залишковими газами, в умовах надвисокого вакууму аномальні фази не спостерігаються. Збільшуючи швидкість

конденсації, і в умовах високого вакууму, можна з достатньо високою відтворюваністю одержувати плівки з кристалічною структурою відповідних масивних зразків.

У зв'язку з поліморфізмом кобальту в масивному стані є доцільним проаналізувати питання про фазовий розмірний ефект у рамках двошарової металевої плівкової системи Co/Cu.

Критична товщина фазового переходу буде залежати від поверхневої енергії підкладки. У двошарових плівках, очевидно, необхідно враховувати також енергію границі поділу двох шарів.

Згідно з [6, 7, 28] зниження температури поліморфного ГЦП→ГЦК переходу при зменшенні ефективної товщини (або розміру острівця) можна записати в такий спосіб:

$$\frac{\Delta T'}{T_0} = \frac{T_0 - T'}{T_0} = \frac{(\sigma_1 - \sigma_2) + (\sigma_{13} - \sigma_{23})}{d^* \lambda_{12}}, \quad (1.1)$$

де T_0, T' – температура поліморфного переходу в масивному Co і у плівці Co відповідно;

σ_1 і σ_2 – питомі поверхневі енергії відповідно 1 і 2 фази;

σ_{12} і σ_{23} – відповідні їм енергії на границі поділу шарів Me_1/Me_2 , λ_{12} – теплота переходу;

d^* – критична товщина переходу.

Перетворивши вираз (1.1), одержимо:

$$\frac{\Delta T'}{T_0} = \frac{\Delta T}{2T_0} + \frac{(\sigma_{13} - \sigma_{23})}{d \lambda_{12}}, \quad (1.2)$$

де ΔT – зниження температури переходу для одношарової металевої плівки.

Провівши аналіз отриманого виразу, можна зробити наступні висновки:

1) при $\sigma_{12} \approx \sigma_{23}$ $\frac{\Delta T'}{T_a} \approx \frac{\Delta T}{2T_a}$, тобто зниження температури переходу у двошарових

плівках буде у два рази меншим, ніж в одношарових;

2) при $\sigma_{13} > \sigma_{23}$ $\frac{\Delta T'}{T_a} > \frac{\Delta T}{2T_a}$, тобто буде спостерігатися велике зниження

температури;

3) при $\sigma_{13} < \sigma_{23}$ $\frac{\Delta T'}{T_a} < \frac{\Delta T}{2T_a}$, у цьому випадку зниження температури може і не

бути, тобто фазовий розмірний ефект не буде спостерігатися.

З більш конкретної умови $\sigma_1 + \sigma_{13} = \sigma_2 + \sigma_{23}$ одержуємо $d^* = 0$.

Отже, виходячи з вищесказаного, можна очікувати ситуацію, коли поліморфний перехід ГЦК-Co не відбудеться при конденсації на металевий підшар.

Виходячи з отриманих авторами [33,34] результатів, у випадку плівкової системи Co/Cu утворення ГЦК Co, можливо, не відбувається. Метастабільний ГЦК-твердий розчин Co-Cu, швидше за все, утвориться на основі ГЦК-Cu. Ці висновки певною мірою підтверджуються даними, згідно з якими у двошарових плівках Co/Cr/П та Co/Pd/П ГЦК-Co не утворюється.

У роботі [35] досліджена структурна стабільність адсорбованих атомів і кластерів Co на поверхні (100) Cu. Було встановлено, що при нанесенні атомів Co на поверхню Cu утворюється поверхневий сплав. Енергія системи Co/Cu значно знижується у тому випадку, коли атоми Co перебувають усередині шару Cu, а не у вигляді адсорбованих атомів на поверхні. Ще більш значна стабілізація даної плівкової системи відбувається, коли атоми Co утворюють кластери в глибинних шарах плівки Cu. Цей висновок повністю узгоджується з результатами роботи [36], у якій аналізують способи включення частинок Co у моно- або полікристалічну плівку Cu.

У серії робіт І.Ю. Проценка та співробітників [37-39] проведене детальне дослідження структурно-фазового стану, дифузійних процесів та електрофізичних властивостей плівкових матеріалів із спін-залежним розсіюванням електронів. Аналіз цих робіт вказує на утворення в системах Au/Co і Ag/Co твердого розчину

(Au-Co) і (Ag/Co) з елементом гранульованого стану, а в системі Fe/Cu – сплаву евтектичного типу.

1.2. Ефект гігантського магнітоопору в три- та багат шарових плівкових системах

1.2.1. Елементи мікроскопічної теорії магнітоопору.

Вперше мікроскопічний аналіз появи магнітоопору був зроблений Франком в 1930 році в рамках моделі вільних електронів по Зомерфельду. Необхідно зауважити, що в рамках класичної електронної теорії провідності металів магнітоопір не може бути пояснений. Суть пояснення зводиться до наступного: протікання електричного струму вздовж провідника зумовлене рухом вздовж нього вільних електронів під дією сил зовнішнього електричного поля. При цьому електрони стикаються з дефектами кристалічної ґратки та фононами. Між двома послідовними зіткненнями електрони провідності рухаються прямолінійно. При цьому можна говорити про деяку середню довжину вільного пробігу електронів λ_0 . В рамках теорії електропровідності металів Друде-Лоренца, електропровідність металу пропорційна середній довжині вільного пробігу електронів λ_0 . Тобто чим менша довжина вільного пробігу електронів (чим більше зіткнень електронів), тим більший питомий опір провідника.

При внесенні провідника зі струмом в зовнішнє магнітне поле на електрони провідності, що рухалися прямолінійно діє сила Лоренца:

$$\vec{F}_L = e[\vec{V} \cdot \vec{B}],$$

де e – заряд електрона; \vec{V} – швидкість електрона; \vec{B} – індукція магнітного поля.

Ця сила перпендикулярна до векторів \vec{B} і \vec{V} , а тому вона зумовлює викривлення траєкторії руху електронів. Електрони замість прямолінійного руху починають рухатися по дузі кола радіусом r_B :

$$r_B = \frac{m}{e} \cdot \frac{V}{B},$$

де m – маса електрона.

Викривлення траєкторії і приводить до зміни довжини вільного пробігу електронів, тобто до появи додаткового електричного опору. Такою є напівкласична модель появи магнітоопору в провідниках, які не мають внутрішнього магнітного порядку. Детальний розгляд даного явища проведений вперше Франком, дозволяє одержати залежність магнітоопору від величини магнітного поля

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{AH^2}{1+CH^2},$$

де H – напруженість зовнішнього магнітного поля, а коефіцієнти A і C , складним чином залежать від температури та енергії електрона на поверхні Фермі. У випадку, коли $T \rightarrow 0$, $\Delta\rho$ прямує до 0. В слабких полях повинно спостерігатися $\Delta\rho \sim H^2$, а в сильних полях $\Delta\rho$ прямує до насичення. Але, дана формула погано узгоджується з експериментальними даними, бо в цілому ряді випадків спостерігається не квадратична залежність $\Delta\rho(H)$, а лінійна (лінійний закон Капіці).

Труднощі в даному випадку можуть бути усунені, коли розглядати несферичну поверхню Фермі. Як правило, справедливою є наступна формула:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = f\left(\frac{H}{\rho_0}\right),$$

де $f\left(\frac{H}{\rho_0}\right)$ визначається фізичними властивостями даного металу і геометричними розмірами досліджуваних зразків.

Дана формула відома під назвою правила Колера. Встановленню конкретного вигляду даної функції, присвячена велика кількість теоретичних робіт. Для тонких плівок немагнітних металів вид цієї функції був запропонований Зондгеймером, який виявив цілий ряд розмірних залежностей в явищах електропровідності тонких плівок.

1.2.2. Загальна характеристика явища ГМО

Одним із найбільш цікавих явищ для деяких магнітних мультишарів (ММШ) з точки зору фундаментальної фізики і практичного використання є явище гігантського магнітного опору (GMR, giant magnitoresistance). Це явище було відкрито у 1988 році групою вчених Паризького університету на чолі з професором Альбертом Фертом в багатошаровій плівковій системі, особливістю якої було те, що вона складалася з шарів феромагнітного (F) і немагнітного (N) матеріалів, що чергувалися між собою. В якості такого зразка була вибрана мультишарова плівка, до складу якої входили шари заліза (феромагнітний матеріал) та хрому (немагнітний матеріал), причому товщина шарів хрому складала приблизно 6 атомних шарів [6].

Ефект ГМО відрізняється по своїй величині і природі від класичного (анізотропного) магніторезистивного ефекта. Величина магнітоопору в ММШ більш чим на порядок вища, ніж в звичайних матеріалах. Крім того, ефект ГМО не залежить від відносної орієнтації магнітного поля і струму, а залежить від відносної орієнтації намагніченостей в сусідніх феромагнітних плівках.

Окрім вищезгаданої плівки Fe/Cr, явище ГМО також спостерігається у ряді інших багатошарових плівкових структур із магнітними (Co, Ni, Fe) та немагнітними шарами (Cu, Ag, Cr), що чергуються, а також у гранульованих сплавах тих самих компонент.

1.2.3. Несиметричні spin-valve структури

Типова тришарова структура представлена на рис. 1.1 [9]. Припускається, що товщина магнітних шарів мала в порівнянні з довжиною та шириною, так що

зміною намагніченості вздовж товщини можна знехтувати. Тому розподіл намагніченості залежить лише від координат x і y . Вісь z направлена по нормалі до структури. Товщина немагнітного шару (spacer) досить мала (1-5 нм), так, що при дослідженні необхідно брати до уваги міжшарову обмінну взаємодію. Дослідження проводилося шляхом чисельного розв'язування рівняння Ландау-Лифшица

$$\mathbf{M} = \gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff}] - ((\alpha\gamma)/M_s)[\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{H}^{eff}]],$$

де γ - гіромагнітне відношення,

\mathbf{M} - намагніченість,

α - безрозмірна константа дисипації,

\mathbf{H}^{eff} - ефективне поле, що дорівнює:

$$\mathbf{H}^{eff}(\mathbf{r}) = -(\delta F(\mathbf{r})) / (\delta \mathbf{M}) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_M(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_A(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{in-exch}(\mathbf{r}) + \mathbf{H}_{inter-exch}(\mathbf{r}),$$

де F - вільна енергія,

\mathbf{H}_0 - зовнішнє магнітне поле,

\mathbf{H}_A - поле анізотропії,

$\mathbf{H}_{in-exch}$ і $\mathbf{H}_{inter-exch}$ - поля внутрішньшарового та міжшарового обміну відповідно.

