

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 532.782:539.216.2:537.622.4

### ЭНЕРГИЯ И СТРУКТУРА ДВУМЕРНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

© 2021 г. В. С. Семенов\*

Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова РАН, ул. Профсоюзная, 65, Москва, 117997 Россия

\*e-mail: vsemssem@mail.ru

Поступила в редакцию 25.11.2020 г.

После доработки 12.02.2021 г.

Принята к публикации 16.02.2021 г.

На основе микромагнитного моделирования исследована энергия и структура двумерных доменных границ под действием внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно оси легкого намагничивания пленки. Детально рассмотрены переходы структуры доменной границы: с ростом внешнего поля переход одновихревой  $180^\circ$  ДГ Блоха в промежуточную двумерную ДГ Нееля и при снятии внешнего поля переход в  $180^\circ$  двухвихревую структуру.

*Ключевые слова:* микромагнитное моделирование, внешнее магнитное поле, эффективное поле, одно- двух- вихревая двумерная доменная граница

DOI: 10.31857/S0015323021070093

#### ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] было показано, что в тонких магнитных пленках типа пермаллоя существуют двумерные доменные границы (ДГ) с вихревым распределением намагниченности. С момента появления этих работ и по настоящее время происходит интенсивное исследование статических и динамических свойств распределения намагниченности в таких ДГ на основе численного решения уравнений микромагнетизма [3]. Вопросы динамики и перестройки доменных границ с вихревой структурой в магнитных пленках с плоскостной анизотропией при действии внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН), представлены в обзорах [4, 5] и в работах [6–10].

В работах [11–14] было показано, что при приложении внешнего магнитного поля, направленного поперек ОЛН, одновихревое распределение намагниченности ДГ переходит в двухвихревое распределение. Изменение энергии и двумерной структуры ДГ под действием поперечного поля изучено недостаточно.

Цель данной работы – исследование энергии и структуры двумерных доменных границ Блоха под действием внешнего магнитного поля, направленного поперек ОЛН.

#### ЭНЕРГИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

Рассмотрим тонкую магнитную пленку толщиной  $2D$  с ОЛН, совпадающей с осью  $z$  прямоугольной системы координат. Координаты  $x$  и  $z$  прямоугольной системы координат расположены в плоскости пленки, ось  $y$  перпендикулярна поверхности пленки.

Внешнее магнитное поле  $H_\perp$ , приложенное перпендикулярно ОЛН, приводит к повороту намагниченности в доменах. ДГ разделяет два домена с направлениями намагниченности  $\alpha$  для левого домена и  $180^\circ - \alpha$  для правого домена. Изменение намагниченности в такой промежуточной ДГ изменяется на полный угол  $180^\circ - 2\alpha$ , при этом положение ДГ остается неизменным и направлено вдоль ОЛН. Равновесный угол отклонения намагниченности в доменах от ОЛН определяется из равенства

$$\sin \alpha = H_\perp / H_K, \quad (1)$$

где  $H_K = 2K/M_S$  – поле анизотропии ( $K$  – константа анизотропии,  $M_S$  – намагниченность насыщения пленки).

В области ДГ ( $-R \leq x \leq R$ ,  $-D \leq y \leq D$ ) двумерное распределение намагниченности определяется изменением вектора намагниченности  $\mathbf{M} = M_S \mathbf{m} = M_S(m_x(x, y)\mathbf{i} + m_y(x, y)\mathbf{j} + m_z(x, y)\mathbf{k})$ . Для исследования промежуточных ДГ за исходное состояние берем двумерную  $180^\circ$  ДГ Блоха с

направлениями намагниченности в соседних доменах:

$$m_x(x = \mp R, y) = 0, \quad m_y(x = \mp R, y) = 0; \\ m_z(x = \mp R, y) = \mp 1.$$

Граничные условия для промежуточной ДГ принимают вид:

$$m_x(x = \mp R, y) = \sin \alpha, \quad m_y(x = \mp R, y) = 0; \\ m_z(x = \mp R, y) = \mp \cos \alpha. \quad (2)$$

Равновесное состояние ДГ определяется минимумом полной энергии на единицу длины  $E = E_A + E_K + E_S + E_H$ , где  $E_A$  – обменная энергия,  $E_K$  – энергия анизотропии,  $E_S$  – магнитостатическая энергия,  $E_H$  – энергия во внешнем магнитном поле.

Обменная энергия на единицу длины

$$E_A = A \int_{-R}^R dx \int_{-D}^D [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] dy, \quad (3)$$

где  $A$  – обменная константа.

