

Особенности движения 180° доменной границы в тонкой ферромагнитной пленке с дефектами

© Ю.И. Джежеря, М.В. Сорокин

Институт магнетизма Академии наук Украины,
252680 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 20 июля 1998 г.)

Для тонкой ферромагнитной пленки на основе теории возмущений исследован процесс торможения 180° доменной границы в поле случайно распределенных точечных дефектов. Установлено, что для малых скоростей движение границы нестационарно. Показано, что критическая скорость стационарного движения существенным образом зависит от толщины пленки и концентрации дефектов.

В теории магнитоупорядоченных систем вопросы торможения доменных границ (ДГ) занимают одно из ключевых мест. Процессы диссипации широко исследовались различными авторами в рамках феноменологического подхода [1–6], который основывается на введении в уравнение динамики намагниченности релаксационных членов релятивистской и обменной природы. Однако существуют механизмы торможения ДГ, которые нельзя рассмотреть базируясь на принципах феноменологического подхода. Один из них связан со взаимодействием движущейся ДГ с дефектами магнитной структуры. Для более точного определения характера динамики намагниченности следует детально рассмотреть влияние этого процесса.

В настоящей работе рассмотрено влияние структурных дефектов на процессы торможения ДГ в тонкой ферромагнитной пленке. В рамках используемой модели для материалов с различными магнитными и релаксационными параметрами исследован характер движения ДГ во всем диапазоне скоростей.

На основании простого анализа можно показать, что для малых скоростей характер движения ДГ определяется процессами взаимодействия с полем дефектов.

Очевидно, что изменение кинетической энергии ДГ, вызванное влиянием внешнего магнитного поля, имеет вид

$$\frac{\partial E_{\text{kin}}}{\partial v} \dot{v} = 2M_0 H S v - P(v), \quad (1)$$

где E_{kin} — кинетическая энергия ДГ; H — внешнее магнитное поле; M_0 — намагниченность насыщения; S — площадь ДГ; v — скорость ДГ; $P(v)$ — мощность потерь энергии ДГ.

Для определения условия стационарного движения представим скорость ДГ в виде

$$v = v_0 + v_1(t), \quad (2)$$

где $v_0 = \text{const}$ — скорость стационарного движения, определяемая уравнением

$$2M_0 H S v_0 - P(v_0) = 0. \quad (3)$$

А v_1 — малые поправки $|v_1| \ll v_0$, удовлетворяющие уравнению

$$\frac{\partial E_{\text{kin}}}{\partial v_0} v_1 = 2M_0 H S v_1 - \frac{\partial P(v_0)}{\partial v_0} v_1, \quad (4)$$

решение которого имеет вид

$$v = \text{const} \exp(\gamma^* t),$$

$$\gamma^* = \left(P(v_0) - \frac{\partial P(v_0)}{\partial v_0} v_0 \right) / \frac{\partial E_{\text{kin}}}{\partial v_0} v_0. \quad (5)$$

Знак γ^* определяет рост или уменьшение малой добавки к постоянной скорости с течением времени. Если $\gamma^* < 0$, то v_1 затухает и ДГ будет двигаться с постоянной скоростью. Исключив из γ^* заведомо положительные множители, с учетом (3) можем записать критерий стационарного движения

$$\gamma(v_0) = P(v_0) - \frac{\partial P(v_0)}{\partial v_0} v_0 \leq 0. \quad (6)$$

При описании процессов диссипации гильбертовским релаксационным членом в уравнении Ландау–Лифшица, мощность потерь за счет поглощения термостатом энергии движущейся ДГ пропорциональна квадрату скорости и ДГ движется равномерно при любой скорости, меньше уокеровской. В работе [7] было получено, что для малых скоростей мощность потерь энергии ДГ при взаимодействии с полем дефектов пропорциональна \sqrt{v} . В этом случае (6) не выполняется и движение ДГ не стационарно. В настоящей работе исследована возможность реализации областей нестационарного движения для более широкого диапазона скоростей вплоть до уокеровской.

При исследовании характера движения плоской ДГ полагаем, что плотность энергии ферромагнитной пленки имеет следующий вид:

$$w = \frac{1}{2} M_0^2 \left\{ \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 - \beta M_z^2 + \frac{1}{4\pi} \mathbf{H}_m^2 + \Delta \alpha \Delta V \sum_n \left(\frac{d\mathbf{M}}{dx_i} \right)^2 \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_n) \right\}, \quad (7)$$

где α, β — постоянные обменного взаимодействия и легкоосной анизотропии; \mathbf{M} — единичный вектор намаг-

ниченности; \mathbf{H}_m — магнитостатическое поле; последний член в (7) связан с наличием точечных дефектов, потенциал взаимодействия которых с полем намагниченности имеет δ -образный характер локализации и связан с изменением в малой окрестности объемом ΔV постоянной обменного взаимодействия на величину $\Delta\alpha$; \mathbf{x}_n — радиус-вектор дефекта.