Найбільш складним для комп'ютерного моделювання є магнітостатична взаємодія

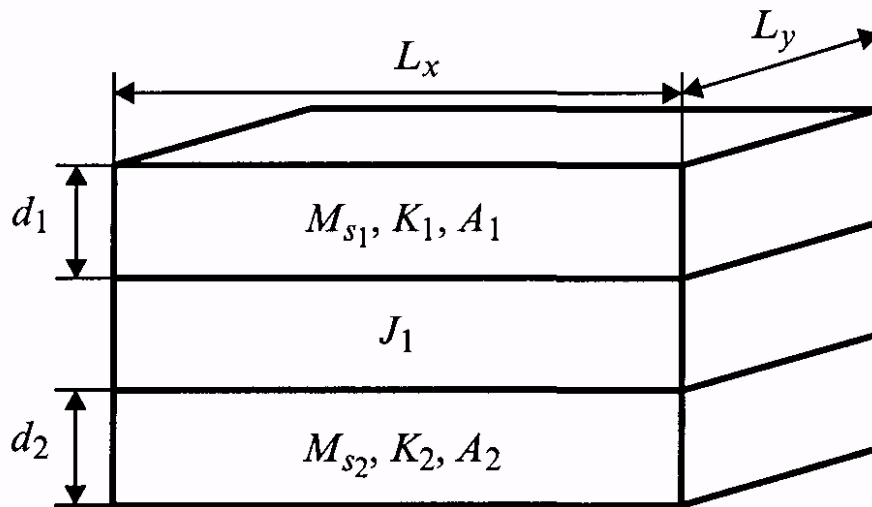


Рисунок 1.1 – Тришарова спін-вентильна структура

$$H_m(r) = \sum_i \int_i \operatorname{div} M_i(r_i) \frac{r - r'}{|r - r'|^3} dr_i$$

де r і r' - координати точок, між якими обчислюється взаємодія; сумування проводиться за всіма шарами.

Тут слід відмітити, що магнітостатичне поле залежить від усіх трьох координат (x, y, z) . Таким чином, необхідно обчислювати цю взаємодію для всього об'єму V [8], що являється дуже громіздкою обчислювальною задачею, тому створення ефективних чисельних методів мікромагнетизму є важливою проблемою [6,7,9]. При моделюванні припускається, що розподіл вектора намагніченості $M(x, y, z)$ однорідний за товщиною кожного шару, при цьому вектор M має z -компоненту. Подібну модель можна назвати квазітрьохмірною.

Розглянемо несиметричні спін-вентильні структури, тобто структури, які складаються із шарів з різними магнітними і геометричними параметрами. Як буде показано далі, різні співвідношення параметрів верхнього і нижнього шарів можуть істотно впливати на вид гістерезисних петель і характер процесу перемагнічування. Розглянемо три основних випадки: (1) $M_{s1}d_1 = M_{s2}d_2$, $K_1 > K_2$; (2) $M_{s1}d_1 > M_{s2}d_2$, K_1

$> K_2$ і (3) $M_{s1}d_1 > M_{s2}d_2$, $K_1 < K_2$, де K_1 і K_2 - константи одновісної анізотропії верхнього і нижнього магнітних шарів. Вісь анізотропії направлена по вісі x .

1. Випадок $M_{s1}d_1 = M_{s2}d_2$, $K_1 > K_2$. На рис. 1.2 а, б приведені криві гістерезису намагніченості і ефекта магнітного перемикання, а також розподіл намагніченості, отриманий для характерних значень зовнішнього поля. Ми бачимо, що гістерезисна крива намагніченості складається із двох ступеньок, відповідних перемикань магнітом'якого і магнітожорсткого шарів (рис. 1.2 а).

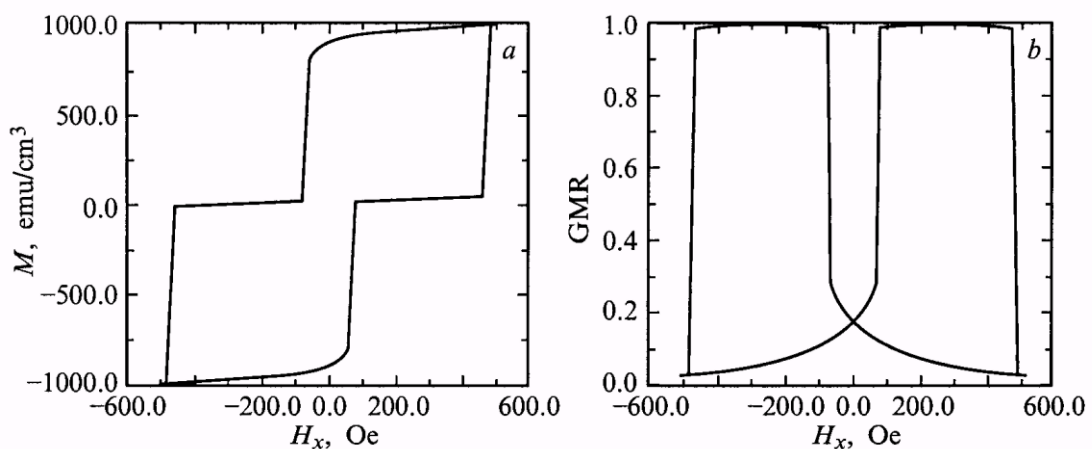


Рисунок 1.2 – Крива гістерезису намагніченості (а) і ефекта гігантського магнітоопору (б) несиметричної структури виду $M_{s1}d_1 = M_{s2}d_2$, $K_1 > K_2$

Крива гістерезису ефекта магнітного перемикання показує, що існує стійкий антиферомагнітний розподіл в певному інтервалі зовнішнього магнітного поля (рис. 1.2 б). При моделюванні наводились наступні магнітні параметри: $K_1 = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $K_2 = 30\,000 \text{ erg/cm}^3$, $M_s = 1000 \text{ emu/cm}^3$, $d_1 = d_2 = 4 \text{ нм}$.

Із наведених розподілів намагніченості (рис. 1.3) видно, що перемагнічування магнітом'якого шару протікає суттєво більш неоднорідно, ніж магнітожорсткого. Намагніченість магнітожорсткого шару змінюється стрибком, без значного порушення однорідного розподілу перед перемагнічуванням. Магнітом'який шар, навпаки, перемагнічується суттєво неоднорідно, з поступовим розширенням областей неоднорідності з країв шару до його центру. На кривій гістерезиса

намагніченості це видно по "згладженості" першого стрибка і "кутовидності" другого.

2. Випадок $M_{s1}d_1 > M_{s2}d_2$, $K_1 > K_2$. На рис.1.3, а, б наведені криві гістерезису намагніченості (а) і ефекта магнітного перемикання (б). В цьому випадку ми спостерігаємо суттєву неоднорідність перемагнічування як магнітом'якого, так і магнітожорсткого шарів.

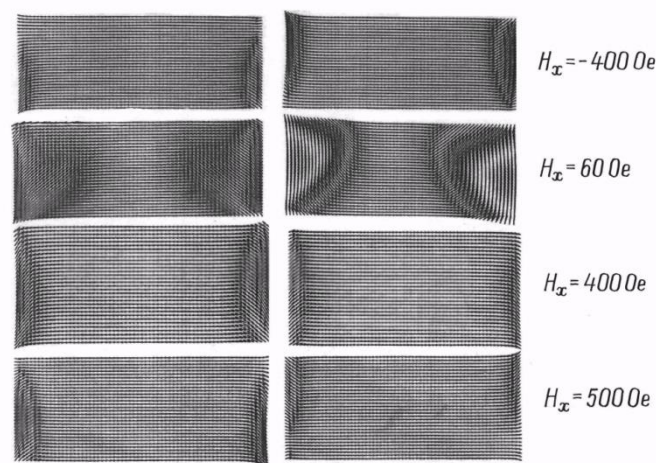


Рисунок 1.3 – Розподіл намагніченості для характерних точок петлі гістерезису

Ми бачимо, що обидва стрибки суттєво згладжені. Крива гістерезису ефекта магнітного перемикання показує, що стійкого антиферомагнітного розподілу в цьому випадку немає (рис.1.3 б). Гістерезисна крива для подібної структури експериментально спостерігається в роботі [10].

При моделюванні задавали наступні магнітні параметри: $K_1 = 1000 \text{ erg/cm}^3$, $K_2 = 30000 \text{ erg/cm}^3$, $M_{s1} = 1200 \text{ emu/cm}^3$, $M_{s2} = 800 \text{ emu/cm}^3$, $d_1 = d_2 = 4 \text{ нм}$.

3. Випадок $M_{s1}d_1 > M_{s2}d_2$, $K_1 < K_2$. Для цього випадку досліджено вплив відношення величин константи одновісної анізотропії магнітожорсткого шару і константи міжшарового антиферомагнітного обміну J_1 . Отримані чотири характерні петлі гістерезису, які визначають чотири різних характеру перемагнічування (рис.1.9). При моделюванні задавалися наступні магнітні параметри: $M_{s1} = 1200 \text{ emu/cm}^3$, $M_{s2} = 800 \text{ emu/cm}^3$, $d_1 = d_2 = 4 \text{ нм}$.

1) При слабкому антиферромагнітному обміні гістерезисна крива має вигляд (рис. 1.4 *a*). При певному додатньому значенні зовнішнього поля перемагнічується магнітом'який шар з великою залишковою намагніченістю, потім при подальшому збільшенні зовнішнього поля перемагнічується магнітожорсткий шар з меншою залишковою намагніченістю.

2) При збільшенні міжшарового обміну гістерезисна крива приймає вигляд "потрійної" петлі (рис. 1.9 *b*). Особливістю даного випадку є те, що структура переходить в стан з намагніченістю, яка направлена проти зовнішнього поля, тобто із стану з від'ємною намагніченістю в стан з додатньою

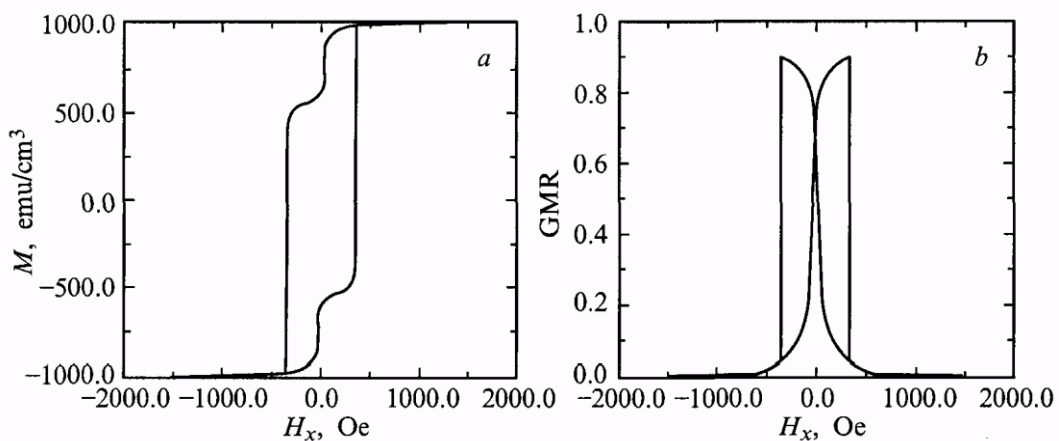


Рисунок 1.3 – Крива гістерезису намагніченності (а) і ефекта гігантського магнітоопору (б) несиметричної структури виду $M_{s1}d_1 > M_{s2}d_2$, $K_1 > K_2$

намагніченістю при від'ємному зовнішньому магнітному полі. Це можна пояснити тим, що обмінне поле зі сторони магнітожорсткого шару перевищує зовнішнє магнітне поле і поле анізотропії, які перешкоджають перемагнічуванню. Це явище експериментально спостерігалось в роботі [11] (див. також [3]).

