

Динамика неелевской доменной границы с "тонкой" структурой в редкоземельных ортоферритах

© Е.Г. Екомасов, М.А. Шабалин

Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия

E-mail: EkomasovEG@bsu.bashedu.ru

(Поступила в Редакцию 1 июня 2000 г.)

Исследована сверхзвуковая динамика одиночной неелевской доменной границы с "тонкой" структурой в редкоземельном ортоферрите. Найдена система нелинейных уравнений движения для координат центра линии, решение которой для случая стационарного движения хорошо описывает результаты экспериментов, проведенных на ортоферрите иттрия. Изучено влияние различных компонент внешнего магнитного поля на скорость стационарного движения доменной границы с линиями.

Если в ферромагнетиках (например, в ферритах-гранатах) статические и динамические свойства доменных границ (ДГ, ДВ) с "тонкой" структурой (вертикальные и горизонтальные блоховские линии (ВБЛ, ГБЛ) и т.п.) достаточно подробно изучены экспериментально, в основном объяснены теоретически и даже использованы при создании некоторых технических устройств [1,2], то в слабых ферромагнетиках (например, в редкоземельных ортоферритах (РЗО)) ситуация совершенно иная. Так, теоретические исследования, указывающие на возможность наличия "тонкой" структуры у ДГ, проведены достаточно давно [3], а результаты первых экспериментальных работ, которые могут быть интерпретированы как наблюдение динамических линий на движущейся со сверхзвуковой скоростью неелевской ДГ ортоферрита иттрия, появились совсем недавно [4,5]. Возможно, что такая сложность реализации и соответственно наблюдения линий в РЗО связана с малостью выхода векторов ферро- (\mathbf{m}) и антиферромагнетизма (\mathbf{l}) из статической плоскости разворота их в ДГ под действием внешнего магнитного поля \mathbf{H} как в статике, так и в динамике [6]. Теоретически показано также [7–9], что динамические характеристики ДГ с линиями в РЗО существенно отличаются от характеристик ДГ с ВБЛ в ферромагнетиках. Так, например, гиротропный член динамической силы, действующей на линию в РЗО, появляется во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости поворота \mathbf{l} , и по абсолютной величине может быть сравнимым с инерционным и вязким членами. Следует отметить также, что в экспериментах [4,5,10,11] реализуются достаточно специфические условия, не рассмотренные ранее теоретически.

В данной работе теоретически исследована сверхзвуковая динамика одиночной неелевской ДГ с линиями в бесконечной пластине РЗО, находящейся в высокотемпературной магнитной фазе, вырезанной перпендикулярно оптической оси во внешнем магнитном поле, перпендикулярном плоскости пластины.

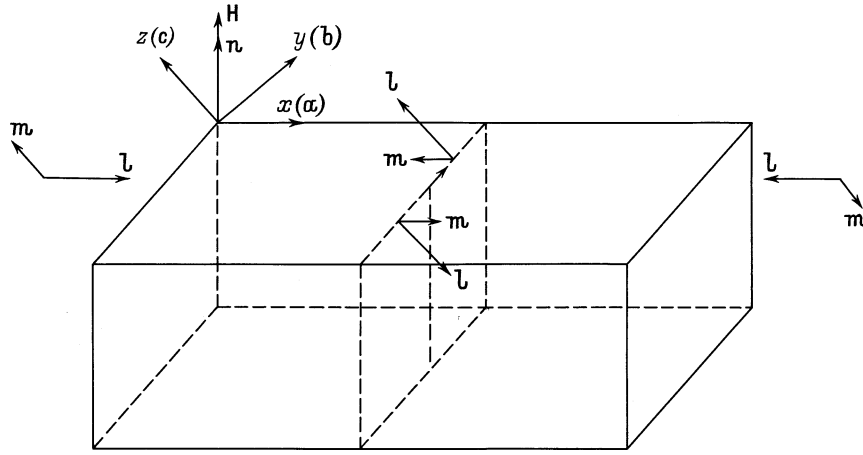
Уравнения, определяющие движение ДГ в РЗО, в угловых переменных вектора антиферромагнетизма

$\mathbf{l} = \mathbf{l}(\cos \theta, \sin \theta \sin \varphi, \sin \theta \cos \varphi)$ можно представить в виде [8]

$$\begin{aligned} & A(\Delta\theta - c^{-2}\ddot{\theta}) - \left\{ K_{ab} - K_{cb} \cos^2 \varphi \right. \\ & \quad \left. + A[(\nabla\varphi)^2 - c^{-2}\dot{\varphi}^2] \right\} \sin \theta \cos \theta \\ & = -2\gamma A c^{-2} \sin^2 \theta f(H) \dot{\varphi} - m_c H_z \sin \theta + 2\alpha M_0 \gamma^{-1} \dot{\theta}, \\ & \sin^2 \theta \left\{ A(\Delta\varphi - c^{-2}\ddot{\varphi}) - K_{cb} \sin \varphi \cos \varphi \right\} \\ & = -A \sin 2\theta (\nabla\varphi \nabla\theta - c^{-2}\dot{\varphi}\dot{\theta}) \\ & \quad + 2\gamma A c^{-2} \sin^2 \theta f(H) + 2\alpha M_0 \gamma^{-1} \sin^2 \theta \dot{\varphi}, \quad (1) \end{aligned}$$

