

**SPECIFIC FEATURES
OF THE FLEXOMAGNETOELECTRIC EFFECT
IN (210)-ORIENTED FERRITE-GARNET FILMS**

*Azat Raisovich Yumaguzin, Robert Minnislamovich Vakhitov ^a,
Valeriia Anatolyevna Demidova*

Ufa University of Science and Technology, 32 Zaki Validi st., 450076 Ufa, Russia

^a vakhitovrm@yahoo.com

ABSTRACT

This study investigates – both theoretically and through modeling – the influence of an electric field on the structure and properties of 180° domain walls (specifically, the flexomagnetoelectric effect) in a (210)-oriented ferrite-garnet film characterized by inhomogeneous magnetoelectric interaction. The topic is significant due to the potential for current-free control of micromagnetic structures in magnetic materials using electric fields, a capability crucial for developing next-generation, energy-efficient spintronic devices. The study examines potential structural transformations of 180° domain walls resulting from changes in film parameters, accounting for the contributions of combined anisotropy (uniaxial, orthorhombic, and cubic). It is demonstrated that, in certain cases, an abrupt change in magnetization orientation occurs – specifically, a first-order spin-reorientation phase transition within the system. This transition is accompanied by a sign change in the integral polarization: its absolute value reaches a maximum as the critical point is approached from either side, followed by an abrupt reversal of sign. These findings are novel; they broaden our understanding of the physics of phase transitions in magnetoelectric materials and indicate the possibility of controlling the charge state of domain walls via an electric field.

KEYWORDS

Flexomagnetoelectric effect; inhomogeneous magnetoelectric interaction; domain wall; orientational phase diagram; phase transition.

**ОСОБЕННОСТИ ПРОЯВЛЕНИЯ
ФЛЕКСОМАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА
В (210)-ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ**

*Азам Раисович Юмагузин, Роберт Миннисламович Вахитов ^a,
Валерия Анатольевна Демидова*

Уфимский университет науки и технологий, Россия, 450076 Уфа, ул. Заки Валиди, 32

^a vakhitovrm@yahoo.com

АННОТАЦИЯ

В представленной работе теоретически с помощью численных расчетов исследуется влияние электрического поля на структуру и свойства 180° доменных границ (т.е. флексомагнитоэлектрический эффект) в (210)-ориентированной пленке ферритов-гранатов при наличии в ней неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Актуальность рассматриваемой темы обусловлена возможностью бестокового управления микромагнитными структурами в магнитных материалах с помощью электрического поля, что важно для создания энергоэффективных спинтронных устройств нового поколения. Рассмотрены возможные трансформации структуры 180° доменных границ при изменении параметров пленки с учетом вклада комбинированной анизотропии (одноосной, ромбической, и кубической). Показано, что в некоторых случаях имеет место скачкообразное изменение ориентации намагниченности, т.е. происходит спин-переориентационный фазовый переход первого рода в рассматриваемой системе. Такой переход сопровождается изменением знака интегральной поляризации: ее абсолютная величина достигает максимума при приближении к критической точке с обеих сторон, после чего скачком меняет знак. Полученные результаты являются новыми и расширяют наши представления на физику фазовых переходов в магнитоэлектрических материалах и указывают на возможность управления зарядовым состоянием доменных границ электрическим полем.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА

Флексомагнитоэлектрический эффект; неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие; доменная граница; ориентационная фазовая диаграмма; фазовый переход.

Введение

Флексомагнитоэлектрический (ФМЭ) эффект, открытый в 2007 году в пленках ферритов-гранатов, представляет собой явление смещения доменных границ под действием неоднородного электрического поля, создаваемого заряженной иглой, поднесенной к поверхности образца [1, 2]. Этот эффект сразу же привлек к себе внимание исследователей в связи с открывшимися возможностями управления микромагнитными структурами с помощью электрического поля (за счет бестокового механизма) что может быть использовано при разработке энергоэффективных спинтронных устройств [2–4].

Необходимо отметить, что в начале было предложено два альтернативных механизма обнаруженного эффекта: первый был предложен авторами [1] и объяснялся наличием в исследуемых пленках неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [5],

а второй механизм – возможным локальным изменением константы анизотропии материала, возникающей вследствие смещения однопипных ионов относительно положения равновесия под действием электрического поля. В дальнейшем сравнительный анализ обоих механизмов показал [6], что они оба на качественном уровне вполне объясняют поведение ДГ в неоднородном электрическом поле, а в некоторых случаях даже сводятся друг к другу [7, 8].

