

05,13

## Влияние морфологии на механизмы перемагничивания многослойных тонких пленок Co/Pd

© Ю.В. Касюк<sup>1</sup>, А.А. Максименко<sup>1,2</sup>, Ю.А. Федотова<sup>1</sup>, М. Marszałek<sup>2</sup>,  
С.К. Лазарук<sup>3</sup>, О.В. Купреева<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета, Минск, Беларусь

<sup>2</sup> The Henryk Niewodniczański Institute of Nuclear Physics Polish Academy of Sciences, Kraków, Poland

<sup>3</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

E-mail: julia-nechaj@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 19 апреля 2016 г.)

Методом магнитометрии проведено сравнительное исследование кривых намагниченности сплошной и пористой многослойной пленки  $\text{Pd}_{10\text{nm}}/[\text{Co}_{0.3\text{nm}}/\text{Pd}_{0.55\text{nm}}]_{15}/\text{Pd}_{2\text{nm}}$ , осажденной на темплат анодного  $\text{TiO}_2$ . На основании сопоставления зависимостей коэрцитивной силы  $H_C$  от угла  $\theta$  между осью легкого намагничивания и направлением внешнего магнитного поля  $H$  с теоретическими зависимостями  $H_C(\theta)$  для перемагничивания путем движения доменных стенок (по модели Кондорского) и вращения магнитных моментов (по модели Стонера–Вольфарта) выявлены различия в механизмах перемагничивания двух указанных типов пленок. Обсуждается взаимосвязь между различием в морфологии сплошной и пористой пленок и выявленной сменой механизма перемагничивания, а также изменениями значений  $H_C$  и рассчитанных констант магнитной анизотропии.

Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований „Физическое материаловедение, новые материалы и технологии“ (задание 2.44), договора Ф16В2-004 с БРФФИ (Беларусь), гранта 2014/13/N/ST8/00731 National Science Centre (NCN, Poland).

### 1. Введение

Тонкие пленки, обладающие перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА), являются востребованными материалами для создания сред перпендикулярной записи информации высокой плотности, а также сенсоров магнитного поля с высоким пространственным разрешением [1]. Экспериментально доказано [1,2], что многослойные пленки Co/Pt и Co/Pd с толщиной порядка нескольких нанометров проявляют свойство ПМА и характеризуются высокими значениями поля анизотропии  $H_a$  (порядка нескольких тесла), а также коэрцитивной силы  $H_C$  в направлении оси легкого намагничивания, т.е. вдоль нормали к плоскости пленок (до 5–7 кОе). Причины возникновения ПМА в пленках Co/Pt и Co/Pd до конца не объяснены. Тем не менее результаты многочисленных исследований данных систем свидетельствуют о высокой способности Co и Pd (Pt) к формированию сплава, обладающего одноосной ПМА [3]. К числу наиболее вероятных механизмов, отвечающих за формирование ПМА в таком сплаве, относят магнитострикционные эффекты, обусловленные напряжениями, вызванными несоответствием параметров решеток Co и Pd [3–5]. Также в некоторых работах в качестве источника перпендикулярной анизотропии сплава CoPd называется магнитокристаллическая анизотропия, обусловленная формированием тетрагональной гранецентрированной решетки (так называемой фазы типа  $L1_0$ ) [1,6]. Неоднократно показано, что увеличение

значений  $H_a$  и  $H_C$ , характеризующих свойство ПМА многослойных структур Co/Pt и Co/Pd, может быть достигнуто подбором оптимальных толщин слоев, а также их количества [7,8]. Соблюдение периодичности слоев Co и Pd (Pt) с заданной толщиной, которая, как правило, не превышает 2–5 Å, т.е. один или несколько монослоев, позволяет формировать на их основе сверхрешетки [9], квазисплавы из перемешанных компонентов Co и Pd (Pt) [5], которые упорядочиваются в магнитные структуры с ПМА самостоятельно либо под воздействием последующей обработки (отжиг, обучение ионами) [1,10,11]. Формирование в таких системах развитых интерфейсов Co/Pt и Co/Pd помимо усиления ПМА может приводить также к увеличению их намагниченности вследствие спиновой поляризации атомов Pt и Pd [12,13].

В подобных анизотропных пленках из сплава (квазисплава) CoPt и CoPd магнитные моменты атомов Co ориентируются вдоль нормали пленки, формируя области когерентного намагничивания (магнитные домены). Перемагничивание данных пленок во внешнем магнитном поле происходит по механизму Кондорского [14], который описывает движение доменных стенок. Зависимость  $H_C$  от ориентации внешнего магнитного поля  $H$  для идеальной многодоменной пленки описывается в рамках данной модели соотношением

$$H_C(\theta) = H_C(0) / \cos \theta, \quad (1)$$

где угол  $\theta$  задает ориентацию внешнего магнитного поля  $H$  относительно оси легкого намагничивания пленки,

$H_C(0)$  — коэрцитивная сила пленки, измеренная вдоль ее оси легкого намагничивания. Следует отметить, что в реальных системах механизм Кондорского наблюдается не во всем диапазоне углов  $\theta$ . Как правило, в области углов, близких к оси трудного намагничивания ( $\theta \sim 90^\circ$ ), он сменяется механизмом когерентного вращения магнитных моментов во внешнем поле, описанным Стонером и Вольфартом [15]. Коэрцитивная сила при этом снижается до нулевого значения вдоль оси трудного намагничивания [15,16]. Подобная „модификация“ механизма Кондорского дополнительным вкладом когерентного вращения характерна для различных систем (ферромагнитных сплавов [17,18], пленок магнитных сплавов [19,20], многослойных тонких пленок, демонстрирующих ПМА [21], и т.п.). Вклад данных механизмов перемагничивания зависит от многих факторов, среди которых соотношение компонентов системы, морфология пленок и их микроструктура, дефекты и т.п. [18–20].

