

05,13

Исследование процессов перемагничивания частиц пермаллоя при высоких температурах методами магнитно-силовой микроскопии

© Н.И. Нургазизов¹, Т.Ф. Ханипов¹, Д.А. Бизяев¹, А.А. Бухараев^{1,2}, А.П. Чукланов¹

¹ Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, Казань, Россия

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

E-mail: niazn@mail.ru

(Поступила в Редакцию 1 апреля 2014 г.)

В диапазоне температур от комнатной до 800 К проведено исследование процесса перемагничивания массива частиц пермаллоя, сформированных методом сканирующей зондовой литографии на поверхности диоксида кремния. Методами сканирующей магнитно-силовой микроскопии, а также путем численных расчетов поля магнитной анизотропии частицы при разных температурах показано, что увеличение температуры приводит к снижению значения внешнего магнитного поля, необходимого для изменения направления намагниченности частицы на противоположное. Полученные результаты позволяют сделать вывод, что изменение направления намагниченности исследованных частиц на противоположное сопровождается формированием в них промежуточного состояния с неоднородной структурой намагниченности.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 12-02-00820) и программ РАН.

1. Введение

Наиболее высокая плотность записи информации на магнитных носителях достигается при использовании паттернированной среды в виде отдельно расположенных упорядоченных однодоменных ферромагнитных наночастиц [1]. При этом, с одной стороны, наночастицы должны иметь высокую коэрцитивность для длительного хранения информации, а с другой — коэрцитивность частиц должна быть минимальной для облегчения процесса записи информации. Обойти это противоречие позволяет метод термоассистируемой магнитной записи (Heat Assisted Magnetic Recording — HAMR) [1–3]. Физической основой метода HAMR является снижение коэрцитивной силы ферромагнитного материала в 3–4 раза при нагреве [3,4]. Для нагрева частиц при записи информации с помощью магнитной головки используется сфокусированный луч импульсного лазера. Это позволяет добиться локального нагрева только одной наночастицы и существенно уменьшить магнитное поле, необходимое для ее перемагничивания, не влияя при этом на соседние частицы. При практической реализации HAMR одним из требований, предъявляемых к частицам, составляющим паттернированную среду, является минимальный разброс значений внешнего магнитного поля, необходимого для переключения частицы.

Одним из методов изучения процессов перемагничивания частиц и их массивов является магнитно-силовая микроскопия. С помощью магнитно-силового микроскопа (МСМ) можно получать данные о поведении в магнитном поле ферромагнитных частиц в зависимости от их формы и размера [5–7]. Обычно такие исследования проводятся при температурах от комнатной и ниже [8,9].

В то же время для практической реализации HAMR важными являются исследования процессов переключения частиц при температурах заметно выше комнатной, вплоть до температуры Кюри исследуемого материала. В настоящей работе МСМ использовался для изучения процесса перемагничивания частиц пермаллоя (Pу) при температурах от 300 до 800 К. При этом оценивались поле переключения (ПП) для отдельной частицы и распределение поля переключения (РПП) для массива частиц при различных температурах. Полученные экспериментальные результаты были сопоставлены с теоретическими расчетами зависимости ПП частицы от температуры. Для нахождения распределения намагниченности в частице использовалось компьютерное моделирование.

2. Подготовка образцов и методика проведения экспериментов

Массив отдельно лежащих Pу-частиц на поверхности SiO₂ был сформирован методом сканирующей зондовой нанолитографии (СЗНЛ), более подробно описанным в наших работах [10,11]. Согласно этому методу, сначала поверхность SiO₂ была покрыта слоем полиметилметакрилата (PMMA) толщиной 50–60 nm, в котором с помощью зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) была сформирована литографическая маска. Для создания маски использовался АСМ марки P47 (НТ-МДТ), оснащенный зондами (кантилеверами) марок NSG20 (НТ-МДТ) с жесткостью 48 N/m и NSC15 (MikroMasch) с жесткостью 46 N/m. Радиус закругления кончика зонда по данным производителя составлял 10 nm. На образец с литографической маской наносился слой Pу