3) При подальшому збільшенні антиферромагнітного міжшарового обміну змінюється почерговість перемагнічування шарів, тобто спочатку перемагнічується шар з більшою константою анізотропії, а потім магнітом'який шар (рис. 1.4 *в*). Це можна пояснити тим, що поле обміну зі сторони шару з більшою

намагніченістю (і малою константою анізотропії) набагато перевищує поле обміну зі сторони шару з малою намагніченістю (і більшою константою анізотропії). При деякій величині J_1 це поле стає більшим, ніж зовнішнє поле і поле анізотропії, які перешкоджають перемагнічуванню. В магнітом'якому ж

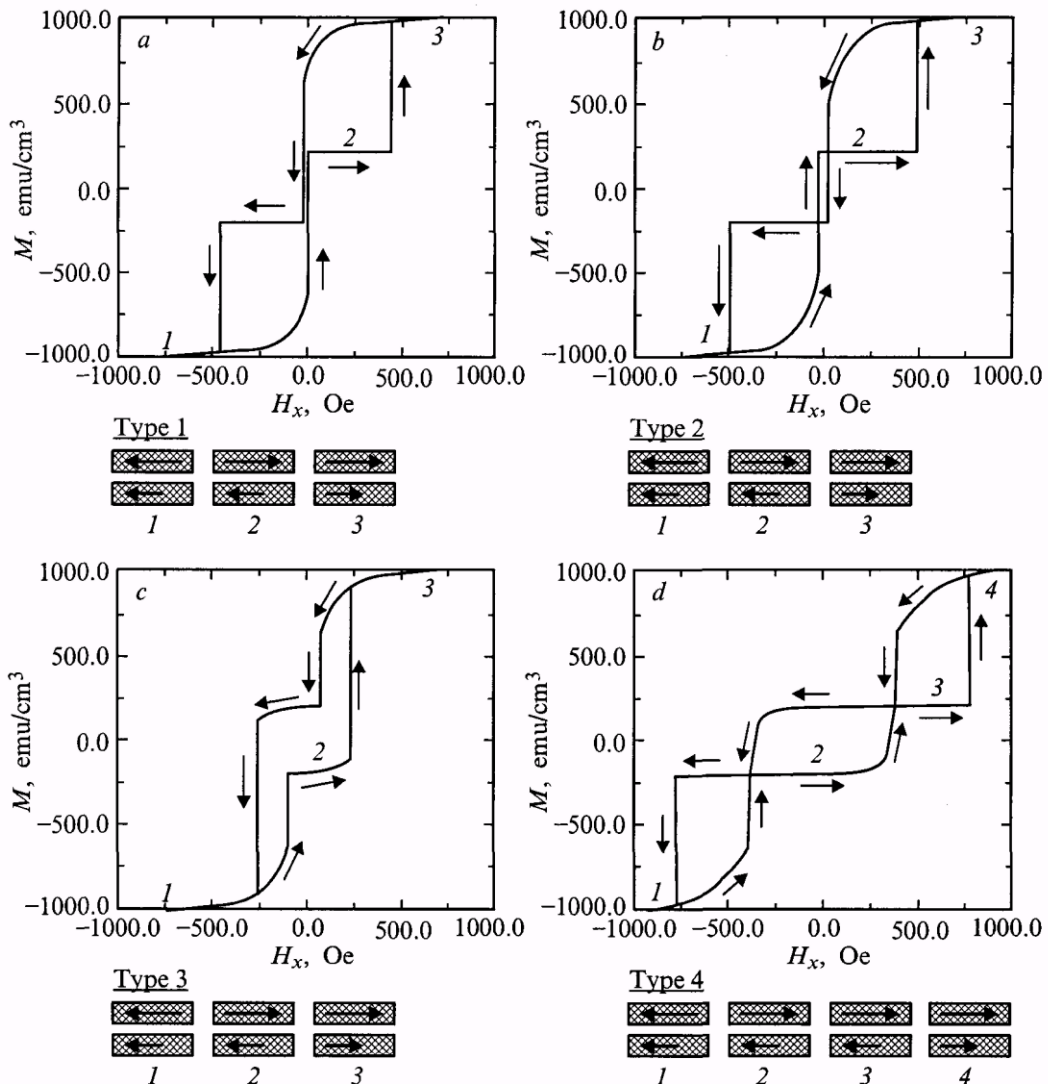


Рисунок 1.4 – Чотири характерні петлі гістерезису намагніченості для випадку $M_{s1}d_1 > M_{s2}d_2$, $K_1 < K_2$ при різній величині константи антиферромагнітного обміну J_1 .

Схематично показана почерговість перемикання шарів

шарі поле обміну менше, ніж поля, які перешкоджають перемагнічуванню (так як воно діє зі сторони шару з малою намагніченістю).

Таким чином, за допомогою комп'ютерного моделювання були отримані петлі гістерезису для характерних співвідношень параметрів магнітних шарів.

2 МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

2.1. Одержання зразків тришарових плівок

Для отримання тонких тришарових плівок використовувалася промислова вакуумна установка (вакуумний універсальний пост) ВУП-5, виробництва Сумського АТ “Selmi” (тиск залишкових газів $10^{-3} \dots 10^{-4}$ Па), пристосована до наших потреб.

Принципова схема цієї установки приведена на рис. 2.1. Основними її складовими є робочий об'єм (1) і відкачна система. Відкачна система складається з механічного насосу 2НВД-5ДМ (3), який створює попереднє розрідження, та пароструменевого насосу НВДН-160 (2) – для одержання високого вакууму. Електромагнітні клапани (4) і (5) дозволяють проводити попереднє відкачування дифузійного насосу або робочого об'єму за допомогою механічного насосу. Між камерою і дифузійним насосом встановлено клапан

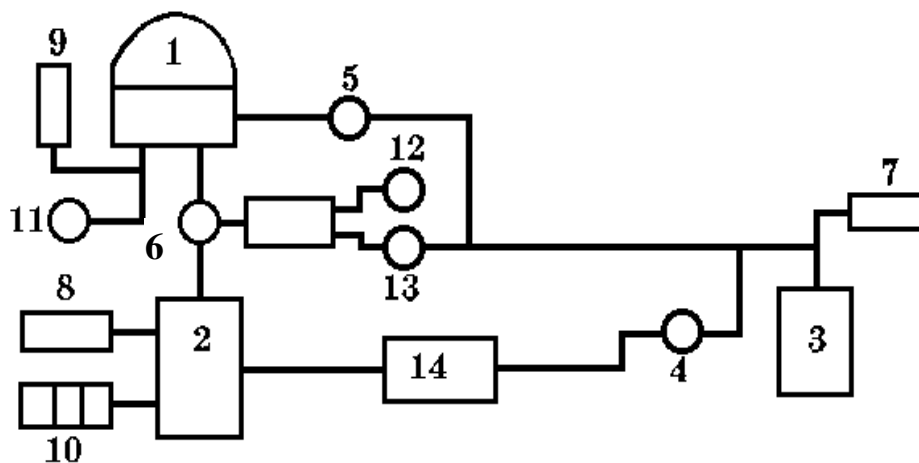


Рисунок 2.1 – Схема вакуумної установки ВУП-5М: 1 – робочий об'єм;

2 – дифузійний насос; 3 – форвакуумний насос; 4, 5, 11-13 – електромагнітні клапани, 6 – клапан пневматичного типу; 7-10 – датчики для вимірювання тиску;

14 – форбалон

пневматичного типу (6). Для вимірювання низького вакууму у системі призначена лампа термопарного типу ПМТ-2 (9), в той час як високий вакуум вимірюється лампою ПМІ-2 (10). Клапан (11) використовується для напуску повітря до робочої камери, а клапани (12), (13) – для обслуговування робочого клапана.

Осадження плівок здійснювалося методом термічного випаровування чистих металів з двох незалежних джерел. В якості випаровувачів міді використовувалися вольфрамові стрічки. Плівки пермалою та кобальту одержували електронно-променевим випаровуванням за допомогою діодної гармати. Для отримання шарів NiFe використовувався масивний сплав пермалой 50 Н. Схема гармати приведена на рис.2.2. Вона складається з анодного і катодного вузлів, які з'єднані керамічними ізоляторами. Висока напруга до аноду гармати (до 3 кВ) подається за допомогою переполюсованого серійного блоку живлення БП-100. Чистота металу, який випаровувався, була не гірша ніж 99,98 %.

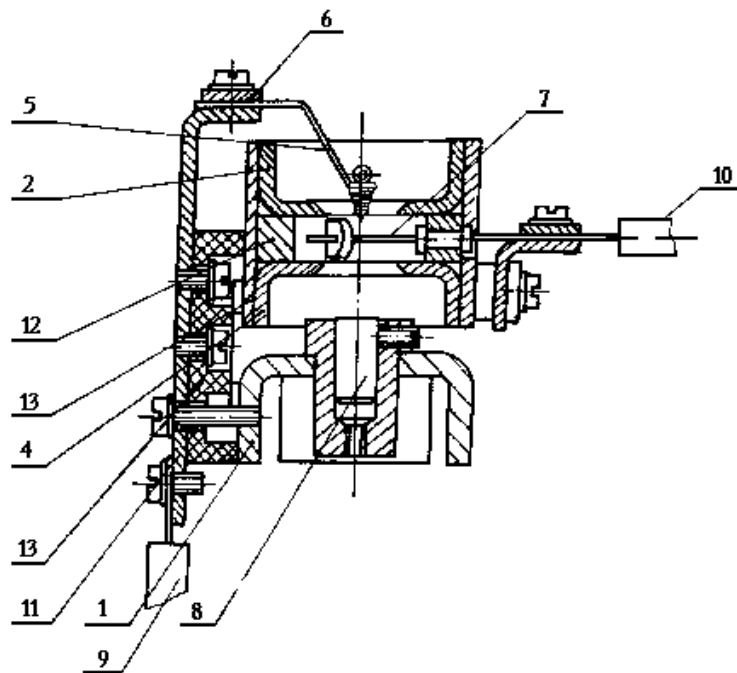


Рисунок 2.2 – Електронно-променева гармата діодного типу:

1,3 – корпус; 2,4 – екран; 5,8 – тигель; 6 – затискач; 7 – нитка розжарення; 9,10 – провід; 11 – кронштейн; 12 – блок розжарення; 13 - ізолятор

Плівки конденсувались на скляні підкладки (при дослідженні магнітоопору) та кристали NaCl (для дослідження структури та фазового складу). Схема системи “випаровувачі-підкладка” приведена на рис.2.3.

