

Влияние наведенной анизотропии на процессы перемагничивания круглых наноточек Co

© Ю.П. Иванов^{1,2}, А.И. Ильин¹, Е.В. Пустовалов¹, Л.А. Чеботкевич^{1,2}

¹ Институт физики и информационных технологий Дальневосточного государственного университета, Владивосток, Россия

² Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток, Россия

E-mail: yivanov@phys.dvgu.ru

(Поступила в Редакцию 30 июня 2009 г.

В окончательной редакции 8 декабря 2009 г.)

Для исследования магнитной структуры и процессов перемагничивания как отдельных наноточек Co, так и массивов наноточек использованы магнитооптический эффект Керра и магнитная силовая микроскопия. Массивы наноточек были изготовлены ионным травлением из сплошной пленки Co. Магнитная анизотропия наведена в процессе конденсации пленок Co. Диаметр точек $d = 600$ nm, а период изменялся от $1.5d$ до $3d$. Изображения, полученные методом магнитной силовой микроскопии, показали, что наведенная магнитная анизотропия влияет на ориентацию намагниченности невзаимодействующих наноточек и на направление смещения центра магнитного вихря в наноточках, связанных диполь-дипольным взаимодействием.

Работа поддержана программой „Развитие потенциала высшей школы“ (№ 2.1.1/3005), грантами РФФИ (№ 08-02-00587-а, 08-02-12083-офи).

1. Введение

В настоящее время одной из наиболее быстро развивающихся областей физики конденсированного состояния являются системы, в которых все три измерения имеют наноразмерную длину. Переход от объемных материалов к низкоразмерным сопровождается появлением новых видов доменной структуры, таких как вихри, структуры *C*- и *S*-типа [1,2]. Это делает наноразмерные структуры интересным и перспективным направлением фундаментальных исследований. С другой стороны, использование ферромагнитных наноструктур в вычислительной технике позволит решить целый ряд прикладных задач, связанных с хранением информации [3–5].

Магнитная анизотропия — важный фактор, влияющий на процессы перемагничивания. Изучению влияния анизотропии формы на процессы перемагничивания магнитных наноточек посвящено большое количество работ [6–9], тогда как эффект наведенной магнитной анизотропии практически не исследован. Обычно при расчетах принимается, что в поликристаллических наноточках наведенная анизотропия равна нулю [10–12]; особенно это касается наноструктур, полученных методом литографии. Магнитные наноточки круглой формы наиболее интересны, так как в них отсутствует анизотропия формы в плоскости образца. Наведенная одноосная анизотропия стабилизирует магнитное состояние наноточек в нулевом поле и приводит к большой остаточной намагниченности на петле гистерезиса, когда поле приложено параллельно оси легкого намагничивания. Используя различные типы магнитной анизотропии, можно управлять процессами перемагничивания ферромагнитных наноструктур. Такие знания помогут

создать элементы спиновой электроники с лучшими характеристиками.

В настоящей работе исследуется влияние наведенной магнитной анизотропии во время конденсации на процесс перемагничивания и формирование магнитной структуры массивов круглых магнитных наноточек.

2. Методика эксперимента

Пленки Co толщиной 10 nm осаждали в сверхвысоком вакууме 10^{-10} Torr на естественно окисленные монокристаллы (100)Si из эффузионных ячеек при комнатной температуре. Сверху пленку Co покрывали слоем Cu толщиной 3 nm для предотвращения окисления.

Затем из пленок Co сфокусированным пучком ионов Ga^+ формировали массивы круглых точек. Ток ионной пушки при травлении составлял от 2 до 50 pA. Диаметр ионного пучка изменялся в интервале от 11 до 17 nm соответственно. Расчетная глубина травления была 50 nm. В качестве маски использовалось растровое изображение круглых отверстий на поле сканирования. Минимальный размер элемента на изображении составлял от 10 до 30 nm, что больше размеров ионного пучка. Для исключения влияния окружающей сплошной пленки Co на измерения параметров полученных массивов вокруг наноточек производилась „очистка“ от магнитного материала пространства в $50 \mu m$. Очистка производилась при токе ионного пучка 500 pA и 1 nA. В качестве маски использовалось растровое изображение с прямоугольником в центре, закрывающим уже готовый массив точек от воздействия ионного пучка. Получение массива точек выполнялось при увеличениях микроскопа от 7000 до 15 000.

