

Особенности нелинейной динамики доменных границ в ферромагнетиках

В. С. Герасимчук, А. А. Шитов

*Донбасская государственная академия строительства и архитектуры
ул. Державина, 2, 339023, г. Макеевка, Украина
E-mail: vsg@donace.dn.ua*

Статья поступила в редакцию 28 февраля 2000 г., после переработки 14 сентября 2000 г.

Изучено нелинейное движение 180° -ной доменной границы с двумя неэквивалентными подрешетками в поле звуковой волны, распространяющейся ортогонально плоскости доменной границы. Найдена зависимость скорости дрейфа доменной границы от поляризации и параметров звуковой волны. Проведен анализ длинноволнового и коротковолнового приближений. Определены условия дрейфа полосовой доменной структуры в ферритах.

Вивчено нелінійний рух 180° -ної доменної межі в фериті з двома нееквівалентними підгратками в полі звукової хвилі, яка поширюється ортогонально до площини доменної межі. Знайдено залежність швидкості дрейфу доменної межі від поляризації і параметрів звукової хвилі. Проведено аналіз довгохвильового і короткохвильового наближень. Визначено умови дрейфу смугової доменної структури в феритах.

PACS: 75.60.Ch

В настоящее время наблюдается устойчивый интерес к изучению динамических свойств крупномасштабных магнитных неоднородностей (доменных структур, доменных границ (ДГ), магнитных солитонов и др.) в магнитоупорядоченных кристаллах. Важное место в этих исследованиях занимают вопросы взаимодействия магнитных неоднородностей с полем упругих напряжений, создаваемых звуковой волной [1,2].

Благодаря магнитоупругому взаимодействию, ответственному за связь между магнитной и упругой подсистемами кристалла, в нем возбуждаются акустические и доменные колебания [2,3], возникает генерация, переизлучение и рассеяние звука движущейся ДГ [4–7] и, наоборот, колебательное и дрейфовое движение самой ДГ в поле внешней звуковой волны [1,8–10].

В экспериментах [11–13] при непосредственном воздействии звука на домены и ДГ обнаружены линейные колебания 180° -ных ДГ и их направленное движение. Следует заметить, что, в то время как экспериментальные исследования проводились в основном на феррит-гранатах, практически все теоретические расчеты выполнены для одноподрешеточных ферромагнетиков (ФМ) (ис-

ключение составляют работа [1], в которой рассмотрен антиферромагнетик (АФМ) вблизи точки опрокидывания подрешеток, и [10], где объектом изучения является двухподрешеточный слабый ферромагнетик (СФМ)).

В настоящей работе теоретически изучено влияние произвольно поляризованной звуковой волны на 180° -ную ДГ в ферритах с двумя неэквивалентными магнитными подрешетками.

Модель и уравнения движения

Пусть произвольно поляризованная звуковая волна с произвольным значением волнового вектора \mathbf{k} распространяется перпендикулярно плоскости ДГ. Будем считать, что звуковая волна задана как внешнее поле, пренебрегая обратным влиянием магнитной подсистемы на упругую.

Нелинейная макроскопическая динамика феррита с двумя неэквивалентными подрешетками в поле звуковой волны может быть описана на основе плотности функции Лагранжа $L\{\mathbf{l}\}$, представленной в терминах единичного вектора антиферромагнетизма \mathbf{l} , $\mathbf{l}^2 = 1$ [14]:

$$L\{\mathbf{l}\} = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2c^2} \dot{\mathbf{l}}^2 - \frac{\alpha}{2} (\nabla \mathbf{l})^2 - \frac{\beta_1}{2} l_x^2 - \frac{\beta_2}{2} l_y^2 - \right. \\ \left. - \gamma u_{ik} l_i l_k + \frac{\nu}{gM_0} \frac{l_z \dot{l}_x - l_x \dot{l}_z}{1 + l_y} \right\}, \quad (1)$$

где точка обозначает производную по времени: $M_0^2 = 1/2 (\mathbf{M}_1^2 + \mathbf{M}_2^2)$, M_0 — модуль векторов намагниченности подрешеток; $c = (gM_0 \sqrt{\alpha \delta})/2$ — минимальная фазовая скорость спиновых волн; δ и α — постоянные однородного и неоднородного обменного взаимодействия соответственно; g — гиромагнитное отношение; β_1 и β_2 ($\beta_2 > \beta_1 > 0$) — эффективные константы ромбической анизотропии; u_{ik} — тензор упругих деформаций; γ — магнитоупругая постоянная:

$$\nu = \frac{|M_1 - M_2|}{M_{1,2}} - \quad (2)$$

параметр динамической модели феррита [14]. Величина этого параметра $\nu \gg (\beta/\delta)^{1/2} \sim 10^{-2} - 10^{-1}$ служит критерием

