

Вклад неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия в статическое граничное условие для намагниченности

Н.В. Мясников^{1,2,*}, А.П. Пятаков^{1,2,†}

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²МИРЭА — Российский технологический университет
Россия 119454 Москва, Проспект Вернадского д. 78

(Поступила в редакцию 15.03.2026; подписана в печать 23.03.2026)

В материалах с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием такие микромагнитные структуры, как доменные стенки, обладают электрической поляризацией и реагируют на внешнее электрическое поле. Это взаимодействие описывается выражением для свободной энергии, содержащим производные векторного поля намагниченности по пространственным координатам, что приводит к модификации стандартного граничного условия для намагниченности, обеспеченного обменным взаимодействием. В настоящей работе показано, что новый вклад в статическое граничное условие приводит к влиянию внешнего электрического поля на однородную намагниченность и способствует зарождению магнитных доменов.

PACS: 75.85.+t, 75.60.Ch УДК: 537.6, 537.8

Ключевые слова: неоднородный магнитоэлектрический эффект, доменная стенка, взаимодействие Дзялошинского–Мория.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.81.2620503](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.81.2620503)

ВВЕДЕНИЕ

Магнитоэлектрические материалы рассматриваются в настоящее время как основа спиновой электроники нового поколения [1, 2]. Магнитоэлектрический эффект (МЭ) открывает новые возможности управления микромагнитными неоднородностями: доменными стенками (ДС), линиями Блоха, скирмионами. С этой точки зрения неоднородное МЭ взаимодействие представляет особый интерес, так как оно связывает структуру магнитной неоднородности с ее электрической поляризацией. Это взаимодействие было рассмотрено и получило свое название в работе [3], где на основе симметричных соображений была введена электрическая поляризация, определяющаяся производными векторного поля намагниченности по пространственным координатам. В случае кубической решетки плотность свободной энергии неоднородного МЭ взаимодействия f_{me} и соответствующая электрическая поляризация \mathbf{P} записываются так [4, 5]:

$$f_{me} = -(\mathbf{E} \cdot \mathbf{P}), \quad (1)$$

$$\mathbf{P} = \gamma_{me}\chi_e((\nabla \cdot \mathbf{m})\mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla)\mathbf{m}), \quad (2)$$

где \mathbf{m} — нормированный на намагниченность насыщения вектор намагниченности, \mathbf{E} — внешнее электрическое поле, γ_{me} — МЭ коэффициент, χ_e — диэлектрическая восприимчивость. Выражение (2) содержит так называемые инварианты Лифшица

[6, 7], которые в макроскопическом случае описывают предпочтительный с энергетической точки зрения тип разворота намагниченности и киральность. В случае (2) выделенным оказывается разворот по циклоиде, а киральность определяется знаком напряженности электрического поля. Именно циклоидальный тип разворота намагниченности обладает электрической поляризацией, так как ему соответствует выделенное направление, по аналогии с флексоэлектрическим эффектом [8]. На основе (1, 2) были объяснены явления, имеющие место в пленках феррита граната: магнитоэлектрический отклик доменных стенок (ДС) [9–11], зарождение цилиндрических магнитных доменов с 180° [12, 13] и 90° -градусной ДС [14], преломление ДС в электрическом поле полоскового электрода [15, 16]. В работах [17, 18] при помощи микроскопической модели, включающей электрически модулируемое взаимодействие Дзялошинского–Мория (ВДМ), и инвариантов Лифшица рассматривалась возможность создания на основе пленки феррита граната фазовращателя для спиновой волны. Экспериментальное подтверждение этого эффекта [19] показывает, что электрическое поле 1 МВ/м приводит к изменению фазы спиновой волны на 0.5×10^{-3} радиан при длине электрода 20 мм. Таким образом, неоднородное МЭ взаимодействие, обеспечиваемое на микроскопическом уровне электрически модулируемым ВДМ, проявляется в области магноники.

Из литературы известно, что включение инвариантов Лифшица в полную свободную энергию системы приводит к модификации граничного условия для намагниченности, при этом вид нового граничного условия определяется структурой инвари-

* E-mail: myasnikovnv@my.msu.ru

† E-mail: pyatakovap@my.msu.ru

антов Лифшица. Обменное взаимодействие приводит к тому, что на границе тела с намагниченностью производная векторного поля \mathbf{m} по направлению нормали к границе должна быть равна нулю [20, 21]. Однако эта производная может иметь ненулевое значение при наличии в материале ВДМ [22] — зависит от сочетания намагниченности на границе и нормали к ней. Например, вклад ВДМ в граничное условие может приводить к изменению радиуса скирмиона вблизи границы материала [23]. В связи с этим возникает задача анализа вклада в граничное условие неоднородного МЭ взаимодействия (1, 2), так как ранее эта особенность для инвариантов Лифшица такой структуры не рассматривалась. Дальнейшее содержание организовано следующим образом: в разделе 1 рассматривается идея вывода модифицированного граничного условия в аналитической форме и его следствия, в разделе 2 обсуждаются метод и результаты численного моделирования воздействия электрического поля на однородную намагниченность в пленке феррита граната. Подраздел 2.3 посвящен рассмотрению нового граничного условия как причины зарождения доменов.

