

05,06

Микромагнитная структура доменной границы с блоховскими линиями в электрическом поле

© М.А. Борич^{1,2}, А.П. Танкеев^{1,2}, В.В. Смагин¹

¹ Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: borich@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 11 января 2016 г.)

Исследована микромагнитная структура доменной границы (ДГ) с периодически распределенными горизонтальными блоховскими линиями в ферромагнитной пленке, помещенной во внешнее электрическое поле. Влияние электрического поля на внутреннюю микромагнитную структуру ДГ обусловлено неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. Проведен детальный анализ возможных сценариев перестройки внутренней структуры ДГ, реализующихся при изменении напряженности электрического поля. Для каждого из рассмотренных сценариев рассчитаны статические характеристики системы, такие как энергия, профиль ДГ, эффективная толщина ДГ и электрическая поляризация.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Спин“, № 01201463330), по проекту фундаментальных исследований УрО РАН № 15-9-2-49, а также при частичной поддержке РФФИ (проект № 15-02-02000).

1. Введение

Известно, что доменные границы (ДГ) в эпитаксиальных пленках редкоземельных ферритов-гранатов имеют сложное внутреннее устройство. Микромагнитная структура ДГ этих пленок исследовалась в 70–80 годах XX века. Актуальность таких исследований была обусловлена тем, что эпитаксиальные пленки магнитных гранатов предполагалось использовать в качестве рабочих сред для запоминающих устройств на цилиндрических магнитных доменах [1,2]. В последующие годы активно изучалось влияние микромагнитной структуры ДГ на ряд физических явлений в магнетиках, таких как возбуждение и распространение спиновых, упругих и электромагнитных волн, ферромагнитный, ядерный магнитный и гамма-резонансы, а также электромагнитные потери в проводящих магнетиках [3].

В последнее десятилетие в физике магнитных материалов возник повышенный интерес к статическим и динамическим эффектам в магнетиках, обусловленным взаимодействием магнитной и электрической подсистем. Ряд теоретически предсказанных и экспериментально обнаруженных явлений демонстрирует, что микромагнитная структура ДГ и динамические свойства магнетиков могут изменяться под действием электрического поля. Некоторые эффекты могут проявляться на масштабе отдельных доменов или даже более мелких объектов: доменных границ, элементов их структуры, вихрей, линий Блоха и др. [4]. Удобными объектами для исследования систем, обладающих магнитоэлектрическим эффектом, стали упомянутые выше эпитаксиальные магнитные пленки ферритов-гранатов. Детальный анализ существующих представлений о природе магнитоэлектрической связи в этих пленках проведен в работе [5]. В настоящее

время, по-видимому, можно говорить о двух механизмах магнитоэлектрической природы: неоднородном магнитоэлектрическом взаимодействии [6] и локальном изменении константы магнитной анизотропии под действием градиента электрического поля [7]. В [8,9] приведены результаты теоретического исследования влияния электрического поля на микромагнитную структуру массивных образцов магнетиков с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием. В [10] описано влияние электрического поля на микромагнитную структуру ДГ в тонких пленках с учетом магнитостатики в рамках модели объемных и поверхностных „магнитных зарядов“, предложенной Шлеманом [11,12] (см. также [1]). В [10] была исследована структура скрученной ДГ в одноосной ферромагнитной пленке, помещенной во внешнее электрическое поле, когда ее профиль определяется конкуренцией магнитостатического и неоднородного магнитоэлектрического взаимодействий. Магнитостатическое взаимодействие приводит к тому, что ДГ становится скрученной и в ней появляются неелевские участки. Известно, что неелевские участки ДГ за счет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия способны реагировать на внешнее электрическое поле, что приводит к появлению эффективной электрической поляризации.

Известно [3], что существуют ДГ разного направления скрученности намагниченности M . Более того, имеются доменные границы, одна часть которых скручена в одном направлении, а другая — в противоположном. Переходную область, разделяющую участки ДГ с разной степенью скрученности, называют горизонтальной блоховской линией (ГБЛ). Известно, что обменное взаимодействие играет определяющую роль в формировании

структуры ГБЛ. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие тоже имеет обменное (релятивистское) происхождение (см., например, [13]). Поэтому исследование роли этого взаимодействия в формировании внутреннего устройства ДГ является актуальным.

Настоящая работа посвящена анализу структуры ДГ с горизонтальными блоховскими линиями в электрическом поле. ГБЛ относятся к наблюдаемым микромагнитным структурам не только в эпитаксиальных пленках магнитных гранатов [14], но и в пленках сплавов на основе Со, таких как СоPtCr [15]. Для тонких пленок задача расчета структуры ДГ с ГБЛ при одновременном учете неоднородного магнитоэлектрического и магнитоэлектрического взаимодействий между поверхностными и объемными „магнитными зарядами“ оказывается чрезвычайно сложной. Поэтому в настоящей работе мы ограничились ситуацией, когда пленка является достаточно толстой. При этом принимаются во внимание только объемные „магнитные заряды“, а взаимодействием между поверхностными и объемными зарядами пренебрегается. Столь значительное упрощение задачи позволило предсказать, как внешнее электрическое поле влияет на профиль ДГ, а также установить корреляцию между электрическим полем и числом ГБЛ, которые могут зародиться в пленке конечной толщины.

2. Постановка задачи

Для выяснения роли неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия в формировании структуры ДГ с ГБЛ исследуем основное состояние пленки ферритаграната, ориентированной в плоскости Oxy с магнитной анизотропией типа „легкая“ ось. Плотность энергии представляется в виде суммы энергий неоднородного обменного магнитного взаимодействия, магнитной анизотропии, объемной части магнитоэлектрической энергии и энергии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия:

$$F = \int \left(\frac{A}{M_0^2} (\nabla, \mathbf{M})^2 - \frac{K}{M_0^2} M_z^2 + 2\pi M_y^2 + \frac{b_1(\mathbf{E}, \mathbf{M})(\nabla, \mathbf{M}) + b_2(\mathbf{E}, [\mathbf{M}, [\nabla, \mathbf{M}]])}{M_0^2} \right) dr. \quad (1)$$

Здесь M_0 — намагниченность насыщения, A, K — постоянные неоднородного обменного взаимодействия и одноосной магнитной анизотропии, $b_{1,2}$ — константы неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, \mathbf{E} — напряженность электрического поля. Интегрирование в (1) идет по всему объему пленки. Заметим, что в эпитаксиальных пленках, в частности используемых в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, кроме одноосной часто проявляется также многоосная магнитная анизотропия (кубическая и орторомбическая). Ее наличие сказывается на статических и динамических свойствах ДГ [1,2]. Поскольку цель настоящей

работы — выяснение роли магнитоэлектрического взаимодействия в формировании микромагнитной структуры ДГ, влиянием более сложных типов анизотропии будем пока пренебрегать.