Исследование динамики намагниченности проведем в системе координат, ось OZ которой ортогональна плоскости ферромагнитной пленки, а поверхность ДГ параллельна YOZ . Тогда распределение намагниченности в основном состоянии будет зависеть от одной пространственной переменной x .

Для тонкой ферромагнитной пленки магнитостатическое поле с хорошей точностью может быть представлено в винтеровском приближении [4]

$$\mathbf{H} = -4\pi M_x \mathbf{e}_x, \quad (8)$$

где \mathbf{e}_x — орт оси OX .

Для нахождения решения удобно пользоваться переменными $\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z)$, связанными с \mathbf{M} соотношениями

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} \cos \chi & 0 & \sin \chi \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \chi & 0 & \cos \chi \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ 1 + m_z \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Вектор \mathbf{m} соответствует возмущениям ДГ, вызванным взаимодействием с полем дефектов. При этом основное состояние определяется уокеровским решением

$$\mathbf{M}_w = \begin{pmatrix} \cos \chi_0 & \sin \theta \\ \sin \chi_0 & \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix},$$

$$\theta = 2 \operatorname{arctg} \exp(\xi - \xi_0),$$

$$\xi = x/\delta, \quad \delta = \sqrt{\alpha/\beta^*}, \quad \beta^* = \beta + 4\pi \cos^2 \chi_0,$$

$$\frac{\partial \chi_0}{\partial \tau} = \alpha_G v^*, \quad \alpha_G \frac{\partial \chi_0}{\partial \tau} + v^* + \frac{2\pi}{\beta^*} \sin 2\chi_0, \quad \frac{\partial \xi_0}{\partial \tau} = v^*,$$

$$v^* = v/\omega_0 \delta, \quad \tau = \omega_0 t, \quad \omega_0 = 2\beta^* \mu_B M_0/\hbar, \quad (10)$$

где μ_B — магнетон Бора.

В случае, если пленка тонкая, колебаниями магнитного момента вдоль направления перпендикулярного к ее плоскости можно пренебречь. Из условия $|\mathbf{M}| = 1$ с учетом (9) получаем, что m_z ($m_z = -\frac{1}{2}(m_x^2 + m_y^2)$) величина более высокого порядка малости по сравнению с m_x, m_y . Тогда уравнение Ландау–Лифшица в линейном

приближении будет выглядеть следующим образом:

$$\left(-v^* \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \sigma_{ij} m_j + \hat{G}_{ij} m_j = f_i,$$

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \alpha_G & -1 \\ 1 & \alpha_G \end{pmatrix}, \quad \mathbf{m} = (m_x, m_y),$$

$$\hat{G}_{xx} = \hat{B}^+ - \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}, \quad \hat{G}_{xy} = \hat{G}_{yx} = -\frac{1}{2} Q^{-1} \sin 2\chi \operatorname{th} \xi,$$

$$\hat{G}_{yy} = \hat{G}_{xx} - Q^{-1} \cos 2\chi, \quad Q = \beta^*/4\pi,$$

$$\hat{B} = \frac{\partial}{\partial \xi} + \operatorname{th} \xi,$$

$$\mathbf{r} = (\xi, \eta, \zeta), \quad \eta = \frac{y}{\delta}, \quad \zeta = \frac{z}{\delta},$$

$$f = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \left[\sum_n \varepsilon \frac{\operatorname{sh} \xi}{\operatorname{ch}^2 \xi} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_n + \xi_0 \mathbf{e}_x) - \frac{\dot{\chi} - \dot{\chi}_0}{\operatorname{ch} \xi} \right],$$

$$\varepsilon = (\Delta\alpha/\alpha)(\Delta V/\delta^3). \quad (11)$$

В случае когда размеры дефектов намного меньше толщины ДГ, вид правой части не зависит от природы дефектов, а обусловлен распределением намагниченности в самой ДГ. В работе [7] для переменных m_x, m_y было получено уравнение идентичное (10) и показано, что в первом порядке по ε рассеяние на дефектах не приводит к изменению динамических свойств ДГ ($\dot{\chi} = \dot{\chi}_0$).

