

05,13

## Особенности магнитных текстур в многослойных периодических структурах Co/Pt

© Д.А. Татарский<sup>1,2</sup>, Н.С. Гусев<sup>1,2</sup>, О.Л. Ермолаева<sup>1</sup>, А.Н. Орлова<sup>1</sup>, В.Л. Миронов<sup>1</sup>, С.А. Гусев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН,  
Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
Нижний Новгород, Россия

E-mail: tatarsky@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Приводятся результаты систематических экспериментальных исследований магнитного состояния и кристаллической структуры многослойных пленок на основе пары ферромагнетик/тяжелый металл (Co/Pt) методами оптической магнитометрии, магнитно-силовой микроскопии, лоренцевой и аналитической просвечивающей электронной микроскопии. Показано, что с ростом числа периодов Co/Pt в пленках наблюдается увеличение средних размеров кристаллических зерен, что приводит к увеличению дисперсии перпендикулярной анизотропии и, как следствие, к уменьшению размеров магнитных доменов и полей перемагничивания. Кроме того, в пленках с числом периодов  $n \geq 6$  доменная стенка становится гибридной, т. е. имеет структуру промежуточную между стенками неелевского и блоховского типа.

**Ключевые слова:** магнитное поле, электронная микроскопия, голография, лоренцева просвечивающая электронная микроскопия, магнитные наноструктуры.

DOI: 10.21883/FTT.2023.07.55844.40H

### 1. Введение

В настоящее время тонкопленочные структуры на основе пары ферромагнетик/тяжелый металл (F/M) активно исследуются, в связи с возможностью стабилизации в них монокиральных магнитных текстур: неелевских скирмионов,  $360^\circ$ -доменных стенок, скирмиониумов и др. [1]. Механизмом стабилизации является взаимодействие Дзялошинского–Мория (ВДМ) на границе F/M, возникающее из-за отсутствия зеркальной симметрии  $\sigma_h$  в многослойных пленках [2]. Основными методами исследования доменной структуры в таких пленках являются лоренцева просвечивающая электронная микроскопия [3,4] и магнитно-силовая микроскопия [4–6].

В случае эпитаксиальных многослойных структур, интерфейсы F/M и M/F являются идентичными и влияние поверхностного ВДМ на этих границах взаимно компенсируется [7]. Однако, поликристаллические многослойные периодические структуры F/M демонстрируют существенную величину ВДМ, несмотря на симметричные интерфейсы [8–10]. Кроме того, поликристаллическая структура пленок оказывает существенное влияние на случайную анизотропию [11–13], что сказывается на условиях стабилизации магнитных скирмионов [14].

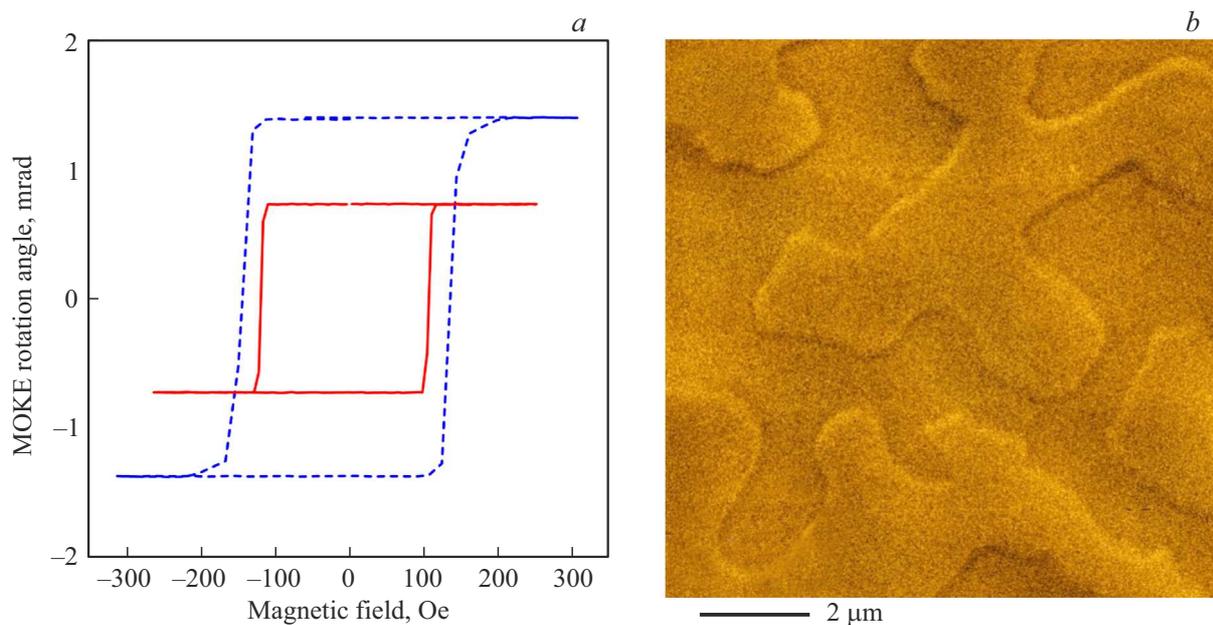
В настоящей работе представлены результаты систематических исследований магнитного состояния и кристаллической структуры многослойных пленок на основе пары Co/Pt методами оптической магнитометрии (ОМ), магнитно-силовой микроскопии (МСМ), лоренцевой и аналитической просвечивающей электронной