Как принято в физике микромагнетизма [1–3], постулируем зависимость полярного угла вектора намагниченности \mathbf{M} от координаты y , нормальной к плоскости ДГ (плоскость Oxz), в виде

$$\theta = 2 \arctan(\exp(y/\delta)), \quad (2)$$

полагая неизвестными параметрами ее толщину δ и профиль — зависимость азимутального угла ϕ от координаты z (пленка ориентирована перпендикулярно оси z , $z \in (-c, c)$, $2c$ — толщина пленки). Электрическое поле \mathbf{E} выберем направленным вдоль оси z . Выбор пробной функции (2) соответствует структуре ДГ в одноосной пленке при учете только первых двух слагаемых в энергии (1). Размерных параметров в этой задаче два: толщина классической блоховской ДГ $\delta_0 = \sqrt{A/K}$ и половина толщины пленки c . Безразмерный параметр $\eta = \delta_0/c$ характеризует толщину пленки ($\eta \sim 1$ — пленка тонкая, $\eta \ll 1$ — толстая). Толщина ДГ при этом будет определяться величиной $u = \delta/\delta_0$. В качестве масштабного параметра энергии в этой задаче выступает величина $F_0 = 4\sqrt{AK}$ — поверхностная плотность энергии блоховской ДГ. Роль магнитоэлектрики описывается с помощью параметра $\sigma = 2\pi M_0^2/K$. Электрическое поле тоже приводится к безразмерной форме $\Lambda = E_z \pi (b_1 + b_2) / (2F_0)$. В принятых обозначениях выражение для энергии (1) приобретает вид

$$F = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \left(u + \frac{1}{u} + \sigma u + \frac{1}{2} \eta^2 u \phi_\xi^2 + \Lambda \sin \phi - \frac{1}{2} \sigma u \cos^2 \phi \right) d\xi, \quad (3)$$

где $\xi = z/c$, индекс ξ снизу означает дифференцирование по ξ . Четвертое слагаемое в (3) соответствует магнитоэлектрическому взаимодействию, плотность энергии которого в терминах электрической поляризации может быть записана как $F_{me} = -(\mathbf{P}, \mathbf{E})$, где \mathbf{P} — вектор электрической поляризации. Если электрическое поле однородно, то интегральная поляризация, наведенная электрическим полем вследствие магнитоэлектрического взаимодействия, в безразмерной форме будет определяться выражением вида

$$p = -\frac{1}{2} \int_{-1}^1 \sin(\phi(\xi)) d\xi. \quad (4)$$

Очевидно, что в принятой геометрии задачи вклад неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия в результирующую поляризацию будет определяться свойствами подынтегральной функции в (4).

Прежде чем минимизировать функционал (3), для определения функции $\phi(\xi)$ и параметра u рассмотрим

более простую задачу: пусть угол выхода намагниченности из плоскости ДГ ϕ не зависит от координаты, т.е. $\phi(\xi) = \text{const}$. Тогда уравнения $\partial F/\partial \phi = 0$, $\partial F/\partial u = 0$ приводят к следующим решениям:

$$\phi = \pm \frac{\pi}{2}, \quad u = \frac{1}{\sqrt{1+\sigma}}, \quad F = \mp \Lambda + \sqrt{1+\sigma}, \quad (5)$$

$$\phi = -\arcsin \frac{\Lambda}{\sigma u}, \quad u = \sqrt{1 - \frac{\Lambda^2}{\sigma}}, \quad F = \sqrt{1 - \frac{\Lambda^2}{\sigma}}. \quad (6)$$

Решение (5) описывает неелевскую доменную границу, причем энергетически выгодным оказывается состояние с углом выхода намагниченности из плоскости ДГ $\phi = -\pi/2$. Решение (6) более сложным образом зависит от электрического поля и определено только в области малых электрических полей $\Lambda < \sigma u$ или $E_z < 16M_0^2\delta/(b_1 + b_2)$. Очевидно, что равенство $E_z = 16M_0^2\delta/(b_1 + b_2)$ определяет границу сильных и слабых электрических полей: в малых полях ($E_z < 16M_0^2\delta/(b_1 + b_2)$) микромагнитная структура ДГ в основном определяется магнитостатическим взаимодействием, тогда как в противоположном случае $E_z > 16M_0^2\delta/(b_1 + b_2)$ доминирующим будет влияние электрического поля. Как и следовало ожидать, блоховская ДГ с $\phi = 0$ не является решением уравнений $\partial F/\partial \phi = 0$, $\partial F/\partial u = 0$ при $\Lambda \neq 0$. В случае предельного перехода $\Lambda \rightarrow 0$ цепочки соотношений (5) и (6) переходят в

$$\phi = \pm \frac{\pi}{2}, \quad u = \frac{1}{\sqrt{1+\sigma}}, \quad F = \sqrt{1+\sigma}, \quad (7)$$

$$\phi = 0, \quad u = 1, \quad F = 1. \quad (8)$$

Очевидно, что параметры (7) относятся к ДГ Нееля, а (8) — к блоховской ДГ.

Усложним задачу, полагая, что внутри блоховской ДГ при учете магнитоэлектрического взаимодействия могут появляться неелевские участки с отличным от нуля (и зависящим от координаты) углом выхода намагниченности ϕ из плоскости ДГ.

3. Структура блоховской ДГ с неелевскими участками

Вернемся к функционалу (3). Как и ранее, полагаем величину u не зависящей от координат. Азимутальный угол в отличие от рассмотренной выше ситуации неоднороден по толщине пленки: $\phi = \phi(\xi)$. Тогда вариационная задача $\partial F/\partial u = 0$, $\delta F/\delta \phi = 0$ сводится к решению уравнений

$$\frac{1}{u^2} = 1 + \sigma + \frac{\eta^2}{2} \int_{-1}^1 \phi_\xi^2 d\xi - \frac{1}{2} \sigma \int_{-1}^1 \cos^2 \phi d\xi, \quad (9)$$

$$u\eta^2 \frac{d^2 \phi}{d\xi^2} - \Lambda \cos \phi - u\sigma \sin \phi \cos \phi = 0 \quad (10)$$

с магнитостатическими граничными условиями $\phi_\xi|_{\xi=\pm 1} = 0$. Соотношение (10) — стационарное уравнение двойного синус-Гордона. Решение этой системы

уравнений дает равновесную конфигурацию намагниченности, т.е. профиль ДГ $\phi(\xi)$ и ее толщину u . Решать уравнения (9), (10) можно независимо: сначала определить $\phi(\xi)$ из (10), а затем, подставив полученные результаты в (9), определить эффективную ширину ДГ.

