

PACS numbers: 68.55.J-, 73.25.+i, 73.50.Jt, 73.61.At, 73.63.Bd, 75.47.Np, 81.40.Rs

## **Магнеторезистивні властивості нанокристалічних плівок кобальту**

Ю. О. Шкурдода\*, А. М. Черноус\*, В. О. Кравченко\*\*, В. Б. Лобода\*

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

\*\**Сумський державний педагогічний університет ім. А. С. Макаренка,  
вул. Роменська, 87,  
40002 Суми, Україна*

Проведено дослідження кристалічної структури, морфології, електропровідності та магнеторезистивних властивостей надтонких плівок кобальту з ефективними товщинами в інтервалі  $d = 3\text{--}30$  нм. Показано, що всі одержані зразки мають острівцеву структуру з розмірами окремих острівців у 3–5 нм для свіжосконденсованих плівок і до 30 нм для відпалених за температури 700 К. Електропровідність і магнетоопір плівок визначаються їх товщиною та морфологією. Для плівок з  $d = 3\text{--}10$  нм електропровідність є термічно активованою, і реалізується тунельний магнетоопір. Відпалювання плівок з  $d = 20\text{--}30$  нм приводить до появи анізотропії магнетоопору. Максимальне значення тунельного магнетоопору складає 0,5% для свіжосконденсованих плівок при перпендикулярній геометрії.

Dependences of crystal structure, morphology, electrical and magnetoresistive properties of ultrathin films of Co on effective thickness in the range of  $d = 3\text{--}30$  nm are studied. As shown, all obtained samples have island structure with the sizes of individual islands of 3–5 nm for condensed films and of 30 nm for annealed ones at a temperature of 700 K. Conductivity and magnetoresistance of films are determined by their thickness and morphology. For films with  $d = 3\text{--}10$  nm, conductivity is thermally activated, and tunnelling magnetoresistance is realized. Annealing of films with  $d = 20\text{--}30$  nm leads to anisotropy magnetoresistance. The maximum value of the tunnelling magnetoresistance of 0.5% for condensed films with perpendicular geometry.

Проведены исследования кристаллической структуры, морфологии, электропроводности и магнеторезистивных свойств сверхтонких плёнок Co с эффективными толщинами в интервале  $d = 3\text{--}30$  нм. Показано, что

все полученные образцы имеют островковую структуру с размерами отдельных островков 3–5 нм для свежесконденсированных плёнок и до 30 нм для отожжённых при температуре 700 К. Электропроводность и магнитосопротивление плёнок определяются их толщиной и морфологией. Для плёнок с  $d = 3\text{--}10$  нм электропроводность является термически активированной, и реализуется туннельное магнитосопротивление. Отжиг плёнок с  $d = 20\text{--}30$  нм приводит к появлению анизотропии магнитосопротивления. Максимальное значение туннельного магнитосопротивления составляет 0,5% для свежесконденсированных плёнок при перпендикулярной геометрии.

**Ключові слова:** кристалічна структура, тунельний магнетосопротивлення, спин-залежне тунелювання, острівцева плівка, коалесценція.

**Key words:** crystal structure, tunnel magnetoresistance, spin-dependent tunnelling, island film, coalescence.

**Ключевые слова:** кристаллическая структура, туннельное магнитосопротивление, спин-зависимое тунелирование, островковая плёнка, коалесценция.

*(Отримано 23 березня 2016 р.)*

## 1. ВСТУП

Перспективним напрямом у розвитку фізики твердого тіла є дослідження тунельних структур метал-діелектрик, що пов'язано з широкими можливостями їх практичного використання. Характерною особливістю таких структур є наявність тунельної спин-залежної провідності, яка приводить до появи ефекту тунельного магнетосопротивлення (ТМО), що відкриває більш широкі можливості їх використання в різних пристроях сучасної твердотільної електроніки та спінтроніки [1–3].

Високі значення ТМО, одержані в магнетних тунельних переходах (МТП) з діелектричним прошарком MgO, дають можливість розглядати їх як функціональні елементи магнеторезистивної комірки пам'яті [4, 5]. Однак відносно великі значення тунельних струмів перемикавання ( $10^6\text{--}10^8$  А/см<sup>2</sup>) призводять до значного їх нагрівання, що є критичною умовою при створенні запам'ятовувальних пристроїв нового покоління. У зв'язку з цим потрібно розглядати альтернативні технологічні і конструктивні рішення та проводити детальну аналізу механізмів спин-поляризованого транспорту.

Одним із таких рішень може бути використання МТП з так званим вакуумним бар'єром (вакуумні тунельні структури) [6, 7]. Велика кількість унікальних експериментів з перемикавання магнетних наноострівцевих структур Fe/W через вакуумний зазор,

проведених останнім часом, стимулює експериментальні та теоретичні дослідження в цьому напрямі.

Вакуумні тунельні структури уможливають розглядати особливості перенесення спіну за відсутності впливу додаткових ефектів на інтерфейсах шарів. Крім цього, використання вакуумного зазору замість діелектричного шару дає можливість досліджувати особливості спин-тунельних магнетних явищ у режимі сильної польової емісії при напругах вище порогу пробою діелектрика.

Виходячи з вищесказаного, метою дослідження було встановлення загальних закономірностей впливу температури, розмірних ефектів на електро- та магнеторезистивні властивості острівцевих плівок Co.