микроскопии (ЛПЭМ и АПЭМ соответственно) в зависимости от количества периодов многослойной F/M-структуры.

### 2. Образцы и методы

Тонкопленочные структуры Co/Pt изготавливались методом магнетронного напыления в атмосфере аргона (давление  $4 \cdot 10^{-3}$  Torr) при комнатной температуре. Выращивание многослойных структур производилось путем последовательного распыления мишеней Co, Pt и Ta. Средняя скорость напыления составляла  $\sim 0.2$  nm/s. В качестве подложек использовались пластины Si(100) и свободновисящие мембраны нитрида кремния толщиной 30 nm с буферными слоями Ta(2)Pt(4). В скобках при каждом элементе здесь и далее указаны толщины слоев в нанометрах. На подложки с буферными слоями осаждались многослойные структуры  $[\text{Co}(0.5)/\text{Pt}(1)] \times n$ , где  $n$  — число периодов в структуре. Для исследований была изготовлена серия образцов с количеством периодов  $n = 2–18$ .

Контроль магнитных свойств пленок осуществлялся методами оптической магнитометрии при помощи измерения магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) в полярной геометрии на длине волны 632 nm (стенд разработан в ИФМ РАН). Доменная структура намагниченности исследовалась с помощью магнитно-силового микроскопа „Solver Pro“ (NT-MDT Spectrum Instruments, Зеленоград) и просвечивающего электронного микроскопа „LIBRA 200 MC“ (Carl Zeiss, Jena).



**Рис. 1.** (а) МОКЕ-петли намагничивания структур Co/Pt. Петля для пленки [Co/Pt]  $\times$  2 показана сплошной (красной) линией, для пленки [Co/Pt]  $\times$  4 показана пунктирной (синей) линией. (б) МСМ-изображение доменной структуры образца [Co/Pt]  $\times$  4 в размагниченном состоянии.

В качестве МСМ-датчиков, использовались стандартные кантилеверы NSG-1 с магнитным покрытием. В качестве МСМ-сигнала регистрировался сдвиг фазы колебаний магнитного кантилевера под действием градиента силы со стороны полей рассеяния образца.

При исследовании магнитной структуры методом лоренцевой просвечивающей электронной микроскопии микроизображения регистрировались методом Френеля (метод дефокусировки). Образцы помещались в аналитический держатель (Analytical Double Tilt Gatan Specimen Holder) с двойным наклоном. Токи в объективной линзе настраивались таким образом, чтобы компенсировать создаваемое катушками линзы магнитное поле в плоскости образца [15].