Первый интеграл для уравнения (9) имеет вид

$$u\eta^2(\phi'_\xi)^2 - 2\Lambda \sin \phi - u\sigma \sin^2 \phi = C \quad (11)$$

(C — постоянная интегрирования), т.е. уравнение (10) сводится к уравнению первого порядка, решение которого можно записать как

$$\xi - \xi_0 = aF(g(\phi, C), k), \quad (12)$$

где F — неполный эллиптический интеграл первого рода, $g(\phi, C)$ — дробно-линейная комбинация $\sin \phi$ и $\cos \phi$. Конкретный вид множителя a , модуля эллиптического интеграла k и функции g определяется величиной электрического поля. Выражение (12) можно разрешить относительно полярного угла: $\phi = \phi(\xi; \xi_0, C)$ — и выбрать постоянные (ξ_0, C) таким образом, чтобы удовлетворились граничные условия. Для анализа полученных решений удобно выразить константу C через модуль эллиптической функции k , а вместо пары свободных постоянных (ξ_0, C) использовать (ξ_0, k) , где $k \in [0; 1]$. Далее приведены основные результаты исследования.

3.1. Структура ДГ в отсутствие электрического поля. Уравнение (10) при $\Lambda = 0$ имеет два симметричных решения, описывающих внутреннюю структуру ДГ:

$$\sin \phi = \pm \frac{1 - k \operatorname{sn}^2((\xi - \xi_0)/a, k)}{1 + k \operatorname{sn}^2((\xi - \xi_0)/a, k)}, \quad (13)$$

где $a = \sigma^{-1/2}\eta(k + 1)$. Граничное условие $\phi'_\xi|_{\xi=-1} = 0$ приводит к требованию $\xi_0 = -1 + aK(k)$, а условие $\phi'_\xi|_{\xi=+1} = 0$ дает уравнение для определения модуля эллиптического интеграла k

$$anK(k) = 1, \quad (14)$$

где n — число периодов функции $\sin \phi$ на интервале $\xi \in (-1; 1)$ или число неелевских участков — горизонтальных блоховских линий, $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. Поскольку a и K в рассматриваемом случае являются возрастающими функциями k , причем $K(k) \rightarrow \infty$ при $k \rightarrow 1$, последнее уравнение имеет решение при условии $anK|_{k=0} < 1$, что приводит к требованию $\sigma > (\eta\pi/2)^2$. Полученная структура представляет собой периодически распределенные ГБЛ. Их максимально возможное число при фиксированном σ можно оценить следующим образом:

$$n_{\max} = \left[\frac{2\sqrt{\sigma}}{\eta\pi} \right] = \left[\frac{2c}{L} \right], \quad (15)$$

где $L = \pi L_0$; $L_0 = \sqrt{A/(2\pi M_0^2)}$ — ширина классической ГБЛ. Квадратные скобки в (15) означают целую часть

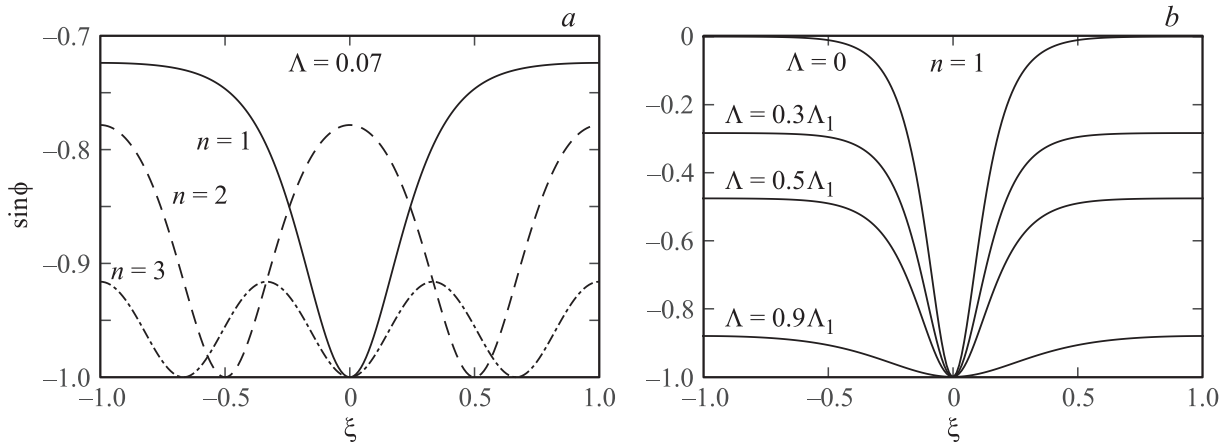


Рис. 1. Профиль решения со знаком „минус“ для различных n при фиксированном Λ (а) и при различных Λ для $n = 1$ (б). $\Lambda_1 \approx 0.093$ — поле перехода в неелевскую ДГ.

числа. Очевидно, что для формирования состояния с большим числом ГБЛ необходимо либо достаточно большое магнитостатическое взаимодействие, либо малая плотность обменной энергии. Оба решения (13) приводят к одинаковому значению толщины ДГ

$$u = \left\{ 1 + \frac{1}{1+k} \left(\frac{\delta_0^2}{cL_0} nE(k) - \frac{\delta_0^2}{L_0^2} \frac{(1-k)(3+k)}{1+k} \right) \right\}^{-1/2} \tag{16}$$

и одинаковому значению нормированной энергии $F = u^{-1}$. В выражение (16) подставляется значение k , полученное при решении уравнения (14).

Приведенные выше решения (13) являются вырожденными. Все статические характеристики, описываемые ими, совпадают. Сами решения различаются лишь знаком. Включение электрического поля в расчет приводит к тому, что вырождение снимается: решения становятся асимметричными, по-разному реагируя на это поле. Далее приводятся результаты, которые иллюстрируют, как снимается вырождение.