Нанесение многослойных пленок CoPd на рельефные подложки (полусферы, островки различной формы, пористые темплаты) существенно изменяет их морфологию и приводит к формированию развитого рельефа поверхности [22]. Формирование подобных пористых пленок является перспективной альтернативой существующим технологиям синтеза массивов магнитных наноточек для создания сред записи информации, которая позволяет устранить „суперпарамагнитный предел“ [23]. Кроме того, в пористых пленках увеличивается значение  $H_C$  за счет дополнительного пиннинга доменных стенок на границах пор [7,24].

В настоящей работе многослойные пленки Co/Pd напылялись на пористые подложки анодированного толстостенного  $TiO_2$ . Основной задачей работы является выявление влияния морфологии исследуемых многослойных пленок Co/Pd в результате осаждения на пористые подложки на механизмы их перемагничивания и магнитные характеристики, определяющие величину их ПМА.

## 2. Объект исследования и методика эксперимента

Синтез многослойных пленок  $Pd_{10nm}/[Co_{0.3nm}/Pd_{0.55nm}]_{15}/Pd_{2nm}$  (далее Co/Pd) осуществлялся методом термического осаждения в условиях сверхвысокого вакуума с давлением  $10^{-7}$  Па на два типа подложек: 1) на пластины Si/SiO<sub>2</sub> для формирования сплошных пленок; 2) на пористый толстостенный  $TiO_2$ , полученный анодированием фольги Ti. Технология анодирования фольги Ti для получения пористых темплатов  $TiO_2$  со средней толщиной стенок около 75 нм подробно рассмотрена в работах [25,26]. Наносимая многослойная пленка содержит буферный слой Pd толщиной 10 нм, который отделяет последующие слои от подложки, а также защитный слой Pd толщиной 2 нм. Осаждение

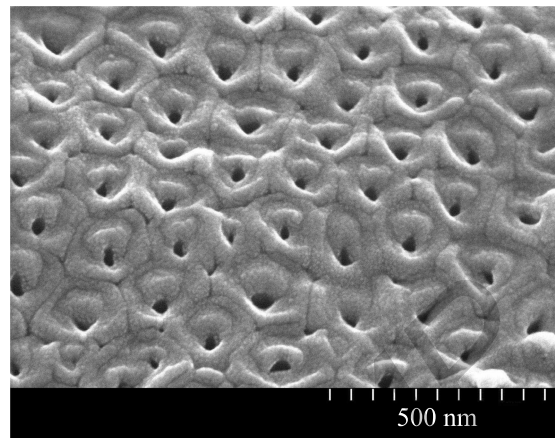


Рис. 1. СЭМ-изображение пленки  $Pd/[Co_{0.3nm}/Pd_{0.55nm}]/Pd$ , осажденной на пористый темплат  $TiO_2$ .

сплошной и пористой пленок осуществлялось в одном экспериментальном цикле для соблюдения одинаковых условий синтеза с целью последующего выявления влияния морфологии на магнитные свойства пленок.

Изображение поверхности пленки Co/Pd на пористом темплате  $TiO_2$ , полученное методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) (НИТАСНИ S-4800, 15 kV), приведено на рис. 1. Как видно из этого рисунка, пленка оседает на областях между порами и формирует на поверхности темплата сеть тороидообразных связанных структур, внешний диаметр которых составляет величину порядка 200 нм [27].

Качество осаждаемых пленок и их структурные параметры (толщина слоев, плотность, шероховатость) для сплошных пленок оценивались методом рентгеновской рефлектометрии на установке Panalytical X'Pert Pro ( $\lambda_{CuK\alpha} = 1.54056 \text{ \AA}$ ). На основании аппроксимации полученных экспериментальных данных (X'Pert Reflectivity software) установлено, что атомы Co и Pd диффундируют в смежные слои, образуя пленку квазисплавов CoPd толщиной 12.7 нм [28]. Фазовый состав исследуемых пленок анализировался методом рентгеноструктурного анализа на той же экспериментальной установке. Интерпретация соответствующих дифрактограмм подтвердила формирование квазисплавов с составом  $Co_{0.4}Pd_{0.6}$ , образующегося из всех осаждаемых атомов Co и части атомов Pd (за исключением буферного и покрывающего слоев) [28].

Намагниченность  $M$  пленок измерялась при комнатной температуре в поле  $H$  до 50 кОе на установке MPMS-XL SQUID (Quantum Design). Магнитное поле прикладывалось параллельно ( $H_{||}$ ) и перпендикулярно ( $H_{\perp}$ ) поверхности пленок. Значения намагниченности пленок Co/Pd корректировались на величину парамагнитного (от темплатов  $TiO_2$ ) и диамагнитного (от пластины Si/SiO<sub>2</sub>) сигналов. Намагниченность рассчитывалась для объема многослойных пленок, не включающего буферный и покрывающий слои Pd. Угловые зависимости коэрцитивной силы  $H_C$  пленок получены из анализа

**Таблица 1.** Значения намагниченности насыщения  $M_S$ , остаточной намагниченности  $M_r$  и коэрцитивной силы  $H_C$  сплошной и пористой многослойных пленок Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd, полученные из кривых намагниченности  $M(H)$  ( $h_{Co}$  — суммарная толщина слоев Co,  $\mu_{Pd}$  — магнитный момент атомов Pd,  $\mu_{Pd}/S$  — удельный магнитный момент атомов Pd единицы площади многослойной пленки)

Пленка	$M_S$ , emu/cm <sup>3</sup>	$M_r$ , emu/cm <sup>3</sup>		$M_r/M_S$	$M_S h_{Co}$ , emu · cm <sup>2</sup>	$\mu_{Pd}/S$ , emu/cm <sup>2</sup>	$\mu_{Pd}$ , $\mu_B$	$H_C$ , kOe	
		$H_{  }$	$H_{\perp}$					$H_{  }$	$H_{\perp}$
Сплошная	614	67	590	0.96	746	89	0.16	0.4	2.2
Пористая	628	130	446	0.71	763	106	0.19	0.5	2.7

зависимостей  $M(H)$ , измеренных при разных углах  $\theta$  направления внешнего магнитного поля  $H$  относительно нормали пленок.

