

М.М. КУЛИК,<sup>1</sup> В.М. КАЛИТА,<sup>1</sup> А.Ф. ЛОЗЕНКО,<sup>1</sup> С.М. РЯБЧЕНКО,<sup>1</sup>  
О.В. СТОГНЕЙ,<sup>2</sup> А.В. СИТНИКОВ<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ 03028; e-mail: nikolaj.kulik@ifnau@gmail.com)

<sup>2</sup> Воронежський державний технічний університет

(Просп. Московський, 14, Воронеж 394026, Російська федерація)

## ВПЛИВ ВНУТРІШНЬОПЛОЩИННОЇ АНІЗОТРОПІЇ НА ВЕЛИЧИНУ ПОЛЯ КРИТИЧНОГО ПЕРЕХОДУ В НАНОГРАНУЛЯРНИХ ПЛІВКАХ З ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЮ АНІЗОТРОПІЄЮ

УДК 537.624.9, 537.622.4,  
537.9

Досліджено вплив внутрішньоплощинної анізотропії на намагнічування наногранулярної плівки з перпендикулярною анізотропією. Показано, що в нахиленому до нормалі плівки магнітному полі спостерігається критичний перехід від неоднорідного магнітного стану гранул з неколінеарним напрямком їх моментів до однорідного стану з паралельною орієнтацією магнітних моментів гранул. Отримано, що внутрішньоплощинна анізотропія впливає на кутову залежність критичного поля. Теоретичний опис орієнтованого ансамблю двовісних частинок проведено в наближенні двоямного потенціалу. Незважаючи на двовісність магнітної анізотропії частинок, у неоднорідному стані, ансамбль розбивається на два підансамблі, у кожному з яких магнітні моменти частинок співнаправлені. У критичному полі відбувається перехід від неоднорідного стану із двома підансамблями до однорідного стану. Дані розрахунків порівняні з результатами дослідження наногранулярної плівки  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$ , з перпендикулярною анізотропією, яка містить 74,5 ат. %  $\text{Co}$ , що перевищує поріг перколяції. Магнітний момент такої плівки складається із суми двох внесків: наногранулярного із двовісною анізотропією гранул і фази, що утворює перколяційний кластер. Магнітні властивості виділеного із загальної намагніченості наногранулярного внеску добре узгоджуються з даними розрахунків.

**Ключові слова:** внутрішньоплощинна анізотропія, наногранулярна плівка, критичний перехід, двоямний потенціал, перколяційний кластер, температура блокування.

### 1. Вступ

Наногранулярні магнітні плівки викликають великий інтерес як завдяки перспективам їх використання в різних функціональних приладах [1–4], так і завдяки тому, що вони є модельними для різних задач мікромагнетизму [5, 6]. Є два основних типи магнітних наногранулярних (НГ) композитів: “гранули феромагнітного (ФМ) металу в немагнітній ізолюючій матриці”, або “ФМ гранули в немагнітному металі”. У НГ композитах з розміром ФМ гранул менше критичного для однодоменого стану [7, 8], перемагнічування гранули відбувається шляхом когерентного обертання вектора намагні-

ченості в частинці [9]. Надалі в тексті ми будемо розглядати НГ плівки типу “гранули ФМ металу – ізолююча матриця” з однодоменими гранулами, опускаючи щоразу згадування про це.

Для зовнішніх магнітних полів, менших поля одновісної анізотропії, залежність магнітної енергії гранули від орієнтації її магнітного моменту має вигляд двоямного потенціалу [10, 11]. Магнітні моменти гранул зазнають термоіндукованих перекидань між цими ямами [10, 11].

Для опису магнітного стану ФМ гранул важливе поняття температури блокування,  $T_b$  [12]. Нижче  $T_b$  магнітний момент гранули “блокований” впродовж часу спостереження за системою. При цьому ймовірності його орієнтації поблизу кожного із двох мінімумів енергії анізотропії не відповідають термодинамічній рівновазі, та залежать від пере-

© М.М. КУЛИК, В.М. КАЛИТА, А.Ф. ЛОЗЕНКО,  
С.М. РЯБЧЕНКО, О.В. СТОГНЕЙ,  
А.В. СИТНИКОВ, 2015

дісторії. У цьому випадку, при перемагнічуванні системи спостерігається гістерезис [9, 13]. Вище  $T_b$  термодинамічна рівновага для населеності потенціальних ям устигає встановитися за час спостереження, гістерезис зникає [12, 14]. Ансамбль частинок переходить у суперпарамагнітний стан.

Однак, як впливає із робіт [15–17], аж до температур  $T = (3-4)T_b$  напрямки магнітних моментів частинок, в значній мірі, локалізовані в мінімумах згаданого двоямного потенціалу, хоч “населеності” цих мінімумів при  $T > T_b$  стають практично рівноважні [10]. Магнітопольова й температурна залежності намагніченості ансамблю при цьому відхиляються від функції Ланжевена [15, 16]. Остання відповідає рівномірній орієнтації магнітних моментів частинок в будь-якому напрямку під час відсутності зовнішнього поля. Розподіл напрямків магнітних моментів плівки буде при цьому неоднорідним.

Для НГ плівки, з однодоменними гранулами, що мають однакову по величині перпендикулярну площину плівки анізотропію, виникнення стану з неоднорідним розподілом напрямків магнітних моментів може бути пов’язане й з іншою причиною. Перпендикулярна анізотропія забезпечує мінімум енергії при орієнтації магнітних моментів гранул перпендикулярно площині плівки, у той час, як анізотропія поля розмагнічування, пропорційна нормальній намагніченості плівки, диктує плівці легкоплощинну анізотропію. У цьому випадку, намагнічування плівки в полі, нормальному її площині, і меншому за абсолютною величиною деякого критичного,  $H_{crit}$ , веде до виникнення неоднорідного стану [10]. У ньому магнітні моменти частини ФМ гранул спрямовані по, а частини – проти магнітного поля. Енергія розмагнічування зменшена, а енергія анізотропії має мінімум. При намагнічуванні плівки з перпендикулярною анізотропією гранул під довільним кутом  $\theta_H$ , критичний характер переходу між однорідним і неоднорідним станами зберігається [10]. Величина  $H_{crit}$  буде при цьому залежати від  $\theta_H$ . При  $\theta_H = 90^\circ$  вона обертається на нуль.

У полях, більших по абсолютній величині, ніж  $H_{crit}$ , моменти всіх гранул орієнтуються однаково, а стан усієї системи – однорідний [10]. Однак, при  $\theta_H \neq 0$  моменти орієнтуються не уздовж зовнішнього поля, а лише підкошуються до нього, поки намагнічування насичення не буде досягнуто [10].

Перехід по полю між станами з однорідною й неоднорідною намагніченостями, є для плівки, як цілого, переходом типу “порядок–безладдя” [10, 18]. У рівноважному випадку й при нормальному намагнічуванні  $H_{crit}(\theta_H = 0)$  дорівнює максимально можливому полю розмагнічування плівки,  $H_{dmax} = 4\pi M_s$ . Тут  $0 \leq \theta_H \leq \pi$  – кут між директором для напрямку магнітного поля й нормаллю до плівки;  $M_s$  – намагніченість насичення плівки як цілого  $M_s = f_v M_{s\_gr}$ ;  $f_v$  – об’ємна частина в плівці феромагнітного матеріалу, з якого утворені гранули, а  $M_{s\_gr}$  його намагніченість насичення. Поле  $H_{dmax}$  реалізується при насиченні намагніченості нормально-орієнтованим зовнішнім полем.

Стан плівки з неоднорідним розподілом напрямків магнітних моментів, пов’язаний з конкуренцією перпендикулярної анізотропії й анізотропії фактора розмагнічування, виникає без термоіндукованих переходів між напрямками магнітного моменту гранул, що відповідають мінімумам двоямного потенціалу, навіть при  $T = 0$ . Саме зневажаючи термоактивованими переходами і була розглянута “рівноважна намагніченість” плівок з перпендикулярною анізотропією в [10].