Структура пленок и массивов исследовалась методом дифракции быстрых электронов, сканирующей электронной микроскопии и атомно-силовой микроскопии.

Петли магнитного гистерезиса с массива наноточек получали продольным магнитооптическим эффектом Керра (NanoMOKE-2). Для получения изображения магнитной структуры и петель гистерезиса с отдельных наноточек использовали метод магнитной силовой микроскопии (MCM) и микромагнитное моделирование.

3. Результаты и обсуждение

Картины дифракции быстрых электронов показали, что осажденные пленки Co являются поликристаллическими. Среднеквадратичная шероховатость, определенная из изображений атомной силовой микроскопии, равна ~ 0.6 nm, а период шероховатостей ~ 100 nm. Петли магнитного гистерезиса выявили в пленках Co ярко выраженную одноосную магнитную анизотропию. Коэрцитивная сила пленок Co $H_c = 18$ Oe, поле анизотропии $H_a = 40$ Oe ($K_u = H_a M_s / 2 \approx 3 \cdot 10^4$ erg/cm³, где $M_s = 1400$ G — намагниченность насыщения, определенная на SQUID-магнитометре с точностью 50 G). Измеренная из MCM-изображений доменной структуры коротковолновая компонента ряби намагниченности λ_{RS} равна примерно 600 nm, что соизмеримо с длиной ферромагнитной корреляции.

Затем из поликристаллических пленок Co с ярко выраженной одноосной магнитной анизотропией были получены и исследованы квадратные массивы круглых наноточек Co диаметром $d = 600$ nm. В каждом массиве было 10×10 точек. Период наноточек в массивах составлял $l = 1.5d, 1.75d, 2d$ и $3d$. Для данных массивов точек были проведены оценки энергии анизотропии E_a , магнитостатической энергии наноточки E_N и энергии

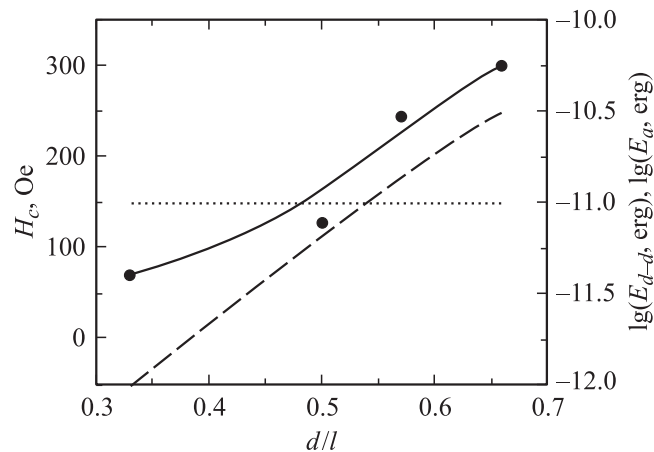


Рис. 1. Зависимость коэрцитивной силы H_c (точки и сплошная линия), энергии диполь-дипольного взаимодействия E_{d-d} (штриховая линия) и энергии анизотропии E_a (пунктирная линия) от отношения диаметра наноточки к периоду массива.

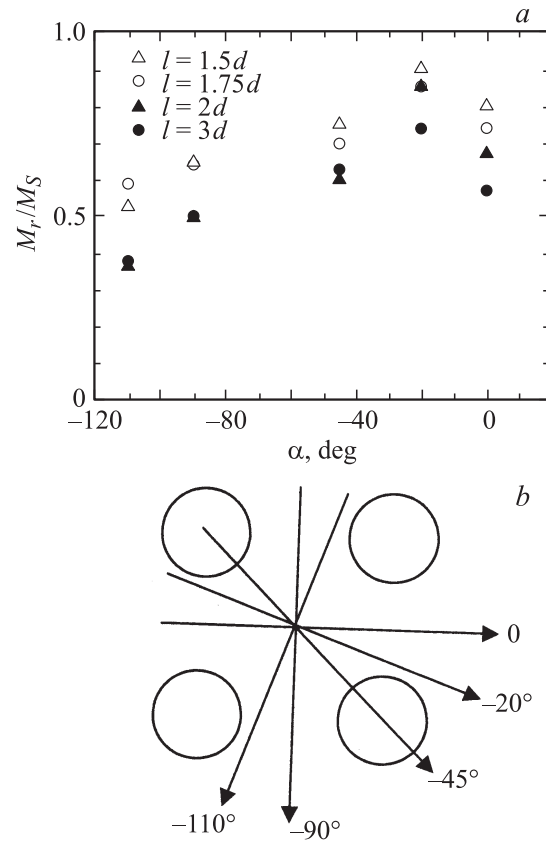


Рис. 2. Зависимость отношения M_r/M_s от ориентации магнитного поля относительно грани массива наноточек (a) и схема ориентации поля относительно грани массива точек (b).