Интересной особенностью ФМЭ-эффекта явилась зависимость степени его проявления от ориентации подложки: в (210)-ориентированной пленке он наиболее сильный, в (011)-пленке менее заметен, а в (111)-пленке и вовсе не проявился. Кроме того, ФМЭ-эффект был зафиксирован и в (001)-ориентированной пленке, но посредством другого метода, а именно с помощью флуоресцентной спектроскопии одиночных молекул [9].

В связи с наблюдаемыми особенностями проявления ФМЭ-эффекта в (210)-ориентированной пленке в работе [6] было высказано предположение, что его можно объяснить условиями проведения эксперимента и особенностями ориентационной фазовой диаграммы (ОФД) рассматриваемой пленки (неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие не влияет на ориентацию вектора намагниченности m). Подобный анализ однородных магнитных состояний и различных типов микромагнитных структур, возможных в (210)-пленке ранее практически не проводился, за исключением работ [6, 10], в которых, однако, не учитывалось влияние кубической анизотропии. Более полное исследование магнитной фазовой диаграммы данной пленки с учетом вклада кубической анизотропии было проведено в работе [11]. Из нее следовало, что магнитная подсистема пленки является достаточно сложным объектом для анализа магнитных состояний, что обусловлено ее низкой симметрией. Из наиболее значимых результатов можно отметить, что были найдены все возмож-

ные типы магнитных фаз и построена ОФД, кроме того, были получены характерные для данного участка диаграммы, ДГ, которые вне зависимости от значений констант одноосной, ромбической, скошенной ромбической и кубической анизотропии имели неблоховскую структуру [12]. Последнее означает, что ФМЭ эффект в (210)-пленке обязательно должен иметь место. В то же время характер его проявления и его особенности можно выявить из анализа возможных магнитных неоднородностей в данном образце с учетом наличия в нем неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия [5].

1. Основные уравнения

Рассматривается кубический ферромагнетик в виде пленки, в которой присутствует и индуцированная вдоль оси $[210]$ одноосная анизотропия. Система координат берется таким образом, что ось $Oz \parallel [210]$ и направлена вдоль нормали к поверхности пленки, а ось Oy совпадает с направлением, вдоль которого магнетик неоднороден (рис. 1).

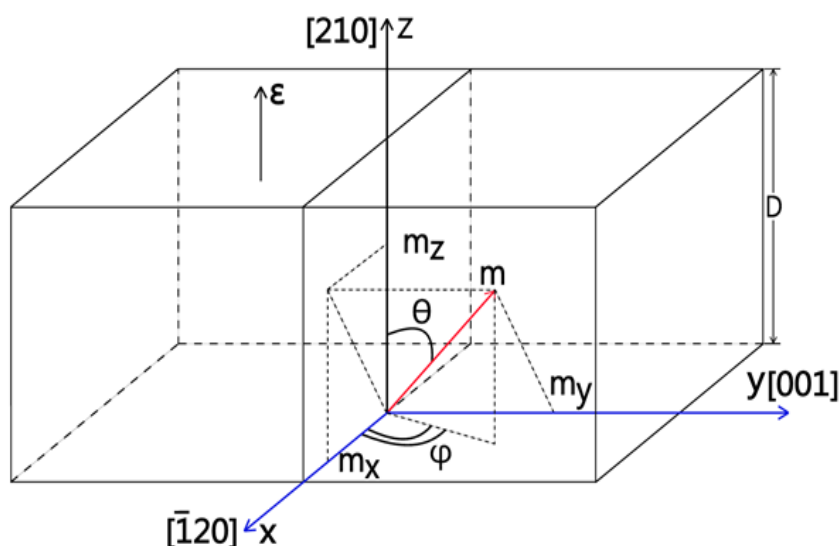


Рис. 1. Геометрия задачи

Fig. 1. Geometry of the problem

Тогда энергия магнитных неоднородностей в таком образце, приведенная к площади сечения пленки плоскостью xOz, запишется в виде:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} w dy, \quad (1)$$

где w – плотность энергии рассматриваемой системы. Ее выражение включает следующие слагаемые:

$$w = A \left[\left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{d\varphi}{dy} \right)^2 \right] + w_a + w_{\text{int}} + 2\pi M_s^2 (\sin \theta \sin \varphi - \sin \theta_0 \sin \varphi_0)^2. \quad (2)$$