Прийнятним наближенням для розгляду системи в такому стані є модель дворівневої рівноважної системи, яка використовувалася, наприклад, для розгляду рівноважної намагніченості наногранулярної плівки з перпендикулярною анізотропією частинок в [10]. У ній було розглянуто питання про хід кривих “рівноважного”, у зазначеному вище розумінні, намагнічування плівок з перпендикулярною анізотропією гранул при різних  $\theta_H$  і про залежності  $H_{crit}(\theta_H)$  для плівок, ізотропних у площині, з  $f_v$  нижче порога перколяції  $f_{vp}$ . Результати роботи [10] були підтверджені експериментом в [19].

У ряді випадків НГ плівки з перпендикулярною анізотропією можуть мати ще й анізотропію в площині. Наскільки нам відомо, раніше режими перемагнічування наногранулярних плівок з перпендикулярною анізотропією за наявності внутрішньоплощинної анізотропії в літературі не обговорювалися.

З ростом відносного об’єму гранул у плівці,  $f_v$ , у ній виникають малі перколяційні кластери, а при досягненні порога перколяції  $f_{vp}$ , з’являється “великий перколяційний кластер”, що пронизує всю плівку [20]. Однак, навіть при цьому значна частина ФМ гранул залишається ізольованою. При

перемагнічуванні вони повинні демонструвати особливості, характерні для плівок з перпендикулярною анізотропією. Дослідження НГ плівки із двофазним магнітним наповненням, що відбивають присутність у плівці неперкольованих гранул, та включення, що являє собою перколяційний кластер, були проведені в [21]. Там були обговорені питання поділу внесків від згаданих двох груп гранул у криві перемагнічування й особливості кутової залежності коерцитивного поля в такій плівці.

У даній роботі представлені додаткові результати досліджень НГ плівки  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_n$ , з 74,5 ат. %  $\text{Co}$  (що повинне відповідати  $f_v \approx 0,79$ ). Це перевищує поріг перколяції. Розглянуто питання переходу між однорідно й неоднорідно намагніченими станами такої двофазної плівки. Гранулярна частина цієї плівки має крім перпендикулярної анізотропії, ще й внутрішньоплощинну [21]. Досліджено умови критичного переходу гранулярної частини плівки від стану з однорідною орієнтацією магнітних моментів до неоднорідного, залежно від напрямку намагнічуючого поля у двовісно-анізотропній плівці.

## 2. Експеримент

### 2.1. Зразки й методи вимірів

Серія зразків НГ плівки  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_n$  товщиною близько 5 мкм була отримана методом іонно-променевого розпорошення складених мішеней, розташованих на різних по довжині кінцях ситалової підкладки ( $25 \times 1$  см) в атмосфері  $\text{Ar}$  під тиском  $3,2 \cdot 10^{-5}$  Торр [18]. Таке напилення на довгу підкладку використовувалося для одержання в одних умовах набору плівок з різним відносним об'ємом гранул  $f_v$ . Після напилення плівки підкладка розрізалася поперек на зразки – вузькі смужки з різним вмістом  $\text{Co}$ . Таким чином, зразки, особливо з мінімальним і максимальним вмістом  $\text{Co}$ , готувалися в умовах похилого напилювання компонент. Виділенням напрямком у плівці при такому напиленні є перетинання її площини із площиною, утвореної атомними пучками. Цим напрямком є вузька сторона зразка, отриманого після розрізування підкладки. Позначимо його  $Y$ . Позначимо напрямком уздовж довгої сторони зразка –  $X$  та нормаль до зразка –  $Z$ . Розміри досліджуваної плівки уздовж  $X$  і  $Y$  становили 10 і 2 мм, відповідно. Виходячи з описаної методики одержання плівок (геометрія напилення та взаємне роз-

ташування підкладки й мішеней), можна чекати прояву анізотропних ефектів у площині плівки.

Поріг електричної перколяції, визначений для даної серії плівок із залежності їх електроопору від вмісту  $\text{Co}$  [18], становив 61 ат. %  $\text{Co}$ , що повинне відповідати  $f_{vp} = 0,66$ . Набір плівок даної серії із вмістом  $\text{Co}$  від 45 до 75 ат. % раніше досліджувався в [22]. Була встановлена наявність у них ростової перпендикулярної анізотропії. Вона мала максимальну величину поблизу порога перколяції. У роботі [23] було проведено дослідження поперечного перерізу плівки даної серії вирощування із вмістом  $\text{Co}$  – 56 ат. % за допомогою просвічуючого електронного мікроскопа. Показано, що гранули із середнім поперечним розміром  $\sim 4$  нм витягнуті в напрямку їх росту, уздовж нормалі до плівки. Це пояснює їхню перпендикулярну анізотропію, як анізотропію форми.

Як згадувалося вище, у даній роботі досліджується НГ плівка  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_n$  з 74, ат. %  $\text{Co}$  ( $f_v \approx 0,79$ ), для якої поріг перколяції помітно перевищений. Попередніми дослідженнями [21] було встановлено, що на додаток до перпендикулярної магнітної анізотропії, ця плівка має також і внутрішньоплощинну анізотропію з легкою віссю в площині уздовж  $X$ . Електронно-мікроскопічне дослідження поперечного перерізу даної плівки, проведене в [21], показало, що зразок включає як перкольовані кластери, так і неперкольовані гранули, відносна частина яких домінує. Дослідженнями магнітного контрасту атомно-силової мікроскопії [21] було встановлено, що при кімнатній температурі зразок має смугову доменну структуру із шириною доменів у середньому близько 1 мкм. Переважний напрямок доменних смуг під час відсутності зовнішнього поля збігається з віссю  $X$ . Таким чином, досліджувана плівка перебуває при кімнатній температурі в суперферомагнітному стані (стан з феромагнітним впорядкуванням розділених між собою суперпарамагнітних гранул за рахунок міжгранулярної магнітної взаємодії).

Вимірювання кривих перемагнічування проводилися на вібраційному магнітометрі LDJ-9500 при кімнатній температурі.

### 2.2. Результати вимірів

Були зняті сімейства петель перемагнічування для різних напрямків уведення зовнішнього магнітно-

го поля, з  $0 \leq \theta_H \leq 90^\circ$  у площинах зразка  $XZ$  ( $\varphi_H = 0$ ) і  $YZ$  ( $\varphi_H = 90^\circ$ ), які показані на рис. 1, а, б. Тут і далі  $0 \leq \theta_H \leq 180^\circ$  – кут між умовно обраним позитивним напрямком нормалі до плівки й напрямком директора для зовнішнього магнітного поля (кут нахилу осі, уздовж якої магнітне поле  $H$  прикладається до плівки, незалежно від його знаку, відносно нормалі до плівки). При такому визначенні напрямку поля ми можемо розглядати його, як таке, що змінюється від  $+\infty$  до  $-\infty$  при незмінному значенні  $\theta_H$ , використовуючи для обчислень сферичну систему координат. Кут  $\theta_H$  між вектором напруженості зовнішнього магнітного поля  $\mathbf{H}$  і “позитивним” напрямком нормалі до плівки при цьому буде залежати від знака поля  $\theta_H = \theta_H + [1 - \text{sign}(H)]\pi/2$ , де  $\text{sign}(x) = \{1, 0, -1\}$  для  $x > 0$ ,  $0$  і  $x < 0$  відповідно. Азимутальний кут для напрямку вектора магнітного поля,  $\varphi_H$  ми повинні при цьому визначити як  $\varphi_H = \varphi_H + [1 - \text{sign}(H)]\pi/2$ . Тут  $\varphi_H$  – азимутальний кут директора для зовнішнього магнітного поля у верхній півсфері. У ролі початку відліку для  $\varphi_H$  виберемо напрямок осі  $X$ .

Криві, показані на рис. 1, а, б, відповідають очікуванню для феромагнітних плівок з перпендикулярною й внутрішньоплощинною анізотропією та з величиною максимального розмагнічуючого поля,  $4\pi M_s$ , яке багато більше полів магнітної перпендикулярної ( $H_{A\theta}$ ), і внутрішньоплощинної ( $H_{A\varphi}$ ) анізотропії плівки.