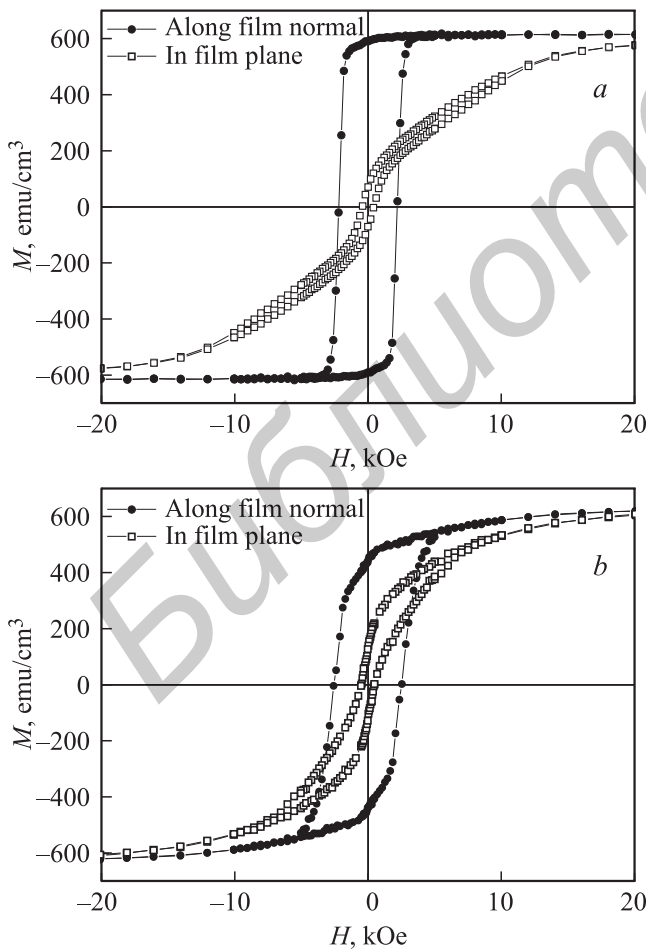
### 3. Результаты и обсуждение

Кривые намагниченности  $M(H)$  многослойной пленки Co/Pd, осажденной на кремниевую пластину, представлены на рис. 2, *a* в двух ортогональных ориентациях внешнего магнитного поля  $H$ : вдоль нормали пленки  $H_{\perp}$

и вдоль ее поверхности  $H_{||}$ . Зависимости  $M(H)$  пористой пленки показаны на рис. 2, *b*. Значения магнитных характеристик данных пленок (намагниченности насыщения  $M_S$ , остаточной намагниченности  $M_r$  и коэрцитивной силы  $H_C$ ), полученные из данных кривых, приведены в табл. 1.

Как видно из рис. 2 *a*, зависимость  $M(H)$ , измеренная вдоль нормали сплошной пленки Co/Pd, характеризуется высокими значениями  $H_C$ , а также отношения  $M_r$  к  $M_S$  (табл. 1). В то же время кривая намагниченности данной пленки, полученная при приложении внешнего поля вдоль ее поверхности, демонстрирует практически линейный рост до насыщения, а также выход на насыщение при достаточно высоких внешних полях  $H$  порядка 20–25 kOe. Указанные наблюдения свидетельствуют о том, что сплошная пленка Co/Pd характеризуется магнитной анизотропией с ориентацией оси легкого намагничивания вдоль нормали пленки, т. е. перпендикулярной магнитной анизотропией [16]. Высокое поле выхода на насыщение зависимости  $M(H_{||})$  соответствует значительному полю анизотропии  $H_a$ , характеризующему данную пленку и определяемому как поле, необходимое для ориентации магнитных моментов пленки вдоль ее оси трудного намагничивания [2,16]. Квадратичность  $M_r/M_S$  петли гистерезиса сплошной пленки, близкая к единице в поле  $H_{\perp}$  (табл. 1), также указывает на наличие в ней ПМА.

Следует отметить, что пленка Co/Pd демонстрирует более высокое значение  $M_S$  по сравнению с чистым Co, входящим в ее состав. Так, удельное значение магнитного момента изучаемой пленки на единицу ее площади, определяемого произведением  $M_S h_{Co}$ , где  $h_{Co}$  — суммарная толщина слоев Co (табл. 1), составляет порядка 750 emu/cm<sup>2</sup>. В то же время единица площади пленки Co той же толщины, что и в составе исследуемого многослойного образца, должна иметь значение намагниченности порядка 530 emu/cm<sup>2</sup> при условии, что атомы Co обладают магнитным моментом 1.6  $\mu_B$  (как в массивном материале Co) [12]. Ранее показано, что при нанесении монослоев Co на Pt и Pd наблюдается существенное увеличение магнитного момента атомов Co до 2  $\mu_B$  [12]. В таком случае монослои Co той же суммарной толщины, что и в исследуемой пленке, могут иметь удельную намагниченность, равную 657 emu/cm<sup>2</sup>. Таким



**Рис. 2.** Кривые намагниченности  $M(H)$  сплошной (*a*) и пористой (*b*) пленок Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd.