Здесь θ , φ – полярный и азимутальный углы единичного вектора намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, M_s – намагниченность насыщения, $\mathbf{m} = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$, θ_0 , φ_0 – значения углов θ , φ в доменах. Первое слагаемое в выражении (2) представляет плотность энергии обменного взаимодействия (A – обменный параметр), последнее слагаемое – плотность энергии размагничивающих полей, обусловленная наличием объемных зарядов (в случае, когда $\text{div } \mathbf{m} \neq 0$ [13]), w_a и w_{int} – плотности энергий комбинированной анизотропии и неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия соответственно [5, 14]. Последние выражения имеют вид:

$$\begin{aligned} w_a = & K_u \sin^2 \theta + K_p \sin^2 \theta \cos^2 \varphi - \\ & - \frac{3}{2} K_p \sin \theta \cos \theta \cos \varphi + \frac{K_1}{25} (25 \sin^4 \theta \sin^2 \varphi \cos^2 \varphi + \\ & + 25 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \varphi + 4 \sin^4 \theta \cos^4 \varphi + \\ & + 4 \cos^4 \theta + \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \\ & + 12 \sin \theta \cos^3 \theta \cos \varphi - 12 \sin^3 \theta \cos \theta \cos^3 \varphi); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} w_{\text{int}} = & M_s^2 \varepsilon \left[(b_1 \cos^2 \theta + b_2 \sin^2 \theta) \sin \varphi \frac{d\theta}{dy} + \right. \\ & \left. + b_1 \sin \theta \cos \theta \cos \varphi \frac{d\varphi}{dy} \right], \end{aligned} \quad (4)$$

где K_u , K_p , K_1 – константы одноосной, ромбической и кубической анизотропии соответственно, E – напряженность электрического поля ($E \parallel Oz$), b_1 , b_2 – магнитоэлектрические постоянные [15].

Структура и свойства магнитных неоднородностей, возникающих в рассматриваемой пленке, находятся из уравнений Эйлера-Лагранжа, которые записываются в следующей форме:

$$\frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{d}{dy} \left(\frac{\partial w}{\partial \dot{\theta}} \right) = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \frac{d}{dy} \left(\frac{\partial w}{\partial \dot{\varphi}} \right) = 0, \quad (5)$$

где $\dot{\theta}$, $\dot{\varphi}$ – производные функции, соответственно, θ , φ по переменной y .

В дальнейшем перейдем к безразмерным параметрам [16]: $\xi = y/\Delta_0$, $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$ – ширина ДГ, $Q = K_u/2\pi M_s^2$ – фактор качества магнетика, $\lambda = \varepsilon/\varepsilon_0$, где λ , ε_0 – приведенное и характерное электрическое поле соответственно, $\varepsilon_0 = 2K_u \Delta_0/M_s^2 b_0$, $b_0 = b_1 + b_2$. Вместо b_i ($i = 1, 2$) вводим $\mu_i = b_i/b_0$. Кроме того, вводится дифференциальная (p) и интегральная (N) поляризации [17]:

$$\begin{aligned} p = & - \frac{\partial w_{\text{int}}}{\partial \varepsilon} = -p_0 \left[(\mu_1 \cos^2 \theta + \mu_2 \sin^2 \theta) \sin \varphi \frac{d\theta}{d\xi} + \right. \\ & \left. + \mu_1 \sin \theta \cos \theta \cos \varphi \frac{d\varphi}{d\xi} \right]; \end{aligned} \quad (6)$$

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} p(y) dy = p_0 \Delta_0 N, \quad (7)$$

где $p_0 = M_s^2 b_0 / \Delta_0$ – характерная поляризация; $v = p/p_0$ – приведенная поляризации; N – приведенная интегральная поляризации.

Если дифференциальная поляризация p определяет величину заряда, поляризацию в конкретной точке, то интегральная поляризация N – суммарный заряд, индуцированный по всей ДГ. Очевидно, по величине p (или N) определяют степень проявления ФМЭ эффекта в данном материале [18].

