

# Динамика доменных границ с линиями в редкоземельных ортоферритах в магнитном и электрическом полях с учетом обменных релаксационных процессов

Е.Г. Екомасов

*Башкирский государственный университет  
ул. Фрунзе, 32, г. Уфа, 450074, Россия  
E-mail: EkomasovEG@bsu.bashedu.ru*

Статья поступила в редакцию 30 мая 2002 г., после переработки 11 апреля 2003 г.

Исследовано влияние обменной релаксации на динамику доменных границ (ДГ) с «тонкой» структурой в редкоземельных ортоферритах при наличии внешних магнитного и электрического полей. Получена система дифференциальных уравнений, описывающих динамику ДГ с уединенной линией. Найдены зависимости скорости стационарного движения ДГ и линии от величины параметров релаксации и компонент магнитного и электрического полей. Проведено сравнение с известными экспериментальными результатами.

Досліджено вплив обмінної релаксації на динаміку доменних границь (ДГ) з «тонкою» структурою в рідкісноземельних ортоферритах при наявності зовнішніх магнітних та електромагнітних полів. Отримано систему диференціальних рівнянь, що описують динаміку ДГ з відокремленою лінією. Знайдено залежності швидкості стаціонарного руху ДГ і лінії від величини параметрів релаксації та компонент магнітного й електричного полів. Проведено порівняння із відомими експериментальними результатами.

PACS: 75.60.Ch

## Введение

Редкоземельные ортоферриты (РЗО) с химической формулой  $RFeO_3$  ( $R$  — ион редкоземельных элементов) и группой симметрии кристалла  $D_{2h}^{16}$  являются неколлинеарными антиферромагнетиками со слабым ферромагнетизмом (СФМ) [1]. Большой интерес к изучению данного класса СФМ обусловлен, в частности, высокими скоростями движения доменных границ (ДГ), являющихся рекордными среди изученных в настоящее время магнетиков [2,3]. В РЗО возможны три типа магнитного упорядочения:  $G_x F_z$ ,  $G_z F_x$  и  $G_y$ . Первые два обладают слабым ферромагнетизмом, например, для  $G_x F_z$  вектор ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  направлен вдоль кристаллографической оси  $\mathbf{c}$ , а вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  вдоль  $\mathbf{a}$  [1,2]. Третий тип структуры чисто антиферромагнитный. Структура ДГ может быть двух типов: с поворотом и без поворота вектора  $\mathbf{m}$

[1,3]. Первому из них отвечает структура с одновременным разворотом векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$ , а второй — разворот вектора  $\mathbf{l}$  с изменением при этом вектора  $\mathbf{m}$  только по величине. Реализация того или иного типа ДГ и плоскости разворота векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  в ней определяется знаками и соотношениями между константами анизотропии ортоферрита [3]. При определенных условиях возможен переход одного типа ДГ в другой, что наблюдается, например, в диспрозиевом ортоферрите  $DyFeO_3$  [4] при  $T = 150$  К.

К настоящему времени динамика однородных доменных границ в редкоземельных ортоферритах достаточно подробно изучена экспериментально и в основном объяснена теоретически [5–9]. Однако в уравнениях движения обычно учитывают только релаксационные слагаемые релятивистской природы. Вместе с тем, например, в работах [10,11] получены слагаемые в уравнениях движения, которые описывают релаксационные процессы, обусловленные об-

менным взаимодействием. Как показано в [10–12], эти слагаемые могут играть существенную роль при изучении высокочастотных и акустических свойств РЗО, затухании спиновых волн, торможении ДГ и солитонов.

Теоретически предсказана возможность существования двух типов «тонкой» структуры ДГ в РЗО [3]: А — широкие участки с поворотом вектора ферромагнетизма  $\mathbf{m}$ , разделенные линиями без поворота  $\mathbf{m}$  (ЛБП) (тонкая структура изображена на рис. 1 и в основном рассмотрена в разд. 2); В — широкие участки ДГ без поворота  $\mathbf{m}$ , разделенные линиями с поворотом  $\mathbf{m}$  (эта ситуация кратко рассмотрена в разд. 3), и указано, что ее образование более вероятно вблизи фазового перехода в самой ДГ или вблизи поверхности образца, где может измениться соотношение между константами анизотропии. Линии, разделяющие участки ДГ с одинаковой структурой, но разной ориентацией векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$ , мы будем называть «линиями». Во избежание недоразумения подчеркнем, что они не являются обычными блоховскими линиями в ДГ. Динамические характеристики таких ДГ [13,14] должны существенно отличаться от характеристик ДГ с линиями в ферромагнетиках. Так, например, гиротропный член динамической силы, действующей на линию в РЗО, появляется во внешнем поле, перпендикулярном плоскости поворота  $\mathbf{l}$ , и по абсолютной величине может быть сравним с инерционным и вязким членами. Показано также существенное влияние на подвижность линий в покоящейся ДГ РЗО, кроме обычной релаксации и внешнего магнитного поля, еще и обменной релаксации и внешнего электрического поля [15,16]. Недавно появились экспериментальные работы [17–19], результаты которых можно интерпретировать как наблюдение динамических линий на движущейся со сверхзвуковой скоростью одиночной неелевской ДГ в РЗО. Однако в этих экспериментах реализованы условия, не рассмотренные ранее теоретически. Поэтому представляет

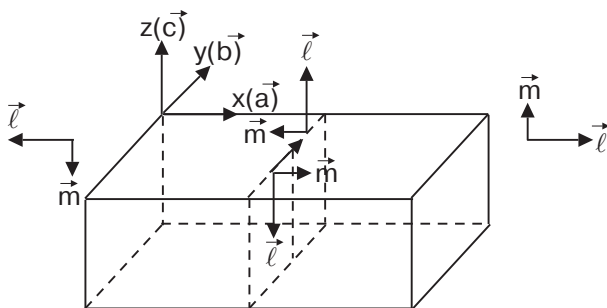


Рис. 1. Схематический вид тонкой структуры неелевской доменной границы с поворотом вектора ферромагнетизма в магнитной фазе  $G_x F_z$ .

