

# НЕОДНОРОДНЫЕ КОНФИГУРАЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК С ДВУОСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

*Ю. И. Джежеря*

*Институт магнетизма Национальной академии наук Украины и Министерства образования и науки Украины  
03142, Киев, Украина*

*М. В. Сорокин\**

*Институт проблем математических машин и систем Национальной академии наук Украины  
03187, Киев, Украина*

*Е. А. Бубук*

*Национальный технический университет Украины «КПИ»  
03056, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 18 апреля 2006 г.,  
после переработки 8 мая 2007 г.

Для ферромагнитной пленки с двуосной анизотропией и фактором качества меньше единицы система уравнений Ландау–Лифшица и магнитостатики сведена к единственному скалярному уравнению для магнитостатического потенциала. Такая процедура возможна, если масштаб модуляции намагниченности в образце значительно превышает характерную магнитную длину. Определены решения этого уравнения, описывающие неоднородные периодические магнитные конфигурации. Проведен энергетический анализ данных конфигураций.

PACS: 75.60.Ch

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Распределение намагниченности непроводящей ферромагнитной системы определяется совместным решением уравнений Ландау–Лифшица и магнитостатики. Поскольку эти уравнения в общем случае являются нелинейными и содержат интегральные члены, задача по определению поля намагниченности не может быть решена аналитически в общем случае. Более или менее полному анализу подлежат упрощенные модели магнитных конфигураций, к числу которых относятся изолированный полосовой домен, цилиндрический магнитный домен (ЦМД), а также полосовая доменная структура и решетка ЦМД в пленке с перпендикулярной одноосной анизотропией.

При исследовании таких систем прибегают к различным методам, упрощающим задачу. Например, для расчета периода полосовой доменной структу-

ры и равновесного диаметра ЦМД достаточно эффективным является подход, в котором доменные границы рассматриваются как бесконечно тонкие (модель геометрических доменных границ). Единственным параметром, который характеризует доменную границу, является эффективная поверхностная энергия. В рамках данного приближения была установлена зависимость свойств доменных структур от параметров материала и толщины ферромагнитной пленки [1–4]. Недавно с его помощью было исследовано влияние ширины ферромагнитной пластины на параметры полосовой доменной структуры [5] (для пленки с параллельной анизотропией), также предложены модификации этого метода для ультратонких пленок с толщиной порядка десяти атомных слоев, учитывающие характер анизотропии на поверхности пленки [6, 7].

Модель геометрических доменных границ продуктивна в том случае, если толщина границы значительно уступает периоду доменной структуры, на-

\*E-mail: sorockin@ukr.net

пример, в ЦМД-материалах с большим фактором качества  $Q = H_a/4\pi M_0 \gg 1$  (где  $H_a$  — эффективное поле магнитной анизотропии,  $M_0$  — намагниченность насыщения материала). С уменьшением фактора качества толщина переходного слоя между доменами, намагниченными в противоположные стороны, становится соизмеримой с периодом доменов, и условия применимости модели геометрических доменных границ нарушаются.

В этом случае в рамках упрощенного описания доменных структур в ферромагнетиках используется общий вариационный подход, частным вариантом которого, в том числе, является модель геометрических доменных границ.

При этом распределение намагниченности задается пробными функциями, зависящими от нескольких параметров, значения которых находят путем минимизации энергии ферромагнетика. В модели геометрических доменных границ единственным вариационным параметром служит размер доменов. Когда эта модель становится неадекватной, используется большее число параметров, например: период доменов и толщина границы [8], или, вдобавок, амплитуда доменной структуры [9].

Однако вариационные методы не дают представления о микроскопическом характере распределения намагниченности. Для ответа на этот вопрос необходим другой подход, который позволяет упростить систему уравнений и получить ее решение в аналитическом виде.

Упрощение возможно, например, при малости какого-либо из факторов, конкуренцией которых определяется характер доменной структуры в образце, а именно: обменного взаимодействия, анизотропии, магнитостатики и внешнего магнитного поля. Например, в ЦМД-материалах вклад магнитостатики существенно меньше, чем обменного взаимодействия и анизотропии. В этом случае его влияние на параметры и устойчивость доменной структуры может быть учтено при решении уравнений Ландау–Лифшица и магнитостатики с помощью теории возмущений (см., например, [10]).

