

05,13

Двумерное микромагнитное моделирование доменных структур в пленках с комбинированной анизотропией

© М.Н. Дубовик^{1,2}, В.В. Зверев², Б.Н. Филиппов¹

¹ Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, Россия

E-mail: dubovik@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 27 марта 2013 г.)

Путем численного микромагнитного моделирования в рамках двумерной модели распределения намагниченности исследован процесс трансформации доменной структуры пленок микронной толщины при изменении константы одноосной наведенной анизотропии с осью легкого намагничивания, перпендикулярной поверхности пленки. Рассмотрен случай, когда кроме одноосной магнитной анизотропии в пленке присутствует кристаллографическая четырехосная анизотропия. Детально исследована перестройка открытой доменной структуры в структуру с замкнутым внутри образца магнитным потоком, получены новые типы доменных структур и доменных границ (вихреподобные 109- и 90-градусные).

Работа поддержана грантами РФФИ № 11-02-00931 и ОФН РАН 12-Т-2-1007.

1. Введение

Изучение нелинейных процессов, ответственных за формирование доменных границ (ДГ) и доменной структуры (ДС) в магнетиках, имеет значительный научный интерес, позволяя предсказывать практически важные характеристики новых магнитных материалов. Это, в частности, создает основу для развития и совершенствования технологий хранения и обработки информации, записываемой на магнитные носители. Теоретическое исследование указанных процессов связано, однако, с необходимостью решать сложные системы нелинейных дифференциальных уравнений. Получение аналитических решений для уравнений такого типа возможно лишь в исключительных случаях, после введения целого ряда упрощающих предположений (обычно существенно искажающих первоначальную постановку задачи). По этой причине в настоящее время для решения задач рассматриваемого вида широко используется микромагнитное численное моделирование [1–6].

Одним из факторов, определяющих характер ДС и ДГ в образце ограниченных размеров, является тип и величина магнитной анизотропии. В настоящее время структура ДГ с дву- и трехмерным распределением намагниченности детально исследованы в магнитоодноосных пленках как с перпендикулярной [7–10], так и с плоскостной [1,2,11,12] анизотропией. При этом в случае перпендикулярной анизотропии рассматривались пленки с фактором качества $Q = K/2\pi M_s^2$ (K -константа анизотропии, M_s — намагниченность насыщения) как большим [7–10], так и меньшим [13] единицы. Во всех случаях было установлено, что имеются существенные отличия свойств таких ДГ от свойств одномерной микромагнитной структуры, впервые рассчитанной в [14],

и называемой обычно стенкой Блоха. Так в магнитоодноосных пленках с перпендикулярной анизотропией и с $Q > 1$ доменные стенки обладают приповерхностными неелевскими участками, т.е. участками с намагниченностью \mathbf{M} , параллельной граничным поверхностям пленки и перпендикулярной плоскости ДГ. При этом на противоположных сторонах пленки \mathbf{M} ориентирована в противоположных направлениях, что дало основание называть такие стенки скрученными ДГ [15]. Вдали от поверхностей пленки распределение намагниченности в таких ДГ приближается к характерному для блоховских стенок. В целом, таким образом, возникает замкнутый внутри пленки симметричный разворот намагниченности. В доменах, разделяемых такими ДГ, намагниченность выходит на поверхность пленки (открытая структура), образуя магнитостатические полюса. Внешне сходная структура изолированной ДГ была получена в [13] для пленки с перпендикулярной анизотропией, но с $Q < 1$. Однако в данном случае сама ДГ оказывается сильно растянутой и неелевские участки на поверхности пленки имеют значительно больший объем, чем в случае $Q > 1$. Интересные результаты были получены для пленок с одним из типов комбинированной анизотропии: осью легкого намагничивания (ОЛН), наклоненной к поверхности, и одноосной плоскостной анизотропией. Такая необычная анизотропия возникает в результате косоугольного напыления пленок с фактором качества $Q < 1$ [16]. В этом случае могут возникать замкнутые структуры намагниченности с неелевскими участками над ДГ и с приповерхностными разворотами намагниченности в доменах при переходе от одной ДГ к другой. Заметим, что хотя распределение \mathbf{M} в этом случае напоминает замкнутую структуру Ландау и Лифшица [14], они не эквивалентны. Были обнаружены три возможные жесткие

полосовые структуры, отличающиеся расположением центральных поверхностей ДГ относительно друг друга.

В магнитоодноосных пленках с плоскостной анизотропией были найдены асимметричные вихреподобные ДГ с двумерным распределением \mathbf{M} и почти замкнутым магнитным потоком [1,2,11,12]. Аналогичные ДГ найдены также и в монокристаллических пленках с решеткой кубической симметрии (см. [13] и ссылки в ней). При этом оказалось, что существенное влияние на структуру ДГ оказывает ориентация поверхностей пленок относительно кристаллографических осей. В частности показано, что в зависимости от толщины пленок при определенной ориентации поверхности и кристаллографических осей могут возникать многовихревые структуры. Данный результат указывает на то, что имеется необходимость исследования многомерных структур намагниченности и в магниточетырехосных пленках. Такой тип анизотропии имеют пленки иттриевого феррита-граната или никеля. ДГ с многомерным распределением намагниченности в пленках указанного типа до сих пор не рассматривались. Однако можно ожидать, что в этих пленках, так же как и в магнитотрехосных пленках материалов типа железа, могут возникать свои нетривиальные особенности строения ДГ. Отметим, что в [17] был оценен вклад четырехосной анизотропии в энергию изолированной скрученной ДГ.

