

Влияние магнитоэлектрических взаимодействий на доменные границы мультиферроиков

© З.В. Гареева^{1,2}, А.К. Звездин^{1,3}

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

² Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, Уфа, Россия

³ Ikerbasque Foundation for Science, Bilbao, Spain

E-mail: gzv@anrb.ru, zvezdin@gmail.com

(Поступила в Редакцию 29 сентября 2009 г.)

В окончательной редакции 27 января 2010 г.)

Исследована антиферромагнитная доменная структура мультиферроика при наличии сегнетоэлектрической доменной структуры. Показано, что неоднородное магнитоэлектрическое (флексомангнитоэлектрическое) взаимодействие приводит к закреплению антиферромагнитных доменных границ на границах сегнетоэлектрических доменов, а также к изменению структуры антиферромагнитных доменных границ.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-01068-а).

1. Введение

Процессы взаимодействия магнитных и сегнетоэлектрических доменных границ в материалах с двумя параметрами порядка (магнитным и электрическим) активно исследуются в настоящее время [1–21]. В мультиферроиках наблюдается тесное взаимодействие магнитных и сегнетоэлектрических доменных структур, на что указывают как теоретические, так и экспериментальные исследования. В теоретических, а впоследствии и в экспериментальных работах [22–25] было показано, что неоднородное распределение магнитного момента индуцирует электрическую поляризацию в магнитоэлектрических средах. На основе симметричного анализа в работах [26,27] предсказывается обратный эффект: возникновение спонтанной намагниченности на сегнетоэлектрических доменных границах мультиферроиков — материалов с нарушенным центром инверсии и нечетных по отношению к обращению времени. К настоящему времени накоплен значительный экспериментальный материал по наблюдению и исследованию сегнетоэлектрических и магнитных структур в магнитоэлектрических материалах [1–5,9–21]. Корреляция между магнитным и электрическим параметрами порядка приводит к тому, что физические свойства и характеристики доменных структур мультиферроиков отличаются от свойств доменных структур антиферромагнетиков и сегнетоэлектриков [1–21,27–30]. Как показывают расчеты, представленные в [17–19], антиферромагнитная доменная структура магнитоэлектрических материалов — гексагональных манганитов — стабилизируется упругими напряжениями решетки за счет взаимодействия с электрическим параметром порядка. Экспериментальные исследования [1–3,10–12,15–21] также свидетельствуют о том, что ферроэлектрическая доменная структура

сопровождается образованием антиферромагнитной доменной структуры. Традиционно в качестве основного механизма, отвечающего за взаимодействие магнитного и электрического параметров порядка, принимается магнитоэлектрическое взаимодействие Дзялошинского–Мория. Особенности антиферромагнитных доменных границ, исследованных в [17–19], объясняются именно на основе этого механизма. В то же время в магнитоэлектрических материалах важен другой механизм: механизм неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [23] — флексомангнитоэлектрического взаимодействия, линейного по градиенту намагниченности. Это взаимодействие имеет релятивистскую природу, описывается инвариантом Лифшица и играет ведущую роль при исследовании несоразмерных фаз и фазовых переходов в мультиферроиках [31–35].

В настоящей работе исследована антиферромагнитная доменная структура мультиферроика типа BiFeO_3 , в котором температура Кюри электрического упорядочения превышает температуру Нееля. Показано, что наличие сегнетоэлектрической доменной структуры оказывает существенное влияние на характер распределения магнитного момента, а именно антиферромагнитные доменные границы пиннингуются на сегнетоэлектрических границах, а направление и характер разворота вектора антиферромагнетизма определяются направлением вектора поляризации в сегнетоэлектрических доменах. Причиной полученных эффектов является неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие.

2. Постановка задачи и основные уравнения

1) Мультиферроики — материалы, объединяющие в себе два вида упорядочения: сегнетоэлектрическое и

антиферромагнитное, естественно представить в виде двух взаимодействующих подсистем: магнитной и электрической. Свободная энергия мультиферроика будет включать в себя энергии магнитного, электрического и магнитоэлектрического взаимодействий

$$F = F_m + F_{el} + F_{me}, \quad (1)$$

где энергия магнитного взаимодействия F_m представляется в виде разложения по параметру порядка, для которого в данном случае используются два вектора: вектор ферромагнетизма \mathbf{M} и вектор антиферромагнетизма \mathbf{L} ; тогда энергия F_m примет вид

$$F_m = \frac{a_1 m^2}{2} + \frac{b_1 l^2}{2} + \frac{b_2 l^4}{2} + \frac{d}{2} (\mathbf{m} \mathbf{l})^2 - \mathbf{M} \mathbf{H} + F_{anis}(\mathbf{l}) + F_{exch}(\mathbf{l}).$$

Здесь a_1, b_1, b_2, d — константы разложения, $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{M}}{|\mathbf{M}|}$, $\mathbf{l} = \frac{\mathbf{L}}{|\mathbf{L}|}$ — единичные векторы ферро- и антиферромагнетизма, \mathbf{H} — приложенное магнитное поле,

$$F_{exch}(\mathbf{l}) = A \left(\frac{\partial l_i}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial l_i}{\partial x_j} \right)$$

— энергия неоднородного обменного взаимодействия, A — константа обменного взаимодействия, $F_{anis}(\mathbf{l})$ — энергия магнитной анизотропии.

