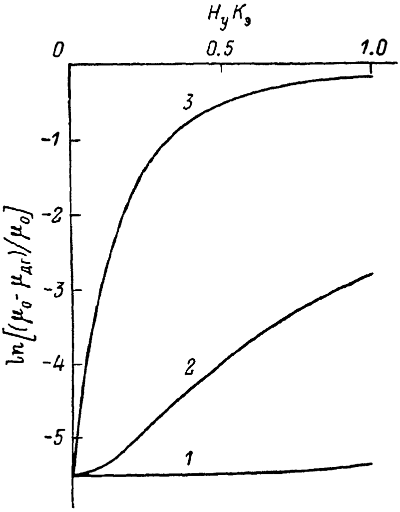
УДК 537.611.3

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

ГИРОСКОПИЧЕСКАЯ СИЛА И ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ОРТОФЕРРИТОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

М. М. Фарзтдинов, М. А. Шамсутдинов, Е. Г. Екомасов

Динамика одномерных доменных границ (ДГ) в редкоземельных ортоферритах (РЗО) к настоящему времени достаточно хорошо исследована [1]. При определенных условиях в РЗО может образоваться тонкая структура ДГ, которая может быть двух типов [2]: участки ДГ с поворотом вектора ферромагнетизма m, разделенные линиями без поворота m (ЛБП), и участки ДГ без поворота m, разделенные линиями с поворотом m (ЛСП). Ранее было рассмотрено движение ЛБП вдоль покоящейся ДГ в поле H ∥ m в центре ДГ [3, 4] и движение ЛСП под действием гироскопической силы, возникающей в поле H ∥ m в домене [4]. Гироскопическая сила,



Зависимость относительного изменения подвижности ДГ с ЛБП от компоненты внешнего поля, параллельного оси b : $\lambda=50\Lambda_0$, $(\Lambda_0/\Delta_0)^2=10$.

1 — $\alpha=10^{-3}$, 2 — $\alpha=10^{-4}$, 3 — $\alpha=10^{-5}$.

зависящая от поля, в случае ферримагнетиков рассматривалась в [5], где она является лишь слабой добавкой к обычной гироскопической силе. В данной работе приводятся результаты теоретического анализа динамики ДГ с локализованными линиями в наклонном магнитном поле, когда гироскопическая сила полностью обусловлена внешним магнитным полем.

Для определенности рассмотрим высокотемпературную магнитную фазу G_xF_z, где в домене m ∥ $0z$, а вектор антиферромагнетизма l ∥ $0x$, считаем, что плоскость ДГ параллельна xz. В достаточно слабых внешних полях H, которые мы будем рассматривать, $\mathbf{m}^2 \ll \mathbf{l}^2 \approx 1$, вектор m легко выразить через l и при изучении динамики ДГ можно исходить из уравнений Эйлера—Лагранжа с функцией Лагранжа L и диссипативной функцией R следующего вида [6, 7]

$$L = Ac^{-2}\dot{\mathbf{l}}^2 - \gamma Ac^{-2}\mathbf{H}[\mathbf{l}, \dot{\mathbf{l}}] - \Phi, \quad R = \frac{\alpha M_0}{\gamma}\dot{\mathbf{l}}^2, \tag{1}$$

$$\Phi = \frac{A}{2}(\nabla\mathbf{l})^2 - \frac{1}{2}K_{ab}l_x^2 - \frac{1}{2}K_{cb}l_z^2 + m_c\mathbf{l}[\mathbf{e}_y, \mathbf{H}] + \frac{M_0}{2H_E}[(\mathbf{lH})^2 - \mathbf{H}^2], \tag{2}$$

где $c^2=\gamma^2Aa/4M_0^2$, $m_c=-2M_0d/a$, $H_E=a/4M_0$, $\mathbf{e}_y$ — орт вдоль оси y, a и A — константы однородного и неоднородного обмена, M_0 — магнитный момент подрешеток, γ — гиромагнитное отношение, α — безразмерный параметр затухания, d — константа Дзялошинского, K_{ab} и K_{cb} — эффективные константы анизотропии в плоскостях ab и cb. В дальнейшем будем пренебрегать последним членом в (2), так как считаем, что $M_0H^2/H_E \ll K_{ab}$, K_{cb}. Эти уравнения Эйлера—Лагранжа в угловых переменных вектора $\mathbf{l}=\mathbf{l}(\cos\theta, \sin\theta\sin\varphi, \sin\theta\cos\varphi)$ можно записать в виде

$$F_1(\theta, \varphi) = f_1(\theta, \varphi), \quad F_2(\theta, \varphi) = f_2(\theta, \varphi), \tag{3}$$