Настоящая работа также посвящена приближенному исследованию свойств неоднородных магнитных конфигураций (НМК) в ферромагнитных системах, но в другом предельном случае. Для ферромагнетика с двуслойной анизотропией показано, что при плавном изменении намагниченности, когда обменное взаимодействие в образце имеет малую величину, система уравнений Ландау–Лифшица и магнитостатики сводится к единственному скалярному уравнению, допускающему аналитическое реше-

ние. Получено его частное решение, описывающее НМК. Условия, ограничивающие общность рассмотрения, определяются градиентом намагниченности, размагничивающими коэффициентами образца и будут указаны в дальнейшем.

## 2. СПОСОБ ОПИСАНИЯ НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Будем рассматривать пленку, выполненную из ферромагнитного диэлектрического материала с двуслойной анизотропией. Пленка имеет толщину  $2L$ , ее плоскость перпендикулярна направлению  $z$ . Верхнее и нижнее полупространства представляют собой немагнитную среду. В статическом случае уравнение Максвелла для магнитного поля такой системы имеет вид  $\text{rot } \mathbf{H} = 0$ . Поэтому магнитное поле может быть представлено в виде градиента скалярного магнитостатического потенциала. Полная свободная энергия системы в этом случае имеет вид

$$F = \int dV \Phi(\mathbf{M}, \nabla\psi),$$

$$\Phi(\mathbf{M}, \nabla\psi) = \frac{\alpha}{2} \left( \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{\beta}{2} M_z^2 + \quad (1)$$

$$+ \frac{\rho}{2} M_x^2 - \mathbf{M} \cdot \nabla\psi - \frac{(\nabla\psi)^2}{8\pi},$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\rho$  — постоянные обменного взаимодействия, легкоосной и ромбической анизотропии соответственно,  $\mathbf{M}$  — вектор намагниченности материала,  $\nabla = \mathbf{e}_i \partial / \partial x_i$  — оператор набла,  $\nabla\psi = \mathbf{H}$  — магнитное поле,  $x_i$  — компонента радиус-вектора. Интегрирование в формуле (1) проводится по всему пространству. Здесь и в дальнейшем по дважды повторяющемуся пространственному индексу проводится суммирование.

При записи (1) предполагается, что направление «легкого намагничивания» материала совпадает с нормалью к пленке  $z$ , а ось  $x$  системы координат выбрана в направлении оси ромбической анизотропии. Для определенности полагаем, что  $\rho > 0$ .

Как известно, в ферромагнитных диэлектриках при низких температурах модуль вектора намагниченности является величиной постоянной:

$$M^2 = M_0^2 - \text{const}, \quad (2)$$

поэтому модуляция намагниченности сопровождается лишь изменением направления вектора  $\mathbf{M}$ .

В статическом случае направление вектора намагниченности ферромагнетика определяется уравнениями Ландау – Лифшица:

$$[\mathbf{H}_{eff} \times \mathbf{M}] = 0. \quad (3)$$

Эффективное поле  $\mathbf{H}_{eff}$  выражается через вариационную производную плотности полной свободной энергии тела по вектору намагниченности  $\mathbf{H}_{eff} = -\delta\Phi/\delta\mathbf{M}$ . Она складывается из собственного магнитостатического поля системы  $\nabla\psi$ , порожденного неоднородностями распределения намагниченности в объеме и на поверхности ферромагнетика, вкладами от обменного взаимодействия и магнитной анизотропии:

$$\mathbf{H}_{eff} = \alpha\nabla^2\mathbf{M} + \beta \cdot M_z \mathbf{e}_z - \rho \cdot M_x \mathbf{e}_x + \nabla\psi, \quad (4)$$

где  $\mathbf{e}_i$  — орты системы координат.

Согласно постановке задачи, будем определять магнитные конфигурации, модуляция которых характеризуется большим пространственным масштабом  $\lambda$ , полагая, что

$$|\alpha\Delta\mathbf{M}| \sim (\alpha/\lambda^2)M_0 \ll \beta M_0, \rho M_0. \quad (5)$$

Тогда, сохранив при записи эффективного поля члены с пространственными производными не старше первого порядка, представим уравнения Ландау – Лифшица (3) в упрощенном виде:

$$\begin{aligned} M_z \cdot \left( \frac{\partial\psi}{\partial x} - \rho M_x \right) &= M_x \cdot \left( \frac{\partial\psi}{\partial z} + \beta M_z \right), \\ M_y \cdot \left( \frac{\partial\psi}{\partial x} - \rho M_x \right) &= M_x \cdot \left( \frac{\partial\psi}{\partial y} \right), \\ M_y \cdot \left( \frac{\partial\psi}{\partial z} + \beta M_z \right) &= M_z \cdot \left( \frac{\partial\psi}{\partial y} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Если сузить задачу и рассматривать конфигурации с однородным вдоль оси  $y$  распределением намагниченности, то можно полагать, что производная  $\partial\psi/\partial y$  представляет собой малую величину.

