

05,06,11

Индукцированные электрическим полем структурные и магнитные превращения в мультиферроике типа BiFeO_3

© Н.Е. Кулагин¹, А.Ф. Попков², С.В. Соловьёв², К.С. Сукманова¹, А.К. Звездин^{3,4}

¹ МАТИ — Российский государственный технологический университет им. К.Э. Циолковского, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет „МИЭТ“, Москва, Зеленоград, России

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

⁴ Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Московская обл., Россия

E-mail: sv.soloviov@yandex.ru, zvezdin@gmail.com

(Поступила в Редакцию 18 ноября 2014 г.)

Проведено исследование влияния электрического поля на структурные изменения и сопутствующую перестройку магнитной подсистемы в мультиферроике BiFeO_3 в рамках феноменологической модели, основанной на теории Гинзбурга–Ландау. Построены гистерезисные зависимости электрической поляризации, параметра антифазного вращения кислородных октаэдров, намагниченности и антиферромагнитного вектора в зависимости от напряженности электрического поля, приложенного вдоль кристаллографических направлений $[110]$ и $[001]$ псевдокубической структуры. Параметры модели согласованы с результатами *ab initio* расчетов структурных и магнитных переходов в этом материале. Показано, что в области существования пространственно-модулированного спинового состояния скачкообразное изменение вектора поляризации приводит к скачкообразной перестройке антиферромагнитной структуры. Предлагаемый подход позволяет описывать контролируемое электрическим полем изменение спиновой структуры мультиферроика в области слабых и сильных магнитных полей.

Работа поддержана РФФИ (проект № 13-07-12405 офи_м2).

1. Введение

Магнитоэлектрические свойства мультиферроиков, обладающих магнитным порядком и спонтанной поляризацией, привлекают большое внимание исследователей в связи с широким спектром их возможного применения в СВЧ-электронике, вычислительной технике и оптоэлектронике [1–4]. Особо следует выделить перовскитоподобные магнитокристаллические материалы, в частности антиферромагнитный сегнетоэлектрик BiFeO_3 (BFO), обладающий рекордными магнитоэлектрическими характеристиками при комнатной температуре [5–7]. Легированные соединения и пленочные гетероструктуры на его основе допускают магнитоэлектрическую инженерию для различных приложений [8–12].

Важным аспектом изучения магнитоэлектрических свойств таких материалов является анализ перестройки магнитного состояния мультиферроика под действием магнитного и электрического поля, а также упругих напряжений. Изучение фазовых магнитных и электрических переходов позволяет определить детали обменного внутриспинового и магнитоэлектрического взаимодействия магнитной подсистемы с кристаллической структурой и механизмы фазовых превращений в обеих подсистемах под действием внешнего воздействия [13–15]. Монодоменная переполяризация BFO под действием сильного электрического поля и сопутствующие магни-

тоэлектрические эффекты наблюдались в объемных [15] и пленочных [16] образцах. Одним из эффективных теоретических подходов к анализу структурных изменений парамагнитной и сегнетоэлектрической фазы мультиферроика является проведение *ab initio* расчетов изменения энергии фаз в зависимости от амплитуды структурной моды перестройки и управляющих воздействий [17–20]. В работе [21] использование подобного подхода для BFO позволило определить характер изменения параметров порядка и критические поля фазовых переходов, при которых в BFO происходит смена симметрии кристалла, обусловленная как поляризационным смещением атомов, так и вращением октаэдрического анионного окружения ионов железа под действием сильного электрического поля. Значительная часть исследований магнитоэлектрических свойств BFO основана на феноменологическом подходе с использованием инвариантов, получаемых из принципов симметрии для сегнетоэлектрической ромбоэдрической фазы кристалла BFO. При этом предполагается наличие фиксированной оси антидисторсии октаэдрического окружения соседних атомов железа, расположенных по диагонали одной из осей куба исходной перовскитоподобной структуры (рис. 1). Возмущение спонтанной поляризации, параллельной этой же оси, в отсутствие электрического поля обычно считается малым. Представляет интерес рассмотреть последовательную связь

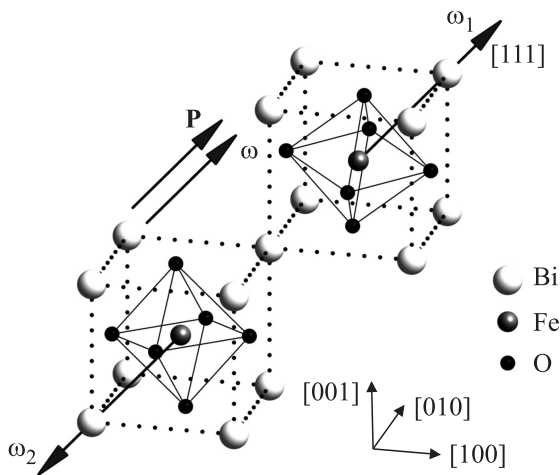


Рис. 1. Векторы вращения октаэдров и поляризации. За параметр порядка можно взять аксиальный вектор $\omega = \omega_1 - \omega_2$, через который можно выразить векторы поворота каждой позиции октаэдра.

фазовых структурных превращений и сопутствующих магнитных изменений в кристалле типа ВФО исходя из его полного термодинамического потенциала на основе теории фазовых переходов Гинзбурга–Ландау. Подобный подход позволяет рассмотреть изменение всех параметров порядка, включая поляризацию, вектор антидисторсионного вращения, намагниченность и вектор антиферромагнетизма, вплоть до электрических полей, кардинально меняющих исходную симметрию структуры кристалла. Он успешно применялся ранее для описания структурных переходов как под действием электрического поля, так и при механических напряжениях в ряде перовскитоподобных материалов [22–25]. Однако для ВФО таких исследований не проводилось. В отличие от *ab initio* расчетов структурных переходов в модели Гинзбурга–Ландау нет необходимости накладывать определенные граничные условия на параметры решетки в ограниченном объеме расчетной структуры для выделения заданной фазы кристалла, что может существенно влиять на конечный расчет в связи с сильным воздействием электрострикции на основное состояние мультиферроика. Кроме того, здесь возможно учесть влияние температуры, а также получить наглядную интерпретацию механизмов взаимовлияния параметров порядка вплоть до аналитического описания критических полей перехода. В настоящей работе сделана попытка феноменологического описания мультиферроика ВФО на основе кубической симметрии исходной парафазы. Мы проанализировали особенности перестройки кристаллической структуры и спонтанной поляризации под действием электрического поля и сопутствующее изменение спинового упорядочения мультиферроика в магнитном поле.