диполь-дипольного взаимодействия между наноточками E_{d-d} : $E_a = K_u V$, где $K_u = H_a M_s / 2$ — наведенная магнитная анизотропия, M_s — намагниченность насыщения, V — объем наноточки;

$$E_{d-d} = \sum_{i < j} \frac{M_s^2 V^2}{r_{i,j}^3} (\cos \alpha_{i,j} - 3 \cos \alpha_{i,j} \cos \alpha_{j,i}),$$

где r_{ij} — радиус-вектор, α_{ij} — угол между радиус-вектором и направлением намагниченности в точке. $E_N = \frac{1}{2} N_b M_s^2$, где N_b — размагничивающий фактор в плоскости точки. На рис. 1 приведены оценочные значения этих энергий. Видно, что в массиве наноточек с отношением $d/l \geq 0.5$ энергия $E_{d-d} \geq E_a$, т.е. в таких массивах необходимо учитывать взаимодействие между магнитными наноточками. Для $d/l < 0.5$ $E_{d-d} < E_a$, т.е. взаимодействием между точками можно пренебречь.

Процесс перемангничивания матриц невзаимодействующих и взаимодействующих наноточек идет по-разному. Петли гистерезиса массивов наноточек были получены в магнитном поле, которое прикладывалось в плоскости образца под разными углами к грани массива. Зависимость отношения M_r/M_s (M_r — остаточная намагниченность) от угла α между полем H и гранью