применимости этой модели как некоторого эффективного ФМ с фиксированной величиной модуля вектора результирующей намагниченности $M_s = |\mathbf{M}_s| = |\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \dots|$ (\mathbf{M}_i — векторы намагниченности подрешеток). Подобное представление, учитывая сильное обменное взаимодействие между подрешетками, обычно используется при интерпретации экспериментов по динамике нелинейных возбуждений в ферритах. Вблизи точки компенсации феррита, где модули векторов намагниченности подрешеток отличаются незначительно ($|M_1 - M_2| \ll M_{1,2}$), представление феррита как эффективного ФМ становится неадекватным. Если величина параметра ν достаточно мала ($\nu \rightarrow 0$), то динамические свойства феррита близки к свойствам АФМ и существенно отличаются от свойств ФМ кристаллов [14].

Параметризуем вектор \mathbf{l} угловыми переменными θ и φ так, что

$$l_z + i l_x = \sin \theta \exp(i\varphi), \quad l_y = \cos \theta. \quad (3)$$

В терминах этих переменных запишем плотность функции Лагранжа феррита (1):

$$L(\theta, \varphi) = M_0^2 \left\{ \frac{\alpha}{2c^2} [(\dot{\theta})^2 + \sin^2 \theta (\dot{\varphi})^2] - \frac{\alpha}{2} [(\nabla \theta)^2 + \sin^2 \theta (\nabla \varphi)^2] - \right. \\ \left. - \frac{\beta_1}{2} \sin^2 \theta \sin^2 \varphi - \frac{\beta_2}{2} \cos^2 \theta - \gamma \left[\sin 2\theta (u_{zy} \cos \varphi + u_{yx} \sin \varphi) + \right. \right. \\ \left. \left. + u_{yy} \cos^2 \theta + \sin^2 \theta (u_{zz} \cos^2 \varphi + u_{xz} \sin 2\varphi + u_{xx} \sin^2 \varphi) \right] + \frac{\nu}{gM_0} \dot{\varphi} (1 - \cos \theta) \right\} \quad (4)$$

и функцию динамического торможения ДГ

$$F = \frac{\lambda M_0}{2g} \dot{\mathbf{l}}^2 = \frac{\lambda M_0}{2g} (\dot{\theta}^2 + \dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta), \quad (5)$$

где λ — константа затухания Гильберта.

Уравнения движения для угловых переменных вектора \mathbf{l} с учетом релаксационных слагаемых имеют вид

$$\alpha \nabla [\sin^2 \theta (\nabla \varphi)] - \frac{\alpha}{c^2} \frac{d}{dt} (\dot{\varphi} \sin^2 \theta) - \beta_1 \sin^2 \theta \sin \varphi \cos \varphi + \gamma \left[\sin^2 \theta (u_{zz} \sin 2\varphi - 2u_{xz} \cos 2\varphi - \right. \\ \left. - u_{xx} \sin 2\varphi) + \sin 2\theta (u_{zy} \sin \varphi - u_{yz} \cos \varphi) \right] - \frac{\nu}{gM_0} \dot{\theta} \sin \theta = \frac{\lambda}{gM_0} \dot{\varphi} \sin^2 \theta, \quad (6)$$

$$\alpha \left(\Delta \theta - \frac{1}{c^2} \ddot{\theta} \right) + \sin \theta \cos \theta \left[\alpha \left(\frac{1}{c^2} \dot{\varphi}^2 - (\nabla \varphi)^2 \right) - \beta_1 \sin^2 \varphi + \beta_2 \right] - \gamma \left[\sin 2\theta (u_{zz} \cos^2 \varphi + \right.$$

$$+ u_{xz} \sin 2\varphi + u_{xx} \sin^2 \varphi - u_{yy}) + 2 \cos 2\theta (u_{zy} \cos \varphi + u_{yx} \sin \varphi) \Big] + \frac{v}{gM_0} \dot{\varphi} \sin \theta = \frac{\lambda}{gM_0} \dot{\theta} . \quad (7)$$