3.2. Трансформация решений (13) со знаком „минус“. Решение (13) со знаком „минус“ при включении электрического поля трансформируется следующим образом:

$$\sin \phi = \frac{b^2 \operatorname{sn}^2((\xi - \xi_0)/a, k) - 1}{b^2 \operatorname{sn}^2((\xi - \xi_0)/a, k) + 1}. \tag{17}$$

Параметры a и b имеют вид

$$a = \frac{\eta}{b} \sqrt{\frac{u(b^2(1+k^2) + 2k^2)}{\Lambda + \sigma u}},$$

$$b = \sqrt{\frac{-\Lambda(1+k^2) + \sqrt{(1-k^2)^2\Lambda^2 + (2k\sigma u)^2}}{2(\Lambda + \sigma u)}}. \tag{18}$$

Значение постоянной ξ_0 и уравнение (14) для определения постоянной k получаются такими же по форме,

как и без электрического поля, однако здесь параметр a зависит от электрического поля Λ . Условие существования решения, как и ранее, имеет вид $a|_{k=0} n\pi/2 < 1$, что накладывает ограничение на диапазон изменения электрического поля:

$$\Lambda < u \left(\sigma - \left(\frac{\eta n \pi}{2} \right)^2 \right). \tag{19}$$

Уравнение для расчета толщины ДГ приобретает вид

$$\frac{1}{u^2} = \left(\frac{2n\eta^2}{a} + \frac{2a\sigma b^2}{(b^2+1)(b^2+k^2)} \right) E(k) - \frac{2(b^2-k^2)\eta^2}{a^2 b^2} + \frac{(b^2-1)\sigma}{b^2+1} + 1. \tag{20}$$

Таким образом, задача о поиске минимума функционала энергии сводится к решению системы алгебраических уравнений (14), (20), которая при условии (19) имеет единственное решение. Заметим, что эта система алгебраических уравнений легко разрешается при граничном значении поля $\Lambda = u(\sigma - (\eta n \pi/2)^2)$. В этом случае $k = 0$, $u = (1 + \sigma)^{-1/2}$, профиль $\phi(\xi)$, определяемый по формуле (17), оказывается равным $\phi(\xi) = -\pi/2$, а энергия — $F = -\Lambda + (1 + \sigma)^{1/2}$, что соответствует энергетически выгодной неелевской ДГ.

В нулевом электрическом поле возможны состояния с числом ГБЛ $n = 1, 2, \dots, n_{\max}$. При увеличении электрического поля до критической величины $\Lambda_{n_{\max}} = u(\sigma - (\eta n_{\max} \pi/2)^2)$ состояние с $n = n_{\max}$ трансформируется в неелевскую ДГ $\phi(\xi) = -\pi/2$ и далее не изменяется. При $\Lambda > \Lambda_{n_{\max}}$ остается возможность для формирования решений с числом линий от $n = 1$ до $n = n_{\max} - 1$. Рост поля приводит к дальнейшему уменьшению числа линий. При $\Lambda > \Lambda_1 = u(\sigma - (\eta \pi/2)^2)$ единственно возможной конфигурацией остается неелевская ДГ. На рис 1,а изображен профиль ДГ для различного числа линий при фиксированном значении

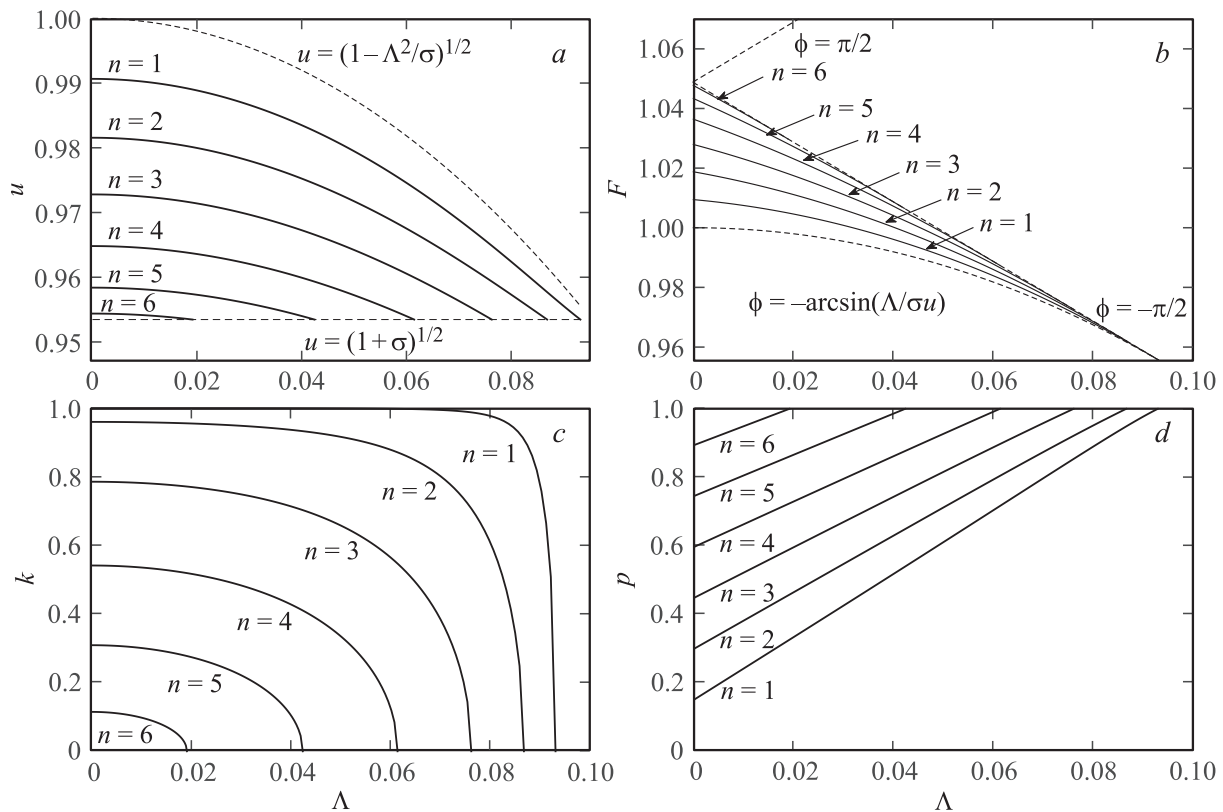


Рис. 2. Характеристики решения со знаком „минус“: толщина доменной границы u (a), полная энергия F (b), модуль эллиптического интеграла k (c), нормированная интегральная поляризация p (d).