1. ГРАНИЧНОЕ УСЛОВИЕ В АНАЛИТИЧЕСКОЙ ФОРМЕ

Так как плотность энергии неоднородного МЭ взаимодействия (1) посредством (2) включает слагаемое, выраженное в виде дивергенции, это взаимодействие так же, как и обменное, должно приводить к модификации граничного условия для намагниченности. Следуя [20], рассмотрим в безразмерных переменных вариацию суммарной энергии F_{ex-me} обменного и неоднородного МЭ взаимодействий по отношению к вектору намагниченности \mathbf{m} внутри области Ω с границей Γ . В качестве безразмерных координат выберем декартовы координаты, отсчитываемые в единицах ширины доменной стенки $\Delta_{DW} = \sqrt{A/K_p}$, где A — коэффициент обменного взаимодействия, K_p — параметр, характеризующий магнитную анизотропию. Введем также безразмерное электрическое поле $\mathbf{E}^d = \mathbf{E}/E_0$,

$$-\frac{\delta F_{ex-me}}{\delta m_i} = H_{ex,i}^{eff} + H_{me,i}^{eff} = 2\Delta m_i + p \left(2(E^d)_i \partial_\beta m_\beta - 2(E^d)_\beta \partial_i m_\beta + m_\beta \partial_\beta (E^d)_i - m_\beta \partial_i (E^d)_\beta \right). \quad (6)$$

Здесь векторные поля записаны покомпонентно, по повторяющимся индексам ведется суммирование, оператор Δ соответствует оператору Лапласа. В выражении (5) первое слагаемое описывает вариацию в объеме, второе слагаемое соответствует известному вкладу обменного взаимодействия в граничное условие, а последнее слагаемое обеспечивает добавку за счет неоднородного МЭ взаимодействия. С учетом того, что намагниченность \mathbf{m} всюду имеет фиксированную длину, ее вариацию можно представить как векторное произведение самой

где E_0 — характерная величина электрического поля. В таком случае безразмерная плотность энергии неоднородного МЭ взаимодействия (1), отсчитываемая в единицах K_p , примет вид:

$$f_{me}^d = -p \left(\mathbf{E}^d \cdot ((\nabla \cdot \mathbf{m})\mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla)\mathbf{m}) \right), \quad (3)$$

где верхние индексы d указывают на безразмерные (dimensionless) величины, а параметр $p = (\gamma_{me} \chi_e E_0) / (\sqrt{AK_p})$ определяет величину МЭ вклада и зависит от характерного масштаба электрического поля E_0 . Тогда полная энергия F_{ex-me} обменного и неоднородного МЭ взаимодействий записывается так:

$$F_{ex-me} = \int_{\Omega} \left[\sum_{i=1,3} (\nabla m_i)^2 - p \left(\mathbf{E}^d \cdot ((\nabla \cdot \mathbf{m})\mathbf{m} - (\mathbf{m} \cdot \nabla)\mathbf{m}) \right) \right] dV, \quad (4)$$

В соответствии с [20] вариация δF_{ex-me} после применения теоремы Остроградского–Гаусса имеет вид:

$$\begin{aligned} \delta F_{ex-me} = & - \int_{\Omega} \left[\left(\mathbf{H}_{ex}^{eff} + \mathbf{H}_{me}^{eff} \right) \cdot \delta \mathbf{m} \right] dV + \\ & + 2 \int_{\Gamma} \left(\delta \mathbf{m} \cdot \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} \right) dS + \\ & + p \int_{\Gamma} \left[(\delta \mathbf{m} \cdot [\mathbf{m} \times [\mathbf{E}^d \times \mathbf{n}]]) \right] dS, \quad (5) \end{aligned}$$

здесь под выражением $\delta \mathbf{m}$ имеется ввиду вектор вариации намагниченности, \mathbf{n} — нормаль к границе Γ , $\mathbf{H}_{ex}^{eff} + \mathbf{H}_{me}^{eff}$ — сумма эффективных магнитных полей, действующих со стороны обменного и неоднородного МЭ взаимодействий на намагниченность и определяемых через вариационную производную свободной энергии:

намагниченности и вектора $\delta \boldsymbol{\theta}$, задающего некоторую ось поворота: $\delta \mathbf{m} = [\delta \boldsymbol{\theta} \times \mathbf{m}]$. В таком случае удовлетворить равенство полной вариации нулю на границе Γ при произвольном $\delta \boldsymbol{\theta}$ можно только тогда, когда выполнено:

$$\left[\mathbf{m} \times \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} + \frac{p}{2} [\mathbf{m} \times [\mathbf{E}^d \times \mathbf{n}]] \right) \right] \Big|_{\Gamma} = 0. \quad (7)$$

Так как намагниченность и ее производная по направлению нормали в силу нормировки всегда ортогональны, а двойное векторное произведение в (7)

по своей структуре также перпендикулярно \mathbf{m} , на границе должно быть выполнено:

$$\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} + \frac{p}{2} [\mathbf{m} \times [\mathbf{E}^d \times \mathbf{n}]] \right) \Big|_{\Gamma} = 0. \quad (8)$$