## 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА МЕТОДИКА

Плівкові зразки Co товщиною 1–70 нм одержували у вакуумній камері при тиску газів залишкової атмосфери  $10^{-4}$  Па [8]. Конденсація плівок здійснювалася шляхом випаровування металу чистотою не менше 99,98% за допомогою електронно-променевої гармати. Плівки конденсувалися за кімнатної температури підложжя зі швидкістю  $\omega = 0,5\text{--}1$  нм/с залежно від режимів випаровування. Для дослідження електро- та магнеторезистивних властивостей за підложжя брали поліровані скляні пластини з попередньо нанесеними контактними площадками; для електронно-мікроскопічних досліджень як підложжя використовували монокристали KBr та вуглецеві плівки.

Конструкція підложжятримача уможлилювала одержувати за один технологічний цикл два плівкові зразки з різною ефективною товщиною. Геометричні розміри плівок для вимірювання їх електричного опору задавалися вікнами, виготовленими з високою точністю у механічних масках з ніхромової фольги.

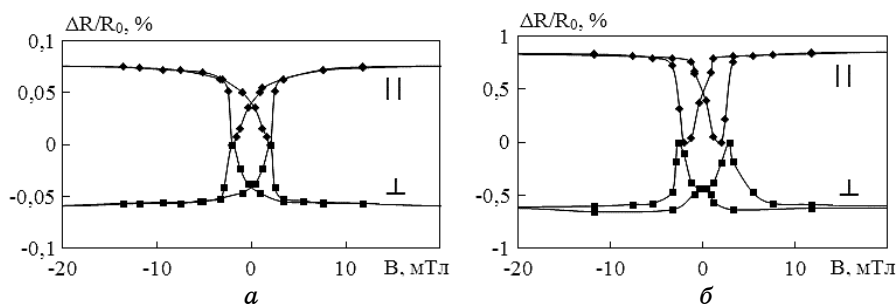
Після конденсації плівкові зразки витримувалися при температурі підложжя протягом 30 хв, їх термостабілізація та дослідження залежностей електричного опору від температури здійснювалися за схемою «нагрівання–охолодження» з постійною швидкістю 2–3 К/хв в інтервалі температур 300–700 К. Контроль температури здійснювався за допомогою хромель–алюмелевої термопари з похибкою  $\pm 5$  К. Оскільки при дослідженні магнетоопору вимірюється безпосередньо величина електроопору зразка, а не його питомий опір, то похибка цих вимірювань не перевищувала 0,02%.

Вимірювання повздожнього і поперечного магнетоопору (МО) та термомагнетне оброблення плівок проводилися у спеціальній установці в умовах надвисокого безмасляного вакууму  $10^{-6}\text{--}10^{-7}$  Па у постійному магнетному полі напруженістю до  $H = 150$  кА/м.

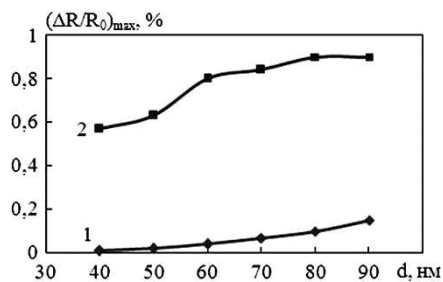
Структурно-фазові дослідження зразків проводилися за допомогою просвітлювального електронного мікроскопу ПЕМ-125К та електронографа.

### 3. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Оскільки нанесення плівок Со здійснювалася на нейтральне неорієнтоване підложжя (скло, вуглецева плівка) при температурі  $T_s = 300$  К (внаслідок чого дифузійна рухливість атомів конденсату була ускладнена), а тому свіжосконденсовані плівки можна розглядати як нерівноважні системи. Нерівноважність плівкових зразків зумовлено, перш за все, їх структурною неупорядкованістю (великою дефектністю), яка впливає на всі фізичні, в тому числі й магнетні та магнеторезистивні, властивості. Підтвердженням цього можуть бути результати дослідження магнетопору свіжосконденсованих плівок Со, які показують, що свіжос-



**Рис. 1.** Залежність повздовжнього (||) та поперечного ( $\perp$ ) МО від індукції магнетного поля для свіжосконденсованих (а) і відпалених при температурі у 700 К (б) плівок Со/П ( $d_{\text{Co}} = 50$  нм); температура міряння — 300 К.<sup>1</sup>

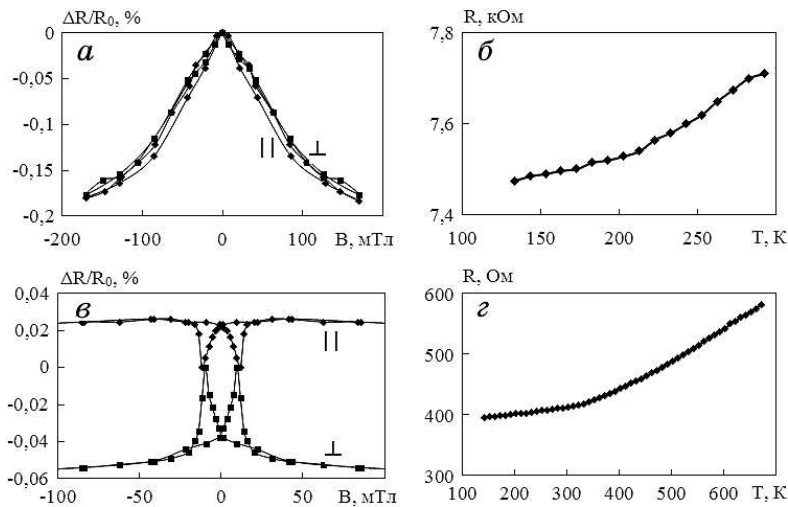


**Рис. 2.** Залежність повздовжнього МО від товщини для свіжосконденсованих (1) і відпалених за температури у 700 К (2) плівок Со. Температура міряння магнетопору — 300 К.<sup>2</sup>

конденсовані плівки навіть з товщинами 40–70 нм мають достатньо малу величину анізотропного магнетоопору (АМО) — 0,05–0,1% (рис. 1, а). Після термомагнетного оброблення зразків за  $T_{\text{відп}} = 700$  К величина як повздовжнього, так і поперечного магнетоопору зростає у понад 10 разів і становить 0,7–1% (рис. 1, б), що зумовлено вдосконаленням кристалічної структури та збільшенням розмірів кристалітів.