Действительно, если намагниченность тонкопленочного образца однородна вдоль оси  $y$ , а средняя намагниченность в этом направлении равна нулю ( $\langle M_y \rangle = 0$ ), то и магнитостатическое поле  $H_y = \partial\psi/\partial y$  равняется нулю везде, за исключением, быть может, узкой области, прилегающей к боковой границе образца.

Если же средняя намагниченность отлична от нуля ( $\langle M_y \rangle \neq 0$ ), то магнитостатическое поле  $H_y = \partial\psi/\partial y$  определяется полями рассеяния и в основной части ферромагнитной пленки равняется

$$\frac{\partial\psi}{\partial y} = H_y \approx -4\pi N_y \langle M_y \rangle, \quad (7)$$

где  $N_y \sim L/\sqrt{S}$  — размагничивающий коэффициент ( $S$  — площадь поверхности пленки),  $\langle M_y \rangle$  — средняя намагниченность пленки в направлении  $y$ . При записи соотношения (7) предполагается, что ось  $y$  совпадает с главной осью образца. Например, если образец выполнен в форме диска толщиной  $2L$  и радиусом  $R$ , то  $N_x = N_y = \pi L/4R$ .

Поскольку для тонких пленок  $N_y \rightarrow 0$ , при выводе уравнений, описывающих неоднородную магнитную конфигурацию, полем  $H_y$  будем пренебрегать так же, как и вкладами обменного взаимодействия.

Тогда, полагая  $\partial\psi/\partial y = H_y \rightarrow 0$ , с учетом проведенных рассуждений приходим к выводу, что уравнения (6) будут совместны только при условии

$$M_x = \frac{1}{\rho} \frac{\partial\psi}{\partial x}, \quad M_z = -\frac{1}{\beta} \frac{\partial\psi}{\partial z}. \quad (8)$$

Соотношения (8) определяют связь между компонентами поля намагниченности и магнитостатическим потенциалом системы. Они дают возможность записать уравнение для магнитостатического потенциала в замкнутом виде.

Действительно, из уравнения Максвелла  $\text{div } \mathbf{B} = 0$ , с учетом связи вектора магнитной индукции с компонентами намагниченности  $\mathbf{B} = \nabla\psi + 4\pi\mathbf{M}$  и соотношений (8), вытекает искомое уравнение:

$$\left( \frac{4\pi}{\rho} + 1 \right) \frac{\partial^2 \psi^i}{\partial x^2} - \left( \frac{4\pi}{\beta} - 1 \right) \frac{\partial^2 \psi^i}{\partial z^2} = 0, \quad (9)$$

где индекс « $i$ » над магнитостатическим потенциалом означает, что эта величина рассматривается в объеме ферромагнетика.

Формально уравнение (9) напоминает уравнение Уокера, для магнитостатических колебаний в ферромагнетике [11]. Однако в данном случае оно может быть использовано для определения неоднородной равновесной конфигурации намагниченности в ферромагнетике с двуслойной анизотропией при выполнении перечисленных выше требований.

Если выполнены условия  $\beta \in (0, 4\pi]$ ,  $\rho \in (0, \infty)$ , то уравнение (9) относится к гиперболическому типу и допускает решения, описывающие периодические модуляции магнитостатического потенциала в объеме ферромагнетика.

За его пределами, где  $\mathbf{M} = 0$ , магнитостатический потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 \psi^e}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^e}{\partial z^2} = 0. \quad (10)$$

Индекс « $e$ » указывает, что  $\psi$  рассматривается вне объема ферромагнетика.

При формулировке граничных условий, соответствующих НМК, полагаем, что с удалением от поверхности пленки магнитостатический потенциал стремится к нулю. Кроме того, на верхней и нижней поверхностях ферромагнитной пленки изменение потенциала и нормальной составляющей вектора магнитной индукции происходит непрерывным образом. Граничные условия для потенциала  $\psi$ , соответствующие перечисленным требованиям, имеют следующую форму:

$$\begin{aligned} \psi^e &= 0|_{z \pm \infty}, \quad \psi^e = \psi^i|_{z = \pm L}, \\ \frac{\partial \psi^e}{\partial z} &= -\left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) \frac{\partial \psi^i}{\partial z} \Big|_{z = \pm L}. \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, система уравнений (10), (8) совместно с граничными условиями (11) составляет краевую задачу по определению магнитостатического поля и неоднородного распределения намагниченности в ферромагнитной пленке с двуслойной анизотропией.