Энергия анизотропии на единицу длины

$$E_K = K \int_{-R}^R dx \int_{-D}^D (m_x^2 + m_y^2 - \sin^2 \alpha) dy. \quad (4)$$

Магнитостатическая энергия определяется как взаимодействие объемных  $\rho_m(x, y)$  и поверхностных магнитных зарядов  $\sigma_m(x, y = D)$ ;  $\sigma_m(x, y = -D)$  с магнитным скалярным потенциалом  $\phi_m(x, y)$ , образованным этими зарядами:

$$E_S = \frac{1}{2} \int_{-R}^R dx \int_{-D}^D \rho_m(x, y) \phi_m(x, y) dy + \frac{1}{2} \times \\ \times \int_{-R}^R dx \int_{-D}^D \sigma_m(x, y = D) \phi_m(x, y) dy + \frac{1}{2} \times \\ \times \int_{-R}^R dx \int_{-D}^D \sigma_m(x, y = -D) \phi_m(x, y) dy. \quad (5)$$

Магнитный скалярный потенциал

$$\phi_m(x, y) = - \int_{-R}^R \int_{-D}^D \rho_m(x', y') \ln [(x - x')^2 + (y - y')^2] dx' dy' - \\ - \int_{-R}^R \sigma_m(x', y' = D) \ln [(x - x')^2 + (y - D)^2] dx' - \\ - \int_{-R}^R \sigma_m(x', y' = -D) \ln [(x - x')^2 + (y + D)^2] dx'. \quad (6)$$

Объемные магнитные заряды

$$\rho_m(x, y) = -M_S \left( \frac{\partial m_x(x, y)}{\partial x} + \frac{\partial m_y(x, y)}{\partial y} \right) \quad (7)$$

и поверхностные магнитные заряды

$$\sigma_m(x, y = D) = M_S m_y(x, y = D), \\ \sigma_m(x, y = -D) = M_S m_y(x, y = -D). \quad (8)$$

Энергия ДГ во внешнем поле

$$E_H = -M_S H_{\perp} \int_{-R}^R dx \int_{-D}^D (m_x - \sin \alpha) dy. \quad (9)$$

В данной работе в качестве характеристик полной энергии и ее составляющих использованы безразмерные величины: отношение полной энергии на единицу длины и ее составляющих к обменной константе  $A$ , имеющей ту же размерность:  $\omega = E/A$ ,  $\omega_A = E_A/A$  и т.д. Тогда полная энергия ДГ:

$$\omega = \omega_A + \omega_K + \omega_S + \omega_H. \quad (10)$$

### ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ

Определение двумерного распределения намагниченности ДГ основано на проведении численных расчетов статического уравнения Брауна [3]:

$$\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} = 0, \quad (11)$$

где  $\mathbf{m} = m_x(x, y)\mathbf{i} + m_y(x, y)\mathbf{j} + m_z(x, y)\mathbf{k}$  – единичный вектор и  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = H_{\text{eff}x}\mathbf{i} + H_{\text{eff}y}\mathbf{j} + H_{\text{eff}z}\mathbf{k}$  – эффективное поле. Составляющие эффективного поля имеют вид:

$$H_{\text{eff}x} = \frac{2A}{M_S} \nabla^2 m_x - H_K m_x + H_x + H_{\perp}, \\ H_{\text{eff}y} = \frac{2A}{M_S} \nabla^2 m_y - H_K m_y + H_y, \\ H_{\text{eff}z} = \frac{2A}{M_S} \nabla^2 m_z. \quad (12)$$

Магнитные поля  $H_x$  и  $H_y$  в (12) определяются из выражения (6) для магнитного скалярного потенциала:

$$H_x(x, y) = -\partial \phi_m(x, y) / \partial x, \\ H_y(x, y) = -\partial \phi_m(x, y) / \partial y.$$

Для вычисления составляющих эффективного поля (12) численным методом непрерывное изменение намагниченности  $\mathbf{M} = M_S \mathbf{m}(x, y)$  заменяется дискретным распределением  $\mathbf{M}(I, J) = M_S \mathbf{m}(I, J)$ . Вся область ДГ делится на  $N_x \times N_y$  бесконечных призм, параллельных ОЛН, шириной  $\Delta = 2D/N_y$ .

Граничные условия для боковых секущих плоскостей ДГ ( $I = 1, I = N_x + 1$ ) и по всей толщине пленки ( $1 \leq J \leq N_y + 1$ ):

$$\begin{aligned} m_x(1, J) = m_x(N_x + 1, J) = \sin \alpha, \quad m_y(1, J) = \\ = m_x(N_y + 1, J) = 0, \quad m_z(1, J) = -\cos \alpha, \quad (13) \\ m_z(N_x + 1, J) = \cos \alpha. \end{aligned}$$

Для выполнения граничных условий на поверхностях ДГ  $\partial \bar{m} / \partial y = 0$  ( $J = 1, J = N_y + 1$ ) по всей ширине ДГ ( $1 \leq I \leq N_x + 1$ ) используем следующие условия:

$$\mathbf{m}(I, 1) = \mathbf{m}(I, 2); \quad \mathbf{m}(I, N_y + 1) = \mathbf{m}(I, N_y). \quad (14)$$