Если $\beta_1, \beta_2 > 0$, то вектор АФМ \mathbf{l} в основном однородном состоянии параллелен оси Z и допустимо существование двух типов 180° -ных ДГ. Полагаем, что устойчивой является ДГ, в которой вектор \mathbf{l} вращается в плоскости границы XZ , а распределение намагниченности неоднородно вдоль оси Y . Такой ДГ отвечает $\beta_2 > \beta_1 > 0$ и $\theta = \theta_0 = \pi/2$ [14], а угловая переменная $\varphi = \varphi_0(y)$ удовлетворяет уравнению

$$\alpha\varphi_0'' - \beta_1 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 = 0 . \quad (8)$$

Решение уравнения (8) для статической 180° -ной ДГ, удовлетворяющее граничным условиям $\varphi_0(-\infty) = 0$ и $\varphi_0(+\infty) = \pi$, имеет вид

$$\varphi_0' = \frac{1}{y_0} R \sin \varphi_0 = \frac{1}{y_0} R \rho \operatorname{ch}^{-1} \frac{y}{y_0} ,$$

$$\cos \varphi_0(y) = -R \operatorname{th} \frac{y}{y_0} , \quad (9)$$

где $y_0 = \sqrt{\alpha/\beta_1}$ — толщина ДГ; $R = \pm 1$ — топологический заряд и $\rho = \pm 1$ — параметр, описывающий направление разворота вектора \mathbf{l} в ДГ.

Как известно, 180° -ные доменные границы, разделяющие домены с противоположными направлениями намагниченности в полосовой доменной структуре (ДС), обладают противоположными топологическими зарядами R . Разворот вектора \mathbf{l} в доменных границах от $-R$ до $+R$ (или в обратном направлении) может происходить ли-

бо через положительное, либо через отрицательное направление оси Z , что и определяется параметром ρ . Поэтому соседним доменным границам в составе полосовой ДС с вращением вектора \mathbf{l} в плоскости XZ соответствуют значения $l_z(y = \pm \infty) = \mp R$ и одно из двух значений $l_x(y = 0) = \pm \rho$. При наличии внешнего поля и определенном согласовании знаков топологических зарядов R и параметров ρ в соседних ДГ в СФМ возможно поступательное движение полосовой ДС как целого [10].

Решения системы уравнений движения (6), (7) будем искать, используя формализм теории возмущений для солитонов [10, 15–17] с введением коллективной координаты центра ДГ $Y(t)$. В этом случае функция нулевого порядка $\varphi_0(\xi)$, $\xi = y - Y(t)$, описывает движение невозмущенной ДГ и имеет структуру, аналогичную статическому решению (9). Функции высших порядков $\theta_n(\xi, t)$ и $\varphi_n(\xi, t)$ ($n = 1, 2, \dots$) описывают движение возмущенной ДГ и возбуждение спиновых волн, обусловленные взаимодействием со звуковой волной.

Линейные колебания доменных границ

Пусть монохроматическая звуковая волна распространяется перпендикулярно плоскости ДГ, $\mathbf{u} = \operatorname{Re} \{u_0 \exp [i(k_y y - \omega t)]\}$. Уравнения первого порядка теории возмущений по степеням амплитуды звукового поля образуют систему уравнений относительно функций $\theta_1(\xi, t)$ и $\varphi_1(\xi, t)$:

$$\left(\hat{L} + \sigma + \frac{1}{\omega_1^2} \frac{d^2}{dt^2} + \frac{\omega_r}{\omega_1^2} \frac{d}{dt} \right) \theta_1(\xi, t) - \frac{\omega_v}{\omega_1^2} \frac{d\varphi_1(\xi, t)}{dt} = - \frac{R}{y_0 \omega_1^2} \omega_v V_1 \sin \varphi_0 +$$

$$+ \frac{iky}{\beta_1} \exp \{i[k(Y + \xi) - \omega t]\} (u_{0x} \sin \varphi_0 + u_{0z} \cos \varphi_0) , \quad (11)$$

$$\left(\hat{L} + \frac{1}{\omega_1^2} \frac{d^2}{dt^2} + \frac{\omega_r}{\omega_1^2} \frac{d}{dt} \right) \varphi_1(\xi, t) + \frac{\omega_v}{\omega_1^2} \frac{d\theta_1(\xi, t)}{dt} = \frac{R}{y_0 \omega_1^2} (\dot{V}_1 + \omega_r V_1) \sin \varphi_0 , \quad (12)$$

где $\omega_1 = c/y_0 = gM_0 \sqrt{\beta_1 \delta} / 2$, $\omega_r = \lambda \delta g M_0 / 4$, $\omega_v = v \delta g M_0 / 4$ — частотные характеристики феррита; $k = k_y = \omega/s$ — волновой вектор звуковой волны; ω и s — частота и скорость волны; $\sigma = (\beta_2 - \beta_1) / \beta_1$.