интерес исследовать динамику одиночной неелевской ДГ с одновременно движущейся вдоль нее уединенной линией под действием внешних магнитного и электрического полей с учетом (вследствие высоких скоростей движения ДГ и линии) затухания обменной природы. В настоящей работе с помощью предложенного ранее варианта метода коллективных переменных для скорости центра уединенной линии в одиночной неелевской ДГ ( $dx_0/dt, dy_0/dt$ ) получены эффективные нелинейные алгебраические уравнения при наличии магнитного и электрического полей произвольной ориентации и дополнительной обменной релаксации. В некоторых частных и предельных случаях удается найти решения этих систем уравнений, описывающие зависимости скорости линии от величины полей и обменной релаксации.

### 1. Модель и основные уравнения

Для простоты будем рассматривать РЗО в двух-подрешеточной модели. Его состояние удобно описывать нормированными векторами  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$ :

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2M_0}(\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2), \quad \mathbf{l} = \frac{1}{2M_0}(\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2), \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$  — векторы намагниченности подрешеток,  $M_0$  — равновесный магнитный момент подрешетки. Плотность энергии РЗО можно представить в виде суммы энергий магнитной и магнитоэлектрической подсистем:

$$\omega = \omega_m + \omega_e. \quad (2)$$

Будем исходить из стандартного вида плотности энергии для магнитной подсистемы [1,2]:

$$\omega_m = \frac{1}{2}am^2 + \frac{1}{2}A(\nabla \mathbf{l})^2 + \mathbf{d}[\mathbf{m}\mathbf{l}] + \omega_a(\mathbf{l}) - 2M_0\mathbf{m}\mathbf{H}, \quad (3)$$

где  $a, A$  — константы однородного и неоднородного обменов,  $\omega_a(\mathbf{l})$  — плотность энергии магнитной анизотропии,  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле. Оси декартовой системы координат  $x, y, z$  считаем направленными вдоль кристаллографических осей кристалла  $\mathbf{a}, \mathbf{b}, \mathbf{c}$  (см. рис. 1), тогда  $\mathbf{d} = d\mathbf{e}_y$ , где  $d$  — константа обменно-релятивистского взаимодействия Дзялошинского. Заметим, что более общее выражение для  $\omega_m$  должно содержать уже две константы, описывающие взаимодействие Дзялошинского, однако различие между ними  $\Delta d$  имеет чисто релятивистскую природу, и поэтому оно много меньше этих констант ( $|\Delta d| \sim 10^{-2}d$ ) [6]. Пренебрегая анизотропией четвертого порядка, плотность энергии магнитной анизотропии запишем в виде

$$\omega_a = \frac{a_1}{2} l_x^2 + \frac{a_3}{2} l_z^2, \quad (4)$$

где  $a_1, a_3$  — константы анизотропии второго порядка.

Плотность энергии магнитоэлектрической подсистемы представим в виде [15]

$$\begin{aligned} \omega_e = -(\mathbf{E}, \mathbf{P}) = E_x(\gamma_x^y J_{xy}^y + \gamma_x^z J_{xz}^z) + \\ + E_y(\gamma_y^x J_{yx}^x + \gamma_y^z J_{yz}^z) + E_z(\gamma_z^x J_{zx}^x + \gamma_z^y J_{zy}^y), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $J_{ij}^k = l_i (\partial l_j / \partial x_k) - l_j (\partial l_i / \partial x_k)$ ,  $\mathbf{E}$  — внешнее электрическое поле,  $\gamma_i^k$  — магнитоэлектрические постоянные.

Уравнения движения для векторов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  в обменном приближении имеют вид [10]

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{m}} = \frac{\gamma}{2M_0} \{[\mathbf{m}, \mathbf{H}_m] + [\mathbf{l}, \mathbf{H}_l]\} + \\ + \alpha \{[\mathbf{l}, \dot{\mathbf{l}}] + [\mathbf{m}, \dot{\mathbf{m}}]\} - \frac{\lambda_2 \gamma}{2M_0^2} \Delta \mathbf{H}_m, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{l}} = \frac{\gamma}{2M_0} \{[\mathbf{l}, \mathbf{H}_m] + [\mathbf{m}, \mathbf{H}_l]\} + \\ + \alpha \{[\mathbf{m}, \dot{\mathbf{l}}] + [\mathbf{l}, \dot{\mathbf{m}}]\} + \frac{\lambda_1 \gamma}{2M_0^2} \mathbf{H}_l, \end{aligned}$$

