05

Микромагнитные структуры, индуцированные неоднородным электрическим полем, в магнитодноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом

© Р.М. Вахитов[1], З.В. Гареева[1,2], Р.В. Солонецкий[3], Ф.А. Мажитова[1]

[1] Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия
[2] Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН,
Уфа, Россия
[3] Уфимский государственный авиационный технический университет,
Уфа, Россия
E-mail: VakhitovRM@Yahoo.com

Поступила в Редакцию 27 декабря 2018 г.
В окончательной редакции 27 декабря 2018 г.
Принята к публикации 28 декабря 2018 г.

Исследуются особенности проявления флексомагнитоэлектрического эффекта в магнитоодноосных пленках при локальном воздействии электрического поля на их поверхность. Показано, что при возрастающем ее воздействии происходит поэтапная трансформация структуры 180° доменной границы от блоховской к квазиблоховской, а при некотором значения поля и в неелевскую. Выявлено, что в бóльших полях возможно зарождение 0° доменной границы с неблоховской структурой, закономерности которого имеют аналогии с процессами образования магнитных неоднородностей на дефектах типа „потенциальная яма". Определен также вклад парциальных частей неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, обусловленных наличием в них $\operatorname{div}\mathbf{m}$ и $\operatorname{rot}\mathbf{m}$, в рассматриваемые явления.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 16-02-00336-А, № 19-32-50020 мол_нр.

DOI: 10.21883/FTT.2019.06.47688.348

1. Введение

В последние два десятилетия наблюдается возрастающий интерес к исследованиям магнитоэлектрических материалов, свойства которых можно описать двумя и более взаимодействующими параметрами порядка [1,2]. В них был обнаружен ряд необычных и интересных явлений, имеющих перспективы быть примененными в разнообразных технических устройствах спинтроники. В частности предполагается, что эти материалы могут быть использованы в качестве рабочей среды в устройствах магнитной памяти нового поколения (MRAM) [3], в которых запись информации можно осуществить с помощью электрического поля. К такого рода материалам относятся также пленки ферритов гранатов, выделяющиеся среди других тем, что для них имеется развитая технология их получения, причем, с требуемыми свойствами, достигаемая за счет изоморфного замещения ионов в редкоземельных и железных подрешетках [4]. В них впервые был обнаружен гигантский линейный магнитоэлектрический эффект при комнатных температурах [5], а спустя почти два десятилетия новый сильный эффект такого же характера [6]. В последнем случае было установлено, что имеет место смещение доменных границ (ДГ) под действием сильного электрического поля, создаваемого заряженной иглой, поднесенной к поверхности образца. Анализ полученных данных был интерпретирован на основе флексомагнитоэлектрического (ФМЭ) механизма [2,6], который получил в [7] определенное теоретическое обоснование.

Магнитоэлектрический эффект в ферритах−гранатах — явление неординарное, так как кристаллы ферритов−гранатов имеют кубическую симметрию (пространственная группа симметрии $Pm3m$), что запрещает существование магнитоэлектричества в них. Первая интерпретация магнитоэлектрических эффектов, обнаруженных в $Y_3Fe_5O_{12}$ при низких температурах [8–10], была связана с понижением симметрии монокристаллов $Y_3Fe_5O_{12}$ вплоть до моноклинной при понижении температуры. Механизм, объясняющий возникновение электрических свойств ферритов−гранатов за счет поляризации иновалентных ионов Fe^{2+}, был предложен в [11]. В работах [12–14] показано, что наличие магнитной неоднородности высвобождает результирующий дипольный момент, возникающий вследствие полярного механизма, инициирующего возникновение структуры электро-дипольных моментов переходных ионов. Механизм магнитоэлектрических эффектов, обусловленный наличием пространственных неоднородностей вида дефектов, был рассмотрен в [15,16]. В рамках механизма, предложенного в [15], предполагается, что существенно неоднородное электрическое поле может привести к индуцированию в области его действия неоднородной анизотропии, которая будет проявляться как дефект.

В зависимости от направления поля дефект может представлять „потенциальную яму“ или „потенциальный барьер“, в результате чего, ДГ будет притягиваться или отталкиваться от него.

Необходимо отметить, что экспериментальные результаты, полученные в [6], инициировали ряд исследований, среди которых можно выделить [6,7,16–20]. В них изучались различные аспекты проявления ФМЭ эффекта в рассматриваемых в [6] пленках, в частности, в [3] исследовалось зарождение вихрей и антивихрей в электрическом поле, в [7,17] — топология и динамика ДГ, в [18,19] — структура и свойства ДГ с горизонтальными блоховскими линиями, в [16,20] — однородные и неоднородные состояния в (210)-ориентированной пленке ферритов-гранатов.

Известно, что воздействие неоднородного магнитного поля на определенный участок поверхности магнитоодноосной пленки может привести к зарождению в них цилиндрических магнитных доменов треугольной формы [21]. Аналогичное явление было обнаружено и в работе [22], в которой наблюдали зарождение подобных доменов в неоднородном электрическом поле, а также в работе [23], где с помощью сфокусированного лазерного импульсного облучения были индуцированы вертикальные блоховские линии в образце. Поэтому в данной работе будем исходить из того, что сам факт неоднородности поля может повлиять и на зарождение ДГ, и на его трансформацию, и на его смещение [15–17,22].

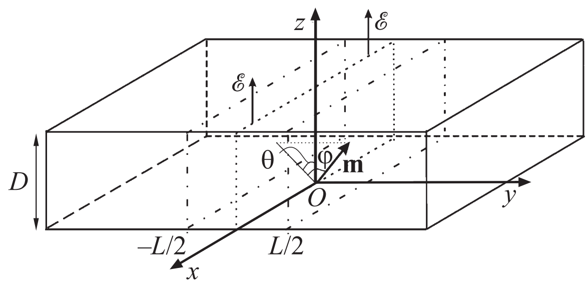

Рис. 1. Геометрия задачи.