Решение краевой задачи (8), (10), (11) ищем в виде

$$\begin{aligned} \psi^e &= \begin{cases} A \cos(kx) \exp(-|k|z), & z > L \\ C \cos(kx) \exp(|k|z), & z < -L \end{cases}, \\ \psi^i &= (B \cos(qz) + D \sin(qz)) \cos(kx). \end{aligned} \quad (12)$$

Из условий (8) следует характеристическое уравнение, устанавливающее связь между компонентами  $q, k$  волнового вектора НМК:

$$q = \pm |k| \sqrt{\frac{4\pi/\rho + 1}{4\pi/\beta - 1}}. \quad (13)$$

Магнитостатический потенциал (12) соответствует НМК, компоненты магнитостатического поля и вектор намагниченности которых модулированы по гармоническому закону. Из всего многообразия конфигураций (12) граничным условиям (11) удовлетворяют те, у которых компоненты волновых векторов определяются следующими соотношениями.

I. При  $B = 0, \psi^i = D \sin(qz) \cos(kx)$ ,

$$|k| = \left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) q \operatorname{ctg}(qL). \quad (14)$$

II. При  $D = 0, \psi^i = B \cos(qz) \cos(kx)$ ,

$$|k| = -\left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) q \operatorname{tg}(qL). \quad (15)$$

Рассмотрим каждую конфигурацию в отдельности.

Для первой  $\psi^i = D \sin(qz) \cos(kx)$ . С учетом формулы (13) получаем, что компоненты волнового вектора ДС имеют вид

$$\begin{aligned} |q|L &= \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) \left(\frac{4\pi}{\rho} + 1\right)} \right) + \pi n, \\ n &= 0, 1, 2, \dots \\ kL &= \pm \sqrt{\frac{4\pi/\beta - 1}{4\pi/\rho + 1}} \times \\ &\times \left( \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) \left(\frac{4\pi}{\rho} - 1\right)} \right) + \pi n \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Неопределенным остается коэффициент  $D$ . Его величина может быть произвольной, единственное требование заключается в выполнении очевидного условия:

$$M_0^2 - M_y^2 = \rho^{-2} (\partial\psi/\partial x)^2 + \beta^{-2} (\partial\psi/\partial z)^2 < M_0^2. \quad (17)$$

Знак «равно» в формуле (17) недопустим, иначе пространственные производные  $M_y$  компоненты вектора намагниченности ( $M_y = \pm \sqrt{M_0^2 - M_x^2 - M_z^2}$ ) будут иметь разрывы.

Соотношение (17) накладывает ограничение на величину  $D$ . Например для НМК с  $n = 0$ , обладающей наименьшей энергией, оно принимает форму

$$\begin{aligned} |D| &< \rho M_0 / |k \sin qL|, \quad \rho \in (0, \rho_0), \\ |D| &< \beta M_0 / |q|, \quad \rho \in [\rho_0, \infty), \\ \frac{\rho_0}{4\pi} &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\beta}{4\pi}\right) \left(\sqrt{1 + \frac{\beta}{\pi}} - 1\right), \\ \left(\frac{\rho_0}{4\pi}\right)_{max} &= \frac{5}{27}, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $k$  и  $q$  определяются выражениями (16).

Для второй конфигурации  $\psi^i = B \cos(qz) \cos(kx)$  с учетом формул (15), (13) выясняем, что компоненты волнового вектора НМК имеют вид

$$\begin{aligned} |q|L &= \pi - \\ &- \operatorname{arctg} \left( \left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) \left(\frac{4\pi}{\rho} + 1\right) \right)^{-1/2} + \pi n, \\ kL &= \pm \sqrt{\frac{4\pi/\beta - 1}{4\pi/\rho + 1}} \times \\ &\times \left( \pi - \operatorname{arctg} \left( \left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) \left(\frac{4\pi}{\rho} + 1\right) \right)^{-1/2} + \pi n \right), \end{aligned} \quad (19)$$