Незвичайний прозв гістерезису на зареєстрованих кривих. Він зосереджений лише в невеликій частині кривих перемагнічування в області малих полів (див. вставки на рис. 1, а, б). В [21] було показано, що ці гістерезисні ділянки є проявом внеску в криву перемагнічування від перкольованої частини досліджуваної плівки. Перкольована частина відчуває на собі внутрішнє поле, зумовлене домінуючим внеском у намагніченість плівки від неперкольованих гранул. Це внутрішнє поле дорівнює векторній сумі зовнішнього поля й поля розмагнічування, що має для плівки тільки  $Z$ -компоненту, спрямовану проти  $Z$ -складової зовнішнього поля. Наявність у ФМ гранул перпендикулярної анізотропії веде до того, що в полях, менших від критичних, поле розмагнічування практично повністю компенсує проекцію зовнішнього поля на вісь  $Z$  [10]. У той самий час, внесок перкольованої частини плівки відповідальний і за коер-

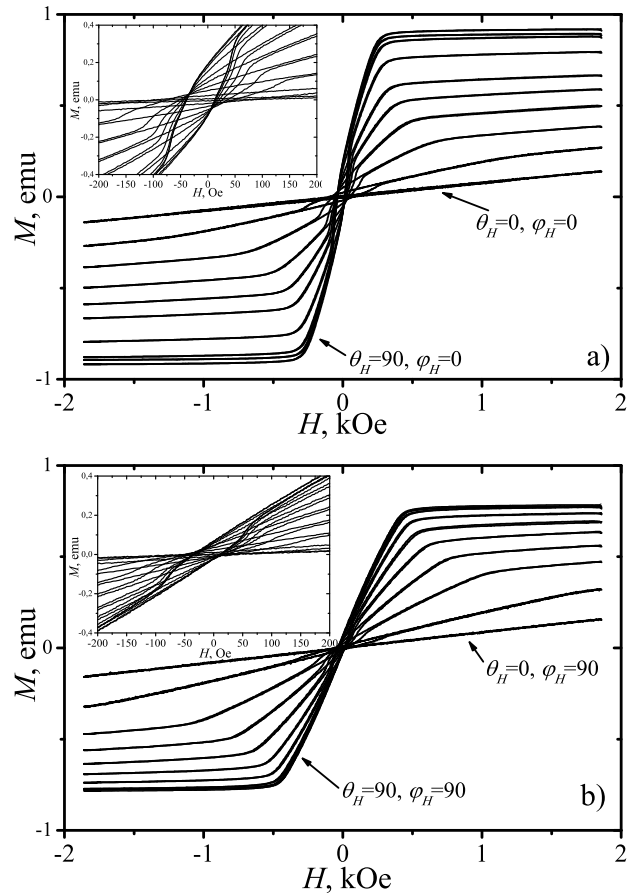


Рис. 1. Петлі перемагнічування для орієнтації магнітного поля в площинах: а –  $XZ$ , що відповідає  $\varphi_H = 0$ ; б –  $YZ$ , що відповідає  $\varphi_H = 90^\circ$ . Петлі зняті із кроком зміни кута –  $10^\circ$ . На вставках – фрагменти центральних частин петель

цитивне поле і його незвичайну кутову залежність, проаналізовану в [21].

Якщо не брати до уваги гістерезис у вузькій області малих полів, то в полях між досить різними перегинами до насичення, положення яких залежить від  $\{\theta_H, \varphi_H\}$ , намагніченість має лінійну залежність від поля. Така поведінка відповідає моделі рівноважного перемагнічування плівки з перпендикулярною анізотропією в похилому магнітному полі, розглянутої в [10, 19], з тою лиш відмінністю, що поля перегину до насичення у залежностей  $M_H(\theta_H)$  для площин напрямків поля  $XZ$  і  $YZ$  – різні. У наногранулярних плівках з перпендикулярною анізотропією ці поля перегину є критичними, у яких рівноважний неоднорідний стан

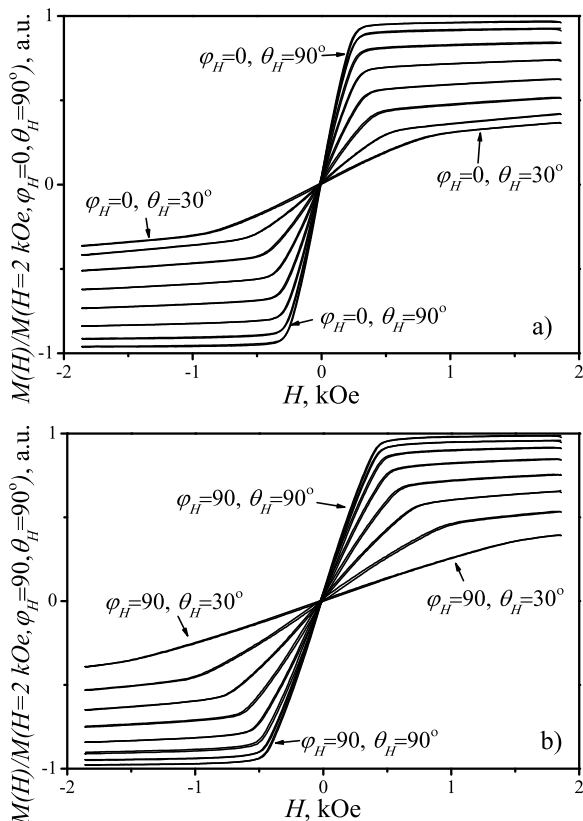


Рис. 2. Виділені гранулярні внески в петлі перемагнічування НГ плівки  $\text{Co}/\text{Al}_2\text{O}_3$  для різних кутів  $30^\circ \leq \theta_H \leq 90^\circ$ : а –  $\mathbf{H}$  у площині  $XZ$ ; б –  $\mathbf{H}$  у площині  $YZ$

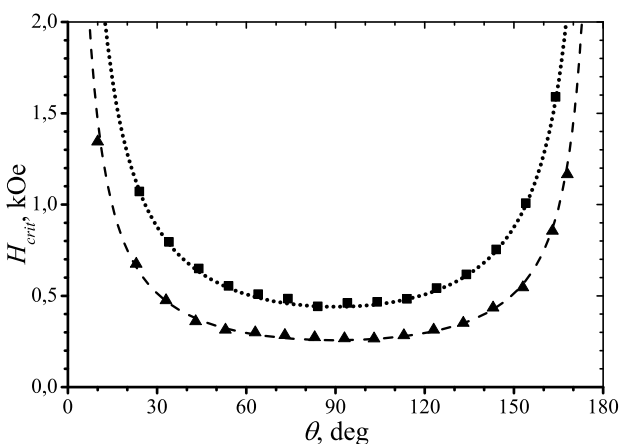


Рис. 3. Експериментально отримані залежності  $H_{\text{crit}}(\theta_H)$  для зовнішнього поля, що лежить у площині  $YZ$  ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) –  $\blacksquare$  і  $XZ$  ( $\varphi_H = 0$ ) –  $\blacktriangle$ . Пунктирні лінії – апроксимація експериментальних залежностей  $H_{\text{crit}}(\theta_H)$  для  $\varphi_H = 90^\circ$  і  $\varphi_H = 0$  виразами (17) і (18) відповідно

ансамблю гранул переходить у рівноважний однорідний [10].

В [21] був запропонований метод поділу отриманих кривих перемагнічування на внески “гранулярної” і “перкольованої” частин плівки з використанням похідних кривих перемагнічування. Оскільки метою даної роботи є аналіз залежностей критичних полів переходу гранулярної частини від рівноважного неоднорідного стану ансамблю гранул до рівноважного однорідного, ми далі будемо розглядати тільки виділений шляхом, запропонованим в [21], гранулярний внесок у криві перемагнічування.