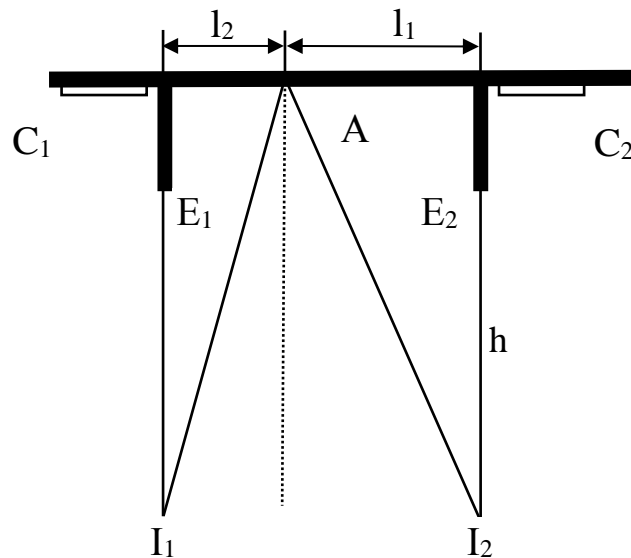


Рисунок 2.3 – Схема системи випаровувач - підкладкотримач:

I_1, I_2 – випаровувачі; $П_1, П_2$ – скляні пластинки для вимірювання товщини; E_1, E_2 – екрани.

Для випаровувача з малою площею поверхні можна записати:

$$\frac{d}{d_0} = \left[1 + \frac{l^2}{h^2} \right]^{-2}, \quad (2.1)$$

де d_0 – товщина плівки на підкладці в точці, що знаходиться проти випаровувача;

l – відстань від цієї точки до площадки dS ;

h – відстань від випаровувача до підкладки.

Звідси, знаючи величину d_0 , можна розрахувати товщину d плівки, осадженої в деякій точці A підкладки:

$$d = \frac{d_0}{\left[1 + \left(\frac{l}{h}\right)^2\right]^2}. \quad (2.2)$$

Для довільної точки підкладкотримача за формулою (2.2) можна розрахувати товщину плівок d_1 та d_2 , одержаних від кожного з випаровувачів:

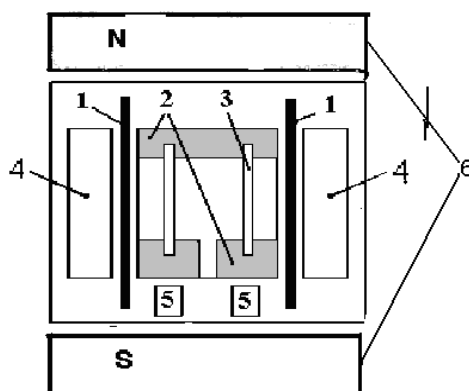
$$d_1 = \frac{d_{01}}{\left[1 + \left(\frac{l}{h}\right)^2\right]^2} \quad \text{і} \quad d_2 = \frac{d_{02}}{\left[1 + \left(\frac{l}{h}\right)^2\right]^2}. \quad (2.3)$$

Товщина тришарових плівок визначалась як сума товщин шарів, які були б осаджені при випаровуванні тільки одного компоненту:

$$d = d_1 + d_2 + d_3.$$

Для вимірювання d використовувалися підкладкотримачі з спеціальними екранами. Це дозволяло осаджувати на скляних пластинах, розміщених навпроти випаровувача, плівку тільки однієї речовини і потім виміряти d_0 .

Конструкція підкладкотримача дозволяла одержувати за одне напilenня серію з 2 зразків приблизно однакової товщини, але з різним вмістом компонентів. Тришарові плівки з товщинами магнітних шарів 200–1000Å та товщинами немагнітного шару 10–100Å були отримані в вакуумній установці ВУП–5М при кімнатній температурі в зовнішньому орієнтуючому магнітному полі. Це дозволяло отримати шари S_0 з паралельною орієнтацією осей легкого намагнічування. Конструкція підкладкотримача зображена на рис. 2.4.



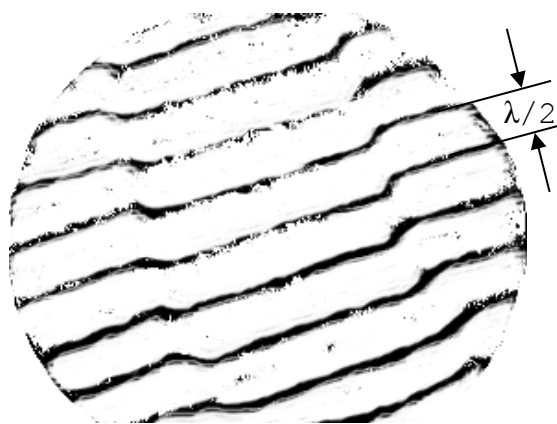


Рисунок 2.5 – Інтерференційна картина для розрахунку товщини плівки

Рисунок 2.4 – Схема підкладкотримача:

- 1 – екрани; 2 – контакти; 3 – зразки; 4 – скляні пластини;
5 – монокристали NaCl; 6 – постійний магніт.

Для визначення швидкості конденсації плівок були отримані серії одношарових плівок Co і Cu, товщина яких визначалася за допомогою інтерферометра Лінника (МІИ-4) з лазерним джерелом світла (мініатюрний напівпровідниковий лазер з $\lambda = 647$ нм) та комп'ютеризованої системи реєстрації інтерференційної картини (цифрова фотокамера з передачею зображення в комп'ютер). Це дозволяло істотно спростити процес вимірювання товщини й обробляти зображення отриманої інтерференційної картини безпосередньо на екрані комп'ютера. На рис. 2.5, як ілюстрація, представлена типова інтерференційна картина від плівкового зразка з $d = 84$ нм. При такому способі вдається зменшити похибку виміру товщини d , особливо в області $d < 50$ нм. Відносна похибка вимірювань товщини плівок в інтервалі 50...200 нм становить 10%. При $d < 50$ нм – 20...30%.

2.2 Методика дослідження електропровідності і магнітоопору

Експерименти по відпалюванню для стабілізації структурного стану плівок і вимірювання залежності електроопору від температури, проводилися в спеціально виготовленій установці в умовах надвисокого безмасляного вакууму ($10^{-6} \div 10^{-7}$ Па) у постійному магнітному полі напруженістю $H = 8$ кА/м (100 Ое).

Принципова схема цієї установки приведена на рис.2.6.

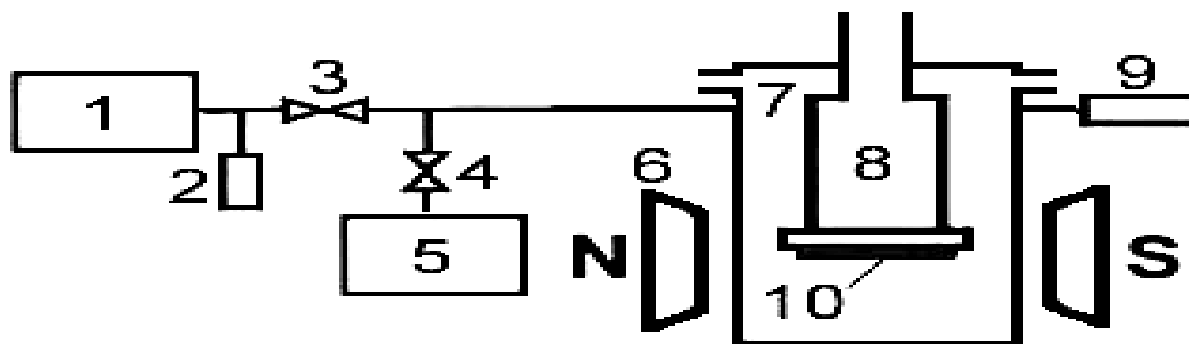


Рисунок 2.6 – Схема установки для відпалювання та вимірювання МО:
 1 – механічний насос; 2, 9 – манометричні перетворювачі ПМТ-2 і ПМТ-32;
 3,4 – запірні вентиля ДУ-6 і ДУ-40; 5 – магніторозрядний насос;
 6 – електромагніт; 7 – робоча камера; 8 – ємність для рідкого азоту;
 10 - зразки

У цій установці проводилися і виміри магнітоопору (МО) зразків. Основними елементами установки є робоча камера (7), яка може прогріватися до 700 К, посудина: об'єм для рідкого азоту (8) та електромагніт (6). Насоси (1) та (5) дозволяють за допомогою комутуючих вентилів (3) та (4) проводити відкачування робочої камери до попереднього (10^{-1} Па, механічний форвакуумний насос 2НВД-5М) і надвисокого (10^{-7} Па, магніторозрядний насос НМДО-0,25) вакууму. Робоча камера виготовлена із діамагнітної нержавіючої сталі. Камера розташована між полюсами електромагніту, що створює у міжплосковому зазорі однорідне магнітне поле з напруженістю до 96 кА/м (120 мТл). Електромагніт може обертатися навколо своєї осі в горизонтальній площині, що дозволяє змінювати напрямок магнітного поля відносно досліджуваних зразків.

Плівкові зразки на скляних підкладках прикріплюються на плоскому дні тонкостінної ємності (8) з нержавіючої сталі, привареної у верхній своїй частині до

зйомного фланця робочої камери. На цьому ж фланці розміщені всі необхідні струмовводи. Бічна поверхня ємності може прогріватися ніхромовим нагрівачем до 700 К. Така конструкція тримача зразків дозволяє, заливаючи в ємність (7) рідкий азот, охолоджувати зразки до 100 К, чи нагрівати їх до 700 К, що давало можливість проводити відпалювання зразків (як в магнітному полі, так і без нього), а також проводити вимірювання повздовжнього та поперечного МО (повертаючи електромагніт на 90°). Температура зразків контролювалася за допомогою мідь-константанової термопари з похибкою ± 10 К (з використанням універсального цифрового вольтметра Щ1516).