В дальнейшем будем рассматривать эпитаксиальные пленки BiFeO_3 , в которых наводится ростовая анизотропия [36,37]. Во многих случаях ростовую анизотропию пленок феррита висмута можно представить в виде орторомбической магнитной анизотропии [38]: $F_{anis} = K_1 (\mathbf{n} \mathbf{l})^2 + K_2 (\mathbf{n}_\perp \mathbf{l})^2$, где K_1, K_2 — константы орторомбической анизотропии, $\mathbf{n} = \frac{\mathbf{l}}{l}$ — единичный вектор, направленный вдоль \mathbf{l} . Также, как принято в теории антиферромагнетизма [39], мы можем, используя равномодульное приближение и условие $(\mathbf{m} \mathbf{l}) = 0$, исключить вектор \mathbf{m} из свободной энергии F_m , оставив зависимость полной энергии магнитной подсистемы только от параметра \mathbf{l} .

Свободную энергию электрической подсистемы, согласно теории сегнетоэлектричества [40], представим в виде разложения по параметру порядка η , который определяется симметрией кристалла

$$F_{el} = \frac{a_1 \eta^2}{2} + \frac{a_2 \eta^4}{4} + \dots$$

Здесь a_1, a_2 — константы разложения. В качестве параметра η для простоты выберем поляризацию \mathbf{P} . Конкретный вид разложения $F_{el}(\eta)$ по параметру порядка для нас не важен. Значение для данной задачи имеет тот факт, что при температурах ниже точки Кюри ($T < T_c$) в системе реализуется спонтанная поляризация \mathbf{P} . Чтобы удовлетворить этому условию, мы используем функцию $F_{el}(\eta)$, приведенную выше.

Магнитоэлектрическое взаимодействие включает в себя два линейных по электрической поляризации слагаемых

$$F_{me} = F_{me}^1 + F_{me}^2,$$

где

$$F_{me}^1 = D_1 \mathbf{P} [\mathbf{l} \times \mathbf{m}]$$

— магнитоэлектрическое взаимодействие типа Дзялошинского–Мория (\mathbf{P} — единичный вектор, направленный вдоль электрической поляризации), а

$$F_{me}^2 = D_2 \mathbf{P} \{ (\mathbf{l} \text{ grad}) \mathbf{l} - \mathbf{l} \text{ div} \mathbf{l} \} = -D_2 \{ \mathbf{P} (\mathbf{l} \text{ rot} \mathbf{l}) + \mathbf{P} \mathbf{l} \text{ div} \mathbf{l} \}$$

— неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, которое называют также флексомагнитоэлектрическим взаимодействием [35]. Здесь D_1 — константа магнитоэлектрического взаимодействия, D_2 — константа флексомагнитоэлектрического взаимодействия.

С учетом сделанных допущений мы можем переписать полную энергию мультиферроика (1) в виде

$$F = -\frac{\chi_\perp}{2} (\mathbf{H}_{eff}^2 - (\mathbf{H}_{eff} \mathbf{n})^2) + F_{exch}(\mathbf{l}) + F_{anis}(\mathbf{l}) + F_{me}^2 + \frac{a_1 P_z^2}{2} + \frac{a_2 P_z^4}{4}, \quad (2)$$

где $\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_{me}$ — эффективное магнитное поле, действующее на спины антиферромагнитной подсистемы, $\mathbf{H}_{me} = D_1 [\mathbf{n} \times \mathbf{P}]$ — магнитоэлектрическое поле, действующее на антиферромагнитную подсистему и стремящееся создать слабоферромагнитный момент. Физический смысл первого слагаемого очевиден: оно отражает сильную анизотропию восприимчивости антиферромагнитной подсистемы, которая определяется χ_\perp ($\chi_\perp \sim 10^{-5}$). Выражение (2) выводится в [32,39]; при выводе предполагается, что система находится вдали от точки Нееля ($T \ll N_N$), поэтому не учитывается продольная магнитная восприимчивость $\chi_\parallel \ll \chi_\perp$. При дальнейших расчетах данное приближение не имеет принципиального значения.

Для выяснения основных особенностей доменной структуры мультиферроика рассмотрим простой с математической точки зрения и физически содержательный частный случай, когда в пленке реализуется ситуация типа „легкая плоскость“ (совпадает с плоскостью $\langle 111 \rangle$ кристалла). Магнитоэлектрический эффект в пленках феррита висмута с такой ориентацией исследовался, например, в работах [36,37]. В рассматриваемом частном случае задачу можно решить аналитически и выявить новые особенности, присущие доменной структуре мультиферроика.

Для решения поставленной задачи перейдем к угловым переменным $\mathbf{l} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$, угол θ отсчитывается от положительного направления оси $OZ \parallel C_3 \parallel \langle 111 \rangle$, угол φ лежит в плоскости пленки (рис. 1).

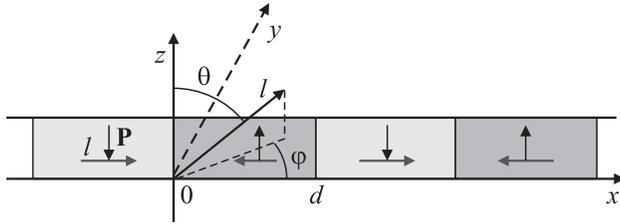


Рис. 1. Рассматриваемая периодическая доменная структура мультиферроика. \mathbf{P} — вектор поляризации, \mathbf{l} — вектор антиферромагнетизма, d — размер домена. Размеры сегнетоэлектрических и антиферромагнитных доменов совпадают, направления векторов поляризации и антиферромагнетизма в соседних доменах противоположны.