2. Основные уравнения

Рассмотрим одноосную ферромагнитную пленку, в которой имеет место неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие (ФМЭ эффект [2,7,24]). Будем полагать, что легкая ось анизотропии, а также внешнее электрическое поле $\mathscr{E}$, действующее на пленку, совпадают с нормалью к ее поверхности $\mathbf{n}$. Систему координат выберем таким образом, что бы ось $Oz \parallel \mathbf{n}$, а ось Oy совместим с направлением, вдоль которого магнетик неоднороден (рис. 1). В этом случае энергия возможных микромагнитных структур с учетом неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия (НМЭВ), приведенная к площади сечения пластины плоскостью xOz, запишется в виде [7,17]:

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ A\left[\left(\frac{d\varphi}{dy}\right)^2 + \cos^2\varphi \left(\frac{d\theta}{dy}\right)^2 \right] + K_u\left(\sin^2\theta\cos^2\varphi + \sin^2\varphi\right) + \varepsilon_{\text{int}} + 2\pi M_s^2 \sin^2\varphi \right\} dy, \tag{1}$$

где θ, φ — углы, определяющие единичный вектор намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ (рис. 1), причем $\mathbf{m} = (\cos\varphi\sin\theta,\ \sin\varphi, \cos\varphi\cos\theta)$, A — обменный параметр, K_u — константа одноосной анизотропии, M_s — намагниченность насыщения, ε_{int} — плотность энергии НМЭВ. Считая пластину достаточно толстой, пренебрегаем влиянием размагничивающих полей, обусловленных поверхностными магнитными зарядами, на структуру и свойства магнитных неоднородностей, возможных в данном магнетике. Полагаем, что выражение для ε_{int} определяется следующей формулой [25]:

$$\varepsilon_{\text{int}} = M_s^2\mathscr{E}(b_1\mathbf{m}\,\mathrm{div}\,\mathbf{m} + b_2\mathbf{m}\times\mathrm{rot}\,\mathbf{m}), \tag{2}$$

которое с учетом выбранного направления $\mathscr{E}$ и системы координат (рис. 1) можно записать в виде

$$\varepsilon_{\text{int}} = \mathscr{E}M_s^2 \times \left[\left(b_1\cos^2\varphi + b_2\sin^2\varphi\right)\cos\theta\,\frac{d\varphi}{dy} + b_2\sin\theta\sin\varphi\,\frac{d\theta}{dy} \right], \tag{3}$$

где b_1, b_2 — константы НМЭВ.

Будем считать, что внешнее электрическое поле $\mathscr{E}$, величина которого задается выражением

$$\mathscr{E} = \mathscr{E}_0/ch(y/L), \tag{4}$$

действует в ограниченной области пространства; здесь L — определяет размер этой области вдоль оси Oy, $\mathscr{E}_0$ — величину напряженности в центре области действия поля ($y = 0$).

Тогда уравнения Эйлера−Лагранжа, отвечающие минимуму энергии (1) с учетом (3) и записанные в безразмерных величинах, примут вид

$$\frac{d}{d\xi}\left(\cos^2\varphi\,\frac{d\theta}{d\xi}\right) - \sin\theta\cos\theta\cos^2\varphi + (\lambda_1+\lambda_2)f(\xi) \times \sin\theta\cos^2\varphi\,\frac{d\varphi}{d\xi} + \lambda_2\sin\theta\sin\varphi\cos\varphi\,\frac{df}{d\xi} = 0, \tag{5}$$

$$\frac{d^2\varphi}{d\xi^2} - \sin\varphi\cos\varphi\left[\cos^2\theta - \left(\frac{d\theta}{d\xi}\right)^2\right] + (\lambda_1+\lambda_2)f(\xi)\sin\theta\cos^2\varphi\,\frac{d\theta}{d\xi} + \left(\lambda_1\cos^2\varphi + \lambda_2\sin^2\varphi\right)\cos\theta\,\frac{df}{d\xi} - Q^{-1}\sin\varphi\cos\varphi = 0,$$

где $\lambda_i = \mathscr{E}_0 M_s^2 b_i/2K_u\Delta_0$ — приведенное (к характерным величинам $\varepsilon_i = 2K_u\Delta_0/M_s^2 b_i$, $i = 1, 2$) поле,

$Q = K_u/2\pi M_s^2$ — фактор качества материала, $\xi = y/\Delta_0$, $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$, $f(\xi) = \mathrm{ch}^{-1}(\xi/l)$, $l = L/\Delta_0$.

Полученные уравнения представляют собой существенно нелинейные дифференциальные уравнения II порядка с непостоянными коэффициентами; они описывают структуру и свойства магнитных неоднородностей, возможных в рассматриваемом магнетике. Очевидно совместное решение уравнений системы (5) аналитически не представляется возможным из-за непреодолимых трудностей, возникающих при анализе таких уравнений, содержащих наряду со вторыми (θ'', φ'') и первые производные (θ', φ'), в том числе и члены содержащие $(\theta')^2$, а также функции, зависящие от координат в явном виде $(f(y),\ f'(y))$. Поэтому в дальнейшем искать решения этих уравнений будем путем их численного интегрирования.

3. Трансформация структуры 180° ДГ

В основе численного исследования уравнений (5) был положен метод множественной стрельбы с применением итерационной процедуры по Ньютону [26], апробированный в [27]. Из результатов численной реализации задачи для случая НМЭВ с $b_1 = b_2$, следует, что при действии электрического поля на образец, происходит изменение топологии 180° ДГ: она из ДГ блоховского типа ($\varphi = 0$) преобразуется в ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности ($\varphi = \varphi(y)$) [28,29], т. е. с выходом вектора **m** из плоскости вращения магнитных моментов (рис. 2). Последнее означает, что ДГ благодаря ФМЭ механизму [2,7] становится заряженной. При этом величина дифференциальной поляризации ДГ p, определяемая по формуле

$$p = -\frac{\partial \varepsilon_{\mathrm{int}}}{\partial \varepsilon}, \tag{6}$$

будет уже отличной от нуля (в данном случае $p > 0$) и стенка будет притягиваться к источнику поля. Величина p является четной ограниченной функцией от y (рис. 3), достигающей максимального значения p_m в центре стенки. Здесь $p = \nu p_0$, где $p_0 = (M_s^2 b_i/\Delta_0$ и ν — соответственно, характерная и приведенная величины поляризации. Аналогичная зависимость от y имеет место и для $\varphi = \varphi(y)$ (рис. 2, *a*). Отсюда следует, что чем больше величина поля ε_0, тем больше максимальный угол выхода **m** из плоскости стенки (φ_m), а вместе с ним и величина p_m.