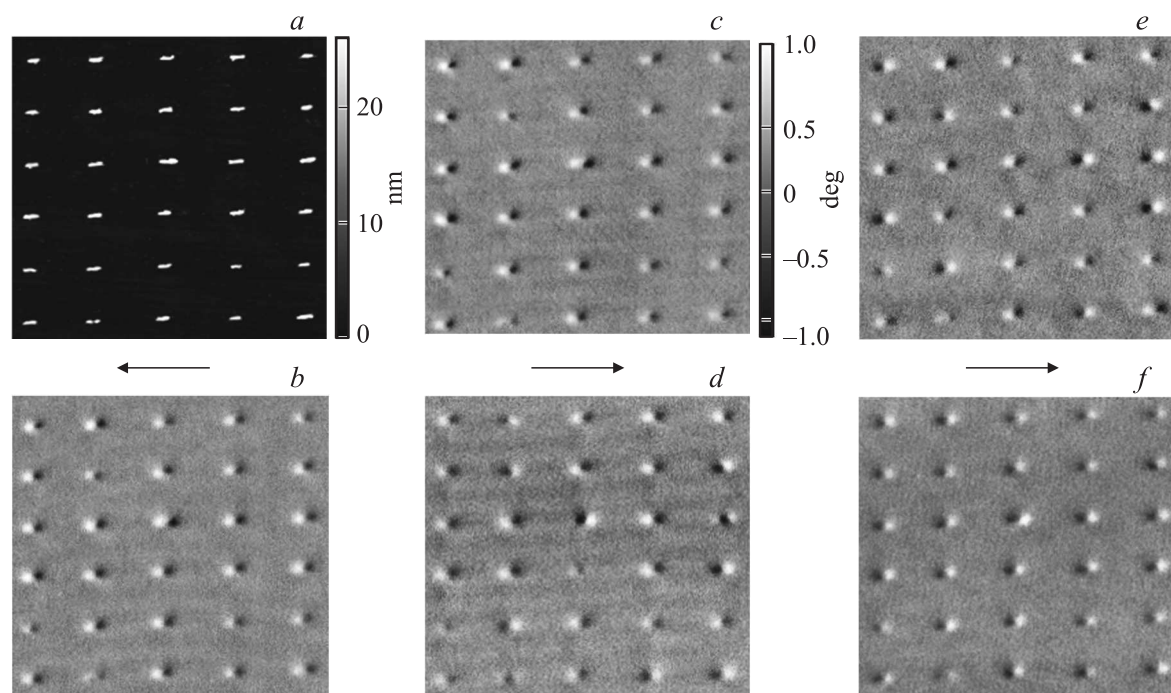


Рис. 1. АСМ-изображение массива из 30 Ру-частиц (*a*) и МСМ-изображения этих частиц при различных условиях (*b-f*): после воздействия поля $H_0 = 800$ Ое при температуре 300 К (*b*), поля $H_1 = 300$ Ое при 300 К (*c*), поля $H_1 = 440$ Ое при 300 К (*d*), поля $H_2 = 200$ Ое при 750 К (*e*), поля $H_2 = 300$ Ое при 750 К (*f*). Направление воздействующего поля указано стрелкой. Размер поля сканирования $11 \times 11 \mu\text{m}$.

(Ni — 78%, Fe — 22%) в сверхвысоковакуумной установке Multiprobe P (Omicron). Для этого использовался метод распыления твердотельной мишени электронным пучком в вакууме порядка 10^{-8} mbar. Затем лишняя металл и РММА удалялись с поверхности за счет погружения образца в ультразвуковую ванну с хлорбензолом (метод lift-off).

На рис. 1, *a* представлено АСМ-изображение массива из 30 субмикронных Ру-частиц ($\text{Ni}_{78}\text{Fe}_{22}$), расположенных на поверхности SiO_2 , полученных методом СЗНЛ. Высота всех частиц по данным АСМ-измерений составила 14 nm. Ширина частиц находилась в интервале 130–190 nm, при этом в основном встречались частицы с шириной 150 nm (37% от общего числа) и с шириной 190 nm (30% частиц). Распределение частиц по длине находилось в диапазоне 390–590 nm. Также, согласно АСМ-измерениям, частицы были отклонены относительно оси X (вдоль которой прикладывалось магнитное поле) на угол до 12° . Характерные особенности в распределении частиц по ширине и наличие угла между их длинной осью и осью X связаны с особенностями работы АСМ (растровый метод формирования изображения и крип пьезокерамики). Отношение длины частицы к ее ширине находилось в диапазоне от 2.4 до 4. Полученный разброс частиц по латеральным размерам (около 22%) позволил нам исследовать изменения в процессах переключения частиц в зависимости от их формы и размеров при повышении температуры.

