

УДК 537.6/.8

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВЫХ ВОЛН ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ДОМЕННУЮ СТЕНКУ В МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ С НЕОДНОРОДНЫМ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

© 2025 г. Н. В. Мясников*, А. П. Пятаков

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова», Москва, Россия

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «МИРЭА — Российский технологический университет», Москва, Россия

*e-mail: miasnikov.nv16@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 16.09.2024 г.

Принята в печать 30.09.2024 г.

Выполнено моделирование динамики воздействия электрического поля на доменную стенку в магнитных пленках с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. Показано, что воздействие как однородного, так и неоднородного электрического поля на доменные стенки Блоха и Нееля приводит к возбуждению спиновых волн.

Ключевые слова: микромагнетизм, неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие, спиновые волны

DOI: 10.31857/S0367676525010228, **EDN:** CYUQDG

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в мире активно развиваются новые отрасли электроники такие как спинтроника [1] и магноники [2]. В рамках спинтроники рассматривают все возможные устройства электроники, связанные с управлением магнитным моментом. Это управление может принимать форму переноса спина за счет создания спин-поляризованных токов, или форму переключения магнитного момента за счет спин-поляризованного тока или электрического поля. В области магноники основным предметом исследования являются спиновые волны, т. е. волны прецессии магнитного момента. Такие волны в качестве переносчика информации обладают рядом преимуществ: для спиновых волн как коллективных возбуждений магнитной подрешетки невозможна утечка в окружающее пространство, не обладающее упорядоченной магнитной структурой; короткие спиновые волны могут способствовать миниатюризации устройств вплоть до размера элементарной ячейки; даже при комнатной температуре спиновые волны в ферритах гранатах могут проходить тысячи своих длин [2].

Управление магнитным моментом с помощью электрического поля в ферромагнетиках может быть осуществлено за счет неоднородного маг-

нитоэлектрического взаимодействия. Это взаимодействие, на микроскопическом уровне обеспечиваемое взаимодействием Дзялошинского—Мория [3–5], способствует появлению у микромагнитных структур в среде с неоднородным распределением намагниченности (например, у доменных стенок) электрической поляризации [6, 7]. Поскольку взаимодействие Дзялошинского—Мория является анизотропной поправкой к изотропному обменному взаимодействию, возникающей за счет спин-орбитального взаимодействия, неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие может проявляться в ферро-, ферри-, антиферромагнетиках. Таким образом, доменная стенка — переходная область между двумя магнитными доменами, где вектор намагниченности претерпевает разворот, — может реагировать на внешнее электрическое поле [8]. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие позволяет также создавать цилиндрические магнитные домены со 180° и 90° ориентацией доменных стенок [9, 10]. Важным аспектом является то, что в работах [7–9] для анализа эффектов не применяются динамические модели. Моделирование движения доменной стенки во внешнем электрическом поле представляет интерес, так как, с одной стороны, относится

к области спинтроники и магнитоэлектрического эффекта, а с другой стороны, движение доменной стенки во внешнем электрическом поле может рассматриваться в рамках магноники как способ возбуждения спиновых волн по аналогии с обсуждаемым способом возбуждения спиновых волн за счет продвижения доменной стенки во внешнем магнитном поле [11]. Кроме того, из классической литературы известно, что теоретический анализ динамики движения доменной стенки является отдельной и сложной задачей [12, 13]. В данной работе теоретически и численно исследуется простейший случай динамики движения ферромагнитной доменной стенки во внешнем электрическом поле, приводящий к возбуждению спиновых волн.

ТЕОРИЯ

Для расчета динамики намагниченности в микромагнитном приближении использовалось уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта:

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

где \vec{m} — безразмерное векторное поле намагниченности, имеющее в каждой точке модуль, равный единице, \vec{H}^{eff} — эффективное магнитное поле, γ — гиромагнитное отношение, α — показатель затухания для данного материала. В дальнейшем подразумевается, что уравнение (1) используется для описания динамики намагниченности в ферромагнитном материале, характеризуемом параметрами пленок феррита граната, которые являются популярными элементами в возможных устройствах магноники [14, 15], поэтому все параметры задачи (например, намагниченность насыщения M_s) характеризуют (по порядку величины) именно пленки феррита граната. Ферриты граната являются ферримагнетиками, но наиболее сильное обменное взаимодействие связывает в них две магнитные подрешетки [12] и делает магнитные моменты подрешеток коллинеарными в статике. Поэтому для наглядности мы используем статические параметры пленок ферритов граната. Эффективное магнитное поле определяется как отрицательная вариационная производная свободной энергии по вектору намагниченности:

$$\vec{H}^{\text{eff}} = -\frac{1}{M_s} \frac{\delta F(\vec{m})}{\delta \vec{m}}. \quad (2)$$

Свободная энергия неоднородного электрического взаимодействия описывается следующим выражением [5, 6]:

$$F_{\text{ме}} = -\gamma_{\text{ме}} (\vec{E} \cdot (\vec{m}(\nabla \cdot \vec{m}) + [\vec{m} \times [\nabla \times \vec{m}]])), \quad (3)$$