Другая актуальная задача заключается в исследовании процесса перестройки ДС, происходящей по мере уменьшения фактора качества от значения, большего единицы, до значения, меньшего единицы. Имеется возможность объединения двух сформулированных задач путем рассмотрения пленок, обладающих одновременно четырехосной кристаллографической и одноосной перпендикулярной наведенной анизотропией. Следует отметить, что такие пленки существуют реально (пленки иттриевого феррита граната с редкоземельными добавками [18]).

Как правило, в реально существующих пленках кристаллографическая анизотропия мала по сравнению с наведенной одноосной, однако результаты, представленные в данном сообщении, выходят за рамки такого ограничения. Оправданием этому является отсутствие причин, которые могли бы не позволить получить пленки с любым соотношением наведенной и четырехосной кристаллографической анизотропий. Единственное ограничение, использованное нами при проведении расчетов, состоит в том, что поверхность пленки совпадает с кристаллографической плоскостью типа (111). Заметим, что такие пленки также существуют реально.

2. Постановка задачи

Рассмотрим магнитную пленку с линейными размерами L_x, L_y, L_z . Пусть координатные оси x и z лежат параллельно поверхности пленки, а ось y , направленная вдоль нормали к указанной поверхности, совпадает с кристаллографическим направлением $[111]$. В данном

сообщении не будут рассматриваться переходные магнитные структуры с существенно трехмерным распределением намагниченности (блеховские линии и точки на двумерных ДГ). Поэтому можно считать, что $L_z \rightarrow \infty$ и намагниченность \mathbf{M} является функцией двух координат:

$$\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{M_s} = \mathbf{m}(x, y) \text{ (двумерная модель).}$$

Равновесное распределение \mathbf{m} может быть найдено путем минимизации функционала полной энергии системы на единицу длины вдоль оси z . Будем учитывать обменное, магнитно-анизотропное и магнитостатическое взаимодействия. С учетом сказанного, выражение для функционала энергии имеет следующий вид:

$$E = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} (f_e + f_m + f_a) dx dy, \quad (1)$$

$$f_e = A \left\{ \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 \right\}, \quad f_m = -\frac{1}{2} M_s \mathbf{m} \mathbf{H}^{(m)},$$

$$f_a = K_u (m_x^2 + m_y^2) + K_1 \left(\frac{1}{4} m_x^4 + \frac{1}{3} m_y^4 + \frac{1}{4} m_z^4 - \frac{\sqrt{2}}{3} \sin 3\varphi m_x^3 m_y + \frac{\sqrt{2}}{3} \cos 3\varphi m_y m_z^3 + \frac{1}{2} m_x^2 m_z^2 - \sqrt{2} \cos 3\varphi m_x^2 m_y m_z + \sqrt{2} \sin 3\varphi m_x m_y m_z^2 \right),$$

где f_e, f_m, f_a — соответственно объемные плотности энергий обменного, магнитостатического и магнитно-анизотропного взаимодействий, A — обменный параметр, $\mathbf{H}^{(m)}$ — магнитостатическое поле, получаемое решением уравнений магнитостатики с обычными граничными условиями, K_u — константа одноосной анизотропии, K_1 — константа четырехосной анизотропии, φ — угол между осью z и кристаллографическим направлением $[11\bar{2}]$ (см. рис. 1). Выражение для вклада

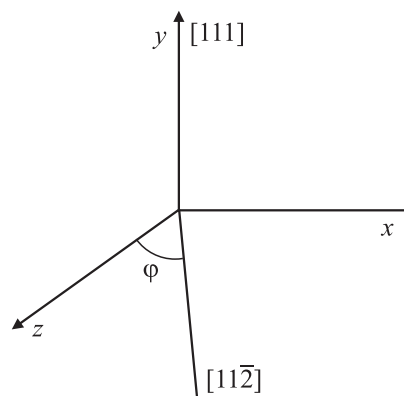


Рис. 1. Ориентация кристаллографических направлений и осей координат.

в плотность энергии магнито-анизотропного взаимодействия, отвечающего четырехосной анизотропии, получается в результате перехода от системы координат, связанной с кристаллографическими осями [100], [010], [001] (компоненты с тильдой), к системе координат, связанной с пленкой (компоненты без тильды)

$$\begin{aligned}\tilde{m}_x &= \frac{1}{\sqrt{3}} m_y + \frac{1}{\sqrt{6}} (m_z \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{2}} (m_x \cos \varphi - m_z \sin \varphi), \\ \tilde{m}_y &= \frac{1}{\sqrt{3}} m_y + \frac{1}{\sqrt{6}} (m_z \cos \varphi + m_x \sin \varphi) \\ &\quad + \frac{1}{\sqrt{2}} (m_x \cos \varphi - m_z \sin \varphi), \\ \tilde{m}_z &= \frac{1}{\sqrt{3}} m_y - \sqrt{\frac{2}{3}} (m_z \cos \varphi + m_x \sin \varphi),\end{aligned}\quad (2)$$

если считать, что в системе координат, связанной с кристаллографическими осями, энергия четырехосной анизотропии имеет стандартный вид

$$K_1(\tilde{m}_x^2 \tilde{m}_y^2 + \tilde{m}_y^2 \tilde{m}_z^2 + \tilde{m}_z^2 \tilde{m}_x^2), \quad K_1 < 0. \quad (3)$$

В дальнейшем, если это не оговорено особо, мы будем пользоваться системой координат, связанной с пленкой (рис. 1) и ограничимся рассмотрением случая $\varphi = 0$.

