

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

© Ю.И.Джежеря

Донецкий государственный университет,
340100 Донецк, Украина
(Поступила в Редакцию 20 июня 1995 г.
В окончательной редакции 15 марта 1996 г.)

Исследуются особенности доменных структур в легкоплоскостных ферромагнетиках.

На основании уравнений Ландау–Лифшица исследуются конфигурации, спектральные характеристики и условия устойчивости элементов доменных структур в ферромагнитных материалах с анизотропной плоскостью легкого намагничивания.

Предполагается, что ферромагнетик с анизотропной плоскостью легкого намагничивания YOX содержит элементы полосовой доменной структуры. Плотность энергии данной системы в угловых переменных ϑ, θ сферической системы координат с полярной осью OZ , включающая основные типы взаимодействия, имеет вид

$$\omega = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2} (\nabla\theta)^2 + \frac{\alpha}{2} \sin^2 \theta (\nabla\vartheta)^2 + \frac{\beta}{2} \cos^2 \theta - \frac{\rho}{2} \sin^2 \theta \sin^2 \vartheta + \frac{h_m^2}{8\pi} - h_x \sin \theta \cos \vartheta - h_y \sin \theta \sin \vartheta - h_z \cos \theta \right\}, \quad (1)$$

где α, β — постоянные обменного взаимодействия и легкоплоскостной анизотропии соответственно, ρ — константа легкоосной анизотропии в плоскости легкого намагничивания в направлении OY , $h = \mathbf{H}_m/M_0$, M_0 — намагниченность насыщения, \mathbf{H}_m — собственное магнитостатическое поле образца, $h = \mathbf{H}/M_0$ — приведенное магнитное поле. Угловые переменные связаны с компонентами намагниченности соотношениями

$$\frac{\mathbf{M}}{M_0} = \mathbf{m} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \theta \\ \sin \vartheta & \sin \theta \\ & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В предположении, что намагниченность модулирована в направлении OX , воспользуемся винтеровским приближением поля \mathbf{H}_m

$$\mathbf{H}_m = -4\pi M_x \mathbf{e}_x. \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
 -\sin \theta \frac{\partial}{\partial \tau} \theta &= \frac{1}{M_0^2} \frac{\delta \omega}{\delta \vartheta}, \\
 \sin \theta \frac{\partial}{\partial \tau} \vartheta &= \frac{1}{M_0^2} \frac{\delta \omega}{\delta \theta}
 \end{aligned}
 \tag{4}$$

(где $\tau = tM_0\gamma$, $\gamma = 2\mu_0/\hbar$, μ_0 — магнетон Бора) рассмотрим магнитные конфигурации, возникающие при наложении полей, параллельных намагниченности полосовой доменной структуры.

Как показано в [1], результатом такого влияния является образование связанного состояния двух однополярных 180° доменных стенок — 2π ДС. Однако их внутренняя структура в ферромагнетике с анизотропной плоскостью легкого намагничивания может быть различна в зависимости от соотношения между энергиями анизотропии и магнитостатического взаимодействия.

Установлено, что в случае, когда $\mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)$, реализуется структура

$$\begin{aligned}
 \theta &= \pi/2, \quad \vartheta = \Phi - \varepsilon h_x \sin \Phi, \quad \Phi = 3\pi/2 + 2 \operatorname{arctg} \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon h_y}}{\lambda} \operatorname{sh} \lambda(\xi - \xi_0) \right\}, \\
 \lambda &= \sqrt{1 + \varepsilon h_y}, \quad \xi = x/l, \quad l = \sqrt{\alpha/(\rho + 4\pi)}, \quad \varepsilon = 1/(\rho + 4\pi) \ll 1.
 \end{aligned}
 \tag{5}$$

Соотношения (5) описывают равновесную структуру 2π ДС. Спектр ее спин-волновых возмущений, найденный стандартными методами теории возмущений, имеет две ветви

$$\begin{aligned}
 \omega_{1,2}(\mathbf{q}) &= \omega_0 \left\{ q^4 + (\beta - 4\pi)(q^2 + h_y) \mp \right. \\
 &\left. \mp \left[h_y^2 (\beta - 4\pi + 2q^2)^2 + q^2 (q^2 + 2h_y) \left(\frac{\pi h_x}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}},
 \end{aligned}$$

где $\omega_0 = \gamma M_0$, $\varepsilon \mathbf{q}^2 = (lk)^2$, \mathbf{k} — волновой вектор в плоскости стенки.

Ветвь ω_2 имеет щель $\Omega(h_y = \omega_0 \sqrt{h_y(\beta - 4\pi)})$, соответствующую собственной частоте однородных пульсационных возмущений связанного состояния двух 180° ДС.