где $\gamma_{\text{ме}}$ — магнитоэлектрическая постоянная, \vec{E} — электрическое поле внутри материала, задаваемое внешним источником. В выражении (3) сомножитель, скалярно умножаемый на вектор электрического поля, играет роль электрической поляриза-

ции, наведенной неоднородным распределением намагниченности. Энергии $F_{\text{ме}}$ соответствует в согласии с выражением (2) эффективное магнитное поле со следующими компонентами в декартовой системе координат [6]:

$$(H_{\text{ме}}^{\text{eff}})_i = \gamma_{\text{ме}} (2E_i \partial_\beta m_\beta - 2E_\beta \partial_i m_\beta + m_\beta \partial_\beta E_i - m_\beta \partial_i E_\beta). \quad (4)$$

Поскольку речь идет о влиянии электрического поля на намагниченность \vec{m} , которая характерна для доменной стенки, нужно задать энергию обменного взаимодействия и энергию магнитной анизотропии. Для анализа была выбрана простейшая модель, в которой справедливы следующие выражения для плотности энергии обменного взаимодействия и магнитной анизотропии соответственно:

$$F_{\text{ex}} = A \sum_{i=1,3} (\nabla m_i \cdot \nabla m_i) \quad (5)$$

$$F_{\text{an}} = -K_u m_z^2, \quad (6)$$

где $A = 1 \cdot 10^{-7}$ эрг/см — константа обменного взаимодействия, $K_u = 1000$ эрг/см³ — константа одноосной магнитной анизотропии. Геометрия задачи приведена на рис. 1а. Для суммы энергий (5), (6) известно классическое одномерное решение

$$m_x = \sin(\theta_w(y)) \cos(\varphi_w), \quad (7)$$

$$m_y = \sin(\theta_w(y)) \sin(\varphi_w), \quad (8)$$

$$m_z = \cos(\theta_w(y)), \quad (9)$$

$$\theta_w(y) = 2 \arctg \left(\exp \left(\frac{y}{\Delta_w} \right) \right), \quad (10)$$

описывающее доменную стенку Блоха [12, 16] при $\varphi_w = 0$, $\varphi_w = \pi$ и доменную стенку Нееля при $\varphi_w = \pi/2$, $\varphi_w = 3\pi/2$. Здесь $\Delta_w = \sqrt{A / (K_u + 2\pi M_s^2 (\sin \varphi_w)^2)}$ — параметр, определяющий ширину доменной стенки, φ_w — угол, определяющий положение намагниченности в плоскости пленки. Заметим, во-первых, что в классической доменной стенке Блоха с энергетической точки зрения различные состояния с $\varphi_w = 0$ и $\varphi_w = \pi$ неразличимы и, во-вторых, что доменная стенка Блоха в статике не дает вклада в неоднородный магнитоэлектрический эффект, так как выражение (3) для структуры (7) при $\varphi_w = 0$ и $\varphi_w = \pi$ равно нулю.

Прежде чем обращаться к численному моделированию, следует провести аналитические выкладки, насколько это возможно. Будем рассматривать аналитически одномерную доменную стенку, к которой прикладывается однородное электрическое поле. Важно отметить, что выражение (3) содержит вектор электрического поля, которое может быть как неоднородным, так и однородным. Здесь, в аналитическом рассмотрении, используется однородное электрическое поле с целью сохранить возмож-

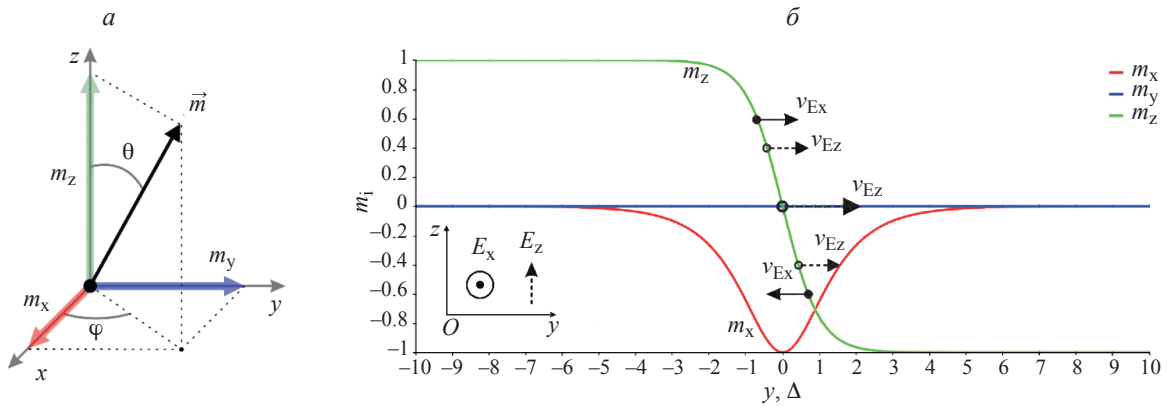


Рис. 1. Геометрия задачи и структура доменной стенки Блоха: геометрия задачи с отмеченными компонентами намагниченности m_x , m_y , m_z и углами θ , φ , задающими нормированный вектор намагниченности (а); структура доменной стенки Блоха (б): линиями отмечены зависимости компонент вектора намагниченности от координаты; стрелками отмечены скорости, сообщаемые однородным электрическим полем (E_x или E_z) доменной стенке в первый момент динамики. Координата отсчитывается в единицах ширины доменной стенки $\Delta = \sqrt{A/K_u} = 100$ нм.