При сделанных предположениях численное моделирование доменной структуры в пленке можно выполнить с помощью одного из двух подходов. Первый состоит в наложении периодических граничных условий вдоль оси x . В этом случае период наблюдаемой ДС должен быть равен L_x/N , $N = 1, 2, 3, \dots$, так что возникает необходимость подбирать L_x таким образом, чтобы достигался минимум (1). Такой способ расчета был реализован в [9,10] для пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией и в [16] для пленок с наклонной анизотропией. Второй подход заключается в том, что размер пленки вдоль оси x выбирается конечным, но настолько большим, чтобы рассчитанная ДС имела достаточно универсальный характер. В данной работе нами применяется второй подход.

При проведении расчетов использовались следующие значения параметров: $L_y = 1 \mu\text{m}$ (толщина пленки), $L_x = 6 \mu\text{m}$ (если не оговорено иное), $A = 4.15 \cdot 10^{-7} \text{ erg/cm}$, $M_x = 140 \text{ G}$, $K_1 = -6500 \text{ erg/cm}^3$ (параметры, характерные для YIG). Величина K_u считалась переменной и изменялась в диапазоне от $2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ до нуля с минимальным шагом 1000 erg/cm^3 . Для каждого ненулевого значения K_u сопоставлялись результаты вычислений, выполненных при наличии и при отсутствии четырехосной анизотропии ($K_1 = 0$). Расчеты производились с использованием пакета программ OOMMF [19,20] с дискретизацией на прямоугольной сетке с шагом 5 nm по каждой координате, не превышающим размера абсолютной однодоменности $\sim \sqrt{A/2\pi M_s^2}$.

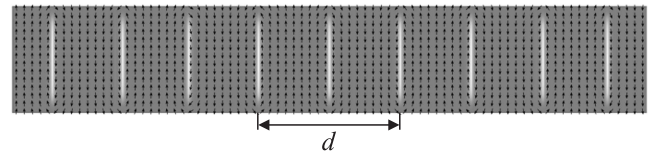


Рис. 2. Полное равновесное распределение намагниченности в плоскости xy . Переход от белого цвета к серому соответствует изменению от $m_z = -1$ к $m_z = 0$. $K_u = 2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = -6500 \text{ erg/cm}^3$.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 2 показано распределение намагниченности в плоскости xy , полученное при $K_u = 2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ и представляющее собой периодическую ДС, в которой домены с $\mathbf{m}(0, 1, 0)$ и $\mathbf{m}(0, -1, 0)$ разделены обычными скрученными ДГ. Период d ДС, соответствующий минимуму (1), далее будем обозначать d_m . Величина d_m определялась из расчетной зависимости $\gamma(d)$, где $\gamma = E/L_x$ — полная энергия системы на единицу площади в плоскости xz (рис. 3, а). При больших значениях K_u наличие четырехосной анизотропии не оказывает существенного влияния на величину d_m и на распределение намагниченности в доменах и ДГ. Для $K_u = 2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ были также проведены расчеты при $L_x = 12 \mu\text{m}$. Для этого случая было получено значение d_m , отличающееся всего на 5% от значения указанной величины при $L_x = 6 \mu\text{m}$. На рис. 3, б показана зависимость $d_m(K_u)$. Видно, что первоначально при уменьшении K_u период d_m ДС немного уменьшается, что объясняется простым понижением энергии ДГ. За счет этого становится возможным понижение магнито-статической энергии всей ДС из-за разбиения пленки на большее число доменов. Затем, однако, d_m начинает резко возрастать, что обусловлено качественным изменением характера распределения \mathbf{m} в расчетной области, описанным ниже.

При уменьшении K_u намагниченность в доменах постепенно отклоняется возле поверхностей пленки от направления y (вдали от поверхностей и от ДГ по-прежнему имеем $\mathbf{m}(0, \pm 1, 0)$, см. рис. 4, а), уменьшая плотность магнито-статических полюсов на этих поверхностях и снижая, таким образом, магнито-статическую энергию. С дальнейшим уменьшением константы одноосной анизотропии упомянутые области, в которых \mathbf{m} отклонена от направления ОЛН, разрастаются, а угол отклонения увеличивается вплоть до того, что намагниченность у поверхности ложится в плоскость xz . Вместе с тем, области ДГ расширяются вдоль оси x , а d_m растет. Перечисленные процессы в совокупности приводят к формированию распределения намагниченности с замкнутым внутри образца магнитным потоком. Относительная магнито-статическая составляющая полной энергии такого распределения мала. Данное распределение \mathbf{m} (рис. 4, б и в) напоминает структуру