2. Магнитные неоднородности в (210)-пленке ферритов-гранатов

В отсутствии электрического поля ($\lambda = 0$) уравнения Эйлера-Лагранжа допускают в зависимости от констант анизотропий различного вида решения, которым соответствуют определенные типы магнитных неоднородностей [7], но все они относятся к семейству 180° ДГ, так как соотношения (6) инвариантны относительно преобразования

$$\begin{aligned}\theta &\rightarrow \pi - \theta, \\ \varphi &\rightarrow \pi + \varphi.\end{aligned}\quad (8)$$

Соответственно, предельные значения θ и φ этих структур удовлетворяют соотношениям:

$$\begin{aligned}\theta(y \rightarrow +\infty) + \theta(y \rightarrow -\infty) &= \pi; \\ \varphi(y \rightarrow +\infty) &= \varphi(y \rightarrow -\infty) + \pi.\end{aligned}\quad (9)$$

При «включении» электрического поля ($\lambda \neq 0$) инвариантность относительно соотношений (8) нарушается. Однако при малых λ нарушение выполнимости преобразования (8) будет незначительным. Надо отметить также, что предельные значения θ и φ , т.е. их значения в доменах при включении электрического поля, не меняются, так как неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие не влияет на ОФД исследуемого магнетика. Отсюда следует, что это взаимодействие влияет только на фазовые траектории вектора m . Поэтому структура магнитных неоднородностей, возможных в (210)-пленке, будет всегда меняться при включении электрического поля.

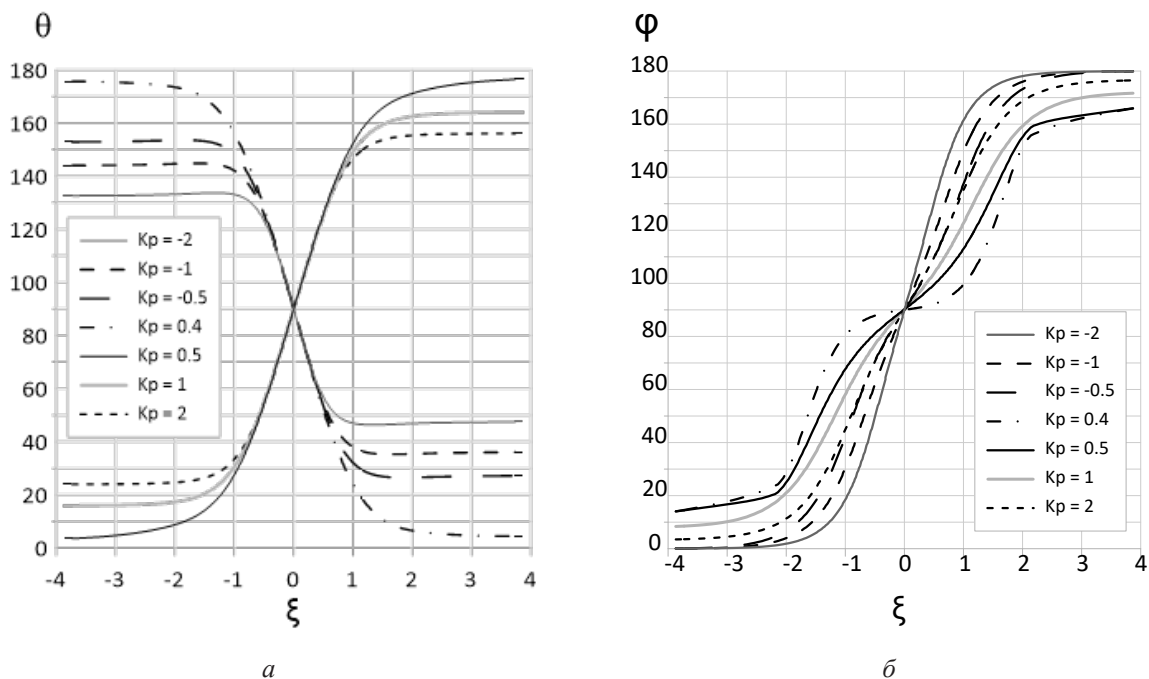


Рис. 2. Графики зависимости углов $\theta(a)$ и $\varphi(b)$ вектора намагниченности, описывающих структуру ДГ, от координаты для разных значений κ_p при $\kappa_1 = 1,5$, $Q = 1$, $\lambda = 0,2$

Fig. 2. Plots of the magnetization vector angles $\theta(a)$ and $\varphi(b)$ -which describe the DW structure-versus the coordinate for various values of κ_p , with $\kappa_1 = 1.5$, $Q = 1$, $\lambda = 0.2$