ность сделать простые выводы и сравнить их с результатами численного эксперимента. В состоянии равновесия доменной стенки, которое описывается выражениями (7–10), перед приложением электрического поля суммарное эффективное магнитное поле обменного взаимодействия и магнитной анизотропии равно нулю, поэтому в первый момент времени после приложения электрического поля доменная стенка находится в эффективном поле $\vec{H}_{\text{ме}}^{\text{eff}}$. Уравнение (1) может быть записано для угла θ [12, 13], который определяет положение намагниченности относительно оси Oz (здесь и далее она совпадает с нормалью к поверхности магнитной пленки). Эффективное поле (4) приводит к следующему дифференциальному уравнению для угла θ , описывающего намагниченность в произвольной доменной стенке, при однородном электрическом поле E_x , направленном по оси Ox :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -v_{E_x} \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad (11)$$

где $v_{E_x} = 2\gamma\gamma_{\text{ме}}E_x \cos(\theta)/M_s$. Для случая однородного поля E_z справедливо следующее уравнение:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = v_{E_z} \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad (12)$$

где $v_{E_z} = 2\gamma\gamma_{\text{ме}}E_z \sin(\theta) \cos(\varphi)/M_s$, φ — азимутальный угол, задающий положение намагниченности в плоскости пленки (см. рис. 1а). Уравнения (11), (12) относятся к классу уравнений переноса с известным решением вида $f(t - y/v(\theta))$, где $v(\theta)$ — коэффициент при производной по пространственной координате, имеющий размерность скорости. Важно отметить, что из уравнения (12) следует важный вывод о том, что неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к различной динамике доменной стенки Блоха с положительной и отрицательной компонентами m_x , поскольку скорость сдвига v_{E_z} пропорциональна $\cos(\varphi)$, который при $\varphi = 0, \pi$ задает струк-

туру разворота намагниченности. Другими словами, две доменные стенки Блоха с различным знаком m_x в однородном электрическом поле E_z будут двигаться в противоположных направлениях. На рис. 1б приведена зависимость компонент вектора намагниченности от координаты в доменной стенке Блоха, описываемой выражениями (7–10), и соответствующие направления скоростей из выражений (11) и (12), сообщаемых доменной стенке электрическим полем в начальный момент времени после включения электрического поля. В соответствии с (7–10) $v_{E_z} \sim m_x$ и имеет постоянный знак по ширине доменной стенки Блоха, в то время как $v_{E_x} \sim m_z$ и меняет знак по ширине доменной стенки Блоха. Отсюда следует, что однородное электрическое поле E_x не сдвигает доменную стенку как целое, но приводит на ранних этапах динамики к сжатию или уширению доменной стенки — в зависимости от знака E_x . При этом однородное электрическое поле E_z приводит в динамике к сдвигу доменной стенки Блоха как целого. Также из уравнения (12) следует, что доменная стенка Нееля ($\varphi = \pi/2, 3\pi/2$) не будет реагировать на электрическое поле, направленное по нормали к пленке, но будет изменять свою ширину в электрическом поле E_x подобно доменной стенке Блоха. Строго говоря, уравнения (11), (12) являются применимыми только в начальный момент времени после приложения электрического поля ступенькой, поскольку баланс между энергиями магнитной анизотропии и обменного взаимодействия нарушается в последующие моменты времени. Поэтому нужно решать уравнение (1) численно.

Для возможного сравнения следует также привести закон дисперсии для обменных спиновых волн с малой амплитудой, распространяющихся в ферромагнитном материале без доменных стенок [17]:

$$\omega^2 = (\omega_a + \omega_{ex}) \left(\omega_a + \omega_{ex} + \omega_M \frac{k_x^2 + k_y^2}{k^2} \right),$$

$$\omega_{an} = \gamma \frac{2K_u}{M_s}, \quad (13)$$

$$\omega_{ex} = \gamma \frac{2A}{M_s} k^2,$$

$$\omega_M = 4\pi\gamma M_s,$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ — квадрат модуля волнового вектора, ω_{an} , ω_{ex} , ω_M — частоты, задаваемые соответственно магнитной анизотропией, изотропным обменным взаимодействием, полями размагничивания. Таким образом, частота прецессии пропорциональна квадрату волнового вектора. Следует отметить, что выражения (13) получены в приближении малой и неизменной со временем амплитуды прецессии. В случае $k = 0$ магнитные моменты прецессируют синхронно в эффективном магнитном поле магнитной анизотропии. Это поле при заданных параметрах задачи имеет величину 500 Э, что соответствует частоте ферромагнитного резонанса $\omega_{an}/(2\pi) = 1.4$ ГГц.

