

# Наблюдение остаточных состояний малых магнитных частиц: микромагнитное моделирование и эксперимент

А. М. Алексеев, В. А. Быков, А. Ф. Попков<sup>1)</sup>, Н. И. Полушкин<sup>+</sup>, В. И. Корнеев\*

Государственный научный центр НИИ физических проблем, НТ-МДТ, 103460 Москва, Россия

<sup>+</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

\* Московский институт электронной техники, 103482 Москва, Россия

Поступила в редакцию 18 февраля 2002 г.

Теоретически и экспериментально исследованы микромагнитные свойства субмикронных ферромагнитных элементов эллипсообразной формы. С помощью численного решения уравнений магнитодинамики установлено, что в зависимости от способа перемагничивания таких элементов могут быть получены различные остаточные состояния намагниченности: одно-, двухвихревые, а также безвихревое с кососимметричным закреплением спинов. Предсказанные в расчетах конфигурации намагниченности наблюдались экспериментально с помощью магнитно-силовой микроскопии в регулярных решетках микрообъектов, сформированных при интерференционном лазерном облучении тонкопленочных образцов сплавов Fe-Cr.

PACS: 67.80.Jd, 75.60.Ej

1. Известно, что в малых (ферро)магнитных частицах с низкой магнитокристаллической анизотропией и размерами, превышающими порог абсолютной однодоменности ( $\sim 0.05$  мкм), возникают неоднородные вихревые конфигурации намагниченности [1, 2]. Наблюдаемое распределение магнитных моментов в остаточном состоянии существенно зависит от предыстории намагничивания, а также от формы и размеров частиц. В последнее время появились новые, прежде всего литографические, технологии получения тонкопленочных элементов с планарными размерами вплоть до нескольких десятков нанометров и их регулярных решеток с заданной геометрией [3, 4]. Прогресс в области нанотехнологий стимулировал исследования микромагнетизма в малых частицах на примере тонкопленочных магнитных элементов (см., например, [5–8]). В этих работах обсуждались как особенности возникновения вихревых конфигураций, прежде всего в элементах прямоугольной формы, так и новый тип состояний – так называемые *C*- и *S*-конфигурации, для которых характерно краевое закрепление спинов из-за магнитоэлектрического влияния краев элемента. Эффект краевого закрепления проявляется в многомодовом характере перемагничивания, которое может являться причиной гигантской неустойчивости полей переключения, связанной с термоактивационной сменой мод перемагничивания вблизи состояния насыщения [8]. Одним

из путей подавления этой неустойчивости является использование элементов непрямоугольной, в частности, эллипсообразной формы, в которых образование альтернативных конфигураций намагниченности, связанных с закреплением спинов вблизи узких полюсов намагничиваемого элемента, не столь вероятно. Именно такие элементы формируются, к примеру, при интерференционном лазерном облучении мелкодисперсной суперпарамагнитной среды Fe-Cr [9]. В результате модификации магнитных свойств в максимумах интерференции формируется регулярная решетка ферромагнитных элементов. Технология получения такой структурированной среды описана ранее в [9]. Цель этой работы: 1) смоделировать возможные остаточные состояния намагниченности в субмикронных элементах эллипсообразной формы и 2) сравнить их с экспериментальными данными, полученными при исследованиях магнитных решеток в тонкопленочных сплавах Fe-Cr на магнитно-силовом микроскопе (МСМ).

2. **Намагничивание эллипсообразных частиц.** Для теоретического анализа процессов перемагничивания плоских микрочастиц применялось численное интегрирование уравнений Ландау-Лифшица со свободными граничными условиями. Схема численного интегрирования и примеры моделирования прямоугольных частиц описаны нами ранее в работах [7, 8, 10]. При проведении расчетов имелась возможность для варьирования размеров элемента и параметров магнитной анизотропии. В этой работе мы

<sup>1)</sup> e-mail: popkov@nonlin.msk.ru

приведем результаты моделирования эллиптического плоского элемента размерами  $0.6 \times 0.3 \times 0.015$  мкм с нулевой магнитной анизотропией. Магнитные параметры, принятые при расчете, а именно, намагниченность насыщения  $M = 1300$  Гс и постоянная неоднородного обмена  $A = 10^{-6}$  эрг/см<sup>3</sup>, соответствовали данным эксперимента для пленок Fe-Cr.