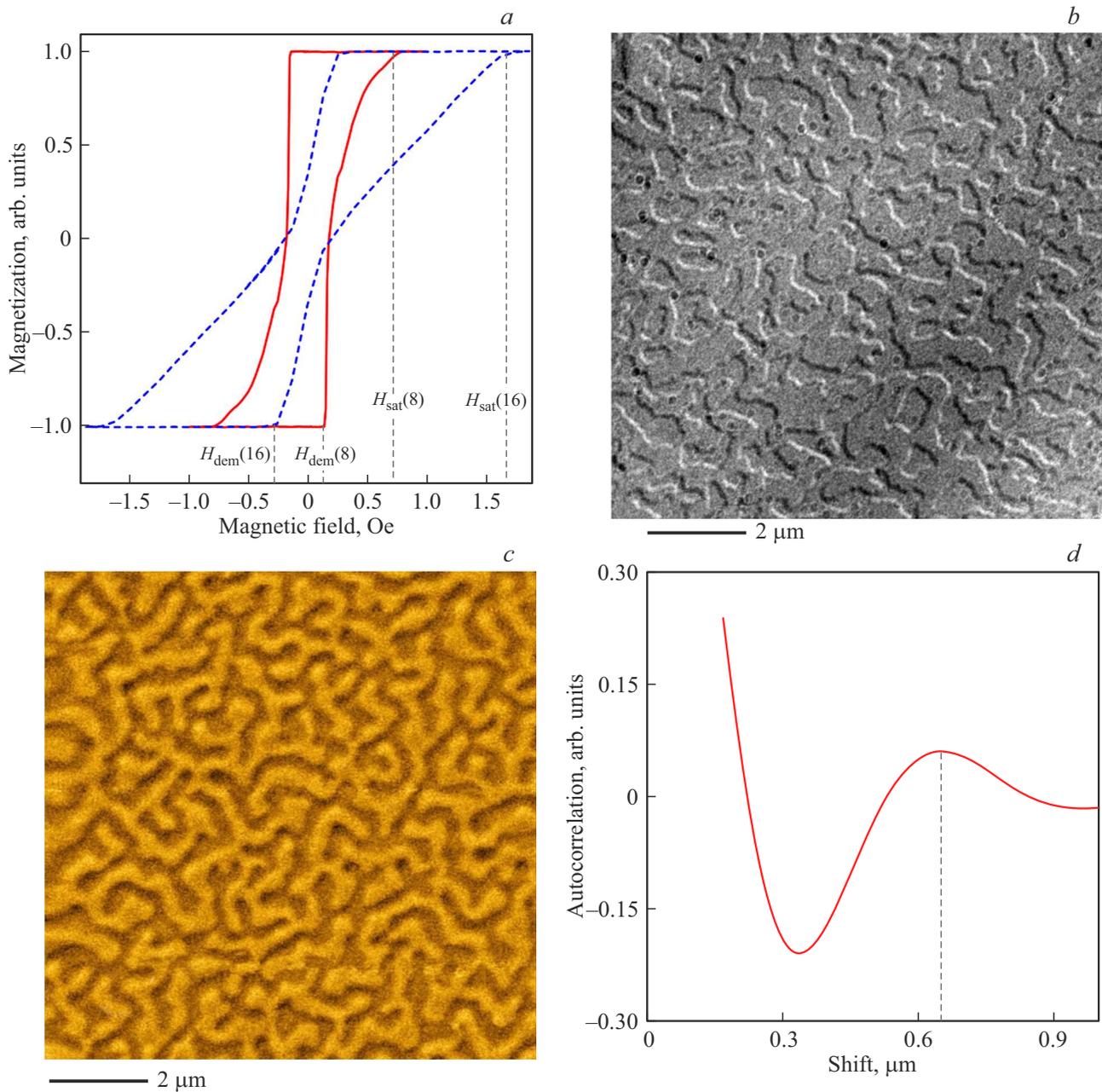
Размеры кристаллитов пленок определялись с помощью автокорреляционного анализа АПЭМ микрофотографий, полученных в режиме темного поля. Тип кристаллической структуры определялся по кольцам электронограмм, полученных в режиме микродифракции.

### 3. Результаты и обсуждение

Как показали ОМ-исследования, все изготовленные образцы обладали магнитной анизотропией типа „легкая ось“, направленной по нормали к поверхности. Важной характеристикой магнитных свойств многослойных структур Co/Pt является размер магнитных доменов в размагниченном состоянии. Доменная структура пленок исследовалась методами МСМ и ЛПЭМ. Перед измерениями образцы размагничивались посредством многократного перемагничивания в уменьшающемся магнитном поле.

Сверхтонкие пленки с малым количеством периодов ( $n = 2, 3$ ) обладают выраженной перпендикулярной анизотропией и имеют прямоугольную МОКЕ-петлю с резкими переходами между состояниями с однородной намагниченностью. На рис. 1, а для сравнения приведены петли намагничивания для пленок с  $n = 2$  и  $n = 4$ . Из рисунка видно, что тонкая пленка [Co/Pt]  $\times$  2 (рис. 1, сплошная красная линия) имеет практически квадратную петлю, в то время как кривая намагничивания пленки [Co/Pt]  $\times$  4 (рис. 1, пунктирная линия) имеет небольшой наклонный участок в областях выхода на насыщение. Доменная структура пленки [Co/Pt]  $\times$  4 в размагниченном состоянии показана на рис. 1, б. Средний размер доменов составляет  $1.5 \mu\text{m}$ .

С увеличением количества периодов ( $n > 4$ ) в структуре Co/Pt на петле намагничивания увеличиваются наклонные участки и нарастает МОКЕ-отклик. На рис. 2, а, в качестве примера, приведены характерные нормированные МОКЕ-петли для образцов с  $n = 8$  и  $n = 16$ . В размагниченном состоянии данные образцы демонстрируют развитую лабиринтную доменную структуру. Характерные ЛПЭМ- и МСМ-изображения для образца с  $n = 8$  приведены на рис. 2, б и с соответственно. Средние латеральные размеры магнитных доменов определялись как половина квазипериода корреляции по автокорреляционной функции для каждого МСМ-изображения. В качестве примера, на рис. 2, д приведена автокорреляционная функция МСМ-изображения для структуры [Co/Pt]  $\times$  8. Как видно из рисунка, квазипериод корреляции для этой доменной структуры составляет  $0.64 \mu\text{m}$  и, соответственно, средний размер домена составляет  $0.32 \mu\text{m}$ .