При равновесном состоянии (в идеальном случае) направление эффективного поля  $\mathbf{H}_{\text{eff}}(I, J)$  должно совпадать с направлением вектора  $\mathbf{m}(I, J)$  для каждого значения  $I, J$  в области поиска  $2 \leq I \leq N_x; 2 \leq J \leq N_y$ . Для определения равновесного состояния вектора  $\mathbf{m}(I, J)$  численным способом, согласно методу [1], находим нормализованное эффективное поле  $\mathbf{h} = \mathbf{H}_{\text{eff}} / |\mathbf{H}_{\text{eff}}|$ . Разница  $\epsilon(I, J) = |\mathbf{h}(I, J) - \mathbf{m}(I, J)|$  является мерой несовпадения нормализованного эффективного поля с истинным направлением намагниченности для данного значения  $(I, J)$ . Значение  $\mathbf{m}(I, J)$  заменяется найденным значением  $\mathbf{h}(I, J)$ . После прохождении полного цикла вычислений ( $2 \leq I \leq N_x; 2 \leq J \leq N_y$ ) определяются направляющие косинусы  $\mathbf{m}(I, J)$ , полная энергия ДГ и ее составляющие, а также максимальное значение  $\epsilon_{\text{max}}(I, J)$  из массива  $\epsilon(I, J)$ . Далее эти циклы расчетов повторяются до тех пор, пока значение  $\epsilon_{\text{max}}(I, J)$  станет меньше  $1 \times 10^{-4}$ , и при дальнейших повторениях циклов значение  $\epsilon_{\text{max}}(I, J)$  приходит в насыщение и изменяется только в 5-м и далее знаках после запятой.

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Вычисления были выполнены для тонкой магнитной пленки типа пермаллоя с обменной константой  $A = 10^{-6}$  эрг/см, константой анизотропии  $K = 10^3$  эрг/см<sup>3</sup>, намагниченностью насыщения  $M_S = 800$  Гс и толщиной пленки  $2D = 100$  нм.

В данной работе, как и в [1], берем  $N_x = 200, N_y = 40$ . Толщина слоя  $\Delta = 2D/N_y = 2.5$  нм.

Для получения исходного двумерного распределения намагниченности ДГ Блоха для направляющих косинусов используем одномерные зависимости:

$$\begin{aligned} m_{x1}(x) &= \cos \varphi \cos(\pi x / 2R); \\ m_{y1}(x) &= \sin \varphi \cos(\pi x / 2R); \\ m_{z1}(x) &= \cos(\pi x / 2R), \end{aligned} \quad (15)$$

где угол  $\varphi$  изменяется от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ .

Далее одномерные зависимости (15) подставляем в двумерные распределения направляющих косинусов:

$$\begin{aligned} m_{x0}(x, y) = m_{x1}(x); \quad m_{y0}(x, y) = m_{y1}(x); \\ m_{z0}(x, y) = m_{z1}(x). \end{aligned} \quad (16)$$

Направляющие косинусы (16) служат в качестве исходных зависимостей при решении уравнения Брауна (11) совместно с выражениями для составляющих эффективного поля (12) и граничных условий (13) и (14). При изменении угла  $\varphi$  от  $0^\circ$  до  $360^\circ$  были получены четыре различных одновихревых двумерных распределения намагниченности  $180^\circ$  ДГ Блоха (рис. 1). Эти четыре различных распределения можно сгруппировать в две пары: 1) в середине пленки ( $y = 0$ ) намагниченность направлена вверх (рис. 1а, 1б) или направлена вниз (рис. 1в, 1г); 2) каждую пару можно характеризовать различным направлением вращения намагниченности (вихрь): левый вихрь, когда вращение намагниченности происходит против часовой стрелки (рис. 1а, 1в) и правый вихрь, когда вращение намагниченности происходит по часовой стрелке (рис. 1б, 1г).

В области ДГ существует линия перехода  $x_0(y)$  (сплошные линии на рис. 1а–1г), вдоль которой по толщине пленки вектор  $\mathbf{m}$  лежит в плоскости ДГ ( $m_x^2(x_0(y), y) + m_y^2(x_0(y), y) = 1$ ), а направляющий косинус  $m_z(x_0(y), y) = 0$ . При переходе через линию перехода направляющий косинус  $m_z(x, y)$  меняет свое направление на противоположное.

Полученные одновихревые распределения намагниченности (структуры) имеют равные значения полной энергии и ее составляющих, которые представлены в строке *a* табл. 1, и полученные результаты хорошо согласуются с классическим результатом [1].

Рассмотрим действие внешнего поперечного поля на одновихревую структуру ДГ Блоха, где в качестве исходной структуры возьмем  $180^\circ$  ДГ, распределение намагниченности которой показано на рис. 2а, что соответствует распределению рис. 1а.