Эрмитов оператор $\hat{L} = -y_0 d^2/d\xi^2 + 1 - 2/(\operatorname{ch}^2(\xi/y_0))$ имеет набор известных винтеровских функций $f_0(\xi)$ и $f_p(\xi)$ и собственных значений λ_0 и λ_p . Решение системы уравнений первого порядка (11), (12) ищем в виде разложения по

полному набору собственных функций оператора L и получаем

$$\varphi_1(\xi, t) = \frac{\pi\gamma k^2 y_0}{2\beta_1} \operatorname{Re} \left\{ B_1(\xi) \exp [i(kY - \omega t)] \right\}, \quad (13)$$

$$\theta_1(\xi, t) = \frac{\pi\gamma k^2 y_0}{2\beta_1} \operatorname{Re} \left\{ B_2(\xi) \exp [i(kY - \omega t)] \right\}. \quad (14)$$

Здесь приняты обозначения

$$B_1(\xi) = \frac{v\omega}{\omega_0} \left[-\frac{y_0}{\pi} [Ru_{0z}D_1(\xi) + i\rho u_{0x}D_2(\xi)] + b_1 f_k(\xi) \right], \quad (15)$$

$$B_2(\xi) = -\frac{y_0}{\pi} [\rho u_{0x}D_3(\xi) + iRu_{0z}D_4(\xi)] + b_2 f_k(\xi) + b_3 f_0(\xi),$$

$$D_1(\xi) = \sqrt{L} \int_{-\infty}^{\infty} dp f_p(\xi) \frac{\Omega(p, q)}{\operatorname{sh} [\pi y_0(k-p)/2]}, \quad D_2(\xi) = \sqrt{L} \int_{-\infty}^{\infty} dp f_p(\xi) \frac{\Omega(p, q)}{\operatorname{ch} [\pi y_0(k-p)/2]},$$

$$D_3(\xi) = \sqrt{L} \int_{-\infty}^{\infty} dp f_p(\xi) \frac{\Omega(p, q)(\lambda_p - q)}{\operatorname{ch} [\pi y_0(k-p)/2]}, \quad D_4(\xi) = \sqrt{L} \int_{-\infty}^{\infty} dp f_p(\xi) \frac{\Omega(p, q)(\lambda_p - q)}{\operatorname{sh} [\pi y_0(k-p)/2]},$$

$$b_1 = \frac{2R\sqrt{L}u_{0z}\Omega(k, q)}{\pi k y_0}, \quad b_2 = -i(\lambda_k - q)b_1,$$

$$b_3 = \frac{\sqrt{2y_0}q}{(\sigma - q)q + kq_1} \left[\frac{Ru_{0z}}{\operatorname{ch} (\pi k y_0/2)} + \frac{\rho i u_{0x}}{\operatorname{sh} (\pi k y_0/2)} \right],$$

где $\Omega(n, q) = \{\sqrt{\lambda_n} [(\lambda_n - q)(\lambda_n - q + \sigma) - \kappa q_1]\}^{-1}$ и $\lambda_n = 1 + n^2 y_0^2$ ($n = p, k$), $q = q_1 + iq_2$, $q_1 = (\omega/\omega_1)^2$, $q_2 = (\omega\omega_r/\omega_1^2)$; $\kappa = \delta v^2/4\beta_1$; $\omega_0 = \beta_1 g M_0$; L — длина кристалла.

Как следует из решений (13), (14), звуковая волна, распространяющаяся перпендикулярно плоскости вращения вектора \mathbf{l} в ДГ, возбужда-

ет локализованные и нелокализованные спиновые волны. Причем эти возбуждения обеспечиваются только поперечными акустическими колебаниями.