Согласно расчетам при дальнейшем возрастании $\mathscr{E}_0$ максимальный угол выхода $\varphi_m = \varphi(0)$ увеличивается и при определенном значении поля $\mathscr{E}_0 = \lambda_i \mathscr{E}_i = 0.4\mathscr{E}_1$ (т. к. $b_1 = b_2$, то $\mathscr{E}_1 = \mathscr{E}_2$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 0.4$), становится равным $\pi/2$, то есть в ней появляется неелевский участок закона поворота **m** в переходном слое (вблизи $y = 0$). Последний затем расширяется и при достижении полем величины $\mathscr{E}_{0c} = 0.488\mathscr{E}_1$ 180° ДГ полностью становится неелевской (рис. 4). Полученный результат согласуется

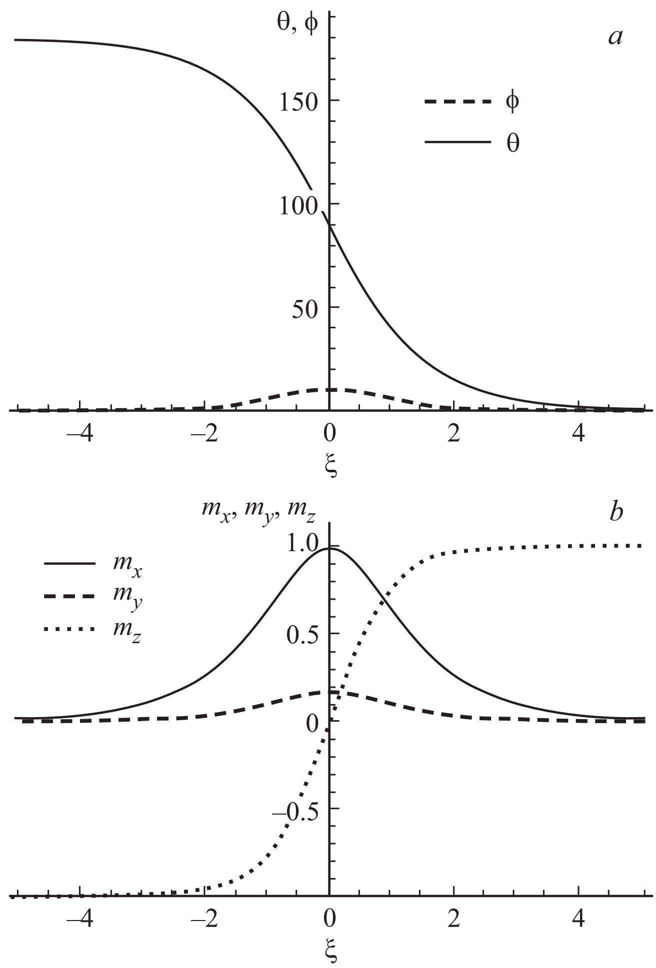

Рис. 2. Графики, иллюстрирующие распределение намагниченности **m** в 180° ДГ, представленные через зависимости ее угловых переменных θ, φ (*a*) и через ее компоненты m_x, m_y, m_z (*b*) от ξ при следующих значениях параметров: $\lambda = 0.1$ ($b_1 = b_2$), $Q = 3$, $l = 5$.

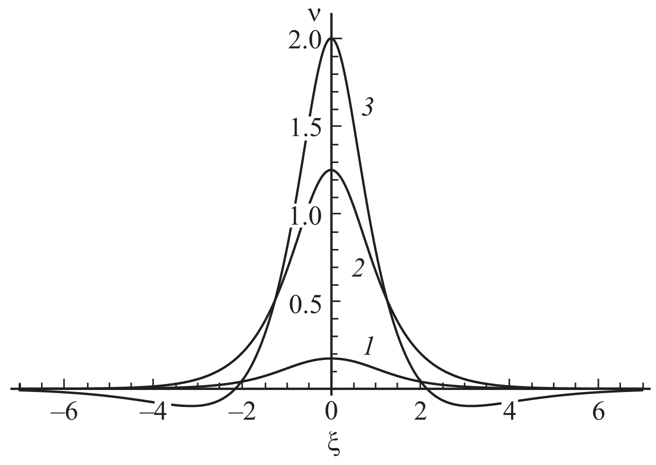

Рис. 3. График зависимости величины ν, определяющей дифференциальную поляризацию 180° ДГ, от ξ. Линия *1* соответствует $\lambda = 0.1$, *2* — $\lambda = 0.488$, *3* — $\lambda = 5$; остальные параметры те же, что и на рис. 2.

с расчетами [17,25], в которых также утверждается, что структура 180° ДГ в однородном электрическом поле, превышающем некоторое критическое значение, становится неелевской. Следует отметить, что в этих работах анализ трансформации структуры стенки не рассматривался.

Исследования показывают (рис. 5), что критическое поле перехода в неелевскую стенку $\mathscr{E}_{0c} = \lambda_c \mathscr{E}_1$ существенным образом зависит от размера области неоднородности электрического поля L: с уменьшением L величина $\mathscr{E}_{0c}$ возрастает, а при $L \to 0$, значение критического поля $\mathscr{E}_{0c}$ становится неограниченным ($\mathscr{E}_{0c} \to \infty$), с другой стороны, при возрастании L величина $\mathscr{E}_{0c}$ уменьшается и при $L \to \infty$ достигает некоторого предельного значения, совпадающего со значением $\mathscr{E}_{0c}$ в случае действия однородного поля $\mathscr{E}$ на доменную стенку. Такая зависимость вполне объяснима тем вкладом, которое вносит НМЭВ в общую энергию (1). В частности,

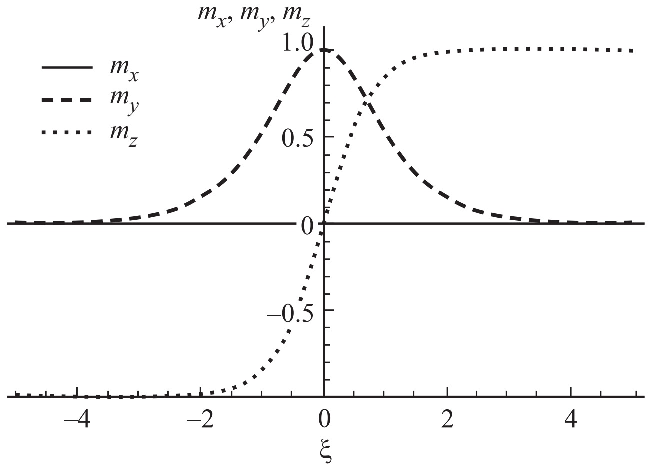

Рис. 4. Графики зависимости компонент m_x, m_y, m_z от ξ при $\lambda = 0.488$ ($b_1 = b_2$); остальные параметры те же, что и на рис. 2.