Для исследований использовалась установка Solver HV (НТ-МДТ). Установка позволяет получать АСМ- и МСМ-изображения (размер области сканирования до $70 \mu\text{m}$) и проводить измерения магнитных образцов во внешнем магнитном поле, направленном вдоль плоскости образца. МСМ-измерения проводились зондами с магнитным покрытием марки NSC19/Co–Cr (MikroMasch, силовая константа 0.63 N/m, резонансная частота 80 kHz) в режиме регистрации изменения фазы колебаний кантилевера. Использовалась однопроходная методика регистрации МСМ-изображений, когда магнитный зонд поднимается над поверхностью на заранее заданную высоту. Высота сканирования подбиралась заранее таким образом, чтобы частицы не перемангничивались полем зонда во время сканирования. Перед проведением измерений плоскость образца выставлялась параллельно плоскости сканирования зонда МСМ для того, чтобы расстояние зонд–образец оставалось постоянным в пределах одного скана. Для проведения исследований при высоких температурах был изготовлен специальный термостол, который можно было устанавливать между полюсами магнита в Solver HV. Столик мог нагревать образец до 800 К во внешнем магнитном поле в условиях вакуума (10^{-2} – 10^{-4} mbar), что позволило избежать возможного окисления образца при высоких температурах.

Исследование процессов перемангничивания Ру-частиц при комнатной температуре проводилось по методике,

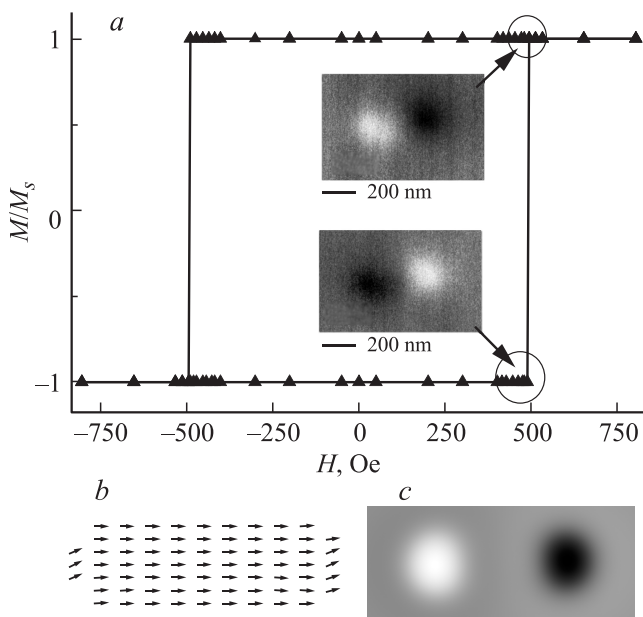


Рис. 2. Экспериментально полученная петля гистерезиса одной частицы типа А и МСМ-изображения ее состояний с противоположными направлениями намагниченности (а); смоделированное изображение однородного распределения намагниченности в частице (b) и соответствующее ему смоделированное МСМ-изображение (с).

разработанной нами ранее для кобальтовых наноструктур [12,13]. На первом этапе все частицы были намагничены в плоскости образца вдоль длинной оси частиц во внешнем поле H_0 . Для того чтобы все частицы были однородно намагничены в одном направлении, поле бралось заведомо выше коэрцитивной силы исследуемых Ру-частиц и было равно 800 Ое. Полученная намагниченность частиц контролировалась при помощи МСМ (рис. 1, b–f). Известно, что однородно намагниченная частица имеет характерное МСМ-изображение в виде темной и светлой областей (рис. 2, a), которые при перемагничивании частицы меняются местами [5,12]. Далее к образцу прикладывалось поле H_1 в направлении, противоположном намагниченности частиц (перемагничивающее поле). На первом шаге H_1 бралось равным 100 Ое, поскольку в ходе предварительных экспериментов было установлено, что переключение частиц начинается в полях свыше 100 Ое. Затем перемагничивающее поле H_1 выключалось и с помощью МСМ регистрировалась остаточная намагниченность частиц на одном и том же участке образца и производился подсчет количества частиц, изменивших направление намагниченности. Затем частицы снова однородно намагничивались полем H_0 и выполнялось контрольное МСМ-измерение. После этого перемагничивающее поле H_1 увеличивалось и опять регистрировалась остаточная намагниченность частиц при помощи МСМ (рис. 1, c). Начиная с определенного значения перемагничивающего поля часть частиц меняла свою намагниченность (рис. 1, d). Пошаговое

увеличение поля H_1 производилось до тех пор, пока все частицы пермаллоя не поменяют свою намагниченность на противоположную. Поле, при котором намагниченность частицы (по ее МСМ-изображению) менялась на противоположную, фиксировалось как ПП для конкретной частицы.