Нормовані петлі перемагнічування цього внеску показані на рис. 2, а, б для площин напрямків поля  $XZ$  і  $YZ$  відповідно. Необхідно зазначити, що для  $\theta_H < 30^\circ$  різкі перегини на кривих зміщуються в більші поля, вихід до рівня насичення після цього стає дуже повільним, що пов’язано з великим значенням  $4\pi M_s$  для досліджуваної плівки. Тому криві для цих кутів на рис. 2 не приводяться. В обох, а і б, випадках, для всіх кривих спостерігається типова для НГ плівки з перпендикулярною анізотропією в “рівновазі” (у значенні, обговореному у вступі) поведінка: у малих полях рівна майже лінійна, практично безгістерезисна залежність  $M(H)$ , далі йде різкий злам, і плавний, асимптотичний вихід до насичення. Як кут нахилу лінійної ділянки, так і положення точки критичного переходу (зламу) мають власні кутові залежності. Також слід зазначити, що на рис. 2, а кут нахилу лінійної ділянки  $M(H)$  у малих полях незначно відрізняється від нахилу на рис. 2, б.

Криві, показані на рис. 2, а, б, дозволяють побудувати залежності  $H_{\text{crit}}(\theta_H)$ , ототожнюючи значення  $H_{\text{crit}}(\theta_H)$  з абсолютним значенням поля, у якому спостерігається різкий перегин залежності  $M(H)$  від низькопольової лінійної ділянки до асимптотичного виходу на насичення при відповідному  $\theta_H$ . Ці залежності показані на рис. 3.

Одночасно на рис. 3 показані пунктирні лінії, що апроксимують залежності  $H_{\text{crit}}(\theta_H)$  виразами, одержання яких буде описано в наступній секції статті.

### 3. Модель

Як згадувалося, у роботі [10], було розглянуто перемагнічування в довільно спрямованому зовнішньому полі й критичний перехід від стану з одно-

рідною намагніченістю до стану з різними орієнтаціями магнітних моментів двох підансамблів ФМ гранул для ізотропної в площині НГ плівки з перпендикулярною анізотропією й відносним об'ємом, зайнятим гранулами ( $f_{gr}$ ), нижче порога перколяції. Тобто, об'єм ФМ матеріалу в плівці,  $f_v$ , уважався рівним  $f_{gr}$ . З обговорення, що супроводжує опис експериментальних даних, випливає, що розглянутий у нашій роботі випадок відрізняється двома обставинами. По-перше, досліджувана плівка перебуває за порогом перколяції, тобто в ній  $f_v > f_{vp}$  і в ній співіснують “гранулярна” і “перкольована” частини плівки. По-друге, у цій плівці, додатково до перпендикулярної анізотропії, присутня ще й внутрішньоплощинна. Розглянемо шлях урахування цих відмінностей, дотримуючись, в основному, підходу, що був використаний в [10, 21].

### 3.1. Роль заперколяційного стану плівки і його урахування

Для розгляду заперколяційного стану плівки введемо відносний об'єм ФМ металу в композиті, що входить у розділені між собою гранули,  $f_{gr}$ , і відносний об'єм цього матеріалу, що входить у перколяційний кластер  $f_{per}$ . Тоді,  $f_v = f_{gr} + f_{per}$ .

У цьому підрозділі, для спрощення, ми вилучимо урахування внутрішньоплощинної анізотропії. Враховуючи те, що розглядаємо рівноважний (у значенні, описаному у вступі) стан плівки, ми можемо обмежити розгляд тільки областю магнітних полів  $H > 0$ , вибравши відлік кута  $\varphi$  так, що  $\varphi_H = 0$ . Тоді, у полі більше критичного, коли магнітні моменти всіх гранул спрямовані однаково, щільність магнітної енергії двокомпонентної системи, що складається із гранул з перпендикулярною анізотропією й перкольованої частини, набуває вигляду

$$\begin{aligned} U = & -f_{gr} K j^2 \cos^2 \theta_{gr} + \\ & + \frac{1}{2} N_{zz} (f_{gr} j \cos \theta_{gr} + f_{per} j \cos \theta_{per})^2 - \\ & - H (\cos \theta_H (f_{gr} j \cos \theta_{gr} + f_{per} j \cos \theta_{per}) + \\ & + \sin \theta_H (f_{gr} j \sin \theta_{gr} + f_{per} j \sin \theta_{per})). \end{aligned} \quad (1)$$

В (1) перший доданок описує внесок в енергію від одновісної анізотропії неперкольованої частини гранул ( $K > 0$  – константа анізотропії для

неперкольованої частини гранул), другий – внесок енергії розмагнічування ( $N_{zz}$  – розмагнічуючий фактор), третій – зеєманівський внесок. Кути напрямків магнітних моментів гранул,  $\theta_{gr}$ , і перкольованої частини,  $\theta_{per}$ , неоднакові. Враховані також фактори заповнення плівки гранулами,  $f_{gr}$ , й перкольованою частиною,  $f_{per}$ . Модулі їх власних намагніченостей,  $j$ , прийняті однаковими.

Рівняння для екстремумів густини енергії стану двокомпонентної системи з однаково спрямованими магнітними моментами гранул одержимо диференціюванням (1) по кутах і прирівнюванням похідних нулю:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \theta_{gr}} = & 2f_{gr} K j^2 \cos \theta_{gr} \sin \theta_{gr} - \\ & - N_{zz} f_{gr} j^2 (f_{gr} \cos \theta_{gr} + f_{per} \cos \theta_{per}) \sin \theta_{gr} - \\ & - H f_{gr} j (-\cos \theta_H \sin \theta_{gr} + \sin \theta_H \cos \theta_{gr}) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial \theta_{per}} = & -N_{zz} f_{per} j^2 (f_{gr} \cos \theta_{gr} + f_{per} \cos \theta_{per}) \sin \theta_{per} - \\ & - H f_{per} j (-\cos \theta_H \sin \theta_{per} + \sin \theta_H \cos \theta_{per}) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Розглянемо стан системи, у якому розмагнічуюче поле буде компенсовано  $Z$ -проекцією зовнішнього магнітного поля. Це буде найменше значення зовнішнього поля, за якого магнітні моменти всіх гранул ще орієнтовані однаково. Визначимо його як “критичне”:

$$N_{zz} j (f_{gr} \cos \theta_{gr} + f_{per} \cos \theta_{per}) - H_{crit} \cos \theta_H = 0. \quad (4)$$

Підстановка (4) у рівняння (2) і (3) дозволяє знайти значення зовнішнього поля для цієї критичної точки й орієнтації намагніченостей  $\theta_{gr}^{(cr)}$  і  $\theta_{per}^{(cr)}$ . Зазначимо, що раніше в [10], для плівки з перпендикулярною анізотропією гранул з  $f_v$  нижче  $f_{vp}$ , критичне поле визначалося як граничне для стану, у якому гранули утворюють два підансамблі.

З (2), (3) і (4) одержимо, що в критичній точці виконуються умови

$$\begin{aligned} N_{zz} = & f_{gr} j \cos \theta_{gr}^{(cr)} - H_{cr} \cos \theta_H = 0, \\ 2f_{gr} K j \sin \theta_{gr}^{(cr)} - & H_{cr} \sin \theta_H = 0, \quad \cos \theta_{per}^{(cr)} = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Як видно з порівняння (5) з відповідними рівняннями роботи [10], умови (5) дають те ж значення для положення критичного поля, що й у випадку

$f_v$  нижче  $f_{vp}$ , з тією відмінністю, що в них входить тепер не весь відносний об'єм феромагнітної речовини в НГ плівці,  $f_v$ , а тільки той, що відноситься до неперкольованих гранул,  $f_{gr}$ . У неперкольованій плівці, що розглядалася в [10], ці дві величини були однакові.

Розв'язки рівнянь (2), (3) дозволять знайти залежності проєкції на зовнішнє поле магнітного моменту перкольованої плівки в полях вище критичного ( $|H| > H_{crit}$ ).

Нижче критичної точки ( $|H| < H_{crit}$ ) магнітні моменти гранул плівки перестануть бути однаково спрямованими, що понизить позитивну енергію розмагнічування, зберігши виграв в енергії анізотропії, подібно описаному в [10].