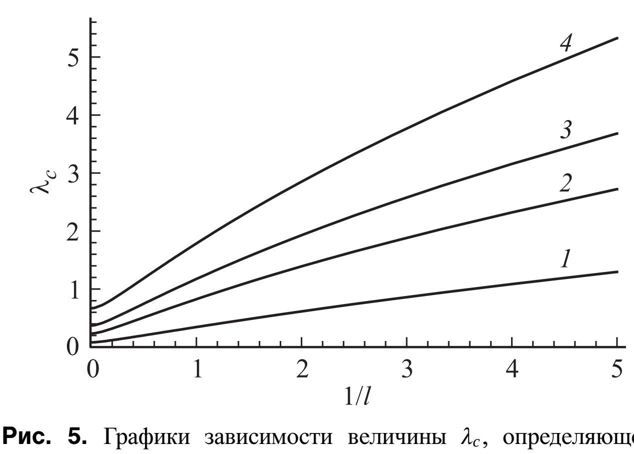

Рис. 5. Графики зависимости величины λ_c, определяющей критические поля перехода 180° ДГ из квазиблоховской структуры в неелевскую от величины обратной l. Линия *1* соответствует $Q = 15$, линия *2* — $Q = 5$, линия *3* — $Q = 3$, линия *4* —- $Q = 1.5$.

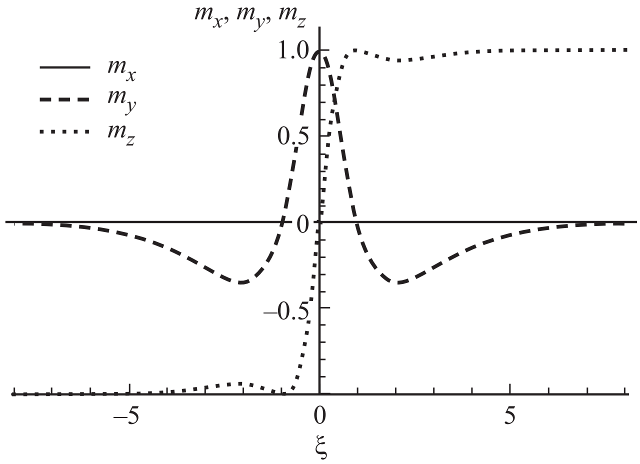

Рис. 6. График зависимости компонент m_x, m_y, m_z от ξ при $\lambda = 6$. Остальные параметры те же, что и на рис. 2.

энергия НМЭВ, определяемая выражением

$$E_{\text{int}} = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_{\text{int}} dy, \tag{7}$$

пропорциональна размеру области действия неоднородного электрического поля L, а также величине $\mathscr{E}_0$. Отсюда следует, что $E_{\text{int}} = cL\mathscr{E}_{0c}$, где c — некоторая константа. Таким образом, можно утверждать, что чем меньше размер области действия поля L, тем большей величины необходимо приложить поле, чтобы 180° ДГ стала неелевской и наоборот. В силу того, что при значении поля $\mathscr{E} = \mathscr{E}_{0c}$ структура 180° ДГ будет всегда неелевской, то константа c практически не будет зависеть от L.

При дальнейшем увеличении величины $\mathscr{E}_0$ структура 180° ДГ претерпевает ряд трансформаций, связанных с возникновением дополнительных экстремумов на графиках зависимостей компонент вектора $\mathbf{m}$ от координаты y (рис. 6). При этом стенка остается неелевской, а величина p_m непрерывно растет. Соответственно, интегральная величина поляризации $P = Np_0$, определяемая по формуле

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} p(y) dy, \tag{8}$$

также будет увеличиваться.

До сих пор предполагалось, что вклады параметров b_1 и b_2, которые определяют интенсивности соответствующих частей НМЭВ в ФМЭ эффект, одинаков ($b_1 = b_2$) [24]. В тоже время, выражение для плотности энергии НМЭВ, представленное в [25] в виде (2), предполагает, что эти вклады возможно отличаются. Поэтому необходимо выяснить в рамках данной задачи степень влияния каждой части НМЭВ на структуру и поляризацию ДГ.

Из расчетов следует, что в малых полях эти вклады носят аддитивный характер [7], но различаются по характеру их воздействия на ДГ. В частности, вклад, обусловленный наличием в ε_{int} слагаемого, содержащего $\operatorname{rot}\mathbf{m}$ (второй тип), приводит к более существенным изменениям структуры (увеличение φ_m и ширины угловой зависимости $\varphi = \varphi(y)$ происходит сильнее рис. 7), чем вклад, связанный с $\operatorname{div}\mathbf{m}$ (первый тип). Однако их вклады в дифференциальную поляризацию p отличаются не только количественно, но и качественно. Так поляризация p, обусловленная парциальным вкладом НМЭВ второго типа, имеет распределение по координате y (рис. 8), коррелирующее с угловой зависимостью $\varphi = \varphi(y)$ (рис. 7). В то же время распределение поляризации, обусловленное первым типом НМЭВ, описывается также четной ограниченной функцией, но с двумя пиками, симметрично расположенными относительно оси ординат и с $p(0) = 0$. Таким образом, в первом случае при включении поля в ДГ может возникнуть двойной электрический слой. В случае же $b_1 = b_2$ их совместное действие также приводит к гауссовскому распределению величины ν с максимальным значением поляризации в центре стенки. Влияние первого типа НМЭВ на результирующую поляризацию приводит лишь к некоторому уширению функции $p = p(y)$ в местах, где первой тип НМЭВ дает максимальный вклад в нее. Можно отметить, что в бóльших полях их вклады уже не являются аддитивными (это особенно заметно при анализе величины p_m на рис. 8). В данном случае они значительно усиливают друг друга, что связано с нелинейным характером уравнений (5). При этом можно отметить, что при значении поля, равным $\mathscr{E}_{0c}$, на графиках зависимости p_m от $\mathscr{E}_0$ для обоих вкладов имеется излом: характер зависимостей меняется от крутого подъема при малых $\mathscr{E}_0 < \mathscr{E}_{0c}$, до более пологого возрастания при бóльших $\mathscr{E}_0 > \mathscr{E}_{0c}$. Аналогично ведет и величина интегральной поляризации P (рис. 9), что связано с перестройкой структуры 180° ДГ: она трансформируется от квазиблоховского типа к неелевскому.