а ограничение на величину  $B$  для НМК с  $n = 0$

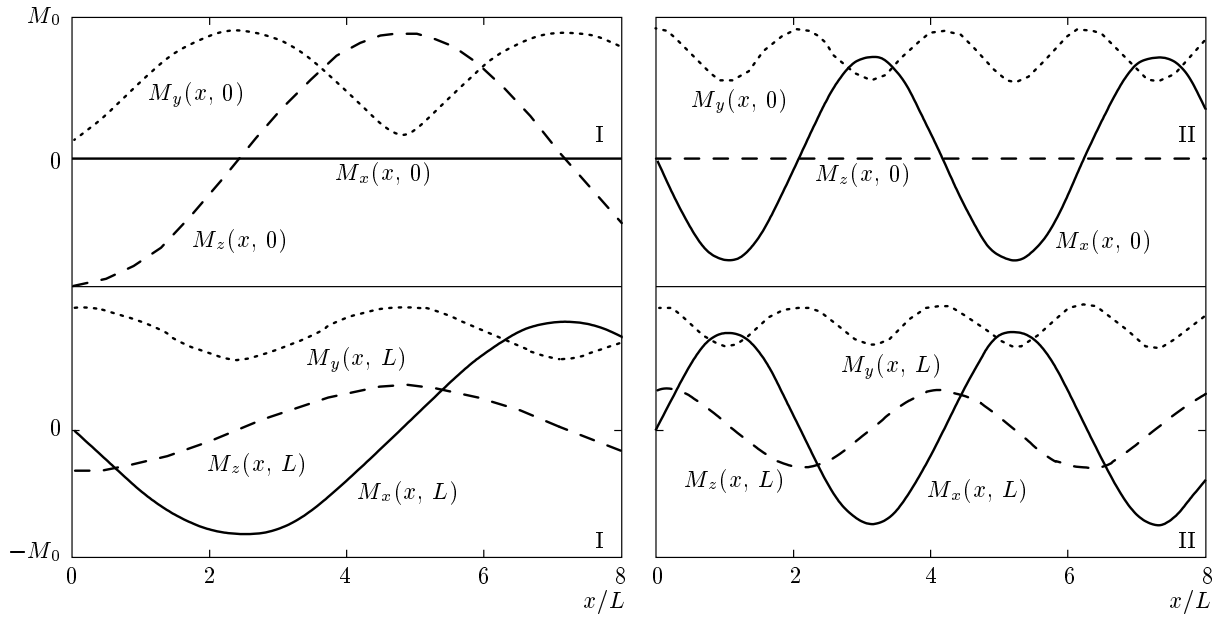


Рис. 1. Распределение намагниченности в неоднородных магнитных конфигурациях I и II в середине (верхние рисунки) и на поверхности (нижние рисунки) пленки:  $n = 0, \beta = 5, \rho = 3, D = 4M_0, B = 1.6M_0$

согласно формуле (17) записывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
 &|B| < \rho M_0 / |k|, \quad \rho \in (0, \rho_2], \\
 &|B| < \beta M_0 / |q|, \quad \rho \in [\rho_2, \infty), \\
 &\rho_2 = 4\pi \left( -1/2 + \sqrt{1/4 + \beta/4\pi(1 - \beta/4\pi)} \right),
 \end{aligned}
 \tag{20}$$

где  $k$  и  $q$  определяются выражениями (19).

Распределение намагниченности, соответствующее конфигурациям I и II, в середине и на поверхности пленки приведено на рис. 1.

Таким образом, найдены неоднородные магнитные конфигурации, которые могут реализоваться в ферромагнитных пленках с двуслойной анизотропией при условии, что компоненты волновых векторов (16), (19) будут удовлетворять соотношению (5). В данном случае это условие преобразуется к виду

$$\alpha q^2, \alpha k^2 \ll \beta, \rho.
 \tag{21}$$

Условию (21) в большей степени соответствуют конфигурации с малыми номерами  $n$ .

Особо подчеркнем, что конфигурация, определяемая соотношениями (14), (16) и удовлетворяющая условию (21), может также реализоваться в тонких

пленках при  $\beta \rightarrow 4\pi$ . В таком пределе выражения (16) для компонент волновых векторов дают

$$\begin{aligned}
 &|q|L = \sqrt{\left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) \left(\frac{4\pi}{\rho} + 1\right)}, \\
 &kL = \pm \left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right), \quad n = 0, \quad \left(\frac{4\pi}{\beta} - 1\right) \ll 1.
 \end{aligned}
 \tag{22}$$

Очевидно, что в данном случае пространственный масштаб модуляции намагниченности в плоскости пленки значительно превышает масштаб модуляции в направлении нормали.