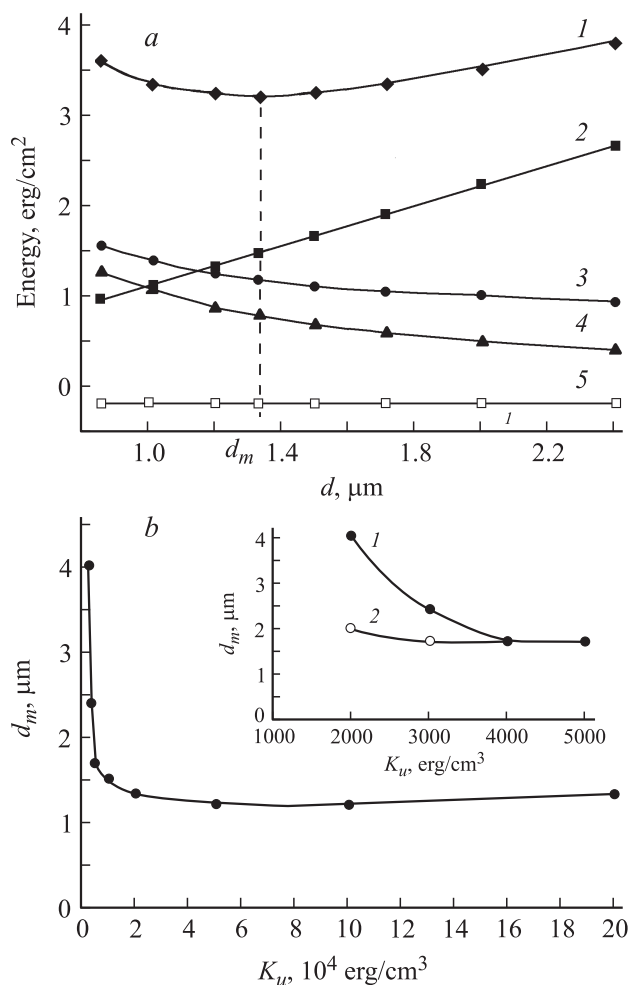


Рис. 3. Зависимость полной (1), магнитостатической (2), магнитно-анизотропной, связанной с одноосной анизотропией (3), обменной (4), магнитно-анизотропной, связанной с четырехосной анизотропией (5), энергий рассматриваемой системы в расчете на единицу площади в плоскости xz от периода ДС, $K_u = 2 \cdot 10^5$ erg/cm³, $K_1 = -6500$ erg/cm³ (a). Зависимость периода ДС, соответствующего состоянию с минимальной энергией, от константы одноосной анизотропии, $K_1 = -6500$ erg/cm³ (1), $K_1 = 0$ (2) (b).

Ландау и Лифшица, однако имеет существенные отличия от последней. Для анализа этих отличий удобно использовать схему, изображенную на рис. 4, d. Толщины ДГ здесь нельзя считать малыми по отношению к размерам доменов. В окрестности линий AB и DE расположены скрученные ДГ с двумерной структурой. В точках C, C_1, C_2, F, F_1, F_2 направление \mathbf{m} коллинеарно направлению оси z . Линии BC, CD, EF, FA можно рассматривать, как 90-градусные ДГ. Наименьшей энергией обладает структура, в которой направления намагниченности на всех линиях типа AB и в точках типа C, F совпадают. При этом вдоль всех линий типа BC \mathbf{m} отклоняется из плоскости xu в одну и ту же сторону, понижая обменную энергию. В случае структуры, иллюстрируемой рис. 5, на линии AB $\mathbf{m}(0, 0, 1)$, а в точке C $\mathbf{m}(0, 0, -1)$,

из-за чего намагниченность должна развернуться на 180° вдоль линии BC . Это увеличивает обменную энергию, так что такая структура является метастабильной. Также метастабильной является структура, в которой все области на линиях типа AB намагничены одинаково (скрученные ДГ имеют одинаковую поляризацию), а направления намагниченности в точках типа C, F чередуются. Очевидно, впрочем, что обстоятельства могут измениться при уменьшении размера L_z . Расчеты, выполненные для $K_1 = 0$ и неизменных прочих параметров, приводят к сходным распределениям намагниченности. Таким образом, четырехосная магнитная анизотропия при выбранном соотношении K_1 и K_u не играет определяющей роли в формировании структур, изображенных на рис. 2–5.

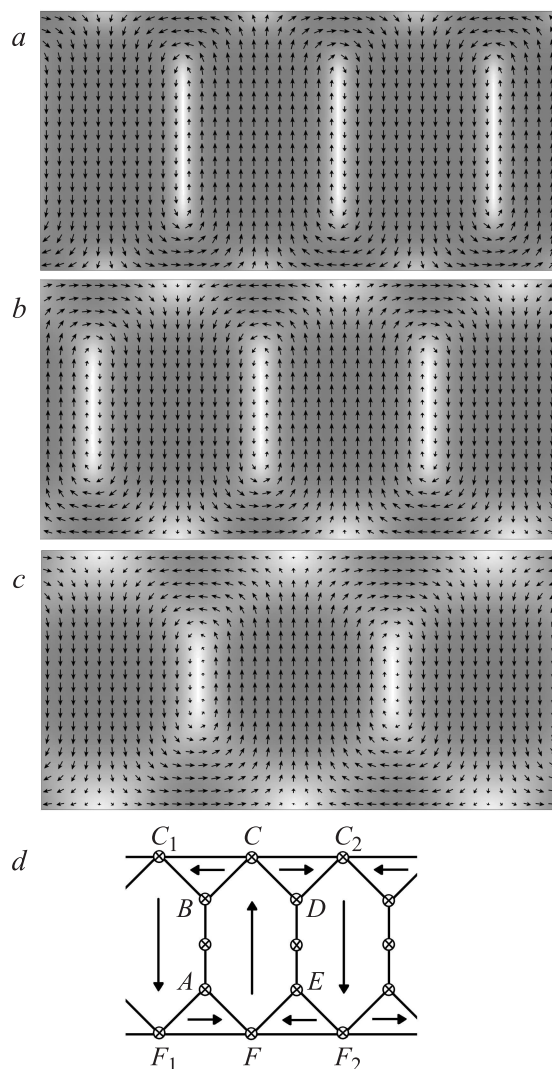


Рис. 4. Фрагменты равновесного распределения намагниченности при $K_u = 4 \cdot 10^4$ erg/cm³ (a), $K_u = 2 \cdot 10^4$ erg/cm³ (b), $K_u = 10^4$ erg/cm³ (c) в плоскости xu . Переход от белого цвета к серому соответствует изменению от $m_z = -1$ к $m_z = 0$. Схематичная иллюстрация равновесного распределения намагниченности в плоскости xu при $K_u = 10^4$ erg/cm³, $K_1 = -6500$ erg/cm³.

