

УДК 537.61.3

КВАЗИЛОКАЛЬНЫЙ ХАРАКТЕР ВЛИЯНИЯ ПОЛЯ МАГНИТНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ПОЛОСОВУЮ ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ

М. Л. Акимов, П. А. Поляков

(кафедра общей физики)

E-mail: polyakov@magnetic.phys.msu.su

Обнаружено явление доменной магнитной экранировки образцом внешнего и собственного магнитостатических полей. Исследуется эффективность доменной экранировки полосовой доменной структурой в пленке магнитостатического поля магнитной неоднородности цилиндрической формы.

В ферромагнитных материалах возникает доменное упорядочение, которое способствует уменьшению магнитостатической энергии образца [1]. Это явление можно также рассматривать как своеобразную экранировку магнитным образцом внешнего и собственного магнитостатических полей. В настоящей работе исследуется эффективность доменной экранировки полосовой доменной структурой в пленке магнитостатического поля неоднородности цилиндрической формы.

Рассмотрим изолированный полосовой домен при наличии цилиндрического дефекта радиуса R . На рис. 1 изображен изолированный полосовой домен ширины $w = 2a$, расположенный вдоль координатной оси x в бесконечной пленке толщины h . Координатная ось z направлена перпендикулярно плоскости пленки, а ось y — перпендикулярно доменной стенке. Начало системы координат помещено в центр цилиндрического дефекта, расположенного сбоку от полосового домена. Магнитостатическое поле рассеяния цилиндрического дефекта искажает форму полосового домена и приводит к зависимости его ширины от координаты x .

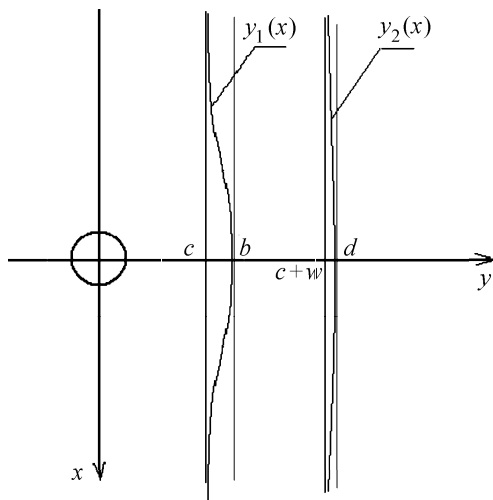


Рис. 1. Схема расположения магнитной цилиндрической неоднородности и системы полосовых доменов

Для сокращения дальнейших записей введем обозначение: $Q(\xi_1, \xi_2, \xi_3, \xi_4) = \left(\frac{1}{\sqrt{(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\xi_3 - \xi_4)^2}} - \frac{1}{\sqrt{(\xi_1 - \xi_2)^2 + (\xi_3 - \xi_4)^2 + h^2}} \right)$.

Пусть функции $y_1(x)$ и $y_2(x)$ определяют изгибы соответственно левой и правой доменных стенок (см. рис. 1). Тогда изменение магнитостатической энергии [2, 3], рассматриваемое как функционал от двух неизвестных функций $y_1(x)$ и $y_2(x)$, можно представить в виде

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} W_1 = & -4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_{w+c}^{y_2(x)} dy \int_{-A}^A dx' \int_{y_2(x')}^d dy' Q(x, x', y, y') - \\ & -4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_{y_2(x)}^d dy \int_{-A}^A dx' \int_{y_1(x')}^b dy' Q(x, x', y, y') - \\ & -4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_{w+c}^{y_2(x)} dy \int_{-A}^A dx' \int_c^{y_1(x')} dy' Q(x, x', y, y') - \\ & -4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_c^{y_1(x)} dy \int_{-A}^A dx' \int_{y_1(x')}^b dy' Q(x, x', y, y') \end{aligned}$$