Очевидно, что из всех типов магнитных анизотропий, присущих (210)-пленке, наибольший вклад в структуру магнитных неоднородностей вносит (как ранее упоминалось) ромбическая анизотропия. Наглядно это видно на рис. 2 и 3. Из них следует, что при изменении величины константы ромбической анизотропии $\mathfrak{a}_p$ в интервале значений $-2 \leq \mathfrak{a}_p \leq 2$ существенным образом меняется как распределение намагниченности в магнитных неоднородностях (в том числе и ориентация вектора $\mathbf{m}$ в доменах со знака «+» на знак «-» и наоборот), так и величина индуцированного в окрестности ДГ заряда, в том числе и знак заряда. Так, из рис. 3 следует, что в области значений параметра $\mathfrak{a}_p$, лежащей в интервале $0,4 \leq \mathfrak{a}_p \leq 0,5$ проис-

ходит смена знака заряда: дифференциальная поляризация v скачком меняет знак вблизи значения $\mathfrak{a}_{p_c} = 0,45$. Это имеет место при $\mathfrak{a}_1 = 1,5$, $Q = 1$, $\lambda = 0,2$. Самое интересное состоит в том, что при приближении рассматриваемой системы к критической точке $\mathfrak{a}_{p_c}$ как со стороны меньших значений $\mathfrak{a}_p$, так и со стороны больших значений $\mathfrak{a}_p$, интегральная поляризация N в обоих случаях возрастает по абсолютной величине, достигая своего максимального значения $N_l = 3,14$.

Таким образом, в критической точке $\mathfrak{a}_{p_c}$ имеет место бифуркация решений уравнения Эйлера-Лагранжа, которая сопровождается скачкообразным изменением ориентации $\mathbf{m}$ и сменой знака зарядов, индуцированных в окрестности ДГ.

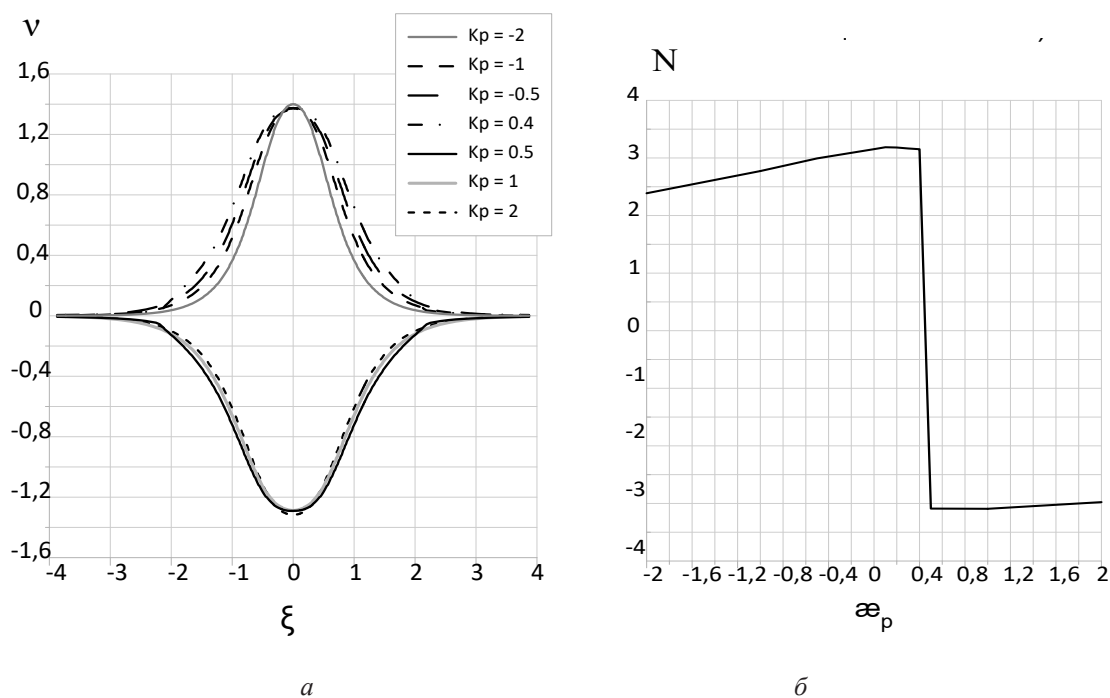


Рис. 3. Графики зависимости приведенных величин дифференциальной v (a) и интегральной N (б) поляризации от координаты ξ (a) для разных значений параметров $\mathfrak{a}_p$; здесь $\mathfrak{a}_1 = 1,5$, $Q = 1$, $\lambda = 0,2$