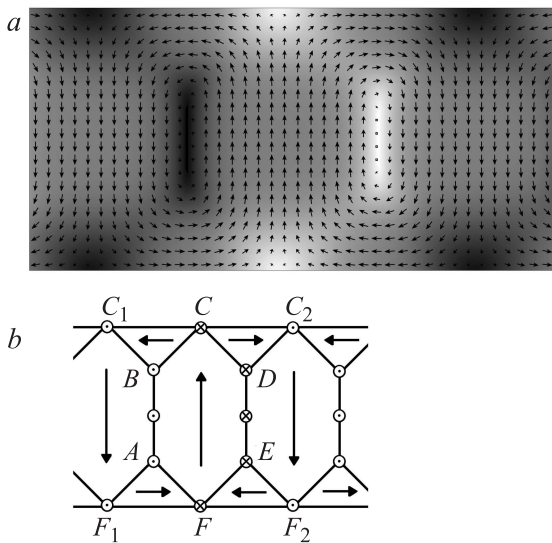


Рис. 5. Фрагмент (a) и схематичная иллюстрация (b) равновесного распределения намагниченности в плоскости xy (метастабильный случай). Переход от белого цвета к черному соответствует изменению от $m_z = -1$ к $m_z = 1$. $K_u = 10^4 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = -6500 \text{ erg/cm}^3$.

Распределения намагниченности, похожие на изображенные на рис. 4, b и c, были получены в [16], однако имеются существенные отличия: из-за наличия наклонной к плоскости пленки ОЛН в [16] имело место отклонение \mathbf{m} от направления y в областях типа $ABCDEF$. Это отклонение в конечном итоге приводило к тому, что направления \mathbf{m} в точках типа C, F чередовались.

Следует отметить, что, хотя время проведения расчетов можно существенно уменьшить за счет выбора подходящих начальных распределений намагниченности, удавалось получить периодическое распределение \mathbf{m} даже при неперiodических начальных конфигурациях.

Четырехосная магнитная анизотропия оказывает существенное влияние на соответствующее минимуму γ распределение \mathbf{m} при $K_u \leq 3000 \text{ erg/cm}^3$. Как видно из рис. 6, характер ДС для $\gamma = \gamma(d_m)$ (рис. 7, a), при этом коренным образом меняется. Для анализа полученной структуры вновь воспользуемся ее схематичным представлением (рис. 6, c). Теперь в центральной части пленки чередуются домены с $\mathbf{m}(0, 1, 0)$ и с $\mathbf{m}(0, -\frac{1}{3}, -\frac{2\sqrt{2}}{3})$, изображенные на рис. 6, c областями типа $ABCD$ и CEA_1F соответственно. Направление $\mathbf{m}(0, -\frac{1}{3}, -\frac{2\sqrt{2}}{3})$ параллельно одной из ОЛН, соответствующей четырехосной анизотропии при $\varphi = 0$, а именно кристаллографическому направлению $[11\bar{1}]$. Ближе к поверхности пленки расположены области типа BCE и DCF , замыкающие магнитный поток. Такое распределение \mathbf{m} существенно понижает магнитостатическую энергию образца при достаточно низкой суммарной энергии магнитной анизотропии (рис. 7, b). Как и для структур, обсуждаемых выше, наименьшей энергией обладает ДС, в которой направления намагни-

ченности во всех точках типа A, B, C, D, E, F совпадают (обратим еще раз внимание на то, что этот результат касается $L_z \rightarrow \infty$). Области типа $ABCD$ имеют меньшие размеры, чем области типа CEA_1F . У поверхности пленки в окрестностях точек B, E, D, F намагниченность ориентирована против направления оси z . Угол между этим направлением и направлением \mathbf{m} для области $ABCD$ больше, чем для области CEA_1F , поэтому градиент и дивергенция \mathbf{m} (и, следовательно, плотности обменной и магнитостатической энергий) при приближении к поверхности пленки растут сильнее в первой из упомянутых областей. Это и служит причиной их разной протяженности. Заметим, что рис. 6, c является лишь упрощенной схемой, облегчающей восприятие, на самом деле направление \mathbf{m} в ДС, изображенной на рис. 6, a, меняется плавно, так что намагниченность имеет точно значения $\mathbf{m}(0, 1, 0)$, $\mathbf{m}(0, -\frac{1}{3}, -\frac{2\sqrt{2}}{3})$ лишь в центральной части областей $ABCD$ и CEA_1F .

Было установлено, что ДС, иллюстрируемая рис. 6, устойчива к малым изменениям угла φ в окрестности нуля, локальный минимум энергии γ соответствует при этом $\varphi = 0$ (рис. 7, c). При $3000 \text{ erg/cm}^3 < K_u < 6000 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = -6500 \text{ erg/cm}^3$ данная ДС существовала, как метастабильная (стабильной была структура, подобная показанной на