В угловых переменных θ, φ плотность свободной энергии (2) запишется как

$$F = A \left[\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right] + \left(K_1 - \frac{\chi_{\perp} D_1}{2} P_z^2(x) \right) \sin^2 \theta + K_2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - D_2 P_z(x) \left(\cos \varphi \frac{d\theta}{dx} - \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \frac{d\varphi}{dx} \right). \quad (3)$$

Из (3) следует, что при $K_{1\text{eff}} = K_1 - \frac{\chi_{\perp} D_1}{2} P_z^2 < 0$, $K_2 < 0$ в образце реализуется структура, при которой спины лежат в плоскости ($\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = 0, \pi$). Предположим, что $P(x)$ — ступенчатая функция (со скачком на границе сегнетоэлектрических доменов). Данное приближение применимо, поскольку характерная толщина магнитных доменных границ мультиферроиков, которая изменяется от 10 nm до 100 nm [1,28–30], значительно превышает толщину сегнетоэлектрических доменных границ порядка 1 nm и менее [1,4,5]. Структуру доменных границ определим из системы уравнений Эйлера–Лагранжа, которая для функционала (3) имеет вид

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} - \left\{ \left(\frac{d\varphi}{d\xi} \right)^2 + \kappa - \cos^2 \varphi \right\} \sin \theta \cos \theta + 2\varepsilon_0 \varepsilon(\xi) \sin \varphi \frac{d\varphi}{d\xi} \sin^2 \theta = \varepsilon_0 \frac{d\varepsilon}{d\xi} \cos \varphi, \quad (4)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left\{ \sin^2 \theta \frac{d\varphi}{d\xi} \right\} - \sin^2 \theta \sin \varphi \cos \varphi - 2\varepsilon_0 \varepsilon(\xi) \sin \varphi \frac{d\theta}{d\xi} \sin^2 \theta = -\varepsilon_0 \frac{d\varepsilon}{d\xi} \sin 2\theta \sin \varphi. \quad (5)$$

Здесь использованы обозначения

$$\xi = \frac{x}{\Delta}, \quad \Delta = \sqrt{\frac{A}{|K_2|}}, \quad \varepsilon_0 = \frac{D_2 |P_z|}{2\sqrt{A|K_2|}}, \quad \kappa = \frac{-|K_{1\text{eff}}|}{|K_2|},$$

$\varepsilon(\xi)$ — периодическая функция с периодом $2d/\Delta$, такая, что на интервале $[-d/\Delta, d/\Delta]$ $\varepsilon(\xi)$ принимает значения

$$\varepsilon(\xi) = \begin{cases} 1, & 0 < \xi < \frac{d}{\Delta}, \\ -1, & -\frac{d}{\Delta} < \xi < 0, \end{cases}$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\xi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \delta \left(\xi - \frac{d}{2\Delta} (2n+1) \right).$$

Рассмотрим процесс построения решений уравнений (4), (5) на участке, занимаемом одним сегнетоэлектрическим доменом $[0, d/\Delta]$. Интегрируя уравнения (4), (5) по ξ по бесконечно малой окрестности границ раздела сегнетоэлектрических доменов $[-\alpha, \alpha]$, $[d/\Delta - \alpha, d/\Delta + \alpha]$, где $\alpha \rightarrow 0$, найдем граничные условия для уравнений (4), (5)

$$\left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi=\alpha} - \left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi=-\alpha} = \varepsilon_0 \cos \varphi(0),$$

$$\left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi=d/\Delta+\alpha} - \left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi=d/\Delta-\alpha} = \varepsilon_0 \cos \varphi \left(\frac{d}{\Delta} \right),$$

$$\left. \frac{d\varphi}{d\xi} \right|_{\xi=\alpha} - \left. \frac{d\varphi}{d\xi} \right|_{\xi=-\alpha} = \varepsilon_0 \operatorname{ctg} \theta(0) \sin \varphi(0),$$

$$\left. \frac{d\varphi}{d\xi} \right|_{\xi=d/\Delta+\alpha} - \left. \frac{d\varphi}{d\xi} \right|_{\xi=d/\Delta-\alpha} = \varepsilon_0 \operatorname{ctg} \theta \left(\frac{d}{\Delta} \right) \sin \varphi \left(\frac{d}{\Delta} \right). \quad (6)$$

2) Решение системы уравнений (4)–(6) представим в виде ряда теории возмущений, выбрав в качестве малого параметра величину ε_0 ,

$$\theta = \theta_0 + \varepsilon_0 \theta_1 + \dots,$$

$$\varphi = \varphi_0 + \varepsilon_0 \varphi_1 + \dots \quad (7)$$

Как отмечено выше, будем считать, что $\theta_0 = \pi/2$, тогда нулевое приближение для угла φ определится решением уравнения $\frac{d^2\varphi_0}{d\xi^2} - \sin \varphi_0 \cos \varphi_0 = 0$. Решение имеет вид

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arcsin} \left(\operatorname{sn} \left(\pm \frac{\xi - \xi_0}{m}, m \right) \right), \quad (8)$$

где $\operatorname{sn} \left(\pm \frac{\xi - \xi_0}{m}, m \right)$ — эллиптическая функция Якоби, ξ_0, m — свободные параметры, которые должны быть определены из дополнительных условий.