Такое неоднородное распределение намагниченности обусловлено влиянием магнитостатического взаимодействия, что и отражено в названии работы.

### 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР И УСЛОВИЯ РЕАЛИЗАЦИИ НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Для ответа на вопрос об условиях возникновения неоднородной магнитной конфигурации проведем энергетический анализ и сравним ее энергию с энергиями однородно намагниченной пленки и обычной полосовой доменной структуры.

С этой целью преобразуем последнее слагаемое в подынтегральном выражении (1):

$$(8\pi)^{-1}(\nabla\psi)^2 = (8\pi)^{-1}\nabla(\psi\nabla\psi) - (8\pi)^{-1}\psi\nabla^2\psi. \quad (23)$$

С учетом уравнения Максвелла  $\nabla^2\psi = -4\pi\nabla\mathbf{M}$  соотношение (23) приводится к виду

$$(8\pi)^{-1}(\nabla\psi)^2 = (8\pi)^{-1}\nabla\psi(\nabla\psi + 4\pi\mathbf{M}) - \mathbf{M}\nabla\psi/2. \quad (24)$$

Подставляя (24) в (1) и используя теорему Остроградского–Гаусса, приводим выражение для полной свободной энергии к виду

$$F = \frac{1}{2} \times \int_{V_M} dV \left( \alpha \left( \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 - \beta M_z^2 + \rho M_x^2 - \mathbf{M} \cdot \nabla\psi \right). \quad (25)$$

В данном выражении интегрирование распространяется по объему, занятому ферромагнитным материалом.

Для наглядности преобразуем (25) к виду

$$F = \frac{1}{2} \int_{V_M} dV \left( \alpha \left( \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 - M_z \left( \beta M_z + \frac{\partial\psi}{\partial z} \right) + M_x \left( \rho M_x - \frac{\partial\psi}{\partial x} \right) - M_y H_y \right). \quad (26)$$

На основании соотношений (7) окончательно имеем

$$F = \frac{1}{2} \int_{V_M} dV \left( \alpha \left( \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 + 4\pi M_y N_y \langle M_y \rangle \right). \quad (27)$$

Из выражения (27) следует, что при плавных модуляциях намагниченности в тонких ферромагнитных пленках, когда выполнены условия ( $N_y, \alpha q^2 \ll 1$ ), полная свободная энергия имеет относительно малую величину.

Если ферромагнитная пленка намагничена однородно в направлении  $y$ , то ее полная свободная энергия в пересчете на единицу объема равняется  $F_0 = 2\pi N_y M_0^2$ .

При появлении модуляций в распределении намагниченности обменная энергия растет в то время, как магнитостатическая энергия убывает. Нетрудно убедиться, что в случае, когда  $\frac{dF}{dD^2}|_{D \rightarrow 0} < 0$ , энергия конфигурации (14)  $F(D)$  будет иметь минимум при некотором значении амплитуды магнитостатического потенциала. Ход зависимости  $F(D)$  при таких условиях представлен на рис. 2.

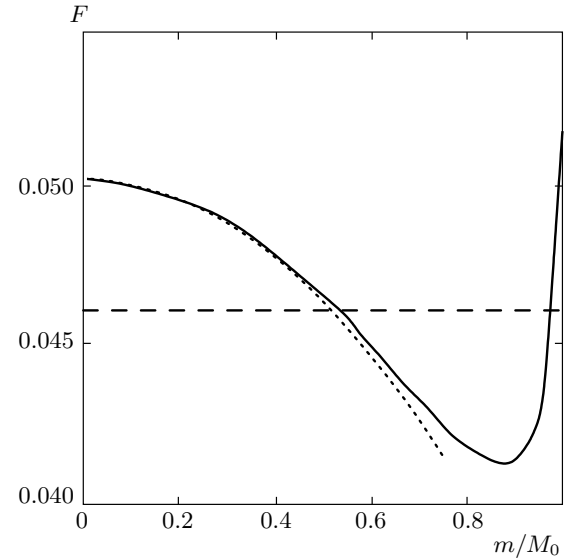


Рис. 2. Зависимость свободной энергии единицы объема образца с неоднородностью магнитных конфигураций I типа от амплитуды — сплошная линия; асимптотика свободной энергии в области малых амплитуд согласно формуле (29) — пунктирная линия; энергия образца с полосовой доменной структурой (31) — штриховая линия,  $b = 0.93$ ,  $r = 1$ ,  $N_y = 8 \cdot 10^{-3}$ ,  $\Lambda/L = 0.42$

