

ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

С помощью численного моделирования распределения намагниченности получено строгое теоретическое обоснование влияния толщины и магнитной предыстории на доменную структуру пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией.

Ключевые слова: тонкие магнитные пленки, численное моделирование, доменная структура пленки, намагниченность, магнитная анизотропия

Тонкие магнитные пленки (ТМП) по сравнению с массивными ферромагнетиками обладают более разнообразным спектром конфигураций распределения намагниченности. В частности, в них наблюдаются комбинированные доменные границы, сочетающие неелевские и блоховские участки (доменные границы с перемычками), лабиринтная доменная структура, полосовая доменная структура, цилиндрические магнитные домены и т. д. Этим магнитным структурам после их экспериментального наблюдения было дано феноменологическое объяснение, но строгого теоретического обоснования из первых принципов в рамках теории микромагнетизма не было получено.

Одним из основных факторов влияющих на характер равновесного распределения намагниченности (при отсутствии внешнего магнитного поля) в ТМП или ультратонких пластинках является их толщина. В связи с этим цель настоящей работы: получить теоретическое обоснование из первых принципов экспериментально наблюдаемой зависимости распределения намагниченности в ТМП от толщины.

Анализ проводился в рамках теории микромагнетизма в квазидвумерной постановке методом, подробно изложенным в работах [1, 2]. Предполагалось, что поле намагниченности \mathbf{M} изменяется только в плоскости пленки и находится путем получения стационарных решений уравнения Ландау-Лифшица, которое можно записать в следующем безразмерном виде:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \alpha \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (1)$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M} / M_s$ – единичный вектор; $M_s = |\mathbf{M}|$;

$\tau = \gamma \mu_0 M_s t$; μ_0 – магнитная постоянная;

t – время; γ – гиромагнитное отношение;

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\nabla U + \frac{2A}{\mu_0 M_s^2 L^2} \Delta \mathbf{m} + \\ + \frac{2}{\mu_0 M_s^2} \mathbf{w}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{w})(K_1 + 2K_2(1 - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{w})^2)) -$$

вектор эффективного поля; A – константа обмена; L – характерный линейный размер (одна из сторон пластинки); K_1, K_2 – константы внутриобъемной анизотропии; \mathbf{w} – единичный вектор направления оси легкого намагничивания; U – потенциал собственного поля, выраженный в единицах LM_s . Дифференцирование в операторах ∇ и Δ проводится по координатам, выраженным в единицах L ; α – параметр, определяющий вклад диссипативного члена. Приводимые ниже результаты расчетов получены при $\alpha = 0.2$. На всех гранях пленки (пластинки) для уравнения (1) задается граничное условие отсутствия поверхностной энергии $\partial \mathbf{m} / \partial(-\mathbf{n}) = \mathbf{0}$, где \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности пленки, $\partial \mathbf{m} / \partial(-\mathbf{n})$ – производная вектора \mathbf{m} по направлению вектора $-\mathbf{n}$.

При численном решении уравнения (1) использовалась обычная явная конечно-разностная схема с постоянным пространственным шагом двумерной сетки. Расчеты проводились для гипотетической монокристаллической пленки с магнитными параметрами $A = 1.7 \times 10^{-11} \text{ J/m}$, $M_s = 1.275 \times 10^6 \text{ A/m}$, $K_1 = 8.1 \times 10^5 \text{ J/m}^3$, $K_2 = 1.2 \times 10^5 \text{ J/m}^3$. Ось легкого намагничивания пленки была ориентирована ортогонально плоскости. В представленных на рисунках результатах расчетов серым цветом показаны области, в которых поле намагниченности ориентировано преимущественно вверх от плоскости пленки. В светлых областях поле намагниченности ориентировано преимуще-

ственно вниз. В темных областях (доменных границах) поле преимущественно лежит в плоскости пленки.