МЕТОД ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Численное решение уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта проводилось с помощью метода конечных элементов на основе библиотеки FEniCS [18, 19]. В одномерной модели на отрезок, соответствующий одной ширине доменной стенки $\Delta = \sqrt{A/K_u}$, приходилось 30 узлов вычислительной сетки, в двумерной — 7 узлов. Расчет выполнялся с учетом размагничивающих полей: в случае одномерной модели использовалось дополнительное энергетическое слагаемое $F_M = 2\pi M_s^2 m_y^2$, в случае двумерной модели структура размагничивающих полей вычислялась из уравнения Пуассона для скалярного потенциала $\Delta u = 4\pi M_s \operatorname{div} \vec{m}$. Вычисления проводились при коэффициенте затухания $\gamma = 0.0001$, $M_s = 4$ Гс, напряженности электрического поля 3 МВ/см. Электрическое поле подавалось в систему ступенькой во времени. Такая величина электрического поля необходима для наглядности результатов и возможности рассматривать свойства спиновых волн.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В этом разделе обсуждаются результаты численного моделирования. На протяжении всего раздела они сравниваются с выводами, следующими из уравнений (11), (12), но речь идет о численном решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта (1) и графическом представлении этого решения. В одномерной модели на основе уравнения (1) с начальным условием (7–10) была получена зависимость вектора намаг-

нитненности в доменной стенке Блоха от времени. Результаты расчета для различного направления однородного электрического поля приведены на рис. 2. При приложении электрического поля E_z доменная стенка за время 565 пс из своего начального состояния (рис. 2а) сдвигается вправо (рис. 2б) в соответствии с выводом, следующим из уравнения (12), при этом по ходу движения доменной стенки возникают спиновые волны. Кроме того, при изменении в начальном состоянии доменной стенки знака компоненты m_x на противоположный за тот же период времени доменная стенка Блоха смещается в противоположном направлении (рис. 2в). При приложении электрического поля $-E_x$ за время 847.5 пс доменная стенка как целое не испытывает сдвига (рис. 2г), как и следует из уравнения (11), но слева и справа от доменной стенки возникают спиновые волны. Доменная стенка Нееля, стабилизированная внешним магнитным полем, превышающим поле размагничивания в два раза, при приложении электрического поля $-E_x$ испытывает схожую динамику — она как целое остается на месте, но на периферии возникают спиновые волны (рис. 3а,б). При этом численный расчет показывает, что доменная стенка Нееля не реагирует на однородное электрическое поле e_z (рис. 3в), как и утверждалось в предыдущем разделе.

Для того, чтобы проанализировать свойства возбуждаемых таким образом спиновых волн для каждого направления электрического поля был выбран фрагмент зависимости m_y (для стенки Блоха) и m_x (для стенки Нееля) от координат и времени, содержащий несколько длин волн. Для доменной стенки Нееля такой фрагмент приведен на рис. 3г. На рис. 3д приведена зависимость модуля амплитуды спектра функции $m_x(t, y)$ по времени от частоты и координаты фрагмента. Данная зависимость показывает, что характерная частота спиновых волн в случае доменной стенки Нееля и электрического поля $-E_x$ составляет 7.5 ГГц. Также на рис. 3д видно, что с ростом координаты частота прецессии увеличивается. Это может быть объяснено тем, что нелинейность динамики приводит к тому, что прецессия намагнитненности не является изохронной, т. е. частота прецессии зависит от ее амплитуды. Можно выделить как минимум один фактор, задающий характер этой связи. На данном участке наиболее сильное эффективное магнитное поле, задающее свойства прецессии плоскостных компонент намагнитненности, создает магнитная анизотропия. Это эффективное поле, как следует из (2) и (6), пропорционально m_z . Поскольку на рис. 3д с удалением от доменной стенки амплитуда плоскостных компонент m_x , m_y естественным образом падает, компонента m_z растет, а следовательно большее по величине эффективное магнитное поле задает более высокую частоту прецессии. Конечно,