2. Термодинамический потенциал и постановка задачи

Для анализа магнитоэлектрических эффектов в магнитном сегнетоэлектрике типа ВФО, связанных с ориентационными явлениями перестройки его параметров порядка, к которым относятся вектор поляризации \mathbf{P} , аксиальный вектор антифазного вращения октаэдров ω , магнитный момент \mathbf{M} и антиферромагнитный момент \mathbf{L} , термодинамический потенциал кристалла можно разложить по инвариантам из компонент векторных параметров мультиферроидного упорядочения с учетом кубической симметрии его парафазы, изоморфной структуре перовскита с пространственной группой симметрии $Pm\bar{3}m (O_h^1)$. При этом полный потенциал $\Phi(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{M}, \mathbf{L})$ удобно разбить на части, отвечающие за возникновение соответствующего параметра порядка:

$$\Phi(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{M}, \mathbf{L}) = \Phi_{\text{me}}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{M}, \mathbf{L}) + \Phi_{\text{st}}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{E}) + \Phi_{\text{se}}(\mathbf{P}, \omega, \varepsilon), \quad (1)$$

где $\Phi_{\text{me}} = (\mathbf{P}, \omega, \mathbf{M}, \mathbf{L})$ — потенциал магнитоэлектрического взаимодействия, $\Phi_{\text{st}}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{E})$ — потенциал, описывающий сегнетоэлектрическое упорядочение, $\Phi_{\text{se}}(\mathbf{P}, \omega, \varepsilon)$ — потенциал сегнетоэластического взаимодействия.

Для определения влияния электрического поля на ориентацию векторов \mathbf{P} , ω , определяющих симметрию кристалла в сегнетоэлектрической фазе, можно в первом приближении пренебречь магнитоэлектрическими взаимодействиями, считая их малыми в ВФО по сравнению с сегнетоэлектрическими эффектами. В кристаллографических осях $\mathbf{e}_x \parallel [100]$, $\mathbf{e}_y \parallel [010]$, $\mathbf{e}_z \parallel [001]$ с учетом кубической симметрии парафазы этот потенциал можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{st}}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{E}) = & \beta_1(\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2) + \beta_{11}(\omega_x^4 + \omega_y^4 + \omega_z^4) \\ & + \beta_{12}(\omega_x^2\omega_y^2 + \omega_y^2\omega_z^2 + \omega_z^2\omega_x^2) + \beta_2\omega_x^2\omega_y^2\omega_z^2 \\ & + \alpha_1(P_x^2 + P_y^2 + P_z^2) + \alpha_{11}(P_x^4 + P_y^4 + P_z^4) \\ & + \alpha_{12}(P_x^2P_y^2 + P_y^2P_z^2 + P_z^2P_x^2) + \alpha_2P_x^2P_y^2P_z^2 \\ & - \mathbf{P} \cdot \mathbf{E} - t_{11}(\omega_x^2P_x^2 + \omega_y^2P_y^2 + \omega_z^2P_z^2) \\ & - t_{12}[\omega_x^2(P_y^2 + P_z^2) + \omega_y^2(P_z^2 + P_x^2) + \omega_z^2(P_x^2 + P_y^2)] \\ & - t_{44}(\omega_xP_y\omega_yP_x + \omega_yP_z\omega_zP_y + \omega_zP_x\omega_xP_z). \quad (2) \end{aligned}$$

Анизотропные параметры здесь можно считать учитываемыми сегнетоэластическую перенормировку, аналогичную магнитоупругой перенормировке констант магнитной анизотропии в магнитоупорядоченной фазе.

В отсутствие спонтанной поляризации и электрического поля, когда $P = E = 0$, переход из кубической парафазы $Pm\bar{3}m$ в ромбоэдрическую $R\bar{3}c$ будет

определяться температурным изменением констант при инвариантах вращательной моды октаэдров. Он будет переходом второго рода, если актуальная константа при инварианте параметра ω четвертого порядка в $\Phi_{st}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{E})$ будет положительной, а константа при инварианте второго порядка β_1 сменит знак на отрицательный $\beta_1 = \beta_0(T - T_{st}) < 0$.

Пусть $P = E = 0$. Пренебрежем инвариантом шестого порядка, положив $\beta_2 = 0$. В кубической парафазе термодинамический потенциал кристалла тогда имеет вид

$$\Phi_{st}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{E}) = \beta_1(\omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2) + \beta_{11}(\omega_x^4 + \omega_y^4 + \omega_z^4) + \beta_{12}(\omega_x^2\omega_y^2 + \omega_y^2\omega_z^2 + \omega_z^2\omega_x^2). \quad (3)$$

Рассмотрим случай, когда минимум термодинамического потенциала достигается в направлении диагоналей куба, когда $\omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_z^2 = \omega^2/3$. Простейший анализ показывает, что этот случай реализуется, когда $-\beta_{11} < \beta_{12} < 2\beta_{11}$. При выделенном равновесном направлении аксиального вектора вращения октаэдров ω имеем

$$\Phi_{st}(\omega) = -|\beta_1|\omega^2 + \frac{1}{3}(\beta_{11} + \beta_{12})\omega^4. \quad (4)$$

Последняя форма потенциала определяет зависимость энергии кристалла от амплитуды вращательной моды. Эта форма близка к зависимости энергии ВФО, полученной из *ab initio* расчетов в работе [18]. Из минимума потенциала находим, что равновесное значение аксиального вектора вращения октаэдров достигается при $\omega_0^2 = 3|\beta_1|/2(\beta_{11} + \beta_{12})$. Равновесное значение энергии кристалла будет равно $\Phi_{st}(\omega = \omega_0) = -3\beta_1^2/4(\beta_{11} + \beta_{12})$. Появление спонтанного аксиального вектора вдоль одного из восьми направлений $\{111\}$ кристалла, например при $\omega_0 \parallel [111]$, меняет пространственную симметрию кристалла с кубической $Pm\bar{3}m$ на ромбоэдрическую $R\bar{3}c$, при этом происходит удвоение периода кристаллической структуры вдоль оси $[111]$.

Переход из парафазы $R\bar{3}c$ кристалла ВФО в сегнетоэлектрическую фазу $R3c$ возникает при более низкой температуре, чем структурный переход из кубической парафазы в ромбоэдрическую. Описание перехода в сегнетоэлектрическую фазу отличается от рассмотренного выше случая структурного перехода тем, что изменение поляризации \mathbf{P} вызывает, вообще говоря, также изменение амплитуды вращательной моды ω , что в свою очередь приводит к перенормировке инвариантов из компонент полярного вектора \mathbf{P} . Мы упростим задачу, полагая, что переориентация вектора поляризации в электрическом поле \mathbf{E} ограничивается плоскостью (ω_0, \mathbf{E}) , если электрическое поле действует вдоль одной из кристаллографических осей. Рассмотрим в качестве примера случай, когда $\omega_0 \parallel [111]$, $\mathbf{E} \parallel [110]$. Плоскостью переориентации векторов ω, \mathbf{P} будет тогда кристаллографическая плоскость $(1\bar{1}0)$. Полагая $\omega = (\omega_\perp, \omega_\parallel)$, $\mathbf{P} = (P_\perp, P_\parallel)$, где $P_\parallel, \omega_\parallel \parallel [001]$, $P_\perp, \omega_\perp, \mathbf{E} \parallel [110]$, а