где  $\mathbf{H}_m = \delta\omega/\delta\mathbf{m}$ ,  $\mathbf{H}_l = \delta\omega/\delta\mathbf{l}$ ,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha, \lambda_1, \lambda_2$  — релятивистская и обменные релаксационные константы. Для случая  $m \ll l$ , аналогично случаю чистых антиферромагнетиков [10] (при выполнении условия  $\lambda_1 H / (2M_0 H_E) \ll 1$ ,  $H_E = a/(4M_0)$ ), вектор  $\mathbf{m}$  связан с вектором  $\mathbf{l}$  соотношением

$$\begin{aligned} \mathbf{m} = \frac{\chi_{\perp}}{2\gamma M_0} \left\{ [\dot{\mathbf{l}}, \mathbf{l}] + \frac{\lambda_1 \chi_{\perp}}{2\gamma M_0^2} [\ddot{\mathbf{l}}, \mathbf{l}] \right\} + \\ + \frac{1}{a} \{[\mathbf{l}, \mathbf{d}] - 2M_0 [\mathbf{l}(\mathbf{H}) - \mathbf{H}]\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\chi_{\perp} = M_0/H_E$  — поперечная по отношению к равному направлению  $\mathbf{l}$  составляющая магнитной восприимчивости. Подставляя (7) в первое уравнение (6), при выполнении условий  $\frac{\lambda_1 H_d}{2M_0 H_E}$ ;

$\frac{2\lambda_2 H}{A} \ll 1$ ,  $H_d = \frac{d}{2M_0}$ , нетрудно получить

$$[\ddot{\mathbf{l}}, \mathbf{l}] - c^2 [\Delta \mathbf{l}, \mathbf{l}] + \frac{\gamma}{4M_0^2} [\mathbf{d}, \mathbf{l}] (\mathbf{d} \mathbf{l}) + \frac{\gamma^2 a}{4M_0^2} \left[ \frac{\partial \omega_a}{\partial \mathbf{l}}, \mathbf{l} \right] =$$

$$\begin{aligned} = -\frac{c^2}{A} [\mathbf{H}_l^e, \mathbf{l}] - \frac{2\gamma M_0}{\chi_{\perp}} \left( \alpha - \frac{\lambda_2}{M_0} \Delta \right) [\dot{\mathbf{l}}, \mathbf{l}] - \\ - \frac{\lambda_1 \chi_{\perp}}{2\gamma M_0^2} \{[\ddot{\mathbf{l}}, \mathbf{l}] + [\ddot{\mathbf{l}}, \dot{\mathbf{l}}]\} + \gamma \{2[[\mathbf{H}, \dot{\mathbf{l}}], \mathbf{l}] + [[\dot{\mathbf{H}}, \mathbf{l}], \mathbf{l}]\} - \\ - \frac{\gamma^2}{2M_0} [[\mathbf{H}, \mathbf{d}], \mathbf{l}], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\mathbf{H}_l^e = 2E_i \gamma_i^k \left( \frac{\partial l_k}{\partial x_k} \mathbf{e}_i - \frac{\partial l_i}{\partial x_k} \mathbf{e}_k \right)_{i \neq k}, \quad i, k = x, y, z,$$

$$c^2 = \frac{\gamma^2 A a}{4M_0^2}.$$

Причем при  $\lambda_1 = \lambda_2 = E = H = 0$  уравнение (8) совпадает с уравнением для  $\mathbf{l}$  в работе [2]. Уравнения (8) в угловых переменных  $\mathbf{l} = l(\cos \theta, \sin \theta \sin \varphi, \sin \theta \cos \varphi)$ , обычно используемых при решении динамических задач, имеют громоздкий вид и приведены в Приложении.

## 2. Приближенное описание динамики ДГ с тонкой структурой «А». Линии без поворота $\mathbf{m}$

В связи со сложностью и громоздкостью полученных уравнений аналитическое их решение даже в простейшем случае одиночной ДГ с одной линией представляет сложную математическую задачу. Поэтому ниже мы используем упрощенное описание в рамках метода коллективных переменных. Рассмотрим вначале магнитную фазу  $G_x F_z$ , где в домене  $\mathbf{m} \parallel OZ$ , а  $\mathbf{l} \parallel OX$ , и неелевскую ДГ с поворотом  $\mathbf{m}$  (плоскость которой параллельна  $YZ$ ), содержащую вертикальную линию без поворота  $\mathbf{m}$  (рис. 1) при наличии магнитного  $\mathbf{H}(H_x, H_y, H_z)$  и электрического  $\mathbf{E}(0, 0, E_z)$  полей и учета обменной релаксации ( $\lambda_1, \lambda_2 \neq 0$ ). При нулевой правой части и  $K_{qb} \gg K_{cb} > 0$  (где  $K_{ab} = (d^2/a) - a_1$ ,  $K_{cb} = (d^2/a) - a_3$  — эффективные константы анизотропии в плоскостях  $ab$  и  $cb$ ) уравнения (8), записанные в угловых переменных (см. Приложение), имеют стационарное решение  $\theta(x - v_{d\omega} t)$  и  $\varphi(y - v_L t)$  [14], где  $x$  — координата, перпендикулярная плоскости ДГ,  $v_{d\omega}, v_L$  — скорости движения ДГ и ЛПБ соответственно. Граничные условия в данном случае имеют следующий вид:  $\theta(+\infty) = 0$ ,  $\theta(-\infty) = \pi$ ,  $\theta'_x(\pm\infty) = 0$ ,  $\varphi(+\infty) = 0$ ,  $\varphi(-\infty) = \pi$ ,  $\varphi'_y(\pm\infty) = 0$ . Учитывая это решение, можно с помощью использованного в [14, 20] метода получить систему уравнений движения для скоростей центра уединенной линии  $x_0, y_0$ :

$$\frac{m_x}{\tau} \dot{x}_0 - \frac{\pi M_0 H_y}{\gamma H_E} \dot{y}_0 - m_c \lambda H_z = 0, \quad (9)$$

$$\frac{m_y}{\tau} \dot{y}_0 + \frac{\pi M_0 H_y}{\gamma H_E} \dot{x}_0 + \pi \delta H_x m_c + \pi E_z \gamma z^x = 0, \quad (10)$$