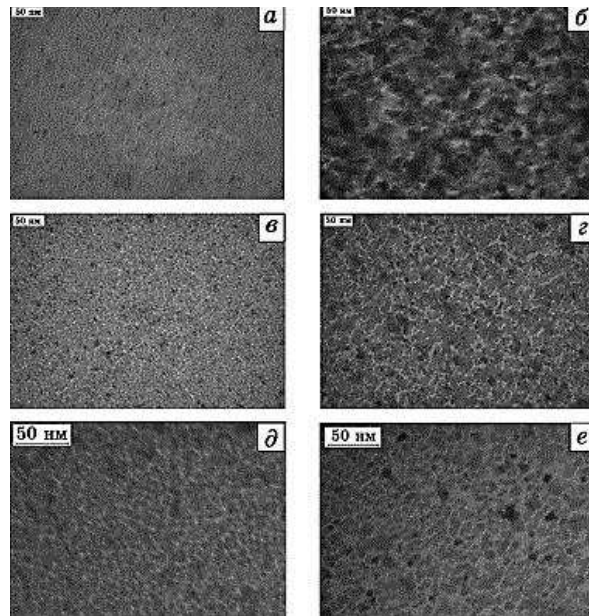
З даних, наведених рис. 2, слідує, що для свіжосконденсованих плівок Co з  $d = 40$ –70 нм величина магнетоопору в магнетних полях до 0,7 Тл не перевищує 0,1%, а при  $d = 25$ –35 нм взагалі менша 0,01%. Таку особливість можна пояснити саме великою дефектністю свіжосконденсованих плівок. У роботі [9] показано, що плівки Co, одержані за кімнатної температури при великих швидкостях конденсації, є магнетними, але їх намагнетованість значно менша за намагнетованість масивного Co. Зменшення намагнетованости у даному випадку й приводить до малих значень їхнього АМО. Після відпалювання плівок з  $d = 25$ –35 нм спостерігалися чіткі петлі магнеторезистивної гістерези, а величина магнетоопору для них становила величину 0,1–0,5%.

При подальшому зменшенні ефективної товщини плівок до 20–25 нм відбувається перехід від АМО до ізотропного МО, величина якого зростає до 0,2% (рис. 3, а). При цьому на польових залежностях МО відсутня гістереза, і вони збігаються для поздовжньої і поперечної геометрії. Пояснити такі особливості поведінки маг-



**Рис. 3.** Польові залежності магнетоопору (а, в) та температурні залежності опору (б, г) для свіжосконденсованої (а, б) та відпаленої за температури у 700 К плівки Co товщиною у 20 нм. Температура мірювання магнетоопору — 300 К.<sup>3</sup>

нетоопору достатньо складно. Згідно з електронно-мікроскопічними дослідженнями структура свіжосконденсованих плівок Со в інтервалі ефективних товщин 20–25 нм є перехідною від острівцевої до структурно суцільної (рис. 4, *a*). При таких товщинах спостерігається утворення феромагнетних кластерів з острівців, які дотикаються один до одного. При цьому значно зростає й доля електроперенесення по цих сформованих металічних областях. Слід відмітити, що для таких плівок характерний звичайний (металічний) хід температурної залежності опору в температурному інтервалі 150–300 К (рис. 3, *б*). Тобто плівки є електрично суцільними, а це означає, що для них має бути характерним АМО (особливістю якого є залежність знаку ефекту від взаємної орієнтації струму та магнетного поля). Із одержаних польових залежностей випливає, що не лише знак ефекту, але навіть форма кривої не змінюється при зміні напрямку магнетного поля. Даний факт говорить про те, що вплив анізотропії магнетоопору не істотний, а домінуючий ефект, який спостерігається, не є анізотропним і зумовлений спін-залежним тунелюванням електронів між феромагнетними острівцями, оскільки для такого механізму взаємна орієнтація струму і поля не важлива [10, 11].