где $c = \gamma\sqrt{aA}/2M_0$, $m_c = -2M_0d/a$, $f(H) = H_y \sin \varphi + H_z \cos \varphi$, a и A — константы однородного и неоднородного обмена, M_0 — магнитный момент подрешеток, γ — гиромангнитное отношение, α — безразмерный параметр затухания, d — константа Дзялошинского, K_{ab} и K_{cb} — эффективные константы анизотропии в плоскостях ab и cb . Как известно, уравнения (1) при нулевой правой части имеют стационарное решение $\theta = \theta_0(x - v_D t)$, $\varphi = \varphi_0(\eta - v_l t)$, где x — координата, перпендикулярная плоскости ДГ, а η — координата, перпендикулярная линии. Это решение описывает "тонкую" структуру неелевской ДГ с поворотом \mathbf{m} (см. рисунок). Используя (1), с помощью метода исключения секулярных членов [6,7], можно получить систему нелинейных уравнений движения для координат центра i -й линии x_i и η_i (аналогично случаю ДГ блоховского типа, рассмотренному ранее [8])

$$\begin{aligned} & \frac{d(m_x \dot{x}_i)}{dt} + \tau^{-1} m_x \dot{x}_i - \frac{\pi M_0 H_y}{\gamma H_E} \dot{\eta}_i = m_c \lambda H_z, \\ & \frac{d(m_l \dot{\eta}_i)}{dt} + m_l \tau^{-1} \dot{\eta}_i + \frac{\pi M_0 H_y}{\gamma H_E} \dot{x}_i = 0, \quad (2) \end{aligned}$$



Структура неселевской ДГ с "тонкой" структурой в бесконечной пластине РЗО, вырезанной перпендикулярно оптической оси, в высокотемпературной магнитной фазе.

где

$$m_x = [m_{\text{DB}x}\lambda + m_{lx}], \quad m_{\text{DB}x} = m_{\text{DB}}(1 - \dot{x}_i^2/c^2)^{-1/2},$$

$$m_{lx} = m_l(1 - \dot{\eta}_i^2/c^2)^{1/2}(1 - \dot{x}_i^2/c^2)^{-1/2},$$

$$m_{l\eta} = m_l(1 - \dot{x}_i^2/c^2)^{1/2}(1 - \dot{\eta}_i^2/c^2)^{-1/2},$$

$$m_{\text{DB}} = \frac{M_0}{\gamma^2 \delta_0 H_E}, \quad m_l = \frac{2M_0 \delta_0}{\gamma^2 \Lambda_0 H_E},$$

$$H_E = \frac{a}{4M_0}, \quad \delta_0 = \left[\frac{A}{K_{ab} - K_{cb}} \right]^{1/2}, \quad \Lambda_0 = \left(\frac{A}{K_{cb}} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

а λ — период "тонкой" структуры. Отметим, что область применимости уравнений типа (2) подробно рассмотрена ранее [7].

Из (2), следуя [1], можно выделить динамическую силу реакции, приходящуюся на единицу длины линии,

$$\mathbf{F}_i = \frac{d\mathbf{P}_i}{dt} + \tau^{-1}\mathbf{P}_i - \frac{\pi M_0 H_y [\mathbf{t}, \mathbf{r}_i]}{\gamma H_E}, \quad (4)$$

где $\mathbf{P}_i = (m_{lx}\dot{x}_i, m_{l\eta}\dot{\eta}_i, 0)$, $\mathbf{t} = \nabla\varphi \times \nabla\theta / |\nabla\varphi \times \nabla\theta|$ — единичный вектор, касательный к i -й линии, значение которого вычисляется в ее геометрическом центре. Гирокосмическая сила, действующая на линию (последнее слагаемое в (4)), может изменять свое направление при смене знака H_y . Заметим также, что знание этой силы необходимо при записи уравнения движения искривленной наличием линии ДГ [9]. В случае стационарного движения, решение (2) для скорости линии ν_i^* вдоль ДГ

имеет вид

$$\nu_i^* = \frac{\nu_{\text{DB}} [(a_0^2 - 1)(1 - \nu_{\text{DB}}^2/c^2)]^{1/2}}{[1 + (a_0^2 - 1)\nu_{\text{DB}}^2/c^2]^{1/2}}, \quad (5)$$