Для высокоанизотропных пленок решение уравнения (11) в нулевом приближении по $Q^{-1} \ll 1$ может быть представлено в виде разложения по собственным функциям (СФ) оператора $\hat{B}^+ \hat{B}$, которые имеют вид

$$\varphi(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sec h \xi, \quad (12.1)$$

$$\psi_k(\xi) = \frac{\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})\{-ik_\xi + \operatorname{th} \xi\}}{(2\pi)^{3/2}(1+k_\xi)^{1/2}}, \quad (12.2)$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{q}\delta$, \mathbf{q} — волновой вектор, $\varphi(\xi)$ — СФ дискретного спектра, описывающая поверхностные искажения ДГ, а $\psi_k(\xi)$ соответствует объемным колебаниям намагниченности. Как показано в [8], для высокоанизотропных материалов вклад объемных спиновых волн в диссипацию энергии ДГ, движущейся в поле дефектов, пренебрежимо мал, и в дальнейшем будет учитываться только влияние поверхностных возмущений ДГ. Таким образом, представим значение $\mathbf{m}(\mathbf{r}, \tau)$ в виде

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, \tau) = \mathbf{m}(\eta, \tau)\varphi(\xi). \quad (13)$$

Усреднив (11) по толщине пленке L_z и умножив скалярно на СФ (12.1), получим уравнение для $\mathbf{m}(\eta, \tau)$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + 2\alpha_G \left(-\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} - \frac{2\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \right) \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left(-\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} - \frac{4\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \right) \right] \mathbf{m}(\eta, \tau) = \mathbf{F}(\eta, \tau),$$

$$\mathbf{F}(\eta, \tau) = \varepsilon \frac{\delta}{L_z} \left(-\frac{\partial^2}{\partial \eta^2} - \frac{4\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \right) \frac{\partial}{\partial \tau} \times \sum_n \frac{\text{sh}(\xi_n - \xi_0)}{\text{ch}^3(\xi_n - \xi_0)} \delta(\eta - \eta_n). \quad (14)$$

Из (14) для фурье-образа компонент намагниченности получим простое алгебраическое уравнение

$$\left[-\omega^2 - 2\alpha_G \left(k^2 - \frac{2\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \right) i\omega + k^2 \left(k^2 - \frac{4\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \right) \right] \mathbf{m}(k, \omega) = \mathbf{F}(k, \omega),$$

$$\mathbf{F}(k, \omega) = \varepsilon \frac{\delta}{L_z} \frac{i}{8\pi v^3} \begin{pmatrix} k^2 - \frac{4\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \\ -i\omega \end{pmatrix} \times \frac{\omega^2}{\text{sh} \frac{\pi\omega}{2v^*}} \sum_n \exp \left[i \left(\omega \frac{\xi_n}{v^*} - k\eta_n \right) \right], \quad (15)$$

решение которого имеет следующую форму:

$$\mathbf{m}(k\omega) = \varepsilon \frac{\delta}{L_z} \sum_n \mathbf{a}(k, \omega) \exp \left[i \left(\omega \frac{\xi_n}{v^*} - k\eta_n \right) \right],$$

$$\mathbf{a}(k, \omega) = \frac{(-i)}{8\pi v^3} \begin{pmatrix} k^2 - \frac{4\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \\ -i\omega \end{pmatrix} \times \frac{\omega^2 \text{sh}^{-1} \left(\frac{\pi\omega}{2v^*} \right)}{\left[\omega^2 + 2\alpha_G \left(k^2 - \frac{2\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \right) i\omega - k^2 \left(k^2 - \frac{4\pi}{\beta^*} \cos 2\chi \right) \right]}. \quad (16)$$

Используя обратное преобразование Фурье, представим $\mathbf{m}(\eta, r)$ в виде

$$\mathbf{m}(\eta, r) = \varepsilon \frac{\delta}{L_z} \sum_n \iint dk d\omega \mathbf{a}(k, \omega) \times \exp \{ i [k(\eta - \eta_n) - \omega(\tau - \xi_n/v^*)] \}. \quad (17)$$

Для определения мощности потерь энергии ДГ, воспользуемся диссипативной функцией

$$P(v) = \int dr \left\{ \frac{\delta W}{\delta \mathbf{M}} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{M} \right\}. \quad (18)$$

В данном случае в выражении для мощности потерь можно выделить два слагаемых

$$P(v) = P_1(v) + P_2(v). \quad (19)$$

Первое $P_1(v)$ соответствует поглощению термостатом энергии движущейся невозмущенной ДГ

$$P_1(v) = 2\alpha_G \omega_0 M_0^2 \beta^* S \delta v^*{}^2. \quad (20)$$

Второе $P_2(v)$ описывает потери энергии в результате излучения спиновых волн, возбуждаемых при взаимодействии ДГ с дефектами магнитной структуры

$$P_2(v) = \alpha_G \omega_0 M_0^2 \beta^* L_z \delta^2 \int d\eta \left| \frac{\partial \mathbf{m}(\eta, \tau)}{\partial \tau} \right|^2. \quad (21)$$