Выражение (8) показывает, что электрическое поле

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} \Big|_{\Gamma} &= -\frac{p}{2} [\mathbf{m} \times [\mathbf{E}^d \times \mathbf{n}]] \Big|_{\Gamma} = -\frac{p}{2} (E_x^d m_z \mathbf{e}_x + E_y^d m_z \mathbf{e}_y - (E_x^d m_x + E_y^d m_y) \mathbf{e}_z) \Big|_{\Gamma} = \\ &= -\frac{p}{2} \left(m_z \mathbf{E}_{\parallel}^d - (\mathbf{m}_{\parallel} \cdot \mathbf{E}_{\parallel}^d) \mathbf{e}_z \right) \Big|_{\Gamma}, \quad (9) \end{aligned}$$

где $\mathbf{E}_{\parallel}^d = E_x^d \mathbf{e}_x + E_y^d \mathbf{e}_y$, $\mathbf{m}_{\parallel} = m_x \mathbf{e}_x + m_y \mathbf{e}_y$ — компоненты векторов электрического поля и намагниченности, лежащие в плоскости границы Γ .

В состоянии, когда намагниченность зафиксирована, можно рассчитать правую часть граничного условия (9) для электрического поля простой структуры, мы далее рассматриваем электрическое поле положительного точечного заряда. Для случая однородной намагниченности, сонаправленной с нормалью \mathbf{n} , выражение (9) показывает, что производная $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} \Big|_{\Gamma}$ имеет две компоненты в плоскости границы, которые задаются только величиной m_z и направлением \mathbf{E}_{\parallel}^d . Другими словами, при приближении к границе намагниченность радиально симметрично отклоняется от направления нормали \mathbf{n} . На рис. 1, а схематически с помощью красных стрелок приведена структура вектора $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} \Big|_{\Gamma}$. Заливкой показан модуль составляющей \mathbf{E}_{\parallel}^d электрического поля, имеющий нуль в центре и убывающий на периферии. Важно отметить, что и длина красных стрелок имеет такую же радиальную зависимость. В случае намагниченности, лежащей в плоскости границы Γ , выражение (9) дает единственную компоненту производной $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} \Big|_{\Gamma}$, коллинеарную с нормалью \mathbf{n} . Иными словами, плоскостная составляющая электрического поля \mathbf{E}_{\parallel}^d стремится вывести \mathbf{m} из плоскости границы. Важная деталь состоит в том, что это действие имеет антисимметричный характер: однородная намагниченность здесь сочетается с меняющимся направлением в плоскости \mathbf{E}_{\parallel}^d , что приводит к разному знаку $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial n} \Big|_{\Gamma}$. На рис. 1, б показаны направление и величина этой производной с помощью красных маркеров \odot , \otimes . Таким образом, в этом разделе на основе аналитических выражений было показано, что неоднородное МЭ взаимодействие дает за счет граничного условия воздействовать на однородную намагниченность. Для более детального рассмотрения эффекта требуется численное моделирование.

2. ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ОДНОРОДНУЮ НАМАГНИЧЕННОСТЬ

2.1. Методы

Для вычисления равновесного состояния намагниченности мы использовали стандартный

возмущает намагниченность на границе даже в случае ее изначального однородного распределения — второе слагаемое задает свойства наклона вектора \mathbf{m} . Рассмотрим простейший случай плоской границы, когда $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z$. Тогда в декартовой системе с осями $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$:

подход, основанный на решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}] - \gamma \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} [\mathbf{m} \times [\mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}]], \quad (10)$$

описывающего затухающую прецессию намагниченности в эффективном магнитном поле \mathbf{H}^{eff} . Здесь γ — гиромагнитное отношение, α — показатель затухания Гильберта. Подход, реализованный, например, в популярном пакете для микромагнитных вычислений MuMax3 [24], исходит из того, что в результате затухающей прецессии система окажется в состоянии с минимальной энергией. Для учета (1, 2) мы использовали специально созданный код, который по большей части использует Python-библиотеку JAX, способную переносить операции с массивами на графический процессор. Наш код использует адаптивную схему интегрирования по времени, во многом следуя работе [24], но самое главное — учитывает граничное условие (8). В эффективное магнитное поле были включены слагаемые (6), а также слагаемые, отвечающие за поле размагничивания и сложную магнитную анизотропию. Пленки феррита граната с кристаллографической ориентацией (210) обладают несколькими характерными направлениями намагничивания типа легкая ось и легкая плоскость [25, 26]. Помимо кубической анизотропии наименьшего порядка, мы учитывали орторомбическую анизотропию, для которой свободная энергия и эффективное магнитное поле задаются следующим образом:

$$f_{an} = -K_u (\mathbf{n}_u \cdot \mathbf{m})^2 + K_p (\mathbf{n}_p \cdot \mathbf{m})^2, \quad (11)$$

$$\mathbf{H}_{an}^{\text{eff}} = \frac{2K_u}{M_s} \mathbf{n}_u (\mathbf{n}_u \cdot \mathbf{m}) - \frac{2K_p}{M_s} \mathbf{n}_p (\mathbf{n}_p \cdot \mathbf{m}), \quad (12)$$