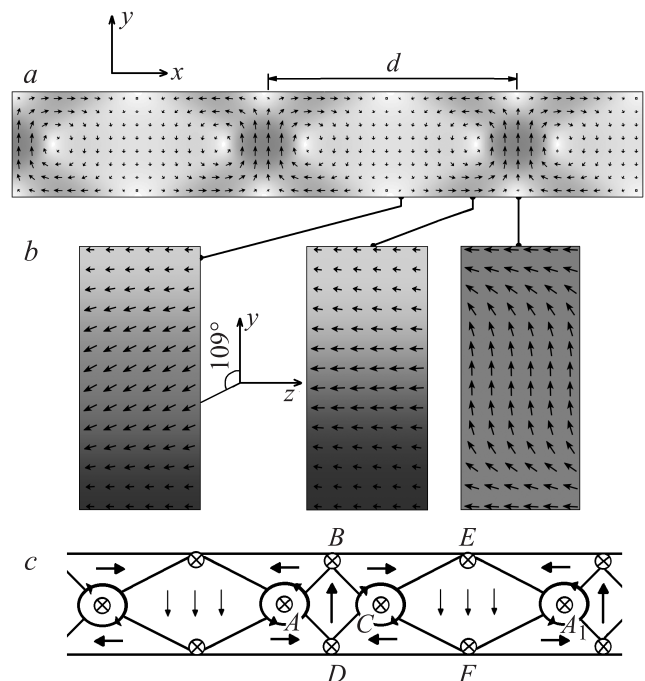


Рис. 6. Полное равновесное распределение намагниченности в плоскости xy . Переход от белого цвета к серому соответствует изменению от $m_z = -1$ к $m_z = 0$ (a). Фрагменты равновесного распределения намагниченности в плоскости yz . Переход от белого цвета к черному соответствует изменению от $m_x = -1$ к $m_x = 1$ (b). Схематичная иллюстрация равновесного распределения намагниченности в плоскости xy (c). $K_u = 3000 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = -6500 \text{ erg/cm}^3$.

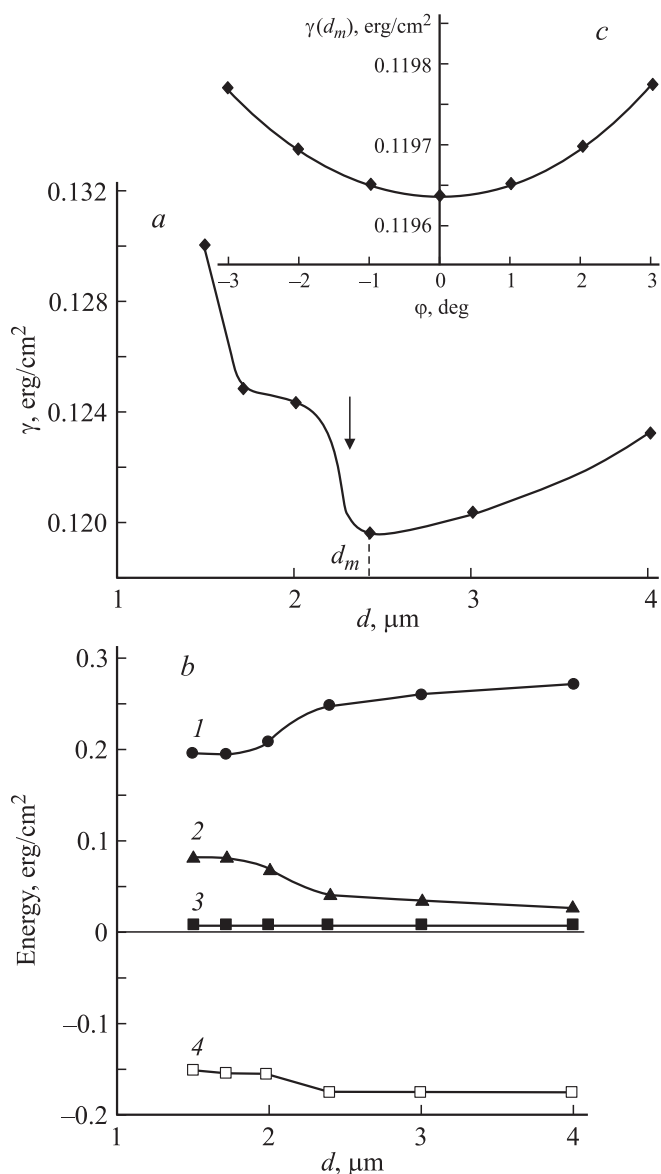


Рис. 7. Зависимость полной энергии $\gamma = E/L_x$ рассматриваемой системы в расчете на единицу площади в плоскости xz от периода ДС (а), а также аналогичные зависимости для магнитно-анизотропной, связанной с одноосной анизотропией (1), обменной (2), магнитостатической (3), магнитно-анизотропной, связанной с четырехосной анизотропией (4), составляющих γ (b). Левее черной стрелки существуют ДС со 180-градусными ДГ, правее — со 109-градусными ДГ. Зависимость γ от малых изменений угла ϕ при $d = d_m$ (c). $K_u = 3000 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = -6500 \text{ erg/cm}^3$.

рис. 4, c), при дальнейшем повышении K_u становилась нестабильной.

Области $ABCD$ и CEA_1F разделены ДГ совершенно нового типа — вихреподобными 109-градусными стенками (рис. 6, b). Данные ДГ имеют особенность, отличающую их от обычных скрученных ДГ (рис. 4) и от вихреподобных 180-градусных ДГ, характерных для геометрии с ОЛН, лежащей в плоскости пленки (см., на-

пример, [1,2,11,12]). Эта особенность заключается в том, что поляризация 109-градусной вихреподобной ДГ (понимаемая как ± 1 для двух возможных значений намагниченности $\mathbf{m}(0, 0, \pm 1)$ в точках A, C, A_1 на рис. 6, c) не может принимать значения произвольным образом, а определяется ориентацией \mathbf{m} в соседних доменах. В случае, иллюстрируемом рис. 6, в точках типа A, C, A_1 намагниченность может быть направлена только против направления оси z . Аналогичная ДГ с противоположной поляризацией (\mathbf{m} имеет направление оси z в упомянутых точках) при $\phi = 0$ будет разделять домены с $\mathbf{m}(0, -1, 0)$ и $\mathbf{m}(0, \frac{1}{3}, \frac{2\sqrt{2}}{3})$. ДС с такими доменами энергетически эквивалентна изображенной на рис. 6. Возможны также метастабильные промежуточные варианты, пример одного из них показан на рис. 8.