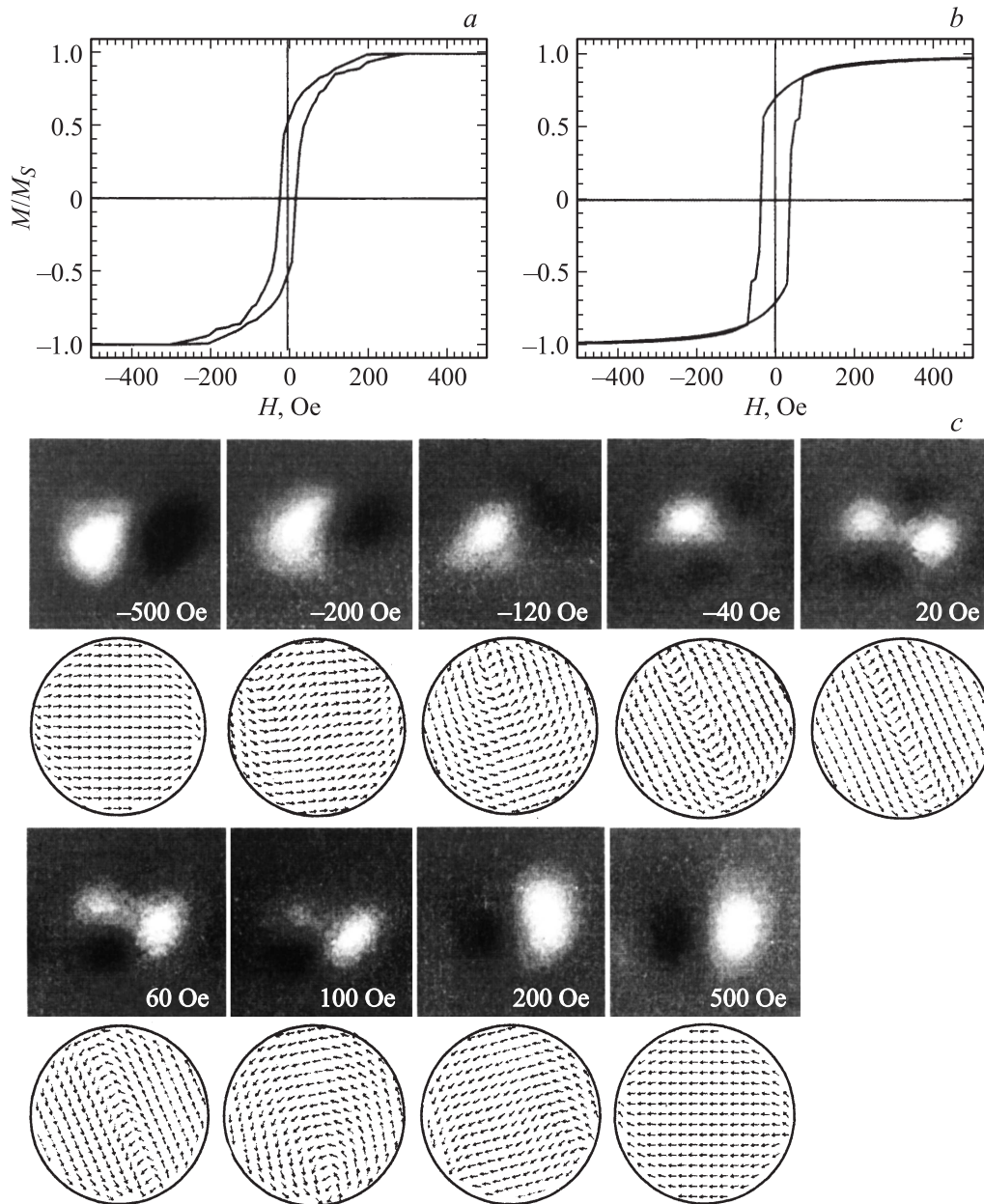


Рис. 3. Петли магнитного гистерезиса отдельной наноточки из массива с периодом $l = 3d$, полученные из МСМ-изображений (а) и микромагнитным моделированием (b). На части с показаны МСМ-изображения магнитной структуры отдельной наноточки в различных магнитных полях и соответствующие им результаты микромагнитного моделирования.

массива приведена на рис. 2. На этом же рисунке приведена схема ориентации внешнего магнитного поля в массиве наноточек Co. Видно, что для всех массивов наноточек максимум отношения Mr/Ms наблюдается, когда внешнее поле направлено под углом -20° к стороне массива (см. схему). Это направление является осью легкого намагничивания (ОЛН) для всех приведенных массивов и совпадает с ОЛН сплошной пленки Co. Соответственно при $\alpha = -110^\circ$ минимум отношения Mr/Ms соответствует оси трудного намагничивания. Таким образом, каждая наноточка обладает наведенной одноосной магнитной анизотропией.

Для массива невзаимодействующих наноточек $l = 3d$ процесс перемагничивания определяется конкуренцией энергии наведенной анизотропии и магнитостатической энергии наноточки. Изменение формы петли гистерезиса (отношение Mr/Ms , рис. 2, а) такого массива обусловлено только ориентацией внешнего магнитного поля относительно наведенной ОЛН. Для массивов наноточек, связанных диполь-дипольным взаимодействием $l \leq 2d$, ситуация другая. Диполь-дипольное взаимодействие между наноточками вдоль диагонали квадратного массива меньше, чем вдоль стороны массива. Это свидетельствует о том, что в массивах наноточек, связанных диполь-