где

$$m_x = \left[ m_{dw} + m_{Lx} \left( 1 - \frac{\dot{y}_0^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \left( 1 - \frac{\dot{x}_0^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}},$$

$$m_y = m_L \left( 1 + \varepsilon_2 \frac{\delta_0^2}{\Lambda^2} + \varepsilon_1 \left( \frac{\dot{y}_0}{c} \right)^2 \frac{\delta_0^2}{\Lambda^2} \right) \times$$

$$\times \left[ \left( 1 - \frac{\dot{x}_0^2}{c^2} \right) / \left( 1 - \frac{\dot{y}_0^2}{c^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$m_{dw} = m_0 \left[ 1 + \varepsilon_2 \frac{\delta_0^2}{\delta^2} + \varepsilon_1 \left( \frac{\dot{x}_0}{c} \right)^2 \frac{\delta_0^2}{\delta^2} \right], \quad (11)$$

$$m_{Lx} = m_L \left[ 1 + \varepsilon_2 \frac{\delta_0^2}{\delta^2} + \varepsilon_2 \frac{\delta_0^2}{\Lambda^2} Q + \right.$$

$$\left. + 3\varepsilon_1 \left( \frac{\dot{x}_0}{c} \right)^2 \frac{\delta_0^2}{\delta^2} + \varepsilon_1 \left( \frac{\dot{y}_0}{c} \right)^2 \frac{\delta_0 \Lambda_0}{\Lambda \delta} \right],$$

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{3} \frac{\lambda_1^* c^2}{\alpha \delta_0^2}, \quad \varepsilon_2 = \frac{1}{3} \frac{\lambda_2}{\alpha M_0 \delta_0^2}, \quad m_c = 2M_0 \frac{d}{a},$$

$$m_0 = \frac{M_0 \lambda}{\gamma^2 \delta_0 H_E}, \quad m_L = \frac{2M_0 \delta_0}{\gamma^2 \Lambda_0 H_E}, \quad Q = \frac{K_{ab} - K_{cb}}{K_{cb}} \gg 1,$$

$$\delta = \delta_0 \left( 1 - \frac{\dot{x}_0^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \tau^{-1} = 2\alpha \gamma H_E, \quad \delta_0 = \left( \frac{A}{K_{ab} - K_{cb}} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\Lambda = \Lambda_0 \left( 1 - \frac{\dot{y}_0^2}{c^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \Lambda_0 = \left( \frac{A}{K_{cb}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \lambda_1^* = \frac{\lambda_1 \chi_{\perp}^2}{2\gamma^2 M_0^3},$$

$\lambda$  – период тонкой структуры ДГ. Заметим, что слагаемое, пропорциональное  $\dot{y}_0^3 / (1 - \dot{y}_0^2 / c^2)^{3/2}$  и связанное в уравнении (10) с учетом  $\lambda_1 \neq 0$ , в работе [21] получено при учете в силе трения слагаемого, возникающего за счет прогиба ДГ, индуцированного движущейся линией. Используя уравнения (9), (10), можно найти зависимость скорости стационарного движения ДГ от внешних магнитного и электрического полей. В общем случае аналитическое решение этой системы уравнений найти не удастся, поэтому рассмотрим несколько частных случаев.

2.1.  $H_x = H_y = E_z = 0$  (отлична от нуля лишь компонента  $H_z$ )

В этом случае линия покоится ( $\dot{y}_0 = 0$ ), а зависимость скорости ДГ  $\dot{x}_0 = \dot{x}_0(H_z, \lambda_1, \lambda_2)$  имеет вид

$$\dot{x}_0 = c \left( \xi - \frac{b_2}{3b_1} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

где

$$\xi = \sqrt[3]{-q + \sqrt{D}} + \sqrt[3]{-q - \sqrt{D}}, \quad D = q^2 + p^3,$$

$$q = \frac{1}{54b_1^3} (2b_2^3 - 9b_1 b_2 b_3 + 27b_1^2 b_4), \quad p = \frac{3b_1 b_3 - b_2^2}{9b_1^2}, \quad (13)$$

$$b_1 = 1 + \left( \frac{f_2}{h_z} \right)^2, \quad b_2 = 2f_1 f_2 \left( \frac{1}{h_z} \right)^2 - 3,$$

$$b_3 = \left( \frac{f_1}{h_z} \right)^2 + 3, \quad b_4 = -1, \quad (14)$$

$$f_1 = 1 + Q_1^{-1} + \varepsilon_2 (1 + 6Q_1^{-1}), \quad \mu_{dw}^0 = \frac{\gamma \delta_0 d}{\alpha a},$$

$$h_z = \frac{\mu_{dw}^0 H_z}{c}, \quad (15)$$

$$f_2 = \varepsilon_1 (1 + 3Q_1^{-1}) - 1 - Q_1^{-1} (1 + \varepsilon_2), \quad Q_1^{-1} = \frac{2\delta_0^2}{\Lambda_0 \lambda}.$$

Графическое изображение зависимости  $\dot{x}_0(h_z)$  с учетом различных значений параметров затухания приведено на рис. 2. Видно, что учет  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  существенно влияет на вид этой зависимости, хотя наличие  $\lambda_1 \neq 0$  начинает существенно сказываться только при больших значениях скоростей ДГ.