3) Будем исследовать случай, когда период антиферромагнитной доменной структуры совпадает с периодом сегнетоэлектрической структуры. Тогда значение модуля эллиптической функции m можно найти из условия периодичности распределения антиферромагнитного вектора \mathbf{l} в рассматриваемой пластине

$$\frac{2d}{\Delta m} = K(m). \quad (9)$$

Здесь d — ширина сегнетоэлектрического домена,

$K(m) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-m^2 \sin^2 \varphi}}$ — полный эллиптический интеграл первого рода.

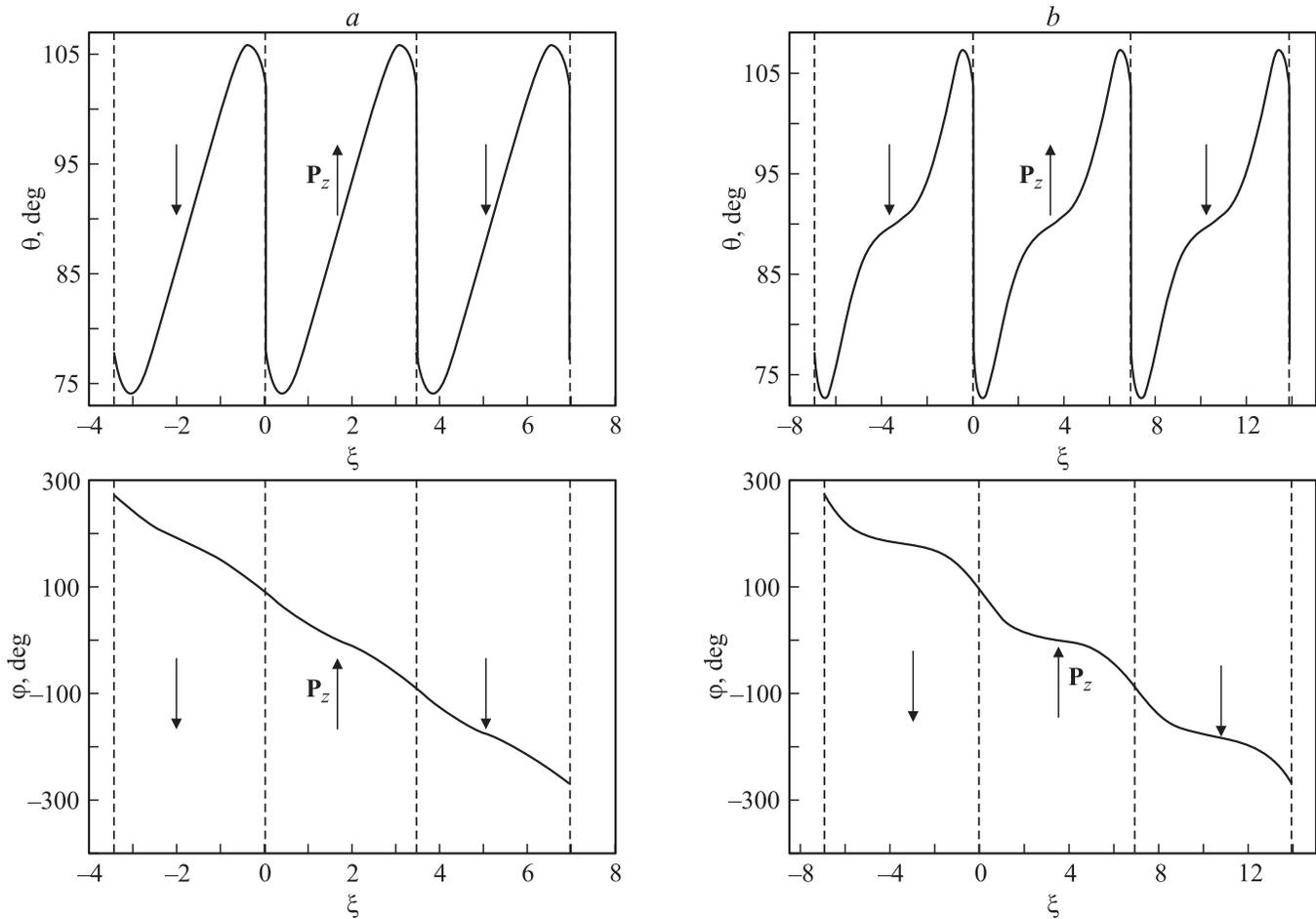


Рис. 2. Графики зависимости углов θ, φ от параметра ξ . $A = 2 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, $|K_1| = 2 \cdot 10^6$ erg/cm³, $|K_2| = 6 \cdot 10^5$ erg/cm³, $P_0 = 6 \cdot 10^{-5}$ C/cm², $\lambda = 62 \cdot 10^{-7}$ cm, $D_2 = \frac{4\pi A}{\lambda P_0}$ ($\kappa = |K_1|/|K_2| = 3.3$, $\eta = \frac{D_2 P_0}{2\sqrt{A|K_2|}} = 0.58$; $\Delta = 5.7 \cdot 10^{-7}$ cm). *a* — $d = 20$ nm ($d/\Delta = 3.46$), *b* — $d = 40$ nm ($d/\Delta = 6.92$), *c* — $d = 60$ nm ($d/\Delta = 10.39$).