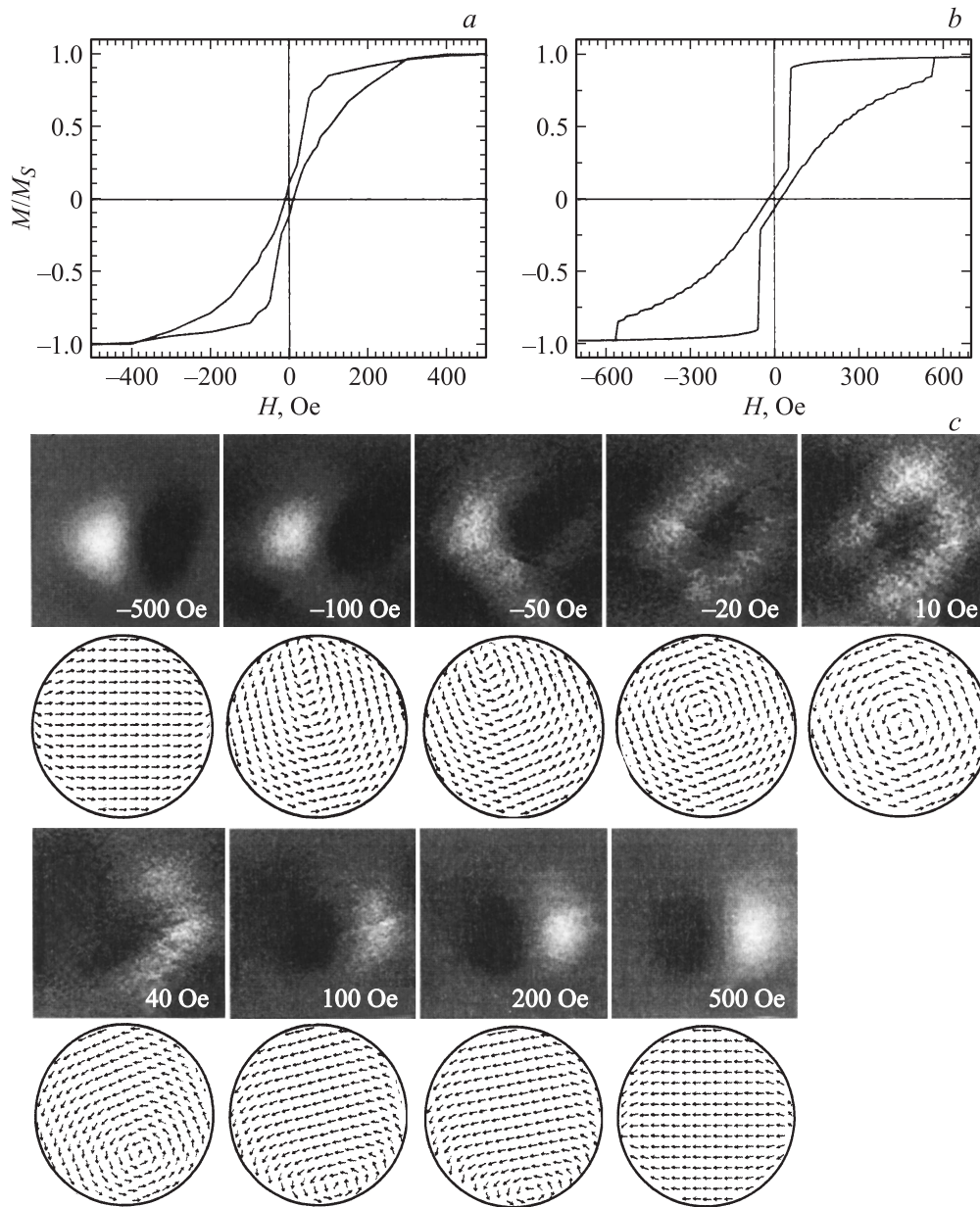


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для массива с периодом $l = 2d$.

дипольным взаимодействием, на процессы перемангничивания оказывают существенное влияние как наведенная магнитная анизотропия, так и геометрия массива.

Рассмотрим поведение отдельно взятой наноточки массива во внешнем магнитном поле для взаимодействующих и невзаимодействующих наноточек. На рис. 3, *c* в качестве примера приведены МСМ-изображения доменной структуры и результаты микромагнитного моделирования наноточки, взятой из массива невзаимодействующих точек ($l = 3d$). Моделирование осуществляли с помощью программного пакета The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) [13], реализующего решение уравнения Ландау–Лившица–Гилберта. При расчетах использовались следующие параметры:

намагниченность насыщения $M_S = 1400$ G, константа обменного взаимодействия $A = 2 \cdot 10^{-6}$ erg/cm, размер элементарной ячейки 6 nm и константа одноосной наведенной магнитной анизотропии $3 \cdot 10^4$ erg/cm³. На этом же рисунке приведены петля гистерезиса наноточки, полученная из МСМ-изображений (рис. 3, *a*), и петля гистерезиса, полученная микромагнитным моделированием (рис. 3, *b*). Петля гистерезиса, полученная микромагнитным моделированием, хорошо согласуется с экспериментальной петлей. При увеличении поля от отрицательного насыщения к положительному насыщению на петле гистерезиса наблюдается плавное изменение намагниченности, и в поле $H \approx -150$ Oe происходит постепенный переход однодоменной структуры в