также приняв $\alpha_2 = 0$, получим

$$\begin{aligned} \Phi_{st}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{E}) = & -|\beta_1|\omega^2 + \beta_{11}\omega^4 + (\beta_{12} - 2\beta_{11}) \\ & \times \left(\omega_\perp^2\omega_\parallel^2 + \frac{1}{4}\omega_\perp^4 \right) + \alpha_1P^2 + \alpha_{11}P^4 + (\alpha_{12} - 2\alpha_{11}) \\ & \times \left(P_\perp^2P_\parallel^2 + \frac{1}{4}P_\perp^4 \right) - P_\perp E - t_{11} \left(\frac{1}{2}\omega_\perp^2P_\perp^2 + \omega_\parallel^2P_\parallel^2 \right) \\ & - t_{12} \left[\frac{1}{2}\omega_\perp^2(P_\perp^2 + P_\parallel^2) + \omega_\parallel^2P_\perp^2 \right] - t_{44}(\omega_\perp^2P_\perp^2 + \omega_\perp\omega_\parallel P_\parallel P_\perp). \end{aligned} \quad (5)$$

Из симметрии потенциала следует, что в его точках минимума должна выполняться парная смена знаков продольных и поперечных компонент параметров порядка, т.е. если $\omega_{\perp, \parallel} \rightarrow \pm\omega_{\perp, \parallel}$, то и $P_{\perp, \parallel} \rightarrow \pm P_{\perp, \parallel}$. Это означает, что в этих точках $\mathbf{P}_0 \parallel \pm\omega_0$, если $t_{44} > 0$. Условия минимума потенциала по компонентам вектора $\omega = (\omega_\perp, \omega_\parallel)$ дают следующие уравнения:

$$\begin{cases} \omega_\perp [-2|\beta_1| + 4\beta_{11}\omega^2 + (\beta_{12} - 2\beta_{11})(\omega^2 + \omega_\parallel^2) - t_{11}P_\perp^2 - t_{12}(P_\perp^2 + P_\parallel^2)] - t_{44}(\frac{1}{2}\omega_\perp P_\perp^2 + \omega_\parallel P_\parallel P_\perp) = 0, \\ 2\omega_\parallel [-|\beta_1| + 2\beta_{11}\omega^2 + (\beta_{12} - 2\beta_{11})\omega_\perp^2 - t_{11}P_\parallel^2 - t_{12}P_\perp^2] - t_{44}\omega_\perp P_\parallel P_\perp = 0. \end{cases} \quad (6)$$

В первом порядке по квадратичным компонентам вектора поляризации получаем

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \frac{t_{11}P^2}{2(\beta_{11} + \beta_{12})} + \frac{t_{12}(P^2 + P_\parallel^2)}{2(\beta_{11} + \beta_{12})} + \frac{t_{44}[P_\perp^2/2 + 3\omega_{\parallel 0}P_\parallel P_\perp/(2\omega_{\perp 0})]}{2\beta_{11}\beta_{12}},$$

$$\omega_\perp^2 = \omega_{\perp 0}^2 + \frac{2\beta_{11}(\omega^2 - \omega_0^2)}{2\beta_{11} - \beta_{12}} - \frac{t_{12}P_\perp^2}{2\beta_{11} - \beta_{12}} - \frac{t_{44}\omega_{\perp 0}P_\parallel P_\perp}{2\omega_{\parallel 0}(2\beta_{11} - \beta_{12})},$$

где $\omega_\parallel^2 = \omega^2 - \omega_\perp^2$, $\omega_{\perp 0}^2 = 2\omega_0^2/3$, $\omega_{\parallel 0}^2 = \omega_0^2/3$.

Если найденные выражения подставить в исходный термодинамический потенциал, то получим термодинамический потенциал ромбоэдрического кристалла с инвариантами, в котором наряду с перенормированным вкладом кубической симметрии возникает также дополнительный вклад ромбоэдрической поляризационной анизотропии. Этот потенциал можно использовать для дальнейшего анализа переориентации вектора поляризации в электрическом поле $\mathbf{P}(\mathbf{E})$, когда $\alpha_1 = \alpha_0(T - T_{stP})$. Затем из уравнений для компонент ω можно определить изменение направления аксиального вектора $\omega(\mathbf{E})$.

3. Равновесная поляризация в мультиферроике типа ВФО

Для упрощения дальнейшего рассмотрения положим, что дополнительный ромбоэдрический вклад в энергию поляризационной анизотропии мал, и в приближении слабой перенормировки инвариантов поляризационных компонент будем считать, что актуальный термодинамический потенциал, ответственный за возникновение поляризации, определяется только перенормированными инвариантами кубической системы. При приложении внешнего электрического поля $E \neq 0$, действующего вдоль оси [110], равновесное азимутальное направление вектора поляризации \mathbf{P} будет совпадать с азимутом электрического поля, так что

$$\Phi_{stP}(\mathbf{P}, \omega_0, \mathbf{E}) = -|\alpha_1|P^2 + \alpha_{11}P^4 + (\alpha_{12} - 2\alpha_{11})\left(P_{\parallel}^2 P_{\perp}^2 + \frac{1}{4}P^4\right) - P_{\perp}E. \quad (7)$$

В отсутствие электрического поля при $E = 0$ равновесное направление поляризации будет даваться направлениями диагоналей куба $P_{\perp}^2 = 2P^2/3$, $P_{\parallel}^2 = P^2/3$ при условии $-\alpha_{11} < \alpha_{12} < 2\alpha_{11}$. При этом зависимость энергии кристалла от амплитуды поляризационной моды будет описываться выражением

$$\Phi_{stP}(\mathbf{P}) = -|\alpha_1|P^2 + \frac{1}{3}(\alpha_{11} + \alpha_{12})P^4, \quad (8)$$

которое имеет равновесное значение при $P_0^2 = 3|\alpha_1|/[2(\alpha_{11} + \alpha_{12})]$.

Минимизация потенциала при $E \neq 0$ дает следующие уравнения:

$$\begin{cases} \frac{P_{\perp}}{\alpha_{11}}(2\alpha_{11} - \alpha_{12})[(\alpha_{11} + \alpha_{12})P_{\perp}^2 - |\alpha_{11}|] = E, \\ 2\alpha_{11}P^2 = |\alpha_1| + (2\alpha_{11} - \alpha_{12})P_{\perp}^2. \end{cases} \quad (9)$$

Решение этих уравнений вместе с анализом устойчивости получаемых решений дает возможность найти гистерезис поляризации $\mathbf{P}_{\perp}(\mathbf{E})$, показанный на рис. 2. Условия устойчивости имеют вид

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{\perp}^2} = -2|\alpha_1| + 3(2\alpha_{11} + \alpha_{12})P_{\perp}^2 + 2\alpha_{12}P_{\parallel}^2 \geq 0, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{\parallel}^2} = -2|\alpha_1| + 2\alpha_{12}P_{\perp}^2 + 12\alpha_{11}P_{\parallel}^2 \geq 0, \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{\perp}^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{\parallel}^2} - \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{\perp} \partial P_{\parallel}}\right)^2 \geq 0, \end{cases} \quad (10)$$

где $\partial^2 \Phi / \partial P_{\perp} \partial P_{\parallel} = 4\alpha_{12}P_{\perp}P_{\parallel}$.