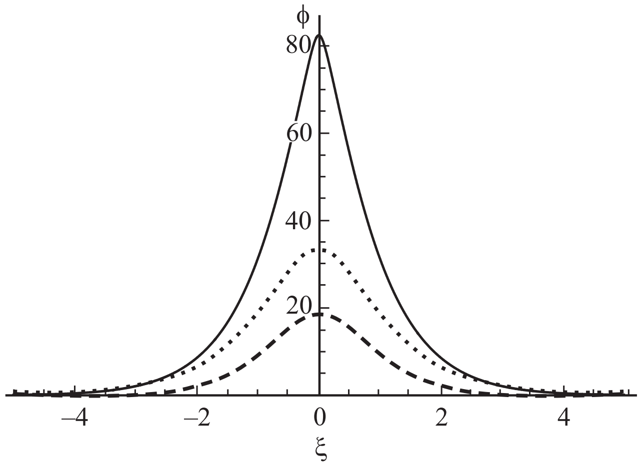

Рис. 7. Графики зависимости φ от ξ для 180° ДГ при $\lambda = 0.485$, $Q = 3$, $l = 5$. Здесь штриховая линия соответствует случаю, когда в НМЭВ — $b_1 \neq 0$, $b_2 = 0$, пунктирная — $b_1 = 0$, $b_2 \neq 0$, сплошная — $b_1 = b_2 \neq 0$ (совместный вклад обоих типов НМЭВ).

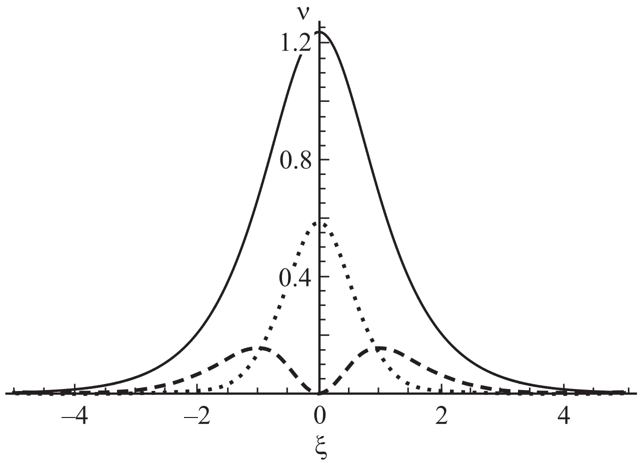

Рис. 8. График зависимости параметра ν для 180° ДГ от ξ. Значения параметров материала и обозначения кривых те же, что на рис. 7.

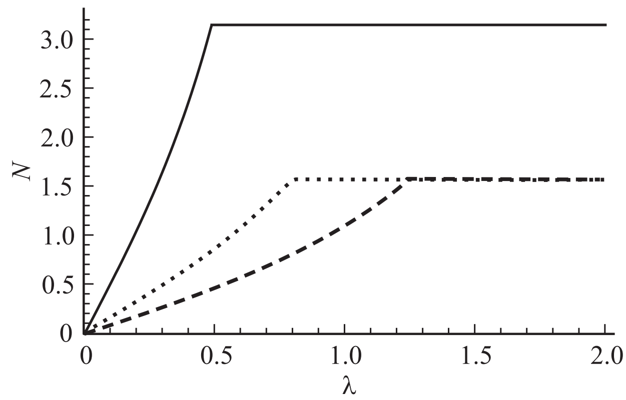

Рис. 9. Графики зависимости параметра N для 180° ДГ от приведенного поля λ при $Q = 3$, $l = 5$. Сплошная линия соответствует случаю учета НМЭВ с $b_1 = b_2 \neq 0$, штриховая — $b_1 \neq 0$, $b_2 = 0$, пунктирная — $b_1 = 0$, $b_2 \neq 0$.

4. 0-градусные ДГ

Анализ уравнений Эйлера–Лагранжа (5) показывает, что в неоднородном электрическом поле вида (4) возможны также решения, соответствующие 0-градусным ДГ (0° ДГ). Они представляют собой магнитную неоднородность, разделяющую два домена с одинаковым направлением намагниченности $\mathbf{m}_0$ в них и имеющую гауссовский характер зависимости $\theta = \theta(y)$ [27,30]]. 0° ДГ имеют важное значение в процессах спиновой переориентации магнетика от одного направления к другому, в которых они играют роль зародышей перемагничивания [30,31]. Кроме того, такие неоднородности могут образоваться в магнетиках на дефектах типа „потенциальная яма“ [27]. В данной ситуации возникновение 0° ДГ в одноосных ферромагнетиках с НМЭВ в неоднородном электрическом поле является вполне закономерным явлением, так как действие такого рода поля на магнитные моменты ограничено в пространстве и проявляет себя как дефект, индуцированный электрическим полем. Конечно механизм его воздействия на магнетик может быть двояким и привести еще к неоднородному смещению однотипных ионов и в конечном счете к индуцированию дополнительной анизотропии, которая будет также пространственно неоднородной [15,16]. Однако в данном случае ограничимся рассмотрением только первого механизма.

Таким образом зарождение 0° ДГ в неоднородном электрическом поле, как и в случае зарождения 0° ДГ на дефектах типа „потенциальная яма“, изученным в [27], носит пороговый характер, так как 0° ДГ появляются только в полях $\mathscr{E}_0$, превышающих некоторое критическое значение $\mathscr{E}_{0n}$ (в частности, при $\mathscr{E}_0 > \mathscr{E}_{0n} = 0.719\mathscr{E}_1$ для случая $L = 10\Delta_0$, $Q = 3$, $b_1 = b_2$, рис. 10). Справедливости ради надо отметить, что 0° ДГ в рассматриваемым магнетике может зародиться и в однородном поле. Однако его энергия при этом будет положительной и следовательно, такая 0° ДГ не будет устойчивой.