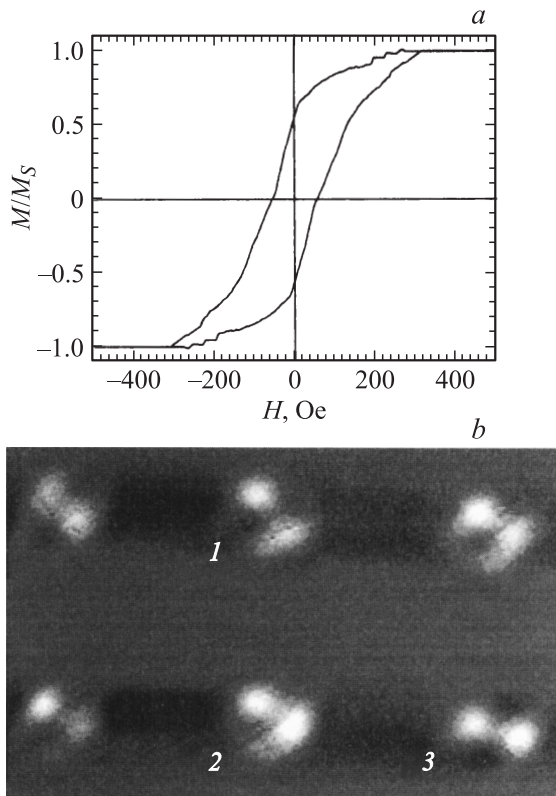


Рис. 5. Петля гистерезиса (а) и МСМ-изображение магнитной структуры в поле $H = 20$ Ое (b) массива наноточек Со с периодом $l = 3d$.

структуру *S*-типа. При дальнейшем увеличении поля на петле гистерезиса наблюдается плавное уменьшение намагниченности, и в поле $H = -40$ Ое наблюдается преобразование структуры *S*-типа в двухдоменную конфигурацию. Двухдоменная конфигурация сохраняется в наноточке в интервале полей от $H = -40$ до 60 Ое, не изменяя положения „доменной стенки“, хотя в этом диапазоне полей намагниченность меняет знак. Заметим, что вектор намагниченности в доменах выстраивается вдоль оси легкого намагничивания наноточки. Затем в поле $H = 70$ Ое двухдоменная конфигурация переходит опять в структуру *S*-типа с противоположной киральностью. В поле $H = 200$ Ое наблюдается однодоменное состояние с намагниченностью, направленной вдоль приложенного поля.

В наноточках массива с периодом $l = 2d$, когда магнитоэлектронное взаимодействие между наноточками становится существенным, процесс перемагничивания иной. На рис. 4, а, b приведены петли гистерезиса наноточки, полученные из МСМ-изображений и микромагнитного моделирования соответственно. При возрастании внешнего магнитного поля от -500 Ое на петле гистерезиса в интервале полей от -300 до -100 Ое идет постепенный разворот спинов, приводящий к образованию структуры *S*-типа. Этому процессу соответствует плавное уменьшение намагниченности. В поле

$H > -50$ Ое наблюдается резкое падение намагниченности, свидетельствующее об образовании магнитного вихря на краю точки. При увеличении поля ядро вихря постепенно перемещается и в поле $H = 10$ Ое находится в центре наноточки, а затем смещается к ее противоположному краю. Коэрцитивная сила такой точки $H_c = 10$ Ое. В поле $H_{an} = 350$ Ое наноточка переходит в однодоменное состояние. Следует отметить, что ядро вихря смещается не перпендикулярно направлению внешнего поля, как отмечается в литературе [1], а вдоль направления наведенной одноосной магнитной анизотропии. Петля гистерезиса, полученная микромагнитным моделированием, аналогична экспериментальной петле, полученной из МСМ-изображений. Однако

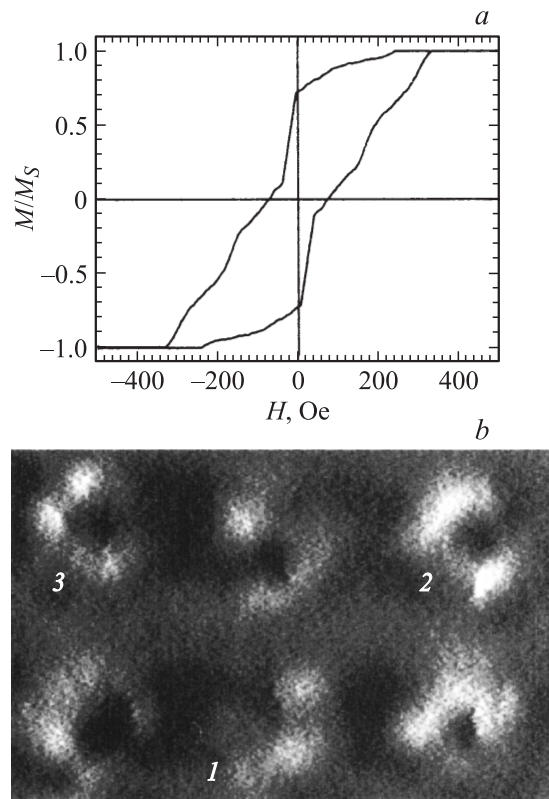


Рис. 6. Петля гистерезиса (а) и МСМ-изображение магнитной структуры в поле $H = 20$ Ое (b) массива наноточек Со с периодом $l = 2d$. с — результаты микромагнитного моделирования для массива наноточек в поле коэрцитивной силы.