Из уравнения (12) при условии обращения в нуль амплитуды голдстоуновской моды [10] получаем уравнение для определения скорости ДГ

$$\dot{V}_1(t) + \left(\omega_r - \frac{i\omega\kappa}{\sigma - q} \right) V_1(t) = \frac{\pi\gamma (k y_0)^2 \omega \omega_0 \kappa}{2v\beta_1(\sigma - q)} \left[\frac{Ru_{0x}}{\operatorname{sh} (\pi k y_0/2)} - \frac{i\rho u_{0z}}{\operatorname{ch} (\pi k y_0/2)} \right] \exp [i(kY - \omega t)]. \quad (16)$$

Решение уравнения (16) может быть представлено в виде

$$V_1(t) = \frac{\pi\gamma (k y_0)^2 \omega \omega_0 \kappa}{2v\beta_1(\sigma - q) \left[\omega_r - i\omega[1 + \kappa/(\sigma - q)] \right]} \left[\frac{Ru_{0x}}{\operatorname{sh} (\pi k y_0/2)} - \frac{i\rho u_{0z}}{\operatorname{ch} (\pi k y_0/2)} \right] \exp [i(kY - \omega t)]. \quad (17)$$

Из (17) следует, что в линейном по амплитуде звуковой волны приближении скорость ДГ в феррите $V_1(t) \sim \kappa \sim v$. Интересно, что в СФМ в линейном приближении поперечная звуковая волна не вызывает колебаний ДГ [10].

Решение (17) позволяет найти смещение ДГ $y(t)$ за период колебаний:

$$y(t) = \frac{\pi\gamma(ky_0)^2\omega_v}{2\beta_1[Q_1^2 + Q_2^2]} \left[\left(\frac{Q_1 R u_{0x}}{\text{sh}(\pi ky_0/2)} + \frac{Q_2 \rho u_{0z}}{\text{ch}(\pi ky_0/2)} \right) \sin(kY - \omega t) + \left[\left(\frac{Q_2 R u_{0x}}{\text{sh}(\pi ky_0/2)} - \frac{Q_1 \rho u_{0z}}{\text{ch}(\pi ky_0/2)} \right) \cos(kY - \omega t) \right] \right], \quad (18)$$

где $Q_1 = \omega_r(\sigma - 2q_1)$; $Q_2 = \omega(\kappa + \sigma - q_1) - \omega_r q_2$. В частности, для железо-иттриевого граната $Y_3Fe_5O_{12}$ среднее значение абсолютной величины смещения на частоте $\omega \sim 10^6 \text{с}^{-1}$ при $v = 10^{-2}$ и 10^{-3} составляет соответственно 10^{-7} и 10^{-8} см. Полученные средние значения абсолютной вели-

чины смещения хорошо согласуются с результатами [11,18].

Нелинейное движение ДГ

Запишем систему уравнений второго порядка для функций $\theta_2(\xi, t)$ и $\varphi_2(\xi, t)$:

$$\hat{L}\varphi_2 = -\frac{iky}{\beta_1} \exp[i(k(Y + \xi) - \omega t)] \theta_1(u_{0z} \sin \varphi_0 - u_{0x} \cos \varphi_0) - 2R_y \theta_1 \theta_1' \sin \varphi_0 + \frac{1}{\omega_1^2} (\dot{V}_1 + \omega_r V_1) \varphi_1' + \frac{R}{y_0 \omega_1^2} (\dot{V}_2 + \omega_r V_2) \sin \varphi_0 + \varphi_1^2 \sin 2\varphi_0 + \frac{\omega_v}{\omega_1^2} V_1 \theta_1' - \frac{1}{\omega_1^2 y_0^2} V_1^2 \sin \varphi_0 \cos \varphi_0, \quad (19)$$

$$(\hat{L} + \sigma)\theta_2 = -\frac{iky}{\beta_1} \exp[i(k(Y + \xi) - \omega t)] [2\theta_1 u_{0y} + \varphi_1 (u_{0z} \sin \varphi_0 - u_{0x} \cos \varphi_0)] + \frac{1}{\omega_1^2} (\dot{V}_1 + \omega_r V_1) \theta_1' + 2R y_0 \theta_1 \varphi_1' \sin \varphi_0 + \theta_1 \varphi_1 \sin 2\varphi_0 - \frac{\omega_v}{\omega_1^2} \left(V_1 \varphi_1' + \frac{R}{y_0} V_2 \sin \varphi_0 \right). \quad (20)$$

Решение, как и для системы уравнений первого порядка (11), (12), можно искать в виде разложения по собственным функциям оператора \hat{L} . Однако здесь полное решение системы (19), (20) не приводится. Поскольку нас интересует только скорость движения ДГ во втором порядке теории возмущений $V_2(t)$, для ее определения достаточно найти коэффициент $d_0^{(2)}$ в разложении

$$\varphi_2(\xi, t) = \text{Re} \left\{ \sum_p [d_p^{(2)} f_p(\xi) + d_0^{(2)} f_0(\xi)] \exp[i(ky - \omega t)] \right\} \quad (21)$$

и приравнять его нулю [10].