$$\left.\begin{aligned} &F_1 = \sin^2\theta\,[A\,(\Delta\varphi - c^{-2}\ddot{\varphi}) - K_{cb}\sin\varphi\cos\varphi],\\ &F_2 = A\,(\Delta\theta - c^{-2}\ddot{\theta}) - [K_{ab} - K_{cb}\cos^2\varphi + (\nabla\varphi)^2 - c^{-2}\dot{\varphi}]\sin\theta\cos\theta,\\ &f_1 = \gamma A c^{-2}\,[H_x\sin 2\theta + 2\sin^2\theta\,(H_y\sin\varphi + H_z\cos\varphi)]\,\dot{\theta} +\\ &+ m_c H_x\sin\theta\sin\varphi + 2M_0\alpha\gamma^{-1}\dot{\varphi}\sin^2\theta - A\sin 2\theta\,(\nabla\varphi\nabla\theta - c^{-2}\dot{\varphi}\dot{\theta}),\\ &f_2 = -\gamma A c^{-2}\,[H_x\sin 2\theta + 2\sin^2\theta\,(H_y\sin\varphi + H_z\cos\varphi)]\,\dot{\varphi} -\\ &- m_c\,(H_y\cos\theta\cos\varphi + H_z\sin\theta) + 2M_0\alpha\gamma^{-1}\dot{\theta}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

При нулевой правой части и $K_{ab} \gg |K_{cb}| > 0$ уравнения (3) имеют стационарное решение $\theta = \theta_0(\xi)$, $\varphi = \varphi_0(\eta)$ [4]. С учетом граничных условий $\theta(+\infty) = 0$, $\theta(-\infty) = \pi$, $\theta'_\xi(\pm\infty) = 0$, $\varphi(+\infty) = 0$, $\varphi(-\infty) = \pi$, $\varphi'_\eta(\pm\infty) = 0$ движущиеся ДГ и ЛБП ($K_{cb} > 0$) имеют вид

$$\left.\begin{aligned} &\operatorname{tg}(\theta_0/2) = \exp(-\xi/\Delta), \quad \operatorname{tg}(\varphi_0/2) = \exp(-\eta/\Lambda),\\ &\Delta = \Delta_0\,[1 + 2K_{cb}\operatorname{ch}^{-2}(\eta/\Lambda)/(K_{ab} - K_{cb})]^{-1/2}(1 - \dot{y}_i^2/c^2)^{1/2},\\ &\Lambda = \Lambda_0\,(1 - \dot{x}_i^2/c^2)^{1/2}, \quad \Delta_0 = \sqrt{A/(K_{ab} - K_{cb})}, \quad \Lambda_0 = \sqrt{A/K_{cb}}, \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

здесь $\xi = y - y_i$, $\eta = x - x_i$, $y_i = v_{\text{ДГ}}t$, $x_i = v_\Lambda t$, где $v_{\text{ДГ}}$ и v_Λ — скорости стационарного движения ДГ и ЛБП. Когда слагаемые в правой части (3) малы по сравнению со слагаемыми в левой части, полагая $\theta = \theta_0 + \theta_1$, $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1$, где $|\theta_1| \ll |\theta_0|$, $|\varphi_1| \ll |\varphi_0|$ и считая, что $\dot{x}_i = \dot{x}_i(t)$, $\dot{y}_i = \dot{y}_i(t)$, а $|\dot{\Delta}| \ll |\dot{y}_i|$, $|\dot{\Lambda}| \ll |\dot{x}_i|$, можно получить линеаризованные неоднородные уравнения для θ_1 и φ_1 (которые здесь не приведены из-за их громоздкости). Решения однородных уравнений для них имеют вид: $\theta_1 = d\theta_0/dy$, $\varphi_1 = d\varphi_0/dx$. Из условия разрешимости неоднородных уравнений для θ_1 и φ_1 можно получить систему нелинейных уравнений для координат центра линии

$$\frac{d}{dt}(m_y\dot{y}_i) + \frac{m_y}{\tau}\dot{y}_i - \frac{\pi M_0 H_y}{\gamma H_E}\dot{x}_i - m_c\lambda H_z = 0, \tag{6}$$

$$\frac{d}{dt}(m_x\dot{x}_i) + \frac{m_x}{\tau}\dot{x}_i + \frac{\pi M_0 H_y}{\gamma H_E}\dot{y}_i + \pi\Delta_0\,(1 - \dot{y}_i^2/c^2)^{1/2} H_x m_c = 0, \tag{7}$$

$$m_y = \left[m_{\text{ДГ}} + m_\Lambda\,(1 - \dot{x}_i^2/c^2)^{1/2}\right]/(1 - \dot{y}_i^2/c^2)^{1/2},$$

$$m_x = m_\Lambda\,(1 - \dot{y}_i^2/c^2)^{1/2}/(1 - \dot{x}_i^2/c^2)^{1/2}, \quad \tau = (2\alpha\gamma H_E)^{-1};$$

$$m_{\text{ДГ}} = M_0\lambda/\gamma^2\Delta_0 H_E, \quad m_\Lambda = 2M_0\Delta_0/\gamma^2\Lambda_0 H_E,$$