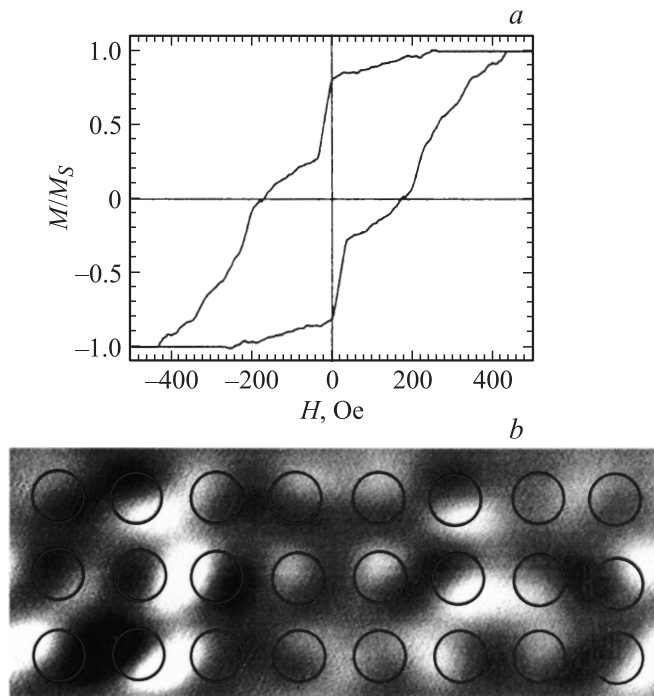


Рис. 7. Петля гистерезиса (a) и МСМ-изображение магнитной структуры в поле коэрцитивной силы (b) массива наноточек Co с периодом $l = 1.75d$.

есть некоторые различия. На рассчитанной петле скачок намагниченности в поле $H = -50$ Oe более резкий и поле насыщения больше, чем на экспериментальной петле. Вероятно, это связано с тем, что на процесс перемагничивания реальной наноточки в данном массиве оказывает влияние диполь-дипольное взаимодействие с ближайшими соседями.

Петля гистерезиса, полученная продольным магнитооптическим эффектом Керра, для массива наноточек с периодом $l = 3d$ приведена на рис. 5, a. Видно, что коэрцитивная сила массива наноточек ($H_c = 50$ Oe) больше, чем отдельной точки, приведенной на рис. 3, a. Это свидетельствует о том, что процесс перемагничивания даже невзаимодействующих наноточек в массиве идет не совсем одновременно в каждой точке. МСМ-изображение доменной структуры элемента массива наноточек это подтверждает (рис. 5, b). В одном и том же поле (например, $H = 20$ Oe) в точках наблюдается двухдоменная конфигурация, которая различается ориентацией спинов (см., например, точки 1–3 на рис. 5, b). Это может быть связано с тем, что точки, полученные травлением ионным пучком, различаются краевыми дефектами.

На рис. 6, a приведена петля гистерезиса для массива наноточек с периодом $l = 2d$. В массиве взаимодействующих точек резкое изменение намагниченности происходит в поле $H = 10$ Oe (на петле гистерезиса видна ступенька). Значение коэрцитивной силы возрастает до $H_c = 100$ Oe. Это значит, что процесс перемагничивания в точках происходит несинхронно

(рис. 6, b). В одном и том же поле в одних точках вихрь только зарождается (точка 1), в других — ядро вихря находится в центре точки (точка 2), а в третьих — ядро вихря уже сместилось к противоположному концу наноточки (точка 3). Такое поведение обусловлено в основном магнитоэлектронным взаимодействием наноточек. На точки, расположенные в разных местах массива, действуют различные магнитоэлектронные поля. Нами было проведено микромагнитное моделирование процессов перемагничивания массива круглых наноточек Co (7×7 наноточек), связанных диполь-дипольным взаимодействием. На рис. 6, c приведен фрагмент массива для шести наноточек в поле коэрцитивной силы. Видно хорошее согласие результатов микромоделирования с МСМ-изображением (рис. 6, b).