4) Параметр ξ_0 определяет локализацию антиферромагнитных доменных границ (АФДГ) относительно ферроэлектрической доменной структуры. Будем полагать, что этот параметр таков, что центры сегнетоэлектрической и антиферромагнитной доменной структур совпадают. В этом случае ξ_0 принимает значение $\xi_0 = 0$. Далее покажем, что данное решение действительно определяется из условия минимума энергии доменной границы.

5) Обратимся к вопросу о том, как выглядит доменная структура мультиферроика. Рассмотрим нулевое приближение по параметру ε_0 в виде

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} - \arcsin\left(\operatorname{sn}\left(\frac{\xi - \xi_0}{m}, m\right)\right). \quad (10)$$

В дальнейшем мы покажем, что именно выбранное решение (10) отвечает условию минимума энергии доменных границ. Определим первую поправку угла θ по

величине ε_0 с помощью уравнения

$$\frac{d^2\theta_1}{d\xi^2} + \left\{ \left(\frac{d\varphi_0}{d\xi} \right)^2 + \kappa - \cos^2\varphi_0 \right\} \theta_1 + 2 \sin\varphi_0 \frac{d\varphi_0}{d\xi} = \cos\varphi_0 \delta\left(\xi - \frac{d}{2\Delta}\right), \quad (11)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \frac{d\theta_1}{d\xi} \Big|_{\xi=\alpha} - \frac{d\theta_1}{d\xi} \Big|_{\xi=-\alpha} &= \frac{1}{2} (\cos\varphi_0) \Big|_{\xi=0} = \frac{1}{2} \operatorname{sn}\left(\frac{\xi_0}{m}, m\right), \\ \frac{d\theta_1}{d\xi} \Big|_{\xi=d/\Delta+\alpha} - \frac{d\theta_1}{d\xi} \Big|_{\xi=d/\Delta-\alpha} &= \frac{1}{2} (\cos\varphi_0) \Big|_{\xi=d/\Delta} \\ &= -\frac{1}{2} \operatorname{sn}\left(\frac{\frac{d}{\Delta} - \xi_0}{m}, m\right). \end{aligned} \quad (12)$$

Первая поправка угла φ находится из уравнения

$$\frac{d^2\varphi_1}{d\xi^2} - \varphi_1 \cos 2\varphi_0 = 0, \quad (13)$$

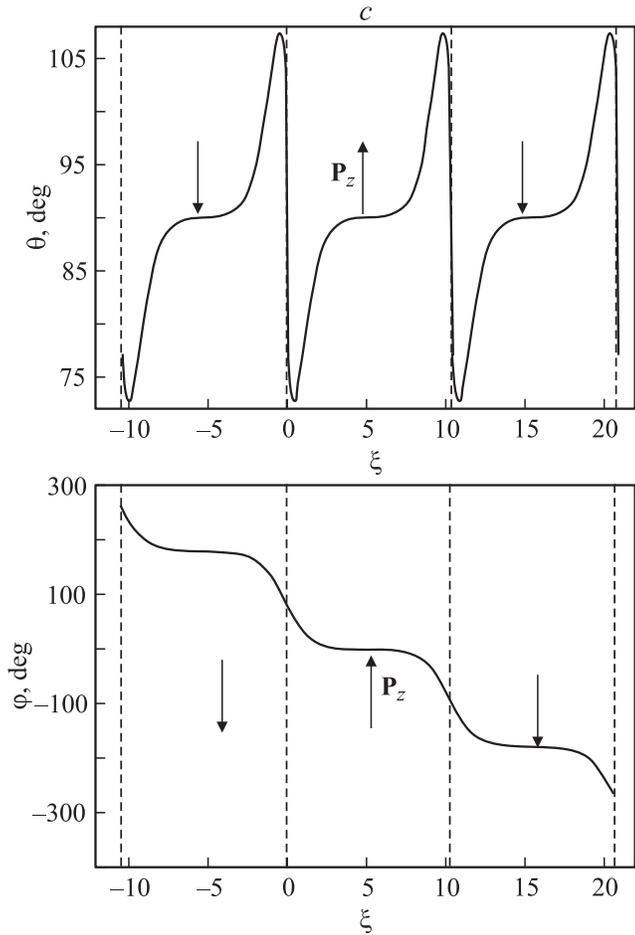


Рис. 2 (продолжение).