Измерения при повышенных температурах были выполнены следующим образом. При комнатной температуре частицы намагничивались до насыщения во внешнем магнитном поле H_0 . Далее образец нагревался до определенной температуры, после чего включалось магнитное поле H_2 , направленное в обратную сторону. Значение этого поля по модулю задавалось существенно меньшим, чем поле H_1 , перемагничивающее частицы при комнатной температуре. Нагревательный элемент выключался, и образец остывал до комнатной температуры в присутствии постоянного магнитного поля H_2 . Далее проводилось МСМ-измерение массива частиц и подсчет частиц, сменивших направление намагниченности (рис. 1, e). Затем частицы опять однородно намагничивались при комнатной температуре полем H_0 . После этого образец нагревался до большей температуры и включалось магнитное поле H_2 . Образец остывал в присутствии магнитного поля, и проводились МСМ-измерения. Увеличение температуры проводилось до тех пор, пока все частицы не перемагничивались (рис. 1, f), или прекращалось при достижении максимально возможной температуры. Далее цикл измерений повторялся при большем значении перемагничивающего поля H_2 .

В связи тем, что МСМ-измерения сложно проводить при повышенных температурах образца (при повышении температуры изменяются параметры зонда: его жесткость, резонансная частота; может изгибаться кантилевер; разрушается магнитное покрытие иглы), на время нагрева образца и воздействия на него внешнего магнитного поля сканер микроскопа вынимался из камеры Solver HV. Затем после остывания образца и выключения магнитного поля сканирующая головка устанавливалась на прежнее место так, чтобы можно было получать МСМ-изображения тех же 30 Ру-частиц. Положение кантилевера относительно выбранных частиц контролировалось с помощью оптического микроскопа по специальным маркерам, нанесенным на образец при формировании частиц.

3. МСМ-измерения процессов перемагничивания Ру-частиц

При МСМ-измерениях обычно регистрируется изменение фазы колебаний кантилевера, обусловленное магнитным взаимодействием кончика магнитного зонда и образца. Хорошо известно, что изменение фазы колебаний пропорционально градиенту силы взаимодействия МСМ-зонда с образцом в направлении, перпендикулярном плоскости образца [14]. При условии, что намагниченность МСМ-зонда остается постоянной, градиент

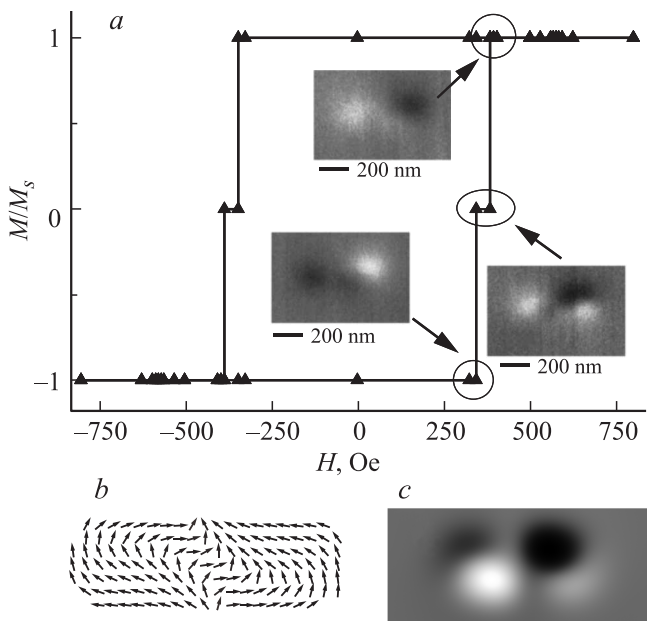


Рис. 3. Экспериментально полученная петля гистерезиса для частиц типа *B* и МСМ-изображения ее состояний с противоположными направлениями намагниченности и с промежуточной намагниченностью (*a*); смоделированное изображение неоднородного распределения намагниченности в частице (*b*) и соответствующее ему смоделированное МСМ-изображение (*c*).