Имеются два типа решений. Первое решение $P_{\parallel} \neq 0$

$$\begin{cases} \frac{P_{\perp}}{\alpha_{11}}(2\alpha_{11} - \alpha_{12})[(\alpha_{11} + \alpha_{12})P_{\perp}^2 - |\alpha_{11}|] = E, \\ \alpha_{12}P_{\perp}^2 + 2\alpha_{11}P_{\parallel}^2 = |\alpha_1|. \end{cases} \quad (11)$$

При превышении первого критического поля

$$E_{c1} = \frac{4\sqrt{2}}{27}(\alpha_{11} + \alpha_{12})(2\alpha_{11} - \alpha_{12}) \frac{P_0^3}{\alpha_{11}}$$

условия устойчивости (10) для угловой фазы, в которой $P_{\perp} \neq 0$ в уравнениях (11), нарушаются, и она скачком

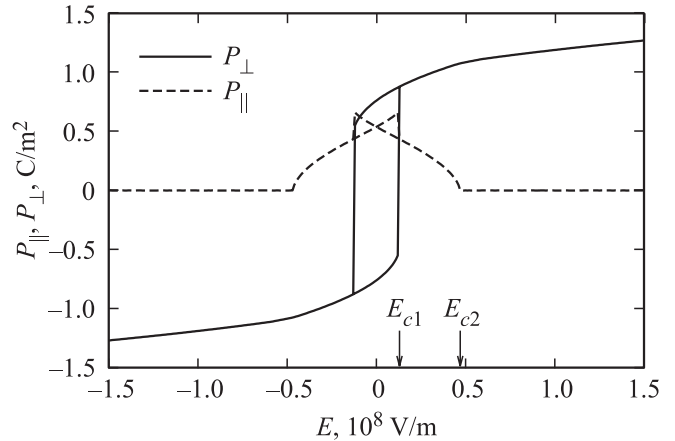


Рис. 2. Гистерезис поляризации в электрическом поле $\mathbf{E} \parallel [110]$.

переходит в угловую фазу с большим значением поляризации P_{\perp} (см. гистерезис на рис. 2). В области $|E| < E_{c1}$ решение (11) внутри области гистерезиса неустойчиво. Далее угловая фаза устойчива вплоть до критического поля, соответствующего значению поляризации $P_{\perp c2}^2 = |\alpha_1|/\alpha_{12}$. Последнее критическое поле соответствует точке перехода из угловой в коллинеарную фазу в поле $\mathbf{E} \parallel [110]$. В описанной простейшей модели фазовых переходов оно равно

$$E_{c2} = P_0^3(2\alpha_{11} - \alpha_{12}) \left[\frac{2(\alpha_{11} + \alpha_{12})}{3\alpha_{12}} \right]^{3/2}. \quad (12)$$

Выше этого значения отсутствуют решения с $P_{\parallel}^2 > 0$. В этой точке теряется устойчивость угловой фазы, так как нарушаются условия устойчивости (10). При увеличении электрического поля до $E > E_{c2}$ угловая фаза переходит в коллинеарную фазу $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E}$, в которой $P_{\parallel} = 0$. Из системы (9) следует, что для второй компоненты поляризации P_{\perp} справедливо уравнение

$$P_{\perp}[-2|\alpha_1| + (2\alpha_{11} + \alpha_{12})P_{\perp}^2] = E. \quad (13)$$

Устойчивость этой фазы определяется аналогично рассмотренному выше случаю. Она становится устойчивой при $E > E_{c2}$. В критической точке $E = E_{c2}$, в которой $P_{\perp}^2 = |\alpha_1|/\alpha_{12}$, энергии обеих фаз сравниваются.

4. Сопутствующее изменение вектора антидисторсии $\omega(\mathbf{E})$

Из уравнений (6) следует, что изменение в электрическом поле компонент поляризации $P_{\perp}(\mathbf{E})$ и $P_{\parallel}(\mathbf{E})$ приводит также к изменению направления оси вращения октаэдров $\omega_{\perp}(\mathbf{E})$. Поперечная компонента вектора поляризации $P_{\perp}(\mathbf{E})$ играет здесь для аксиального вектора $\omega(\mathbf{P})$ такую же роль внешней силы, как электрическое поле \mathbf{E} для поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{E})$. В угловой фазе кристалл приобретает моноклинную симметрию.

Если параметр при инварианте, определяющем взаимодействие поляризационной и вращательной моды t_{44} , достаточно велик, то изменение компоненты поляризации вдоль оси [110] после переориентации ее в электрическом поле может привести к кардинальной скачкообразной смене направления аксиального вектора разворота октаэдров в этом же направлении. Приближенную оценку условия возникновения этого явления можно получить из анализа потенциала (5), требуя, чтобы при возрастании компоненты поперечной поляризации $P_{\perp}(\mathbf{E})$ величина потенциального барьера для сопутствующей компоненты $\omega_{\perp}(\mathbf{P})$ обратилась в нуль

$$\Delta\Phi_{st}(\omega) = \Phi_{st}(\mathbf{P}, \omega_{\perp} = \omega_{\perp 0}) - \Phi_{st}(\mathbf{P}, \omega_{\perp} = 0) > 0. \quad (14)$$

Или

$$\begin{aligned} & (2\beta_{11} - \beta_{12}) \left(\omega^2 - \frac{3}{4} \omega_{\perp}^2 \right) \omega_{\perp}^2 - t_{11} \omega_{\perp}^2 \left(\frac{1}{2} P_{\perp}^2 - P_{\parallel}^2 \right) \\ & - t_{12} \left[\frac{1}{2} \omega_{\perp}^2 (P^2 + P_{\parallel}^2) + \omega_{\parallel}^2 P_{\perp}^2 \right] + \frac{1}{2} t_{12} \omega_{\perp}^2 (P^2 + P_{\parallel}^2 - 2P_{\perp}^2) \\ & - \frac{1}{4} t_{44} \omega_{\perp}^2 P_{\perp}^2 + t_{44} \omega_{\perp 0} \omega_{\parallel 0} P_{\parallel 0} P_{\perp 0} < 0. \end{aligned}$$

При $\omega_{\perp}^2 = 2\omega_0^2/3$, $\omega_{\parallel}^2 = \omega_0^2/3$, $P_{\perp}^2 = 2P_0^2/3$, $P_{\parallel}^2 = P_0^2/3$ необходимое условие принимает простой вид

$$t_{44} > 3(\beta_{12} - 2\beta_{11}) \frac{\omega_0^2}{P_0^2}. \quad (15)$$

При выполнении последнего условия ожидаемый вид гистерезисной зависимости $\omega_{\perp}(\mathbf{P})$ имеет вид, представленный на рис. 3, где приведен пример полевой зависимости компонент вектора поляризации и вектора антидисторсии, рассчитанной для случая $\mathbf{E} \parallel [110]$. Первое критическое поле отвечает за скачок поляризации к более близкой оси анизотропии. При втором критическом поле обращаются в нуль поперечные компоненты поляризации и вектора антидисторсии. Наконец,

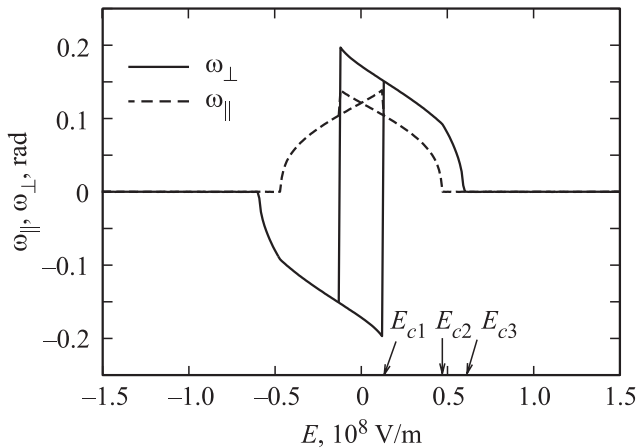


Рис. 3. Гистерезис вектора антидисторсии для $\mathbf{E} \parallel [110]$. Критические поля подогнаны к критическим полям работы [21].