Как видно из рис. 10, в момент зарождения 0° ДГ имеет неблоховскую структуру, в которой зависимость $\varphi = \varphi(y)$ является функцией нечетной. Последнее означает, что вполне достаточно исследовать область $y > 0$. В этом случае, как следует из рис. 10, в момент своего зарождения (при $\mathscr{E}_0 = \mathscr{E}_{0n}$) функция $\varphi(y)$ имеет в области $y > 0$ при $y = y_1$ лишь один максимум $\varphi_m = \varphi(y_1)$, который является немалой величиной: $\varphi_m \sim 70°$. Однако при возрастании $\mathscr{E}_0$ на графике зависимости $\varphi = \varphi(y)$ (рис. 10, кривая *2'*) появляется еще один минимум ($y = y_2$), который расположен в области $\varphi(y) < 0$, причем его координата находится правее координаты максимума функции $\varphi(y)$ ($y_1 < y_2$). Очевидно, при $y > y_2$ на графике зависимости имеется точка перегиба y_p, которая, согласно [32], определяет ширину Δ угловой зависимости $\varphi = \varphi(y)$.

При возрастании величины поля $\mathscr{E}_0$ координата y_2 точки минимума функции $\varphi(y)$, а вместе с ним и точки перегиба y_p смещаются в сторону меньших значений y. При этом глубина минимума $|\varphi(y_2)|$ растет при одновременном уменьшении высоты максимума $\varphi(y_1)$, а ширина Δ также уменьшается. При больших значениях $\mathscr{E}_0$ (в частности, для значений $L = 5\Delta_0$, $Q = 3$, при $\mathscr{E}_0 > 9.3\mathscr{E}_1$) происходит возникновение дополнительного максимума и одного минимума на графике зависимости $\theta = \theta(y)$. Такая существенная трансформация структуры 0° ДГ, которая происходит при увеличении напряженности $\mathscr{E}_0$, приводит к уменьшению поляризации ДГ, как величины $p(0)$, так и ее интегральной величины P.

Значение поля зарождения $\mathscr{E}_{0n} = \lambda_n\mathscr{E}_1$ существенно зависит от размера L области действия неоднородного

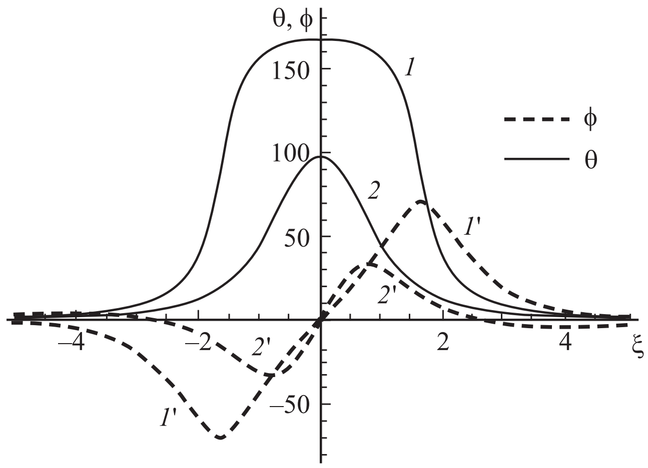

Рис. 10. Графики, иллюстрирующие распределение намагниченности **m** в 0° ДГ, выраженные через зависимости θ, φ от ξ при $\lambda = 0.719$ (линии *1* и *1'*) и $\lambda = 2$ (линии *2* и *2'*). Здесь $b_1 = b_2$, $Q = 3$, $l = 10$.

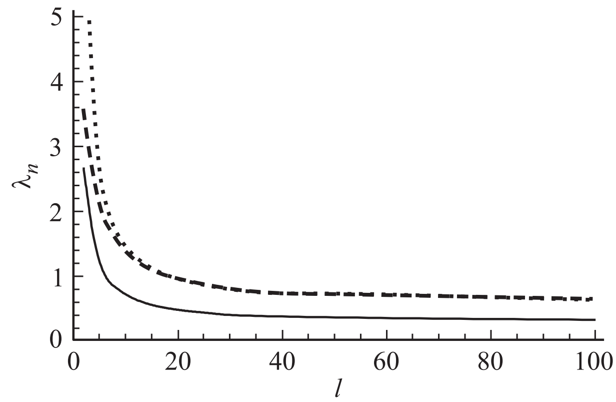

Рис. 11. Графики зависимости параметра λ_n от величины l для 0° ДГ при $Q = 3$. Штриховая линия соответствует случаю учета вклада НМЭВ первого типа, пунктирная — второго типа, сплошная — случаю учета совместного вклада НМЭВ.

поля (рис. 11): чем больше величина L, тем при меньших критических полях зарождаются 0° ДГ и наоборот. Следует отметить, что аналогичная зависимость имеет место и при рассмотрении в одноосных пленках условий возникновения 0° ДГ на дефектах типа „потенциальная яма“ [27,30,33]. С другой стороны с возрастанием размера L амплитуда θ_m и поляризация p_m уменьшаются. Кроме того на графике зависимости дифференциальной поляризации p от координаты (рис. 12) в момент зарождения 0° ДГ имеются два максимума p_m, симметрично расположенных относительно начала координат, и один относительный минимум (между ними в точке $y = 0$), которые с возрастанием величины поля $\mathscr{E}_0$ одновременно уменьшаются. При этом при возрастании L значение $p(0)$ также уменьшается, как и интегральная величина поляризации P.

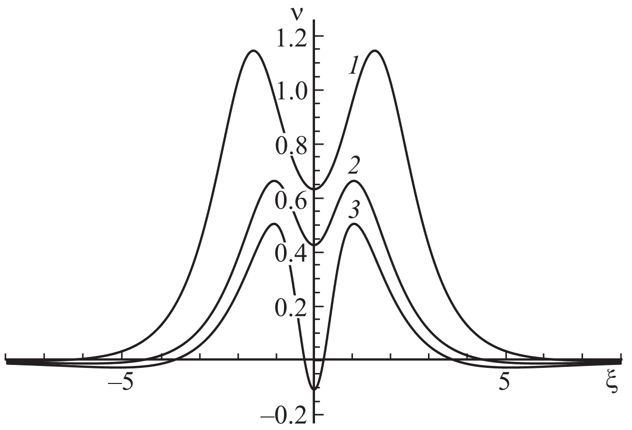

Рис. 12. Графики зависимости величины ν для 0° ДГ от ξ при $Q = 3$, $l = 5$, $b_1 = b_2$. Линия *1* соответствует $\lambda = 0.719$, *2* — $\lambda = 1.5$, *3* — $\lambda = 2.5$.