— изменение магнитостатической энергии, обусловленное искривлением доменных границ в двух прямолинейных полосах, обрамляющих изогнутые доменные границы и параллельных оси x , а также изменение энергии взаимодействия магнитных зарядов между поверхностными зарядами выделенных полос, обусловленное искривлением доменных границ, b и d — максимальные значения функций $y_1(x)$ и $y_2(x)$, σ — поверхностная плотность магнитостатических зарядов, равная нормальной составляющей вектора намагниченности M_n , A — параметр регуляризации;

$$W_2 = -2\sigma^2 \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 \times$$

$$\times \left[\int_{-A}^A dx \int_c^{y_1(x)} dy Q(x, x_1, y, x_2) + \right.$$

$$+ \int_{-A}^A dx \int_{y_1(x)}^b dy Q(x, x_1, y, x_2) +$$

$$+ \int_{-A}^A dx \int_{c+w}^{y_2(x)} dy Q(x, x_1, y, x_2) -$$

$$\left. - \int_{-A}^A dx \int_{y_2(x)}^d dy Q(x, x_1, y, x_2) \right]$$

— энергия взаимодействия магнитных зарядов цилиндрической неоднородности с наведенными за счет изгиба доменных границ поверхностными магнитными зарядами полосового домена;

$$W_3 = 4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_c^{w+c} dy \int_{-A}^A dx' \int_{w+c}^{y_2(x')} dy' Q(x, x', y, y') -$$

$$- 4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_c^{w+c} dy \int_{-A}^A dx' \int_c^{y_1(x')} dy' Q(x, x', y, y') -$$

$$- 4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_d^{B_2} dy \int_{-A}^A dx' \int_{w+c}^{y_1(x')} dy' Q(x, x', y, y') -$$

$$- 4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_{-B_1}^c dy \int_{-A}^A dx' \int_b^{y_1(x')} dy' Q(x, x', y, y') -$$

$$- 4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_d^{B_2} dy \int_{-A}^A dx' \int_{y_1(x')}^b dy' Q(x, x', y, y') -$$

$$- 4\sigma^2 \int_{-A}^A dx \int_{-B_1}^c dy \int_{-A}^A dx' \int_{w+c}^{y_2(x')} dy' Q(x, x', y, y')$$

— изменение магнитостатической энергии взаимодействия верхней и нижней поверхностей неискривленного полосового домена с прилегающими к ним прямолинейными полосками, обрамляющими изогнутые доменные границы и параллельные оси x , а также изменение энергии взаимодействия прямолинейных полубесконечных плоскостей с полосками, обрамляющими изогнутые доменные границы полосового домена, где B_1, B_2 — параметры регуляризации;

$$W_4 = 2\sigma h H_z \int_{-A}^A dx \left(\int_c^{y_1(x)} dy - \int_{w+c}^{y_2(x)} dy \right) + \text{const}$$

— изменение магнитостатической энергии полосового домена во внешнем магнитном поле смещения, где H_z — магнитное поле параллельное оси z , const — члены, не зависящие от изгиба доменной границы.

Вычисляя вариационные производные функционала изменения магнитостатической энергии (1) $\delta W/\delta y_1(x)$, $\delta W/\delta y_2(x)$ и приравнявая их к нулю, получаем систему нелинейных функциональных интегральных уравнений для функций $y_1(x)$ и $y_2(x)$, которые при относительно малых искривлениях доменных границ можно линеаризовать. Раскладывая функции $y_1(x)$ и $y_2(x)$ в пределах интегрирования в ряд, имеем систему уравнений:

$$\int_{-A}^A dx' P_1(x')(y_1(x') - c) -$$

$$- \int_{-A}^A dx' P_2(x')(y_2(x') - (c+w)) + (y_1(x') - c)f =$$

$$= \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 Q(x, x_1, c, x_2), \quad (2)$$

$$- \int_{-A}^A dx' P_3(x')(y_1(x') - c) +$$

$$+ \int_{-A}^A dx' P_4(x')(y_2(x') - (w+c)) + (y_2(x') - (w+c))f =$$

$$= \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 Q(x, x_1, w+c, x_2),$$