силы взаимодействия зонд–образец определяется распределением намагниченности в образце. Выполненные нами ранее расчеты показали [13,15], что изменение фазы колебаний кантилевера при сканировании можно однозначно сопоставить с локальным изменением намагниченности образца. Это позволяет на основе анализа МСМ-изображений проследить за относительным изменением величины намагниченности отдельной частицы и построить ее гистерезисную петлю.

Для построения петель гистерезиса варьировалось внешнее магнитное поле, приложенное вдоль оси *X* (направление поля показано стрелками на рис. 1). Сначала проводилось исследование поведения во внешнем магнитном поле массива частиц. Затем из массива было выбрано несколько характерных частиц, для каждой из которых проводились детальные МСМ-исследования с существенно меньшим шагом по полю и строились подробные гистерезисные петли. Согласно полученным данным, наблюдалось два варианта поведения намагниченности частиц. Частицы первого типа (*A*-тип) имели только два состояния, которые характерны для однородно намагниченных частиц. Соответствующая этим частицам петля гистерезиса имеет прямоугольную форму (рис. 2). В частицах второго типа (*B*-тип) при перемагничивании формировалось стабильное промежуточное состояние с низкой намагниченностью, которое проявлялось на гистерезисной петле в виде небольшой ступеньки (рис. 3).

Для того чтобы установить распределение намагниченности внутри частицы, использовалось компьютерное моделирование. На первом этапе моделировалось распределение намагниченности в частице с учетом ее размеров и материала, из которого она состоит, с помощью программы OOMMF [16]. Затем на основе полученного распределения были построены виртуальные МСМ-изображения частиц с помощью разработанной ранее программы [13,15]. Совпадение виртуальных и экспериментальных МСМ-изображений позволило подтвердить правильность предлагаемой модели распределения намагниченности в частице. Для частиц типа *A* было показано, что наблюдается два состояния однородной намагниченности частицы в двух противоположных направлениях вдоль оси легкого намагничивания (рис. 2). Для частиц типа *B* было показано, что наблюдаемая остаточная намагниченность обусловлена формированием неоднородной структуры намагниченности в средней части частицы (рис. 3). Характерная длина для частиц типа *B* составила 530–585 нм при отношении длины к ширине 3:1 и более. Полученные данные совпадают с данными работы [6], в которой с помощью МСМ исследовались процессы перемагничивания при комнатной температуре эллиптических *Pu*-частиц.

Переключение намагниченности частиц пермаллоя при комнатной температуре происходило при значении внешнего магнитного поля больше 400 Ое. До этого значения все частицы сохраняют однородную намагниченность в направлении, противоположном размагничивающему полю (рис. 1, *c*). При поле 440 Ое 27% частиц меняют свою намагниченность (рис. 1, *d*). При значении поля 700 Ое все частицы становятся однородно намагниченными в направлении внешнего магнитного поля. Кривая, характеризующая изменение количества перемагниченных частиц в зависимости от значения внешнего магнитного поля, приведена на рис. 4, *a*. С увеличением температуры образца происходит снижение значения внешнего магнитного поля, при котором начинается перемагничивание частиц. Так, при поле 200 Ое и температуре образца 750 К перемагнитилось 33% частиц (рис. 1, *e*), а при поле 300 Ое перемагнитились уже все частицы (рис. 1, *f*). Кривые, отражающие изменение количества перемагниченных частиц в зависимости от внешнего магнитного поля при различных температурах образца, показаны на рис. 4, *a*. С повышением температуры образца от 300 до 800 К происходит уменьшение значения внешнего магнитного поля, необходимого для перемагничивания всех частиц с 700 до 180 Ое. РПП частиц также снижается с 300 Ое при 300 К до 80 Ое при 800 К. При этом поле, при котором начинается переключение частиц при температуре 800 К, не опускается ниже 100 Ое. Под РПП частицы мы понимаем разность значений внешнего магнитного поля, при которых происходит перемагничивание всех частиц и первой частицы.