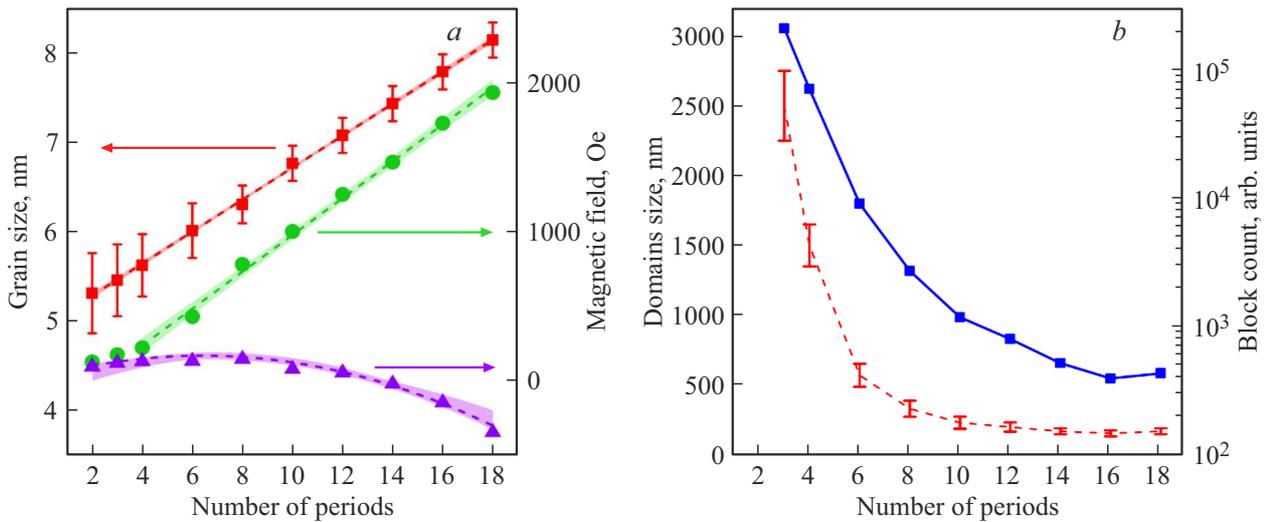


**Рис. 2.** (а) МОКЕ-петли намагничивания для структур  $[\text{Co/Pt}] \times 8$  (сплошная, красная линия) и  $[\text{Co/Pt}] \times 16$  (пунктирная, синяя линия). Тонкими пунктирными линиями указаны поля насыщения и перемагничивания. ЛПЭМ (b) и МСМ (c) изображения доменной структуры пленки  $[\text{Co/Pt}] \times 8$  в размагниченном состоянии. (d) Автокорреляционная функция МСМ-изображения пленки  $[\text{Co/Pt}] \times 8$ .

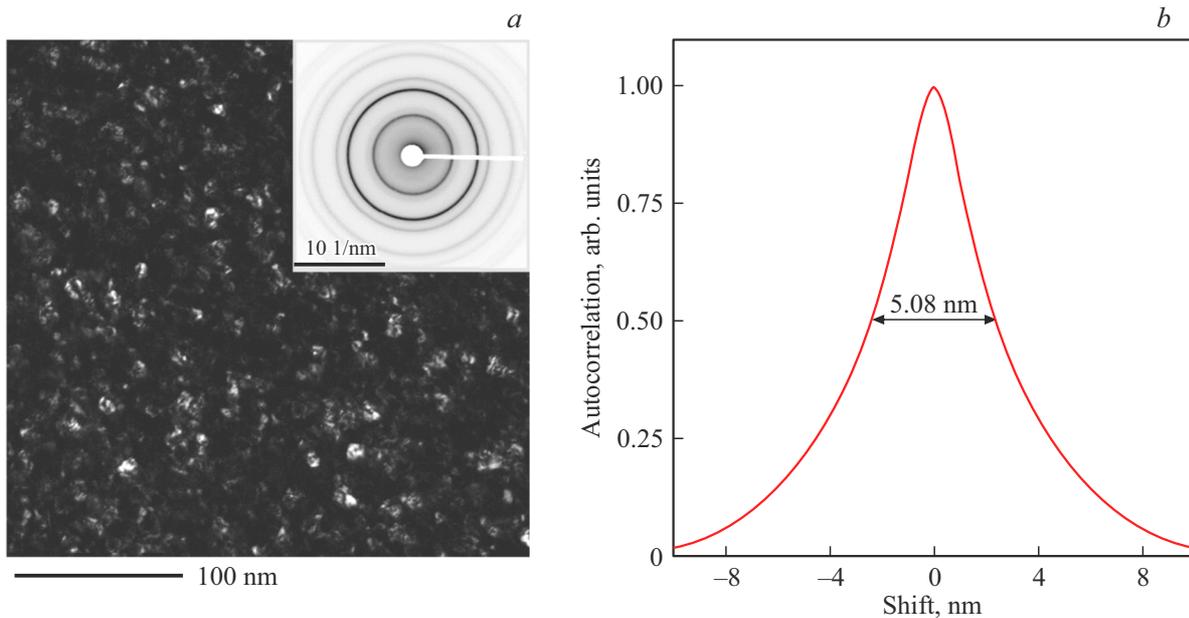
Для образцов с  $n > 2$  важными характеристиками являются зависимости полей начала перемагничивания  $H_{\text{dem}}$  и поля насыщения  $H_{\text{sat}}$  (показаны на рис. 2, а), а также среднего размера домена от количества периодов  $n$ . На рис. 3, а приведены зависимости  $H_{\text{dem}}(n)$  и  $H_{\text{sat}}(n)$ . Как видно из рисунка для образца с  $n = 2$   $H_{\text{dem}}$  и  $H_{\text{sat}}$  практически совпадают. С ростом  $n$  поле насыщения монотонно нарастает от 100 Ое (для  $n = 2$ ) до 2000 Ое (для  $n = 18$ ), в то же время поле перемагничивания уменьшается и для  $n > 14$  становится отрицательным.