### 3.2. Двовісна анізотропія

Опис критичного переходу по магнітному полю в НГ плівці з перпендикулярною анізотропією гранул між станом з однорідно орієнтованими магнітними моментами всіх гранул і станом з їхньою неоднорідною орієнтацією, використаного в [10], ґрунтувався на підставі, що в полях з  $|H| < H_{crit}$  у плівці будуть виникати два підансамблі з різними середніми орієнтаціями магнітних моментів. Це буде знижувати позитивну енергію розмагнічування, зберігаючи виграв у негативній енергії перпендикулярної анізотропії. Відносні кількості гранул, що відносяться до одного й другого підансамблів, позначаються як  $p_1$  і  $p_2$  ( $p_1 + p_2 = 1$ ). Станам з однорідною намагніченістю при  $|H| > H_{crit}$ , відповідають  $p_1 = 1$ ,  $p_2 = 0$  для  $H > H_{crit}$  або  $p_1 = 0$ ,  $p_2 = 1$  для  $-H < -H_{crit}$ .

Використаємо подібний же підхід для випадку, коли в гранулярній частині плівки є крім перпендикулярної, ще й внутрішньоплощинна анізотропія. На підставі розгляду підрозділу 3.1 даної роботи, будемо розглядати тільки внесок гранулярної частини системи, враховуючи те, що відносний об'єм, зайнятий у плівці неперкольованими гранулами, рівний  $f_{gr} = f_v - f_{per}$ . Обмежимося, також, тільки розглядом  $H > 0$ . З урахуванням зазначених обмежень рівняння повної магнітної енергії гранулярної частини системи набуває вигляду

$$U_{tot} = f_{gr} \{ -K_{\theta} (p_1 \cos^2 \theta_1 + p_2 \cos^2 \theta_2) + K_{\varphi} (p_1 \cos^2 \varphi_1 \sin^2 \theta_1 + p_2 \cos^2 \varphi_2 \sin^2 \theta_2) + \frac{1}{2} N_{zz} f_{gr} j^2 (p_1 \cos \theta_1 + p_2 \cos \theta_2)^2 -$$

$$- H j [(p_1 \cos \theta_1 + p_2 \cos \theta_2) \cos \theta_H + (p_1 \cos(\varphi_1 - \varphi_H) \sin \theta_1 + p_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_H) \sin \theta_2) \sin \theta_H] \}. \quad (6)$$

Тут  $U_{tot}$  – повна густина енергії гранулярної частини системи,  $j$  – магнітний момент однієї гранули,  $K_{\theta}$  – константа перпендикулярної анізотропії,  $K_{\varphi}$  – константа внутрішньоплощинної анізотропії,  $\theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2$  – кути напрямків магнітних моментів гранул підансамблів у сферичних координатах,  $\theta_H, \varphi_H$  – кути нахилу директора для зовнішнього магнітного поля  $H$ .

Для спрощення, введемо  $\Delta p = p_1 - p_2$ . Тоді  $p_1 = \frac{1+\Delta p}{2}$ ,  $p_2 = \frac{1-\Delta p}{2}$ . І знайдемо екстремуми  $U_{tot}$  щодо параметрів  $\theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2, \Delta p$ , прирівнявши нулю відповідні похідні:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{tot}}{\partial \theta_1} = f_{gr} \{ (1 + \Delta p) K_{\theta} \cos \theta_1 \sin \theta_1 + (1 + \Delta p) K_{\varphi} \cos \varphi_1 \cos^2 \varphi_1 \sin \theta_1 - \frac{1}{4} f_{gr} j^2 N_{zz} ((1 + \Delta p) \cos \theta_1 + (1 - \Delta p) \cos \theta_2) (1 + \Delta p) \sin \theta_1 - \frac{1}{4} H j (1 + \Delta p) (\cos \theta_1 \cos(\theta_1 - \theta_H) \sin \theta_H - \cos \theta_H \sin \theta_1) \} = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{tot}}{\partial \theta_2} = f_{gr} \{ (1 - \Delta p) K_{\theta} \cos \theta_2 \sin \theta_2 + (1 - \Delta p) K_{\varphi} j \cos \theta_2 \cos^2 \varphi_2 \sin \theta_2 - \frac{1}{4} (1 - \Delta p) f_{gr} j^2 N_{zz} ((1 + \Delta p) \cos \theta_1 + (1 - \Delta p) \cos \theta_2) \sin \theta_2 + \frac{1}{2} (1 - \Delta p) H j \cos \theta_H \sin \theta_2 \} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial U_{tot}}{\partial \varphi_1} = f_{gr} \{ -(1 + \Delta p) K_{\varphi} j \cos \varphi_1 \sin^2 \theta_1 \sin \varphi_1 + \frac{1}{2} (1 + \Delta p) H j \sin \theta_1 \sin \theta_H \sin(\varphi_1 - \varphi_H) \} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial U_{tot}}{\partial \varphi_2} = f_{gr} \{ -(1 - \Delta p) K_{\varphi} \cos \varphi_2 \sin^2 \theta_2 \sin \varphi_2 + \frac{1}{2} (1 - \Delta p) H j \sin^2 \theta_H \sin(\varphi_2 - \varphi_H) \} = 0, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{\text{tot}}}{\partial \Delta p} = & f_{\text{gr}} \left\{ -\frac{1}{2} K_{\theta} (\cos^2 \theta_1 - \cos^2 \theta_2) + \right. \\ & + \frac{1}{2} K_{\varphi} (\cos^2 \varphi_1 \sin^2 \theta_1 - \cos^2 \varphi_2 \sin^2 \theta_2) + \\ & + \frac{1}{4} f_{\text{gr}} j^2 N_{zz} (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) ((1 + \Delta p) \times \\ & \times \cos \theta_1 + (1 - \Delta p) \cos \theta_2) - \\ & - \frac{1}{2} H j ((\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \cos \theta_{\text{H}} + \sin \theta_{\text{H}} (\cos(\varphi_1 - \varphi_{\text{H}}) \times \\ & \times \sin \theta_1 - \cos(\varphi_2 - \varphi_{\text{H}}) \sin \theta_{\text{H}})) \left. \right\} = 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Із системи рівнянь (7)–(8) і (11) випливає, що в рівноважному стані з  $|\Delta p| \neq 1$ :

$$\theta_1 + \theta_2 = 180^\circ. \quad (12)$$

Розв'язок системи рівнянь (7)–(11) навіть у чисельному вигляді і його аналіз для довільного кута  $\varphi_{\text{H}}$  досить складні. Тому далі розглянемо тільки два випадки:  $\varphi_{\text{H}} = 0$  і  $\varphi_{\text{H}} = 90^\circ$ . З рівнянь (9) і (10) видно, що при  $\varphi_{\text{H}} = 0$  і  $\varphi_{\text{H}} = 90^\circ$  виконується умова  $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_{\text{H}}$ . Введемо для зручності поля анізотропії й максимально можливе розмагнічуюче поле, що створюється гранулярною частиною плівки (при  $\theta_{\text{H}} = 0$  або  $1$ ), використовуючи підстановку  $H_{a\theta} = \frac{2K_{\theta}}{j}$ ,  $H_{a\varphi} = \frac{2K_{\varphi}}{j}$ ,  $H_d^{\text{max}} = j f_{\text{gr}} N_{zz}$ .