образом, в табл. 1 приведены значения минимального избыточного магнитного момента многослойных пленок  $\mu_{Pd}/S$  по отношению к магнитному моменту атомов Со ( $2\mu_B$ ) в них, который возникает в результате спиновой поляризации атомов Pd [12,13].

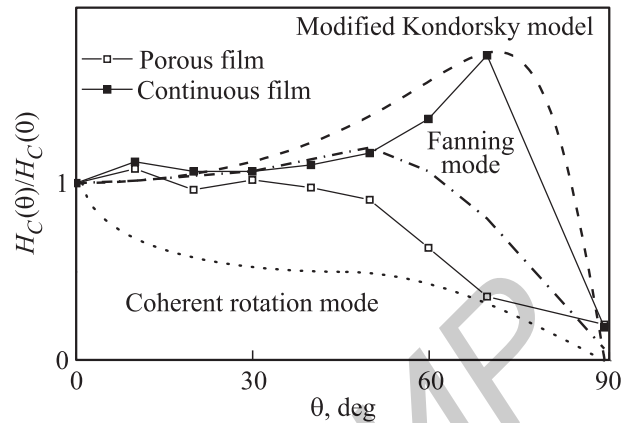
Рассчитанное из представленных экспериментальных кривых  $M(H)$  значение магнитных моментов атомов палладия  $\mu_{Pd}$  составляет величину порядка  $0.16\mu_B$  при условии однородной поляризации всех атомов Pd в пленке. Данное значение находится в соответствии с ранее полученными литературными данными ( $\mu_{Pd} = 0.23-0.28\mu_B$  [12,13]).

Форма кривой намагниченности  $M(H_{\perp})$  (рис. 2, b) пористой пленки Со/Pd имеет некоторые характерные особенности по сравнению с наблюдаемой для сплошной пленки, проявляющиеся в более плавном выходе намагниченности на насыщение и снижении квадратичности  $M_r/M_s$  петли гистерезиса до 0.71 (табл. 1). Кроме того, кривая  $M(H_{\parallel})$  показывает более низкое значение поля насыщения (порядка 20 kOe), характеризующего ПМА, и большую магнитную восприимчивость  $dM/dH$ , чем в случае сплошной пленки (рис. 2, a). Таким образом, изменение морфологии пленки в результате ее осаждения на поверхности темплата  $TiO_2$  в форме связанных тороидоподобных структур (рис. 1) приводит к ослаблению ПМА по сравнению с характерной для сплошной пленки. Вместе с тем в пористой пленке наблюдается увеличение значения  $H_C$ , измеренного вдоль ее нормали, до 2.7 kOe по сравнению со значением для исходной сплошной пленки (2.2 kOe). Последнее обстоятельство может указывать как на проявление эффекта пиннинга доменных стенок на границах пор при перемагничивании, так и на смену механизма перемагничивания, связанную с подключением вращательных мод, для которых значение  $H_C$  в случае легкой оси намагничивания является максимальным [16]. Как показано ранее [19], изменение механизма перемагничивания от движения доменных стенок к когерентному вращению в системах, обладающих одноосной магнитной анизотропией, приводит к существенному росту значения  $H_C$ , измеренного вдоль оси легкого намагничивания.

Для исследования возможных механизмов перемагничивания проводилось измерение зависимостей  $H_C$  сплошных и пористых пленок Со/Pd от угла  $\theta$  ориентации внешнего поля  $H$  относительно их нормали. Полученные зависимости  $H_C(\theta)$  представлены на рис. 3. Угол  $\theta = 0$  соответствует оси легкого намагничивания сплошной пленки Со/Pd, т.е. ее нормали. При  $\theta = 90^\circ$  внешнее магнитное поле ориентировано вдоль плоскости пленок.

Для сравнения на рис. 3 представлены модельные кривые, полученные для перемагничивания по механизму Кондорского [14,17,18] и Стонера–Вольфарта [29].

Модифицированная модель Кондорского, описывающая движение доменных стенок, с учетом вклада когерентного вращения магнитных моментов в области



**Рис. 3.** Зависимости  $H_C(\theta)$  сплошной и пористой пленок Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd вместе с модельными кривыми, описывающими перемагничивание по модифицированному механизму Кондорского, механизмам когерентного (coherent rotation mode) и некогерентного (fanning mode) вращения магнитных моментов.

больших углов  $\theta$  предполагает, что зависимость  $H_C(\theta)$  может быть описана выражением [18,20]

$$H_C(\theta)/H_C(0) = \frac{(N_x + N_N) \cos \theta}{N_z \sin^2 \theta + (N_x + N_N) \cos^2 \theta}, \quad (2)$$

где параметр  $y = (N_x + N_N/N_z)$  определяет соотношение между ПМА пленки и размагничивающими эффектами, обусловленными магнитостатической энергией, характерной для тонких пленок;  $N_x$  и  $N_z$  — размагничивающие факторы пленки в двух ортогональных ориентациях, а  $N_N = H_a/M_s$  — формальный параметр, подобный размагничивающему фактору и характеризующий анизотропию, отличную от анизотропии формы пленки (например, магнитокристаллическую).