На рис. 3 представлена зависимость полной энергии ДГ от угла  $\alpha$ , определяющего значение внешнего поля  $H_\perp = H_\perp(\alpha)$  согласно выражению (1), и на этом же рисунке символом *a* обозначено значе-

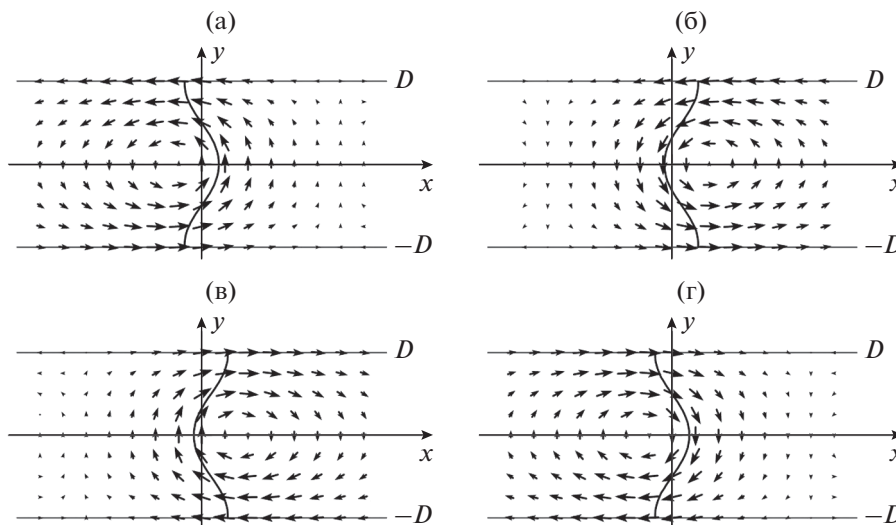


Рис. 1. Четыре возможных распределения намагниченности в двумерной 180° ДГ Блоха.

ние полной энергии одновихревой 180° ДГ Блоха при отсутствии внешнего поля  $H_{\perp}(\alpha = 0^\circ)$ .

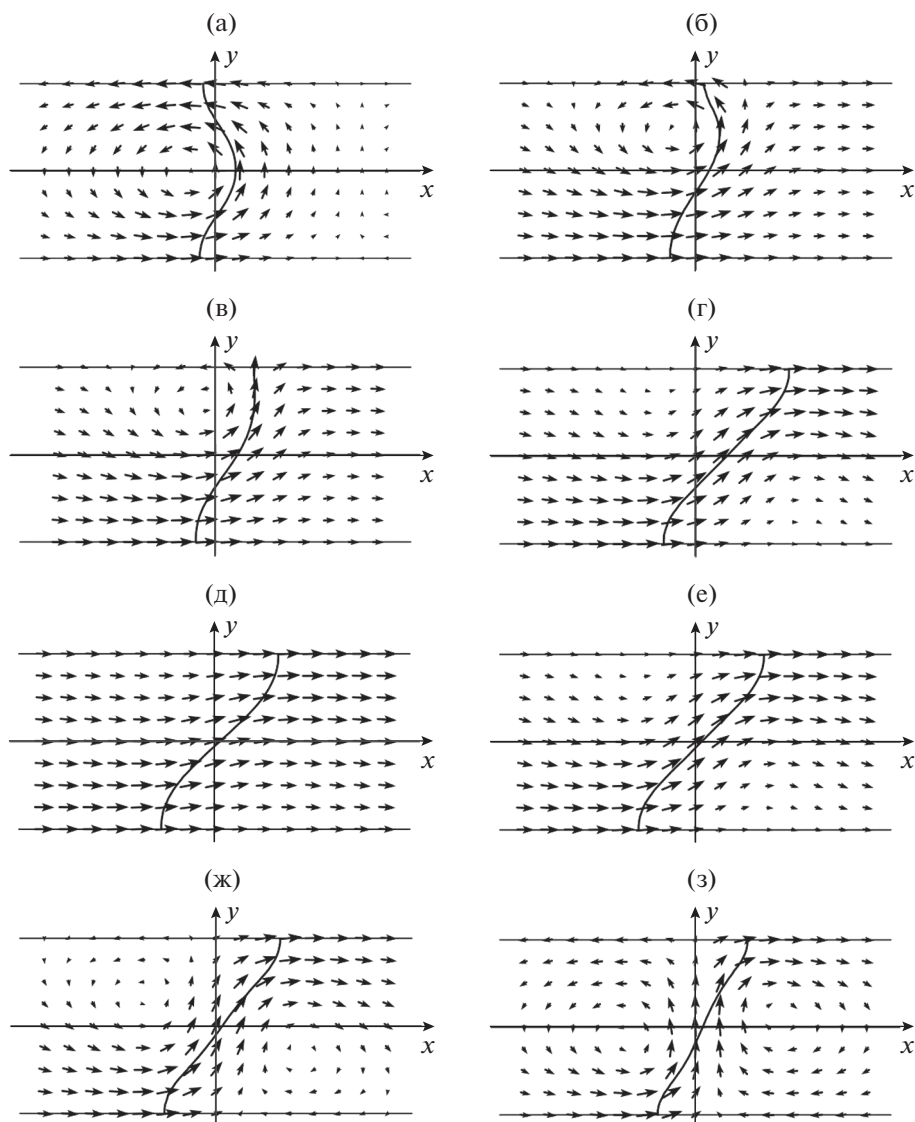
При действии внешнего поперечного поля в положительном направлении нижняя область ДГ расширяется по толщине пленки, так как направление внешнего поля совпадает с направлением намагниченности в этой области ДГ. На рис. 2б показана структура ДГ для внешнего поля  $H_{\perp} = 1.18 \text{ Э} (\alpha = 27^\circ)$ , а на рис. 3 символом *b* показано значение полной энергии для этого поля. При росте поля от  $H_{\perp}(\alpha = 0^\circ)$  до  $H_{\perp}(\alpha = 27^\circ)$  обменная энергия уменьшается, магнитостатическая энергия увеличивается и полная энергия ДГ уменьшается (строка *b* в табл. 1).