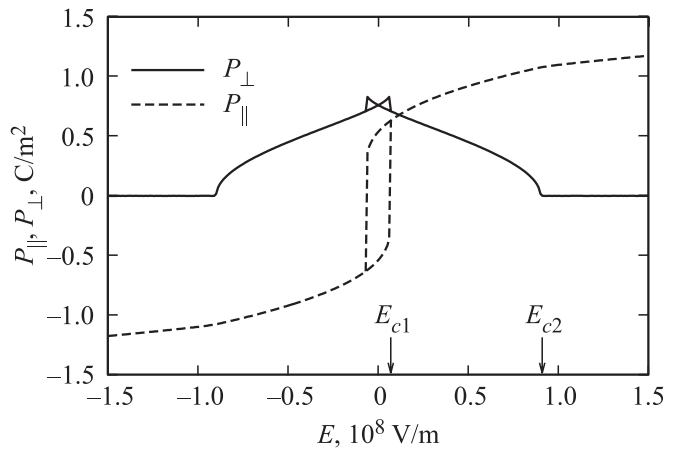


Рис. 4. Гистерезис поляризации в электрическом поле $\mathbf{E} \parallel [001]$. Параметры счета аналогичны случаю $\mathbf{E} \parallel [110]$.

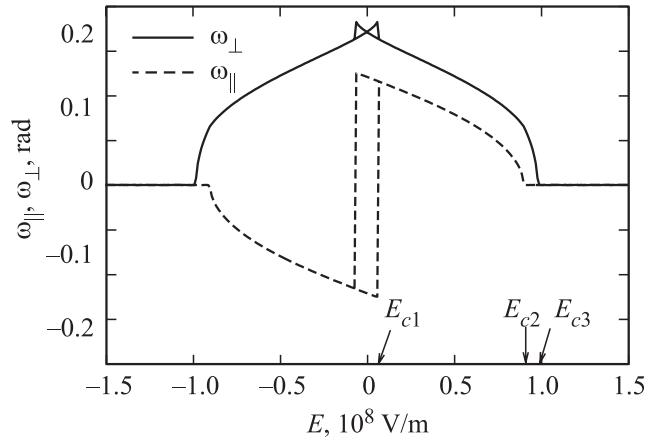


Рис. 5. Гистерезис вектора антидисторсии для $\mathbf{E} \parallel [001]$.

выше третьего критического поля исчезает антидисторсионный параметр порядка. Скачкообразная смена вектора поляризации сопровождается скачком оси антидисторсионного вращения. При уменьшении величины взаимодействия параметров порядка возможно сохранение направления вектора антидисторсии близким к начальной оси анизотропии. При выбранных параметрах расчета на рис. 2 и 3 критические поля фазовой смены состояний E_{c1} , E_{c2} и E_{c3} близки к соответствующим значениям критических полей 16.2, 42.6, 55.0 MV/m, полученным в работе [21] из *ab initio* расчетов состояния мультиферроика BFO в электрическом поле.

Аналогично рассмотренному выше случаю $\mathbf{E} \parallel [110]$ проводится анализ перестройки структурных параметров порядка при $\mathbf{E} \parallel [001]$. На рис. 4 и 5 приведен гистерезис параметров порядка для этого случая, рассчитанный для тех же параметров, что и на рис. 2 и 3. В этом случае поле исчезновения антидисторсионного параметра порядка близко к критическому полю исчезновения поперечной поляризации. Следует отметить, что

Выбранные значения коэффициентов в разложении (2)

Параметр	Значение	Параметр	Значение
$\alpha_1, \text{J} \cdot \text{m}/\text{C}^2$	$-8.05 \cdot 10^7$	$\beta_1, \text{J}/\text{m}^3$	$-3 \cdot 10^8$
$\alpha_{11}, \text{J} \cdot \text{m}^4/\text{C}^4$	$5.22 \cdot 10^7$	$\beta_{11}, \text{J}/\text{m}^3$	$1.3 \cdot 10^9$
$\alpha_{12}, \text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4$	$6.87 \cdot 10^7$	$\beta_{12}, \text{J}/\text{m}^3$	$1.9 \cdot 10^9$
$t_{11}, \text{J} \cdot \text{m}/\text{C}^2$	$-2.6 \cdot 10^8$	$t_{12}, \text{J} \cdot \text{m}/\text{C}^2$	$-2.5 \cdot 10^8$
$t_{44}, \text{J} \cdot \text{m}/\text{C}^2$	$5 \cdot 10^7$		

если первое критическое поле для последнего случая

$$E_{c1} = \frac{4}{9} \frac{|\alpha_1| P_0 (2\alpha_{11} - \alpha_{12})}{2\alpha_{11} + \alpha_{12}} \quad (16)$$

близко к значению 14.2 MV/m из работы [21], то для второго поля рассматриваемая модель дает ожидаемую величину

$$E_{c2} = 2\sqrt{\frac{2}{3}} P_0 |\alpha_1| (2\alpha_{11} - \alpha_{12}) \sqrt{\frac{(\alpha_{11} + \alpha_{12})}{\alpha_{12}^3}} \approx 5.4 E_{c1}, \quad (17)$$

что существенно выше значения $E_{c2} \approx 22.8$ MV/m, предсказанного в [21]. Дополнительная вариация константы при инварианте шестого порядка приводит к существенной вариации критических полей для случая $\mathbf{E} \parallel [110]$ и слабо влияет на соотношение критических полей для случая $\mathbf{E} \parallel [001]$.

В переходной гистерезисной области до первого критического поля могут возникать метастабильные домены поляризации при заданном векторе вращения. Это может приводить к существенному снижению критических полей перехода в мультиферроике с доменной структурой. Физическая картина полевых особенностей намагничивания из-за таких доменов существенно усложнится. Обсуждение этих вопросов, однако, выходит за рамки настоящей работы.

При увеличении поляризации в коллинеарной фазе $\mathbf{P} \parallel \mathbf{E}[110]$ из-за наличия квадратичных по вектору антидисторсии ω инвариантов в потенциале $\Phi_{st}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{E})$ первый отрицательный член $\beta_1 \omega^2$, отвечающий за возникновение вращения октаэдров, в результате перенормировки может стать положительным, что может произойти, когда $\beta_1 \omega^2 \sim -t_{11}(\omega_x^2 P_x^2 + \omega_y^2 P_y^2 + \omega_z^2 P_z^2) - t_{12}[\omega_x^2(P_y^2 + P_z^2) + \omega_y^2(P_z^2 + P_x^2) + \omega_z^2(P_x^2 + P_y^2)]$. В последнем случае вращение октаэдров пропадает и симметрию кристалла определяет только поляризационное смещение атомов. В данном случае кристалл становится орторомбическим.