а λ — период тонкой структуры ДГ. Заметим, что уравнение (6) при $\lambda \to \infty$ переходит в известное уравнение работы [7]. Полученные уравнения (6), (7) справедливы при выполнении следующих условий, налагаемых требованием малости правой части уравнений (3),

$$\alpha M_0\dot{y}_i/\gamma\Delta \sim H_z m_c, \quad H_y m_c, \quad \gamma A H_j \dot{x}_i/c^2\Lambda \ll K_{ab}, \tag{8}$$

$$\alpha M_0\dot{x}_i/\gamma\Lambda \sim H_x m_c, \quad \gamma A H_j \dot{y}_i/c^2\Delta, \quad A\dot{x}_i\dot{y}_i/c^2\Delta\Lambda \ll K_{cb}. \tag{9}$$

Уравнение (6) — баланс сил давления на ДГ, состоящих из инерционного члена, диссипативного, гиротропного, создаваемого движущейся линией, и давления внешнего поля H_z, вызывающего смещения ДГ. Уравнение (7) — соответственно баланс сил давления на линию. В полях (H_x, 0, H_z) взаимодействие между ДГ и ЛБП, имеющее нелинейный характер по параметрам $\dot{x}_i/c$, $\dot{y}_i/c$, связано с зависимостью характерных размеров доменной границы и линии от скорости движения. А в поле $H_y \neq 0$ имеется линейное по скоростям взаимодействие, обусловленное гироскопической силой, возникающей в полях, перпендикулярных плоскости поворота вектора антиферромагнетизма в ДГ, из-за динамического скоса подрешеток (второй член в функции Лагранжа (1)). При одновременном движении ДГ и ЛБП последнее неравенство в (9), обусловленное требованием малости $\theta\bar{\varphi}$ в (3), ограничивает область применимости (6), (7) скоростями, много меньшими минимальной фазовой скорости спиновых волн c. Поэтому далее остановимся на случае $\dot{x}_i$, $\dot{y}_i \ll c$. Из (6), (7), следуя Слончевскому [8], легко выделить динамическую силу реакции, приходящуюся на единицу длины линии,

$$\mathbf{F}_i = m_\Delta \ddot{\mathbf{r}}_i + \frac{m_\Delta}{\tau} \dot{\mathbf{r}}_i - \frac{2\pi M_0}{\gamma} \frac{H_\perp}{2H_E} [\mathbf{t}, \dot{\mathbf{r}}_i], \tag{10}$$

где $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, 0)$, $\mathbf{t} = \nabla\varphi \times \nabla\theta / |\nabla\varphi \times \nabla\theta|$ — единичный вектор, касательный к i-й линии, значение которого вычисляется в ее геометрическом центре (в рассмотренном нами случае вектор $\mathbf{t}$ направлен вдоль оси $+z$), $H_\perp$ — компонента внешнего поля, перпендикулярного плоскости поворота $\mathbf{l}$ в ДГ (для ДГ с ЛБП $H_\perp = H_y$, с ЛСП $H_\perp = H_z$). Из системы (6) и (7) нетрудно определить подвижность ДГ

$$\mu_{ДГ} = \mu_0 \left\{ 1 + \left[1 + (\pi\Lambda_0 H_y / 4\alpha\Delta_0 H_E)^2\right] \frac{2\Delta_0^2}{\lambda\Lambda_0} \right\}^{-1}, \tag{11}$$

где $\mu_0 = \gamma\Delta_0 d/\alpha a$. При $H_y = 0$ наличие линии сводится к слабому уменьшению $\mu_{ДГ}$. При $H_y \neq 0$ подвижности ДГ может существенно уменьшиться, когда отношение абсолютных величин вязкого и гиротропного членов в (10) много меньше единицы (см. рисунок).

Литература

[1] *Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Четкин М. В.* УФН, 1985, т. 146, № 3, с. 417—458.
[2] *Фарзтдинов М. М., Шамсутдинов М. А., Халфина А. А.* ФТТ, 1979, т. 21, № 5, с. 1522—1527.
[3] *Мелихов Ю. В., Переход О. А.* УФЖ, 1983, т. 28, № 5, с. 713—716.
[4] *Екомасов Е. Г., Фарзтдинов М. М., Шамсутдинов М. А.* Деп. ВИНИТИ, 1985, № 6462—85. 33 с.
[5] *Переход О. А.* Автореф. канд. дис. Донецк: ДГУ, 1986. 19 с.
[6] *Андреев Л. Ф., Марченко В. И.* УФН, 1980, т. 130, № 1, с. 39—63.
[7] *Звездин А. К., Мухин А. А., Попков А. Ф.* Магнитоупругие аномалии в динамике доменных границ в слабых ферромагнетиках. Препринт. Физический институт имени П. Н. Лебедева АН СССР, № 108. М., 1982. 65 с.
[8] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

Башкирский государственный университет им. 40-летия Октября
Уфа

Поступило в Редакцию 10 сентября 1987 г.
В окончательной редакции 18 января 1988 г.

УДК 621.375

Физика твердого тела, том 30, в. 6, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 6, 1988

НАКОПИТЕЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ РАЗРУШЕНИИ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

А. М. Кондырев, А. А. Бугаев, С. Б. Еронько, А. Чмель

Исследование по оптическому разрушению прозрачных диэлектриков в пикосекундном диапазоне длительностей импульсов дает возможность проверить справедливость теорий разрушения в ситуации, когда малое время воздействия ограничивает развитие процессов, приводящих к про-