**Рис. 4.** Кристалічна структура невідпалених (*a, в, д*) і відпалених при 700 К (*б, г, е*) плівок Со/Пі товщиною у 25 нм (*a, б*), 15 нм (*в, г*) і 5 нм (*д, е*).<sup>4</sup>

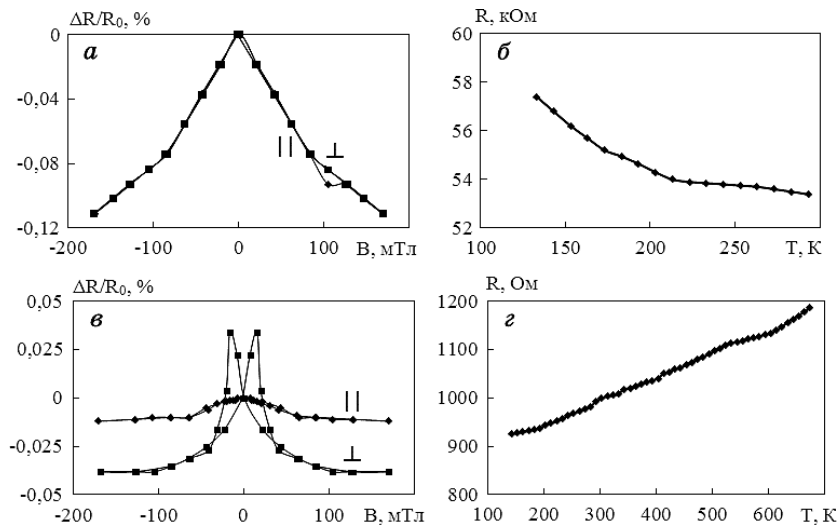
Ймовірно, при таких ефективних товщинах реалізується суперпозиція спін-орбітального розсіювання та спін-залежного тунелювання електронів. Отже, можна говорити про реалізацію ефекту тунельного магнетоопору у структурно несучільних плівках Co. Ймовірність тунелювання залежить від взаємної орієнтації магнетних моментів і макроскопічно такий зв'язок може бути представлений у вигляді співвідношення  $\Delta R = -P^2(M/M_s)^2$ , де  $\Delta R$  — зміна опору плівки,  $P$  — коефіцієнт поляризації електронів,  $M$  — намагнетованість плівки в зовнішньому полі,  $M_s$  — намагнетованість наситу [12] (відзначимо, що така кореляція характерна лише за умови негативного ізотропного магнетоопору).

Враховуючи, що при таких товщинах плівки є структурно несучільними, то згідно з [13] вони можуть знаходитися у суперпарамагнетному стані. Підтвердженням цього є відсутність гістерези на ізотропних польових залежностях та їх нелінійність, що є наслідком відсутності магнетної гістерези, та нелінійної залежності магнетного моменту від магнетного поля [13].

Розглянемо трансформацію польових залежностей МО при термомагнетному обробленні зразків. Після відпалювання плівок за температури 520 К магнеторезистивний ефект за кімнатної температури практично не спостерігається, а відпалювання за температури у 700 К приводить до появи анізотропії магнетоопору (рис. 3, *в*). Величина повздовжнього магнетоопору складає при цьому 0,05%, а поперечного — 0,1%. Такі перетворення можна пояснити збільшенням розмірів острівців внаслідок їх коалесценції і утворенням структурно суцільної плівки (рис. 4, *б*). Температурна залежність для термостабілізованих зразків за температур у 520 К і 700 К, як і у випадку свіжосконденсованих плівок, залишається металічною (рис. 3, *з*).

Деяко іншими є особливості магнеторезистивного ефекту для плівок з ефективною товщиною 15–20 нм (рис. 5). Для свіжосконденсованих зразків також спостерігається ізотропність польових залежностей, а величина тунельного магнетоопору сягає 0,5% (рис. 5, *а*). При цьому спостерігається експоненційна залежність електроопору від температури в інтервалі 150–300 К, що свідчить про активаційний механізм провідності (рис. 5, *б*). Такі відмінності, очевидно, пов'язані з утворенням більш вираженої острівцевої структури свіжосконденсованих плівок (рис. 4, *в*). Підтвердженням цього є і збільшення амплітуди тунельного магнетоопору.

Після відпалювання зразків за температури 520 К ізотропність польових залежностей зберігається, але величина тунельного магнетоопору зменшується до 0,02–0,07%. Подальше збільшення температури відпалювання до 700 К приводить до істотної зміни форми кривих польових залежностей (рис. 5, *в*). Так, на польо-



**Рис. 5.** Польові залежності магнетоопору (*a*, *в*) та температурні залежності опору (*б*, *г*) для свіжосконденсованої (*a*, *б*) та відпаленої за температури у 700 К плівки Co товщиною у 15 нм. Температура мірювання магнетоопору — 300 К.<sup>5</sup>

вих залежностях поперечного МО з'являються два максимуми. Наявність максимумів в достатньо великому інтервалі товщин означає існування деякого механізму, який, не дивлячись на збільшення макроскопічної намагнетованості плівки в області малих полів (в локальному оточенні острівця, який бере участь в електроперенесенні), приводить до збільшення ступеня магнетної невпорядкованості, що збільшує тунельний опір. Згідно з [15–17] можливі дві причини збільшення локальної невпорядкованості магнетних моментів в області малих магнетних полів. По-перше, це може бути пов'язано з наявністю на поверхні острівців оксиду кобальту (CoO), який є антиферомагнетним з температурою Нееля у 291 К. Для перевірки цього було проведено мірювання магнетоопору плівок за кімнатної температури та 450 К. Результати дослідження показали, що наявність піків на польових залежностях зберігається. Отже, можна зробити висновок, що оксид кобальту не є причиною появи позитивного магнетоопору.