Параметры взаимодействия поляризационной моды и моды вращения октаэдров могут меняться при учете упругих напряжений в пленке. В этом случае разный тип гистерезиса и различные типы симметрии кристалла могут реализоваться в пленках при вариации рассогласования параметров решетки пленки и подложки, как это экспериментально показано в работе [12].

Для оценки параметров поляризационных инвариантов функционала можно использовать значение поляризации $P_0 \approx 1$ C/m² и условия, учитывающие значения критических полей $E_{c1} = 16.2$ MV/m и $E_{c2} = 42.6$ MV/m для фазовых переходов переориентации поляризации, рассчитанные из первых принципов [21] для случая $\mathbf{E} \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$.

Для определения инвариантов вектора антивращательной дисторсии будем исходить из аналогии с параметрами SrTiO₃ [24]. Согласно литературным данным (см. [26]), параметр решетки кубической парафазы Fe–Fe равен $a = 3.465$ Å, а угол поворота октаэдров в ромбоэдрической фазе $\omega = 0.19–0.24$. Будем считать $\omega_0^2 = 0.04$.

Окончательные значения параметров счета представлены в таблице.

5. Магнитоэлектрическое изменение намагниченности и антиферромагнитного вектора при больших магнитных полях

Обсудим теперь влияние изменений сегнетоэлектрических параметров порядка на магнитные параметры мультиферроика. Магнитный потенциал мультиферроика типа ВФО можно представить в виде [9]

$$\begin{aligned} \Phi_{me}(\mathbf{P}, \omega, \mathbf{M}, \mathbf{L}) = & \frac{1}{4} \lambda (\mathbf{m} + \mathbf{l}) \cdot (\mathbf{m} - \mathbf{l}) - D \mathbf{m} \cdot [\omega \times \mathbf{l}] \\ & - 2M_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} + A \sum_{i=x,y,z} (\nabla l_i)^2 + \gamma \mathbf{P} \cdot [(\mathbf{l} \cdot \nabla) \mathbf{l} - \mathbf{l} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{l})] \\ & + K_1 (l_x^2 l_y^2 + l_y^2 l_z^2 + l_z^2 l_x^2) + K_p (\mathbf{P} \cdot \mathbf{l})^2 \\ & + K_{11} (l_x^2 P_x^2 + l_y^2 P_y^2 + l_z^2 P_z^2) + K_{12} [l_x^2 (P_y^2 + P_z^2) \\ & + l_y^2 (P_z^2 + P_x^2) + l_z^2 (P_x^2 + P_y^2)] \\ & + K_{44} (l_x P_y l_y P_x + l_y P_z l_z P_y + l_z P_x l_x P_z), \end{aligned} \quad (18)$$

где λ — постоянная антиферромагнитного обмена, D — постоянная неанізотропного обменного взаимодействия Дзялошинского–Мория, A — постоянная неоднородного обменного взаимодействия, γ — постоянная флексомагнитоэлектрического взаимодействия, K_i, K_{ij} — постоянные магнитной анизотропии магнитного и магнитоэлектрического происхождения. При этом намагниченность и антиферромагнитный момент предполагаются нормированными на намагниченность насыщения M_0 : $\mathbf{m} = \mathbf{M}/2M_0, \mathbf{l} = \mathbf{L}/2M_0$, так что $m^2 + l^2 = 1$.

В предположении большой величины антиферромагнитного взаимодействия $\lambda \gg D, K_u$, когда $m \ll l$, так что $l \approx 1$ является приближенно единичным вектором, и выполняется условие $\mathbf{m} \cdot \mathbf{l} = 0$ [27], минимизация потенциала (18) дает следующее выражение для намагни-

ченности:

$$\mathbf{M} = M_0 \mathbf{m} \approx \chi_{\perp} [\mathbf{H}_{\text{eff}} - (\mathbf{H}_{\text{eff}} \cdot \mathbf{l}) \mathbf{l}], \quad (19)$$

где $\chi_{\perp} = 4M_0^2/\lambda$, $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + D[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{l}]/2M_0$. Отсюда видно, что переориентация оси антидисторсии $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{E})$ и поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{E})$ будет давать соответствующее изменение намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{E})$. При этом важно знать также сопутствующее изменение вектора антиферромагнетизма $\mathbf{l}(\mathbf{E})$. В области малых магнитных полей основное состояние монокристаллического мультиферроика рассматриваемого типа характеризуется несоразмерной пространственной модуляцией антиферромагнитного вектора $\mathbf{l}(\mathbf{r})$ в виде антиферромагнитной циклоиды. Циклоидное состояние исчезает в напряженных пленках либо при приложении достаточно большого магнитного поля, превышающего критическую величину [28,29]. Проанализируем поведение намагниченности в рассматриваемом мультиферроике в случае отсутствия несоразмерной фазы, когда его магнитное состояние является пространственно однородным. Наблюдение магнитно-однородных состояний возможно, например, в нанокристаллическом текстурированном образце с размерами зерен, не превышающими период циклоиды, либо при включении большого магнитного поля выше критической величины [28].

Предполагая магнитоэлектрическую и полевую перенормировку констант анизотропии малой, после минимизации исходного потенциала по намагниченности его можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{ме}}(\mathbf{P}, \boldsymbol{\omega}, \mathbf{L}) = & -\frac{M_0^2}{\chi_{\perp}} - \frac{1}{2} \chi_{\perp} \left\{ H^2 - (\mathbf{H} \cdot \mathbf{l})^2 \right. \\ & \left. + 2H_D \mathbf{H} \cdot \frac{[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{l}]}{\omega_0} + H_D^2 \frac{[\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{l}]^2}{\omega_0^2} \right\} + K_1 (l_x^2 l_y^2 + l_y^2 l_z^2 + l_z^2 l_x^2), \end{aligned} \quad (20)$$

где учтено, что $\chi_{\parallel} \ll \chi_{\perp}$. Равновесное направление вектора антиферромагнетизма определяется исходя из вариационного условия $\mathbf{l} \times (\delta\Phi_{\text{ме}}/\delta\mathbf{l}) = 0$. В отсутствие магнитного поля $\mathbf{H} = 0$ изменение вектора антидисторсии $\boldsymbol{\omega}$ в плоскости $(1\bar{1}0)$ для случая $\mathbf{E} \parallel [110]$ не влияет на равновесное направление вектора антиферромагнетизма вдоль направления $\mathbf{l} \parallel [1\bar{1}0]$. В этом случае изменение намагниченности дается выражением $\mathbf{m}(\mathbf{E}) \approx \chi_{\perp} D[\boldsymbol{\omega}(\mathbf{E}) \times \mathbf{l}]/(2M_0^2)$. При включении магнитного поля вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} может меняться при изменении направления вектора антидисторсии. При магнитном поле, большем поля спин-флопа, направление вектора антиферромагнетизма определяется формулой

$$\mathbf{l} = \frac{[\mathbf{H} \times \boldsymbol{\omega}(\mathbf{E})]}{|\mathbf{H} \times \boldsymbol{\omega}|}. \quad (21)$$

При этом, согласно (19), намагниченность дается выражением

$$\mathbf{m} \approx \frac{\chi_{\perp}}{M_0} \left\{ \mathbf{H} - (\mathbf{H} \cdot \mathbf{l}) \mathbf{l} + H_D \frac{[\boldsymbol{\omega}(\mathbf{E}) \times \mathbf{l}]}{\omega_0} \right\}, \quad (22)$$

где $H_D = D$.