На основе экспериментальных данных были построены графики, характеризующие прирост количества перемагничившихся частиц (Δ_p) в зависимости от внешнего

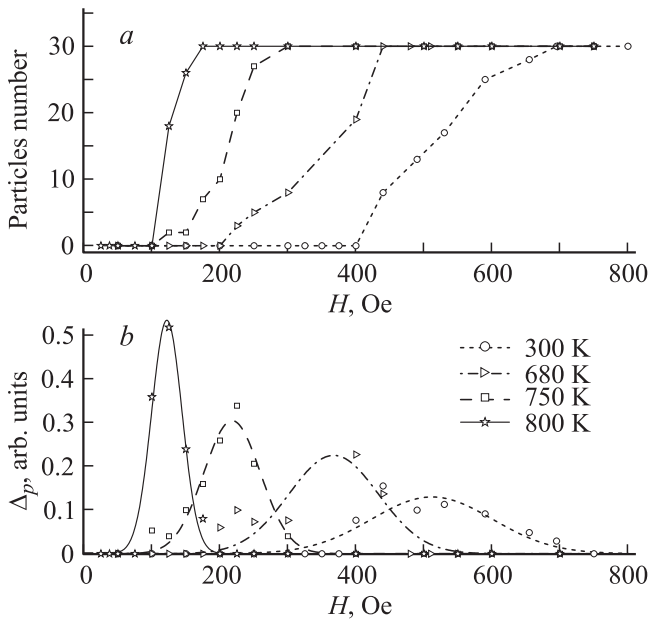


Рис. 4. Зависимость абсолютного количества перемагниченных Ру-частиц от внешнего поля при различных температурах (а). Символами показаны экспериментальные данные, линии приведены для удобства восприятия. Зависимость прироста количества перемагнитившихся Ру-частиц (Δp) от внешнего магнитного поля (б). Символами показаны экспериментальные данные, линии — результат аппроксимации экспериментальных данных гауссовой кривой.

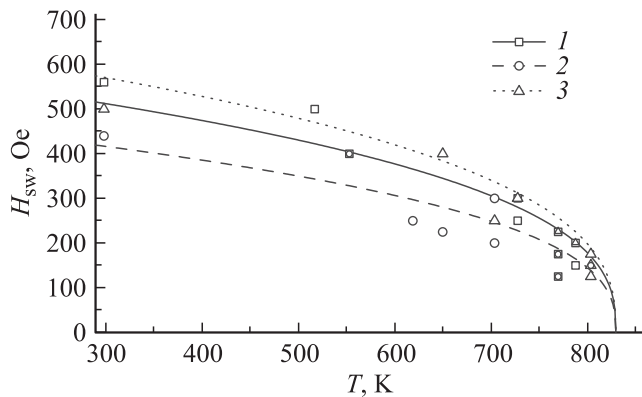


Рис. 5. Зависимость поля переключения частиц от температуры. Линиями показаны результаты расчета, символами — экспериментальные данные. Высота всех частиц 14 nm. Размеры частиц: 1 — 510×160 nm, угол между внешним магнитным полем и осью легкого намагничивания частицы 4° ; 2 — 460×190 nm, угол 2° ; 3 — 390×130 nm, угол 5° .

магнитного поля при разных температурах (рис. 4, б, символы). Для того чтобы снизить дискретность, связанную с малым количеством частиц в изучаемом массиве, полученные данные аппроксимировались гауссовой функцией (рис. 4, б, кривые). При таком подходе РПП частиц, полученное исходя из ширины гауссовой кривой на полувысоте, оказывается несколько меньшим по

сравнению с экспериментальными значениями РПП. Так, происходит снижение РПП частиц с 250 Oe при 300 K до 60 Oe при 800 K.

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют о достаточной коэрцитивности частиц для сохранения своего состояния при высоких температурах, что является необходимым условием при хранении информации в устройствах HAMR. Также с точки зрения реализации HAMR является важным обнаруженное существенное снижение разброса поля перемагничивания частиц при повышении температуры.

Из-за относительно большого размера исследовавшихся Ру-частиц когерентный поворот их намагниченности во внешнем магнитном поле маловероятен [17,18]. Сопоставление экспериментальных и смоделированных МСМ-изображений частиц позволяет сделать вывод, что перемагничивание предварительно однородно намагниченных частиц происходит через формирование в них промежуточного состояния с неоднородной структурой намагниченности. Для частиц с размером вдоль длинной оси 530–590 nm и соотношением сторон, близким к 3 : 1, такое состояние является сравнительно устойчивым и наблюдается в относительно широком диапазоне прикладываемых полей. Для остальных частиц (типа А) такое состояние неустойчиво и в наших экспериментах не наблюдалось, что подтверждалось при компьютерном моделировании процессов перемагничивания.