Показанная на рис. 3 модельная кривая, описывающая механизм Кондорского, получена из соотношения (2). Наилучшее соответствие экспериментальным данным, описывающим сплошную пленку Со/Pd, наблюдается при значении параметра  $y = 8$ . На основании данного значения может быть оценена величина поля магнитокристаллической анизотропии данной пленки с учетом того, что пленка представляет собой квазиоднородный ферромагнитный сплав, т.е. ее размагничивающие факторы вдоль поверхности пленки равны нулю, а вдоль ее нормали  $N_z = 1$ . Данная оценка приводит к величине поля  $H_a$  порядка 60 kOe, что существенно выше, чем значение  $H_a \sim 20-25$  kOe, оцененное по экспериментальной кривой намагниченности  $M(H)$  данной пленки, измеренной вдоль ее поверхности, т.е. вдоль оси трудного намагничивания (рис. 2, a). Подобное расхождение, вероятно, обусловлено грубой оценкой  $H_a$  обоими методами вследствие недостаточно хорошего соответствия экспериментальной кривой  $H_C(\theta)$  теоретической зависимости для перемагничивания по механизму Кондорского, а также вследствие плавного выхода зависимости  $M(H)$

на насыщение (рис. 2, *a*) вместо характеризующего  $H_a$  излома зависимости в одной точке, соответствующей конкретному полю насыщения, что усложняет задачу определения данного параметра.

Характер зависимости  $H_C(\theta)$ , полученной для пористой пленки Co/Pd, заметно отличается от рассмотренной выше кривой для сплошной пленки. Отсутствие роста  $H_C$  с увеличением угла  $\theta$ , характерного для механизма Кондорского, а также выраженного максимума в области высоких значений  $\theta$ , типичного для модифицированного механизма Кондорского, позволяет предположить, что движение доменных стенок не является основным механизмом перемангничивания в пористом образце Co/Pd. Форма зависимости  $H_C(\theta)$  данной пленки скорее соответствует теоретическим кривым, характерным для перемангничивания посредством вращения магнитных моментов. Для сравнения на рис. 3 приведены теоретические зависимости для механизмов когерентного вращения магнитных моментов (coherent rotation) и некогерентного вращения (fanning), которые различаются в области малых углов  $\theta < 45^\circ$ . Хорошее согласие экспериментальной кривой и модельной зависимости, соответствующей механизму некогерентного вращения, вероятно, обусловлено формированием сложных разупорядоченных конфигураций магнитных моментов в образуемых на поверхности пленки тороидообразных структурах. Сложная морфология пористой пленки и доминирование вращательных мод в процессах ее перемангничивания позволяют рассматривать данный образец не как многодоменную пленку, а как систему магнитных наноструктур, перемангничивание каждой из которых определяет механизм перемангничивания системы в целом.

Кривая намагниченности  $M(H_\perp)$  такой системы аппроксимировалась в рамках модели когерентного вращения магнитных моментов, разработанной Стонером и Вольфартом [15]. Модель когерентного вращения является наиболее простой и универсальной. Она успешно применялась для большого числа систем, демонстрирующих одноосную магнитную анизотропию [23,30], в том числе ее применение расширено на магнитные структуры, связанные магнитостатическим (диполь-дипольным) взаимодействием [31,32], а также на однородные сплошные [33–36] и перфорированные [37,38] пленки с одноосной магнитной анизотропией.

Кривая намагниченности  $M(H_\perp)$  пористой пленки Co/Pd вместе с аппроксимирующей ее модельной кривой намагничивания по механизму Стонера–Вольфарта, приведена на рис. 4.

Теоретическая кривая  $\cos\varphi(h)$ , построенная в относительных координатах, является решением уравнения [15,16]

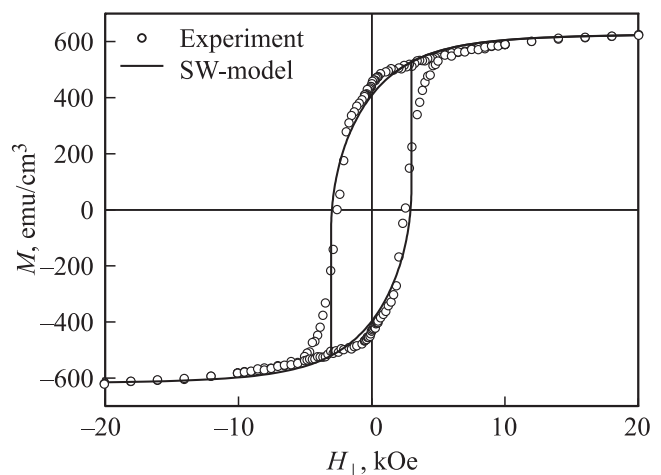
$$h \sin\varphi + \frac{1}{2} \sin 2(\varphi - \theta) = 0, \quad (3)$$

где  $h = H/H_{\text{eff}}$ ,  $H_{\text{eff}}$  — поле эффективной магнитной анизотропии;  $\varphi$  — угол между магнитным моментом

и внешним магнитным полем  $H$ ;  $\theta$  — угол между осью легкого намагничивания и внешним магнитным полем  $H$ . Эффективная магнитная анизотропия пленки, как упоминалось ранее, включает ПМА, обусловленную одноосной анизотропией сплава CoPd, а также магнитостатическую анизотропию, вызванную высоким размагничивающим фактором квазиоднородной ферромагнитной пленки вдоль ее нормали [16,39]. Поэтому поле эффективной магнитной анизотропии  $H_{\text{eff}}$  содержит вклады от поля магнитокристаллической анизотропии  $H_a$  и размагничивающего поля  $H_d$ . В направлении нормали пленки  $H_{\text{eff}} = H_a - 4\pi M_S$ , поскольку  $H_d = -4\pi M_S$  [2,16]. Рассчитанные значения  $H_d$  суммированы для многослойных пленок в табл. 2.