У полях, менших від критичного, буде реалізуватися стан рівноважної неоднорідної намагніченості, беручи до уваги вираз (12), розв'яжемо систему рівнянь (2) і (6) для випадків  $\varphi_{\text{H}} = 0$  і  $\varphi_{\text{H}} = 90^\circ$ . Параметри  $\Delta p$  і  $\theta_1$  для системи, що перебуває в рівноважному неоднорідному стані, будуть мати вигляд:

для  $\varphi_{\text{H}} = 0$

$$\theta_1(\varphi_{\text{H}} = 0) = \arcsin \left( \frac{H \sin \theta_{\text{H}}}{H_{a\theta} - H_{a\varphi}} \right), \quad (13)$$

$$\Delta p(\varphi_{\text{H}} = 0) = \frac{H \cos \theta_{\text{H}}}{H_d^{\text{max}} \sqrt{1 - \frac{H^2 \sin^2 \theta_{\text{H}}}{(H_{a\theta} - H_{a\varphi})^2}}}, \quad (14)$$

для  $\varphi_{\text{H}} = 90^\circ$

$$\theta_1(\varphi_{\text{H}} = 90^\circ) = \arcsin \left( \frac{H \sin \theta_{\text{H}}}{H_{a\theta}} \right), \quad (15)$$

$$\Delta p(\varphi_{\text{H}} = 90^\circ) = \frac{H \cos \theta_{\text{H}}}{H_d^{\text{max}} \sqrt{1 - \frac{H^2 \sin^2 \theta_{\text{H}}}{H_{a\theta}^2}}}. \quad (16)$$

У точці критичного переходу  $|\Delta p|$  стає рівним одиниці й два підансамблі зливаються в один. З виразів (14) і (16) знайдемо величину критичного поля: для  $\varphi_{\text{H}} = 0$

$$\begin{aligned} H_{\text{crit}}(\varphi_{\text{H}} = 0) = & \\ = & \frac{(H_{a\theta} - H_{a\varphi}) H_d^{\text{max}}}{\sqrt{(H_{a\theta} - H_{a\varphi})^2 \cos^2 \theta_{\text{H}} + H_d^{\text{max}^2} \sin^2 \theta_{\text{H}}}}, \end{aligned} \quad (17)$$

для  $\varphi_{\text{H}} = 90^\circ$

$$H_{\text{crit}}(\varphi_{\text{H}} = 90^\circ) = \frac{H_{a\theta} H_d^{\text{max}}}{\sqrt{H_{a\theta}^2 \cos^2 \theta_{\text{H}} + H_d^{\text{max}^2} \sin^2 \theta_{\text{H}}}}. \quad (18)$$

У випадку  $H \geq H_{\text{crit}}$  система суперпарамагнітних гранул переходить в однорідно намагнічений стан, який характеризується параметрами:  $|\Delta p| = 1$ ,  $\theta_1 = \theta_2 = \theta_m$ . Однак, враховуючи наявність у системі ще й перкольованої частини плівки, у цьому стані потрібно враховувати і її внесок у поле розмагнічування. Нехтуючи цим внеском (для перкольованої плівки з перпендикулярною й внутрішньоповерхнинною анізотропією) похідні  $U_{\text{tot}}$  по  $\theta_{\text{crit}}$  для однорідно намагніченої системи мають вигляд для  $\varphi_{\text{H}} = 0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{\text{tot}}}{\partial \theta_m} = & H j \cos \theta_{\text{H}} \sin \theta_m - j \cos \theta_m (H \sin \theta_{\text{H}} + \\ & + (-H_{a\theta} + H_{a\varphi} + H_d^{\text{max}}) \sin \theta_m), \end{aligned} \quad (19)$$

для  $\varphi_{\text{H}} = 90^\circ$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_{\text{tot}}}{\partial \theta_m} = & -j (H \sin(\theta_{\text{H}} - \theta_m) + \\ & + H_d^{\text{max}} \cos \theta_m \sin \theta_m) + \frac{j}{2} H_{a\theta} \sin(2\theta_m). \end{aligned} \quad (20)$$

Прирівнюючи їх нулям отримуємо рівняння для рівноважних значень  $\theta_m$ .

#### 4. Порівняння моделі з експериментом

З апроксимації рівняннями (17) і (18) експериментальних даних про залежність  $H_{\text{crit}}(\theta_{\text{H}})$  для зовнішнього поля, що лежить у площинах  $YZ$  ( $\varphi_{\text{H}} = 90^\circ$ ) і  $XZ$  ( $\varphi_{\text{H}} = 0$ ) (рис. 3), були отримані значення  $H_d^{\text{max}} = 10,5 \pm 0,5$  кОе,  $H_{a\theta} = 0,44 \pm 0,02$  кОе і  $H_{a\varphi} = 0,183 \pm 0,02$  кОе. Рівноважні стани для  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  і  $\theta_m$ , описуються рівняннями (13) і (15), обчислені для вказаних значень, показані на рис. 4



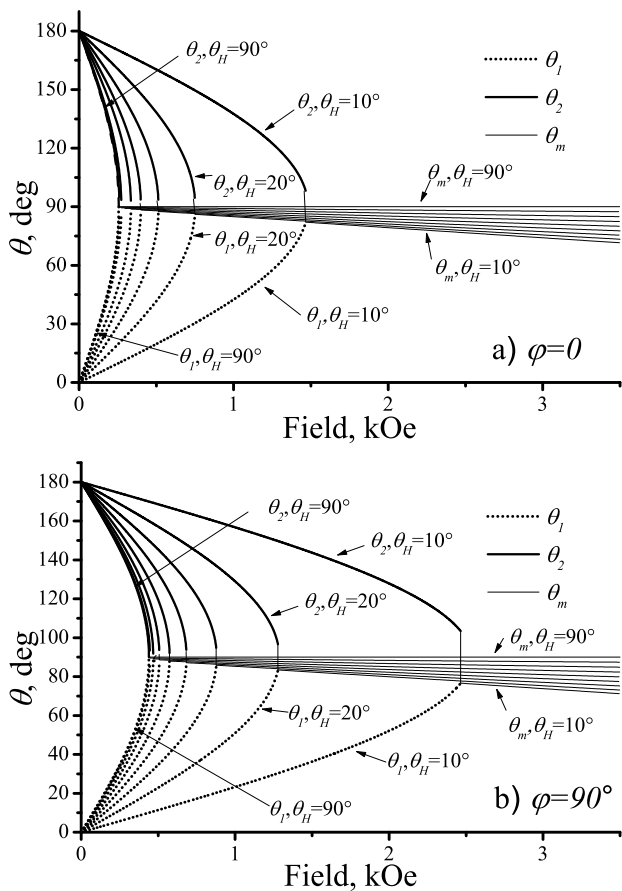


Рис. 4. Орієнтація намагніченості підансамблів НГ частинки, залежно від величини зовнішнього магнітного поля й значення  $\theta_H$ : а -  $\varphi_H = 0$ , б -  $\varphi_H = 90^\circ$

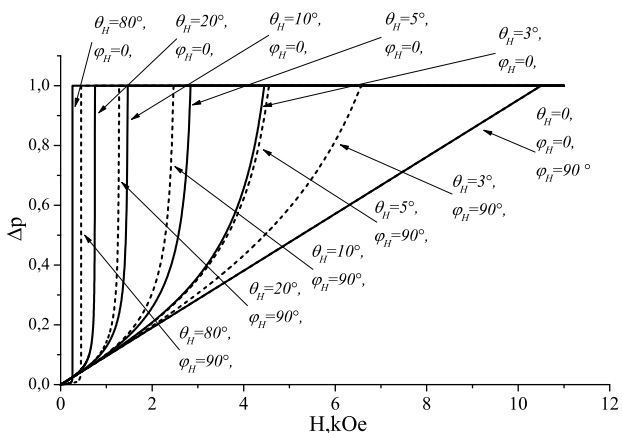


Рис. 5. Різниця населеностей  $\Delta\rho$  при намагнічуванні в напрямках  $0 \leq \theta_H \leq 90^\circ$  (через  $10^\circ$ ), для двох площин орієнтацій магнітного поля з  $\varphi_H = 0$  (суцільна лінія) і  $\varphi_H = 90^\circ$  (пунктир)