с граничными условиями

$$\left. \frac{d\varphi_1}{d\xi} \right|_{\xi=\alpha, d/\Delta+\alpha} - \left. \frac{d\varphi_1}{d\xi} \right|_{\xi=-\alpha, d/\Delta-\alpha} = \frac{1}{2} \operatorname{ctg} \theta_0 \sin \varphi_0 = 0. \tag{14}$$

Следующие поправки определяются аналогичным образом. Исследуем характер разворота вектора антиферромагнетизма, предполагая, что $\xi_0 = 0$. Решение (10) и поправки к углам θ и φ , рассчитанные по формулам (11)–(14), подставим в формулу (7) и найдем значения углов θ и φ как функции координаты ξ . Графики $\theta(\xi)$, $\varphi(\xi)$ при разных значениях толщины сегнетоэлектрического домена d показаны на рис. 2. Из графиков видно, что заданной сегнетоэлектрической структуре соответствует определенное распределение антиферромагнитного вектора. Другими словами, направление вектора антиферромагнетизма связано с направлением вектора поляризации в сегнетоэлектрических доменах. Разворот по углу φ начинается от $\varphi(\xi = d/2\Delta) = 0$ в доменах с положительным направлением вектора \mathbf{P} и от $\varphi(\xi = -d/2\Delta) = \pi$ в доменах с отрицательным \mathbf{P} . Угол θ отклоняется от значения $\theta(\xi = -d/2\Delta, d/2\Delta) = \pi/2$, что указывает на выход спинов из плоскости разворота XOY . Новым моментом,

характеризующим распределение спинов в доменных границах мультиферроиков, является то, что флексомагнитоэлектрическое взаимодействие вызывает выход спинов из плоскости разворота при приближении к сегнетоэлектрической доменной границе. Это отличает доменные границы мультиферроиков от традиционных антиферромагнитных доменных границ, и по сути дела именно флексомагнитоэлектрическое взаимодействие является причиной пиннинга.

б) Перейдем к рассмотрению энергии доменных границ и покажем, что минимум энергии действительно реализуется при значении параметра локализации, равном $\xi_0 = 0$. Параметр ξ_0 определим из условия минимума энергии доменных границ. Энергия АФДГ определяется как

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{DW}} = \int_0^d \left\{ A \left[\left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 \right] - \left(|K_1| - \frac{\chi_{\perp} D_1 P_z^2}{2} \right) \sin^2 \theta - |K_2| \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \right\} dx - \int_0^d D_2 P_z \left(\cos \varphi \frac{d\theta}{dx} - \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \frac{d\varphi}{dx} \right) dx. \tag{15} \end{aligned}$$

Система будет устойчивой при определенном значении параметра ξ_0 , соответствующем минимуму энергии АФДГ. Найдем равновесные значения параметра ξ_0 . Рассмотрим нулевое приближение по параметру ε_0 в виде (10). Из уравнений (11)–(14) найдем $\theta_1(\xi, \xi_0)$, $\varphi_1(\xi, \xi_0)$. Решение (7) с учетом найденных поправок подставим в (15) и определим энергию доменных границ как функцию параметра ξ_0 . График энергии АФДГ $\sigma_{\text{DW}}(\xi_0)$ показан на рис. 3. ξ_0 изменяется на интервале $[-d/2\Delta, d/2\Delta]$. При этом точке $\xi_0 = -d/2\Delta$ соответствует центр сегнетоэлектрического домена с отрицательным направлением вектора поляризации; точке $\xi_0 = d/2\Delta$ — центр сегнетоэлектрического домена с положительным направлением вектора поляризации, $\xi_0 = 0$ приходится на сегнетоэлектрическую доменную границу. Из графиков видно, что минимуму функции $\sigma_{\text{DW}}(\xi_0)$ отвечают значения параметра $\xi_0 = 0$. Это свидетельствует о том, что энергетически устойчивыми являются только АФДГ, локализованные на границах сегнетоэлектрических доменов. Другими словами, АФДГ зацепляются за сегнетоэлектрические доменные границы.

Таким образом, показано, что АФДГ локализуются на границах сегнетоэлектрических доменов (т.е. при $\xi_0 = 0$). Другими словами, сегнетоэлектрические доменные границы являются центрами пиннинга для АФДГ.

7) Эффект захвата антиферромагнитных доменных границ сегнетоэлектрическими наблюдался экспериментально [3,13,18,20]. Дискуссионным остается вопрос о физическом механизме этого явления. В теоретических работах [18,19] корреляция антиферромагнитных и сегнетоэлектрических доменных границ в гексагональных