электрического поля. На рис. 1, b на примере состояния ДГ с $n = 1$ показана трансформация ее профиля с ростом электрического поля. Из рис. 1, b видно, как при достижении полем критического значения $\Lambda = \Lambda_1$ ДГ с горизонтальной блоховской линией трансформируется в неелевскую ДГ: $\phi(\xi) \rightarrow -\pi/2$.

Энергия F и поляризация p состояния с конечным числом ГБЛ n имеют следующий вид:

$$F = \left(\frac{u(b^4 - k^2)\eta^2}{ab^2} - 2a\Lambda - \frac{a(b^4 - k^2)\sigma u}{(b^2 + k^2)(b^2 + 1)} \right) nP(-b^2, k) + \left(\frac{u\eta^2}{a} + \frac{ab^2\sigma u}{(b^2 + 1)(b^2 + k^2)} \right) nE(k) - \frac{(b^2 - k^2)u\eta^2}{a^2b^2} + \frac{u(b^2 - 1)\sigma}{2(b^2 + 1)} + \Lambda + \frac{u^2 + 1}{2u}, \quad (21)$$

$$p = 2anP(-b^2, k) - 1. \quad (22)$$

Здесь $P(-b^2, k)$ — полный эллиптический интеграл третьего рода [16]. При $k = 0$, как нетрудно убедиться, получается максимально возможное значение поляризации $p = 1$, соответствующее неелевской ДГ. Зависимости толщины ДГ u , полной энергии F , а также модуля эллиптического интеграла k от величины электрического поля Λ для возможных значений числа ГБЛ приведены на рис. 2. Здесь же показана зависимость нормированной

интегральной поляризации p от электрического поля. Для построения использовались следующие параметры: $\sigma = 0.1$ (фактор качества $Q = \sigma^{-1} = 10$ — достаточно большой), $\eta = 0.03$ (толстая пленка). При этом максимально возможное количество линий равно $n_{\max} = 6$, а поле перехода структуры с $n = 1$ в неелевскую ДГ составляет $\Lambda_1 \approx 0.093$.

3.3. Эволюция решения (13) со знаком „плюс“. В этом случае имеет смысл рассмотреть две возможные ситуации: 1) $n \leq n_{\max}$, где $n_{\max} = [2\sigma^{1/2}/\eta\pi]$; 2) $n > n_{\max}$.

1. Рассмотрим сначала решение с числом линий $n \leq n_{\max}$. Для него граница сильных и слабых полей определяется выражением

$$\Lambda_b = u \left(\sigma - \left(\frac{\eta n \pi}{2} \right)^2 \right). \quad (23)$$

Отметим важную особенность. Эта граница определяется для каждого фиксированного значения n : различным n будут соответствовать различные значения Λ_b . В области слабых полей это решение ведет себя подобно рассмотренному выше решению со знаком „минус“. Его структура имеет следующий вид:

$$\sin \phi = \frac{b^2 - \text{sn}^2((\xi - \xi_0)/a, k)}{b^2 + \text{sn}^2((\xi - \xi_0)/a, k)} \quad (24)$$

с параметрами

$$a = \eta \sqrt{\frac{u(2b^2k^2 + k^2 + 1)}{\sigma u - \Lambda}},$$

$$b = \sqrt{\frac{-\Lambda(1 + k^2) + \sqrt{(1 - k^2)^2\Lambda^2 + (2k\sigma u)^2}}{2k^2(\Lambda + \sigma u)}}. \quad (25)$$

Постоянная интегрирования ξ_0 , а также уравнение для определения k имеют такой же вид, как и для первого решения (явный вид зависимости $a(k, \Lambda)$, естественно, будет другим). Система уравнений для определения толщины ДГ u и модуля эллиптического интеграла k

$$anK(k) = 1,$$

$$\frac{1}{u^2} = \left(\frac{2n\eta^2}{a} + \frac{2an\sigma b^2}{(b^2 + 1)(b^2k^2 + 1)} \right) E(k) + \frac{2(b^2k^2 - 1)\eta^2}{a^2} - \frac{(b^2 - 1)\sigma}{b^2 + 1} + 1 \quad (26)$$

в области $\Lambda < \Lambda_b$ имеет единственное решение. При изменении электрического поля от нуля до Λ_b величина k уменьшается от некоторого начального значения k_{\max} при $\Lambda = 0$ до нуля при $k = \Lambda_b$. Начальное значение k_{\max} определяется номером n . Для $n = 1$ величина $k|_{\Lambda=0} \approx 1$, тогда как для $n = n_{\max}$ значение k_{\max} в нулевом поле может оказаться близким к нулю. Энергия и поляризация при этом имеют вид

$$F = \left(\frac{u(1 - b^4k^2)\eta^2}{ab^2} + 2a\Lambda + \frac{a(b^4k^2 - 1)\sigma u}{(b^2 + 1)(b^2k^2 + 1)} \right) n$$

$$\times P\left(-\frac{1}{b^2}, k\right) + \left(\frac{\eta^2}{a} + \frac{ab^2\sigma u}{(b^2 + 1)(b^2k^2 + 1)} \right) nE(k)$$

$$+ \frac{(b^2k^2 - 1)\eta^2}{a^2} - \frac{u(b^2 - 1)\sigma}{2(b^2 + 1)} - \Lambda + \frac{u^2 + 1}{2u}, \quad (27)$$

$$p = 1 - 2anP\left(-\frac{1}{b^2}, k\right). \quad (28)$$

Энергия F с ростом электрического поля от нуля до Λ_b изменяется, не выходя за границу диапазона $((1 - \Lambda^2/\sigma)^{1/2}; \Lambda + (1 + \sigma)^{1/2})$. Характер зависимости $F(\Lambda)$ определяется числом n блоховских линий. Поляризация p оказывается возрастающей функцией Λ . Начальное значение поляризации $p|_{\Lambda=0}$ зависит от номера n , причем $-1 < p < 1$ для любого $n \leq n_{\max}$.