Моделирование процесса намагничивания вдоль длинной оси элемента ("легкое" направление намагничивания) показало, что главная петля магнитного гистерезиса для частицы выбранных размеров имеет прямоугольный вид и переключение однородно намагниченной частицы происходит в поле  $H_{c1} = 300$  Э. Величина этого поля растет с ростом толщины пленки и аспектного отношения элемента. Остаточное состояние соответствует полной магнитной поляризации частицы в легком направлении (рис.1а).

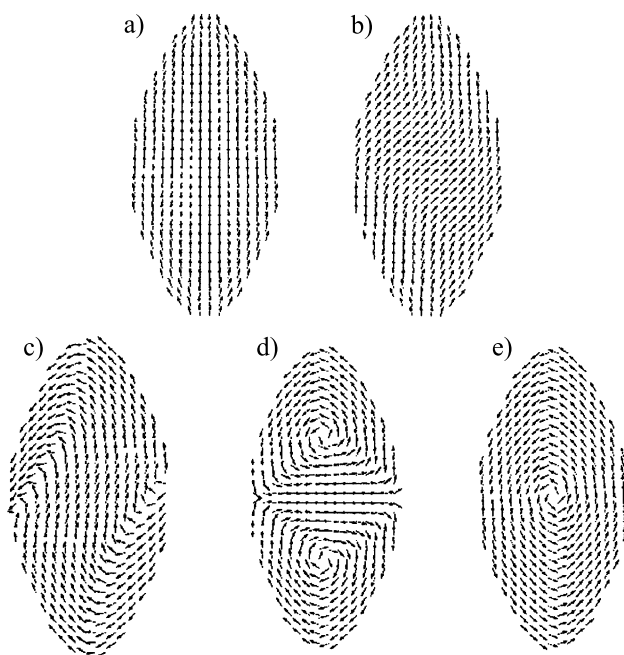


Рис.1. Рассчитанные магнитные конфигурации FeCr эллипсоидальной частицы  $0.6 \times 0.3 \times 0.15$  мкм, возникающие в процессе ее намагничивания в поперечном направлении: (а) – начальное магнитно-поляризованное вдоль легкого направления остаточное состояние; (б) – состояние с закреплением спинов при слабом намагничивании в поперечном направлении для  $H < H_{c2}$ ; (с) – остаточное состояние с кососимметричным закреплением спинов; (d) – двухвихревое остаточное состояние; (е) – одновихревое остаточное состояние

Намагничивание в поперечном направлении носит более сложный характер. В этой работе изучалось изменение состояния изначальной намагниченности

вдоль длинной оси элемента, показанное на рис.1а при приложении магнитного поля вдоль короткой оси (трудное направление намагничивания). При увеличении магнитного поля происходит плавный поворот спинов в центре частицы и образуется кососимметричное состояние с закрепленными спинами на краях элемента (рис.1б). Область неоднородного изменения намагниченности вблизи закрепленных областей сужается с ростом поля. Расчеты показывают, что вплоть до критического поля  $H_{c2} = 950$  Э кривая поперечного намагничивания носит обратимый характер и начально поляризованное состояние восстанавливается при обращении магнитного поля в нуль. При превышении критического поля  $H_{c2}$  частица переходит в насыщенное в поперечном направлении состояние и начальная поляризация не восстанавливается. Эффект закрепления спинов на краях элемента приводит к задержке перехода в насыщенное состояние по сравнению с моделью однородного вращения спинов Стонера–Вольфарта [11], учитывающей влияние только размагничивающих факторов пленки. Критическое поле депиннинга  $H_{c2}$  растет с ростом толщины пленки сильнее, чем критическое поле перемагничивания в продольном направлении  $H_{c1}$ . Последнее очень сильно зависит от аспектного отношения и резко возрастает с уменьшением ширины элемента.

При уменьшении магнитного поля из состояния насыщения поперечно намагниченной частицы имеется тенденция к развороту намагниченности в центре элемента, а при обращении поля в нуль образуется остаточное кососимметричное состояние, характеризующееся частичной магнитной деполяризацией частицы вдоль легкого направления (рис.1с). При изменении знака магнитного поля это состояние устойчиво до критического поля  $H_{c3} = 50$  Э, выше которого происходит переход в двухвихревое состояние. Центр частицы перемагничивается в обратном направлении, а вблизи острых концов элемента эффект краевого магнитостатического закрепления спинов приводит к образованию двух противоположно закрученных магнитных вихрей. При возвращении поля к нулю это состояние переходит в размагниченное остаточное состояние, характеризующееся двумя магнитными вихрями, расположенными по углам ромбовидного домена в центре элемента с намагниченностью, направленной поперек элемента (рис.1d). Если элемент находится в остаточном двухвихревом состоянии, то при возрастании магнитного поля в поперечном направлении вихри постепенно выталкиваются из элемента, и он переходит в насыщенное в поперечном направлении состояние при полях, пре-