Зависимость среднего размера доменов от количества периодов  $n$  показана на рис. 3, b. Видно, что размер доменов резко уменьшается в диапазоне  $n = 2-8$ , а затем, для  $n > 14$ , остается практически постоянным.

Как показали АПЭМ-исследования, увеличение количества периодов сопровождается увеличением размеров кристаллических зерен в пленках. В качестве примера, на рис. 4, а приведена темнопольная микрофотография участка пленки  $[\text{Co/Pt}] \times 8$ . По данным микродифракции для всех пленок характерна пространствен-



**Рис. 3.** (a) Зависимости поля насыщения (зеленая кривая, кружки) и поля перемагничивания (фиолетовая кривая, треугольники), а также среднего размера кристаллических зерен (красная кривая, квадраты) от количества периодов  $n$  в структуре  $[\text{Co/Pt}] \times n$ . (b) Зависимости среднего латерального размера магнитных доменов (красная пунктирная линия) и среднего количества кристаллических блоков в одном домене в размагниченном состоянии (синяя линия, квадраты) от количества периодов  $n$  в структуре  $[\text{Co/Pt}] \times n$ .



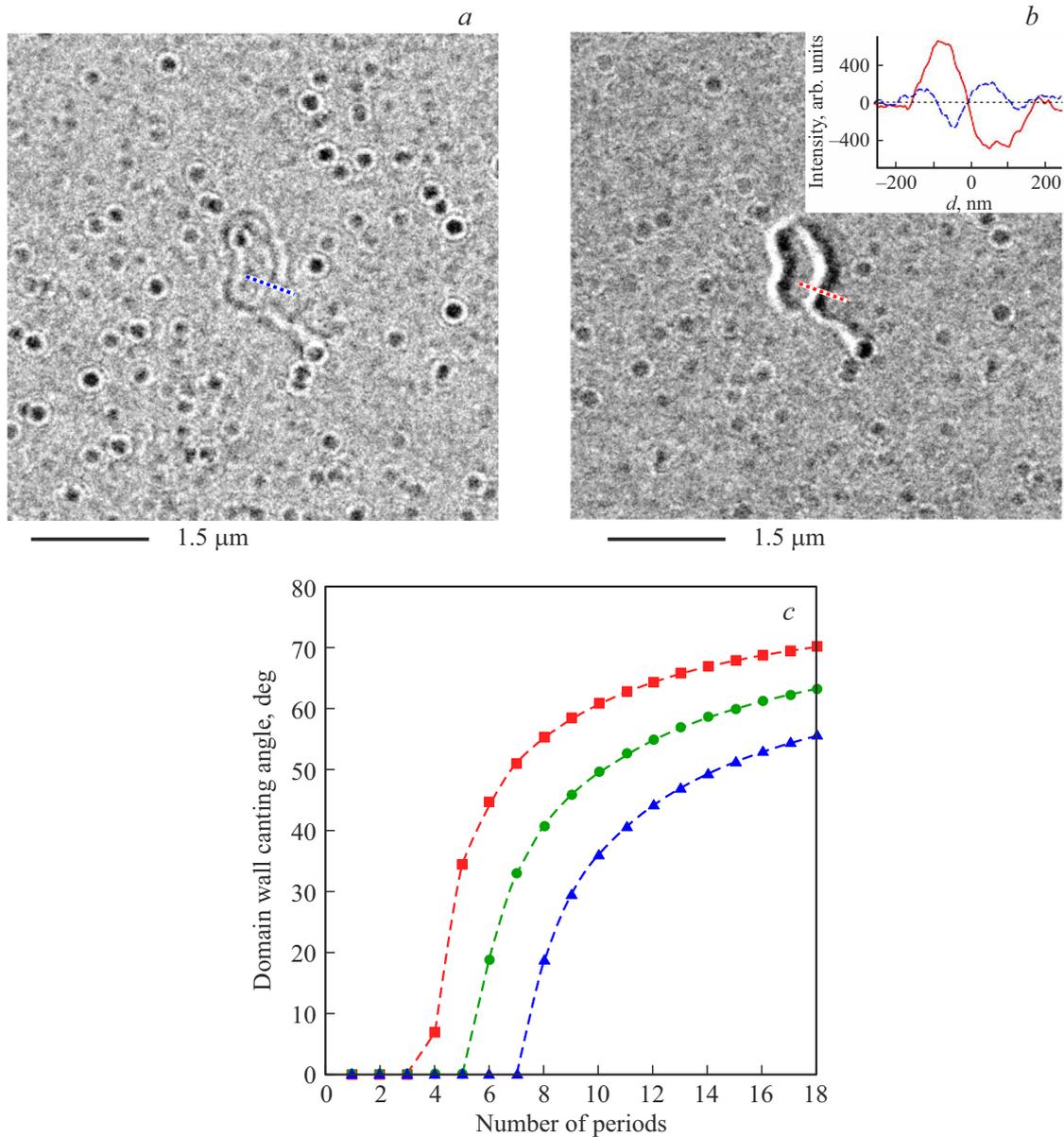
**Рис. 4.** (a) Темнопольная микрофотография пленки  $[\text{Co/Pt}] \times 8$ . На вставке изображены характерные кольца микродифракции. (b) Автокорреляционная функция, соответствующая микрофотографии.

ная группа симметрии  $Fm\bar{3}m$  с параметром решетки  $a = 0.379 \pm 0.002$  nm. При этом пленки имеют слабую осевую текстуру (111), что определяется по существенному уменьшению интенсивности соответствующего (наименьшего) дифракционного кольца (рис. 4, a).

Характерный средний размер кристаллических зерен в пленках определялся по ширине (на полувысоте) автокорреляционной функции АПЭМ-изображений. При этом полученное значение ширины необходимо дополнительно умножить на коэффициент 1.234 для полу-