С учетом решений (13)–(15) уравнение для $V_2(t)$ преобразуется следующим образом:

$$\dot{V}_2(t) + \omega_r V_2 = N + N_1 \exp(2i\omega t) + N_2 \exp(-2i\omega t), \quad (22)$$

где

$$N = R\rho \operatorname{Re} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\operatorname{ch} \xi/y_0} \left[\frac{ik\gamma\omega_1^2}{4\beta_1} \exp [i(k(Y + \xi) - \omega t)] \theta_1^* (\xi, t) (u_{0z} \sin \varphi_0 - u_{0x} \cos \varphi_0) - \right. \right. \\ \left. \left. - V_1 \frac{\omega_v}{4} \theta_1^{*'}(\xi, t) - \frac{\omega_1^2}{2} \theta_1(\xi, t) \theta_1^*(\xi, t) \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{4} (V_1 + \omega_r V_1) \varphi_1^{*'}(\xi, t) - \frac{\omega_1^2}{2} \varphi_1(\xi, t) \varphi_1^*(\xi, t) \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 \right] \right\}, \quad (23)$$

(значком * отмечено комплексное сопряжение).

Явный вид выражений N_1 и N_2 , подобных (23), нам здесь не потребуется, поскольку при последующем усреднении решения уравнения (22) слагаемые, содержащие N_1 и N_2 , обращаются в нуль.

Интегрируя (22) и проводя усреднение по периоду колебаний, получаем искомую скорость движения (дрейф) ДГ в поле звуковой волны:

$$V_{\text{др}} = \mu_{xx}(k)(ku_{0x})^2 + R\rho\mu_{xz}(k)(ku_{0x})(ku_{0z}) + \\ + \mu_{zz}(k)(ku_{0z})^2, \quad (24)$$

где $\mu_{ij}(k)$ — нелинейные подвижности (НП) ДГ в поле акустической волны. Анализ достаточно громоздких выражений $\mu_{ij}(k)$ в общем случае затруднителен и малоинформативен. Целесообразно рассмотреть характерные предельные ситуации.

В наиболее интересном с точки зрения эксперимента длинноволновом приближении ($ky_0 \ll 1$), которому соответствует область частот $\omega = sk \ll \ll 10^{10} \text{ с}^{-1}$, выражения для НП сводятся к виду

$$\mu_{ij}(k) = \mu_0 [A(k) + F(k)], \quad (25)$$

где $\mu_0 = \eta_0 \delta(\gamma M_0)^2 / 4\beta_1$, $\eta_0 = \pi y_0 g^2 / 4\omega_r$ — характерная нелинейная подвижность ДГ в феррите в переменном магнитном поле [17].

Структура выражения (25) отражает то обстоятельство, что НП феррита формируется слагаемыми, которые можно трактовать как антиферромагнитную $A(k)$ и ферромагнитную $F(k)$ составляющие. Функции $A(k)$ и $F(k)$ существенно зависят от поляризации звуковой волны и для соответствующих подвижностей из (24) равны

для μ_{xx}

$$A(k) = \frac{(ky_0)^2}{(\sigma + 1)} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} + \frac{1}{3\pi(\sigma + 1)} - \frac{\pi}{3\sigma} \right], \quad (26)$$

$$F(k) = -\frac{1}{2} \frac{q_1 q_3}{\sigma(\sigma + 1)},$$

для μ_{xz}

$$A(k) = \frac{2ky_0 q_2}{\sigma^2(\sigma + 1)}, \quad F(k) = \frac{1}{2} \frac{ky_0 q_2 q_3}{2\sigma(\sigma + 1)}, \quad (27)$$

для μ_{zz}

$$A(k) = \frac{\pi ky_0 q_2}{2\sigma(\sigma + 1)^2}, \quad F(k) = -\frac{\pi}{4} \frac{ky_0 q_2 q_3}{\sigma(\sigma + 1)}, \quad (28)$$

где $q_3 = \omega_v^2 / (\omega_r^2 + \omega^2)$.

Из выражений (26)–(28) следует, что нелинейная подвижность ДГ в феррите $\mu_{ij} \sim \omega^2$, а скорость дрейфа $V_{\text{др}} \sim k^4$, т. е. инвариантна относительно замены $k \rightarrow -k$. Таким образом, направление вынужденного движения ДГ не зависит от направления распространения звуковой волны. Поскольку $ky_0 \gg q_2$ и $q_1 \gg ky_0 q_2$, наибольший эффект обусловлен НП $\mu_{xz}(k)$.