В предельном случае  $\dot{x}_0 \rightarrow c$  получаем следующее выражение для скорости ДГ:

$$\dot{x}_0 = c \left\{ 1 - \left[ \frac{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) Q (1 + 3m_{\Lambda}/m_0)}{h_z} \right]^{2/3} \right\}. \quad (16)$$

Из (16) видно, что  $(c - \dot{x}_0) \sim h_z^{-2/3}$  (как и в работе [16], где считалось, что  $\lambda_1 = 0$ ) в отличие от случая учета только релятивистской релаксации, где  $\Delta v_{dw} \sim H_z^{-2}$ . Главный вклад в торможение ДГ в этом случае вносят релаксационные процессы обменного происхождения, определяемого в равной степени как константой  $\lambda_2$ , так и  $\lambda_1$ .

Заметим, что и для случая малых скоростей ДГ (в отличие от работ [15,16], где  $\lambda_1 = 0$ ) уравнение (9) так же сводится к кубическому алгебраическому

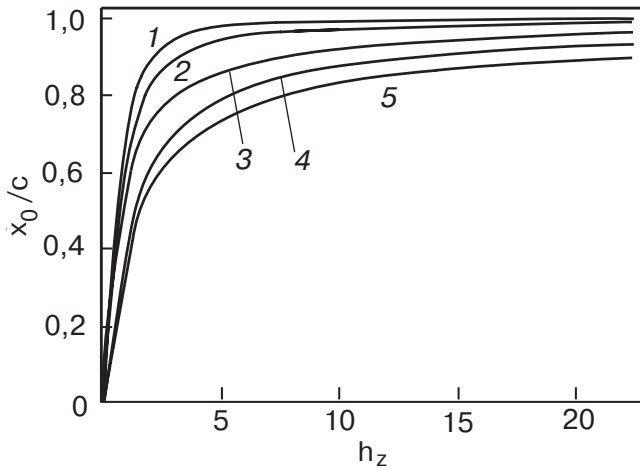


Рис. 2. Зависимость скорости движения доменной границы  $\dot{x}_0$  от величины внешнего магнитного поля  $h_z$  при  $Q_1 = 100$ ,  $H_y = H_x = E_z = 0$ :  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0$  (1);  $\varepsilon_1 = 0$ ,  $\varepsilon_2 = 0,5$  (2);  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,5$  (3);  $\varepsilon_1 = 0$ ,  $\varepsilon_2 = 1$  (4);  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$  (5).

уравнению с решением  $\dot{x}_0 = \xi c$ , но теперь коэффициенты будут равны

$$p = \frac{f_1}{\varepsilon_1(1 + 3Q_1^{-1})}, \quad q = -\frac{h_z}{\varepsilon_1(1 + 3Q_1^{-1})}. \quad (17)$$

### 2.2. $H_x, H_y, H_z, E_z \neq 0$

В этом случае линия движется вместе с ДГ вдоль оси  $x$  и поперек ДГ вдоль оси  $y$  и в явном виде не удастся получить зависимость  $\dot{x}_0(H_x, H_y, E_z, \lambda_1, \lambda_2)$ . Однако, используя уравнение (10), вычислим зависимость скорости движения линии  $\dot{y}_0$  от параметров  $H_x, H_y, E_z, \lambda_1, \lambda_2$  и скорости движения ДГ  $\dot{x}_0$  (обычно измеряемой в экспериментах по динамике ДГ с линиями [19]), которая будет определяться законом вида (12)–(14), где теперь

$$h_z \rightarrow l, \quad f_1 \rightarrow f_1^* = 1 + \varepsilon_2 Q^{-1}, \quad f_2 \rightarrow f_2^* = \varepsilon_1 Q^{-1} - 1, \quad (18)$$

$$l = \left[ -\frac{a_0 \dot{x}_0}{c} \left( 1 - \frac{\dot{x}_0^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} - \frac{\mu_L^0 H_x}{c} - \frac{\mu_L^E E_z}{c} \left( 1 - \frac{\dot{x}_0^2}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \right],$$

$$\mu_L^0 = \frac{\pi}{2} Q^{\frac{1}{2}} \mu_{dw}^0, \quad \mu_L^E = \frac{\pi \gamma \Lambda_0 \gamma_z^x}{4 M_0 \delta_0 \alpha}.$$

Интересно, что вклад  $E_z$  в динамику линии в отличие от  $H_x$  увеличивается с ростом  $v_{dw}$ . Графическое изображение зависимости  $\dot{y}_0(\dot{x}_0)$  с учетом различных значений  $h_x, e_z$  и параметров затухания приведено на рис. 3. Видно, что обменная релакса-