При дальнейшем росте внешнего поля структура ДГ (рис. 2б) переходит в неустойчивое состо-

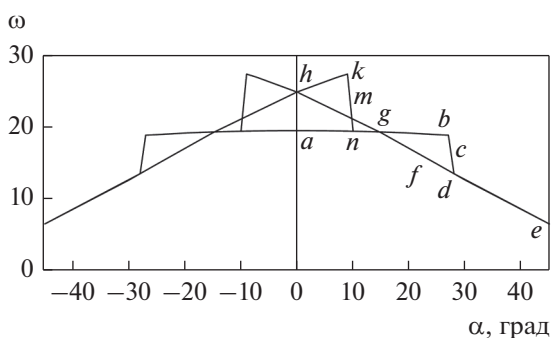
яние (рис. 2в), когда намагниченность полностью выходит на поверхность пленки вдоль линии перехода  $x_0(y = D) (m_x = 0, m_y = 1, m_z = 0)$ , и при этом магнитостатическая энергия принимает максимальное значение. На рис. 3 символом *c* отмечена полная энергия ДГ для этого состояния, а в табл. 1 в строке *c* представлены численные значения полной энергии и ее составляющих. Данная неустойчивая структура при значении поля  $H_{\perp} = 1.22 \text{ Э} (\alpha = 28^\circ)$  переходит в устойчивую структуру (рис. 2г) со значительным уменьшением полной энергии за счет уменьшения как обменной, так магнитостатической энергий. Полученная структура соответствует промежуточной двумерной структуре ДГ Нееля с неполными вихрями при поверхностях пленки. На рис. 3 символом *d*

Таблица 1. Результаты расчета полной энергии и ее составляющих под действием внешнего поля для различных двумерных структур ДГ в соответствии с обозначениями рис. 3

	$\alpha$ , град	$\omega_A$	$\omega_K$	$\omega_H$	$\omega_S$	$\omega$
<i>a</i>	0	18.47	0.060	0.0	1.01	19.54
<i>b</i>	27	16.82	0.042	-0.007	2.29	19.14
<i>c</i>	27–28	14.53	0.042	-0.015	4.31	18.86
<i>d</i>	28	11.36	0.049	-0.027	2.14	13.52
<i>e</i>	45	4.66	0.043	-0.036	1.86	6.52
<i>f</i>	25	12.66	0.051	-0.021	2.17	14.86
<i>g</i>	15	16.89	0.056	-0.011	2.30	19.23
<i>h</i>	0	22.02	0.059	0.0	2.83	24.91
<i>k</i>	9	23.56	0.051	0.003	3.81	27.42
<i>m</i>	9–10	23.56	0.051	0.003	3.81	27.42
<i>n</i>	10	18.30	0.057	0.001	1.10	19.46



**Рис. 2.** Изменение структуры одновихревой ДГ Блоха при действии внешнего поля: а) исходная одновихревая структура  $H_{\perp}(\alpha = 0^{\circ})$ ; б)  $H_{\perp}(\alpha = 27^{\circ})$ ; в) неустойчивая (переходная) структура  $H_{\perp}(\alpha = 27^{\circ}-28^{\circ})$ , полученная из устойчивой структуры б) и переходящая в устойчивую структуру г); г)  $H_{\perp}(\alpha = 28^{\circ})$ ; д)  $H_{\perp}(\alpha = 45^{\circ})$ ; е)  $H_{\perp}(\alpha = 25^{\circ})$ ; ж)  $H_{\perp}(\alpha = 15^{\circ})$ ; з) двухвихревая  $180^{\circ}$  структура  $H_{\perp}(\alpha = 0^{\circ})$ .



**Рис. 3.** Зависимость полной энергии ДГ от угла поворота намагниченности в доменах  $\alpha$  под действием внешнего поля  $H_{\perp}(\alpha)$ .

показано значение полной энергии для данного распределения, а в табл. 1 (строка *d*) представлены значения полной энергии ДГ и ее составляющих.

На рис. 2д показана структура ДГ при значении поля  $H_{\perp}(\alpha = 45^{\circ})$ , что соответствует структуре  $90^{\circ}$  двумерной ДГ Нееля. В такой структуре практически отсутствуют вихри и изменение намагниченности в ДГ приближается к одномерному. Полная энергия для данной структуры отражена символом *e* на рис. 3 и значениями энергии в табл. 1 (строка *e*).