В окрестности точки компенсации феррита (в формальном пределе $v = 0$) результаты настоящей работы должны совпадать с соответствующими результатами [10], если в СФМ пренебречь взаимодействием Дзялошинского. Следует учесть также, что в СФМ [10] легкой осью является ось X , а в феррите — ось Z .

Характер зависимости скорости дрейфа (24) от топологического заряда ДГ R и параметра ρ свидетельствует о возможности дрейфа полосовой доменной структуры, образованной 180° -ными ДГ рассматриваемой структуры (8), (9). Дрейф ДС происходит, если звуковая волна поляризована вдоль координатных осей X или Z . В этом случае $V_{\text{др}}$ не зависит от R и ρ и, стало быть, движение

* В соответствующих выражениях для НП в СФМ в работе [10] имеются опечатки, поэтому эти выражения отличаются от приведенных выше для функций $A(k)$.

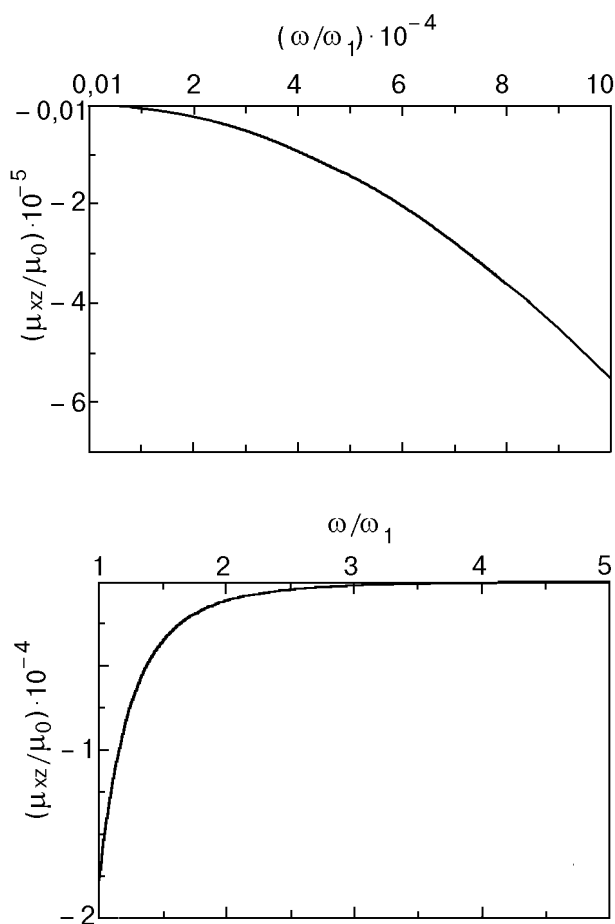


Рис. 1. Частотная зависимость нелинейной подвижности μ_{xz} в феррит-гранате $Y_3Fe_5O_{12}$: длинноволновое (а) и коротковолновое (б) приближения.

ДС не зависит от направления вращения вектора I в соседних ДГ. Дрейф ДС возможен и в том случае, когда звуковая волна поляризована в плоскости XZ . Однако для этого необходимо определенное согласование знаков параметров R и ρ . Условия такого согласования обсуждаются в [10].

Удобно представить выражение для характерной НП ДГ в поле звуковой волны как

$$\mu_0 = \frac{\pi y_0 g (\gamma M_0)^2}{4 \beta_1 \lambda M_0^3}, \quad (29)$$

откуда видно, что в заданном звуковом поле максимальный эффект следует ожидать в магнетиках, обладающих большой константой магнитоупругой связи и малой намагниченностью насыщения. Из физических соображений понятно, что затухание должно быть незначительным, а толщина ДГ большой. Этим требованиям лучше всего удовлетворяют вещества АФМ и СФМ типов магнитного упорядочения.