где $\psi_1 = b - c$, $\nu_1 = b - w - c$,

$$P_1(x') = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \psi_1^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \psi_1^2 + h^2}},$$

$$P_2(x') = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \nu_1^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \nu_1^2 + h^2}},$$

$$\psi_2 = d - c, \quad \nu_2 = d - (w+c), \quad f = 2 \ln \left[1 + \frac{h^2}{4a^2} \right],$$

$$P_3(x') = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \psi_2^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \psi_2^2 + h^2}},$$

$$P_4(x') = \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \nu_2^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + \nu_2^2 + h^2}}.$$

Уравнения системы (2) являются линейными интегральными уравнениями типа свертки и могут быть решены методом преобразования Фурье [4].

Проводя косинус-преобразование Фурье уравнений системы (2), получим:

$$\left\{ K_0(y\psi_1) - K_0\left(y\sqrt{\psi_1^2 + h^2}\right) + f \right\} (\tilde{y}_1(x') - c) - \left\{ K_0(yv_1) - K_0\left(y\sqrt{v_1^2 + h^2}\right) \right\} \times (\tilde{y}_2(x') - (w + c)) = A(y),$$

$$\left\{ K_0(y\psi_2) - K_0\left(y\sqrt{\psi_2^2 + h^2}\right) \right\} (\tilde{y}_1(x') - c) + \left\{ K_0(yv_2) - K_0\left(y\sqrt{v_2^2 + h^2}\right) + f \right\} \times (\tilde{y}_2(x') - (w + c)) = B(y),$$

где $(\tilde{y}_1(x) - c)$ и $(\tilde{y}_2(x) - (w + c))$ — фурье-образы функций $(y_1(x) - c)$ и $(y_2(x) - (w + c))$,

$$A(y) = \int_0^\infty dx' \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 \times Q(x', x_1, c, x_2) \cos(x'y),$$

$$B(y) = \int_0^\infty dx' \int_{-R}^R dx_1 \int_{-\sqrt{R^2-x_1^2}}^{\sqrt{R^2-x_1^2}} dx_2 \times Q(x', x_1, w+c, x_2) \cos(x'y).$$

Разрешая эту систему алгебраических уравнений и выполняя обратное преобразование Фурье, получим следующие выражения для форм искажения доменных границ полосового домена:

$$y_1(x) = c + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \times \int_0^\infty \left[\frac{(A_2(y) + f)A(y) + A_1(y)B(y)}{\{D_1(y) + f\}\{A_2(y) + f\} - A_1(y)D_2(y)} \right] \cos(xy) dy,$$

$$y_2(x) = c + w + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \times \int_0^\infty \left[\frac{(D_1(y) + f)B(y) - D_2(y)A(y)}{\{D_1(y) + f\}\{A_2(y) + f\} - A_1(y)D_2(y)} \right] \cos(xy) dy,$$

(3)

$$A_1(y) = - \left(K_0(y(b - c - w)) - K_0\left(y\sqrt{(b - c - w)^2 + h^2}\right) \right),$$

$$A_2(y) = \left(K_0(y(d - c - w)) - K_0\left(y\sqrt{(d - c - w)^2 + h^2}\right) \right),$$

$$D_1(y) = \left(K_0(y(b - c)) - K_0\left(y\sqrt{(b - c)^2 + h^2}\right) \right),$$

$$D_2(y) = - \left(K_0(y(d - c)) - K_0\left(y\sqrt{(d - c)^2 + h^2}\right) \right),$$

$$f = 2 \ln \left[1 + \frac{h^2}{4a^2} \right].$$

b и d — максимальные значения функций $y_1(x)$ и $y_2(x)$, описывающих формы искажений доменных границ полосового домена вследствие магнитостатического поля рассеяния цилиндрической магнитной неоднородности или дефекта.