4. Температурная зависимость поля переключения частиц

Поведение однодоменной частицы во внешнем магнитном поле изучено достаточно хорошо [17–19]. В случае частицы, обладающей прямоугольной петлей гистерезиса, поле перемагничивания частицы H_{sw} будет совпадать с полем анизотропии H_a и с коэрцитивным полем частицы H_{co} . В том случае, когда направление внешнего магнитного поля не совпадает с осью легкого намагничивания частицы, оно будет переключать намагниченность частицы в противоположном направлении при значении H_{sw} , равном [17,18]

$$H_{sw} = H_a \left(\sin^{2/3} \alpha + \cos^{2/3} \alpha \right)^{-3/2} = \frac{2K}{M_s} \left(\sin^{2/3} \alpha + \cos^{2/3} \alpha \right)^{-3/2}, \quad (1)$$

где H_a — поле анизотропии, K — константа анизотропии, M_s — намагниченность насыщения данной частицы, α — угол между магнитным полем и осью легкого намагничивания.

Формулу (1) можно обобщить и для случая многодоменных частиц [18]. Для многодоменной частицы изменение магнитной структуры начнется при внешнем магнитном поле, равном полю коэрцитивности частицы H_{co} , меньшем, чем поле перемагничивания

частицы H_{sw} . Полностью направление намагниченности частицы изменится на противоположное тогда, когда значение внешнего магнитного поля сравняется с полем анизотропии H_a частицы.

Константа анизотропии K частицы определяется кристаллографической анизотропией и анизотропией формы K_{sh} . В случае с Ру-наночастицами вкладом кристаллографической анизотропии в константу анизотропии можно пренебречь, и тогда константа анизотропии будет определяться формой частицы [19]

$$K = K_{sh} = \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 (N_{\perp} - N_{\parallel}), \quad (2)$$

где N_{\perp} и N_{\parallel} — размагничивающие факторы вдоль трудной и легкой оси намагничивания в плоскости образца, μ_0 — магнитная постоянная.

В формуле (2) изменяющимися величинами являются намагниченность насыщения образца M_s и размагничивающие факторы N . При этом размагничивающие факторы N зависят от размеров частицы и не имеют явной зависимости от температуры. Если учесть, что изменение геометрических параметров частицы при увеличении температуры мало (при нагреве на 500 К изменение линейных размеров исследуемых частиц составляет менее 1%), то изменением размагничивающего фактора N можно пренебречь для упрощения расчетов. При температурах, близких к температуре Кюри, для описания зависимости намагниченности насыщения от температуры можно использовать трехмерную модель Гейзенберга [17], согласно которой намагниченность насыщения будет равна

$$M_s(T) = M_s(T_0)(1 - T/T_c)^b, \quad (3)$$

где $M_s(T_0)$ — намагниченность насыщения при температуре 0 К, T_c — температура Кюри для данного материала, T — температура частицы, b — коэффициент, равный 0.362 [17].

Соответственно поле перемагничивания частицы в зависимости от температуры примет следующий вид:

$$H_{sw} = \mu_0 M_s(T_0)(1 - T/T_c)^b [N_{\perp} - N_{\parallel}] \times \left(\sin^{2/3} \alpha + \cos^{2/3} \alpha \right)^{-3/2}. \quad (4)$$

Для расчета поведения Ру-частиц были взяты следующие параметры: $M_s = 8.6 \cdot 10^5$ А/м, $T_c = 830$ К. Размагничивающий фактор для частиц, имеющих форму, близкую к параллелепипеду, можно оценить численно [20]. Геометрические размеры частиц для расчета размагничивающего фактора и угол наклона внешнего магнитного поля к оси легкого намагничивания частицы были взяты из данных АСМ-измерений.

Мы сравнили экспериментальные данные о значении поля перемагничивания частиц в зависимости от температуры с расчетными значениями поля. Результаты такого сопоставления для трех частиц с характерными

соотношениями длинной и короткой осей приведены на рис. 5. Другие частицы также показали хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных. Из рис. 5 видно, что с ростом температуры происходит уменьшение значений ПП и РПП частиц. Наиболее заметное уменьшение значения ПП с ростом температуры наблюдается у частиц с большим отношением длины к ширине. В нашем случае наиболее перспективными для реализации НАМР могут быть частицы с соотношением сторон, большим чем 3:1 (у таких частиц наблюдается более резкое уменьшение значения ПП при увеличении температуры), и размером длинной оси меньше 500 нм (при таких размерах не наблюдается стабильного промежуточного состояния при перемагничивании частицы).