Рис.2. Рассчитанные МСМ-изображения остаточных конфигураций, показанных на рис.1: (а) магнитно-поляризованная частица; (b) кососимметричное состояние с краевым закреплением спинов; (с) одновихревое размагниченное состояние

вышающих критическое поле насыщения в поперечном направлении  $H_{c4} = 1650$  Э. До перехода в насыщенное в поперечном направлении состояние (в полях  $H < H_{c4}$ ), при наличии шумовых флуктуаций поля или полевой неоднородности, происходит переход элемента в близкое по энергии асимметричное одновихревое более устойчивое состояние, которое при возвращении поля к нулю переходит в симметричное размагниченное состояние с вихрем в центре элемента (рис.1e). Некоторые из описанных выше состояний, показанных на рис.1, наблюдались экспериментально на МСМ изображениях.

**3. Наблюдение остаточных состояний на МСМ.** Для сравнения промоделированных распределений с результатами визуализации изображений на МСМ нами проводились расчеты этих изображений, соответствующих микромагнитным конфигурациям. Моделирование проводилось в предположении магнитодипольного характера взаимодействия магнито жесткого точечного наконечника иглы силового микроскопа с распределенной магнитной подсистемой плоского сверхтонкого элемента. Точечный магнитный диполь, расположенный на высоте  $z$  над плоскостью элемента, создает в его плоскости магнитное поле

$$\mathbf{H} = \frac{V}{4\pi} \left( \frac{\mathbf{M}_1}{r^3} - \frac{3(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{r})\mathbf{r}}{r^5} \right), \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}_1$  – намагниченность иглы МСМ,  $V$  – объем магнитного наконечника,  $r = [(x - x')^2 + (y -$

$-y')^2 + z^2]^{1/2}$  – расстояние от наконечника (над точкой наблюдения  $(x, y)$ ) до произвольной точки  $(x', y')$  в плоскости объекта  $z = 0$ . Зеемановская энергия взаимодействия с тонким магнитным слоем толщиной  $t$  с магнитной конфигурацией  $\mathbf{M}_2(x', y')$  дается сверткой  $E(x, y) = t\mu_0 \int \mathbf{M}_2(x', y') \cdot \mathbf{H}(x - x', y - y') dx' dy'$ , где интегрирование ведется по плоскости объекта. Сигнал МСМ, использующего резонансные колебания кантилевера, пропорционален второй вариации зеемановской энергии взаимодействия магнитной иглы с полем образца [12]. Поэтому можно написать

$$\Delta\Omega \sim \partial_z^2 E(x, y, z) = t\mu_0 \int_S \mathbf{M}_2(x', y') \cdot \partial_z^2 \mathbf{H}(x - x', y - y') dx' dy', \quad (2)$$

где  $S$  – площадь интегрирования.

На рис.2 приведены полученные таким образом при  $z = 0.1$  мкм МСМ-изображения однородно поляризованного элемента (а), безвихревого состояния с кососимметричным закреплением спинов (b) и одновихревого состояния (с), которые соответствуют конфигурациям намагниченности, изображенным на рис.1а, с, е.

Для экспериментального проведения МСМ-измерений нами использовался сканирующий зондовый микроскоп Solver P47 (NT-MDT, Москва). Экспериментально полученные топографии ферромагнитных объектов, сформированных в (супер)парамагнитном слое Fe-Cr интерференци-

Рис.3. Атомносиловое/магнитосиловое изображения модифицированных областей пленок FeCr, полученных методом интерференционного лазерного спекания: (а), (с), (е) – топография отожженных областей при интенсивности облучения  $J = 0.3 \text{ Вт/см}^2$ ; (b), (d), (f) – соответствующие МСМ-изображения частиц. Высота съема изображения в резонансной моде  $z = 0.05 \text{ мкм}$

онным лазерным облучением, и соответствующие топографических изображениях (а, с, е) видны им МСМ-изображения показаны на рис.3. На модификации поверхности, имеющие эллиптичес-

кую форму. Этим модификациям соответствует выраженный МСМ-контраст (b, d, f). На рис.3b показано однородно-поляризованное остаточное состояние, полученное в результате насыщения элемента вдоль легкой оси в поле 500 Э. Бизвихревое состояние с косимметричным закреплением спинов было получено в экспериментах в результате перемагничивания элементов вдоль их короткой оси в поле 1000 Э (рис.3d). Интересно также отметить возможность получения одновихревого остаточного состояния (рис.3f) при перемагничивании в поперечном направлении в поле 750 Э. Таким образом, экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами микромагнитного моделирования.