где K_u, K_p — константы магнитной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения, $\mathbf{n}_u, \mathbf{n}_p$ — векторы, задающие характерные направления. Их направление в системе координат с ортами $[\bar{1}20], [001], [210]$ определяется тремя углами θ_u, ψ_u, ψ_p :

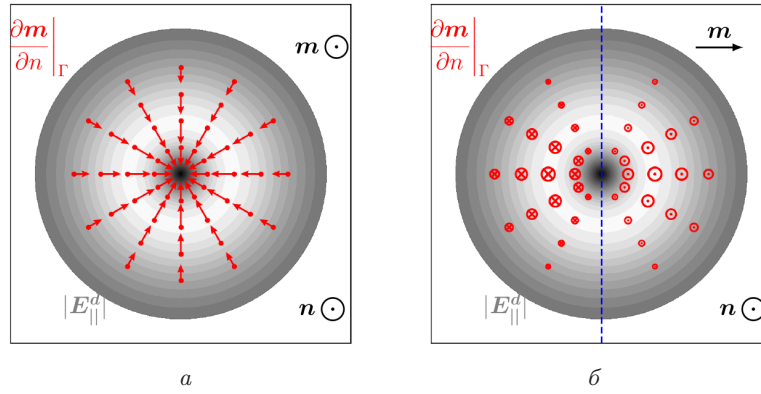


Рис. 1. Влияние электрического поля положительного точечного заряда на намагниченность за счет граничного условия в случае $\mathbf{m} \parallel \mathbf{n}$ (а) и $\mathbf{m} \perp \mathbf{n}$ (б). В первом случае граничное условие приводит к радиально симметричному повороту намагниченности в сторону от вектора нормали \mathbf{n} , во втором случае — к асимметричному выходу намагниченности из плоскости, перпендикулярной \mathbf{n} . Заливкой показан модуль плоскостной компоненты электрического поля E_{\parallel}^d . На рис. а (б) красными стрелками (маркерами) отмечена ненулевая — плоскостная (нормальная), т.е. $\perp \mathbf{n}$ (коллинеарная с \mathbf{n}) — компонента производной $\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \mathbf{n}}$ в соответствии с (9), длина стрелки (размер маркера) указывает величину производной

$$\mathbf{n}_u = \begin{pmatrix} \sin(\theta_u) \cos(\psi_u) \\ \sin(\theta_u) \sin(\psi_u) \\ \cos(\theta_u) \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{[\bar{1}20]} \\ \mathbf{e}_{[001]} \\ \mathbf{e}_{[210]} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$\mathbf{n}_p = \begin{pmatrix} -\sin(\psi_u) \sin(\psi_p) + \cos(\theta_u) \cos(\psi_u) \cos(\psi_p) \\ \cos(\psi_u) \sin(\psi_p) + \cos(\theta_u) \sin(\psi_u) \cos(\psi_p) \\ -\sin(\theta_u) \cos(\psi_p) \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{e}_{[\bar{1}20]} \\ \mathbf{e}_{[001]} \\ \mathbf{e}_{[210]} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

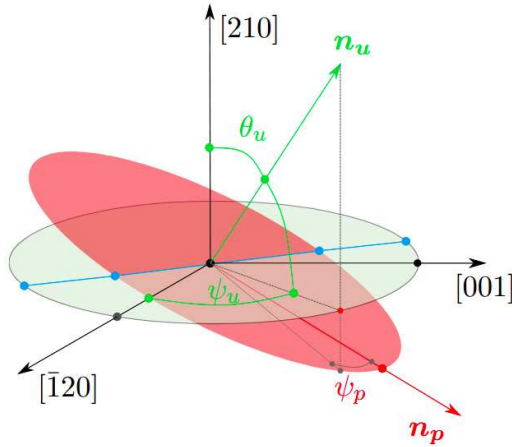


Рис. 2. Модель орторомбической анизотропии: вектор \mathbf{n}_u задает перпендикулярную ему плоскость (отмечена красным цветом), в которой содержится вектор \mathbf{n}_p

В настоящей работе мы исследуем два набора параметров образца феррита граната: один соответствует реальному образцу, а другой (пробный образец) содержит пониженную по величине константу анизотропии, что необходимо для моделирования доменной структуры. Наборы параметров приведены в табл. 1, 2. В случае пробного образца мы считаем, что он обладает только осью легкого намагничивания, направленной по вертикальной оси.

Напряженности электрического поля 1 МВ/см соответствует значение параметра $p = 2/3$, где двойка приходит из решения задачи об электрическом поле внутри диэлектрика при его высокой диэлектрической проницаемости (для феррита граната ~ 10) [13].

2.2. Результаты и обсуждение

В данном подразделе мы рассматриваем влияние внешнего электрического поля точечного заряда на однородную намагниченность. Технические проблемы, связанные с высокой вычислительной сложностью задачи по моделированию пленки феррита граната с полноценными размерами (толщина 10 мкм, период доменной структуры по порядку величины 10 мкм), не позволяют решать ее на доступной вычислительной машине. Поэтому вычисления равновесного состояния намагниченности были проведены для параллелепипеда $2.94 \times 2.94 \times 0.28$ мкм, характеризующегося параметрами образца № 88-Д21 из табл. 1. Равновесное распределение намагниченности в области моделирования приведено на рис. 3, а: намагниченность имеет практически постоянное направление, определяемое только магнитной анизотропией.