5. Заключение

На сформированном методом СЗНЛ массиве Ру-частиц с помощью МСМ проведены исследования влияния внешнего магнитного поля на намагниченность частиц в зависимости от их формы, размеров и температуры. Были построены гистерезисные петли, характеризующие поведение намагниченности каждой частицы при различных температурах. Для всех частиц наблюдалось уменьшение ширины гистерезисной петли с увеличением температуры. Было показано, что внешнее магнитное поле, изменяющее намагниченность Ру-частиц на противоположную, уменьшается с 700 до 180 Ое при увеличении температуры частиц от 300 до 800 К. Также при увеличении температуры наблюдалось снижение разброса полей перемагничивания частиц с 300 до 80 Ое.

На основе сопоставления экспериментальных и смоделированных МСМ-изображений частиц были построены картины распределения намагниченности в частице после воздействия на образец внешнего поля при определенной температуре. Это позволило показать, что переключение направления намагниченности частицы сопровождается формированием в ней промежуточного состояния с неоднородной структурой намагниченности. Для исследованных частиц рассчитано изменение полей перемагничивания в зависимости от температуры с учетом ориентации частиц во внешнем магнитном поле, которое достаточно хорошо совпало с экспериментальными результатами.

Список литературы

- [1] K. Sendur, W. Challener. Appl. Phys. Lett. **94**, 032 503 (2009).
- [2] Y. Inaba, H. Nakata, D. Inoue. Fuji Electric Rev. **57**, 42 (2011).
- [3] M.H. Kryder, E.C. Gage, T.W. McDaniel, W.A. Challener, R.E. Rottmayer, G. Ju, Y.T. Hsia, M.F. Erden. Proc. IEEE **96**, 1810 (2008).
- [4] H. Zeng, R. Skomski, L. Menon, Y. Liu, S. Bandyopadhyay, D.J. Sellmyer. Phys. Rev. B **65**, 134 426 (2002).
- [5] X. Zhu, P. Grutter, V. Metlushko, B. Ilic. Phys. Rev. B **66**, 024 423 (2002).

- [6] M.R. Tabasum, F. Zighem, J. De La Torre Medina, A. Encinas, L. Piraux, B. Nysten. *J. Appl. Phys.* **113**, 183 908 (2013).
- [7] W.M. Li, Y.J. Chen, T.L. Huang, J.M. Xue, J. Ding. *J. Appl. Phys.* **109**, 07B758 (2011).
- [8] J.M. Shaw, S. E. Russek, T. Thomson, M.J. Donahue, B.D. Terris, O. Hellwig, E. Dobisz, M.L.S. Shaw. *Phys. Rev. B* **78**, 024 414 (2006).
- [9] J. Shi, J. Li, S. Tehrani. *J. Appl. Phys.* **91**, 7458 (2002).
- [10] Д.А. Бизязев, А.А. Бухараев, Д.В. Лебедев, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов. *Письма в ЖТФ* **38**, *14*, 8 (2012).
- [11] А.А. Бухараев, Д.А. Бизязев, Н.И. Нургазизов, Т.Ф. Ханипов. *Микроэлектроника* **41**, *2*, 90 (2012).
- [12] D.V. Ovchinnikov, A.A. Bukharaev, P.A. Borodin, D.A. Biziaev. *Phys. Low-Dim. Struct.* *3–4*, 103 (2001).
- [13] D.V. Ovchinnikov, A.A. Bukharaev. *Phys. Low-Dim. Struct.* *5–6*, 1 (2002).
- [14] Scanning tunneling microscopy II / Eds R. Wiesendanger, H.-J. Guntherodt. Springer-Verlag, Berlin (1992). 308 p.
- [15] Д.В. Овчинников, А.А. Бухараев. *ЖТФ* **71**, *8*, 85 (2001).
- [16] <http://math.nist.gov/oommf/>
- [17] J. Coey. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge University Press, Cambridge (2010). 617 p.
- [18] R. Coehoorn. In: *Handbook of magnetic materials V. 15/ Ed. K.H.J. Buschow*. Elsevier, Amsterdam (2003). 600 p.
- [19] E. Martinez, L. Lopez-Diaz, L. Torres, C.J. Garcia-Cervera. *Physica B* **372**, 286 (2006).
- [20] A. Aharoni. *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998).