где $a_0 = \pi Q^{1/2} H_y / 4\alpha H_E$, $Q = (\Lambda_0/\delta_0)^2$, а скорость движения самой ДГ ν_{DB} можно найти из уравнения

$$\left\{ 1 + \frac{m_l}{m_{\text{DB}}\lambda} \left[1 - \frac{a_0^2 \nu_{\text{DB}}^2/c^2}{[1 + (a_0^2 - 1)\nu_{\text{DB}}^2/c^2]} \right]^{1/2} \right\} \times (1 - \nu_{\text{DB}}^2/c^2)^{-1/2} \frac{\nu_{\text{DB}}}{c} + \frac{a_1 \nu_{\text{DB}}^2/c^2}{[1 + (\nu_{\text{DB}}/c)^2(a_0^2 - 1)]^{1/2}} = -\frac{\mu_0 H_z}{c}, \quad (6)$$

где $a_1 = a_0^2 \delta_0^2 / \Lambda_0 \lambda$, $\mu_0 = \gamma \delta_0 d / \alpha a$. Формула (5) хорошо описывает результаты эксперимента [4,5], если предположить, что $a_0^2 \gg 1$. При этом ее можно упростить к виду

$$\nu_i^* \cong c(1 - \nu_{\text{DB}}^2/c^2)^{1/2}, \quad (7)$$

соответствующему экспериментальному условию близости полной скорости линии к предельной скорости ДГ. Используя данные эксперимента [5] ($H \cong 100$ Ое, $Q \cong 1.5$, $H_E \cong 10^6$ Ое, $\alpha \cong 10^{-5}$, $\lambda \cong 100 \mu\text{m}$), получаем $a_0 \cong 10$, $a_1 \cong 10^{-1}$. Используя полученные условия $a_0 \gg 1$, $a_1 \ll 1$, уравнение (6) также можно упростить, а его решение привести к виду

$$\frac{\nu_{\text{DB}}}{c} = \frac{\nu_0}{(1 + \nu_0^2)^{1/2}}, \quad (8)$$

где $\nu_0 = \mu_0 H_z / c - a_1 / a_0$, откуда видно, что наличие линий приводит лишь к небольшому уменьшению подвижности ДГ.

Вспомним, что наличие компонент внешнего магнитного поля H_x в нашем случае приводит к тому, что линия может двигаться даже вдоль покоящейся ДГ [8]. Учет же H_x приводит к тому, что a_0 и a_1 в формулах (5) и (6) надо заменить на $a_0\zeta$ и a_1/ζ , где

$$\zeta = \left\{ 1 + 2(\mu_l H_x c / a_0 \nu_{\text{DB}})(1 - \nu_{\text{DB}}^2 / c^2)^{-1/2} + (\mu_l H_x c / a_0 \nu_{\text{DB}})^2 \right\}^{1/2}, \quad (9)$$

$\mu_l = \pi \mu_0 Q^{1/2} / 2$. Причем, меняя знак H_x , т.е. направление этой компоненты поля, можно как ускорить, так и замедлить движение линии вдоль ДГ, которая при этом соответственно чуть замедляется или ускоряется. Было бы интересно проверить это экспериментально, тем более что второе и третье слагаемые в (9) при $H_x \sim 100$ Ое могут быть порядка десятых долей единицы.

Авторы благодарят М.В. Четкина и А.К. Звездина за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] A.P. Malozemov, J.C. Slonczewskii. Domain walls in Bubble Materials. Academic Press, N.Y. (1979).
- [2] V.G. Barjaktar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, S.N. Gadetskiy. Dynamic of topological magnetic solitons. Experiment and theory. Tracts in Modern Physics. Springer-Verlag, Berlin (1994). V. 129.
- [3] М.М. Фарзтдинов, М.А. Шамсутдинов, А.А. Халфина. ФТТ **21**, 5, 1522 (1979).
- [4] M.V. Chetkin, Yu.N. Kurbatova, A.I. Akhutkina. J. Appl. Phys. **79**, 8, 6132 (1996).
- [5] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, В.Н. Филатов. Письма в ЖЭТФ **65**, 10, 760 (1997).
- [6] А.К. Звездин, А.А. Мухин, А.Ф. Попков. Препринт ФИАН им. Н.П.Лебедева № **108**, М. (1982). 65 с.
- [7] Е.Г. Екомасов, М.М. Фарзтдинов, М.А. Шамсутдинов. Деп. в ВИНТИ, рег. № **6462-85** (1985). 33 с.
- [8] М.М. Фарзтдинов, М.А. Шамсутдинов, Е.Г. Екомасов. ФТТ **30**, 6, 1866 (1988).
- [9] Е.Г. Екомасов, М.А. Шамсутдинов, М.М. Фарзтдинов. ФТТ **32**, 5, 1542 (1990).
- [10] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, А.И. Ахуткина, Т.Б. Шапаева. ЖЭТФ **115**, 6, 2160 (1999).
- [11] M.V. Chetkin, Yu.N. Kurbatova. Phys. Lett. **A260**, 108, 127 (1999).