При уменьшении внешнего поля от  $H_{\perp}(\alpha = 45^{\circ})$  до, например,  $H_{\perp}(\alpha = 25^{\circ})$  и далее до  $H_{\perp}(\alpha = 15^{\circ})$

распределение намагниченности становится все с более выраженными двумя неполными вихрями (рис. 2е, 2ж). Значения полной энергии ДГ при этом увеличиваются (состояния  $f$ ,  $g$  на рис. 3). Численные значения полной энергии и ее составляющие для этих распределений представлены в табл. 1 в строках  $f$ ,  $g$ .

При снятии внешнего поля  $H_{\perp} = 0$  Э ( $\alpha = 0^{\circ}$ ) структура ДГ переходит в  $180^{\circ}$  ДГ с двухвихревым распределением намагниченности (рис. 2з), значение полной энергии на рис. 3 отмечено символом  $h$ , а значения полной энергии ее составляющих представлены в строке  $h$  в табл. 1.

Следует отметить, что если исходная структура рис. 2а с ростом поперечного поля переходит в структуру рис. 2г и далее в структуру рис. 2д, то при дальнейшем изменении внешнего поля в любом направлении полученная структура ДГ не вернется в исходную структуру (рис. 2а), а будет изменяться от структуры рис. 2з до структуры рис. 2д с увеличением внешнего поля и, наоборот, от структуры рис. 2д до структуры рис. 2а при уменьшении внешнего поля. Выше сказанное наглядно можно представить с помощью рис. 3: с увеличением внешнего поля полная энергия ДГ принимает значения  $h \rightarrow g \rightarrow f \rightarrow d \rightarrow e$  и при уменьшении внешнего поля принимает значения  $e \rightarrow d \rightarrow f \rightarrow g \rightarrow h$ .

В работе [14] рассмотрено действие внешнего поля  $H_{\perp}$  на исходную структуру рис. 2а, в результате была получена структура двумерной промежуточной ДГ Нееля (аналогично рис. 2г) и при снятии внешнего поля получена структура двумерной двухвихревой ДГ (аналогично рис. 2г). Однако в [14] не показан переход исходной структуры в структуру двумерной промежуточной ДГ Нееля. Там представлены две зависимости  $\omega(H_{\perp})$ , одна из них соответствует зависимости  $(a - b)$ , а другая —  $(h - e)$  (рис. 3). Полная энергия в [14] для состояния  $b$  достигается при внешнем поле  $H_{\perp} \approx 1.19$  Э ( $\alpha \approx 28.4^{\circ}$ ), что достаточно близко к значению  $H_{\perp} = 1.18$  Э ( $\alpha = 27^{\circ}$ ), полученному в данной работе.

При действии внешнего поля в отрицательном направлении полная энергия структуры принимает те же значения, что и при действии внешнего поля в положительном направлении (рис. 2а), и носит четный характер, т.е.  $\omega(H_{\perp}) = \omega(-H_{\perp})$  (рис. 3). Структура ДГ (рис. 2а) с ростом внешнего поля в отрицательном направлении переходит в промежуточную ДГ Нееля и при уменьшении внешнего поля до нуля переходит в полностью двухвихревую структуру (рис. 4а). При действии отрицательного внешнего поля структура (рис. 4а) не вернется в исходную структуру (рис. 2а), а будет переходить в промежуточную двумерную ДГ

Нееля при наличии внешнего поля или в двухвихревую структуру при отсутствии внешнего поля.

Рассмотрим действие внешнего поля в положительном направлении на изменение двухвихревой структуры (рис. 4а), полученной в результате действия отрицательного внешнего поля на структуру одновихревой ДГ (рис. 2а).

При действии поперечного поля в положительном направлении ширина двухвихревой ДГ сужается, т.к. направление внешнего поля противоположно основному направлению намагниченности в вихрях. С ростом внешнего поля полная энергия ДГ увеличивается как за счет роста обменной энергии, так и магнитостатической энергии. На рис. 4б показана устойчивая структура ДГ для поля  $H_{\perp} = 0.39$  Э ( $\alpha = 9^{\circ}$ ), что соответствует состоянию  $k$  полной энергии ДГ (рис. 3) и численным значениям полной энергии и ее составляющих (строка  $k$  в табл. 1).