В области высоких полей ($\Lambda > \Lambda_b$) решение (24) меняет форму записи

$$\sin \phi = \frac{b^2 - \text{cn}^2((\xi - \xi_0)/a, k)}{b^2 + \text{cn}^2((\xi - \xi_0)/a, k)}, \quad (29)$$

где параметры a, b определяются соотношениями

$$a = \eta \sqrt{\frac{u(2b^2k^2 + 2k^2 - 1)}{\Lambda - \sigma u}},$$

$$b = \sqrt{\frac{\Lambda(1 - 2k^2) \pm \sqrt{\Lambda^2 - 4k^2(1 - k^2)\sigma^2 u^2}}{2k^2(\Lambda + \sigma u)}}. \quad (30)$$

При этом для расчета толщины ДГ u и модуля эллиптического интеграла k получается следующая система уравнений:

$$anK(k) = 1,$$

$$\frac{1}{u^2} = \left(\frac{2n\eta^2}{a} - \frac{2ab^2\sigma n}{(b^2 + 1)(b^2k^2 + k^2 - 1)} \right) E(k) - \frac{2(k^2(b^2 - 1) + 1)\eta^2}{a^2} - \frac{(b^2 - 1)\sigma}{b^2 + 1} + 1. \quad (31)$$

Ее решение имеет специфические особенности, связанные с выбором знака в выражении для величины b (30). Знак „минус“ под радикалом в (30) берется только в области $\Lambda_b < \Lambda < \sigma u$. При этом величина k принадлежит интервалу $k \in (0, k_1)$, где

$$k_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 - \left(\frac{\Lambda}{\sigma u} \right)^2} \right). \quad (32)$$

Параметры $k_{1,2}$ рассчитываются из условия равенства нулю подкоренного выражения $\Lambda^2 - 4k^2(1 - k^2)\sigma^2 u^2$ во втором соотношении (30). Величине k_1 , определяющей границы интервала $k \in (0, k_1)$ существования решения, соответствует знак „минус“. Анализ условий совместности системы уравнений (31) привел к необходимости введения дополнительного поля Λ_0 , определяемого с помощью уравнения $anK(k)|_{k=k_1} = 1$:

$$\eta \sqrt{\frac{u}{\sqrt{\sigma^2 u^2 - \Lambda^2}}} nK\left(\sqrt{\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\sqrt{1 - \left(\frac{\Lambda}{\sigma u} \right)^2}}\right) = 1. \quad (33)$$

При $\Lambda_b < \Lambda < \Lambda_0$ следует брать знак „минус“ в выражении для b (30). В этой ситуации система уравнений (31) имеет единственное решение. Если $\Lambda > \Lambda_0$, то в выражении для b следует брать знак „плюс“. Тогда система уравнений (31) также имеет единственное решение. Переход от одного типа решения к другому происходит при $\Lambda = \Lambda_0$. Все физические характеристики (модуль эллиптического интеграла k , толщина ДГ u и полная энергия F) при переходе через $\Lambda = \Lambda_0$ ведут себя как гладкие функции. Это позволяет сделать вывод, что эти решения принадлежат к одному типу. Переход электрического поля через точку $\Lambda = \sigma u$ тоже имеет особенность (с математической точки зрения). Внутреннее подкоренное выражение $\Lambda^2 - 4k^2(1 - k^2)\sigma^2 u^2$ в соотношении для b (30) при $\Lambda < \sigma u$ положительно в интервалах $k \in (0; k_1)$ или $k \in (k_2, 1)$, тогда как при $\Lambda > \sigma u$ оно определено для $\forall k \in (0; 1)$. С физической точки зрения никакого изменения в поведении решения не происходит.

На рис. 3, а показан профиль ДГ $\phi(\xi)$ при фиксированном значении поля $\Lambda = 0.07$ для различного числа блоховских линий. На рис. 3, б приведена зависимость $\phi(\xi)$ от координаты для одной линии (скрученная ДГ) при различных значениях параметра Λ . На рис. 4, а представлена зависимость ширины ДГ u для различного числа блоховских линий при изменении величины Λ .

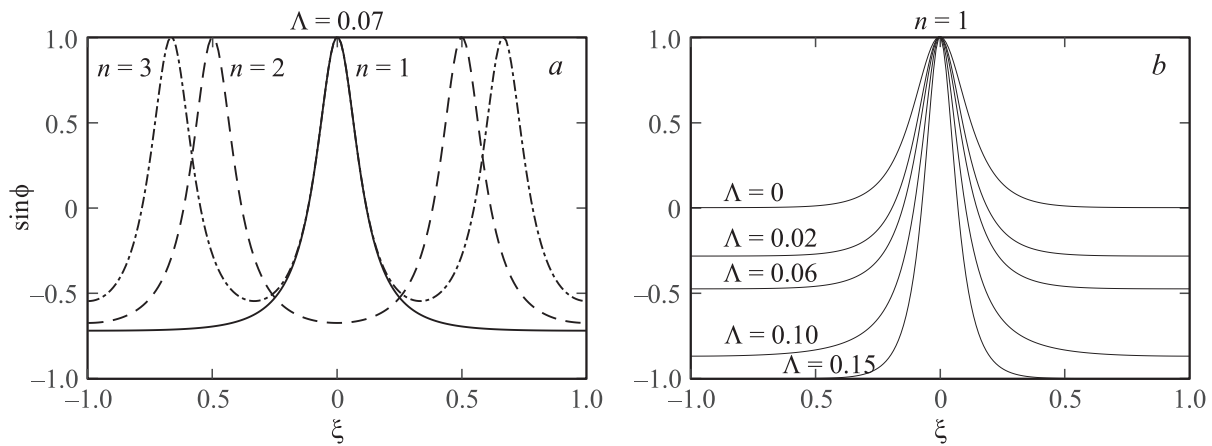


Рис. 3. Профиль решения со знаком „плюс“ для различных n при фиксированном Λ (a) и при различных Λ для $n = 1$ (b).