Уменьшение периода ($l < 2d$) сопровождается существенным увеличением энергии магнитоэлектронного взаимодействия между точками (рис. 1). Образование ступеньки на петле гистерезиса в поле $H = 10$ Oe (рис. 7, a) свидетельствует о начале образования вихрей в точках. При дальнейшем увеличении поля от 10 до 200 Oe на петле появляется плато, что, вероятно, связано с коллективным поведением магнитных спинов в соседних точках. На рис. 7, b приведено МСМ-изображение такого массива в поле коэрцитивной силы. Видно, что все точки в массиве находятся в однодоменном состоянии, однако магнитные спины в каждой точке ориентированы так, что суммарный магнитный момент равен нулю.

4. Заключение

Исследования массивов круглых наноточек Co с диаметром, соизмеримым с длиной обменной связи, показали, что распределение векторов намагниченности (спинов) в наноточках и процесс перемагничивания существенно зависят от значения энергии магнитоэлектронного взаимодействия между точками, энергии наведенной магнитной анизотропии и направления приложенного поля.

В массиве невзаимодействующих точек перемагничивание осуществляется постепенным переходом С-состояния намагниченности в двухдоменное состояние и обратно. „Доменная граница“ и векторы намагниченности в таких точках направлены вдоль наведенной оси легкого намагничивания.

Точки, связанные диполь-дипольным взаимодействием, перемагничиваются некогерентно с образованием магнитного вихря в каждой точке. Центр вихря в точках в магнитном поле смещается вдоль направления ОЛН.

Магнитная структура точек в массивах с периодом меньше двух диаметров точки при перемагничивании в основном определяется диполь-дипольным взаимодействием, приводящим к коллективному поведению магнитных моментов в соседних точках.

Список литературы

- [1] L.J. Heyderman, H.H. Solak, C. David, D. Atkinson, R.P. Cowburn, F. Nolting. *Appl. Phys. Lett.* **85**, 21, 4989 (2004).
- [2] K.Yu. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, K. Fukamichi. *Phys. Rev. B* **65**, 024414 (2001).
- [3] C. Chappert, A. Fert, F. Nguyen Van Dau. *Nature Mater.* **6**, 813 (2007).
- [4] Y.J. Chen, T.L. Huang, S.H. Leong, S.B. Hu, K.W. Ng, Z.M. Yuan, B.Y. Zong, B. Liu, V. Ng. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 10, 102501-1 (2008).
- [5] J.-G. Zhu, Y. Zheng, G.A. Prinz. *J. Appl. Phys.* **87**, 9, 6668 (2000).
- [6] А.М. Алексеев, В.А. Быков, А.Ф. Попков, Н.И. Полушкин, В.И. Корнеев. *Письма в ЖЭТФ* **75**, 6, 318 (2002).
- [7] G. Xiong, D.A. Allwood, M.D. Cooke, R.P. Cowburn. *Appl. Phys. Lett.* **79**, 21, 3461 (2001).
- [8] K.-M. Wu, L. Horng, J.-F. Wang, J.-C. Wu, Y.-H. Wu, C.-M. Lee. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 262507 (2008).
- [9] V.L. Mironov, O.L. Ermolaeva, S.A. Gusev, A.Yu. Klimov, V.V. Rogov, B.A. Gribkov, A.A. Fraerman, O.G. Udalov, R. Marsh, C. Checkley, R. Shaikhaidarov, V.T. Petrashov. *ArXiv:0909.5134v2 [cond-mat.mes-hall]* (2009).
- [10] С.Н. Вдовичев, Б.А. Грибков, С.А. Гусев, В.Л. Миронов, Д.С. Никитушкин, А.А. Фраерман, В.Б. Шевцов. *ФТТ* **48**, 10, 1791 (2006).
- [11] S. Goolaup, A.O. Adeyeye, N. Singh. *Phys. Rev. B* **73**, 104444 (2006).
- [12] K.S. Buchanan, P.E. Roy, M. Grimsditch, F.Y. Fradin, K.Yu. Guslienko, S.D. Bader, V. Novosad. *Phys. Rev. B* **74**, 064404 (2006).
- [13] <http://math.nist.gov/oommf/>.