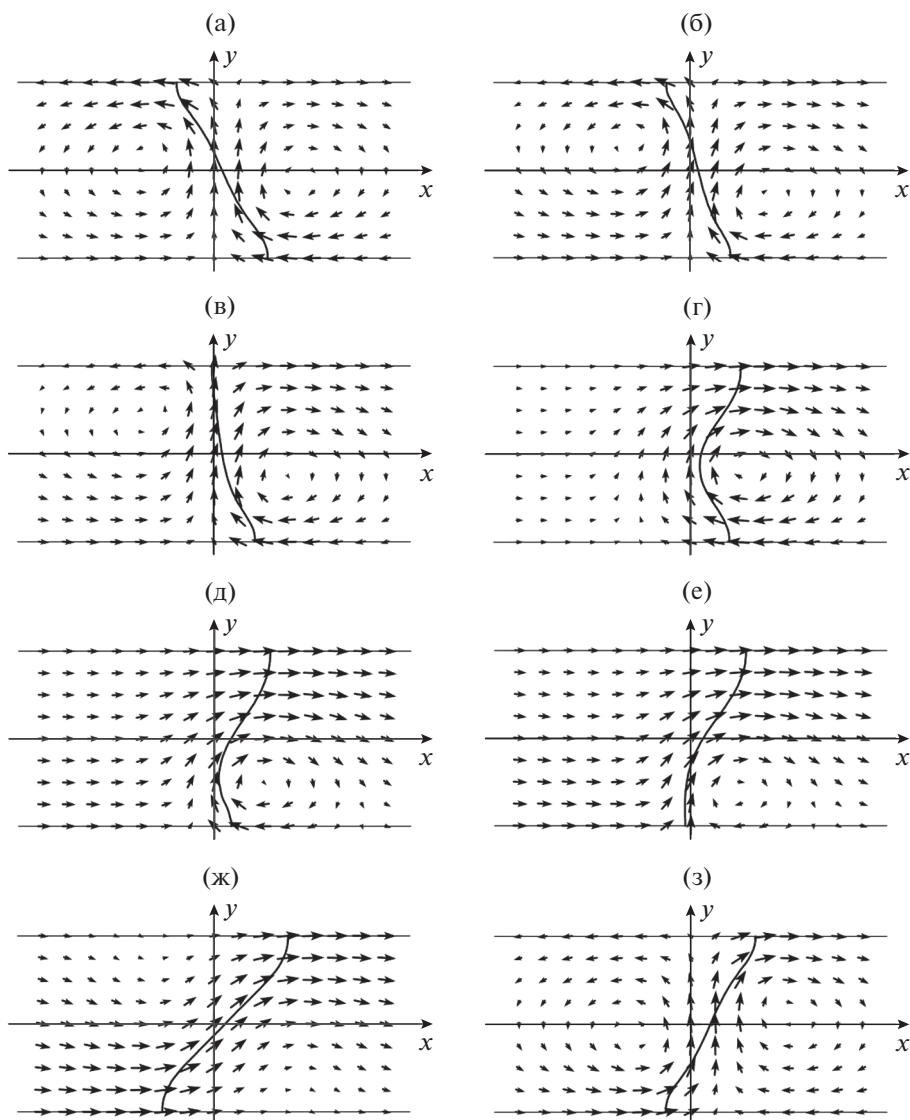
При дальнейшем росте внешнего поля полная энергия ДГ незначительно уменьшается за счет уменьшения обменной энергии при значительном росте магнитостатической энергии, которая принимает максимальное значение при полном выходе намагниченности на поверхность пленки (рис. 4в, состояние  $m$  на рис. 3). В табл. 1 (строка  $m$ ) представлены значения полной энергии и ее составляющих. Данная структура является неустойчивой и она переходит в устойчивую структуру при  $H_{\perp} = 0.43$  Э ( $\alpha = 10^{\circ}$ ) (рис. 4г), структура которой соответствует промежуточной  $(180 - 2\alpha_n)^{\circ}$  ДГ Блоха. Полная энергия соответствует состоянию  $n$  на рис. 3 и значениям полной энергии и составляющим в табл. 1 (строка  $n$ ).

Полученная промежуточная структура ДГ Блоха (рис. 4г) является структурой разветвления в зависимости от дальнейшего направления внешнего поля.

При уменьшении внешнего поля до нуля данная структура переходит в структуру  $180^{\circ}$  ДГ Блоха с правым вихрем вращения намагниченности (рис. 1б), которая отличается от первоначальной исходной структуры  $180^{\circ}$  ДГ Блоха (рис. 1а) с левым вихрем вращения намагниченности.

При росте внешнего поля структура (рис. 4г) последовательно переходит в структуру (рис. 4д), в неустойчивую структуру (рис. 4е), в структуру промежуточной ДГ Нееля (рис. 4ж). При снятии внешнего поля структура (рис. 4ж) перейдет в двухвихревую структуру (рис. 4з).

При действии поперечного поля в отрицательном направлении ширина двухвихревой структуры (рис. 4з) уменьшается, так как направление внешнего поля противоположно направлениям намагниченности в вихрях ДГ.



**Рис. 4.** Изменение структуры двухвихревой ДГ Блоха при действии внешнего поля: а) исходная двухвихревая структура  $H_{\perp}(\alpha = 0^{\circ})$ ; б)  $H_{\perp}(\alpha = 9^{\circ})$ ; в) неустойчивая (переходная) структура  $H_{\perp}(\alpha = 9^{\circ}-10^{\circ})$ , полученная из устойчивой структуры б) и переходящая в устойчивую структуру г); г)  $H_{\perp}(\alpha = 10^{\circ})$ ; д)  $H_{\perp}(\alpha = 27^{\circ})$ ; е)  $H_{\perp}(\alpha = 27^{\circ}-28^{\circ})$ ; ж)  $H_{\perp}(\alpha = 28^{\circ})$ ; з) двухвихревая  $180^{\circ}$  структура  $H_{\perp}(\alpha = 0^{\circ})$ .