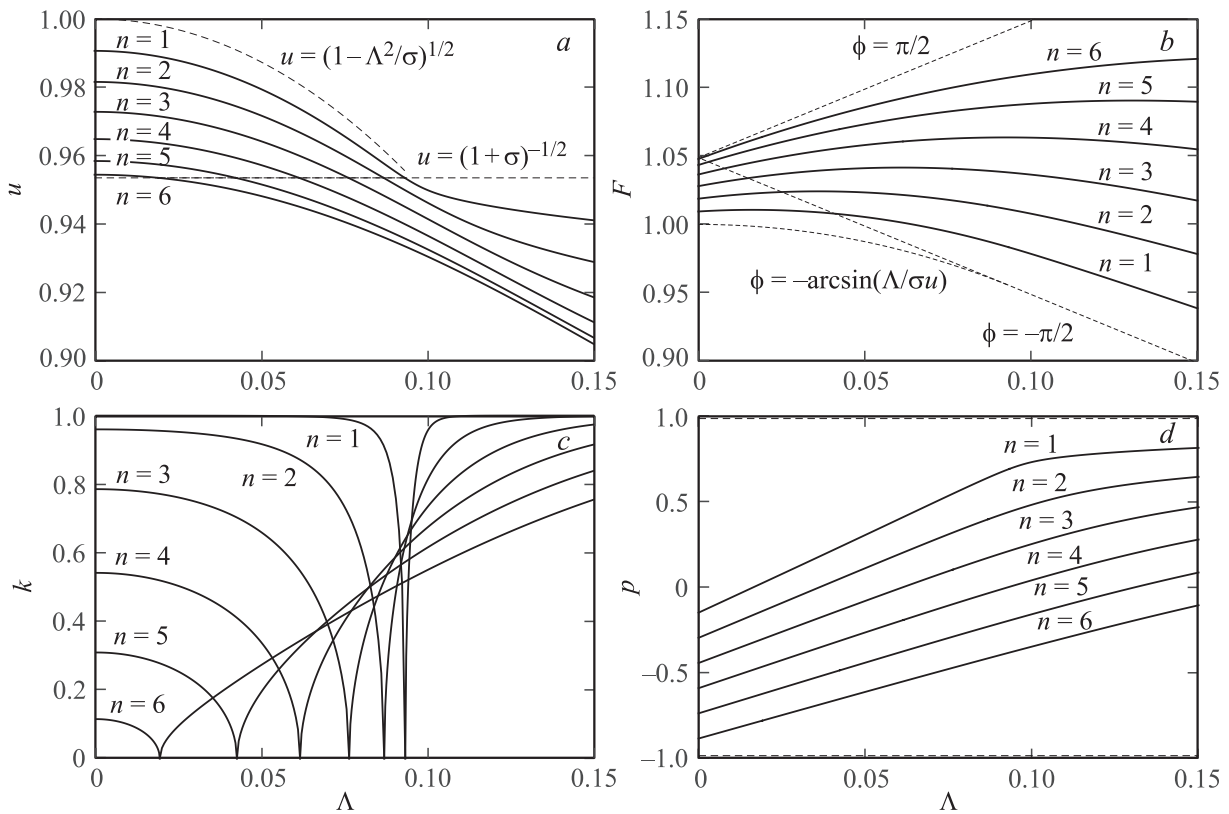


Рис. 4. Характеристики решения со знаком „плюс“ при $n \leq n_{\max}$. a–d — то же, что на рис. 2.

Все кривые гладкие, зависимость плавная. На рис. 4, b представлена зависимость энергии F от параметра Λ для различного числа линий. Рис. 4, c иллюстрирует зависимость модуля эллиптического интеграла k от параметра Λ . И наконец, на рис. 4, d изображена зависимость электрической поляризации p от параметра Λ для различного числа линий.

Из проведенного выше анализа следует, что трансформация структуры решений со знаком „минус“, рассмотренная выше, и со знаком „плюс“, обсуждаемая здесь, происходит по принципиально разным сценариям.

Здесь наибольшее значение $\sin \phi = 1$ не изменяется с увеличением электрического поля. Минимальное значение $\sin \phi$ с ростом поля уменьшается и при больших полях оказывается близким к -1 . В неслевскую ДГ эта структура не переходит. Поскольку нормированная поляризация p определяется средним значением $\sin \phi$, максимального значения $p = 1$ поляризация не может достигнуть ни при каких величинах Λ .

2. Рассмотрим возможность реализации решений с числом линий $n > n_{\max}$. Естественно, что этот класс решений будет реализоваться лишь при наличии внешнего

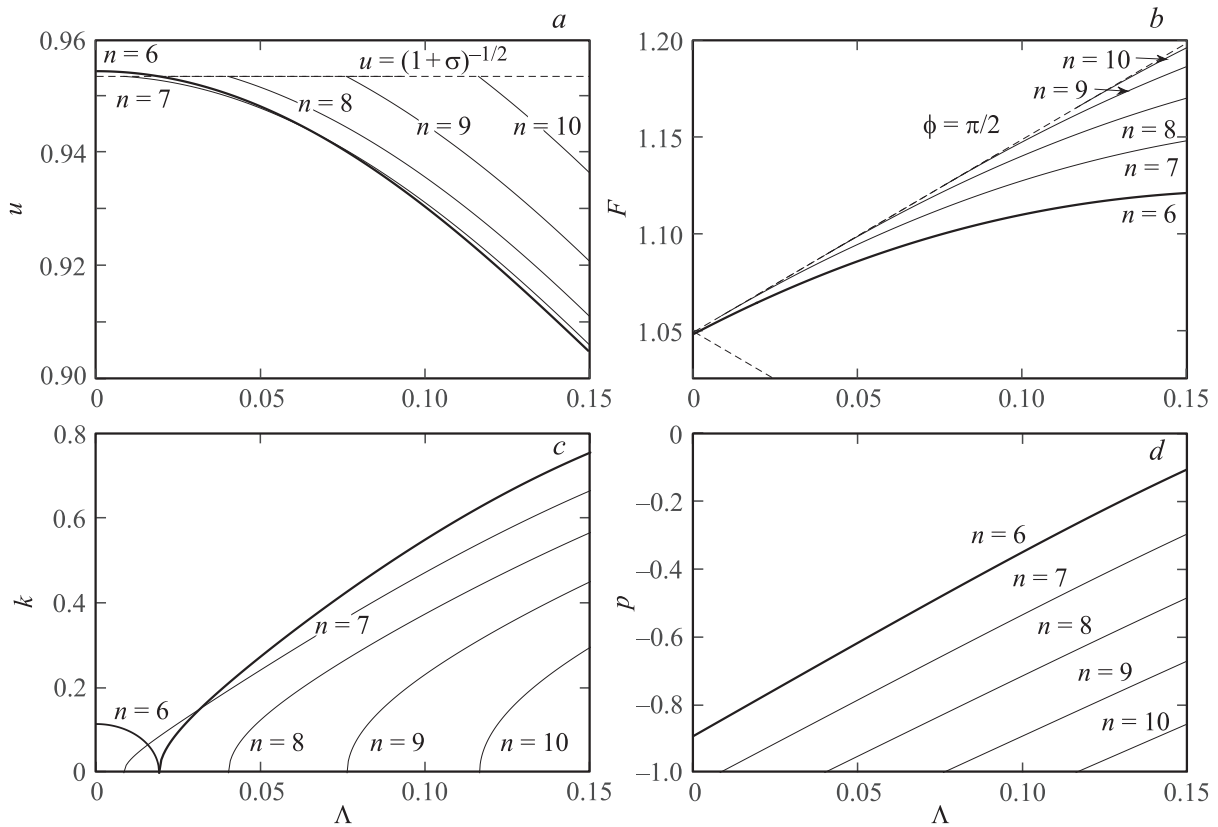


Рис. 5. Характеристики решения со знаком „плюс“ при $n \geq n_{\max}$. $a-d$ — то же, что на рис. 2.