Изначально однородная намагниченность возмущается за счет внешнего электрического поля посредством граничного условия (8). Из-за мало-

Таблица 1. Параметры образца № 88-Д21

Параметр	Величина в СГС	Величина в СИ
Константа обменного взаимодействия A	1×10^{-7} эрг/см	1×10^{-12} Дж/м
Константа магнитной анизотропии K_u	1054 эрг/см ³	105.4 Дж/м ³
Константа магнитной анизотропии K_p	1830 эрг/см ³	183.0 Дж/м ³
Константа кубической магнитной анизотропии K_c	1016 эрг/см ³	101.6 Дж/м ³
Намагниченность насыщения M_s	43.5 Гс	3462 А/м
Угол θ_u		46.2°
Угол ψ_u		-16.7°
Угол ψ_p		9.7°

Таблица 2. Параметры пробного образца

Параметр	Величина в СГС	Величина в СИ
Константа обменного взаимодействия A	1×10^{-7} эрг/см	1×10^{-12} Дж/м
Константа магнитной анизотропии K_u	100 эрг/см ³	10.0 Дж/м ³
Намагниченность насыщения M_s	62.83 Гс	5000 А/м

сти этого возмущения даже при $E_0 = 1$ МВ/см на рис. 3, б, в приведена векторная разность $d\mathbf{m}$ конечного и начального (рис. 3, а) векторных полей намагниченности при $E_0 = 1$ МВ/см и $E_0 = -1$ МВ/см соответственно. Цветовая шкала на рис. 3, б, в соответствует величине dm_z , а стрелки — векторной сумме компонент, попадающих в плоскость рисунка, т.е. на верхней части каждого рисунка стрелки отображают сумму $dm_x\mathbf{e}_x + dm_y\mathbf{e}_y$, на нижней — $dm_x\mathbf{e}_x + dm_z\mathbf{e}_z$ ($\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ обозначают орты декартовой системы координат).

Намагниченность, изначально наклоненная относительно нормали к поверхности, поворачивается так, что разности в плоскости моделируемой области (dm_x, dm_y) и разность (dm_z) имеют сходство с тем характером возмущений, который был отмечен выше на основе выражения (9) и приведен на рис. 1: намагниченность одновременно склоняется в сторону к центру симметрии электрического поля (оно представлено на рис. 3, г) и асимметричным образом изменяет свою m_z -компоненту, коллинеарную с нормалью.

Кроме того, смена направления электрического поля на противоположное соответствует изменению знаков возмущений. Третья деталь состоит в том, что электрическое поле вносит возмущение, имеющее величину около 10% от намагниченности насыщения и проникающее в глубину образца на 100 нм, притом что электрическое поле дальше проникает вглубь (E_z на рис. 3, г уменьшается приблизительно в 2 раза к середине пленки). Также важно отметить, что точки, в которых абсолютное значение dm_z на рис. 3б, в достигает своего максимума, лежат на прямой, задаваемой начальным положением намагниченности в плоскости образца, т.е. направлением $\mathbf{m}_{||}$.

2.3. Граничное условие как причина зарождения доменов

В предыдущем разделе было показано, что внешнее электрическое поле посредством неоднородного МЭ взаимодействия способно воздействовать на однородную намагниченность. Введение также содержит ссылки на работы, в которых зафиксировано электроиндуцированное зарождение цилиндрических магнитных доменов из монодоменного состояния образца. Для того, чтобы смоделировать такую возможность, были проведены микромагнитные вычисления в пробном образце $12.6 \times 12.6 \times 1.2$ мкм с параметрами из табл. 2. Важно, что все параметры по порядку величины совпадают с параметрами реально исследуемого образца (см. табл. 1) за исключением одного — константы магнитной анизотропии K_u , характеризующей в данном случае вертикальную ось легкого намагничивания. Ее величина была уменьшена на порядок для того, чтобы повысить вклад полей размагничивания в полную энергию и способствовать появлению доменов в небольшой по размерам области. Магнитные домены, реализующиеся в пробном образце, приведены на рис. 4, а. Для того, чтобы реализовалась конкретная структура доменов, магнитная анизотропия было локально случайным образом уменьшена на 10%, но для последующих вычислений такое искажение параметра K_u исключалось из рассмотрения.

На каждом из рис. 4, а-г, как и ранее, верхняя часть стрелками отображает векторную сумму $m_x\mathbf{e}_x + m_y\mathbf{e}_y$, нижняя — сумму $m_x\mathbf{e}_x + m_z\mathbf{e}_z$. Для двух частей цветовая схема одинакова — она отображает компоненту m_z . Зеленой линией отмечено положение сечения, приведенного на нижней части каждого рисунка. Из рис. 4, а, видно, что в образце