Ветвь ω_1 бесщелевая и соответствует изгибным искажениям 2π ДС. Спектр спин-волновых возмущений веществен и положительно определен при условии

$$0 \leq h_y \leq \frac{\beta - 4\pi}{2} \left(1 - \left(\frac{\pi h_x}{2(\beta - 4\pi)} \right)^2 \right).
 \tag{6}$$

Неравенство (6) является, таким образом, условием устойчивости структуры (5). Очевидно, что непременным требованием существования конфигурации, в которой изменение намагниченности в стенке происходит без выхода из «легкой» плоскости YOX , является выполнение условия $\beta > 4\pi$.

При значении компонент внешнего магнитного поля, нарушающих неравенство (6), полосовая структура 2π ДС в рамках исследуемой модели теряет устойчивость.

Поправки к намагниченности и статической восприимчивости, обусловленные присутствием 2π ДС, в пересчете на единицу площади равны

$$\begin{aligned} M_y &= -2M_0 l \delta(h_y) + \varepsilon^2 \dots, \\ \chi_{yy} &= 1/h_y + \varepsilon \dots, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\delta(h_y) = \frac{1}{2} \int d\xi (1 - M_y/M_0) = \ln \left(\frac{(1 + \varepsilon h_y)^{1/2} + 1}{(1 + \varepsilon h_y)^{1/2} - 1} \right)$$

— ширина 2π ДС в единицах l . Восприимчивость системы к магнитному полю в направлении OX незначительна и проявляется в следующих порядках теории возмущений. Изменение поля в направлении, параллельном намагниченности, в доменах OY оказывает сильное влияние на состояние системы, особенно при $h_y \rightarrow 0$. Этот эффект, очевидно, связан с качественными изменениями в системе, так как равновесная структура 2π ДС не может самостоятельно существовать в отсутствие подмагничивающего поля.

Иная внутренняя структура 2π ДС реализуется в случае, когда значение магнитостатического поля превосходит величину легкоплоскостной анизотропии ($4\pi > \beta$). При $\mathbf{H} = (0, H_y, H_z)$ распределение намагниченности имеет вид

$$\begin{aligned} \vartheta &= \pi/2, & \theta &= \theta_0 - \varepsilon h_z \sin \theta_0, \\ \theta_0 &= 3\pi/2 + 2 \operatorname{arctg} \left(\sqrt{\frac{\varepsilon h_y}{\lambda}} \operatorname{sh} \lambda(\xi - \xi_0) \right). \end{aligned} \quad (8)$$

В этом случае использованы перенормированные параметры $\xi = x/l$, $l = \sqrt{\alpha/(\rho + \beta)}$, $\varepsilon = 1/(\rho + \beta) \ll 1$.

Анализ устойчивости данной конфигурации проведен на основании спектра спин-волновых возмущений равновесной структуры

$$\begin{aligned} \omega_{1,2}(\mathbf{q}) &= \omega_0 \left\{ q^4 + (4\pi - \beta)(q^2 + h_y) \mp \right. \\ &\left. \mp \left[h_y^2 (4\pi - \beta + 2q^2)^2 + q^2 (q^2 + 2h_y) \left(\frac{\pi h_z}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \end{aligned}$$

$$0 \leq h_y \leq \frac{4\pi - \beta}{2} \left(1 - \left(\frac{\pi h_z}{2(4\pi - \beta)} \right)^2 \right). \quad (9)$$

Функциональные зависимости энергии 2π ДС обеих конфигураций совпадают и равны

$$\sigma = E/S = 4lM_0^2 \left(\sqrt{1 + \varepsilon h_y} + \frac{1}{2}\varepsilon h_y \delta(h_y) + \varepsilon^2 \dots \right). \quad (10)$$

Однако при $\beta < 4\pi$ устойчивой является стенка, разворот намагниченности которой происходит ортогонально «легкой» плоскости. Данная структура в этих условиях обладает меньшей энергией.

При $\beta \rightarrow 4\pi$ энергия 2π ДС обеих конфигураций стремится к одному значению, и в пределе $\beta = 4\pi$ устойчивое существование рассмотренных элементов доменной структуры невозможно, так как влияние сколь угодно малых магнитных полей нарушает условия устойчивости (6), (9), указывая на то, что данные конфигурации в этом случае не будут минимизировать функционал энергии системы.

Итак, установлено, что при наличии внешнего магнитного поля, параллельного намагниченности в полосовых доменах (поля смещения), могут существовать устойчивые конфигурации намагниченности — 360° доменные стенки (2π ДС), которые представляют собой связанное состояние 180° междоменных границ.

Список литературы

- [1] М.Я. Широков. ЖЭТФ 15, 1, 57 (1945).