электрического поля достаточно большой величины. При условии $n > n_{\max}$ неравенство $\Lambda > \Lambda_b$ выполняется автоматически, поскольку мы полагаем $\Lambda > 0$. Анализ системы уравнений (31) приводит к новому условию существования решения: $\Lambda > \Lambda_n$, где

$$\Lambda_n = u \left(-\sigma + \left(\frac{\eta n \pi}{2} \right)^2 \right). \quad (34)$$

Полученные решения имеют ту же форму, что и решения (29)–(31), рассмотренные выше, но здесь имеется ряд особенностей. Во-первых, для их существования необходимо электрическое поле $\Lambda = \Lambda_n$. Во-вторых, в рассмотренных ранее решениях граница раздела сильных и слабых полей Λ_b уменьшалась с ростом числа линий (рис. 4), а в обсуждаемом случае электрическое поле Λ_n , соответствующее полю зарождения ГБЛ при $n > n_{\max}$, с ростом n увеличивается. В-третьих, для решений (29) при $n \leq n_{\max}$ характерно уменьшение толщины ДГ с ростом числа линий (рис. 4, а). В решениях с $n > n_{\max}$ толщина ДГ возрастает с ростом n , т.е. ДГ „распухает“. В-четвертых, в точке $\Lambda = \Lambda_n$ эти новые решения описывают состояние с минимально возможной поляризацией $p = -1$, профилем $\phi(\xi) = \pi/2$ и энергией $F = \Lambda + \sqrt{1 + \sigma}$, соответствующими энергетически невыгодной ДГ $\phi = \pi/2$. При увеличении поля энергия ДГ с n ГБЛ становится ниже энергетически невыгодной ДГ. Таким образом, полученные решения рождаются из

самого энергетически невыгодного состояния и представляют собой возможность непрерывного перехода исследуемой системы в состояние с более низкой энергией.

Приведенные рассуждения иллюстрируются рис. 5, $a-d$, на котором для сравнения приведены характеристики структуры с $n_{\max} = 6$ и структур с числом n ГБЛ от 7 до 10.

4. Заключение

В работе приведены результаты анализа влияния неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия на внутреннее устройство магнитных ДГ в эпитаксиальных магнитных пленках с преобладающей одноосной магнитной анизотропией. Показано, что на периодическое распределение ГБЛ внутри ДГ существенное влияние может оказывать внешнее электрическое поле. Если в отсутствие электрического поля возможны два направления закручивания ГБЛ (по и против часовой стрелки), имеющие равную энергию, то внешнее электрическое поле снимает это вырождение. Появляются два решения, которые можно классифицировать по формальному признаку, одно назвав решением со знаком „минус“, а другое — решением со знаком „плюс“. Исследование решения со знаком „минус“ показало, что если в отсутствие электрического поля ДГ содержит n ГБЛ, то после его включения и достижения им величины

$\Lambda = u(\sigma - (\eta\pi/2)^2)$ это состояние становится невозможным. При этом электрическая поляризация достигает максимального значения $p = 1$, а само решение описывает неелевскую ДГ ($\phi(\xi) = -\pi/2$). В электрических полях $\Lambda > u(\sigma - (\eta\pi/2)^2)$ такого типа состояний не существует вообще. Единственно возможной конфигурацией остается лишь неелевская ДГ с $\phi(\xi) = -\pi/2$.

Трансформация структуры решений со знаком „плюс“ может идти по двум сценариям в зависимости от того, какие условия реализуются: $n \leq n_{\max}$ или $n > n_{\max}$. В неелевскую ДГ эта структура не переходит никогда. Наиболее интересен случай $n > n_{\max}$. Состояния, представленные соответствующими решениями, не имеют аналогов в отсутствие электрического поля и появляются лишь при достаточно большом его значении ($\Lambda > \Lambda_n$). Они зарождаются в поле $\Lambda = \Lambda_n$ из энергетически невыгодной неелевской ДГ ($\phi(\xi) = \pi/2$). С ростом поля их энергия становится ниже энергии невыгодной ДГ. Таким образом, для ДГ с числом ГБЛ $n > n_{\max}$ возникает возможность перехода непрерывным образом из неустойчивого состояния с $\phi = \pi/2$ в метастабильное с $\phi = \phi(\xi)$, имеющее более низкую энергию.

Список литературы

- [1] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 383 с.
- [2] Т.О. Делл. Ферромагнитодинамика. Динамика ЦМД, доменов и доменных стенок. Мир, М. (1983). 256 с.
- [3] Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. Наука, М. (1987). 215 с.
- [4] А.П. Пятаков, А.С. Сергеев, Е.П. Николаева, Т.Б. Косых, А.В. Николаев, К.А. Звездин, А.К. Звездин. УФН **185**, 1077 (2015).
- [5] Г. В. Арзамасцева, А. М. Балбашов, Ф. В. Лисовский, Е. Г. Мансветова, А. Г. Темирязов, М. П. Темирязева. ЖЭТФ **147**, 793 (2015).
- [6] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков. Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).
- [7] А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова. Письма в ЖЭТФ **97**, 304 (2013).
- [8] М.А. Шамсутдинов, А.Т. Харисов, Ю.Е. Николаев. Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика **8**, 38 (2010).
- [9] Р.М. Вахитов, А.Т. Харисов, Е.Ю. Николаев. ДАН **455**, 150 (2014).
- [10] М.А. Борич, А.П. Танкеев, В.В. Смагин. ФТТ **58**, 63 (2016).
- [11] E. Schlomann. J. Appl. Phys. **44**, 1837 (1973).
- [12] E. Schlomann. J. Appl. Phys. **44**, 1850 (1973).
- [13] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский. Письма в ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
- [14] Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, М.П. Темирязева, А.Г. Темирязов. Письма в ЖЭТФ **96**, 665 (2012).
- [15] T. Heggen, L. Laurson. Phys. Rev. B **92**, 100405 (2015).
- [16] Г. Бейтмен, А. Эрдейи. Высшие трансцендентные функции. Наука, М. (1967). Т. 3. 300 с.