Зная явный вид отклонения намагниченности от основного состояния получим выражение для $P_2(v)$

$$P_2(v) = \alpha_G \omega_0 M_0^2 \beta^* \frac{\delta^4}{L_z} \varepsilon^2 \times \sum_{n,m} \iint d\eta dk d\omega dk' d\omega' \omega \omega' \mathbf{a}^+(k', \omega') \mathbf{a}(k, \omega) + \exp \{ i [(k - k')(\eta - \eta_n) - (\omega - \omega')(\tau - \xi_n/v^*)] \}. \quad (22)$$

Полагаем, что дефекты распределены в пленке случайным образом, при этом вклад в сумму дают только диагональные слагаемые ($m = n$). Введем в рассмотрение концентрацию дефектов n и перейдем в (22) от суммирования к интегрированию по пространственным переменным. После несложных преобразований для мощности потерь получим следующее выражение:

$$P_2(v) = 4\pi^2 \omega_0 \alpha_G M_0^2 \beta^* L_z \delta^5 \varepsilon^2 n v^* \times \int dk d\omega \omega^2 |\mathbf{a}(k, \omega)|^2. \quad (23)$$

Нетрудно убедиться, что в приближении тонкой пленки потери $P_2(v)$ не зависят от ее толщины.

Анализ показывает, что неоднородности с размерами порядка объема кристаллической ячейки не вносят заметного вклада в релаксационные процессы.

Поэтому существенные изменения в характере движения ДГ возможны, если ферромагнетик содержит большое количество дефектов $n\delta^3 \sim 1$ достаточно большого размера $\Delta V \approx (0.1\delta)^3$.

Дальнейшие исследования будем проводить для материалов с магнитными параметрами $\alpha = 10^{-8} \text{ см}^2$, $\beta = 100$, $M_0 = 10 \text{ Г}$, при этом предполагаем, что $\Delta\alpha \approx \alpha$.

На рис. 1 приведена зависимость мощности потерь кинетической энергии ДГ от скорости ее движения в материалах с различными диссипативными характеристиками α_G .

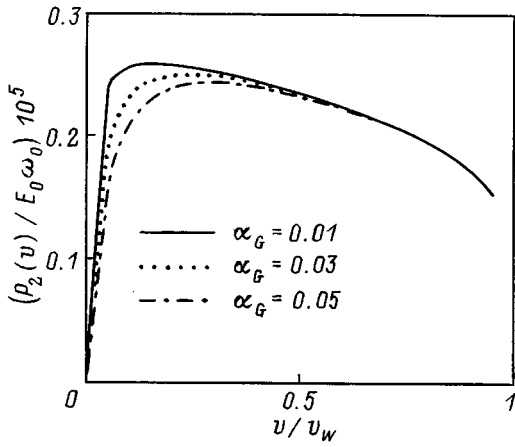


Рис. 1. Зависимости мощности потерь энергии ДГ за счет взаимодействия с дефектами от скорости при $L_z = \delta$ и $n\delta^3 = 1$ ($E_0 = 2\beta^* M_0^2 L_y \delta^2$, $v_w = \frac{2\pi}{\beta^*} \omega_0 \delta$ — уоккеревская скорость.)

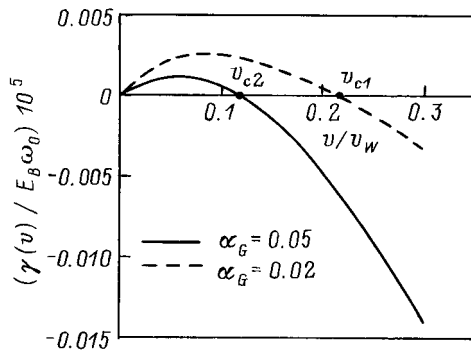


Рис. 2. Зависимости критерия стационарного движения ДГ от скорости при $L_z = \delta$, $n\delta^3 = 1$ ($E_B = 2\beta^* M_0^2 L_y \delta^2$ — энергия блоховской ДГ).