4. Итак, микромагнитное моделирование показало, что намагниченная вдоль легкой оси частица при поперечном намагничении сохраняет остаточное состояние, определяемое эффектом косимметричного краевого закрепления спинов, вплоть до критического поля, выше которого происходит необратимый переход в состояние насыщения. Это поле существенно превышает поле переключения в продольном направлении. Оба критических поля уменьшаются при уменьшении толщины пленки.

После насыщения в поперечном направлении частица не возвращается в состояние полной поляризации. При этом возможны два типа остаточных состояний, одно из которых характеризуется распределением спинов с косимметричным закреплением на краях элемента, а другое соответствует полному размагничиванию частицы, и содержит либо два магнитных вихря по краям ромбовидного магнитостатического домена внутри частицы либо один вихрь в ее центре. Последний эффект согласуется с расчетами работы [1] для плоской пермаллоевой прямоугольной частицы с большим аспектным отношением, в которой показано, что после насыщения в поперечном направлении длинная прямоугольная частица разбивается на ряд противозакрученных магнитных вихрей. Приложение магнитного поля приводит к постепенному смещению вихрей к краям элемента и их исчезновению при переходе в насыщенное состояние. Эффект восстановления начального состояния зависит от направления поля намагничивания. При уменьшении размеров частицы эффект краевого закрепления спинов будет подавляться обменным взаимодействием и поведение частицы будет приближаться к модели Стонера–Вольфарта.

Основные особенности перемагничивания, полученные методом микромагнитного моделирования, согласуются с результатами МСМ-наблюдений. Так,

наблюдалась устойчивость к воздействию поперечного магнитного поля более мелких частиц и возникали полностью размагниченные частицы при обратном поперечном намагничивании после порогового насыщения в поперечном направлении. Теоретическая модель, однако, не учитывала особенностей образцов, выбранных для экспериментальных исследований процессов перемагничивания и остаточных состояний, а именно, влияния суперпарамагнитной фазы в пленке, окружающей ферромагнитные частицы, и образования кристаллических микровключений при большой интенсивности лазерного отжига. Суперпарамагнитная среда может играть роль магнитопровода для магнитного потока, создаваемого поляризованными магнитными частицами, что может приводить к дополнительному магнитостатическому взаимодействию частиц, меняющему поля их переключения. Для учета последнего механизма влияния на намагничивание решетки наночастиц требуется дополнительное исследование.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 02-02-16704, # 01-02-16445), Международного научно-технического центра (грант # 1522), INTAS (грант # 99-01839).

1. D. R. Fredkin, T. R. Koehler, J. F. Smyth, and S. Schultz, *J. Appl. Phys.* **69**, 5276 (1991).
2. R. Hertel and H. Kronmuller, *Phys. Rev.* **B60**, 7366 (1999).
3. S. Y. Chou, *Proc. IEEE* **85**, 652 (1997).
4. T. A. Savas, M. Farhoud, and H. I. Smith, *J. Appl. Phys.* **85**, 6160 (1999).
5. J.-G. Zhu and H. N. Bertram, *IEEE Trans. Magn.* **27**, 3553 (1991).
6. J.-L. Berchier, K. Solt, and T. Zajk, *J. Appl. Phys.* **55**, 487 (1984).
7. A. F. Popkov, L. L. Savchenko, N. V. Vorotnikova et al., *Appl. Phys. Lett.* **77**, 277 (2000).
8. А. Ф. Попков, Л. Л. Савченко, Н. В. Воротникова, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 555 (1999).
9. А. М. Алексеев, Ю. К. Веревкин, Н. В. Востоков и др., *Письма в ЖЭТФ* **73**, 192 (2001).
10. А. Ф. Попков, Н. В. Воротникова, А. Ю. Полозов, *Математическое моделирование* **11**, 54 (1999).
11. E. C. Stoner, and E. P. Wohlfarth, *Phil. Trans. Roy. Soc.* **A240**, 599 (1948).
12. P. Guethner, H. Mamin, and D. Rugar, *Magnetic force microscopy*, in the book: *Scanning Tunneling Microscopy II*, Springer-Ferlag, Berlin, Heidelberg, Eds. R. Wiesendander and H.-J. Gunherodt, 1992, p. 151.