Fig. 3. Plots of the normalized differential polarization v (a) and integral polarization N (б) versus the coordinate ξ (a) for various values of the parameters $\mathfrak{a}_p$; here, $\mathfrak{a}_1 = 1,5$, $Q = 1$, $\lambda = 0,2$

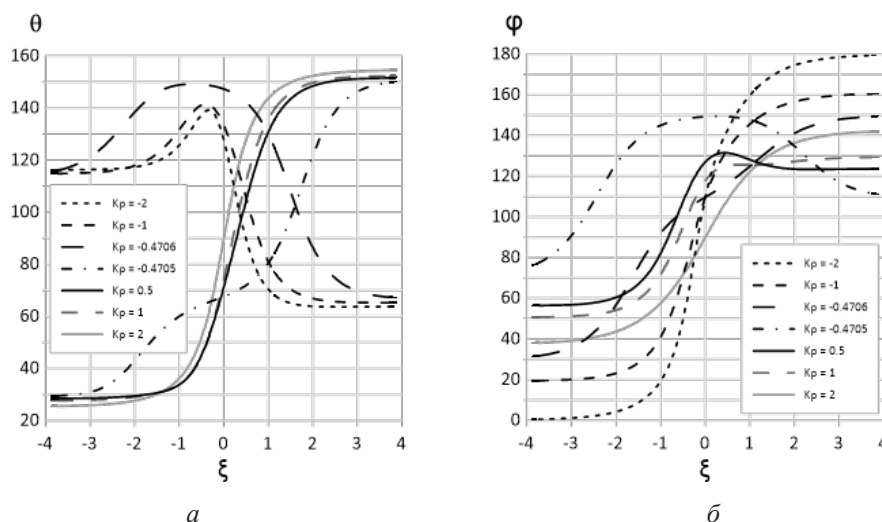


Рис. 4. Графики зависимости углов θ (а) и ϕ (б) вектора намагниченности, описывающих структуру ДГ, от координаты ξ для значений $\alpha_1 = -4$, $Q = 1$, $\lambda = 0,2$

Fig. 4. Plots of the magnetization vector angles θ (a) and ϕ (б) describing the DW structure versus the coordinate ξ for parameter values $\alpha_1 = -4$, $Q = 1$, $\lambda = 0.2$

Это видно по поведению зависимости $\phi = \phi(\xi)$. В кривых зависимости $\phi = \phi(\xi)$, соответствующих значениям $\alpha_p = 0,4$ и $\alpha_p = 0,5$ (это наиболее близкие значения к точке $\alpha_{pc} = 0,45$), появляются явным образом 3 точки перегиба. Очевидно, что при приближении параметра α_p к критическому значению α_{pc} происходит увеличение расстояния между двумя крайними точками перегиба и

при $\alpha_p = \alpha_{pc}$ происходит перестройка доменной структуры и домены скачком переходят в противоположное по ориентации намагниченности в доменах ($m_z = 1 \rightarrow m_z = -1$ и наоборот) состояния. Эта ситуация напоминает реализацию стеночного механизма спин-переориентационного фазового перехода I рода [19, 20] при подходе магнитной системы к точке фазового перехода I рода.

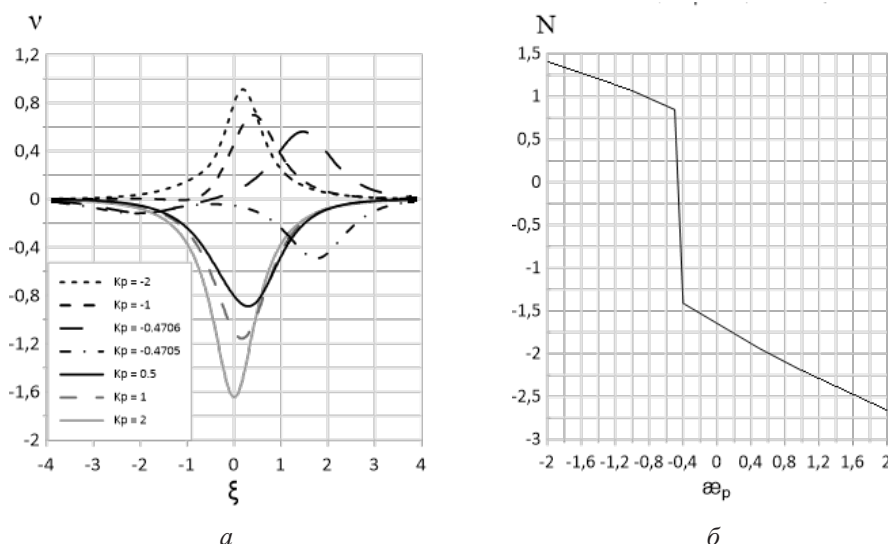


Рис. 5. Графики зависимости приведенных величин дифференциальной v (а) и интегральной N (б) поляризации от координаты ξ (а) для разных значений параметров α_p ; здесь $\alpha_1 = -4$, $Q = 1$, $\lambda = 0,2$