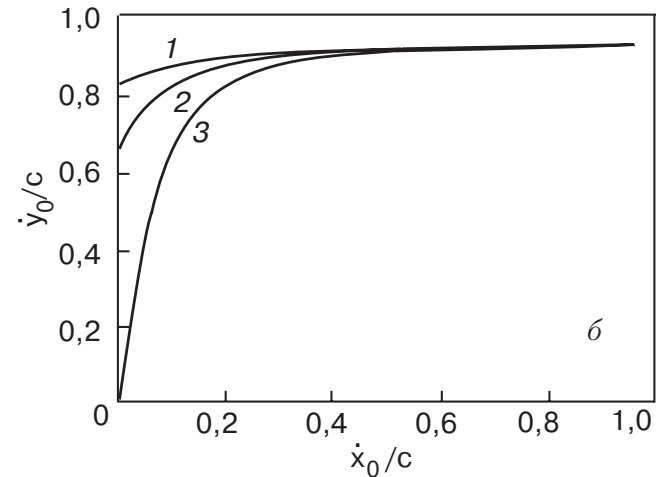
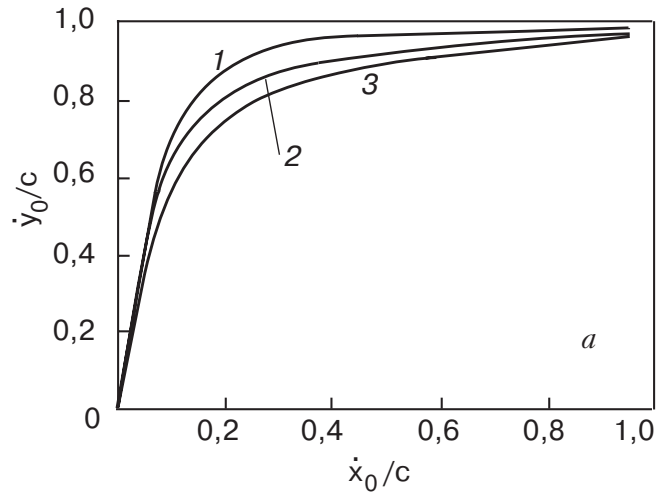


Рис. 3. Зависимость скорости движения линии  $\dot{y}_0$  от величины скорости движения ДГ  $\dot{x}_0$  при  $a_0 = 10$ ,  $Q = 10$ . а –  $h_x = e_z = 0$ :  $\varepsilon_1 = 0$ ,  $\varepsilon_2 = 0,1$  (1);  $\varepsilon_1 = 2$ ,  $\varepsilon_2 = 0,1$  (2);  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 2$  (3); б –  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,1$ :  $h_x = e_z = 1$  (1);  $h_x = 1$ ,  $e_z = 0$  (2);  $h_x = e_z = 0$  (3).

ция существенно влияет на скорость движения линии. Причем, изменяя значение и направление  $H_x$  и  $E_z$ , можно как ускорять, так и замедлять скорость движения линии. В предельном случае  $\dot{y}_0 \rightarrow c$  (при  $\dot{x}_0 = e_z = 0$ ) из (10) и (18) следует

$$\dot{y}_0 = c \left[ 1 - \left( \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{h_x} \right)^{2/3} \right]. \quad (19)$$

Как и в случае ДГ, насыщение скорости линии определяется в одинаковой степени обеими константами обменного происхождения. Для случая малых скоростей, в отличие от работ [15,16], уравнение (10) сводится к кубическому с решением вида  $\dot{y}_0 = \xi c$ , но

$$p = \frac{1 + \varepsilon_2^* Q^{-1}}{\varepsilon_1^* Q^{-1}}, \quad q = -\frac{lQ}{\varepsilon_1}. \quad (20)$$

2.3. Предел малых скоростей ДГ и линии при  $\lambda_1 = 0$  и произвольной ориентации полей

В этом пределе удается найти зависимости скорости движения ДГ  $\dot{x}_0(H_x, H_y, H_z, E_z, \lambda_2)$  и линии  $\dot{y}_0(H_x, H_y, H_z, E_z, \lambda_2, \dot{x})$  от  $\lambda_2$  и полей при более общей их ориентации:

$$\dot{x}_0 = -\mu_{dw}^* \left[ H_z + \frac{\pi \delta_0}{\lambda} a_0 \left( H_x - \frac{\gamma_z^x H_E}{\delta_0 M_0 H_d} E_z \right) \right], \quad (21)$$

$$\dot{y}_0 = -a_0^* \dot{x}_0 - \mu_L^* E_z - \mu_L^* H_x, \quad (22)$$

где

$$\mu_{dw}^* = \frac{\mu_{dw}^0}{1 + Q_1^{-1}(1 + a_0^2) + \varepsilon_2 \left( 1 + \frac{12\delta_0^2}{\Lambda_0 \lambda} \right)}, \quad (23)$$

$a_0 = \pi M_0 H_y / (\gamma H_E m_L \tau^{-1})$ ,  $a_0^*$ ,  $\mu_L^*$  и  $\mu_L^{*E}$  можно получить из выражений для  $a_0$ ,  $\mu_L$  и  $\mu_L^E$ , заменяя в них  $\alpha \rightarrow \alpha f_1^*$ . Из формул (21) и (23) видно, что, хотя  $a_0$  (отношение гироскопических и вязких частей силы, действующей на линию) может быть больше единицы [20], в силу малости  $\Lambda_0/\lambda$ ,  $\delta_0/\lambda$  наличие уединенной линии приводит к слабому изменению скорости и подвижности самой ДГ. Формулы (21) и (22) с точностью до численных коэффициентов перед слагаемыми с  $\lambda_2$  (из-за использования разных выражений для слагаемых с обменной релаксацией в уравнениях движения) при  $H_y = E_z = 0$  совпадают с результатами работы [16], а при  $H_y = H_x = H_z = 0$  — с результатами [15].