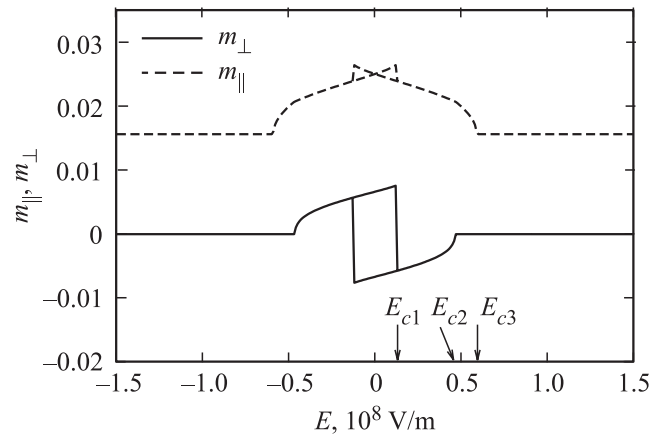


Рис. 6. Гистерезис компонент намагниченности при вариации электрического поля вдоль направления $\mathbf{E} \parallel [110]$ при $\mathbf{H} \parallel [001]$.

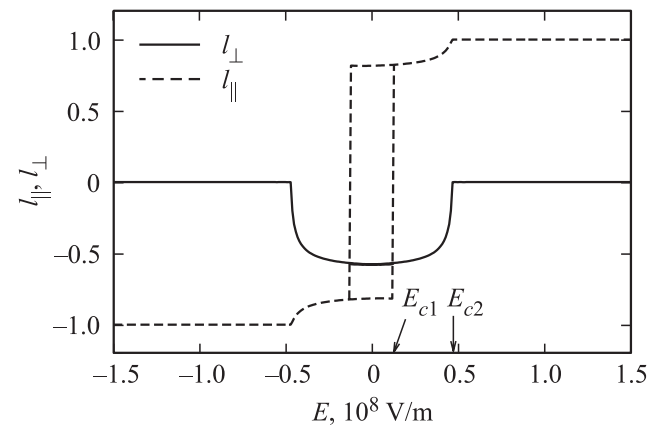


Рис. 7. Гистерезис компонент антиферромагнитного вектора при вариации электрического поля вдоль направления $\mathbf{E} \parallel [110]$ при $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$.

При $\mathbf{H} \parallel [001]$ и $\mathbf{E} \parallel [110]$ равновесное направление антиферромагнитного вектора остается постоянным $\mathbf{l} \parallel [1\bar{1}0]$, но может смениться на противоположное при изменении знака векторного произведения $\mathbf{H} \times \boldsymbol{\omega}(\mathbf{E})$. Это приведет к соответствующему скачкообразному изменению намагниченности в соответствии с формулой (22), как показано для этого случая на рис. 6. При увеличении поляризации, когда величина вращения октаэдров обращается в нуль и симметрию кристалла определяет только поляризационное смещение атомов, в магнитной части термодинамического потенциала обращаются в нуль члены, ответственные за взаимодействия Дзялошинского–Мория, описываемые инвариантами $\boldsymbol{\omega} \cdot [\mathbf{M} \times \mathbf{L}]$. Магнитный момент при этом обращается в нуль, а направление вектора антиферромагнетизма будет определяться эффективной анизотропией, обусловленной действием магнитного поля, магнитокристаллической и наведенной анизотропии.

В случае $\mathbf{H} \parallel [001]$ и $\mathbf{E} \parallel [001]$ равновесное направление вектора антиферромагнетизма не меняется, а

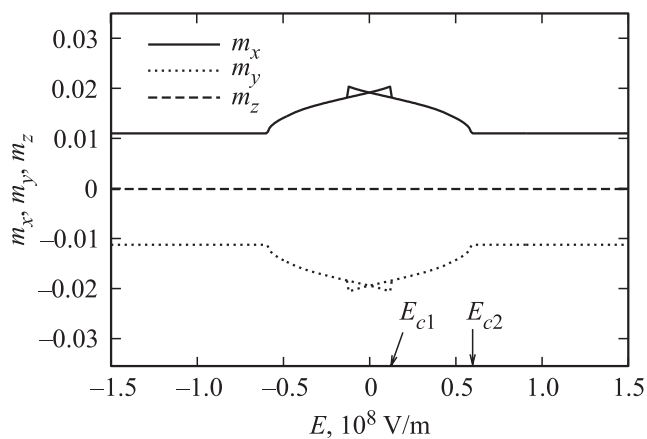


Рис. 8. Гистерезис компонент намагниченности при вариации электрического поля вдоль направления $\mathbf{E} \parallel [110]$ при $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$. Сплошная линия — компонента $m_x \parallel [100]$; пунктирная линия — компонента $m_y \parallel [010]$; штриховая линия — компонента $m_z \parallel [001]$.

намагниченность ведет себя так же, как и при $\mathbf{E} \parallel [110]$, но с другим масштабом критических полей.

Аналогичная картина изменения намагниченности будет наблюдаться также при магнитном поле $\mathbf{H} \parallel [110]$. В последнем случае, однако, равновесные направления вектора антиферромагнетизма сменяются на противоположные, а скачок вектора антиферромагнетизма будет происходить не при $\mathbf{E} \parallel [110]$, а при $\mathbf{E} \parallel [001]$. Слом магнитных подрешеток, дающий постоянное смещение намагниченности, будет теперь происходить в направлении магнитного поля, т.е. в направлении оси $[110]$, а гистерезис с нулевым смещением намагниченности будет наблюдаться для компоненты $m_z \parallel [001]$.

При больших полях $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}0]$ картина будет другой. Переориентация вектора антидисторсии $\omega(\mathbf{E})$ будет вызывать также переориентацию вектора $\mathbf{l}(\mathbf{E})$, который в данном случае будет лежать в плоскости $(1\bar{1}0)$ и ориентирован перпендикулярно вектору $\omega(\mathbf{E})$, как это следует из (21). На рис. 7 показана зависимость $\mathbf{l}(\mathbf{E})$ для случая $\mathbf{E} \parallel [110]$ при указанном направлении поля. Изменение вектора антиферромагнетизма будет отражаться в изменении намагниченности в соответствии с формулой (22), как показано на рис. 8 для этого случая.

6. Заключение

Таким образом, в работе показано, что в псевдокубическом мультиферроике типа BFO в результате перехода в сегнетоэлектрическое состояние кубическая симметрия кристалла при понижении температуры меняется на ромбоэдрическую с последовательным возникновением параметров порядка, включающих вектор вращения октаэдров анионного окружения атомов железа, векторы поляризации, затем векторы магнитного и антиферромагнитного моментов. При приложении электрического поля происходит переориентация сегнетоэлектрических

параметров упорядочения, а симметрия кристалла в процессе переполаризации мультиферроика может снижаться до моноклинной. Рассматриваемые процессы описываются феноменологической моделью фазовых переходов Гинзбурга—Ландау. Имеются, однако, некоторые расхождения в соотношении критических полей электрической переполаризации вдоль различающихся кристаллографических направлений по сравнению с результатами микроскопических расчетов. Не исключено, однако, что эти расхождения связаны с ограничениями не только феноменологической модели, но и микроскопического подхода к расчету структурных превращений.