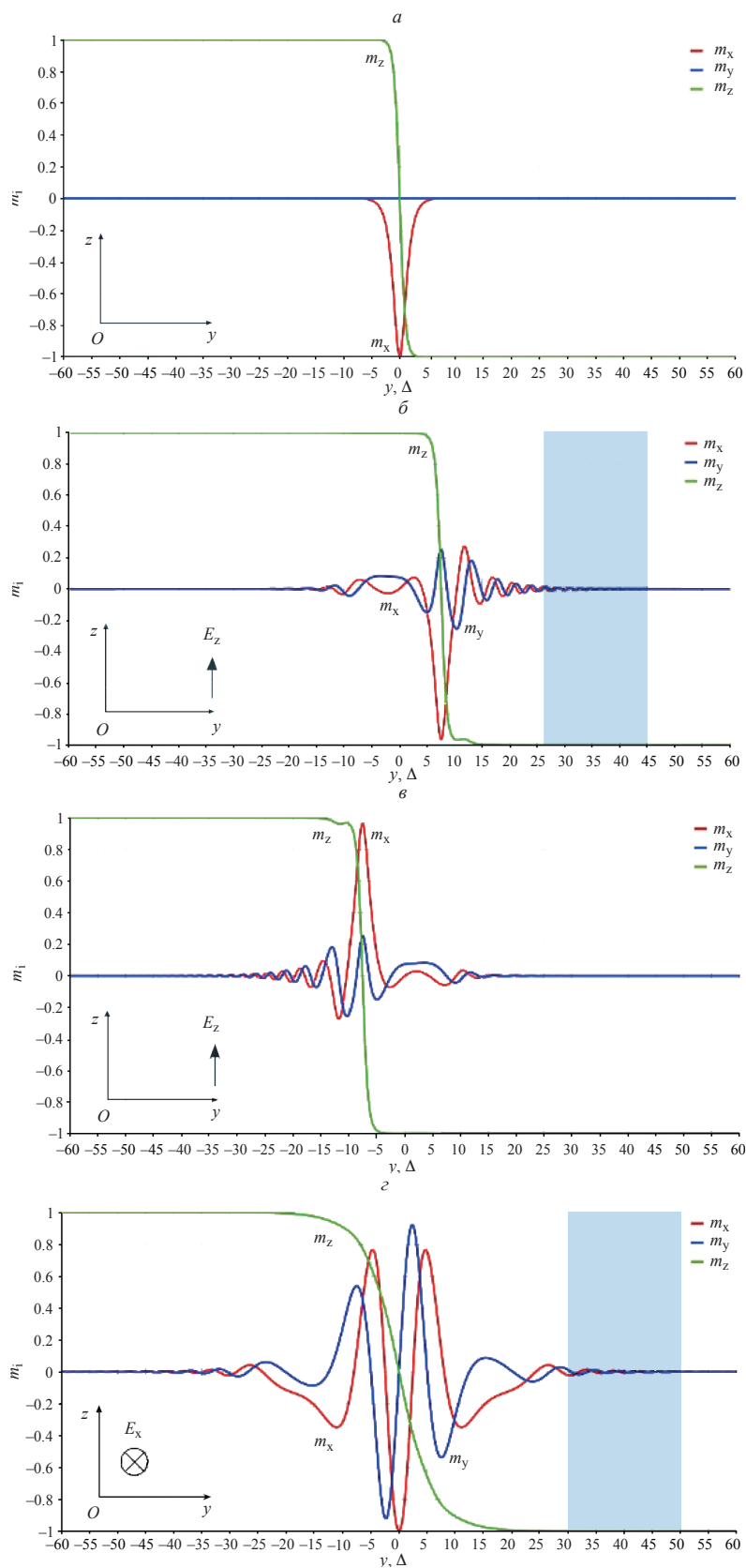


Рис. 2. Результат численного моделирования доменной стенки Блоха: начальное состояние (а); с изначально отрицательной компонентой m_x через $t = 565$ пс при однородном поле E_z (б); с изначально положительной компонентой m_x через $t = 565$ пс при однородном поле E_z (в); через $t = 847.5$ пс при однородном поле $-E_x$ (г). Координата отсчитывается в единицах ширины доменной стенки $\Delta = \sqrt{A/K_u} = 100$ нм. Синей заливкой показаны области, выбранные для вычисления спектральных характеристик.