3. Динамика ДГ с тонкой структурой «В». Линии с поворотом  $\mathbf{m}$

Как известно [3], если  $K_{cb} < 0$ , то может реализоваться ДГ с широкими участками без поворота  $\mathbf{m}$ , разделенными линиями с поворотом  $\mathbf{m}$ . В этом случае аналогично предыдущему можем получить уравнения движения для скоростей центра линии, играющие роль уравнений (9)–(11). Они теперь имеют вид

$$\frac{m_x}{\tau} \dot{x}_0 + \frac{\pi M_0 H_z}{\gamma H_E} \dot{y}_0 - m_c \lambda H_z = 0, \quad (24)$$

$$\frac{m_y}{\tau} \dot{y}_0 - \frac{\pi M_0 H_z}{\gamma H_E} \dot{x}_0 + \pi E_x \gamma_x^y = 0, \quad (25)$$

где

$$\delta_0 = \left( \frac{A}{K_{ab}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \Lambda_0 = \left( \frac{A}{|K_{cb}|} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Уравнения (24) и (25) аналогичны уравнениям (9) и (10), поэтому можно воспользоваться решениями последних, сделав в них замену  $H_y \rightarrow H_z$ ,  $E_z \rightarrow E_x$ ,  $H_x = 0$ . Поскольку в этом случае параметр  $a_0$  зависит от компоненты внешнего магнитного поля  $H_z$ , приводящей в движение саму ДГ, то, используя (21) и (22) для случая малых скоростей движения, можно получить

$$\dot{y}_0^* = \beta \dot{x}_0^2 + \mu_L^E E_x, \quad (26)$$

где  $\beta = \frac{\pi}{2} \frac{Q^2}{\delta_0 \gamma H_d}$ .

Отметим, что решение подобного типа было впервые найдено в [22] для случая магнитной фазы  $G_z F_x$ ,  $\lambda_1 = \lambda_2 = \mathbf{E} = 0$ ,  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{m}$  в домене. В работе [19] полученная экспериментально зависимость скорости движения линии от скорости движения ДГ на начальном участке кривой интерпретируется как квадратичная зависимость, что коррелирует с формулой (26). Однако, поскольку на этой кривой не хватает точек при малых скоростях, не исключено выполнение линейного закона, но с началом, сдвинутым из нулевой точки. Обращает на себя внимание и сильная избирательность действия различных компонент электрического и магнитного полей на структуру линии, что, по мнению автора, может быть использовано при постановке новых экспериментов.

Все полученные выше результаты можно перенести на магнитную фазу  $G_z F_x$ , если угол  $\varphi$  отсчитывать от оси  $a$ ,  $\theta$  — от оси  $c$  и произвести замену  $K_{cb} \rightarrow K_{ab}$ ,  $H_x \rightarrow H_z$ , а компоненты электрического поля выбрать из таблицы отличных от нуля значений силы электрического давления, приведенной в работе [15].

Автор выражает благодарность М.В. Четкину и М.А. Шамсутдинову за полезные обсуждения результатов исследования. Работа выполнена при частичном финансировании Российской Федеральной Целевой Программой «Интеграция» (грант Б0065).

Приложение

Уравнения движения (8) в угловых переменных вектора  $\mathbf{l} = l(\cos \theta, \sin \theta \sin \varphi, \sin \theta \cos \varphi)$  можно записать в виде

$$\begin{aligned} F_1(\theta, \varphi) &= f_{11}(\theta, \varphi) + f_{12}(\theta, \varphi), \\ F_2(\theta, \varphi) &= f_{21}(\theta, \varphi) + f_{22}(\theta, \varphi), \end{aligned} \quad (27)$$

где функции

$$F_1 = \sin^2 \theta [A(\Delta \varphi - c^{-2} \ddot{\varphi}) - K_{cb} \sin \varphi \cos \varphi],$$

$$F_2 = A(\Delta\theta - c^{-2}\ddot{\theta}) - [K_{ab} - K_{cb} \cos^2 \varphi + (\nabla\varphi)^2 - c^{-2}\ddot{\varphi}] \sin \theta \cos \theta, \quad (28)$$

$$f_{11} = \gamma A c^{-2} [H_x \sin 2\theta + 2 \sin^2 \theta (H_y \sin \varphi + H_z \cos \varphi)] \dot{\theta} + m_c H_x \sin \theta \sin \varphi + \\ + 2M_0 \gamma^{-1} \dot{\varphi} \sin^2 \theta - A \sin 2\theta (\nabla\varphi \nabla\theta - c^{-2} \dot{\varphi} \dot{\theta}),$$

$$f_{21} = -\gamma A c^{-2} [H_x \sin 2\theta + 2 \sin^2 \theta (H_y \sin \varphi + H_z \cos \varphi)] \dot{\varphi} - m_c (H_y \cos \theta \cos \varphi + H_z \sin \theta) + 2M_0 \gamma^{-1} \dot{\theta} \quad (29)$$