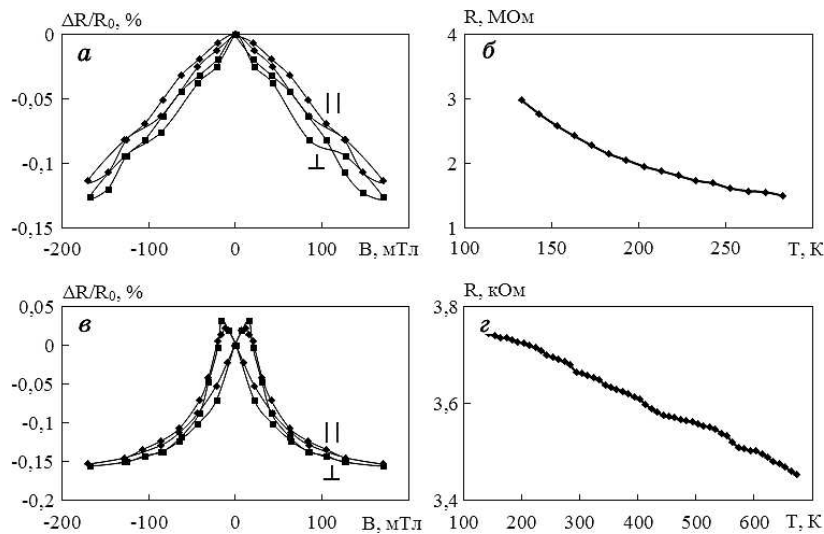
Структурно острівцеві плівки характеризуються наявністю як окремих ізольованих острівців, так і острівців, які дотикаються один до одного і утворюють кластери. Тому друге пояснення механізму виникнення піків на польових залежностях може бути пов'язано з кількісною різницею значень енергії магнетної анізотропії окремих острівців і кластерів. Для таких структур також можлива поява сильної диполь-дипольної взаємодії (такий



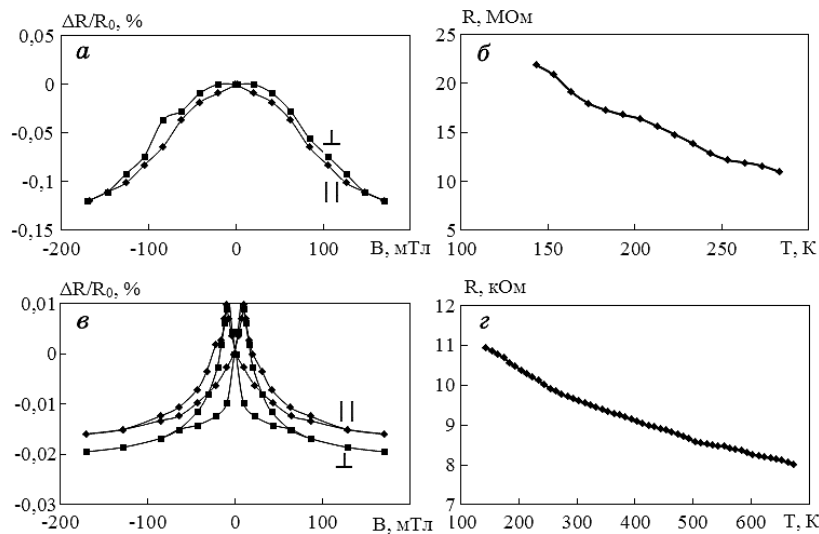
механізм було запропоновано у [18, 19] і він може пояснювати результати, одержані для острівцевих плівок).

Слід відмітити, що на польових залежностях повздовжнього магнетопору відсутні згадані максимуми, а величина МО для повздовжньої геометрії в 3–5 разів менша, ніж для поперечної. Відмінності у формі польових залежностей та у величинах повздовжнього і поперечного МО зумовлені, в першу чергу, впливом анізотропного МО. Як вже зазначалося, при таких товщинах після відпалювання за температури 700 К відбувається утворення кластерної структури із металічних острівців, які дотикаються один до одного, і тому значно зростає електроперенесення по цих сформованих металічних областях, які є феромагнетними (рис. 4, з). Такі структурні зміни після відпалювання для плівок з ефективною товщиною 15–20 нм приводять до зміни механізму провідності від термічно активованого (рис. 5, б) до металічного (рис. 5, з).

Для свіжосконденсованих плівок Co з ефективною товщиною 5–10 нм, як і в попередніх випадках, відсутня гістереза магнеторезистивного ефекту, а форма кривих не змінюється при зміні напрямку магнетного поля (рис. 6, а, 7, а). При таких ефективних товщинах плівки є структурно несуцільними з розмірами окремих острівців менше 5 нм (рис. 4, д). При цьому острівці мають неправильну форму, а зазори між ними набувають харак-



**Рис. 6.** Польові залежності магнетопору (а, в) та температурні залежності опору (б, г) для свіжосконденсованої (а, б) та відпаленої за температури у 700 К плівки Co товщиною у 10 нм. Температура мірювання магнетопору — 300 К.<sup>6</sup>

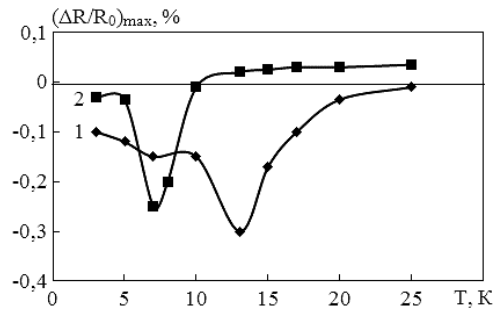


**Рис. 7.** Польові залежності магнетоопору (*a*, *в*) та температурні залежності опору (*б*, *г*) для свіжосконденсованої (*a*, *б*) та відпаленої за температури у 700 К плівки Co товщиною у 5 нм. Температура мірювання магнетоопору — 300 К.<sup>7</sup>

терної форми каналів з приблизно однаковою шириною (класична «лабіринтна» структура) [20, 21]. Такі особливості кристалічної структури мають приводити до зміни магнетного стану одержаних плівок. Вони можуть знаходитися у суперпарамагнетному стані [22], що є характерним і для доперколяційних композитів, які перебувають при кімнатній температурі. У суперпарамагнетному стані за відсутності зовнішнього поля магнетні моменти гранул орієнтовані випадковим чином, тобто реалізується стан з мінімальною провідністю. Зовнішнє магнетне поле упорядковує магнетні моменти і формує колінеарну структуру, що приводить до зростання тунельного струму і, відповідно, зменшення електроопору острівцевих плівок.