Fig. 5. Plots of the differential v (a) and integral N (б) polarization values versus the coordinate ξ (a) for various values of the parameters α_p ; here, $\alpha_1 = -4$, $Q = 1$, $\lambda = 0.2$

Аналогичная ситуация происходит и в состоянии исследуемого магнетика, когда значение его параметров $Q = 1$, $\varepsilon_1 = 4$, $\lambda = 0,2$, а приведенная константа ромбической анизотропии меняется в пределах $-2 \leq \varepsilon_p \leq 2$. В данном случае вблизи $\varepsilon_{p_c} = -0,5$ в зависимости $\theta = \theta(\xi)$ (рис. 4) появляются 3 точки перегиба. При $\varepsilon_p \rightarrow \varepsilon_{p_c}$ крайние точки удаляются друг от друга, и при $\varepsilon_p = \varepsilon_{p_c}$ происходит перестройка доменной структуры, а электрические заряды скачком меняют свою величину на противоположное (рис. 5).

Таким образом, исследование ФМЭ эффекта в (210)-пленке ферритов-гранатов показывает, что в них при определенных условиях возможен спин-переориентационный фазовый переход I рода, который будет происходить согласно стеночному механизму с изменением знака зарядов, индуцированных в окрестности ДГ, на противоположное.

Благодарности / Acknowledgments

Исследование выполнено при финансовой поддержке государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (приказ FRRR-2026-0010).

The research was carried out with financial support of a state assignment for the implementation of scientific research by laboratories (order FRRR-2026-0010).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., et al. Room temperature magnetoelectric control of micromagnetic structure in iron garnet films // Applied Physics Letters. 93(18), 182510 (2008). DOI: 10.1063/1.3013569.
2. Pyatakov A.P., Zvezdin A.K. Magnetoelectric and multiferroic media // Physics-Uspokhi. 55(6), 557–581 (2012). DOI: 10.3367/UFNr.0182.201206b.0593.
3. Spaldin N.A. Multiferroics beyond electric-field control of magnetism // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 476(2233), 20190542 (2020). DOI: 10.1098/rspa.2019.0542.
4. Fiebig M., Lottermoser T., Meier D., Trassin M. The evolution of multiferroics // Nature Reviews Materials. 1(8), 16046 (2016). DOI: 10.1038/natrevmats.2016.46.
5. Bar'yakhtar V.G., L'vov V.A., Yablonskii D.A. Theory of inhomogeneous magnetoelectric effect // JETP Letters. 37(12), 565–567 (1983). (In Russian) [Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖЭТФ. 37(12), 565–567 (1983)].
6. Kabychenkov A.F., Lisovskii F.V., Mansvetova E.G. Magnetoelectric effect in garnet films with induced magnetic anisotropy in an inhomogeneous electric field // JETP Letters. 97(5), 304–308 (2013). (In Russian) [Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г. Магнитоэлектрический эффект в пленках гранатов с наведенной магнитной анизотропией в неоднородном электрическом поле // Письма в ЖЭТФ. 97(5), 304–308 (2013)]. DOI: 10.1134/S0021364013050081.
7. Magadeev E.B., Vakhitov R.M. Nonreciprocity of the manifestation of the flexomagnetoelectric effect with respect to the sign of acting charges // JETP Letters. 118(6), 449–454 (2023). (In Russian) [Магадеев Е.Б., Вахитов Р.М. Невзаимность проявления флексомангнитоэлектрического эффекта относительно знака воздействующих зарядов // Письма в ЖЭТФ. 118(6), 449–454 (2023)]. DOI: 10.1134/S0021364023602634.
8. Kaminskii A.S., Myasnikov N.V., Pyatakov A.P. On the mechanism of magnetoelectric phenomena in ferrite-garnet films // Physics of Metals and Metallography. 124(2), 190–195 (2023). (In Russian) [Каминский А.С., Мясников Н.В., Пятаков А.П. К механизму магнитоэлектрических явлений в пленках ферритов-гранатов // Физика металлов и металловедение. 124(2), 190–195 (2023)]. DOI: 10.1134/S0031918X23700084.
9. Veshchunov I.S., Mironov S.V., Magrini W., et al. Direct evidence of flexomagnetoelectric effect revealed by single-molecule spectroscopy // Physical Review Letters. 115(2), 027601 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.027601.
10. Arzamastseva G.V., Balbashov A.M., Lisovskii F.V., et al. Properties of epitaxial ferrite-garnet films with (210) orientation possessing the magnetoelectric effect // JETP. 147(4), 793–810 (2015). (In Russian) [Арзамасцева Г.В., Балбашов А.М., Лисовский Ф.В. и др. Свойства обладающих магнитоэлектрическим эффектом эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов с (210)-ориентацией // ЖЭТФ. 147(4), 793–810 (2015)]. DOI: 10.1134/S1063776115020077.
11. Vakhitov R.M., Iskhakova R.R., Yumaguzin A.R. Magnetic phases and inhomogeneous micromagnetic structures in a ferrite-garnet film with (210) orientation // Physics of the Solid State. 60(5), 923–932 (2018). (In Russian) [Вахитов Р.М., Исхакова Р.Р., Юмагузин А.Р. Магнитные фазы и неоднородные микромагнитные структуры в феррит-гранатовой пленке с ориентацией (210) // Физика твердого тела. 60(5), 923–932 (2018)]. DOI: 10.1134/S1063783418050347.