Для $K_u = 3000 \text{ erg/cm}^3$ описанные результаты были воспроизведены также при $L_x = 12 \mu\text{m}$ (т.е. и в этом случае получены ДС со стенками того же типа и тем же значением d_m). Открытым остается вопрос о влиянии магнитострикции на устойчивость 109-градусных ДГ. Возможно, однако, что в рассматриваемой ситуации имеет место аналогия со случаем кубических кристаллов, когда в рамках одномерной модели распределения \mathbf{m} магнитострикция играет определяющую роль в формировании ДГ (препятствуя распаду 180-градусной стенки на две 90-градусных), но не играет такой же роли при переходе к двумерной модели.

Для $K_1 = 0$ структуры, подобные изображенным на рис. 6, 8, неустойчивы. Вместо них от $K_u = 10^4 \text{ erg/cm}^3$ вплоть до $K_u = 2000 \text{ erg/cm}^3$ сохраняется ДС, сходная с показанной на рис. 4, c. При этом с уменьшением константы одноосной анизотропии в данной ДС происходят следующие изменения: немного увеличивается d_m (рис. 3, b), растут относительные размеры областей типа BC_1C и AF_1 (рис. 4, d), ДГ расширяются вдоль оси x , намагниченность в областях типа $ABCDEF$ постепенно начинает отклоняться от направления ОЛН (оси y). Описанные изменения, влекущие за собой снижение магнитостатической и обменной энергий при все большем ослаблении влияния магнитно-анизотропного взаимодействия, ведут к формированию при $K_u = 2000 \text{ erg/cm}^3$ структуры, изображенной на рис. 9. При этом во всей

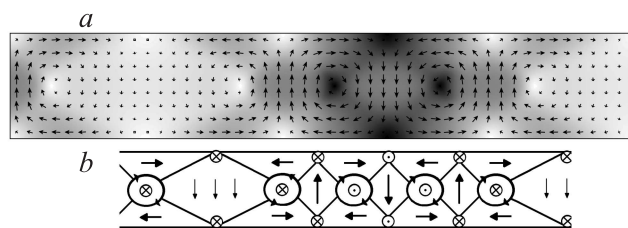


Рис. 8. Полное равновесное распределение намагниченности (a) и его схематичная иллюстрация (b) в плоскости xu (метастабильный случай). Переход от белого цвета к черному соответствует изменению от $m_z = -1$ к $m_z = 1$. $K_u = 3000 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = -6500 \text{ erg/cm}^3$.

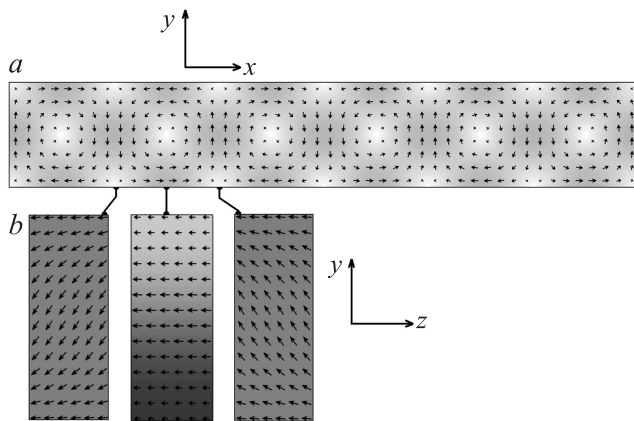


Рис. 9. Полное равновесное распределение намагниченности в плоскости xu . Переход от белого цвета к серому соответствует изменению от $m_z = -1$ к $m_z = 0$ (а). Фрагменты равновесного распределения намагниченности в плоскости yz . Переход от белого цвета к черному соответствует изменению от $m_x = -1$ к $m_x = 1$ (б). $K_u = 2000 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = 0$.

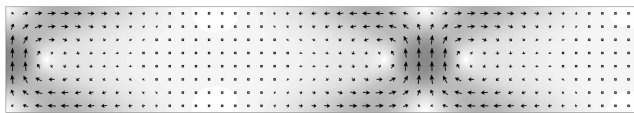


Рис. 10. Полное равновесное распределение намагниченности в плоскости xu . Переход от белого цвета к серому соответствует изменению от $m_z = -1$ к $m_z = 0$. $K_u = 2000 \text{ erg/cm}^3$, $K_1 = -6500 \text{ erg/cm}^3$.

расчетной области намагниченность \mathbf{m} отклоняется от плоскости xu , образуя тупой (либо острый) угол с осью z , и нигде не направлена вдоль ОЛН. Как видно, домены и ДГ в такой структуре имеют настолько близкие размеры, что само мысленное разделение этих элементов становится затруднительным.