Особливістю польових залежностей відпалених плівок є наявність гістерези, причини якої було описано вище (рис. 6, *в*, 7, *в*). Слід відмітити, що як для свіжосконденсованих, так і відпалених плівок основною є термічно активована провідність (рис. 6, *б*, *г*, 7, *б*, *г*) [23]. При ефективних товщинах 3–10 нм відпалювання приводить до укрупнення острівців (міграційна коалесценція), і загальна кількість острівців зменшується (рис. 4, *е*).

На рисунку 8 представлено залежності повздовжнього тунельного МО від ефективної товщини свіжосконденсованих (крива 1) та відпалених за температури у 700 К (крива 2) плівок Co. Як бачимо, залежності носять немонотонний характер. В інтервалі



**Рис. 8.** Залежність МО від ефективної товщини для повздовжнього магнетосопротиву свіжосконденсованих (1) та відпалених за температури у 700 К (2) плівок Co. Температура мірювання магнетосопротиву — 300 К.<sup>8</sup>

ефективних товщин 3–25 нм для невідпалених зразків та 3–10 нм для відпалених за температури у 700 К спостерігається негативний магнетосопротив.

Розмірна залежність для острівцевих плівок подібна до концентраційної залежності негативного ТМО для композитів метал-діелектрик: по-перше, слабка залежність від складу в доперколяційній області 3–5 нм Co; по-друге, максимальні значення магнетосопротиву ( $\Delta R/R_{\max} = 0,35\%$ ) спостерігаються поблизу порогу перколяції з боку діелектричної області; по-третє, зменшення ТМО, практично до повного зникнення, має місце при збільшенні ефективною товщини свіжосконденсованих плівок кобальту до 25 нм та поява АМО при збільшенні ефективною товщини до 10 нм для зразків, відпалених за температури у 700 К. Слід відмітити, що для плівок, відпалених за температури у 700 К, інтервал ефективних товщин, у якому спостерігається ТМО значно вузький — 3–10 нм. Максимальне значення при цьому досягає 0,3%. Така залежність зумовлена зміною морфології плівок при зміні ефективною товщини. Максимальні значення магнетосопротиву реалізуються в тому випадку, коли ширина діелектричного бар'єра між сусідніми острівцями мінімальна (ймовірність тунелювання максимальна), але ефективною обмінної взаємодії між спінами, що належать різним острівцям, ще немає. При збільшенні ефективною товщини кобальту і укрупнення острівців між їх магнетними моментами виникає взаємодія, що приводить до магнетного впорядкування середовища і, отже, до зменшення величини магнетосопротивного ефекту. Цей процес починається раніше, ніж утворення нескінченної сітки з металевих острівців, які дотикаються [24]. Тому для досліджуваних плівок максимум ТМО зміщується щодо порога перколяції у бік менших ефективних товщин. Також слід відмітити, що на величину ТМО, крім розміру острівців і ширини вакуумного каналу, впливають ще й інші

чинники, наприклад, наявність домішок та шерсткості на межі поділу між острівцями та вакуумним бар'єром [25]. Найбільша абсолютна величина ТМО для свіжосконденсованих плівок складає 0,35% при ефективній товщині у 15 нм.

#### 4. ВИСНОВКИ

Встановлено, що для свіжосконденсованих плівок з  $d_{Co} = 5-25$  нм спостерігаються ізотропні польові залежності, зумовлені спин-залежним тунелюванням електронів між феромагнетними острівцями. Максимальна величина тунельного магнетосопротивлення для свіжосконденсованих плівок складає 0,5% при перпендикулярній геометрії. Після відпалювання зразків при 700 К в інтервалі товщин  $d_{Co} = 10-25$  нм з'являється анізотропія магнетосопротивлення величиною до 0,02%.

Для зразків з  $d_{Co} = 3-10$  нм як свіжосконденсованих, так і відпалених при 700 К спостерігається тунельний магнетосопротивлення. Максимальна величина тунельного магнетосопротивлення для відпалених плівок складає 0,25% при повздовжній геометрії.

Електропровідність острівцевих плівок з  $d_{Co} = 3-10$  нм в температурному інтервалі 150–700 К носить активаційний характер.

#### ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. О. І. Товстолиткін, М. О. Боровий, В. В. Курилюк, Ю. А. Куницький, *Фізичні основи спинтроніки* (Вінниця: Нілан-ЛТД: 2014).
2. C. Franz, M. Czerner, and C. Heliger, *Phys. Rev. B*, **88**: 094421 (2013).
3. C. Baraduc, M. Chshiev, and B. Dieny, *Giant Magnetoresistance (GMR) Sensors*, **6**: 1 (2013).
4. V. Soti, *Adv. Studies Theor. Phys.*, **5**: 775 (2011).
5. S. Yuasa and D. Djayaprawira, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**: R337 (2007).
6. G. Herzog, S. Krause, and R. Wiesendanger, *Appl. Phys. Lett.*, **96**: 102505 (2010).
7. Г. Д. Демин, Н. А. Дюжев, А. Ф. Попков, М. Ю. Чиненков, *Нано- и микросистемная техника*, № 4: 24 (2014).
8. В. Б. Лобода, Ю. А. Шкурдода, В. А. Кравченко, С. Н. Хурсенко, В. Н. Коломиец, *Металлофиз. новейшие технол.*, **33**, № 2: 161 (2011).
9. В. С. Жигалов, Г. И. Фролов, Л. И. Квеглис, *Физ. тверд. тела*, **40**: 2074 (1998).
10. J. Z. Sun and D. C. Ralph, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**: 1227 (2008).
11. Л. В. Луцев, Т. К. Звонарева, В. М. Лебедев, *Письма в ЖТФ*, **27**: 84 (2001).
12. S. Mitani, H. Fujimori, and S. Ohnuma, *J. Magn. Magn. Mater.*, **165**: 141 (1997).
13. А. А. Тимофеев, С. М. Рябченко, В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, П. А. Троценко, О. В. Стогней, А. В. Ситников, *Физ. тверд. тела*, **53**: 463

- (2011).
14. Г. В. Лашкарев, М. В. Радченко, В. И. Лазоренко, М. Э. Бугаева, В. И. Сичковский, В. В. Асоцкий, Л. И. Петросян, Л. А. Крушинская, Я. А. Стельмах, *Наноструктурное материаловедение*, № 2: 14 (2011).
  15. О. В. Стогней, А. В. Ситников, Ю. Е. Калинин, С. Ф. Авдеев, М. Н. Копытин, *Физ. тверд. тела*, **49**: 158 (2007).
  16. А. К. Федотов, Ю. А. Федотова, Ю. В. Касюк, А. В. Мазаник, М. А. Андреев, А. Н. Суворов, А. П. Иванов, М. Marszalek, *Наносистемы, наноматериалы, нанотехнології*, **9**, вип. 2: 457 (2011).
  17. А. С. Андреевко, В. А. Березовец, А. Б. Грановский, И. В. Золотухин, М. Инуе, Ю. Е. Калинин, А. В. Ситников, О. В. Стогней, Т. Палевский, *Физ. тверд. тела*, **45**: 1446 (2003).
  18. А. А. Тимофеев, С. М. Рябченко, А. Ф. Лозенко, П. А. Троценко, О. В. Стогней, А. В. Ситников, С. Ф. Авдеев, *Физ. низк. темпер.*, **33**: 1282 (2007).
  19. А. Е. Варфоломеев, М. В. Седова, *Физ. тверд. тела*, **45**: 500 (2003).
  20. Л. И. Трусов, В. А. Холмянский, *Островковые металлические пленки* (Москва: Металлургия: 1972).
  21. В. Б. Лобода, С. Н. Хурсенко, *ЖЭТФ*, **30**: 911 (2006).
  22. С. А. Непийко, *Физические свойства малых металлических частиц* (Киев: Наукова думка: 1985).
  23. П. Г. Борзяк, Ю. А. Кулюпин, *Электронные процессы в островковых металлических пленках* (Киев: Наукова думка: 1980).
  24. Г. И. Фролов, О. И. Багина, М. М. Завьялова, С. И. Равочкин, *Ж. техн. физ.*, **78**: 101 (2008).
  25. А. И. Хачатуров, В. П. Блощицкий, Т. А. Хачатурова, *Физика и техника высоких давлений*, **22**: 63 (2012).

## REFERENCES

1. O. I. Tovstolytkin, M. O. Borovy, V. V. Kurylyuk, and Yu. A. Kynytskyi, *Fizychni Osnovy Spintroniky* (Vinnytsya: Nilan-LTD: 2014) (in Ukrainian).
2. C. Franz, M. Czerner, and C. Heliger, *Phys. Rev. B*, **88**: 094421 (2013).
3. C. Baraduc, M. Chshiev, and B. Dieny, *Giant Magnetoresistance (GMR) Sensors*, **6**: 1 (2013).
4. V. Soti, *Adv. Studies Theor. Phys.*, **5**: 775 (2011).
5. S. Yuasa and D. Djayaprawira, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **40**: R337 (2007).
6. G. Herzog, S. Krause, and R. Wiesendanger, *Appl. Phys. Lett.*, **96**: 102505 (2010).
7. G. D. Demin, N. A. Dyuzhev, A. F. Popkov, and M. Yu. Chinenkov, *Nano- i Mikrosistemnaya Tekhnika*, No. 4: 24 (2014) (in Russian).
8. V. B. Loboda, Yu. A. Shkurdoda, V. A. Kravchenko, S. N. Chursenko, and V. N. Kolomiets, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **33**, No. 2: 161 (2011) (in Russian).
9. V. S. Zhigalov, G. I. Frolov, and L. I. Kveglis, *Fiz. Tverd. Tela*, **40**: 2074 (1998) (in Russian).
10. J. Z. Sun and D. C. Ralph, *J. Magn. Magn. Mater.*, **320**: 1227 (2008).
11. L. V. Lutsev, T. K. Zvonareva, and V. M. Lebedev, *Pis'ma v Zh. Tekhn. Fiz.*,