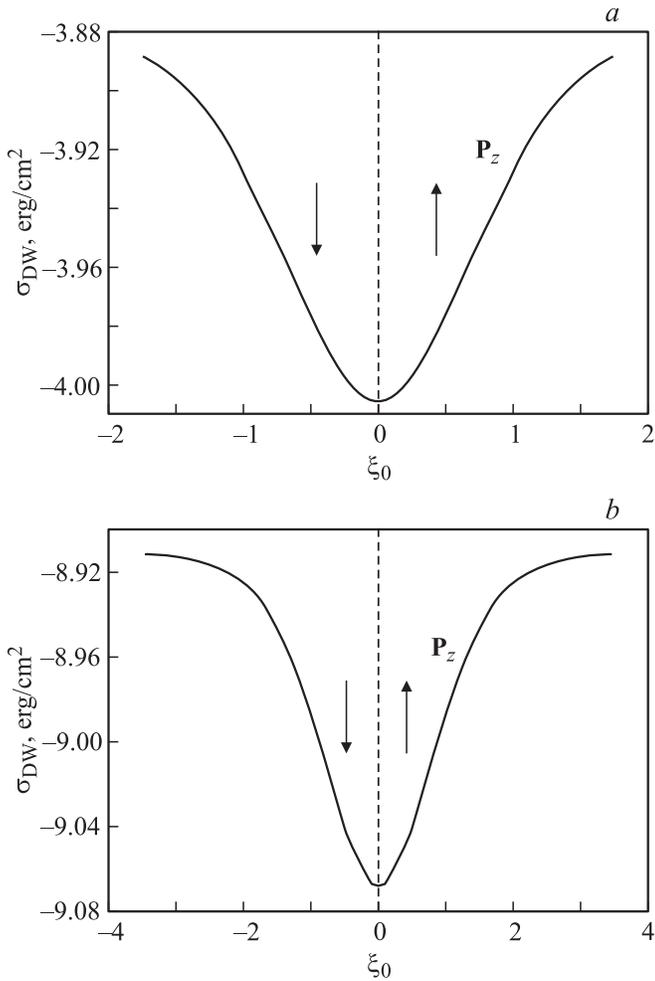


Рис. 3. График зависимости энергии доменной границы σ_{DW} от параметра ξ_0 , определяющего локализацию АФДГ. $A = 2 \cdot 10^{-7}$ erg/cm, $|K_1| = 2 \cdot 10^6$ erg/cm³, $|K_2| = 6 \cdot 10^5$ erg/cm³, $P_0 = 6 \cdot 10^{-5}$ C/cm², $\lambda = 62 \cdot 10^{-7}$ cm, $D_2 = \frac{4\pi A}{\lambda P_0}$ ($\kappa = |K_1|/|K_2| = 3.3$, $\eta = \frac{D_2 P_0}{2\sqrt{A|K_2|}} = 0.58$; $\Delta = 5.7 \cdot 10^{-7}$ cm). *a* — $d = 20$ nm ($d/\Delta = 3.46$), *b* — $d = 40$ nm ($d/\Delta = 6.92$).

манганитах YMnO_3 объясняется на основе микроскопического механизма Дзялошинского–Мория — механизма антисимметричного обменного взаимодействия между ионами Mn^{3+} . Приведенные в этих работах оценки действительно показывают энергетическое преимущество clamping-эффекта — эффекта зацепления антиферромагнитных доменных границ за сегнетоэлектрические. Однако в рамках используемого подхода существенное значение имеет взаимная конфигурация спинов ионов Mn^{3+} , определяемая группой магнитной симметрии кристалла. В частности, для соединения ErMnO_3 , имеющего другую пространственную группу симметрии, для объяснения clamping-эффекта требуется привлечение дополнительных механизмов. Это указывает на то, что вопросы взаимодействия электрического и магнитного параметров порядка в окрестности доменных границ требуют дополнительного исследования.

Как показывают многочисленные факты, приведенные в работе [35], при наличии неоднородности магнитного параметра порядка в магнитоэлектрических средах всегда проявляется неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие. Поэтому это взаимодействие необходимо учитывать при исследовании доменной структуры мультиферроика. В настоящей работе при исследовании процессов взаимодействия магнитных и сегнетоэлектрических доменных границ принимались во внимание два линейных по поляризации механизма магнитоэлектрических взаимодействий: однородный механизм Дзялошинского–Мория и неоднородный флексомагнитоэлектрический механизм. Как показали расчеты, в рассмотренной задаче при объяснении эффекта пиннинга антиферромагнитных доменных границ основную роль играет флексомагнитоэлектрическое взаимодействие.

В целом проведенное исследование показывает, что сегнетоэлектрическая доменная структура кардинально изменяет распределение спиновой плотности в антиферромагнитной доменной границе. Магнитоэлектрические взаимодействия в мультиферроиках усложняют магнитную доменную структуру следующим образом: АФДГ закрепляются на сегнетоэлектрических доменных границах. Возникает более сложная картина распределения спинов в доменных границах. За счет флексомагнитоэлектрического взаимодействия происходит не только изменение распределения намагниченности в плоскости, но и выход спинов из плоскости вблизи сегнетоэлектрических доменных границ. Флексомагнитоэлектрическое взаимодействие приводит к изменению энергии доменных границ мультиферроиков. В обычных антиферромагнетиках разворот вектора антиферромагнетизма происходит в плоскости образца, энергия АФДГ определяется известным соотношением $\sigma_0 = 4\sqrt{AK_2}$. Как было показано выше, в мультиферроиках при развороте спины выходят из плоскости: положение вектора антиферромагнетизма определяется двумя углами θ, φ , энергия АФДГ, рассчитанная по формуле (15), отлична от σ_0 .

Авторы выражают благодарность Р.А. Дорошенко и А.П. Пятакову за обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] T. Kordel, C. Wehrenfennig, D. Meier, Th. Lottermoser, M. Fiebig, I. Gélard, C. Dubourdieu, J.W. Kim, L. Schultz, K. Dörr. *Phys. Rev. B* **80**, 045 409 (2009).
- [2] J. Tokunaga, N. Furukawa, H. Sakai, Y. Taguchi, T. Arima, Y. Tokura. *Nature Mater.* **8**, 558 (2009).
- [3] D. Meier, M. Maringer, Th.P. Becker, L. Bohaty, M. Fiebig. *Phys. Rev. Lett.* **102**, 107 202 (2009).
- [4] H. Béa, M. Bibes, F. Ott, B. Dupé, X.-H. Zhu, S. Petit, S. Fusil, C. Deranlot, K. Bouzehouane, A. Barthélémy. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 017 204 (2008).
- [5] G. Catalan, H. Béa, S. Fusil, M. Bibes, P. Paruch, A. Barthélémy, J.F. Scott. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 027 602 (2008).