Приведем численные оценки. Используя типичные значения параметров феррита (например, $Y_3Fe_5O_{12}$ [19]) $y_0 \approx 10^{-5}$ см, $\beta_1 \approx 0,6$, $\sigma \sim 1$, $\lambda \sim 10^{-4}$, $M_0 = 140$ Э, $\gamma M_0^2 \approx 3,5 \cdot 10^6$ эрг/см³, $g = 1,76 \cdot 10^7$ (с·Э)⁻¹, $\omega_1 \sim 10^{11}$ с⁻¹, $v \approx 5 \cdot 10^{-3}$ на частоте $\omega \sim 10^8$ с⁻¹, получаем значение характерной нелинейной подвижности $\mu_0 \approx 10^{13}$ см/с. При скорости звука $s \sim 10^5$ см/с и предельно допустимом значении тензора деформации $ku_0 \sim \sim 10^{-5}$ скорость дрейфа ДГ достигает 0,8 см/с. Оценки показывают, что при выбранном значении v больший вклад в скорость дрейфа ДГ обеспечивает ФМ составляющая. Частотная зависимость НП $\mu_{xz}(k)$ в феррите показана на рис. 1,а и качественно совпадает с соответствующей зависимостью для СФМ.

В коротковолновом приближении ($ky_0 \gg 1$), которому соответствуют гиперзвуковые частоты $\omega \gg 10^{10}$ с⁻¹, нелинейные подвижности феррита убывают как ω^{-4} :

$$\frac{M\mu_{xz}}{\mu_0} = - \left(\frac{1}{2} + \frac{4}{\pi} \right) \frac{1}{[(ky_0)^2 - q_1]^2}, \quad (30)$$

$$\frac{\mu_{xx}}{\mu_0} = - \frac{4}{3\pi} \frac{q_2}{ky_0 [(ky_0)^2 - q_1]^2}, \quad \mu_{zz} = 2\mu_{xx},$$

и величина эффекта в этом случае обратно пропорциональна квадрату частоты, что согласуется с [20].

Как и в длинноволновом приближении, основной вклад в скорость дрейфа обусловлен недиагональной подвижностью $\mu_{xz}(k)$. Частотная зависимость НП $\mu_{xz}(k)$ в коротковолновом приближении изображена на рис. 1,б.

Авторы признательны А. Л. Сукстанскому за обсуждение результатов работы.

1. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, *ФММ* **39**, 478 (1975).
2. А. А. Луговой, Е. А. Туров, *Динамические и кинетические свойства магнетиков*, С. В. Вонсовский, Е. А. Туров (ред.), Наука, Москва (1986).
3. Л. Э. Гуревич, Э. В. Ливерц, *ЖЭТФ* **88**, 1257 (1985).
4. Г. М. Недлин, Р. Х. Шапиро, *ФТТ* **18**, 1696 (1976).
5. А. В. Митин, В. А. Тарасов, *ЖЭТФ* **72**, 793 (1977).
6. Е. А. Туров, А. А. Луговой, *ФММ* **50**, 903 (1980).
7. R. J. Yeh, H. E. Wigen, and H. Döbich, *Solid State Commun.* **44**, 1183 (1982).
8. Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, *УФЖ* **35**, 271 (1990).
9. С. И. Денисов, *ФТТ* **31**, 270 (1989).
10. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **106**, 1146 (1994).
11. В. К. Власко-Власов, О. А. Тихомиров, *ФТТ* **32**, 1678, (1990).
12. В. К. Власко-Власов, О. А. Тихомиров, *ФТТ* **33**, 3498 (1991).

13. М. В. Четкин, В. В. Лыков, А. А. Маковозова, А. Г. Белоногов, *ФТТ* **33**, 307 (1991).
14. Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **84**, 370 (1983).
15. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, С. И. Денисов, *ЖЭТФ* **98**, 1345 (1990).
16. В. С. Герасимчук, А. Л. Сукстанский, *ЖЭТФ* **103**, 151 (1993).
17. V. S. Gerasimchuk and A. L. Sukstanskii, *JMMM* **146**, 323 (1995).
18. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, П. Д. Ким, А. Л. Сукстанский, Д. Ч. Хван, *Письма в ЖЭТФ* **37**, 35 (1983).
19. С. Круничка, *Физика ферритов и родственных им окислов*, Мир, Москва (1976).
20. В. С. Герасимчук, Ю. И. Горобец, *УФЖ* **24**, 289 (1979).

Features of non-linear dynamics of domain walls in ferrimagnetics

V. S. Gerasimchuk and A. A. Shitov

We study the nonlinear dynamics of a 180° domain wall in a ferrite with two nonequivalent

sublattices in the field of a sound wave, which propagates perpendicularly to the plane of the domain wall. The dependences of its drift velocity on polarization and acoustic wave parameters have been obtained. The analysis of a long-wavelength and short-wavelength approximation is carried out. The conditions of the drift of a stripe domain structure in ferrites are found.