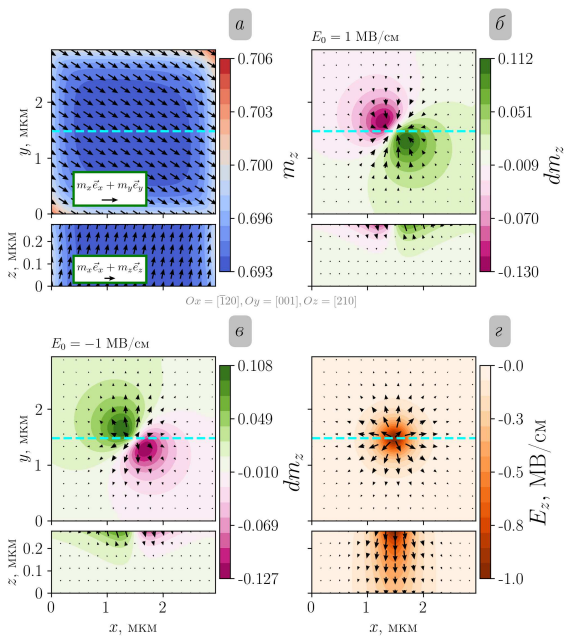


Рис. 3. Влияние электрического поля точечного заряда на намагниченность посредством граничного условия: *а* — начальная однородная намагниченность; *б*, *в* — векторная разность dm между возмущенным и начальным полями намагниченности при напряженности электрического поля 1 МВ/см и -1 МВ/см; *г* — электрическое поле положительного точечного заряда. Стрелками показана векторная сумма компонент, находящаяся в плоскости рисунка. Верхняя часть каждого рисунка отображает векторную величину на поверхности параллелепипеда. Голубая линия показывает положение вертикального Oxz сечения (нижняя часть каждого рисунка)

реализуются магнитные домены, ширина которых сопоставима с шириной ДС. Для достижения состояния насыщения (рис. 4, б) прикладывалось магнитное поле $H_z^{ext} = 30$ Э. Воздействие электрического поля положительного точечного заряда (см. структуру поля на рис. 5, б) в полном соответствии с рис. 1 приводит к радиально симметричному сколу намагниченности (рис. 4, в), изменение m_z при этом составляет примерно 25 %.

Из-за изменения линейных размеров области моделирования в 5 раз (см. подписи к осям на рис. 3 и 4) глубина проникновения возмущения также увеличивается в 5 раз: от 100 нм до 500 нм. Скол намагниченности, вносимый электрическим полем, превращается в доменную структуру при выключении магнитного поля (см. рис. 4, г).

Финальная доменная структура, соответствующая выключенным магнитным и электрическим полям, приведена на рис. 5, а. Он показывает, что в том месте, где электрическое поле привело к сколу намагниченности, после выключения \mathbf{E} остается цилиндрический магнитный домен. Заметной разницы между рис. 4, г, когда доменная структура находится во внешнем электрическом поле точечного заряда, и рис. 5, а, когда электриче-

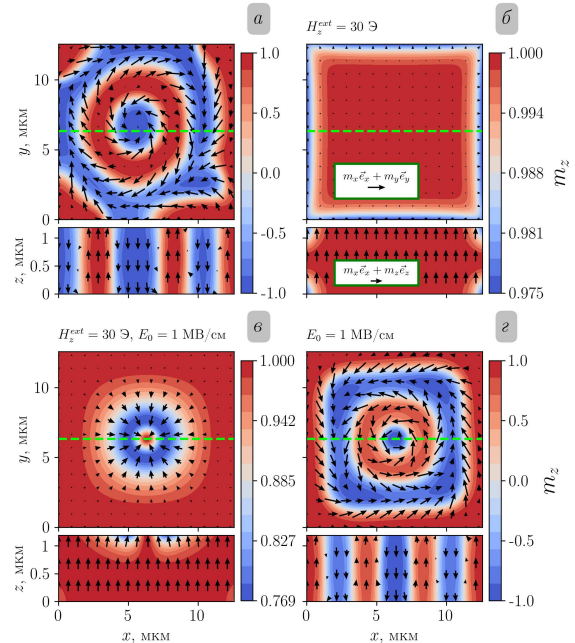


Рис. 4. Последовательность конфигураций намагниченности, демонстрирующая зарождение доменов электрическим полем точечного заряда: *а* — случайная доменная структура; *б* — монодоменное состояние, вызванное магнитным полем $H_z^{ext} = 30$ Э; *в* — влияние электрического поля точечного заряда с $E_0 = 1$ МВ/см на однородную намагниченность; *г* — возникающая при выключении магнитного поля доменная структура. Цветом показана компонента намагниченности m_z , стрелками — векторная сумма компонент намагниченности, попадающих в плоскость рисунка. На каждом рисунке сверху приведен верхний срез образца, снизу — сечение образца вдоль зеленой линии

ское поле снято, нет. Для того, чтобы ее увидеть, нужно детально рассмотреть вертикальное сечение образца, проходящий через центр симметрии электрического поля (такие сечения представлены на каждом рис. 4, а-г, внизу).