При $K_u = 1000 \text{ erg/cm}^3$ и $K_1 = 0$ наименьшей энергией обладало состояние с однородной намагниченностью вдоль оси z , данный результат согласуется с аналитической формулой для толщины зарождения страйп-доменов в нулевом поле $D_c = 2\pi \sqrt{\frac{A}{K_u}}$ [21], которая для данной величины константы одноосной анизотропии дает значение $1.28 \mu\text{m}$. Указанное состояние является стабильным для $K_u \leq 1000 \text{ erg/cm}^3$ и при наличии четырехосной анизотропии. Хотя ось y сонаправлена с общей осью легкого намагничивания для обоих типов анизотропии, другая ОЛН (кристаллографическое направление $[11\bar{1}]$) ориентирована достаточно близко к оси z . В результате распределение с однородной ориентацией $\mathbf{m}(0, 0, \pm 1)$ имеет достаточно низкую энергию четырехосной магнитной анизотропии. В совокупности с нулевыми обменной и магнитостатической энергиями (при $L_z \rightarrow \infty$) это делает такое распределение энергетически выгодным при достаточно низких значениях K_u . При этом в качестве переходного состояния возникает

ДС, в которой области типа CEA_1F (рис. 6, с) разрастаются в длину по оси x , и \mathbf{m} в их центральной части ложится в направлении против оси z (рис. 10). Вихреподобные 109-градусные ДГ переходят, таким образом, в вихреподобные 90-градусные. Причины формирования такой ДС понятны, принимая во внимание все рассуждения, изложенные выше.

Интересно, что при $K_u \leq 1000 \text{ erg/cm}^3$ на некоторой совокупности начальных распределений намагниченности получалась ДС из доменов с чередующимися направлениями $\mathbf{m}(0, 0, \pm 1)$, разделенных вихреподобными блоховскими ДГ [1,2,11,12]. Данная ДС являлась всегда метастабильной, что, однако, может быть не так при конечных L_z .

4. Заключение

На основе численного микромагнитного моделирования в рамках двумерной модели распределения намагниченности при точном (безмодельном) учете основных взаимодействий, включая магнитостатическое, изучена зависимость характера доменной структуры пленок с перпендикулярной магнитной анизотропией от константы одноосной анизотропии K_u в широком диапазоне ее значений при наличии (отсутствии) также четырехосной магнитной анизотропии.

1. Установлено, что при уменьшении K_u ДС с доменами, намагниченными вдоль нормали к поверхности пленки, переходит в ДС с замкнутым магнитным потоком, напоминающую структуру Ландау и Лифшица, но имеющую существенные отличия от нее.

2. Впервые детально изучен процесс перехода между упомянутыми типами ДС. Показано, что имеющиеся в пленках с $Q > 1$ неелевские участки скрученных стенок при уменьшении K_u постепенно разрастаются в область доменов, ликвидируя магнитостатические полюса в открытой ДС.

3. Показано, что переход к состоянию с почти замкнутым в пленке магнитным потоком зависит от соотношения констант наведенной и естественной кристаллографической анизотропии. Найден диапазон изменения значений K_u , при которых возникающие ДС были сходными как при наличии, так и при отсутствии четырехосной магнитной анизотропии.

4. Предсказаны новые типы микромагнитных конфигураций намагниченности: 109- и 90-градусные вихреподобные ДГ и периодические ДС, включающие в себя эти ДГ и домены разной ширины. Установлены физические причины формирования микромагнитных структур нового типа.

Список литературы

- [1] А.Е. La Bonte. J. Appl. Phys. **40**, 2450 (1969).
- [2] Б.Н. Филиппов, Л.Г. Корзунин. ФММ **75**, 49 (1993).
- [3] С.С. Shir, J.S. Lin. J. Appl. Phys. **50**, 2270 (1979).

- [4] N. Hayashi, Y. Nakatani, T. Inoue. *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, 366 (1988).
- [5] K. Ramstöck, T. Leibl, A. Hubert. *JMMM* **135**, 97 (1994).
- [6] C.J. Garcia-Cervera. *Bol. Soc. Esp. Mater. Appl.* **39**, 103 (2007).
- [7] Л.И. Антонов, С.Г. Осипов, М.М. Хапаев. *ФММ* **55**, 917 (1983).
- [8] Л.И. Антонов, С.Г. Осипов, М.М. Хапаев. *ФММ* **57**, 892 (1984).
- [9] Л.И. Антонов, В.В. Терновский, М.М. Хапаев. *ФММ* **67**, 53 (1989).
- [10] Л.И. Антонов, С.В. Журавлев, Е.В. Лукашева, А.Н. Матвеев. *ФММ* **67**, 23 (1992).
- [11] Б.Н. Филиппов. *ФНТ* **28**, 3 (2002).
- [12] K. Ramstöck, W. Hartung, A. Hubert. *Phys. Status Solidi A* **155**, 505 (1996).
- [13] B.N. Filippov, F.A. Kassan-Ogly. *Phys. Met. Metallogr.* **110**, 642 (2010).
- [14] L.D. Landau, E.M. Lifshitz. *Phys. Z. Sowjet.* **8**, 155 (1935).
- [15] E. Schlomann. *J. Appl. Phys.* **44**, 1837 (1973).
- [16] M. La Brune, J. Militat. *J. Appl. Phys.* **75**, 2156 (1994).
- [17] P.W. Shumate. *J. Appl. Phys.* **44**, 5075 (1973).
- [18] Ф.В. Лисовский. *Физика цилиндрических магнитных доменов. Сов. радио, М.* (1978). 192 с.
- [19] M.J. Donahue, D.G. Porter. *OOMMF User's Guide. Version 1.0 NISTIR 6376. National institute of standards and technology, Gaithersburg, MD* (1999).
- [20] K.M. Lebecki, M.J. Donahue, M.W. Gutowski. *J. Phys. D* **41**, 175 005 (2008).
- [21] A. Hubert. *IEEE Trans. Magn.* **21**, 1604 (1985).