- 27: 84 (2001) (in Russian).
12. S. Mitani, H. Fujimori, and S. Ohnuma, *J. Magn. Magn. Mater.*, **165**: 141 (1997).
  13. A. A. Timofeev, S. M. Rjabchenko, V. M. Kalita, A. F. Lozenko, P. A. Trocenko, O. V. Stognej, and A. V. Sitnikov, *Fiz. Tverd. Tela*, **53**: 463 (2011) (in Russian).
  14. G. V. Lashkarev, M. V. Radchenko, V. I. Lazorenko, M. Ye. Bugaeva, V. I. Sichkovskiy, V. V. Asotskiy, L. I. Petrosyan, L. A. Krushinskaya, and Ya. A. Stel'makh, *Nanostrukturnoe Materialovedenie*, No. 2: 14 (2011) (in Russian).
  15. O. V. Stognej, A. V. Sitnikov, Yu. E. Kalinin, S. F. Avdeev, and M. N. Kopytin, *Fiz. Tverd. Tela*, **49**: 158 (2007) (in Russian).
  16. A. K. Fedotov, Yu. A. Fedotova, Yu. V. Kasyuk, A. V. Mazanik, M. A. Andreev, A. N. Suvorov, A. P. Ivanov, and M. Marszalek, *Nanosistemi, Nanomateriali, Nanotehnologii*, **9**, No. 2: 457 (2011) (in Russian).
  17. A. S. Andreenko, V. A. Berezovets, A. B. Granovskiy, I. V. Zolotukhin, M. Inue, Yu. E. Kalinin, A. V. Sitnikov, O. V. Stognej, and T. Palevskiy, *Fiz. Tverd. Tela*, **45**: 1446 (2003) (in Russian).
  18. A. A. Timofeev, S. M. Ryabchenko, A. F. Lozenko, P. A. Trotsenko, O. V. Stognej, A. V. Sitnikov, and S. F. Avdeev, *Fiz. Nizk. Temp.*, **33**: 1282 (2007) (in Russian).
  19. A. E. Varfolomeev and M. V. Sedova, *Fiz. Tverd. Tela*, **45**: 500 (2003) (in Russian).
  20. L. I. Trusov and V. A. Kholmyanskiy, *Ostrovkovyye Metallicheskie Plyonki* (Moscow: Metallurgiya: 1972) (in Russian).
  21. V. B. Loboda and S. N. Khursenko, *Zh. Ehksp. Teor. Fiz.*, **30**: 911 (2006) (in Russian).
  22. S. A. Nepijko, *Fizicheskie Svoistva Malykh Metallicheskih Chastits* (Kiev: Naukova Dumka: 1985) (in Russian).
  23. P. G. Borzyak and Yu. A. Kulyupin, *Ehlektronnyye Protsessy v Ostrovkovykh Metallicheskih Plyonkakh* (Kiev: Naukova Dumka: 1980) (in Russian).
  24. G. I. Frolov, O. I. Bagina, M. M. Zav'yalova, and S. I. Ravochkin, *Zh. Tekhn. Fiz.*, **78**: 101 (2008) (in Russian).
  25. A. I. Khachaturov, V. P. Bloshchitskiy, and T. A. Khachaturova, *Fizika i Tekhnika Vysokikh Davleniy*, **22**: 63 (2012) (in Russian).

---

\*Sumy State University,  
2, Rymsky-Korsakov Str.,  
40007 Sumy, Ukraine

\*\*Sumy State Pedagogical University Named After A. S. Makarenko,  
87, Romenska Str.  
40002 Sumy, Ukraine

<sup>1</sup> Fig. 1. Dependence of longitudinal ( $\parallel$ ) and transverse ( $\perp$ ) MR on the induction of the magnetic field for nonannealed (a) and annealed at 700 K (b) Co/S films ( $d_{\text{Co}} = 50$  nm). Temperature of measurement is 300 K.

<sup>2</sup> Fig. 2. Dependence of longitudinal MR on the thickness for nonannealed (1) and annealed at 700 K (2) Co films. Temperature of measurement of the magnetoresistance is 300 K.

<sup>3</sup> Fig. 3. Field dependence of the magnetoresistance (a, e) and temperature dependence of the resistance (b, z) for nonannealed (a, b) and annealed at 700 K Co film of the 20 nm thickness. Temperature measurement of the magnetoresistance is 300 K.

<sup>4</sup> Fig. 4. The crystal structure of nonannealed (a, e, d) and annealed at 700 K (b, z, e) Co/S

films of the 25 nm (*a, б*), 15 nm (*с, з*) and 5 nm (*д, е*) thicknesses.

<sup>5</sup> **Fig. 5.** Field dependence of the magnetoresistance (*a, с*) and temperature dependence of the resistance (*б, з*) for nonannealed (*a, б*) and annealed at 700 K Co film of the 15 nm thickness. Temperature measurement of the magnetoresistance is 300 K.

<sup>6</sup> **Fig. 6.** Field dependence of the magnetoresistance (*a, с*) and temperature dependence of the resistance (*б, з*) for nonannealed (*a, б*) and annealed at 700 K Co film of the 10 nm thickness. Temperature measurement of the magnetoresistance is 300 K.

<sup>7</sup> **Fig. 7.** Field dependence of the magnetoresistance (*a, с*) and temperature dependence of the resistance (*б, з*) for nonannealed (*a, б*) and annealed at 700 K Co film of the 5 nm thickness. Temperature measurement of the magnetoresistance is 300 K.

<sup>8</sup> **Fig. 8.** Dependence of magnetoresistance on the effective thickness for the longitudinal magnetoresistance for nonannealed (*1*) and annealed at 700 K (*2*) Co films. Temperature measurement of the magnetoresistance is 300 K.