Важными результатами проведенных исследований являются расчеты сопутствующей структурным искажениям кристалла в электрическом поле перестройки магнитной структуры в слабых и сильных магнитных полях. Так, нами показано, что изменение вектора антидисторсии и поляризации в электрическом поле может происходить неколлинеарно, что соответственно необходимо учитывать при интерпретации экспериментов по наблюдению сопутствующей переориентации антиферромагнитного вектора и трансформации несоответствующей антиферромагнитной фазы. Скачкообразное изменение вектора поляризации сопровождается скачками векторов намагниченности и антиферромагнетизма. В нулевом магнитном поле основное антиферромагнитное состояние мультиферроика со слабой наведенной анизотропией характеризуется наличием несоответствующей пространственно-модулированной спиновой структуры в виде антиферромагнитной циклоиды с плоскостью вращения спинов, проходящей через оси, параллельные равносному направлению вектора поляризации $\mathbf{P}_0 \parallel [111]$ и направлению ее пространственной модуляции. Последнее, вообще говоря, определяется угловой зависимостью суммарной энергии магнитной анизотропии для антиферромагнитного вектора. Переориентация вектора поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{E})$ под действием электрического поля \mathbf{E} будет приводить к перестройке пространственно-модулированной структуры, существенно изменяя не только статические, но и спин-волновые свойства спиновой подсистемы [30]. При этом изменение наведенной электрострикционными напряжениями магнитной анизотропии может приводить к существенному изменению степени ангармонизма циклоиды вплоть до ее исчезновения в электрическом поле при трансформации ромбоэдрического кристалла в тетрагональный. Обсуждение этого вопроса, однако, выходит за рамки настоящей работы и требует отдельного рассмотрения.

Список литературы

- [1] M. Gajek, M. Bibes, S. Fusil, K. Bouzehouane, J. Fontcuberta, A. Barthélémy, A. Fert. *Nature Mater.* **6**, 296 (2007).
- [2] J.P. Velev, C.-G. Duan, K.D. Belashchenko, S.S. Jaswal, E.Y. Tsymlal. *Phys. Rev. Lett.* **98**, 137 201 (2007).
- [3] X. Chen, A. Hochstrat, P. Borisov, W. Kleemann. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 20, 202 508 (2006).

- [4] N.A. Spaldin. *Magnetic materials: fundamentals and applications*. 2nd ed. Cambridge University Press, Cambridge (2010). 290 p.
- [5] G. Catalan, J.F. Scott. *Adv. Mater.* **27**, 2463 (2009).
- [6] D. Lebeugle, D. Colson, A. Forget, M. Viret. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 022907 (2007).
- [7] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. *УФН* **182**, 6, 593 (2012).
- [8] C.A.F. Vaz, C.H. Ahn. In: *Ferroelectrics — physical effects / Ed. M. Lallart. In Tech* (2011). Ch. 14. P. 329.
- [9] Z.V. Gareeva, A.F. Popkov, S.V. Soloviov, A.K. Zvezdin. *Phys. Rev. B* **87**, 21, 214413 (2013).
- [10] X. Ke, P.P. Zhang, S.H. Baek, J. Zarestky, W. Tian, C.B. Eom. *Phys. Rev. B* **82**, 13, 134448 (2010).
- [11] S. Lee, W. Ratcliff II, S.-W. Cheong, V. Kiryukhin. *Appl. Phys. Lett.* **92**, 19, 192906 (2008).
- [12] G.J. MacDougall, H.M. Christen, W. Siemons, M.D. Biegalski, J.L. Zarestky, S. Liang, E. Dagotto, S.E. Nagler. *Phys. Rev. B* **85**, 10, 100408 (2012).
- [13] S. Lee, M.T. Fernandez-Diaz, H. Kimura, Y. Noda, D.T. Adroja, S. Lee, J. Park, V. Kiryukhin, S.-W. Cheong. *Phys. Rev. B* **88**, 6, 060103 (2013).
- [14] S.M. Wu, S.A. Cybart, P. Yu, M.D. Rossell, J.X. Zhang, R. Ramesh, R.C. Dynes. *Nature Mater.* **9**, 9, 756 (2010).
- [15] S. Lee, T. Choi, W. Ratcliff II, R. Erwin, S.-W. Cheong, V. Kiryukhin. *Phys. Rev. B* **78**, 10, 100101 (2008).
- [16] W. Ratcliff II, Z. Yamani, V. Anbusathaiah, T.R. Gao, P.A. Kienzle, H. Cao, I. Takeuchi. *Phys. Rev. B* **87**, 14, 140405 (2013).
- [17] Е.Г. Максимов, В.И. Зиненко, Н.Г. Замкова. *УФН* **172**, 11, 1145 (2004).
- [18] В.И. Зиненко, М.С. Павловский. *ФТТ* **51**, 7, 1328 (2009).
- [19] М.С. Павловский. Теоретическое исследование динамики решетки и структурных фазовых переходов в манганатах со структурой перовскита и в феррите висмута. Автореф. канд. дис. Ин-т физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск (2009). 18 с.
- [20] J.B. Neaton, C. Ederer, U.V. Waghmare, N.A. Spaldin, K.M. Rabe. *Phys. Rev. B* **71**, 1, 014113 (2005).
- [21] S. Lisenkov, D. Rahmedov, L. Bellaiche. *Phys. Rev. Lett.* **103**, 4, 047204 (2009).
- [22] M.J. Haun, E. Furman, S.J. Jang, H.A. McKinstry, L.E. Cross. *J. Appl. Phys.* **62**, 8, 3331 (1987).
- [23] A.J. Bell. *J. Appl. Phys.* **89**, 7, 3907 (2001).
- [24] В.Б. Широков, Ю.И. Юзюк, В.В. Леманов. *ФТТ* **51**, 5, 972 (2009).
- [25] J.C. Slonczewski, H. Thomas. *Phys. Rev. B* **1**, 9, 3599 (1970).
- [26] А.К. Звездин, А.А. Мухин. *Письма в ЖЭТФ* **89**, 7, 385 (2009).
- [27] А.М. Kadomtseva, Yu.F. Popov, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin. *Physica B* **211**, 1, 327 (1995).
- [28] D. Sando, A. Agbelele, D. Rahmedov, J. Liu, P. Rovillain, C. Toulouse, I.C. Infante, A.P. Pyatakov, S. Fusil, E. Jacquet, C. Carrétéro, C. Deranlot, S. Lisenkov, D. Wang, J.-M. Le Breton, M. Cazayous, A. Sacuto, J. Juraszek, A.K. Zvezdin, L. Bellaiche, B. Dkhil, A. Barthélémy, M. Bibes. *Nature Mater.* **12**, 7, 641 (2013).
- [29] P. Rovillain, R. de Sousa, Y. Gallais, A. Sacuto, M.A. Méasson, D. Colson, A. Forget, M. Bibes, A. Barthélémy, M. Cazayous. *Nature Mater.* **9**, 12, 975 (2010).
- [30] F. Kubel, H. Schmid. *Acta Cryst. B* **46**, 6, 498 (1990).