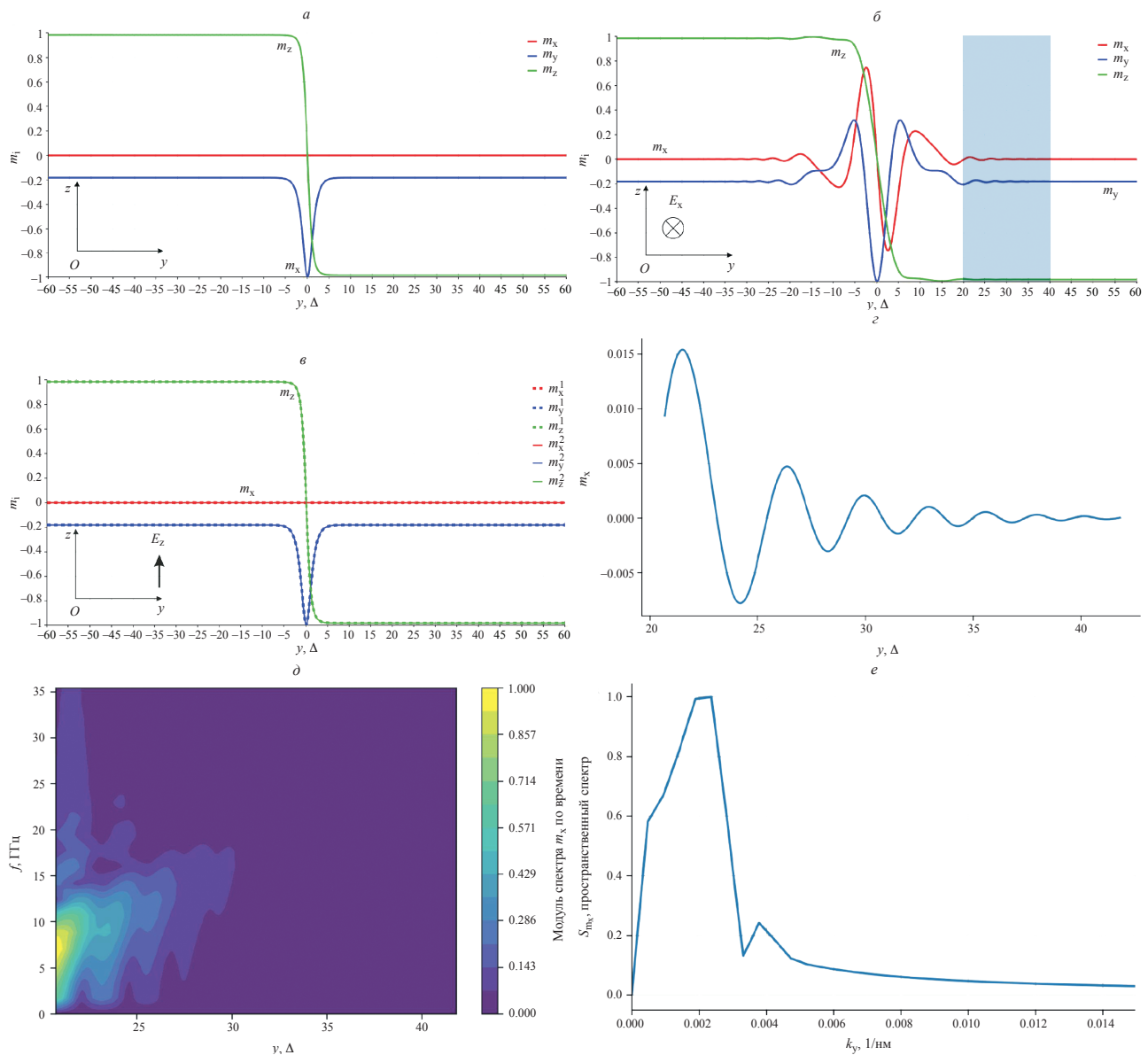


Рис. 3. Результат численного моделирования доменной стенки Нееля: начальное состояние (а); структура в момент времени $t = 565$ пс после приложения однородного электрического поля $-E_x$ (б), синей заливкой показана область, выбранная для вычисления спектральных характеристик; структура, которая не реагирует на однородное электрическое поле E_z (численный расчет) (в), верхними индексами отмечено начальное и конечное состояния; компонента намагниченности m_x в момент времени $t = 565$ пс в выбранной области (г); зависимость спектра функции $m_x(t, y)$ по времени для каждой координаты фрагмента (д); спектр функции $m_x(y)$ по координате в момент времени $t = 565$ пс (е).

для рассматриваемой модели такое соображение является очень простым, но оно показывает, что рост частоты спиновых волн с отдалением от доменной стенки не является неожиданным. Более строгое рассмотрение в перспективе можно получить на основе анализа влияния всех взаимодействий на дисперсионные соотношения для спиновых волн. На рис. 3е приведена зависимость модуля спектра функции $m_x(t, y)$ по пространственной координате от пространственной частоты для момента времени $t = 565$ пс. Эта зависимость показывает, что характерная длина спиновой волны составляет 500 нм. Аналогичным образом, для доменной стенки Блоха были выбраны фрагменты рис. 1, вы-

деленные синей заливкой. Для случаев однородного электрического поля E_z и $-E_x$, прикладываемого к доменной стенке Блоха, характерные частоты и длины волн составляют 15 ГГц, 200 нм и 7.5 ГГц, 500 нм соответственно.