2.3. Методика дослідження фазового складу і кристалічної структури

В якості підкладок для проведення електронно-мікроскопічних та електроннографічних досліджень використовувались монокристали NaCl.

Кристалічна структура плівок досліджувалася методом електронної мікроскопії за допомогою просвічуючого електронного мікроскопа EM-125, фазовий склад - методом електронної мікродифракції з допомогою електрогнографа.

При електроннографічних дослідженнях еталоном для розрахунку міжплощинних відстаней з точністю $\pm 0,001$ нм служили тонкі плівки алюмінію ($d = 30 \dots 40$ нм). Обробка одержаних електроннограм включає в себе вимірювання діаметрів кілець у двох взаємно перпендикулярних напрямках та розрахунок міжплощинних відстаней і параметра ґратки за відомим співвідношенням:

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

де $d_{hkl}^0 D^0 = C$ – постійна приладу (d_{hkl}^0 і D^0 – міжплощинна відстань і діаметр дифракційних кілець еталона),

D – діаметр дифракційних кілець досліджуваного матеріалу.

На рис. 2.7 представлена електронограма плівки еталона (Al), а в табл. 2.1 – розрахунки сталої приладу.

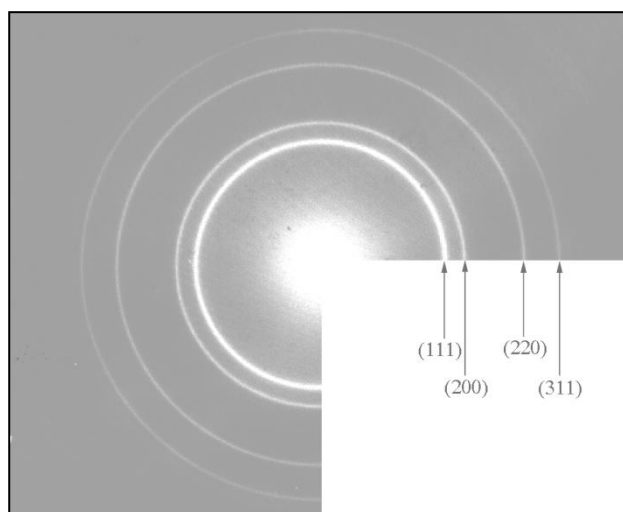


Рисунок 2.7 – Електронограма плівки Al

Таблиця 2.1 – Розрахунок сталої приладу

hkl	D_{cp} , мм	d_{hkl} , нм	C	C_{cp}
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	

3 КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА ТА ФАЗОВИЙ СКЛАД ПЛІВОК

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. Тактопографія поверхонь окремих шарів визначають якість інтерфейсів багат шарових плівкових систем, щовідіграє важливу роль при реалізації механізму спін-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 усвіжосконденсованих і відпалених плівкових системах.

3.1 Структурно-фазовий стан та дифузійні процеси в тришарових плівкових зразках

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. 3.1). Проведемо аналіз фазового складу свіжосконденсованих тришарових

плівок із концентрацією Ni у магнітних шарах $C_{Ni} = 40 - 80$ ат. % (склад магнітних шарів відповідає пермалоевій 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 Ni_3Fe і ГЦК-Cu ($a = 0,354 - 0,358$ нм) при $C_{Ni} = 60 - 80$ ат. % (рис. 3.18б) та ГЦК фазі NiFe і ГЦК-Cu ($a = 0,358 - 0,362$ нм) при $C_{Ni} = 40 - 50$ ат. % (рис. 3.1е). 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. 3.1 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 Ni_3Fe (Cu) або NiFe (Cu) із параметром решітки $a = 0,355 - 0,359$ нм. Підтвердженням цьому є і результати роботи [92].

Згідно з даними електроннографічних досліджень при $C_{Ni} < 40$ ат. % фазовий склад свіжосконденсованих тришарових зразків відповідає ОЦК-(Fe-Ni) + ГЦК-Cu (рис. 3.1 и). Параметр ОЦК решітки α -фази (Ni - Fe)

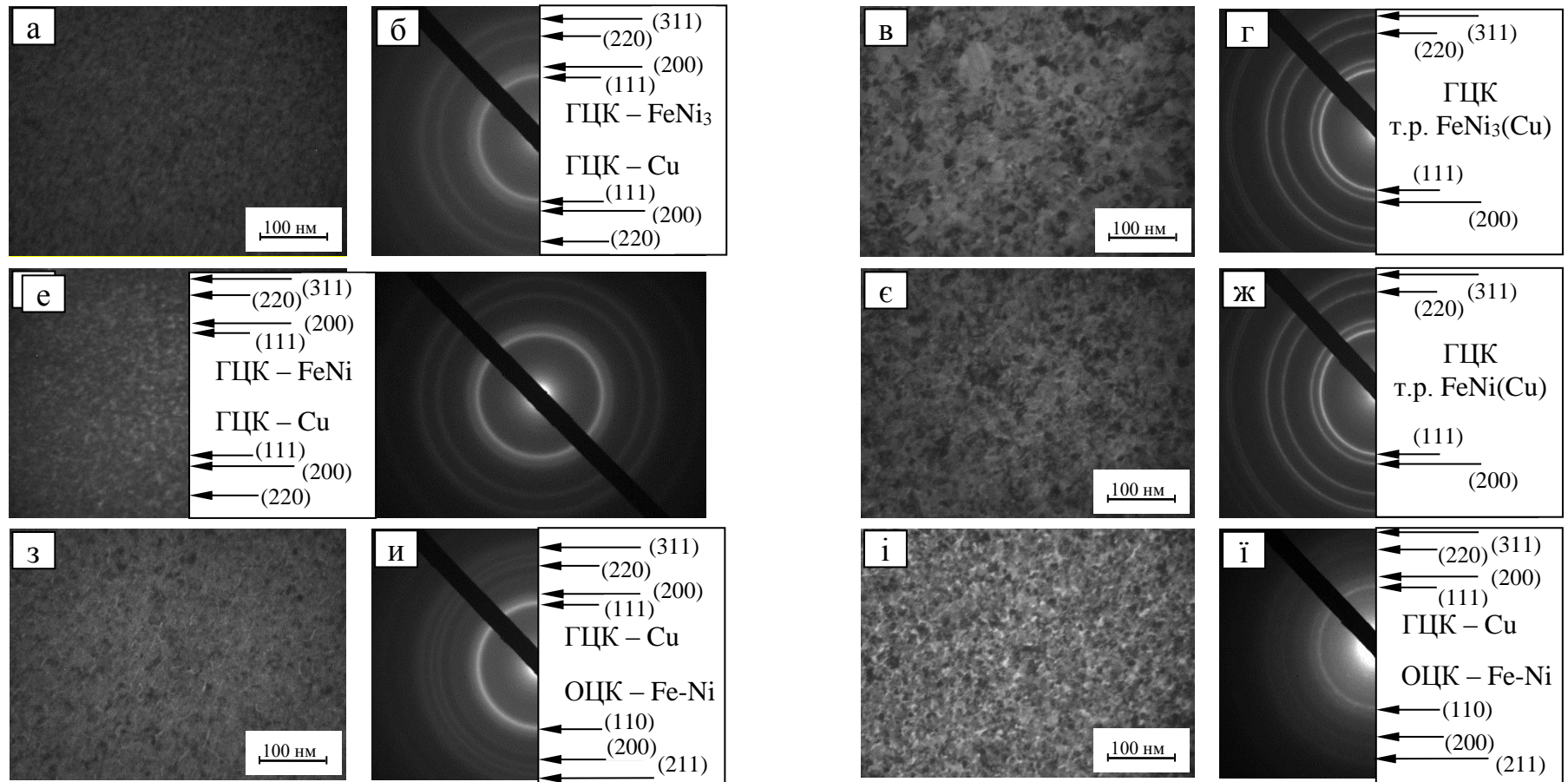


Рисунок 3.1 – Мікроструктура та відповідні електронограми від тришарових плівкових структур $\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}/\text{Cu}/\text{Fe}_x\text{Ni}_{100-x}$ у свіжосконденсованому (а, б, д, е, з, и) та відпаленому за температури 700 К (в, г, е, ж, і, ї) стані (а–г – $d_F = 35$ nm, $d_N = 10$ nm, $C_{\text{Ni}} = 80\%$; д–ж – $d_F = 30$ nm, $d_N = 7$ nm, $C_{\text{Ni}} = 50\%$; з–ї – $d_F = 40$ nm, $d_N = 10$ nm, $C_{\text{Ni}} = 20\%$)

Таблиця 3.1 – 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 ₃	С.	2,080	111	ГЦК- т.р. FeNi ₃ (Cu)
сл.	1,780	200, 200	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi ₃	ср.	1,781	200	ГЦК- т.р. FeNi ₃ (Cu)
ср.	1,270	220, 220	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi ₃	ср.	1,270	220	ГЦК- т.р. FeNi ₃ (Cu)
ср.	1,070	311, 311	ГЦК-Cu, ГЦК-FeNi ₃	ср.	1,072	311	ГЦК- т.р. FeNi ₃ (Cu)
Д.сл. – дуже слабка; сл. – слабка; ср. – середня; С. – сильна; Д.С. – дуже сильна.							

Таблиця 3.2 – 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. 3.1 і). Необхідно підкреслити, що плівкові зразки мають досить високу чистоту, оскільки електроннографічно не спостерігалися домішкові фази у вигляді оксидів чи гідридів (межа чутливості методу – 5 мас.%).

3.2 Кристалічна структура та фазовий склад «псевдоспін-вентильних» структур на основі Co, Fe_xNi_{100-x} та Cu

Проведені електронно-мікроскопічні та дифракційні дослідження вказують на те, що невідпалені плівки NiFe/Cu/Co полікристалічні і мають дрібнодисперсну структуру (розмір зерна не перевищує 5 нм (рис.3.2а)). На електроннограмах невідпалених плівок NiFe/Cu/Co внаслідок дрібнодисперсної структури і близьких міжплощинних відстаней NiFe, Cu, спостерігаються дуже розмиті кільця, що належать ГЦК-фазі з параметром решітки $a=0,355-0,360$ нм.