Необходимо отметить, что приведенные выше явления зарождения 0° ДГ и дальнейшей его трансформации в неоднородном электрическом поле изучались для случая $b_1 = b_2$. Однако расчеты показывают, что влияние парциальных вкладов НМЭВ, в структуру 0° ДГ существенно отличаются от той картины, которая имела место для 180° ДГ. В частности, поле зарождения 0° ДГ в исследуемом магнетике, найденное при учете лишь вклада НМЭВ первого типа ($b_1 \neq 0$, $b_2 = 0$), ощутимо меньше ($\mathscr{E}_{0n} = 2.173\mathscr{E}_1$, при $L = 5\Delta_0$, $Q = 3$), чем поле зарождения — при учете вклада второго типа ($\mathscr{E}_{0n} = 2.737\mathscr{E}_2$, $b_1 = 0$, $b_2 \neq 0$, L и Q — те же значения). Более того характеристики 0° ДГ при учете различных типов НМЭВ, в момент зарождения также значительно отличаются: в первом случае $\theta_m \sim 165°$, $\varphi_m \sim 56°$, $\Delta = 5\Delta_0$ (эффективный размер 0° ДГ согласно [32]), а во втором случае $\theta_m \sim 175°$, $\varphi_m \sim 62°$, $\Delta = 2.6\Delta_0$. С возрастанием значения электрического поля $\mathscr{E}_0$ величины θ_m и φ_m в обоих случаях уменьшаются, однако данная тенденция происходит для первого случая более замедлено, чем для второго случая. Кроме того, обнаруженное ранее возникновение еще одного минимума на графиках зависимости при $y > 0$ с возрастанием $\mathscr{E}_0$ имеет место только в случае учета вклада НМЭВ первого типа, причем значение этого минимума ($|\varphi(y_2)|$) увеличивается с возрастанием $\mathscr{E}_0$. Таким образом, можно утверждать, что часть НМЭВ, обусловленного наличием в нем $\operatorname{div}\mathbf{m}$, приводит к более существенной трансформации структуры 0° ДГ, чем та часть НМЭВ, в выражении которого содержится $\operatorname{rot}\mathbf{m}$. Отсюда вытекает, что основной вклад в величину индуцированной поляризации 0° ДГ вносит первый тип НМЭВ.

5. Обсуждение результатов

Анализ полученных данных показывает, что наложение электрического поля, направленного нормально к поверхности пленки и действующего в ограниченной ее области, приводит к трансформации распределения намагниченности в 180° ДГ: ее структура (первоначально блоховского типа) преобразуется в квазиблоховскую с выходом вектора намагниченности **m** из плоскости стенки [20,29]. При этом благодаря ФМЭ механизму ДГ становится заряженной, величина поляризации которой описывается четной, ограниченной функцией гауссовского типа. Дальнейшее увеличение поля приводит к возрастанию одновременно интегральной поляризации P и максимального угла φ_m. Последний все время увеличивается вплоть до значения $\varphi_m = \pi/2$, что означает возникновение в структуре ДГ неелевского участка, который затем разрастается. Наконец, при достижении полем некоторого критического значения $\mathscr{E}_{0c}$ 180° ДГ становится полностью неелевской. При другом значении поля $\mathscr{E}_0 = \mathscr{E}_{0n}$, немного бо́льшим по величине, чем $\mathscr{E}_{0c}$, зарождается магнитная неоднородность типа 0° ДГ, которая уже в момент ее образования является неблоховской ($\operatorname{div}\mathbf{m} \neq 0$). Она, соответственно, имеет определенную поляризацию, интегральная величина которой с возрастанием $\mathscr{E}_0$ также увеличивается. Согласно расчетам, поле зарождения 0° ДГ $\mathscr{E}_{0n}$ существенно зависит от ширины области действия поля L: чем больше L, тем меньше $\mathscr{E}_{0n}$ и при $L \to \infty$ поле $\mathscr{E}_{0n}$ асимптотически быстро стремится к величине $\mathscr{E}_{0n} = 0.3\mathscr{E}_1$. Таким образом, поля $\mathscr{E}_{0c}$ и $\mathscr{E}_{0n}$ являются характерными величинами, при достижении которых качественно меняются структура и свойства магнитных неоднородностей.

Следует отметить, что общая картина поведения микромагнитной структуры в неоднородном электрическом поле согласуется с экспериментальными данными, однако детальное сравнение результатов, полученных в данной работе с данными эксперимента [6,15] не представляется возможным в связи с существенными различиями в геометрии пленок: в работе [6] изучались доменные границы в (210) ориентированных пленках ферритов−гранатов, в которых значительную роль играет ромбическая и „скошенная ромбическая“ анизотропии [20,34], а здесь анализ магнитных неоднородностей рассмотрен в одноосном ферромагнетике.

Закономерности зарождения 0° ДГ в магнитоодноосной пленке в неоднородном электрическом поле, полученные в данной работе, во многом идентичны процессам образования 0° ДГ на дефектах типа „потенциальная яма“ [33]. Еще одним фактором, подтверждающим сходство этих явлений является зависимость энергии 0° ДГ от величины поля $\mathscr{E}_0$: при определенном его значении энергия 0° ДГ становится отрицательной (например, для $Q = 3$, $L = 10\Delta_0$ при $\mathscr{E}_0 > 5.4\mathscr{E}_1$, (рис. 13)) и, следовательно, ее образование становится энергетически более выгодным, чем однородное состояние магнетика (как и в случае с 0° ДГ, зарождающимися на соответствующих дефектах [27,33]). Таким образом действие неоднородного электрического поля на магнетик, в котором имеет место НМЭВ, аналогично по вызываемым последствиям наличию в образце дефекта типа „потенциальная яма“.