Аппроксимация экспериментальной кривой намагниченности  $M(H_\perp)$  соотношением (2) позволяет оценить значения параметра  $\theta = \arccos(M_r/M_S)$ , определяющего положение оси легкого намагничивания пленок относительно их нормали, и  $H_{\text{eff}}$ . Оба указанных параметра описывают эффективную магнитную анизотропию пленок и приведены в табл. 2. Представленная на рис. 4 аппроксимация хорошо коррелирует с экспериментальными данными для пористой пленки Co/Pd, что подтверждает возможность описания перемангничивания в ней в соответствии с вращательным механизмом и указывает на применимость к данной пленке модели когерентного вращения магнитных моментов. Наблюдаемые отклонения экспериментальной и аппроксимирующей зависимостей в области полей переключения ( $\sim 3$  кОе), когда происходит изменение направления магнитных моментов относительно оси легкого намагничивания на противоположное, свидетельствуют о дисперсии осей легкого намагничивания в пленке, обусловленной ее сложным рельефом.

Полученное из аппроксимации поле  $H_{\text{eff}}$  составляет порядка 6 кОе, что соответствует константе эффектив-



**Рис. 4.** Зависимость  $M(H_\perp)$  пористой пленки Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd вместе с аппроксимирующей модельной кривой перемангничивания по механизму Стонера–Вольфарта (SW-model).

**Таблица 2.** Значения поля  $H_{\text{эф}}$  и константы эффективной магнитной анизотропии  $K_{\text{эф}}$  сплошной и пористой многослойных пленок Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd, оцененные с помощью аппроксимации их зависимостей  $M(H_{\perp})$  на основании модели Стонера–Вольфарта [15] и на основе оценки энергии магнитной анизотропии по разности площадей между кривыми намагниченности  $M(H_{\parallel})$  и  $M(H_{\perp})$  и осью  $M$  [16,40] ( $H_a$  и  $K_U$  — поле и константа одноосной перпендикулярной анизотропии,  $H_d$  — размагничивающее поле пленки вдоль ее нормали,  $\theta = \arccos(M_r/M_S)$ )

Пленка	Модель Стонера–Вольфарта		Метод разности площадей		$H_d$ , кОе	$\theta$ , °	$H_a$ , кОе	$K_U \cdot 10^{-6}$ , erg/cm <sup>3</sup>
	$H_{\text{эф}}$ , кОе	$K_{\text{эф}} \cdot 10^{-6}$ , erg/cm <sup>3</sup>	$H_{\text{эф}}$ , кОе	$K_{\text{эф}} \cdot 10^{-6}$ , erg/cm <sup>3</sup>				
Сплошная	—	—	10.4	3.2	7.7	16	18.1	5.6
Пористая	6.0	1.9	4.8	1.5	—	50	—	—

ной магнитной анизотропии  $H_{\text{эф}}M_S/2 = 1.9 \cdot 10^6$  erg/cm<sup>3</sup> (табл. 2). Это значение коррелирует с полученным ранее для подобных многослойных систем [40,41]. Оцененный с помощью аппроксимации угол  $\theta$  ориентации оси легкого намагничивания для данной пленки принимает довольно высокое значение 50°, что близко к углу  $\theta = 45^\circ$ , характеризующему изотропные системы. Тем не менее исследуемая пористая пленка не является изотропной. Так, из рис. 2, *b* очевидно, что площадь под кривой  $M(H)$  значительно больше площади, покрываемой  $M(H_{\parallel})$  [16,40]. Высокое значение угла  $\theta$  может быть объяснено следующим образом. Эффективная магнитная анизотропия исследуемых пленок определяется, как упоминалось ранее, конкуренцией энергий одноосной перпендикулярной (магнитострикционной либо магнитокристаллической) и магнитостатической анизотропии. В случае сплошной пленки оси легкого намагничивания каждого из перечисленных типов магнитной анизотропии ориентированы практически ортогонально друг к другу. При этом результирующая ось эффективной магнитной анизотропии ориентирована вдоль легкой оси более сильной анизотропии (с более высокими значениями  $H_a$  и  $K$ ) [16]. В случае сплошной многослойной пленки результирующая ось эффективной магнитной анизотропии ориентирована вдоль ее нормали, поскольку поле ее магнитостатической анизотропии  $H_d$  составляет всего 7.7 кОе (табл. 2), тогда как поле ее ПМА превышает 20 кОе (из оценки выхода на насыщение зависимости  $M(H_{\parallel})$ ) либо  $\sim 60$  кОе (в соответствии с аппроксимацией зависимости  $H_C(\theta)$  согласно модифицированной модели Кондорского).

В случае же пористой пленки вследствие ее сложной морфологии может наблюдаться дисперсия осей перпендикулярной анизотропии различных областей образца. В этом случае оси перпендикулярной и магнитостатической анизотропии не направлены больше ортогонально друг другу, вследствие чего формируется их равнодействующая [16], ориентированная между данными осями. Это и приводит к возрастанию угла  $\theta$ . Данное обстоятельство также, вероятно, обуславливает смену механизма перемагничивания в пористой пленке с движения

доменных стенок, характеризующего сплошную пленку, на вращение магнитных моментов.

Оценка параметров магнитной анизотропии сплошной пленки Co/Pd описанным выше способом (модель Стонера–Вольфарта) не является корректной, поскольку в соответствии с зависимостью  $H_C(\theta)$  перемагничивание в ней происходит преимущественно по механизму движения доменных стенок. Поэтому для определения соответствующего значения константы ее эффективной магнитной анизотропии  $K_{\text{эф}}$  может быть применен общепринятый метод расчета энергии магнитной анизотропии по площади между кривыми намагниченности в двух ортогональных ориентациях внешнего магнитного поля [16,40]. Константа  $K_{\text{эф}}$  в таком случае может быть оценена как

$$K_{\text{эф}} = \int_{0_{\text{in}}}^{M_S} H dM - \int_{0_{\text{out}}}^{M_S} H dM, \quad (4)$$

где первый интеграл соответствует ориентации внешнего поля вдоль плоскости пленки (in), а второй — вдоль ее нормали (out). Полученные значения  $K_{\text{эф}}$  приведены в табл. 2 вместе с рассчитанными из них значениями  $H_{\text{эф}} = 2K_{\text{эф}}/M_S$  для сплошной и пористой пленок.