Полная энергия ДГ увеличивается и становится равной значению  $k$  на рис. 3 при значении внешнего поля  $H_{\perp} = -0.39 \text{ Э}$  ( $\alpha = -9^{\circ}$ ). В диапазоне значений внешнего поля от  $H_{\perp} = -0.39 \text{ Э}$  ( $\alpha = -9^{\circ}$ ) до  $H_{\perp} = -0.43 \text{ Э}$  ( $\alpha = -10^{\circ}$ ) двухвихревая структура переходит в структуру промежуточной ДГ Блоха ( $180 - 2\alpha_n$ )°. При уменьшении внешнего поля до нуля структура промежуточной ДГ Блоха переходит в структуру  $180^{\circ}$  ДГ Блоха, совпадающей с исходной структурой рис. 1а.

При увеличении внешнего поля в положительном направлении структура промежуточной ДГ Блоха переходит в структуры рис. 2б–2д, а при

уменьшении поля переходит в структуры рис. 2е, ж и далее при отсутствии поля перейдет в структуру двухвихревой  $180^{\circ}$  ДГ (рис. 2з).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе решения уравнений микромагнетизма численным способом исследованы энергия и структура ДГ Блоха под действием магнитного поля, приложенного перпендикулярно оси легкого намагничивания.

Под действием внешнего поля независимо от направления (отрицательного или положительного) одновихревая структура  $180^{\circ}$  ДГ Блоха пе-

переходит при достижении некоторого значения внешнего поля в промежуточную двумерную ДГ Нееля со значительным понижением полной энергии ДГ, и при снятии внешнего поля структура промежуточной ДГ Нееля переходит в структуру двухвихревой  $180^\circ$  ДГ. Под действием внешнего поля двухвихревая  $180^\circ$  ДГ переходит в промежуточную ДГ Блоха и при снятии внешнего поля структура промежуточной ДГ Блоха переходит в структуру  $180^\circ$  ДГ Блоха. Детально исследовано и показано, что переход из одной структуры в другую осуществляется вследствие полного выхода намагниченности на поверхность пленки.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *La Bonte A.E.* Two-dimensional Bloch-type domain walls in ferromagnetic films // *J. Appl. Phys.* 1969. V. 40. № 6. P. 2450–2458.
2. *Hubert A.* Stray-field-free magnetization configurations // *Phys. Stat. Sol.* 1969. V. 32. P. 519–534.
3. *Браун У.Ф.* Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 160 с.
4. *Филиппов Б.Н.* Статические свойства и нелинейная динамика доменных границ с вихреподобной внутренней структурой в магнитных пленках (Обзор) // *ФНТ.* 2002. Т. 28. № 10. С. 991–1032.
5. *Дубовик М.Н., Зверев В.В., Филиппов Б.Н.* Нелинейная перестройка структуры доменных границ в тонкой пленке с одноосной плоскостной анизотропией // *ФММ.* 2014. Т. 115. № 11. С. 1226–1244.
6. *Корзунин Л.Г., Филиппов Б.Н., Зверев В.В.* Закритическая динамика доменных стенок в магнитных пленках с плоскостной анизотропией // *ФТТ.* 2015. Т. 57. Вып. 8. С. 1484–1491.
7. *Дубовик М.Н., Зверев В.В., Филиппов Б.Н.* Нелинейная динамика доменных границ с поперечными связями // *ЖЭТФ.* 2016. Т. 150. Вып. 1(7). С. 122–134.
8. *Филиппов Б.Н., Дубовик М.Н.* Нестационарная динамика вихреподобных доменных стенок в магнитных пленках с плоскостной анизотропией // *ФММ.* 2017. Т. 118. № 12. С. 1265–1276.
9. *Зверев В.В., Филиппов Б.Н., Дубовик М.Н.* Трехмерное моделирование нелинейной динамики доменных границ в пленках с перпендикулярной анизотропией // *ФТТ.* 2017. Т. 59. Вып. 3. С. 506–516.
10. *Дубовик М.Н., Байкенов Е.Ж., Зверев В.В., Филиппов Б.Н.* Переходы между сегментами С-образных и S-образных доменных границ в магнитно-одноосных и твросных пленках // *ФММ.* 2018. Т. 119. № 3. С. 219–226.
11. *Хуберт А.* Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М.: Мир, 1977. 306 с.
12. *Berkov D.V., Ramstock K., Hubert A.* Solving micromagnetic problems. Towards an optimal numerical method // *Phys. Stat. Sol. (a).* 1993. V. 137. P. 207–225.
13. *Филиппов Б.Н., Корзунин Л.Г.* Влияние слабого магнитного поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания, на нелинейную динамику доменных границ в магнито-одноосных пленках с плоскостной анизотропией // *ФММ.* 1998. Т. 86. Вып. 1. С. 24–32.
14. *Филиппов Б.Н., Дубовик М.Н.* Нелинейная перестройка вихреподобных доменных границ в магнито-одноосных пленках под действием внешнего поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания // *ЖТФ.* 2008. Т. 78. Вып. 10. С. 110–116.