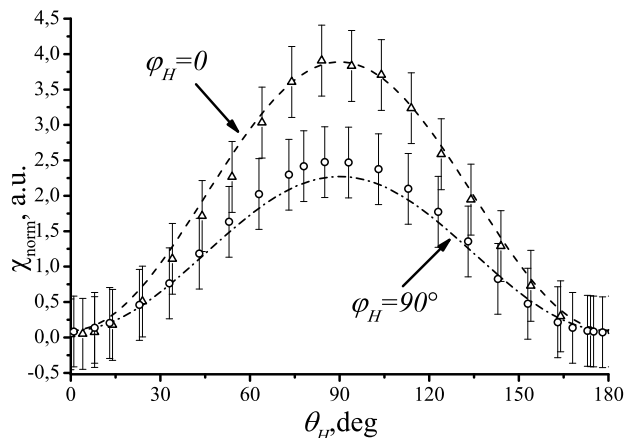


Рис. 6. Порівняння сприйнятливості в малих полях, отриманої експериментально й модельних кривих. Крива пунктиром -  $\varphi_H = 0$ , штрих-пунктир -  $\varphi_H = 90^\circ$ , трикутники - експериментальні точки для  $\varphi_H = 0$ , кружечки - експериментальні точки для  $\varphi_H = 90^\circ$

для орієнтацій зовнішнього магнітного поля в тих самих площинах, що містять нормаль до плівки й легку (рис. 4, а) або важку (рис. 4, б) осі внутрішньоплощинної анізотропії. Враховуючи те, що згідно з оцінками, проведеними в [21], внесок перкольованої частини плівки в її намагніченість у насиченому стані становить не більше 20%, величина  $\theta_m$  обчислювалася із прирівнювання нулю (19) і (20) нехтуючи даним внеском. У неоднорідному стані моменти обох підансамблів підвертаються до рівноважного напрямку, майже лінійно, з різким переходом в однорідний стан наприкінці, а далі напрямок магнітних моментів уже одного, об'єднаного ансамблю з  $\Delta\rho = 1$ , асимптотично наближається до напрямку  $\mathbf{H}$ . Відмінність із відповідними розв'язками, що обговорювалися в [10], полягає в основному у відмінності одержуваних залежностей  $\theta_1(H_e)$  і  $\theta_2(H_e)$  для різних  $\varphi_H$ .

Різниця населеностей обох підансамблів в області станів з неоднорідною намагніченістю,  $\Delta\rho$ , розрахована з рівнянь (14) і (16), і показана на рис. 5.

На рис. 4 і 5 чітко видно точки критичного переходу. На рис. 4 - схлопування двох підансамблів з різними напрямками  $\theta_1$  і  $\theta_2$  в один, з напрямком  $\theta_m$ , чітко видно для  $\theta_H = 10^\circ$ . Для інших кутів область цього схлопування звужується й не так помітна на рисунках. На рис. 5 зміна  $\Delta\rho$  для двох підансамблів - у малих кутах, відмінних від  $\theta_H = 0$ , відносно плавна, але вже після значень  $\theta_H = 10^\circ$

величина  $\Delta p$  зазнає, в полях близьких до критичних, що залежать від  $\theta_H$ , досить різкий перегин до стану з  $\Delta p = \pm 1$ . Відповідність експериментальних значень критичного поля розрахованим, із зазначеними вище значеннями  $H_d^{\max}$ ,  $H_{a\theta}$  і  $H_{a\varphi}$ , видно з рис. 3. Значення полів критичного переходу, які випливають із графіків на рис. 4 і 5, отримані з використанням тих самих значень  $H_d^{\max}$ ,  $H_{a\theta}$  і  $H_{a\varphi}$ , також перебувають у гарній чисельній відповідності з експериментальними даними, показаними на рис. 3.

Що стосується орієнтації поля для  $\theta_H = 0$ , не показана на рис. 4, то для цієї орієнтації зовнішнього поля  $\theta_1 = 0$  і  $\theta_2 = 180^\circ$  аж до величини  $H_d^{\max}$ . При  $H = H_d^{\max}$  система переходить в однорідно намагнічений стан і  $\theta_m = 0$ . У цій конфігурації напрямки магнітних моментів частинок у підансамблях не змінюються з полем, а відбувається тільки зміна населеності підансамблів без яких-небудь підкосів моментів. З рис. 5 видно, що для орієнтації  $\theta_H = 0$  залежність  $\Delta p(H)$  повністю лінійна при обох значеннях  $\varphi_H$ . Вона виходить на насичення в полі, рівному максимальному полю розмагнічування  $H_d^{\max}$ . В інших орієнтаціях, відмінних від  $\theta_H = 0$ , у малих полях спостерігається досить повільне зростання  $\Delta p$ , а потім, при наближенні до  $H_{crit}$ , різкий вихід до  $\Delta p = 1$ .

Як видно з рис. 4 і 5, наявність внутрішньоплощинної складової анізотропії, на додачу до перпендикулярної, веде до зміщення точок переходу в однорідний стан для магнітного поля, що лежить в одній площині з нормаллю до плівки й легкою, або важкою віссю внутрішньоплощинної анізотропії. Величина цього зсуву залежить від  $\theta_H$ . Він відсутній для  $\theta_H = 0$ , сягає максимуму при проміжних значеннях  $\theta_H$  і дорівнює  $H_{a\varphi}$  при  $\theta_H = 90^\circ$ .

Якщо плівка має тільки перпендикулярну анізотропію (складається з одновісних гранул), то будь-який напрямок у площині буде важким, але з появою внутрішньоплощинної складової (якщо гранули двовісні), при прикладанні  $\mathbf{H}$  уздовж неї, перехід через критичну точку в однорідний стан буде відбуватися швидше, ніж перпендикулярно їй (внутрішньоплощинній складовій).

Крім впливу на поле критичного переходу, внутрішньоплощинна анізотропія впливає й на магнітну сприйнятливості гранулярного внеску в малих полях, тобто на нахил кривої гранулярного внеску в залежність  $M(H)$  у цих полях (див. рис. 2).

З рис. 6 видно, як модифікується  $\theta_H$ -залежність сприйнятливості, отриманої в малих полях як нормованої похідній  $\chi_{norm} = \left. \frac{\partial(M/M_s)}{\partial(H/H_{a\theta})} \right|_{H \rightarrow 0}$ , залежно від напрямку проекції зовнішнього магнітного поля на площину плівки щодо легкої осі внутрішньоплощинної анізотропії. На рисунку не заповненими трикутниками й кружечками відображені експериментальні точки, а пунктиром і штрихпунктиром – криві розрахунків з  $H_{a\theta}$ ,  $H_{a\varphi}$  і  $H_d^{\max}$ , отриманими з наведених вище результатів апроксимації кутових залежностей  $H_{crit}$  (положення критичного переходу). Можна говорити про досить гарну відповідність моделі й експерименту.

## 5. Висновки

Якщо у роботах [10, 19] модель опису “рівноважних” залежностей  $M(H_e)$  для НГ плівки з перпендикулярною анізотропією в похилому зовнішньому магнітному полі була розглянута й перевірена для відношення  $H_d^{\max}/H_a = 3$  і порівняна з експериментом для величини цього відношення 4,3, а в даній роботі зазначена модель порівняна з експериментом для відповідного відношення рівного  $H_d^{\max}/H_{a\theta} \approx 24$  і  $H_d^{\max}/(H_{a\theta} - H_{a\varphi}) \approx 41$ . Проведене порівняння показує, що дана модель стійка в широкому інтервалі значень цього відношення. Природно, для практичних застосувань гранулярних плівки з перпендикулярною анізотропією більше значення мають матеріали зі зворотним значенням цього відношення, меншому одиниці. Модель не має обмежень, щоб не бути придатною й для таких значень вказаного відношення.

Згадана модель розвинена й зрівняна з експериментом для НГ плівки, у якій крім перпендикулярної анізотропії гранул є також і внутрішньоплощинна анізотропія. Аналітичні вирази у випадках похилого поля отримані для намагнічування в площинах, що містять нормаль до плівки й легку або важку осі внутрішньоплощинної анізотропії. Задача для довільного напрямку намагнічування може бути вирішена чисельно.