При увеличении скорости ДГ потери кинетической энергии растут вначале пропорционально \sqrt{v} , что согласуется с результатами работы [7]. Примечателен факт убывания потерь $P_2(v)$ с ростом диссипативной постоянной α_G . Это вызвано уменьшением амплитуды возмущений ДГ в диссипативной среде. На рисунке наблюдается наличие максимума величины $P_2(v)$ и прослеживается ее убывание в области больших скоростей. С физической точки зрения это связано с влиянием скорости ДГ на закон дисперсии спиновых волн [8]. С ростом скорости энергия спиновой волны, возбуждаемой дефектами, убывает. При этом уменьшается роль данного релаксационного канала.

Анализ приведенной на рис. 2 зависимости $\gamma(v)$ в рамках используемой модели позволяет говорить об особенностях движения ДГ. Таким образом, точка пересечения графика $\gamma(v)$ с осью абсцисс определяет критическую скорость v_c , которая зависит от магнитных свойств материала и плотности дефектов. Убывание v_c с ростом величины релаксационной постоянной α_G можно

объяснить усилением роли в процессе торможения ДГ релятивистской и обменной релаксаций.

На рис. 3 приведен график $v_c(n)$ для пленки с толщиной $L_z = \delta$, который показывает, что увеличение плотности дефектов приводит к росту критической скорости. Из анализа выражения для мощности потерь (23) видно, что с ростом толщины пленки, так же как и с увеличением релятивистской постоянной, усиливается роль процессов торможения релятивистской и обменной природы, которые оказывают стабилизирующее влияние на движение ДГ. Так, на рис. 4 изображен результат расчета зависимости критической скорости v_c от толщины пленки.

Таким образом, проведенные исследования показали, что для малых скоростей ДГ механизм торможения на дефектах является основным, его влияние приводит к реализации области нестационарного движения. С ростом α_G сокращается мощность потерь энергии ДГ за счет взаимодействия с полем дефектов и соответственно уменьшается критическая скорость стационарного движения. Обнаружено, что v_c возрастает с увеличением плотности дефектов и уменьшением толщины пленки.

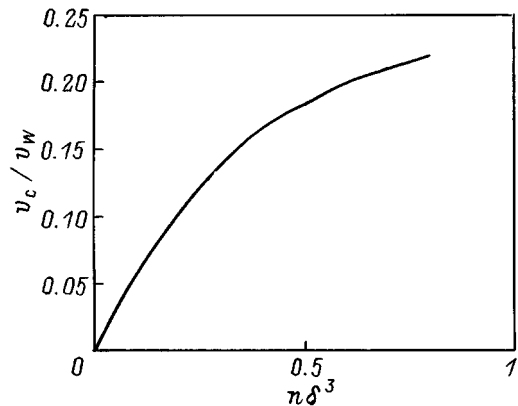


Рис. 3. Зависимость критической скорости стационарного движения от концентрации дефектов при $\alpha_G = 0.02$, $L_z = \delta$.

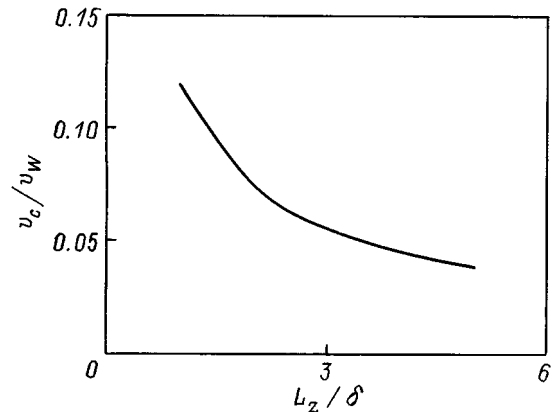


Рис. 4. Зависимость критической скорости стационарного движения от толщины пленки при $\alpha_G = 0.02$, $n\delta^3 \approx 0.3$.

В заключение авторы благодарят профессора Ю.И. Горобца за полезное обсуждение полученных результатов.

Список литературы

- [1] В.Г. Барьяхтар. ЖЭТФ **87**, 10, 1501 (1984).
- [2] В.Г. Барьяхтар. ЖЭТФ **91**, 10, 1454 (1986).
- [3] В.Г. Барьяхтар. ФТТ **29**, 5, 1317 (1987).
- [4] А. Малоземов, Дж. Слоузски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 384 с.
- [5] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Наук. думка, Киев (1988). 168 с.
- [6] Е.Г. Галкина, Б.А. Иванов, К.А. Сафарян. ЖЭТФ **111**, 1, 158 (1997).
- [7] Ю.И. Горобец, Ю.И. Джежеря, В.И. Финохин. ФТТ **35**, 2, 335 (1993).
- [8] Ю.И. Горобец, В.И. Финохин, Ю.И. Джежеря. УФЖ **36**, 8, 1215 (1991).