В двумерной модели также происходит возбуждение спиновых волн при воздействии электрического поля точечного заряда. На рис. 4а приведено начальное состояние доменной стенки Блоха и положение точечного заряда. За время 170 пс после приложения электрического поля ступенькой доменная стенка искривляется и сдвигается (рис. 4б). В данном случае компонента электрического поля по оси Oz имеет отрицательный знак,

а компонента m_x положительный знак ($\cos(\varphi) > 0$). При такой конфигурации уравнение (12) описывает направление смещения доменной стенки, соответствующее рис. 4б. Электрическое поле вызывает помимо сдвига доменной стенки возбуждение спиновых волн, которые отражены в распределении компоненты m_x на рис. 4б и в распределении компонент m_x, m_y (рис. 4в), построенных вдоль конкретного направления, отмеченного на рис. 4б. На рис. 4г приведен спектр компоненты m_y по времени для каждой точки фрагмента. Отсюда следует, что характерная частота возбуждаемых спиновых волн составляет 12.5 ГГц. Из пространственного спектра на рис. 4д следует, что характерная длина спиновой волны в двумерной модели составляет 300 нм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, с помощью микромагнитного моделирования на основе уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта для ферромагнитного материала показано, что в пленках с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием приложение как однородного, так и неоднородного электрического поля к доменным стенкам Блоха и Нееля приводит к возбуждению спиновых волн с характерными частотами около 10 ГГц и длинами волн порядка 100 нм. Полученный набор пар частот и длин волн (15 ГГц, 200 нм), (7.5 ГГц, 500 нм), (12.5 ГГц, 300 нм) качественно

удовлетворяет дисперсионному соотношению (13): чем меньше длина волны, тем больше частота. Также показано, что на основе приближенных уравнений переноса (11), (12) оказывается возможным делать вывод о наличии или отсутствии сдвига доменной стенки, о связи его знака с полярностью электрического поля и структурой доменной стенки. Здесь важно отметить, что в отличие от статической модели динамическая модель допускает возможность воздействия электрического поля на доменную стенку Блоха. Данные выводы предполагают дальнейшую экспериментальную работу по детектированию спиновых волн, проверке связи направления электрического поля со свойствами сдвига доменной стенки. С теоретической точки зрения, важным является вопрос о влиянии электрического поля на дисперсионное соотношение для возбуждаемых спиновых волн, а также вопрос о зависимости свойств спиновых волн от амплитуды электрического поля. Также возникает вопрос о применимости результатов работы к случаю ферримагнитных материалов. Известно [12], что в ферримагнетиках возможны два типа прецессии магнитных моментов двух подрешеток: низкочастотная (характерные частоты сравнимы с частотами для ферромагнетика), когда магнитные моменты подрешеток остаются коллинеарными, и высокочастотная, когда коллинеарность нарушается. Второй тип прецессии позволяет использовать ферримагнетики