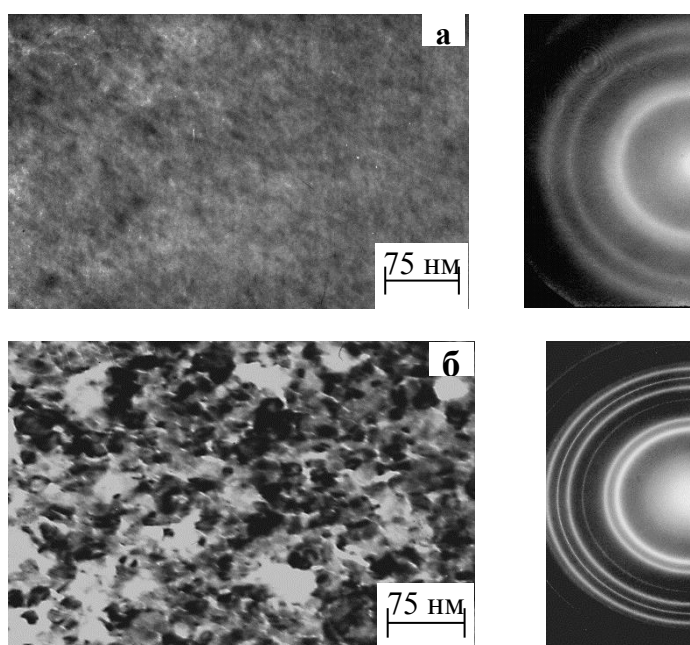


Рисунок 3.2 - Мікроструктура та електроннограми невідпаленої (а) та відпаленої при $T = 700$ К (б) тришарової структури NiFe(30 нм)/Cu(10 нм)/Co(30 нм)

Внаслідок великої розмитості ліній, що належать ГЦК-фазам NiFe і Cu, не можна з упевненістю говорити про двофазний склад Co. Лінії що належать ГЦУ-Co практично не спостерігаються. Хоча для подібних невідпалених систем на основі Co спостерігаються фази ГЦУ-Co і ГЦК-Co.

Після відпалювання при температурі 700 К на електронограмах збільшується кількість ліній, а їх ширина зменшується (рис.3.2б). Тут слід зазначити, що для плівок NiFe/Cu/Co друга, третя, п'ята та сьома лінії, напевно, відповідають як ГЦК-Cu і ГЦК-Co, так і сплаву NiFe (параметр решітки $a=0,355-0,360$ нм (таблиця 3)). Внаслідок чого ці лінії дуже великої інтенсивності і залишаються розширеними. Четверта і шоста лінії, можливо належать інтерметалевій фазі. Про присутність фази ГЦК-Co у відпалених плівках NiFe/Cu/Co можна говорити по дефектах упаковки, які з'явилися на знімках мікроструктури (рис.3.2б). Ці дефекти і можуть бути центрами зародження кристалітів ГЦК-фази Co. Появи ГЦК-фази Co для відпалених зразків може бути пов'язана з поліморфним ГЦП -

Таблиця 3.3 - Розшифровка електронограм від невідпаленої та відпаленої в магнітному полі при 700 К плівки NiFe(30 нм)/Cu(10 нм)/Co(30 нм)/П

Невідпалена				Відпалена при 700 К			
	d, Å	hkl	Фаза		d, нм	hkl	Фаза
Сл	2,160	100	ГЦУ-Co	С	2,080	111	ГЦК-Cu, можливо ГЦК-сплав Ni-Fe-Cu
С	2,070	111, 111	ГЦК-Co ГЦК-Cu, ГЦК-NiFe	Ср	2,030	111	ГЦК-Co
Сл.	1,780	200, 200, 200	ГЦУ-Co, ГЦК-Cu, ГЦК-NiFe	С	1,781	200, 200, 200	ГЦК-Co, можливо Cu, або ГЦК-сплав Ni-Fe-Cu
Ср	1,270	220, 220, 220	ГЦК-Co ГЦК-Cu, ГЦК-NiFe	Ср	1,420		—
Ср	1,070	311,311, 311	ГЦК-Co ГЦК-Cu, ГЦК-NiFe	С	1,260	220,220	ГЦК-Co, можливо Cu, або ГЦК-сплав Ni-Fe-Cu
				Ср	1,161		—
				С	1,070	311,311	ГЦК-Co, можливо Cu, або ГЦК-сплав Ni-Fe-Cu

Сл – слабка; Ср - середня; С – сильна.

ГЦК переходом, оскільки в масивних зразках він відбувається при $T=690$ К, а в малих частинках і тонких плівках в результаті прояву фазового розмірного ефекту може відбутися при нижчій температурі [14].

3.3 Магнітоопір несиметричних плівкових систем

Для всіх досліджуваних зразків NiFe/Cu/Co з $d_{Cu}<2$ нм спостерігається анізотропний магнітоопір (АМО) а магніторезистивні петлі гістерезису подібні відповідним петлям для одношарових плівок феромагнітних металів та сплавів [15, 16]. Наявність АМО при малих товщинах прошарку Cu можна пояснити його несутільністю. Величина повздовжнього та поперечного МО при цьому не перевищує 0,1%. При відпалюванні цих зразків до температури 700 К величина МО зростає і складає 0,2-0,3% для повздовжнього і 0,3-0,5% для поперечного МО (температура вимірювання 300 К).

Для невідпалених зразків з $d_{Cu}=2-10$ нм спостерігається тільки зменшення електроопору при внесенні зразків в магнітне поле незалежно від його напрямку (рис.3.3-3.5). Цей факт є характерною ознакою гігантського магнітоопору (ГМО) [2]. У переважній більшості робіт ГМО багатошарових плівок пов'язують з утворенням антиферомагнітно впорядкованих областей у магнітних шарах [17]. Величина МО для цих плівок складає 0,2-0,4%.

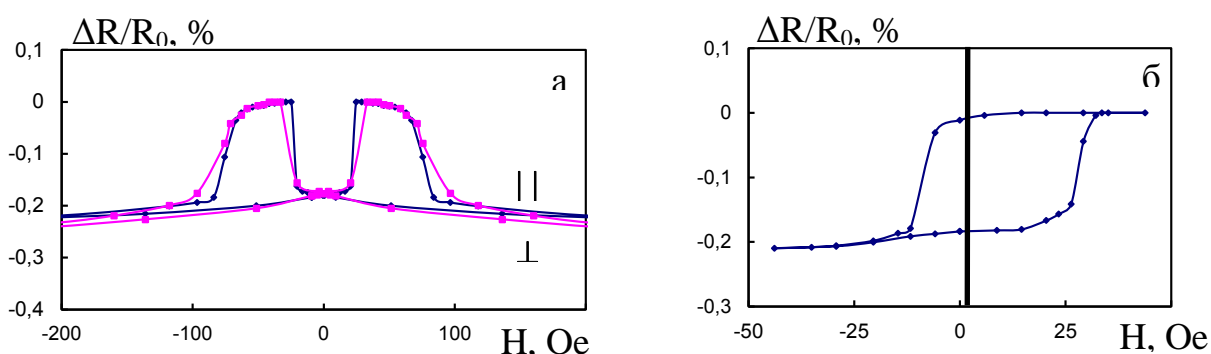


Рисунок 3.3 – Повна (а) та частинна (б) магніторезистивні петлі гістерезису для тришарової структури NiFe(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П.

Температура вимірювання 300 К.

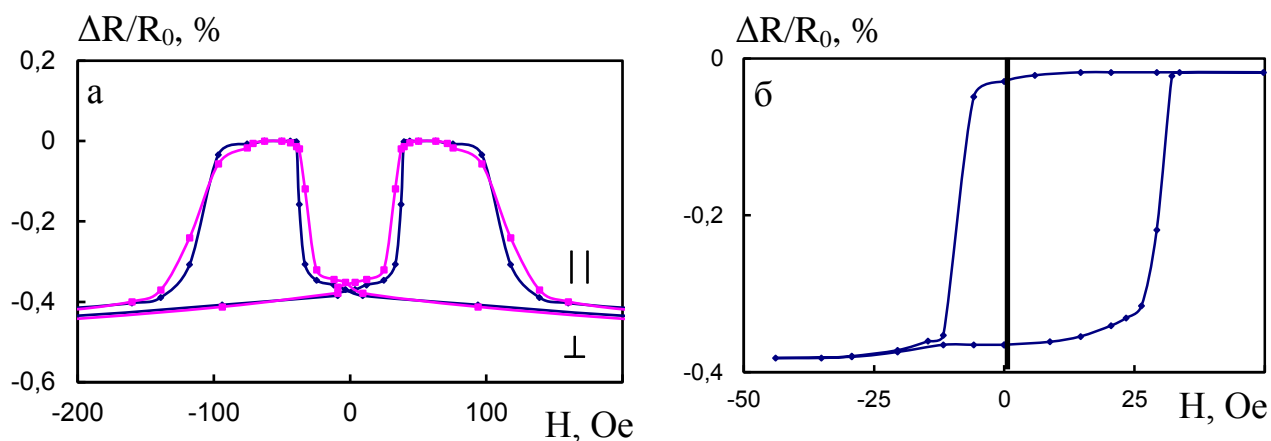


Рисунок 3.4 – Повна (а) та частинна (б) магніторезистивні петлі гістерезису для тришарової структури NiFe(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П.

Температура вимірювання 150 К

Слід відзначити, що для невідпалених систем NiFe/Cu/Co з $d_{Cu}=4-6$ нм спостерігається горизонтальна ділянка на магніторезистивній петлі (рис.3.2а).

Цей факт свідчить про роздільне перемагнічування шарів. Різкі зміни МО відповідають перемагнічуванню магнітом'якого (NiFe) та магнітожорсткого (Co) шарів, які відбуваються в полях 20 и 80 Oe відповідно [18]. ГМО реалізується внаслідок зміни взаємної орієнтації намагніченості магнітом'якого і магнітожорсткого шарів [19]. На рис.3.2б представлена частинна магніторезистивна петля, виміряна в полях, менших поля перемагнічування магнітожорсткого шару від -50 до $+50$ Oe. Вона дещо зміщена по осі відносно значення $H=0$, що є наслідком взаємодії магнітожорсткого та магнітом'якого шарів через немагнітний прошарок. На рис.3.3 представлені магніторезистивні петлі гістерезису отримані при температурі 150 К. З рис.3.2 і рис.3.3 видно, що при зниженні температури інтервал полів, в якому спостерігається горизонтальна ділянка на магніторезистивній петлі, розширюється.

Для невідпалених зразків з $d_{Cu}=6-10$ нм спостерігаються типові (гострий пік) магніторезистивні петлі, характерні для симетричних тришарових систем з ГМО.

На рис. 3.5 представлені магнітотезистивні петлі для плівки NiFe(40 нм)/Cu(7 нм)/Co(40 нм)/П отримані при температурі 300 К (рис.3.4 а) та 150 К (рис.3.4 б). Як видно з цих залежностей, величина максимального МО та коерцитивної сили зростає при зниженні температури.