Из начального состояния со случайной ориентацией векторов \mathbf{m} , моделирующего размагничивание образца переменным внешним полем, в пленках толщиной 5 и 10 нм возникали лабиринтные структуры, показанные на рис. 1. Оказалось, что при увеличении толщины пленки от 5 до 10 нм ширина доменов уменьшается в 1.3–1.6 раз.

Аналогичные результаты наблюдались и в экспериментальных исследованиях, в частности, на пленках *FePd* [3]. Для сравнения нами были проведены расчеты доменной структуры для пленки *FePd* толщиной 11.5 нм. На рис. 2 показаны фрагменты экспериментально наблюдаемой доменной структуры (а) и расчетной (б). При расчете использовались значения магнитных параметров $K_1 = 1.5 \times 10^6 \text{ J/m}^3$,

$K_2 = 0 \text{ J/m}^3$ и $M_s = 1.03 \times 10^6 \text{ A/m}$, которые получены авторами работы [3] на тех же образцах пленок, на которых наблюдались доменные структуры, показанные на рис. 2 а. Значение константы обмена A для *FePd* составляло $6.9 \times 10^{-12} \text{ J/m}$ [4].

Следует заметить, что на размер доменов влияет и выбранное для расчетов начальное (неравновесное) состояние. Для примера нами были рассмотрены пленки размером $900 \times 450 \times 10 \text{ нм}$. В качестве начального состояния задавалась симметричная структура из 21 полосы (рис. 3 а), в которой ширина полос примерно соответствовала ширине доменов показанных на рис. 1 б.

В результате полосы искривились только у краев пластинки (рис. 3 б). Аналогичный результат получился и для 18 полос. Но если в начальном состоянии количество полос уменьшить до 8 (что соответствует увеличению ши-



Рисунок 1. Лабиринтная доменная структура пленки размером $900 \times 450 \times 5 \text{ нм}$ (а) и $900 \times 450 \times 10 \text{ нм}$ (б). Расчетная сетка содержит 241×121 точек.



Рисунок 2. (а) – фрагмент доменной структуры размером $400 \times 400 \times 11.5 \text{ нм}$ [3]; (б) – доменная структура в пленке *FePd* размером $400 \times 400 \times 11.5 \text{ нм}$, рассчитанная на сетке 301×301 точек.

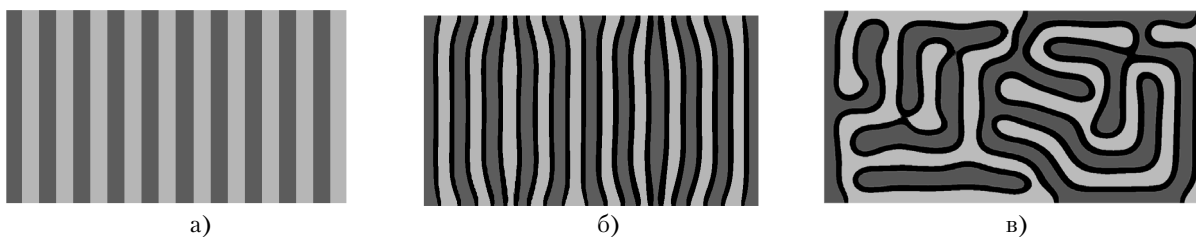


Рисунок 3. Доменные структуры в пленке размером $900 \times 450 \times 10 \text{ нм}$, полученные из начального состояния типа (а) при 21 (б) и при 8 (в) полосах. Расчетная сетка содержит 241×121 точек.

рины полос), то полосовая доменная структура распадается и возникает лабиринтная структура (рис. 3 в), аналогичная полученной из хаотического состояния по форме и размеру доменов (рис. 1 б).

Как показано в работе [3], предварительное воздействие магнитными полями влияет на равновесный вид доменной структуры, что соответствует в нашем случае различным начальным со-

стояниям при расчетах. Это обстоятельство объясняет неоднозначные экспериментальные результаты, получаемые на одних и тех же образцах.