- [6] M. Daraktchiev, G. Catalan, J.F. Scott. *Ferroelectrics* **375**, 122 (2008).
- [7] L.J. Li, J.Y. Li, Y.C. Shu, J.H. Yen. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 192 506 (2008).
- [8] H. Schmid. *J. Phys.: Cond. Matter* **20**, 434 201 (2008).
- [9] Y.-H. Chu, L.W. Martin, M.B. Holcomb, R. Ramesh. *Mater. Today* **10**, 16 (2007).
- [10] B.B. Van Aken, J.P. Rivera, H. Schmid, M. Fiebig. *Nature* **449**, 702 (2007).
- [11] Y.B. Chen, M.B. Katz, X.Q. Pan, R.R. Das, D.M. Kim, S.H. Baek, C.B. Eom. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 072 907 (2007).
- [12] T. Zhao, A. Scholl, F. Zavaliche, K. Lee, M. Barry, A. Doran, M.P. Cruz, Y.H. Chu, C. Ederer, N.A. Spaldin, R.R. Das, D.M. Kim, S.H. Baek, C.B. Eom, R. Ramesh. *Nature Mater.* **5**, 823 (2006).
- [13] F. Zavaliche, S.Y. Yang, T. Zhao, Y.H. Chu, M.P. Cruz, C.B. Eom, R. Ramesh. *Phase Trans.* **79**, 991 (2006).
- [14] M. Fiebig, Th. Lottermoser, Th. Lonkai, A.V. Goltsev, R.V. Pisarev. *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, 883 (2005).
- [15] Th. Lottermoser, M. Fiebig. *Phys. Rev. B* **70**, 220 407(R) (2004).
- [16] B. Lorenz, A.P. Litvinchuk, M.M. Gospodinov, C.W. Chu. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 087 204-1 (2004).
- [17] A.V. Goltsev, R.V. Pisarev, Th. Lottermoser, M. Fiebig. *Phys. Rev. Lett.* **90**, 177 204-1 (2003).
- [18] E. Hanamura, Y. Tanabe. *J. Phys. Soc. Jap.* **72**, 2959 (2003).
- [19] E. Hanamura, K. Hagita, Y. Tanabe. *J. Phys.: Cond. Matter* **15**, L 103 (2003).
- [20] M. Fiebig, Th. Lottermoser, D. Frohlich, A.V. Goltsev, R.V. Pisarev. *Nature (London)* **419**, 818 (2002).
- [21] D. Frohlich, St. Leute, V.V. Pavlov, R.V. Pisarev, K. Kohn. *J. Appl. Phys.* **85**, 4762 (1999).
- [22] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский. *Письма в ЖЭТФ* **37**, 565 (1983).
- [23] A. Sparavigna, A. Strigazzi, A.K. Zvezdin. *Phys. Rev. B* **50**, 2953 (1994).
- [24] M. Mostovoy. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067 601 (2006).
- [25] A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin. *Appl. Phys. Lett.* **93**, 182 510 (2008).
- [26] J. Prívratská, V. Janovec. *Ferroelectrics* **204**, 321 (1997).
- [27] J. Prívratská, V. Janovec. *Ferroelectrics* **222**, 23 (1999).
- [28] Y.-H. Chu, T. Zhao, M.P. Cruz, Q. Zhan, P.L. Yang, L.W. Martin, M. Huijben, C.H. Yang, F. Zavaliche, H. Zheng, R. Ramesh. *Appl. Phys. Lett.* **90**, 252 906 (2007).
- [29] A. Schilling, T.B. Adams, R.M. Bowman, J.M. Gregg, G. Catalan, J.F. Scott. *Phys. Rev. B* **74**, 024 115 (2006).
- [30] A.H.G. Vlooswijk, B. Noheda, G. Catalan, A. Janssens, B. Barcones, G. Rijnders, D.H.A. Blank, S. Venkatesan, B. Kooi, J.T.M. de Hosson. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 112 901 (2007).
- [31] I. Sosnowska, A.K. Zvezdin. *J. Magn. Magn. Mater.* **140–144**, 167 (1995).
- [32] А.К. Звездин. *Кратк. сообщ. по физике (ФИАН)* **4**, 3 (2004).
- [33] А.К. Звездин, А.П. Пятаков. *УФН* **174**, 465 (2004).
- [34] А.М. Kadomtseva, Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin, D. Viehland. *Phase Trans.* **79**, 1019 (2006).
- [35] А.К. Звездин, А.П. Пятаков. *УФН* **179**, 897 (2009).
- [36] J. Wang, J.B. Neaton, H. Zheng, V. Nagarajan, S.B. Ogale, B. Liu, D. Viehland, V. Vaithyanathan, D.G. Schlom, U.V. Waghmare, N.A. Spaldin, K.M. Rabe, M. Wuttig, R. Ramesh. *Science* **299**, 1719 (2003).
- [37] J. Li, J. Wang, M. Wuttig, R. Ramesh, N. Wang, B. Ruetter, A.P. Pyatakov, A.K. Zvezdin, D. Viehland. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 5261 (2004).
- [38] M.K. Singh, R.S. Katiyar, J.F. Scott. *J. Phys.: Cond. Matter* **20**, 252 203 (2008).
- [39] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*. Наука, М. (1979). 320 с.
- [40] Б.А. Струков, А.П. Леванюк. *Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах*. Наука, М. (1995).