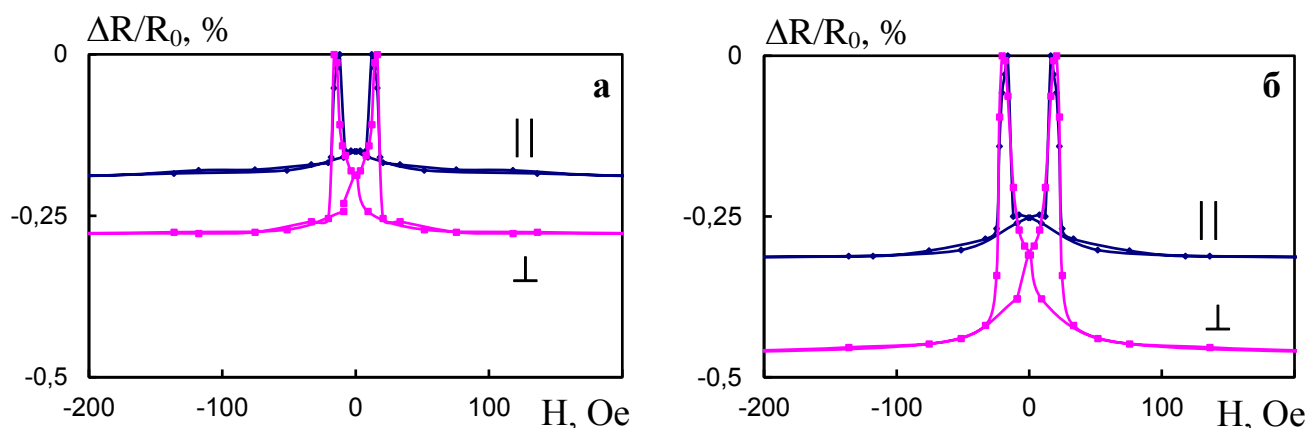


Рисунок 3.5 – Залежність повздовжнього (||) і поперечного (⊥) МО від напруженості магнітного поля для невідпаленої плівки NiFe/Cu/Co ($d_{Cu} = 7$ нм, $d_{NiFe} = 40$ нм, $d_{Co} = 40$ нм); а – температура вимірювання 300 К, б – температура вимірювання 150 К

3.4 Вплив відпалювання на магнітоопір тришарових плівок

На рис.3.6, в якості ілюстрації, представлені залежність повздовжнього та поперечного МО від напруженості зовнішнього магнітного поля невідпаленої та відпаленої при різних температурах тришарової структури NiFe(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П.

Як видно з рис.3.5 відпалювання зразків з $d_{Cu} = 4-6$ нм при $T=400$ К приводить до зміни форми магніторезистивної петлі і незначного зменшення $(\Delta R/R_0)_{max}$. Для зразків, відпалених при $T=400$ К, на магніторезистивній петлі горизонтальна ділянка не спостерігається. Очевидно, це пов'язано зі зростанням, у процесі відпалювання зв'язка, магнітних шарів через немагнітний прошарок. Відпалювання при $T=550$ К приводить до появи АМО у цих зразках.

Для плівок з $d_{\text{Cu}}=7-10$ нм відпалених при 400 К не приводить до істотної зміни величини МО (рис.3.6). Збільшення МО після відпалювання при 550 К, можливо, пов'язано з розшаруванням кобальту і міді на межі поділу, що призводить до утворення більш гладшої межі поділу і зменшення величини флуктуацій товщини мідного прошарку. В результаті магнітостатичний зв'язок

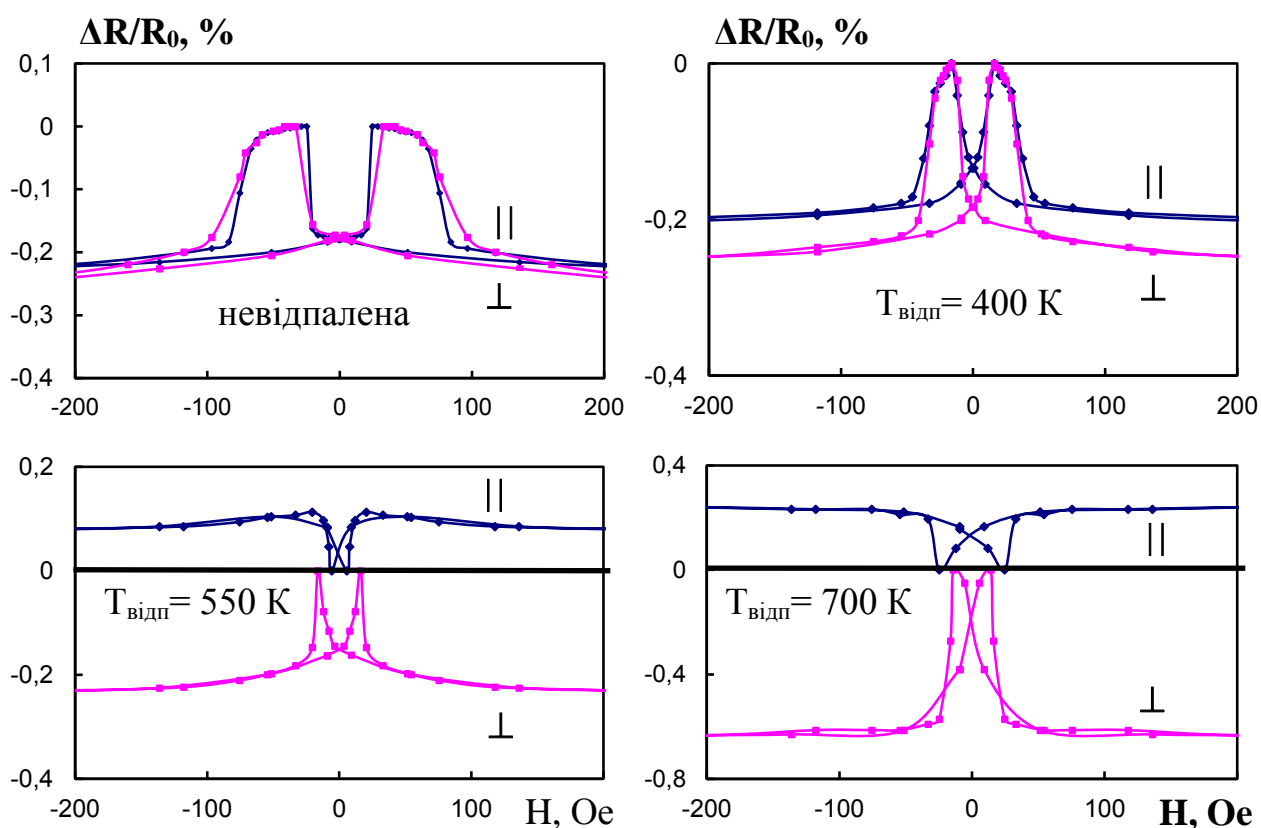


Рисунок 3.6 – Залежність повздовжнього (||) і поперечного (⊥) МО від напруженості зовнішнього магнітного поля невідпаленої і відпаленої при різних температурах тришарової структури NiFe(30 нм)/Cu(5 нм)/Co(30 нм)/П

між шарами кобальту зменшується, а антиферомагнітний – збільшується [20-25]. Як відзначають автори [25-30] в даному випадку не виключено, що крім вказаних вище причин на поведінку величини МО плівок також робить вплив механізм розсіяння електронів в магнітних шарах, пов'язаний з жорсткостями міжзерених меж. Так, із зростанням температури відпалювання збільшується глибина дифузії проміжного шару міді в об'ємі шарів кобальту, що веде до зростання ролі спін-

залежного розсіювання на межах зерен в ефекті ГМО плівок. Відпалювання надмірних вакансій, що йде одночасно з процесом дифузії, в об'ємі шарів кобальту також є причиною невеликого збільшення ГМО, оскільки збільшується потік спін-поляризованих електронів, які рухаються до межі поділу шарів.

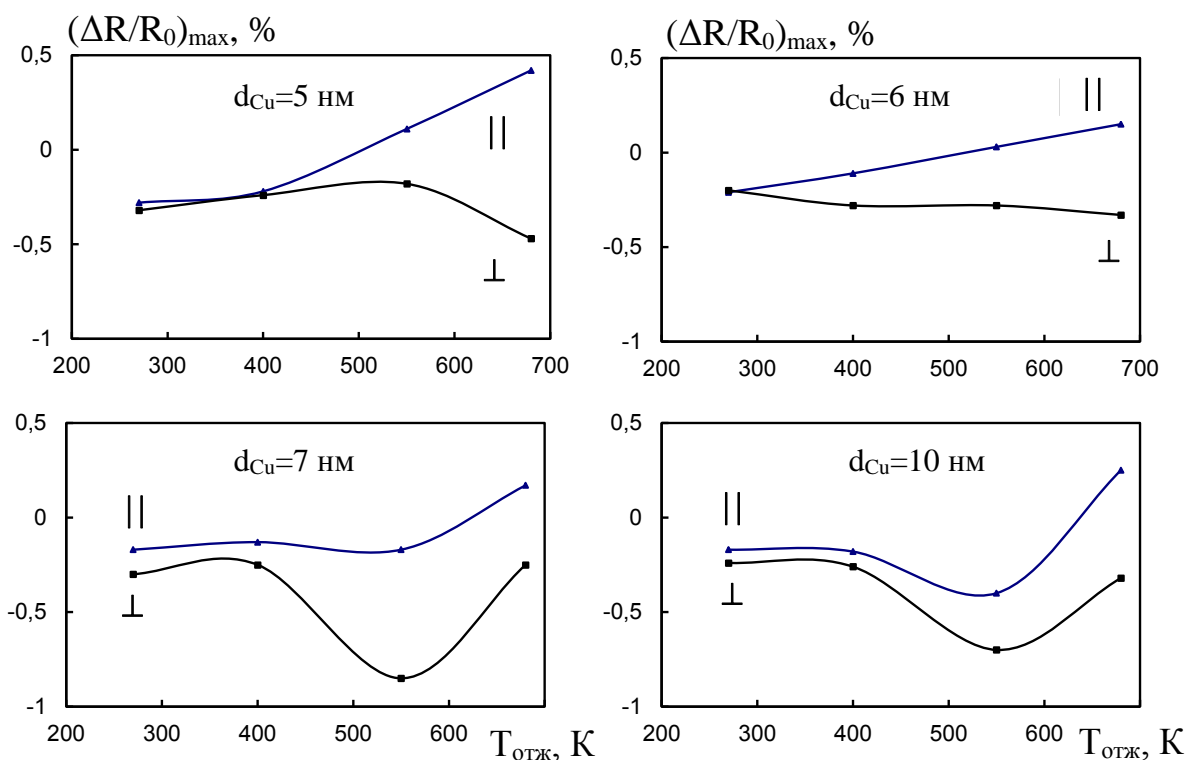


Рисунок 3.7 – Залежність $(\Delta R/R_0)_{\max}$ від $T_{\text{відп}}$ для структури NiFe/Cu/Co з різними товщинами немагнітного прошарку

При подальшому зростанні температури відпалювання спостерігається істотне зменшення величини МО і перехід до АМО.