Досліджена плівка містить відносний об’єм феромагнітного матеріалу 74,5 ат. %, що однозначно перевищує поріг перколяції. Проте характер кривих перемагнічування показує, що плівка має типові ознаки плівки з перпендикулярною анізотропією. Це ж підтверджують дослідження просвічуочної електронної мікроскопії, опубліковані для до-

сліджуваної плівки в роботі [21]. Особливості гістерезисної частини кривих  $M(H_e)$  у даній плівці дозволили обґрунтувати в [21] твердження, що плівка в магнітному відношенні є двофазною, та включає частину феромагнітного матеріалу (Co), що входить у великий перколяційний кластер і частину у вигляді електрично не контактуючих металевих феромагнітних гранул. Імовірно, досить велика гранулярна частина плівки (неперкольовані гранули) зумовлена тим, що гранули Co мають ізолюючі оксидні оболонки, що перешкоджають контакту гранул. Проте, менша частина гранул входить у великий перколяційний кластер. Модель розвинена на урахування присутності в плівці другої магнітної складової.

Крім того, отримано конкретні дані про досліджену плівку. Найцікавішими з них є дані про її двовісність. Імовірно це зумовлено використаною технологією одержання плівки в умовах косоного наплення в ділянках з великим вмістом магнітної компоненти.

*Дана робота була частково підтримана проектом 1/14-Н програми фундаментальних досліджень НАН України "Фундаментальні проблеми наноструктурних систем, наноматеріалів, нанотехнологій".*

1. W. Hao, M. Sun, H. Xu, and T. Wang, in *Nanoelectron. Conf. INEC 2010 3rd Int.* (IEEE, 2010).
2. Z.W. Liu, Y. Liu, Y.G. Ma, C.Y. Tan, and C.K. Ong, *J. Magn. Magn. Mater.* **313**, 37 (2007).
3. J.C. Sohn, D.J. Byun, and S.H. Lim, *J. Magn. Magn. Mater.* **272**, 1500 (2004).
4. C.H. Schwalb, C. Grimm, M. Baranowski, R. Sachser, F. Porrati, H. Reith, P. Das, J. Müller, F. Völklein, A. Kaya, and M. Huth, *Sensors* **10**, 9847 (2010).
5. R.H. Victora and Xiao Shen, *Proc. IEEE* **96**, 1799 (2008).
6. A. Glatz, I.S. Beloborodov, and V.M. Vinokur, *EPL Europhys. Lett.* **82**, 47002 (2008).
7. C. Kittel, *Phys. Rev.* **70**, 965 (1946).
8. L Néel, *Compt.Rend.,V.224*,P.1488, (1947).
9. С.В. Вонсовский, *Магнетизм* (Наука, Москва, 1971).
10. В.М. Калита, С.М. Рябченко, *ФНТ* **38**, 253 (2012).
11. А.А. Тимофеев, С.М. Рябченко, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, *ФНТ* **33**, 1282 (2007).
12. С.М. Рябченко, А.А. Тимофеев, В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, В.А. Стефанович, и М. Мунаката, *ФНТ* **36**, 861 (2010).
13. S. Bedanta, J. Rhensius, W. Kleemann, P. Parashar, S. Cardoso, and P.P. Freitas, *J. Appl. Phys.* **105**, 07C306 (2009).

14. D. Bisero, E. Angeli, F. Spizzo, P. Vavassori, and F. Ronconi, *J. Magn. Magn. Mater.* **262**, 116 (2003).
15. M.A. Chuev, *JETP Lett.* **85**, 611 (2007).
16. A.A. Timopheev, S.M. Ryabchenko, V.M. Kalita, A.F. Lozenko, P.A. Trotsenko, V.A. Stephanovich, A.M. Grishin, and M. Munakata, *J. Appl. Phys.* **105**, 083905 (2009).
17. I.M. Mryglod and V.V. Sokolov, *Ukr. J. Phys.* **54**, 501 (2009).
18. О.В. Стогней, А.В. Ситников, Ю.Е. Калинин, С.Ф. Авдеев, М.Н. Копытин, *ФТТ* **49**, 158 (2007).
19. V.M. Kalita, A.F. Lozenko, S.M. Ryabchenko, A.V. Los, A.V. Sitnikov, and O.V. Stognei, *J. Phys. Condens. Matter* **25**, 066009 (2013).
20. C. Grimaldi, *Phys. Rev. B* **89**, 214201 (2014).
21. М.М. Кулик, В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, О.В. Стогней, А.В. Ситников, and V. Korenivski, *J. Phys. Appl. Phys.* **47**, 345002 (2014).
22. А.А. Тимофеев, С.М. Рябченко, В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, П.А. Троценко, О.В. Стогней, А.В. Ситников, *ФТТ* **53**, (2011).
23. V.M. Kalita, A.A. Timopheev, A.F. Lozenko, S.M. Ryabchenko, A.V. Los, O.V. Stognei, and A.V. Sitnikov, *J. Appl. Phys.* **110**, 113918 (2011).

Одержано 23.09.14

*Н.Н. Кулик, В.М. Калита, А.Ф. Лозенко, С.М. Рябченко, О.В. Стогней, А.В. Ситников*

#### ВЛИЯНИЕ ВНУТРИПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ВЕЛИЧИНУ ПОЛЯ КРИТИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДА В НАНОГРАНУЛЯРНЫХ ПЛЕНКАХ С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

#### Резюме

Исследовано влияние внутриплоскостной анизотропии на намагничивание наногранулярной пленки с перпендикулярной анизотропией. Показано, что в наклонном к нормали пленки магнитном поле наблюдается критический переход от неоднородного магнитного состояния гранул с неколлинеарным направлением их моментов к однородному состоянию с параллельной ориентацией магнитных моментов гранул. Получено, что внутриплоскостная анизотропия влияет на угловую зависимость критического поля. Теоретическое описание ориентированного ансамбля двухосных частиц проведено в приближении двухявного потенциала. Несмотря на двухосность магнитной анизотропии частиц, в неоднородном состоянии ансамбль разбивается на два подансамбля, в каждом из которых магнитные моменты частиц сонаправлены. В критическом поле происходит переход от неоднородного состояния с двумя подансамблями к однородному состоянию. Данные расчетов сравнены с результатами исследования наногранулярной пленки  $Co/Al_2O_3$ , с перпендикулярной анизотропией, содержащей 74,5 ат. Со, что превышает порог перколяции. Магнитный момент такой пленки состоит из суммы двух вкладов: на-

ногранулярного с двухосной анизотропией гранул и протекшей магнитной фазой. Магнитные свойства выделенного из общей намагниченности наногранулярного вклада хорошо согласуются с данными расчетов.

*M.M. Kulyk, V.M. Kalita, A.F. Lozenko,  
S.M. Ryabchenko, O.V. Stognei, A.V. Sitnikov*

IN-PLANE ANISOTROPY EFFECT ON CRITICAL  
TRANSITION FIELD IN NANOGRANULAR FILMS  
WITH PERPENDICULAR ANISOTROPY

S u m m a r y

The influence of the in-plane anisotropy on the magnetization of a nanogranular film with perpendicular anisotropy has been studied. It is shown that if a magnetic field is tilted with respect to the film normal, a critical transition from the inhomogeneous magnetic state of granules with noncollinear directions of their moments to the homogeneous one with parallel

orientation of granular magnetic moments takes place. The in-plane anisotropy is found to affect the angular dependence of the critical field. The ensemble of oriented biaxial particles is theoretically described in the double-well potential approximation. Despite the biaxial magnetic anisotropy of particles, their ensemble, if in the inhomogeneous state, is divided into two subensembles, with the magnetic moments of particles being collinear in each of them. In the critical field, a transition from the inhomogeneous state with two subensembles into the homogeneous one takes place. The results of theoretical calculations are compared with experimental data for a nanogranular Co/Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub> film with perpendicular anisotropy containing 74.5 at.% Co, which exceeds the percolation threshold. The magnetic moment of this film is a sum of two contributions: from nanogranules with biaxial anisotropy and a phase forming the percolation cluster. The magnetic properties of nanogranules, whose contribution is separated from the total film magnetization, agree well with the calculation data.