12. Plavskii V.V., Shamsutdinov M.A., Filippov B.N. Structure and orientation of domain walls in (111) plates of cubic ferromagnets // *Physics of Metals and Metallography*. 88(3), 22–29 (1999). (In Russian) [Плавский В.В., Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н. Структура и ориентация доменных границ в (111)-пластинах кубических ферромагнетиков // *ФММ*. 88(3), 22–29 (1999)].
13. Hubert A., Schäfer R. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Berlin: Springer-Verlag, 1998. 696 p. ISBN 978-3-540-64108-7.
14. Sparavigna A., Strigazzi A., Zvezdin A. Electric-field effects on the spin-density wave in magnetic ferroelectrics // *Physical Review B*. 50(5), 2953–2957 (1994). DOI: 10.1103/PhysRevB.50.2953.
15. Dzyaloshinskii I. Magnetoelectricity in ferromagnets // *EPL*. 83(6), 67001 (2008). DOI: 10.1209/0295-5075/83/67001.
16. Vakhitov R.M., Yumaguzin A.R., Gridneva G.T. Influence of an external electric field on the structure and properties of domain walls in a (111)-oriented ferrite-garnet film // *Physica Scripta*. 98(12), 125988 (2023). DOI: 10.1088/1402-4896/ad0c3b.
17. Vakhitov R.M., Gareeva Z.V., Solonetskii R.V., Mazhitova F.A. Micromagnetic structures induced by an inhomogeneous electric field in magnetically uniaxial films with the flexomagnetoelectric effect // *Physics of the Solid State*. 61(6), 1120–1127 (2019). (In Russian) [Вахитов Р.М., Гареева З.В., Солонецкий Р.В., Мажитова Ф.А. Микромагнитные структуры, индуцированные неоднородным электрическим полем, в магнитноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом // *Физика твердого тела*. 61(6), 1120–1127 (2019)]. DOI: 10.21883/FTT.2019.06.47688.348.
18. Vakhitov R.M., Nizyamova A.R., Solonetsky R.V. Influence of the magnetic field on the nucleation and properties of 0-degree domain walls in uniaxial films with inhomogeneous magnetoelectric interaction. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 36(19), 195804 (2024). DOI: 10.1088/1361-648X/ad2672.
19. Belov K.P., Zvezdin A.K., Kadomtseva A.M., Levitin R.Z. *Orientational transitions in rare-earth magnetism*. Moscow: Nauka, 1979. 320 p. (In Russian) [Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. 320 с.].
20. Vakhitov R.M., Yumaguzin A.R. On a mechanism of nucleation in crystals with combined anisotropy // *Physics of the Solid State*. 43(1), 65–71 (2001). (In Russian) [Вахитов Р.М., Юмагузин А.Р. Об одном механизме зародышеобразования в кристаллах с комбинированной анизотропией // *Физика твердого тела*. 43(1), 65–71 (2001)]. DOI: 10.1134/1.1340189.