Таким образом, условия, когда неоднородная магнитная конфигурация (14) становится энергетически выгодной, можно сформулировать в виде

$$\frac{dF}{dD^2} \Big|_{D \rightarrow 0} < 0. \quad (28.1)$$

Для НМК (15) условие зарождения имеет вид

$$\frac{dF}{dB^2} \Big|_{B \rightarrow 0} < 0, \quad (28.2)$$

где  $D, B$  — амплитуды магнитостатических потенциалов.

Остановимся более детально на анализе условия (28.1).

Проведя в формуле (27) разложение по амплитудам магнитостатического потенциала  $D$  до членов второго порядка с последующим интегрированием, находим, что полная свободная энергия ферромагнитной пленки в пересчете на единицу объема равняется

$$\begin{aligned}
 F &= 2\pi N_y M_0^2 - \\
 &- 0.5\pi m^2 \left\{ N_y G(r, b) - \left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2 K(r, b) \right\}, \\
 G(r, b) &= 1 + \frac{\sin 2qL}{2qL} + \frac{b}{r} \frac{1-b}{1+r} \left(1 - \frac{\sin 2qL}{2qL}\right), \\
 K(r, b) &= (qL)^2 \times \\
 &\times \left\{ \left(1 + \left(\frac{1-b}{1+r}\right)^2\right) \left(1 - \frac{\sin 2qL}{2qL}\right) + \right. \\
 &\left. + \left(\frac{b}{r} + \frac{r}{b}\right) \left(\frac{1-b}{1+r}\right) \left(1 + \frac{\sin 2qL}{2qL}\right) \right\}, \\
 qL &= \text{arctg} \sqrt{(b^{-1} - 1)(r^{-1} + 1)},
 \end{aligned} \tag{29}$$

где введены обозначения  $m = qD/\beta$  — амплитудное значение модуляции вектора намагниченности,  $\Lambda = \sqrt{\alpha/4\pi}$  — «магнитная длина»,  $r = \rho/4\pi$ ,  $b = \beta/4\pi$  — приведенные константы магнитной анизотропии.

С учетом формулы (29) условия (28.1) зарождения неоднородной магнитной конфигурации в тонкопленочном образце можно представить в виде

$$N_y > \left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2 \frac{K(r, b)}{G(r, b)}. \tag{30.1}$$

Если, например, образец выполнен в виде тонкого диска, то зависимость размагничивающего коэффициента от геометрических параметров имеет простой вид,  $N_x = N_y = \pi L/4R$ . В этом случае соотношение (30), при выполнении которого энергетически выгодным становится формирование НМК, можно выразить через отношение толщины диска к его радиусу.

Таким образом, в тонком ферромагнитном диске с двуслойной анизотропией может зародиться неоднородная магнитная конфигурация рассмотренного типа, если отношение радиуса диска  $R$  к толщине пленки  $2L$  удовлетворяют условию

$$\frac{R}{2L} < \frac{\pi}{8} \left(\frac{L}{\Lambda}\right)^2 \frac{G(r, b)}{K(r, b)}. \tag{30.2}$$

На рис. 3 изображено графическое представление неравенства (30.2) в плоскости  $(r, b)$ . Поверхность накрывает значения параметра  $R/2L$ , при которых формирование неоднородной магнитной конфигурации является энергетически выгодным.

При  $b = \beta/4\pi \rightarrow 1$  значения верхней границы  $R/2L$  неограниченно возрастают, это означает, что неоднородная магнитная конфигурация при данных обстоятельствах может спонтанно зарождаться и в