Более подробные сечения доменной структуры вертикальной плоскостью, проходящей через центр симметрии электрического поля, приведены на рис. 6: слева (рис. 6, а) доменная структура под воздействием электрического поля точечного заряда, справа — без него (рис. 6, б). Цветовая схема позволяет рассмотреть скрученность доменных стенок: между доменами (вертикальные стрелки) вблизи горизонтальных поверхностей образца поля размагничивания стремятся увеличить компоненту m_x по абсолютной величине. Так как поверхностные магнитные заряды, находящиеся в рамках одного домена на разных поверхностях, имеют различные знаки, ДС приобретает компоненту m_x , которая меняет знак по толщине образца. При этом у соседних ДС вблизи поверхности образца компоненты m_x оказываются разного знака — это проявляется в виде чередующихся по цвету областей на рис. 6. Из этого рисунка следуют два вывода. Во-первых, электрическое поле возмущает намаг-

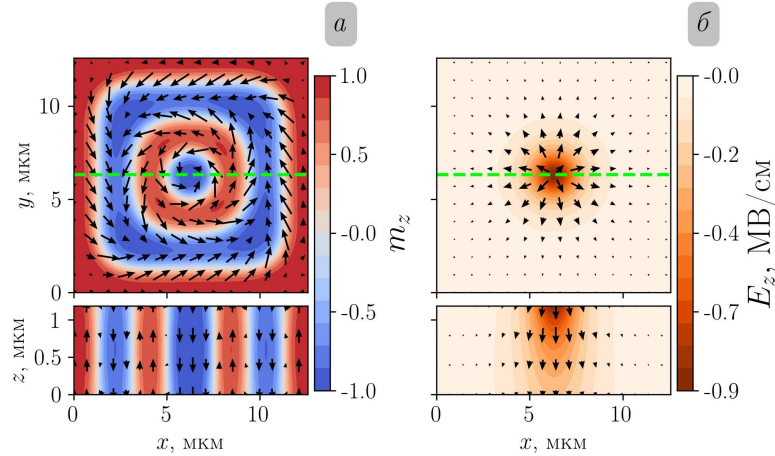


Рис. 5. Доменная структура после выключения электрического поля: *a* — состояние намагниченности после снятия электрического и магнитного поля, *б* — структура электрического поля, вызывающего скос намагниченности и задающего положение центрального домена

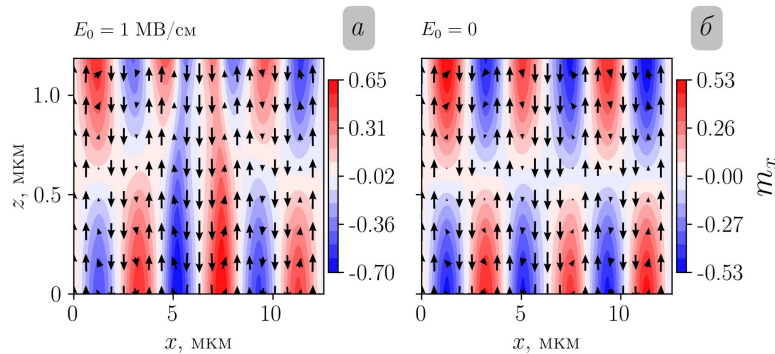


Рис. 6. Сравнение вертикальных сечений доменной структуры, находящейся во внешнем электрическом поле точечного заряда (*a*), и без него (*б*). Сечения проведены через центр симметрии электрического поля точечного заряда. Стрелками показана векторная сумма компонент намагниченности, попадающих в плоскость рисунка (m_x, m_z). Цветовая схема отражает компоненту m_x

ниченность в домене вблизи верхней поверхности в соответствии с результатом раздела 1. Это возмущение на рис. 6, *a* выглядит как дополнительная пара из красного и синего пятен у верхней поверхности по сравнению с нижней. Во-вторых, из сравнения рис. 6, *a* с рис. 6, *б* следует, что неоднородное МЭ взаимодействие способствует более высоким значениям m_x у нижней границы ($m_x = -0.70$ на рис. 6, *a* против $m_x = -0.53$ на рис. 6, *б*). Это объясняется тем, что структура скрученной ДС у нижней поверхности образца имеет такое направление разворота (киральность), которое дает электрическую поляризацию, совпадающую по направлению с внешним электрическим полем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы аналитически показали, что выражение (2), описывающее неоднородное МЭ взаимодействие на макроскопическом уровне, дает вклад в статическое граничное условие для намагниченности. Из численных расчетов следует, что модифицированное граничное условие приводит

к влиянию внешнего электрического поля на однородную намагниченность: изменение величин компонент намагниченности составляет около 10% при напряженности электрического поля 1 МВ/см. Также на основе модели с пониженной магнитной анизотропией было показано, что новое граничное условие приводит к зарождению магнитных доменов. С нашей точки зрения, экспериментальное подтверждение полученных результатов в первую очередь должно опираться на магнитооптический эффект Керра, так как воздействие внешнего электрического поля на однородную намагниченность наиболее сильно проявляется вблизи поверхности пленки, но не в объеме.

Исследование распределений намагниченности для образца, используемого в экспериментальных исследованиях (п. 2.2) выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 25-79-30019 <https://rscf.ru/project/25-79-30019/>.