При помощи выражения (3) были построены теоретические кривые, описывающие формы искажения доменных границ полосового домена при наличии сбоку цилиндрической магнитной неоднородности радиуса $R = 2$ мкм, представленные на рис. 2, 3, (на графиках по осям x и y отложены безразмерные величины x/h и y/h).

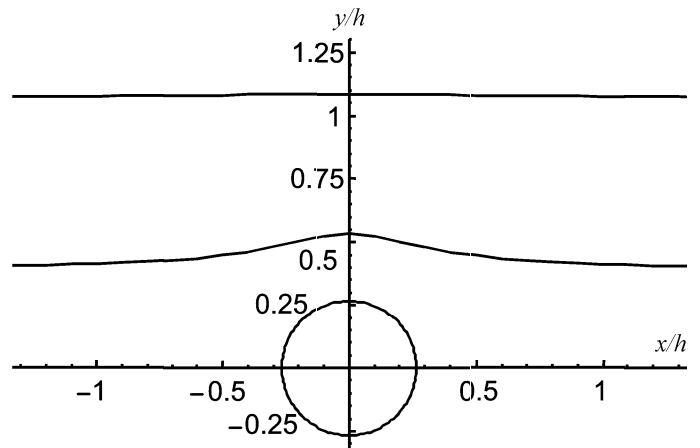


Рис. 2. Форма системы полосовых доменов при наличии цилиндрической магнитной неоднородности в магнитной пленке для физических параметров: $c = 3$ мкм, $w = 5$ мкм, $h = 7.5$ мкм, $b = 0.99$ мкм, $d = 0.13$ мкм

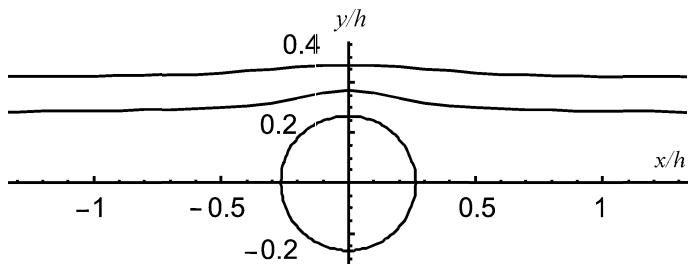


Рис. 3. Форма системы полосовых доменов при наличии цилиндрической магнитной неоднородности в магнитной пленке для физических параметров: $c = 2.1$ мкм, $w = 1$ мкм, $h = 7.5$ мкм, $b = 0.66$ мкм, $d = 0.41$ мкм

Из полученных результатов и графиков, показанных на рис. 2, 3, следует, что существенное влияние поле цилиндрического дефекта оказывает на ближайшую доменную границу. Следующая доменная граница получает заметное искривление только для очень узкого домена по сравнению с размерами самого дефекта и практически не искажается при типичных параметрах магнитной пленки. Это означает,

что магнитное поле дефекта практически полностью экранируется наведенными магнитными зарядами при искривлении ближайшей к дефекту доменной границы (см. рис. 2). Этот факт наблюдается и в реальных экспериментах, представленных в работах [3, 5]. Таким образом, проведенные исследования свидетельствуют, что полосовой домен в магнитной пленке, незначительно искажая свою форму, способен эффективно экранировать магнитостатическое поле магнитной неоднородности цилиндрической формы.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы «Университеты России» (грант УР.01.01.46).

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., 1992.
2. Акимов М.Л., Болтасова Ю.В., Поляков П.А. // Радиотехн. и электроника. 2001. **46**. С. 504.
3. Акимов М.Л., Поляков П.А., Усманов Н.Н. // ЖЭТФ. 2002. **121**. С. 347.
4. Бейтмен Г., Эрдейи А. Таблицы интегральных преобразований. М., 1969.
5. Логгинов А.С., Николаев А.В., Николаева Е.П., Онищук В.Н. // ЖЭТФ. 2000. **117**. С. 571.

Поступила в редакцию
16.06.03