Найбільший магніторезистивний ефект (до 1% при кімнатній температурі) був отриманий для системи з $d_{\text{Cu}} = 7$ нм, відпаленої при $T = 550$ К. Відпалювання при $T = 700$ К знову приводить до появи АМО в цих зразках.

На рис.3.8 показані залежності величини повздовжнього і поперечного МО

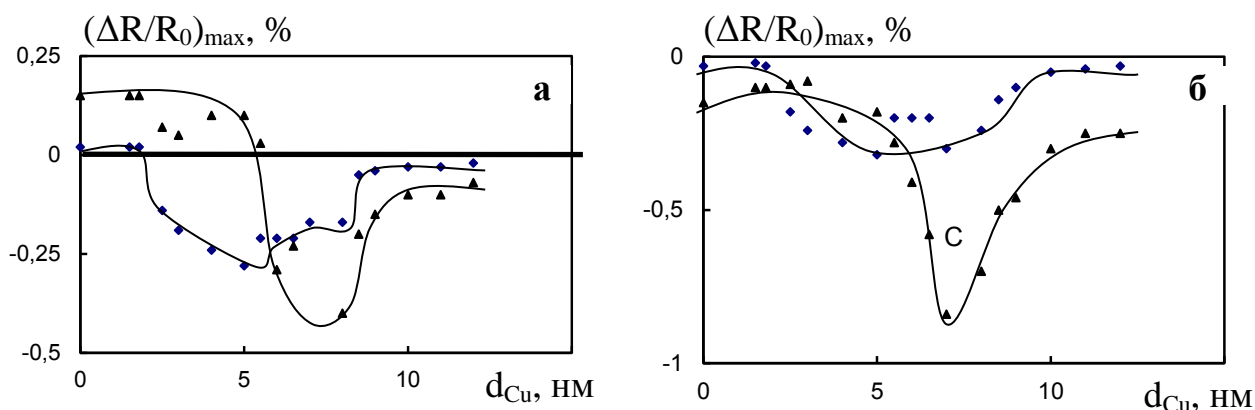


Рисунок 3.8 – Залежність повздовжнього (а) і поперечного (б) $(\Delta R/R_0)_{max}$ від товщини мідного прошарку d_{Cu} для невідпалених (◆◆◆) і відпалених при $T_{відп}=550$ К (▲▲▲) тришарових структур NiFe/Cu/Co.

від товщини прошарку Cu для невідпалених та відпалених при температурі 550 К тришарових структур. Як бачимо, найбільший магніторезистивний ефект величиною до 1% був одержаний для відпалених при температурі 550 К плівок NiFe/Cu/Co з $d_{Cu}=7$ нм. При малих величинах d_{Cu} ГМО відсутній і з'являється тільки із зростанням d_{Cu} . Подальше збільшення товщини немагнітних прошарків знижує $(\Delta R/R_0)_{max}$ із-за шунтуючого ефекту прошарку, а також розсіювання електронів в його об'ємі [31-].

ВИСНОВКИ

По даній роботі можна зробити такі висновки:

1. Освоєна методика та техніка одержання тришарових несиметричних систем NiFe/Cu/Co почерговою конденсацією шарів.
2. Електронно-мікроскопічні та електронографічні дослідження показали, що всі невідпалені плівки є полікристалічними з дуже малим розміром зерна (~5нм). Відпалювання при 700 К приводить до збільшення розміру зерна приблизно в 10 раз. На електронограмах відпалених плівок з'являються лінії, які можливо належать інтерметалідним фазам.
3. Освоєна методика вимірювання МО багатошарових плівок.

Встановлено що:

- а) для невідпалених зразків з товщиною мідного прошарку 3-5 нм та відпалених при температурі 550 К з $d_{Cu}=6-10$ нм реалізується ефект ГМО.
- б) встановлено вплив товщини мідного прошарку на вид петель магніторезистивного ефекту та його величину. Найбільший магніторезистивний ефект величиною 1% при кімнатній температурі був отриманий у випадку відпаленої при температурі 550 К структури NiFe(30нм)/Cu(7нм)/Co(30нм).
- в) при відпалюванні зразків до 700 К спостерігається перехід ГМО в анізотропний магнітоопір, який обумовлений руйнуванням суцільності немагнітного прошарку.
- г) для досліджуваних зразків з різною товщиною прошарку визначена температура при якій відбувається перехід ГМО до АМО .
- д) величина ГМО в 1,5-2 рази зростає при зниженні температури від кімнатної до азотної.

СПИСОК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. Колесниченко Ю.А., Дехтярук Л.В. Влияние спонтанной намагниченности на электропроводность металлических мультислоев на основе ферромагнетика // Физика низких температур, 1997, т.23, №9, с.946-950.
2. Иноуэ И., Ито Х, Асано И., Огури А., Маекава С. Теория электронной структуры и магнитотранспортных свойств в многослойных магнитных пленках // ФММ., т.79, вып.1, 1995.
3. Проценко І.Ю., Чешко І.В., Яворський Я. Явище гігантського магнітоопору в багаточарових плівкових системах (огляд) // Вісник СумДУ, 2004, №10(69), с. 65-81
4. Проценко И.Е. Тонкие металлические пленки в науке и технике. – Киев.: Знание, 1988.– 32 с.
5. Вонсовский С.В. Магнетизм.- М.: Наука.- 1971.- 1032 с.
6. Parkin S.S.P. Giant magnetoresistance in magnetic nanostructures // Annu. Rev. Mater. Sci. – 1995. – V.25. – P. 357 – 388.
7. Butler В., Zhang X.-G., Nicholson D. Giant magnetoresistance in layered magnetik materials // www.its.na/articl.phtml.
8. Третьяк О.В., Львов В.А., Барабанов О.В. Фізичні основи спінової електроніки. – Київ: КНУ, 2002.-314 с.
9. Звездин К.А. Особенности перемагничивания трёхслойных наноструктур // Физика твёрдого тела, 2000, том 42, вып. 1, с. 116-120.
10. W.F. Brown, jr. Micromagnetics. Interscience Publishers, Wiley, N.Y.-London (1963).
11. С.Г. Осипов. Моделирование микромагнитных структур. Автореферат докт. дис. МГУ (1993).
12. К.А. Звездин. Моделирование физических процессов в магнитных наноструктурах. Дипломная работа, МГУ (1997).
13. К. Takanashi, Н. Kurokawa, Н. Fujimori. Appl. Phys. Lett. 63, 11, 1585 (1993).
14. Маршалек М., Проценко С.И., Черноус А.Н. Структурно-фазовое состояние двухслойных пленок Co/Cu и Co/Cr // тонкие пленки в оптике и электронике. – Харьков: ННЦ ХФТИ, 2003. - С. 205 – 208.
15. Viret М., Vignoles D., Cole D. Spin Scattering in Ferromagnetic Thin Films // Phys. Rev. B.-1996. – V.53. – P. 8464-8468.
16. Лобода В.Б., Кравченко В.О., Шкурдода Ю.О., Пирогова С.М. Структура, електропровідність та гальваноманітні властивості тонких плівок сплаву Fe_{0,5}Ni_{0,5} // Вісник СумДУ, 2004, №8(67), с. 115-123.

17. De Vries J.J., Schudelaro A.A., Jungblut R., De Jonge W.J.M. Oscillatory behaviour of the interlayer coupling with thickness of the Cu cap layer in Co/Cu(100).- J. Mag. and Mag. Mater. 1996, 156, p. 257-258.

18. L. Kond, Q. Pan, B Cui et al. Magnetotransport and domain structures in nanoscale NiFe/Cu/Co spin valve // J. Appl. Phys., – 1999, – V. 85, № 8, – P. 5492-5494.

19. Славов А.В., Савин П.А. и др. Спин-вентильные магниторезистивные структуры на основе многослойных пленок Co/Tb // ЖТФ., – 2002, – Т.72, вып.8, – С. 54-57.

20. Чеботкевич Л.А. и др. Структура и магнитные свойства отожженных пленок Co/Cu/Co // ФММ, т.89, №3(2002), с. 56-61.

21. Ферт А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники / А. Ферт. // УФН. – 2008. – №172. – С. 1336 – 1348.

22. Shinjo T. Nanomagnetism and spintronics (Second edition) / Shinjo T. – Japan: Elsevier Science and Technology, 2013. – 372 p.

23. Фізичні основи спінтроники: [навчальний посібник] / О.І. Товстоликін, М.О. Боровий, В.В. Курилюк, В.В. Куницький. – Вінниця: Нілан-ЛТД, 2014. – 500 с.

24. 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.

25. Погорілий А.М. Спінтроніка. Основні явища. Тенденції розвитку / А.М. Погорілий, С.М. Рябченко, О.І. Товстоликін // УФЖ. (Огляди). – 2010. – Т. 6, № 1. – С. 37 – 97.

26. 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.

27. 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.

28. Н.Н. Свиркова Влияние рассеяния электронов на межзеренных границах магнитных слоев на магниторезистивное отношение поликристаллического сэндвича при поперечном переносе заряда // ЖТФ, 2004, т.74, вып.3, с. 14-19.

29. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.О. Магнітоопір тришарових пліткових систем NiFe/Cu/Co. // Збірник тез науково-технічної конференції викладачів, співробітників, аспірантів і студентів фізико-технічного факультету, 20-29 квітня, Суми 2006, с. 10-12.

30. H. Kubota, R. Sato, T. Miyazaki. Anomalous temperature dependence of thin giant magnetoresistance in Ni/Cu, Ni₉₅Co₅/Cu and Ni₉₅Fe₅/Cu multilayer films // J. Magn. Mater. – 1997. – V.167. – is.1-2. – P. 12-20.

31. П.Д. Ким, Д.Л. Халяпин, И.А. Турпанов, Л.А. Ли, А.Я. Бетенькова, С.В. Кан // Аномальная температурная зависимость магнитосопротивления в мультислоях Co/Cu, ФТТ, 2000, Т.42, вып.9, с. 1641-1643.

32. В.Б.Лобода, С.Н.Пирогова, Ю.А.Шкурдода Электропроводность тонких пленок Ni и сплавов Ni-Cu в слабых магнитных полях в интервале температур 100-700К // Вісник СумДУ, 2003, №10(56), с. 89-99.

33. Лобода В.Б., Шкурдода Ю.А., Пирогова С.Н. Магнитосопротивление трехслойных пленок Co/Cu/Co в температурном интервале 150-700К // Вісник СумДУ, 2004, №10(69), с. 212-218.

34. 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.

35. 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.