чения корректной оценки размера кристаллитов [16]. Сечение автокорреляционной функции темнопольного изображения образца  $[\text{Co/Pt}] \times 8$  показано на рис. 4, b. Как видно, для данного образца средний размер зерен составил 6.25 nm. Зависимость среднего размера зерен от количества периодов в пленках  $[\text{Co/Pt}] \times n$  представлена на рис. 3, a.

Увеличение длины наклонного участка ( $H_{\text{sat}} - H_{\text{dem}}$ ) и уменьшение поля  $H_{\text{dem}}$  на петлях перемагничивания с ростом числа слоев обусловлены влиянием двух фак-



**Рис. 5.** (a) ЛПЭМ-изображение кольцевого домена пленки [Co/Pt] $\times$ 8 при нормальном падении электронного пучка. (b) ЛПЭМ-изображение того же кольцевого домена при наклоне образца. На вставке показаны распределения контраста в сечениях доменной стенки вдоль оси вращения образца (рис. 5, a — синие и 5, b — красные пунктирные линии); (c) Угол разворота намагниченности в доменной стенке в зависимости от количества периодов в пленке при различных значениях ВДМ: красные квадраты —  $D = 0.6 \text{ mJ/m}^2$ , зеленые круги —  $D = 0.8 \text{ mJ/m}^2$ , синие треугольники —  $D = 1.0 \text{ mJ/m}^2$ .

торов. С одной стороны, с ростом  $n$  растет влияние магнитоэлектронного взаимодействия, что приводит к уменьшению эффективной перпендикулярной магнитной анизотропии [17] и уменьшению поля  $H_{\text{dem}}$ . С другой стороны, с ростом  $n$  увеличивается размер кристаллических зерен, что приводит к увеличению дисперсии эффективной одноосной анизотропии. Действительно, дисперсия анизотропии определяется соотношением между размером кристаллитов и размером доменов, т.е. количеством кристаллитов в одном домене. Как показывают оценки, среднее количество кристаллитов в одном домене с изменением числа периодов в диапазоне

$n = 2-18$  уменьшается на три порядка (рис. 3, b). Это связано как с ростом размера кристаллитов, так и с уменьшением среднего размера магнитных доменов. Поле  $H_{\text{sat}}$  при этом определяется доменами, в которых случайная анизотропия такова, что их перемагничивание может происходить только в больших полях.