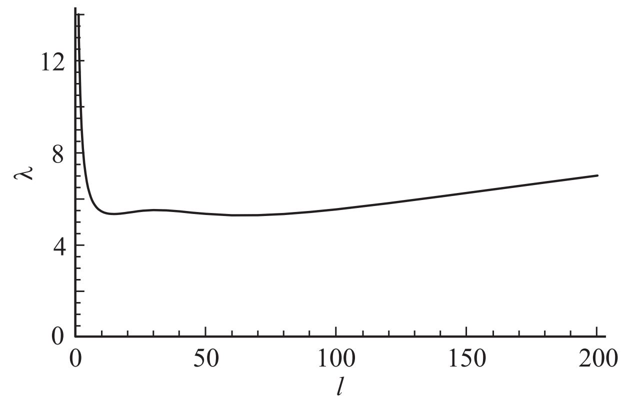

Рис. 13. График зависимости параметра λ от l, представленная в виде линии $\lambda(l)$, на которой энергия 0° ДГ обращается в ноль; в области, расположенной выше этой линии энергия 0° ДГ отрицательна, а ниже — положительна.

Однако есть и отличия, которые заключаются в следующем. Во-первых, ФМЭ эффект всегда приводит к трансформации существующих или к образованию новых магнитных неоднородностей таким образом, чтобы они соответствовали неблоховской структуре, в результате чего на ДГ возникает поляризация. Во-вторых, 0° ДГ при наличии в магнетиках НМЭВ может возникать в них и в однородном электрическом поле, хотя ее энергия является положительной.

Следует отметить, что в работе исследовалось также парциальные вклады НМЭВ, обусловленные наличием в (2) соответствующих слагаемых ($\operatorname{div}\mathbf{m}$ и $\operatorname{rot}\mathbf{m}$), в структуру магнитных образований, возникающих в неоднородном поле. Выяснилось, что на 180° ДГ более сильное влияние оказывает часть НМЭВ второго типа, а на 0° ДГ — часть НМЭВ первого типа. Такая избирательность вкладов разного типа возможно объясняется тем, что НМЭВ второго типа, легче изменить структуру 180° ДГ, в которой уже имеется „завихрение" магнитных моментов (точнее замыкание магнитного потока в ДГ), чем структуру 0° ДГ, не обладающей такой особенностью.

В заключение авторы выражают признательность профессору физического факультета МГУ А.П. Пятакову за проявленный интерес к нашей работе и предоставленные экспериментальные материалы.

Список литературы

[1] G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, J.F. Scott. Rev. Mod. Phys. **84**, 119 (2012).
[2] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. УФН **182**, 593 (2012).
[3] G.A. Meshkov, A.P. Pyatakov, A.D. Belanovsky, K.A. Zvezdin, A.S. Logginov. J. Magn. Soc. Jpn. **36**, 46 (2012).
[4] В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная магнитооптика. Энергоатомиздат, М. (1990). 320 с.
[5] Б.Б. Кричевцов, В.В. Павлов, Р.В. Писарев. Письма ЖЭТФ **49**, 466 (1989).
[6] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков. Письма ЖЭТФ **86**, 2 (2007).
[7] Р.М. Вахитов, А.Т. Харисов, Ю.Е. Николаев. ДАН. Физика **455**, 150 (2014).
[8] T. O'Dell. Philosoph. Mag. **16**, 487 (1967).
[9] G. Velleaud, B. Sangare, M. Mercier, G. Aubert. Solid State Commun. **52**, 71 (1984).
[10] H. Ogawa, E. Kita, Y. Mochida, K. Kohn, S. Kimura, A. Tasaki, K. Siratori. J. Phys. Soc. Jpn **56**, 452 (1987).
[11] Y. Kohara, Y. Yamasaki, Y. Onose, Y. Tokura, Phys. Rev. B **82**, 104419 (2010).
[12] A.I. Popov, Z.V. Gareeva, A.K. Zvezdin. Phys. Rev. B **92**, 144420 (2015).
[13] A.I. Popov, K.A. Zvezdin, Z.V. Gareeva, F.A. Mazhitova, R.M. Vakhitov, A.R. Yumaguzin, A.K. Zvezdin. J. Phys.: Condens. Matter. **28**, 456004 (2016).
[14] A.I. Popov, Z.V. Gareeva, F.A. Mazhitova, R.A. Doroshenko. JMMM **461**, 128, (2018).
[15] А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова. Письма ЖЭТФ **97**, 304 (2013).
[16] Г.В. Арзамасцева, А.М. Балбашов, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, А.Г. Темирязев, М.П. Темирязева. ЖЭТФ **147**, 793 (2015).
[17] М.А. Шамсутдинов, А.Т. Харисов, Ю.Е. Николаев. ФММ **111**, 472 (2011).
[18] М.А. Борич, А.П. Танкеев, В.В. Смагин. ФТТ **58**, 63 (2016).
[19] М.А. Борич, А.П. Танкеев, В.В. Смагин. ФТТ **58**, 1329 (2016).
[20] Р.М. Вахитов, Р.Р. Исхакова, А.Р. Юмагузин. ФТТ **60**, 923 (2018).
[21] А.П. Иванов, А.С. Логгинов, Г.А. Непокойчицкий, И.И. Никитин. ЖЭТФ **84**,1006 (1984).
[22] Д.П. Куликова, А.П. Пятаков, Е.П. Николаева, А.С. Сергеев, Т.Б. Косых, З.А. Пятакова, А.В. Николаев. Письма в ЖЭТФ **104**, 196 (2016).
[23] А.С. Логгинов, А.В. Николаев, Е.П. Николаева, В.Н. Онищук. ЖЭТФ **117**, 571 (2000).
[24] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский. Письма ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
[25] I.E. Dzyaloshinskii. Europhys. Lett. (EPL) **83**, 67001 (2008).
[26] Дж. Холл, Дж. Уатт. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Мир, М. (1979). 372 с.
[27] Р.М. Вахитов, Т.Б. Шапаева, Р.В. Солонецкий, А.Р. Юмагузин. ФММ **118**, 571 (2017).
[28] A. Hubert, R. Schäfer. Magnetic domains. Springer-Verlag, Berlin (2009). 696 p.
[29] В.В. Плавский, М.А. Шамсутдинов, Б.Н. Филиппов. ФММ **88**, 22 (1999).
[30] Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин. ФТТ **43**, 65 (2001).
[31] Р.М. Вахитов, В.Е. Кучеров. ЖТФ **70**, 67 (2000).
[32] B.A. Lilley. Phil. Mag. **41**, 792 (1950).
[33] Р.М. Вахитов, Е.Б. Магадеев. ФММ **115**, 306 (2014).
[34] I. Nistor, C. Holthaus, S. Tkachuk. J. Appl. Phys. **101**, 09c526 (2007).

Редактор К.В. Емцев