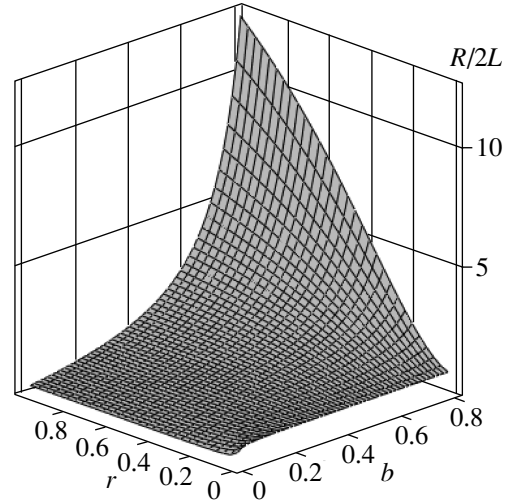


Рис. 3. Графическое представление неравенства (30.2) в плоскости  $(r, b)$ . Для пленки в форме диска при значениях радиуса, ограниченных сверху изображенной поверхностью, в пленке может существовать неоднородная магнитная конфигурация I типа,  $L/\Lambda = 2$

макроскопических образцах. Очевидно, этот результат связан с энергетическим вырождением по направлениям намагниченности (нормаль-плоскость) в тонких ферромагнитных пленках.

#### 4. ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАБОТЫ

В заключение определим критерий применимости развитой теории. Будем считать, что неоднородная магнитная конфигурация может возникнуть в тонкой пленке, если с энергетической точки зрения ее существование более выгодно, чем существование доменной структуры традиционного типа, когда пленка разделена тонкими доменными границами на полосовые перпендикулярно намагниченные домены.

Сравним энергии обоих типов магнитных конфигураций. Если учитывать вклады магнитной анизотропии, то полная свободная энергия полосовой доменной структуры  $F_{dc}$  в пересчете на единицу объема пленки будет определяться выражением [1, 12]

$$F_{dc} \approx 1.7M_0^2 \frac{a}{L} - \beta \frac{M_0^2}{2}, \tag{31}$$

где  $a \approx 0.77\sqrt{4L\sqrt{\alpha\beta}}$  — равновесная ширина полосового домена [1, 12].

Выражение справедливо, если ширина домена намного превышает толщину доменной границы:

$$a \gg \delta, \quad (32)$$

где  $\delta = \sqrt{\alpha\beta}$  — толщина доменной границы блоховского типа.

Из соотношений (29) следует, что для тонкой пленки, когда  $N_y \rightarrow 0$ , энергия неоднородной магнитной конфигурации близка к нулю. Тогда с хорошей точностью можно полагать, что образование полосовой доменной структуры с энергетической точки зрения менее выгодно, чем формирование неоднородной магнитной конфигурации, если

$$F_{\partial c} > 0. \quad (33)$$

Условие (33) можно представить в виде

$$L/\Lambda < 2.18/b^{3/2}. \quad (34)$$

Данное соотношение можно было бы рассматривать как искомое условие. Однако существует ограничение на применение модели геометрических доменных границ (32), которая лежит в основе оценки (34). Ограничению (32) можно придать форму

$$0.03/b^{3/2} \ll L/\Lambda. \quad (35)$$

Отметим, что соотношение (35) не является ограничением для теории, развитой в настоящей работе, а всего лишь указывает пределы применимости модели геометрических доменных границ. Тем не менее на основании соотношений (34), (35) сформулируем условия, при которых выполнения результатов теоретических расчетов можно гарантировано ожидать:

$$0.03/b^{3/2} \ll L/\Lambda < 2.18/b^{3/2}. \quad (36)$$

С одной стороны, соотношение (36) определяет диапазон параметров, при которых применима модель геометрических доменных границ, а с другой стороны, — указывает, при каких условиях образование полосовой доменной структуры энергетически невыгодно. Таким образом, данное соотношение будем рассматривать как критерий применимости теории, развитой в настоящей работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. C. Kittel, Phys. Rev. **70**, 965 (1946).
2. A. A. Thiele, Bell System Techn. J. **48**, 3287 (1969).
3. A. A. Thiele, J. Appl. Phys. **41**, 1139 (1970).
4. J. A. Cape and G. W. Lehman, J. Appl. Phys. **42**, 5732 (1971).
5. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Р. Дж. Эллиотт, Э. М. Эпштейн, ФТТ **44**, 1064 (2002).
6. Zhu-Pei Shi, J. Phys.: Condens. Matter **4**, L191 (1992).
7. P. Politi, Comments on Cond. Matter Phys. **18**, 191 (1998).
8. A. L. Sukstanskii and K. I. Primak, J. Magn. Magn. Mater. **169**, 31 (1997).
9. А. Л. Сукстанский, К. И. Примак, ФТТ **45**, 105 (2003).
10. Ю. И. Джежеря, ЖЭТФ **115**, 1315 (1999).
11. L. R. Walker, Phys. Rev. **105**, 390 (1957).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).