Следует отметить, что оба применяемых метода оценки позволяют получить близкие значения  $H_{\text{эф}}$  и  $K_{\text{эф}}$  для пористого образца, что подтверждает достоверность полученных значений и установленного механизма его перемагничивания путем вращения магнитных моментов.

Для сплошной пленки на основании рассчитанных значений  $H_{\text{эф}}$  и  $K_{\text{эф}}$  с помощью соотношения  $H_{\text{эф}} = H_a - 4\pi M_S$  представляется возможным оценить величину ее поля одноосной перпендикулярной анизотропии  $H_a$ , которая составляет 18.1 кОе (табл. 2). Это значение близко к оцененному по рис. 2, *a* полю выхода на насыщение зависимости  $M(H_{\parallel})$  данной пленки. Полученному полю анизотропии соответствует константа одноосной анизотропии  $K_U = 5.6 \cdot 10^6$  erg/cm<sup>3</sup>, значение которой близко к соответствующему параметру перпендикулярной анизотропии системы Co/Pd [2,9].

Подобный расчет  $K_U$  не может быть корректно выполнен для пористой пленки, поскольку сложность ее морфологии не позволяет рассчитать для нее размагничивающие факторы в разных направлениях, а следовательно, и размагничивающее поле  $H_d$ .

#### 4. Заключение

Комплексный анализ кривых намагниченности  $M(H)$  и угловых зависимостей коэрцитивной силы  $H_C(\theta)$  многослойных пленок Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd, нанесенных на плоские и пористые подложки, позволяет установить механизмы их перемагничивания во внешнем поле.

Сплошные пленки Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd, осажденные на плоские пластины Si/SiO<sub>2</sub>, демонстрируют ПМА с полем анизотропии  $H_a \sim 18$  кОе и константой  $K_U = 5.6 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>. Размагничивающие эффекты, связанные с формой пленок, приводят к ослаблению их ПМА, которая характеризуется эффективными параметрами  $H_{\text{eff}} \sim 11$  кОе и  $K_{\text{eff}} = 3.2 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>, оцененными по площади, ограничиваемой кривыми  $M(H_{\perp})$  и  $M(H_{\parallel})$ . Как следует из зависимостей  $H_C(\theta)$ , перемагничивание сплошных пленок осуществляется путем движения доменных стенок в соответствии с моделью Кондорского, модифицированной вкладом когерентного вращения магнитных моментов в области высоких значений углов  $\theta$  ориентации внешнего поля относительно нормали пленок.

В случае пористых пленок Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd их морфология в виде сети торообразных связанных структур приводит к изменению механизма перемагничивания, которое осуществляется вращением магнитных моментов во внешнем поле. Смена механизма перемагничивания подтверждается характером зависимости  $H_C(\theta)$  данных пленок и хорошим согласием между экспериментальными и модельными кривыми намагниченности  $M(H)$ , описывающими перемагничивание путем когерентного вращения магнитных моментов по модели Стонера–Вольфарта. Оценка эффективных параметров магнитной анизотропии данных пленок в рамках модели Стонера–Вольфарта позволяет получить значения  $H_{\text{eff}} \sim 6$  кОе и  $K_{\text{eff}} = 1.9 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup>, что в 2 раза ниже, чем в случае сплошных пленок. Вместе с тем в пористых пленках наблюдается увеличение величины  $H_C$  до 2.7 кОе по сравнению со значением для сплошных пленок (2.2 кОе) вследствие смены механизма перемагничивания и пиннинга магнитных моментов на нанопорах.

Снижение эффективных параметров, характеризующих перпендикулярную магнитную анизотропию ( $H_{\text{eff}}$  и  $K_{\text{eff}}$ ) многослойных пленок Pd/[Co<sub>0.3nm</sub>/Pd<sub>0.55nm</sub>]/Pd, а также изменение механизма их перемагничивания вызвано дисперсией ориентации осей перпендикулярной анизотропии сплава CoPd, характеризующей различные

области пленки, в результате усложнения ее морфологии и формирования развитого рельефа в виде связанных торообразных структур.