Исследование по теоретической задаче о зарождении доменов (п. 2.3) выполнено в рамках государственного задания Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

- [1] Liang X., Matyushov A., Hayes P. et al. // *IEEE Transactions on Magnetics*. **57**, N 8. 1. (2021).
- [2] Guo Y., Zhang X., Huang Z. et al. // *npj Spintronics*. **2**, N 1. (2024).
- [3] Bary'achtar V.G., L'vov V.A., Jablonskii D.A. // *JETP Letters*. **37**. 673. (1983).
- [4] Mostovoy M. // *Annual Review of Materials Research*. **96**, N 6. (2006).
- [5] Cheong S.-W., Mostovoy M. // *Nature Materials*. **6**, N 1. 13. (2007).
- [6] Tokura Y., Kanazawa N. // *Chemical Reviews*. **121**, N 5. 2857. (2020).
- [7] Yang H., Liang J., Cui Q. // *Nature Reviews Physics*. **5**, N 1. 43. (2022).
- [8] Tagantsev A.K. // *Soviet Physics Uspekhi*. **30**, N 7. 588. (1987).
- [9] Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. **86**, № 2. 124. (2007). (A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev et al. // *JETP Letters*. **86**, N 2. 115. (2007).)
- [10] A. Logginov, G. Meshkov, A. Nikolaev et al. // *Solid State Phenomena*. **152-153**. 143. (2009).
- [11] Пятаков А.П., Сергеев А.С., Николаева Е.П. и др. // УФН. **185**, № 10. 1077. (2015). (A.P. Pyatakov, A.S. Sergeev, E.P. Nikolaeva et al. // *UFN*. **185**, N 10. 1077. (2015).)
- [12] Куликова Д.П., Пятаков А.П., Николаева Е.П. и др. // Письма в ЖЭТФ. **104**, № 3. 196. (2016). (D.P. Kulikova, A.P. Pyatakov, E.P. Nikolaeva et al. // *JETP Letters*. **104**, N 3. 197. (2016).)
- [13] Kulikova D.P., Gareev T.T., Nikolaeva E.P. et al. // *physica status solidi (PRL)*. **12**. N 6. 1800066. (2018).
- [14] Antipin K.S., Gareev T.T., Myasnikov N.V. et al. // *Journal of Applied Physics*. **129**. N 2. 24103. (2021).
- [15] Подклетнова А.А., Колошенко М.А., Мясников Н.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. **118**, № 4. 259. (2023). (A.A. Podkletnova, M.A. Kolyushenkov, N.V. Myasnikov et al. // *JETP Letters*. **118**, N 4. 262. (2023).)
- [16] Myasnikov N., Podkletnova A., Nikolaeva E. et al. // *JMMM*. **595**. 171497. (2024).
- [17] Liu T., Vignale G. // *Physical Review Letters*. **106**. N 24. 247203. (2011).
- [18] Liu T., Vignale G. // *Journal of Applied Physics*. **111**. N 8. 083907. (2012).
- [19] Zhang X., Liu T., Flatté M.E. et al. // *Physical Review Letters*. **113**. N 3. 37202. (2014).
- [20] Millat J. Domains and Domain Walls in Soft Magnetic Materials, Mostly. Chapter in Book «Applied Magnetism» ed. Richard Gerber, C.D. Wright, G. Asti. Springer Dordrecht., 1994.
- [21] Rado G.T., Weertman J.R. // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. **11**. N 3-4. 315. (1959).
- [22] Rohart S., Thiaville A. // *Physical Review B*. **88**. N 18. 184422. (2013).
- [23] Mulkers J., Hals K.M.D., Leliaert J. et al. // *Physical Review B*. **98**. N 6. 64429. (2018).
- [24] Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M. et al. // *AIP Advances*. **4**. N 10. 107133. (2014).
- [25] Арзамасцева Г.В., Балбашов А.М., Лисовский Ф.В. и др. // ЖЭТФ. **147**, № 4. 793. (2015). (G.V. Arzamastseva, A.M. Balbashov, F.V. Lisovskii et al. // *JETP*. **120**, N 4. 687. (2015).)
- [26] Dikshstein I.E., Lisovskii F.V., Mansvetova E.G. et al. // *JETP*. **59**. N 4. 863. (1984).

Contribution of inhomogeneous magnetoelectric interaction to the static boundary condition for magnetization

N. V. Myasnikov^{1,2,a}, A. P. Pyatakov^{1,2,b}

¹Department of Physics of Oscillation, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University
Moscow 119991, Russia

²MIREA Russian Technological University, Moscow 119454, Russia
E-mail: ^amyasnikovnv@my.msu.ru, ^bpyatakovap@my.msu.ru

In materials with inhomogeneous magnetoelectric interaction, micromagnetic structures like domain walls possesses electric polarization and are able to react to an external electric field. This interaction is described by free energy containing derivatives of the magnetization vector field with respect to spatial coordinates, which leads to a modification of the standard boundary condition for magnetization provided by the exchange interaction. In this paper, it is shown that a new contribution to the static boundary condition leads to the influence of an external electric field on the homogeneous magnetization and favors the nucleation of magnetic domains.

PACS: 75.85.+t, 75.60.Ch

Keywords: inhomogeneous magnetoelectric interaction, domain wall, Dzyaloshinskii–Moriya interaction.

Received 15 March 2026.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2026. **81**, No. 2. Pp. .

Сведения об авторах

- Мясников Никита Валерьевич — аспирант физического факультета МГУ; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: myasnikovnv@my.msu.ru.
- Пятаков Александр Павлович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-41-38, e-mail: pyatakovap@my.msu.ru.