Другой особенностью структур [Co/Pt] $\times$  $n$  является изменение типа доменной стенки в зависимости от количества периодов. Как известно, ВДМ стабилизирует доменную стенку неелевского типа [2]. Однако, в пленках [Co/Pt] $\times$  $n$  ВДМ обусловлено исключительно интерфейсным взаимодействием атомов кобальта на границе

с платиной [18]. С ростом числа слоев  $n$  увеличивается вклад в магнитостатическую энергию системы от объемных магнитостатических зарядов доменной стенки. Это приводит к тому, что для минимизации магнитостатической энергии доменная стенка становится гибридной, т.е. имеет промежуточную структуру между стенками неелевского и блоховского типа.

Можно оценить влияния магнитостатического взаимодействия и одноосной анизотропии на структуру намагниченности в области доменной стенки. Угол отклонения  $\gamma$  доменной стенки от стенки неелевского типа определяется следующим соотношением [17]:

$$\begin{aligned} \cos \gamma &= \frac{\pi |D|}{k\Omega} \quad \text{для } \pi |D| < k\Omega, \\ \gamma &= 0, \quad \text{для } \pi |D| > k\Omega, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $D$  — константа взаимодействия Дзялошинского–Мория,  $\Omega = \mu_0 M_s^2$  ( $M_s$  — намагниченность насыщения,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума),  $k(t/\delta)$  — функция, учитывающий магнитостатическое взаимодействие [18] ( $t$  — толщина пленки,  $\delta$  — толщина доменной стенки). Для оценок мы использовали следующие материальные параметры: обменная жесткость  $A = 13 \cdot 10^{-12}$  Дж/м,  $M_s = 10^6$  А/м,  $\delta \approx 4.55$  нм. В случае, когда числитель в (1) больше знаменателя (ВДМ существенно превосходит магнитостатическое взаимодействие), то данное уравнение не имеет решений и доменные стенки являются чисто неелевскими ( $\gamma = 0$ ). В противном случае угол  $\gamma$  вычисляется из правой части выражения (1). Результаты расчетов угла  $\gamma$  как функции числа периодов в структуре  $n$ , для различных значений ВДМ, приведены на рис. 5, с.

Как показали ЛПЭМ-исследования, для  $n \leq 4$  доменная стенка имеет неелевскую структуру, а начиная с  $n = 6$ , стенка приобретает гибридный характер. Тип доменной стенки определялся по анализу ЛПЭМ-изображений отдельных кольцевых доменов, которые формируются в образцах во внешнем магнитном поле близком к насыщению. На рис. 5 показаны характерные ЛПЭМ-изображения кольцевого домена с  $360^\circ$ -доменной стенкой образца [Co/Pt]  $\times 8$ . Изображение на рис. 5, а получено при нормальном падении пучка электронов, а на рис. 5, б при наклонном падении пучка электронов. Распределения интенсивности френелевского контраста вдоль линии поперек доменной стенки показаны на вставке (рис. 5, б). Из рисунков видно, что доменная стенка является гибридной. Распределение контраста, соответствующее рис. 5, а, характерно для блоховской стенки, в то время как распределение, соответствующее рис. 5, б, характерно для доменной стенки неелевского типа. С ростом количества слоев интенсивность блоховского контраста от доменной стенки нарастает, что свидетельствует о ее дальнейшей гибридизации. Это позволяет провести оценку значения ВДМ в структурах [Co(0.5)/Pt(1)]  $\times n$ . Из диаграммы (рис. 5, с) можно видеть, что переход от неелевской стенки к гибридной в данном диапазоне  $n$  происходит

для значений ВДМ в интервале  $D = 0.6 - 1.0$  мДж/м<sup>2</sup>, что находится в хорошем согласии с величиной  $D$ , измеряемой методами BLS для структур Co/Pt [19,20].

## 4. Заключение

Таким образом, нами проведены ОМ-, МСМ-, ЛПЭМ- и АПЭМ-исследования кристаллической структуры, магнитного состояния и конфигурации доменных стенок в многослойных тонкопленочных образцах Ta(2)Pt(4)[Co(0.5)/Pt(1)]  $\times n$  в зависимости от числа периодов  $n$ . Установлено, что данные образцы являются поликристаллическими пленками с гранцентрированной кубической решеткой и имеют слабую осевую текстуру (111), в которой с ростом  $n$  наблюдается увеличение средних размеров кристаллических зерен. В размагниченном состоянии пленки характеризуются лабиринтной доменной структурой. С увеличением числа периодов  $n$  наблюдается уменьшение размеров магнитных доменов. Кроме того, показано, что в пленках с малым количеством периодов ( $n \leq 4$ ) реализуется доменная стенка неелевского типа, в то время как в пленках с большим количеством периодов ( $n > 4$ ) происходит формирование гибридной доменной стенки, в которой появляется структура намагниченности, промежуточная между структурой неелевской стенки и блоховской стенки.