#### Список литературы

- [1] J.H. Judy. J. Magn. Magn. Mater. **287**, 16 (2004).
- [2] Z. Liu, R. Brandt, O. Hellwig, S. Flore, T. Thomson, B. Terris, H. Schmidt. J. Magn. Magn. Mater. **323**, 1623 (2011).
- [3] J. Carrey, E.A. Berkowitz, W.F. Egelhoff, jr., D.J. Smith. Appl. Phys. Lett. **83**, 5259 (2003).
- [4] S.-K. Kim, Y.-M. Koo, V.A. Chernov. J.Phys. IV (France) **7**, C2, C2-1097 (1997).
- [5] S.-K. Kim, S.-C. Shin. J. Appl. Phys. **89**, 3055 (2001).
- [6] Е.М. Артемьев, Л.В. Живаева. ЖТФ **78**, 10, 129 (2008).
- [7] O. Hellwig, T. Hauet, T. Thomson, E. Dobisz, J.D. Risner-Jamtgaard, D. Yancey, B.D. Terris, E.E. Fullerton. Appl. Phys. Lett. **95**, 232505 (2009).
- [8] B. Hu, N. Amos, Y. Tian, J. Butler, D. Litvinov, S. Khizroev. J. Appl. Phys. **109**, 034314 (2011).
- [9] K. Yakushiji, T. Saruya, H. Kubota, A. Fukushima, T. Nagahama, S. Yuasa, K. Ando. Appl. Phys. Lett. **97**, 232508 (2010).
- [10] H. Bernas, J.-Ph. Attané, K.-H. Heinig, D. Halley, D. Ravelosona, A. Marty, P. Auric, C. Chappert, Y. Samson. Phys. Rev. Lett. **91**, 077203 (2003).
- [11] M.S. Martín-González, F. Briones, J.M. García-Martín, J. Montserrat, L. Vila, G. Faini, A.M. Testa, D. Fiorani, H. Rohrmann. J. Magn. Magn. Mater. **322**, 2762 (2010).
- [12] G. Moulas, A. Lehnert, S. Rusponi, J. Zabloudil, C. Etz, S. Ouazi, M. Etzkorn, P. Bencok, P. Gambardella, P. Weinberger, H. Brune. Phys. Rev. B **78**, 214424 (2008).
- [13] I. Galanakis. J. Magn. Magn. Mater. **377**, 291 (2015).
- [14] E. Kondorski. J. Phys. (USSR) **2**, 161 (1940).
- [15] E.C. Stoner, E.P. Wohlfarth. Phil. Trans. Roy. Soc. A **240**, 599 (1948).
- [16] B.D. Cullity, C.D. Graham. Introduction to magnetic materials. 2nd ed. Wiley-IEEE Press, Hoboken, N.J. (2009). 568 p.
- [17] P. Pawlik, J. Wyslocki, W. Kaszuwara, M. Leonowicz. J. Magn. Magn. Mater. **242–245**, 1344 (2002).
- [18] N.P. Suponev, R.M. Grechishkin, M.B. Lyakhova, Yu.E. Pushkar. J. Magn. Magn. Mater. **157–158**, 376 (1996).
- [19] T.R. Gao, S.P. Hao, P.M. Zhou, L. Sun. J. Appl. Phys. **100**, 073909 (2006).
- [20] M. Mathews, E.P. Houwman, H. Boschker, G. Rijnders, D.H.A. Blank. J. Appl. Phys. **107**, 013904 (2010).
- [21] J. Zhang, Y. Li, F. Wang, B. Shen, J. Sun. J. Appl. Phys. **107**, 043911 (2010).
- [22] Y.X. Wang, W. Li, Y.J. Zhang, Y. Liu, S.S. Liu, X.L. Zhang, Y.X. Jiang, J.H. Yang. J. Appl. Phys. **113**, 163901 (2013).
- [23] R. Dittrich, G. Hu, T. Schrefl, T. Thomson, D. Suess, B.D. Terris, J. Fidler. J. Appl. Phys. **97**, 10J705 (2005).
- [24] J. Sort, B. Dieny, M. Fraune, C. Koenig, F. Lunnebeach, B. Beschoten, G. Guntherodt. Appl. Phys. Lett. **84**, 3696 (2004).
- [25] K. Lazarouk, D.A. Sasinovich, O.V. Kupreeva, T.I. Orehovskaia, N. Rochdi, F. Arnaud d'Avitaya, V.E. Borisenko. Thin Solid Films **526**, 41 (2012).
- [26] S.K. Lazarouk, D.A. Sasinovich, V.E. Borisenko, A. Muravski, V. Chigrinov, H.S. Kwok. J. Appl. Phys. **107**, 033527 (2010).

- [27] A. Maximenko, J. Fedotova, M. Marszalek, O. Kupreeva, S. Zavadski. In: Physics, chemistry and application of nanostructures / Eds V. Borisenko, S. Gaponenko, V. Gurin, C. Kam. World Scientific, Singapore (2015). P. 132.
- [28] A. Maximenko, J. Fedotova, M. Marszalek, A. Zarzycki, Y. Zabala. *J. Magn. Magn. Mater.* **400**, 200 (2015).
- [29] G.A. Milne, D.J. Dunlop. *J. Geophys. Res.* **111**, B12S08 (2006).
- [30] S.M. Ryabchenko, A.A. Timopheev, V.M. Kalita, O.V. Stognei, A.V. Sitnikov. *J. Appl. Phys.* **109**, 043903 (2011).
- [31] E.P. Wohlfarth. *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **232**, 208 (1955).
- [32] A.A. Timopheev, S.M. Ryabchenko, V.M. Kalita, A.F. Lozenko, P.A. Trotsenko, V.A. Stephanovich, A.M. Grishin, M. Munakata. *J. Appl. Phys.* **105**, 083905 (2009).
- [33] D. Spenato, V. Castel, S.P. Pogossian, D.T. Dekadjevi, J.B. Youssef. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 062515 (2007).
- [34] J. Camarero, J. Sort, A. Hoffmann, J.M. Garcia-Martin, B. Dieny, R. Miranda, J. Nogues. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 057204 (2005).
- [35] Ch. Binck, A. Hochstrat, W. Kleemann. *J. Magn. Magn. Mater.* **234**, 353 (2001).
- [36] M. Volmer, J. Neamtu. *Romanian Rep. Phys.* **56**, 367 (2004).
- [37] A. Hoffmann, M. Grimsditch, J.E. Pearson, J. Nogues, W.A.A. Macedo, I.K. Schuller. *Phys. Rev. B* **67**, 220406 (2003).
- [38] S.H. Chung, A. Hoffmann, M. Grimsditch. *Phys. Rev. B* **71**, 214430 (2005).
- [39] M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, J.J. de Vries. *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
- [40] D. Navas, M. Hernandez-Velez, M. Vazquez, W. Lee, K. Nielsch. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 192501 (2007).
- [41] J.I. Hong, S. Sankar, A.E. Berkowitz, W.F. Egelhoff, jr. *J. Magn. Magn. Mater.* **285**, 359 (2005)