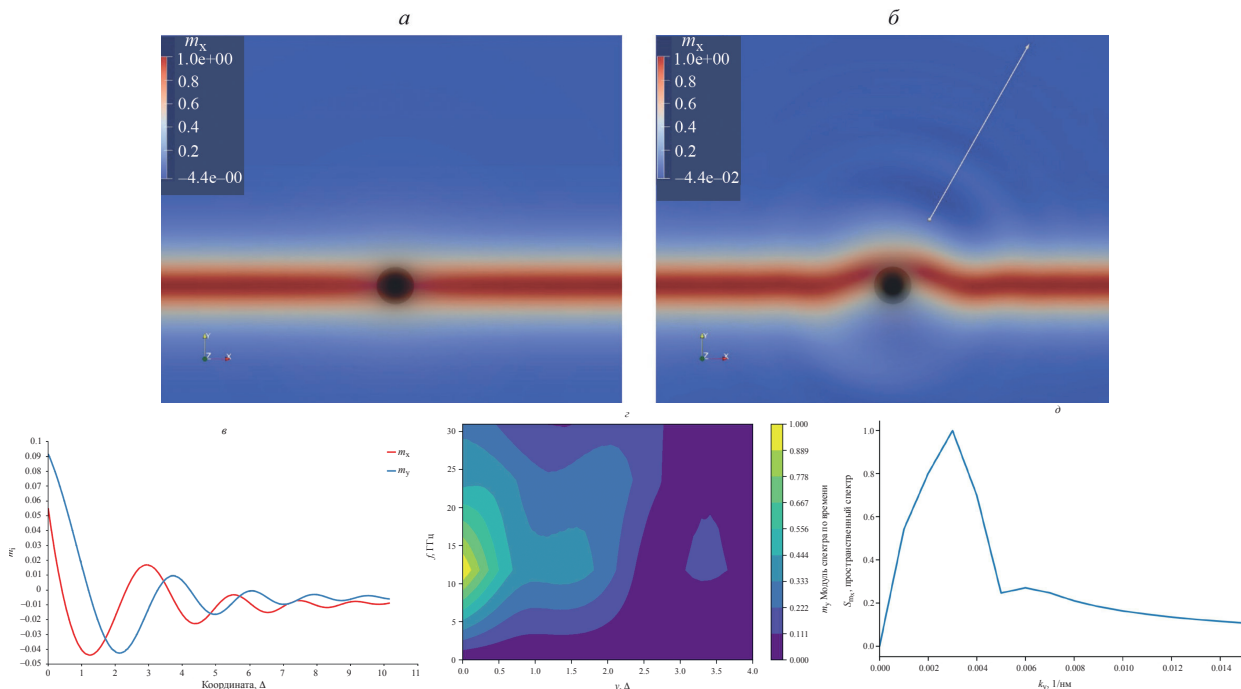


Рис. 4. Двумерное численное моделирование возбуждения спиновых волн электрическим полем: зависимость компоненты m_x в доменной стенке Блоха от координат в начальный момент времени и положение точечного электрического заряда, показанное затемненным кругом (а); зависимость компоненты m_x в доменной стенке Блоха от координат в момент времени $t = 170$ пс (б); зависимость плоскостных компонент намагниченности от координаты вдоль линии, отмеченной на рисунке б, в момент времени $t = 170$ пс (в); спектр функции $m_y(t, y)$ по времени для каждой координаты фрагмента (г); спектр функции $m_y(r)$ по координате в момент времени $t = 170$ пс (д).

для возбуждения спиновых волн в терагерцовом диапазоне [2]. В случае пленок ферритов граната обменное взаимодействие между подрешетками является наиболее сильным, в то время как взаимодействие Дзялошинского—Мория носит поправочный характер из-за малости константы спин-орбитального взаимодействия. Поэтому при невысоких прикладываемых электрических полях неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие не будет способно нарушить коллинеарность магнитных подрешеток и возбудить высокочастотные волны. Для оценки малости электрического поля можно указать, что при величине электрического поля 1 МВ/см величина неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия составляет несколько десятков процентов от поверхностной энергии доменной стенки [10], и соответственно, еще меньший процент от обменной энергии. Поэтому при величинах электрического поля, меньших 1 МВ/см, не стоит ожидать нарушения коллинеарности магнитных подрешеток в ферримагнетике. Для определения конкретных параметров прецессии и проверки высказанной гипотезы необходимо провести соответствующее моделирование. В случае антиферромагнетиков с числом магнитных подрешеток больше двух требуется отдельный расчет.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант № 075-15-2022-1131). Авторы выражают признательность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 22-1-2-49 «Молодой ведущий ученый (Теоретическая физика)»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bader S.D., Parkin S.S.P.* // Ann. Rev. Cond. Matter Phys. 2010. V. 1. No. 1. P. 71.
2. *Barman A., Gubbiotti G., Ladak S. et al.* // J. Phys. Cond. Matter. 2021. V. 33. Art. No. 413001.
3. *Дзялошинский И.Е.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. №. 6. С. 1547.
4. *Moriya T.* // Phys. Rev. 1959. V. 120. No. 1. P. 91.
5. *Zvezdin A.K., Pyatakov A.P.* // EPL. 2012. V. 99. No. 5. P. 57003.
6. *Pyatakov A.P., Meshkov G.A., Zvezdin A.K.* // J. Magn. Magn. Mater. 2012. V. 324. No. 21. P. 3551.
7. *Хомский Д.И.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 159. № 4. С. 581; *Khomskii D.I.* // JETP Lett. 2021. V. 132. No. 4. P. 482.
8. *Логгинов А.С., Мешков Г.А., Николаев А.В., Пятаков А.П.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 86. № 2. С. 124; *Logginov A.S., Meshkov G.A., Nikolaev A.V., Pyatakov A.P.* // JETP Lett. 2007. V. 86. P. 115.
9. *Kulikova D.P., Gareev T.T., Nikolaeva E.P. et al.* // Phys. Stat. Sol. (RRL). 2018. V. 12. Art. No. 1800066.
10. *Antipin K.S., Gareev T.T., Myasnikov N.V. et al.* // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. No. 2. Art. No. 24103.
11. *Yan M., Andreas C., Kákay A. et al.* // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 99. Art. No. 122505.
12. *Боков В.А.* Физика магнетиков. СПб.: Невский Диалект, 2002. 272 с.
13. *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
14. *Садовников А.В., Никитов С.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 6. С. 766; *Sadovnikov A.V., Nikitov S.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 6. P. 595.
15. *Губанов В.А., Кругляк В.В., Садовников А.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. № 3. С. 417; *Gubanov V.A., Kruglyak V.V., Sadovnikov A.V.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. No. 6. P. 362.
16. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2016. 656 с.
17. *Шавров В.Г., Щеглов В.И.* Динамика намагниченности в условиях изменения ее ориентации. М.: Физматлит, 2019. 472 с.
18. <https://fenicsproject.org>
19. *Abert C., Exl L., Bruckner F. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2013. V. 345. P. 29.

Simulation of spin waves excitation by the impact of an electric field on the domain wall in magnetic films with inhomogeneous magnetoelectric interaction

N. V. Myasnikov*, A. P. Pyatakov

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

MIREA — Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia

**e-mail: miasnikov.nv16@physics.msu.ru*

We simulated the dynamics of electric field impact on the domain wall in magnetic films with inhomogeneous magnetoelectric interaction. The result of the simulation is the fact that both homogeneous electric field and inhomogeneous electric field induce excitation of spin waves.

Keywords: micromagnetism, inhomogeneous magnetoelectric interaction, spin waves