При увеличении количества слоев, такие факторы как интерфейсное взаимодействие Дзялошинского–Мория, межслоевое магнитостатическое взаимодействие и рост кристаллических зерен приводят к уменьшению эффективной одноосной перпендикулярной анизотропии и, как следствие, к наблюдаемому изменению полей перемангничивания и насыщения.

## Благодарности

Авторы выражают благодарность М.В. Сапожникову и А.А. Фраерману за полезные обсуждения.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИПФ РАН (проект 0030-2021-0021). В работе использовано оборудование ЦКП „Физика и технология микро- и наноструктур“ (Институт физики микроструктур РАН).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] L. Wang, C. Liu, N. Mehmood, G. Han, Y. Wang, X. Xu, C. Feng, Z. Hou, Y. Peng, X. Gao, G. Yu. ACS Appl. Mater. Interfaces **11**, 12098 (2019).
- [2] А.Н. Богданов, Д.А. Яблонский. ЖЭТФ **95**, 178 (1989).

- [3] L. Peng, Y. Zhang, S. Zuo, M. He, J. Cai, S. Wang, H. Wei, J. Li, T. Zhao, B. Shen. *Chin. Phys. B* **27**, 066802 (2018).
- [4] S. Zhang, J. Zhang, Y. Wen, E. Chudnovsky, X. Zhang. *Nat. Comms. Phys.* **1**, 36 (2018).
- [5] A. Casiraghi, H. Corte-León, M. Vafaei, F. Garcia-Sanchez, G. Durin, M. Pasquale, G. Jakob, M. Kläui, O. Kazakova. *Comms. Phys.* **2**, 145 (2019).
- [6] M.V. Sapozhnikov, N.S. Gusev, S.A. Gusev, D.A. Tatarskiy, Yu.V. Petrov, A.G. Temiryazev, A.A. Fraerman. *Phys. Rev. B* **103**, 054429 (2021).
- [7] A. Hrabec, K. Shahbazi, T. Moore, E. Martinez, C. Marrows. *Nanotechnology* **30**, 234003 (2019).
- [8] S.D. Pollard, J.A. Garlow, J. Yu, Z. Wang, Y. Zhu, H. Yang. *Nat. Comms.* **8**, 14761 (2017).
- [9] J.A. Garlow, S.D. Pollard, M. Beleggia, T. Dutta, H. Yang, Y. Zhu. *Phys. Rev. Lett.* **122**, 237201 (2019).
- [10] M.V. Dorokhin, A.V. Zdoroveyshchev, M.P. Temiryazeva, A.G. Temiryazev, P.B. Demina, O.V. Vikhrova, A.V. Kudrin, I.L. Kalentyeva, M.V. Ved, A.N. Orlova, V.N. Trushin, A.V. Sadovnikov, D.A. Tatarskiy. *J. Alloys Comp.* **926**, 166956 (2022).
- [11] E.M. Chudnovsky, W.M. Saslow, R.A. Serota. *Phys. Rev. B* **33**, 251(1986).
- [12] G. Herzer. *IEEE Transact. Magn.* **26**, P. 1397 (1990).
- [13] С.А. Гусев, Д.А. Татарский, А.Ю. Климов, В.В. Рогов, Е.В. Скороходов, М.В. Сапожников, Б.А. Грибков, И.М. Нефёдов, А.А. Фраерман. *ФТТ* **55**, 435 (2013).
- [14] E.M. Chudnovsky, D.A. Garanin. *New J. Phys.* **20**, 033006 (2018).
- [15] D.A. Tatarskiy, N.S. Gusev, S.A. Gusev. *Ultramicroscopy* (2023). In press.
- [16] B. Zang, K. Suzuki, A. Liu. *Mater. Characterization* **142**, 577 (2018).
- [17] T.N.G. Meier, M. Kronseder, C.H. Back. *Phys. Rev. B* **96**, 144408 (2017).
- [18] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, M. Chshiev. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).
- [19] Н.С. Гусев, Ю.А. Дудин, А.В. Садовников, М.В. Сапожников. *ФТТ* **63**, 1263 (2021).
- [20] M.V. Sapozhnikov, R.V. Gorev, E.V. Skorokhodov, N.S. Gusev, A.V. Sadovnikov, O.G. Udalov. *Phys. Rev. B* **105**, 024405 (2022).

*Редактор К.В. Емцев*