Таким образом, впервые, в рамках теории микромагнетизма на основе численного моделирования получено обоснование влияния толщины, а также магнитной предыстории на характер равновесной доменной структуры ферромагнетиков.

28.09.2010 г.

Список использованной литературы:

1. Tolstobrov Yu.V., Manakov N.A., Cheremissin A.A. Effect of the Method of Minimization of the Free-Energy Functional on the Results of Micromagnetic Modeling // Physics of Metals and Metallography. – 2004. – Vol. 98. – P. 16-22.
2. Tolstobrov Yu.V. Micromagnetic Simulation of the Magnetization Distribution in a Thin Plate // Physics of Metals and Metallography. – 2008. – Vol. 106. – P. 3-6.
3. Gehanno, V. Magnetic susceptibility and magnetic domain configuration as a function of the layer thickness in epitaxial FePd(001) thin films ordered in the $L1_0$ structure / V. Gehanno, Y. Samson, A. Marty, B. Gilles, A. Chamberod // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – Vol. 172. – P. 26-40.
4. Aitchison P.R. High resolution measurement and modeling of magnetic domain structures in epitaxial FePd (001) $L1_0$ films with perpendicular magnetisation / P.R. Aitchison, J.N. Chapman, V. Gehanno, I.S. Weir, M.R. Scheinfein, S. McVitie, A. Marty // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – Vol. 223. – P. 138-146.

Сведения об авторах:

Манаков Николай Александрович, заведующий кафедрой общей физики Оренбургского государственного университета, доктор физико-математических наук, профессор
E-mail: mna@house.osu.ru, тел.: 8(3532) 56-06-04

Толстобров Юрий Вениаминович, доцент кафедры математики Алтайской государственной академии образования им. В.М. Шукшина, кандидат физико-математических наук, доцент
Тел. (3854) 31-32-49, e-mail: agnty@yourline.ru

Герасимов Федор Александрович, аспирант Алтайской государственной академии образования им. В.М. Шукшина, e-mail: blazer84@mail.ru, тел.: 8-962-807-54-88

UDC 537.611.4

Manakov N.A., Tolstobrov Yu.V., Gerasimov F.A.

INFLUENCE OF THICKNESS ON THE DOMAIN STRUCTURE OF THIN MAGNETIC FILMS

With the aid of numerical simulation of the magnetization distribution we obtained a rigorous theoretical basis for the influence of thickness and magnetic pre-history of the domain structure of films with perpendicular magnetic anisotropy.

Keywords: thin magnetic films, numerical simulation, the domain structure of the film, magnetization, magnetic anisotropy.

Bibliography:

1. Tolstobrov Yu.V., Manakov N.A., Cheremissin A.A. Effect of the Method of Minimization of the Free-Energy Functional on the Results of Micromagnetic Modeling // Physics of Metals and Metallography. – 2004. – Vol. 98. – P. 16-22.
2. Tolstobrov Yu.V. Micromagnetic Simulation of the Magnetization Distribution in a Thin Plate // Physics of Metals and Metallography. – 2008. – Vol. 106. – P. 3-6.
3. Gehanno, V. Magnetic susceptibility and magnetic domain configuration as a function of the layer thickness in epitaxial FePd(001) thin films ordered in the $L1_0$ structure / V. Gehanno, Y. Samson, A. Marty, B. Gilles, A. Chamberod // J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – Vol. 172. – P. 26-40.
4. Aitchison P.R. High resolution measurement and modeling of magnetic domain structures in epitaxial FePd (001) $L1_0$ films with perpendicular magnetisation / P.R. Aitchison, J.N. Chapman, V. Gehanno, I.S. Weir, M.R. Scheinfein, S. McVitie, A. Marty // J. Magn. Magn. Mater. – 2001. – Vol. 223. – P. 138-146.