те же, что и в работе [14], а

$$f_{12}(\theta, \varphi) = -\frac{\lambda_1 \chi_{\perp}^2}{2(\gamma M_0)^2} \{ \sin^2 \theta \ddot{\varphi} + 2 \cos(2\theta) \dot{\theta}^2 \dot{\varphi} + \sin(2\theta) (\ddot{\theta} \dot{\varphi} + 2\dot{\theta} \ddot{\varphi}) \} - \frac{2\lambda_2}{\gamma} \Delta(\sin^2 \theta \dot{\varphi}) + \\ + 2E_x (\gamma_x^y \sin^2 \theta \cos \varphi \theta'_y - \gamma_x^z \sin^2 \theta \sin \varphi \theta'_z) + 2E_y (-\gamma_y^x \sin^2 \theta \cos \varphi \theta'_x + \frac{1}{2} \gamma_y^z \sin(2\theta) \theta'_z) + \\ + 2E_z (\gamma_z^x \sin^2 \theta \sin \varphi \theta'_x - \gamma_z^y \sin \theta \cos \theta \theta'_y),$$

$$f_{22}(\theta, \varphi) = -\frac{\lambda_1 \chi_{\perp}^2}{2(\gamma M_0)^2} [-\ddot{\theta} + (3 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \dot{\theta} \dot{\varphi}^2 + \frac{3}{2} \sin(2\theta) \dot{\varphi} \ddot{\theta}] - \frac{2\lambda_2}{\gamma} \{ \sin \varphi \Delta [\sin \varphi \dot{\theta} + \frac{1}{2} \sin(2\theta) \cos \varphi \dot{\varphi}] - \\ - \cos \varphi \Delta [-\cos \varphi \dot{\theta} + \frac{1}{2} \sin(2\theta) \sin \varphi \dot{\varphi}] \} + 2E_x (\gamma_x^y \sin^2 \theta \cos \varphi \theta'_y - \gamma_x^z \sin^2 \theta \sin \varphi \theta'_z) + \\ + 2E_y (-\gamma_y^x \sin^2 \theta \sin \varphi \theta'_x + \gamma_y^z \sin \theta \cos \theta \theta'_z) + 2E_z (\gamma_z^x \sin^2 \theta \sin \varphi \theta'_x - \gamma_z^y \sin \theta \cos \varphi \theta'_y).$$

1. М.М. Фарзтдинов, *Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах с доменной структурой*, Наука, Москва (1981).
2. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
3. М.М. Фарзтдинов, М.А. Шамсутдинов, А.А. Халфина, *ФТТ* **21**, 1522 (1979).
4. А.В. Залесский, А.М. Саввинов, И.С. Желудев, А.Н. Иващенко, *ЖЭТФ* **68**, 1449 (1975).
5. А.К. Звездин, А.А. Мухин, *ЖЭТФ* **102**, 577 (1992).
6. V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, and S.N. Gadetskij, in: *Tracts in Modern Physics*, vol. 129, Experiment and Theory, Springer-Verlag, Berlin, (1994).
7. N. Papanicolaou, *Phys. Rev.* **B55**, 55 (1997).
8. М.А. Шамсутдинов, С.А. Ниязгулов, *ФММ* **85**, 23 (1998).
9. V.S. Gerasimchuk and A.L. Sukstanskij, *Phys. Rev.* **B59**, 6966 (1999).
10. В.Г. Барьяхтар, *ФНТ* **11**, 1198 (1985).
11. В.Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ* **94**, 196 (1988).
12. В.Д. Бучельников, Н.К. Даньшин, Л.Т. Цымбал, В.Г. Шавров, *УФН* **169**, 1049 (1999).
13. Ю.В. Мелихов, О.А. Переход, *УФЖ* **28**, 713 (1983).
14. М.М. Фарзтдинов, М.А. Шамсутдинов, Е.Г. Екомасов, *ФТТ* **30**, 1866 (1988).
15. Б.Б. Кротенко, Ю.В. Мелихов, Д.А. Яблонский, *ФТТ* **27**, 3230 (1985).
16. Ю.В. Мелихов, С.И. Симоненко, В.Л. Соболев, *УФЖ* **32**, 429 (1987).

17. M.V. Chetkin, Yu. N. Kurbatova, and A.I. Akhutkin, *J. Appl. Phys.* **79**, 6132 (1996).
18. М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева, *ЖЭТФ* **115**, 2160 (1999).
19. М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, *ФТТ* **43**, 1503 (2001).
20. Е.Г. Екомасов, М.А. Шабалин, *ФТТ* **43**, 1211 (2001).
21. А.К. Звездин, *Краткие сообщения по физике ФИАН РАН* **6**, 28 (1999).
22. Е.Г. Екомасов, М.А. Шамсутдинов, М.М. Фарзтдинов, Деп. ВИНТИ, №4773-1389, 22 с.

Dynamics of domain walls with lines in rare-earth orthoferrites in magnetic and electric fields in view of exchange relaxation

E.G. Ekomasov

The effect of exchange relaxation on the dynamics of domain wall (DW) with a fine structure in rare-earth orthoferrites is investigated in external magnetic and electric fields. A set of differential equations of motion of the center of a DW structure line is derived. The dependences of steady-state DW and line velocities on relaxation parameters and components of magnetic and electrical fields are obtained. The results obtained are compared with the experimental data available.