05,11

Магнитные фазы и неоднородные микромагнитные структуры в феррит-гранатовой пленке с ориентацией (210)

© Р.М. Вахитов, Р.Р. Исхакова, А.Р. Юмагузин

Физико-технический институт, Башкирский государственный университет,
Уфа, Россия

E-mail: VakhitovRM@Yahoo.com

(Поступила в Редакцию 15 сентября 2017 г.)

Теоретически исследуются возможные магнитные состояния кубического ферромагнетика с наведенной вдоль направления [210] одноосной анизотропией. Показано, что ориентационная фазовая диаграмма магнетика является нетривиальной и допускает существование трех типов магнитных фаз, различающихся трансформационными свойствами, а также наличие пятерных точек, изоструктурных фазовых переходов и т.д. Установлено, что магнитные неоднородности независимо от значений параметров материала имеют общую структуру — они соответствуют 180-градусным доменным границам с некруговой траекторией вектора намагниченности. Найденные особенности однородных и неоднородных магнитных состояний в данных материалах позволяют объяснить характер проявления в них флексомагнитоэлектрического эффекта.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00336).

DOI: 10.21883/FTT.2018.05.45788.327

1. Введение

Синтезированные около 30 лет назад феррит-гранатовые пленки с ориентацией (210) зарекомендовали себя в процессе их изучения как перспективные многофункциональные материалы, которые могут быть использованы и в устройствах магнитной записи [1], и в высокочувствительных датчиках для визуализации малых неоднородных полей [2] и т.д. В то же время после обнаружения в этих пленках гигантского магнитоэлектрического (МЭ) эффекта при комнатных температурах [3] о них заговорили как о магнитоэлектрических материалах. Кроме того, в последующих исследованиях в них был открыт новый сильный МЭ эффект, который заключался в смещении доменных границ (ДГ) под действием внешнего электрического поля [4]. Интересной особенностью наблюдаемого эффекта явилось его зависимость от ориентации пленки: в пленках ферритов-гранатов с ориентацией (210) МЭ эффект проявлялся наиболее сильно, в пленках с ориентацией (011) — более слабо, а в пленках с ориентацией (111) МЭ эффект вообще не наблюдался. В литературе было предложено два возможных объяснения наблюдаемого явления. Первое — это МЭ эффект, который обусловлен наличием неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия в рассматриваемых материалах [4]. Согласно [5], данный механизм проявляется лишь в том случае, когда существующие в них ДГ имеют неблоховскую структуру. Второе — эффект определяется условиями проведения эксперимента и особенностями ориентационной фазовой диаграммы (ОФД) изучаемой пленки [6]. Таким образом, из сказанного следует, что для объяснения результатов [4] необходимо провести анализ однородных и неоднородных магнитных состояний, возможных в пленке типа (210) ферритов-гранатов, т.к. подобные исследования в них до сих пор не проводились (за исключением работы [6], где приведен анализ ОФД пленки типа (210) в пренебрежении вкладом кубической анизотропии).

2. Однородные магнитные состояния пластины (210) с комбинированной анизотропией

Вначале изучим равновесные направления вектора намагниченности **M** в кубическом ферромагнетике с наведенной вдоль оси [210] одноосной анизотропией. Будем считать, что образец представляет собой однородно намагниченную пластину конечной толщины. Систему координат выбираем так, что ось Oz перпендикулярна плоскости пластины и совпадает с направлением [210], ось Ox параллельна направлению $[\bar{1}20]$, а Oy — направлению [001]. Тогда плотность энергии однородных состояний магнетика ε_{ma}, включающая плотности энергий наведенной одноосной и кубической анизотропий, а также плотность энергии размагничивающих полей пластины, запишется в виде

$$\begin{aligned}\varepsilon_{ma} &= K_u \sin^2\theta + K_p \sin^2\theta\cos^2\varphi - \frac{3}{2}K_p \sin\theta\cos\theta\cos\varphi \\ &+ \frac{K_1}{25}\Big(25\sin^4\theta\sin^2\varphi\cos^2\varphi + 25\sin^2\theta\cos^2\theta\sin^2\varphi \\ &+ 4\sin^4\theta\cos^4\varphi + 4\cos^4\theta + \sin^2\theta\cos^2\theta\cos^2\varphi \\ &+ 12\sin\theta\cos^3\theta\cos\varphi - 12\sin^3\theta\cos\theta\cos^3\varphi\Big), \qquad (1)\end{aligned}$$

где θ и φ — полярный и азимутальный углы вектора **M**, K_u, K_p — константы, соответственно перпендикулярной и ромбической компонент наведенной одноосной анизотропии [6], K_1 — первая константа кубической анизотропии. Здесь учитывается, что в величину константы K_u вносят вклад и размагничивающие поля пластины: $K_u = K_u' - 2\pi M_s^2$, где M_s — намагниченность насыщения.

Однородные магнитные состояния рассматриваемого магнетика находятся из минимума (1), т. е. из следующих уравнений:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} = 0, \qquad \frac{\partial \varepsilon}{\partial \varphi} = 0 \tag{2}$$

при выполнении условий

$$\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \varphi^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta^2}\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \varphi^2} - \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta \partial \varphi}\right)^2 > 0. \tag{3}$$

Из анализа полученных соотношений для случая $K_1 = 0$ следует, что в рассматриваемом магнетике возможно существование трех типов магнитных фаз; их обозначения, ориентации и области существования имеют вид [7]:

1. $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2, 3\pi/2$; $\mathbf{M} \parallel [001], [00\bar{1}]$ — симметричная фаза $P_{[001]}$. Область ее существования определяется соотношениями: $K_p > 0$, $K_u < -\frac{9}{16}K_p$.

2. $\theta = \theta_0$, $\varphi = 0$ и $\theta = \pi - \theta_0$, $\varphi = \pi$; $\mathbf{M} \parallel [uv0]$ — угловая фаза $P_{[uv0]}$. Область ее устойчивости — $K_u < 0 \cup K_p > 0$, $K_u > -\frac{9}{16}K_p$. Здесь

$$\theta_0 = \operatorname{arctg}\left\{\left[\sqrt{4(K_u + K_p)^2 + 9K_p^2} - 2(K_u + K_p)\right]/3K_p\right\}.$$

3. Третье возможное состояние магнетика представляет собой фазу типа „наклонная легкая плоскость“, которая задается соотношением

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{3}{4}\cos\varphi, \tag{4}$$

а ее ориентация определяется нормалью $\mathbf{n} = (0, 4/5, -3/5)$. Существование этой фазы возможно на линии $K_u = -\frac{9}{16}K_p$. Выполнение последнего соотношения (вполне достижимого для пленок ферритов-гранатов [2,8]), дает возможность зафиксировать с помощью (210)-ориентированной пленки сколь угодно малые поля, действующие на исходный образец. Данное свойство таких пленок может найти применение в высокочувствительных датчиках малых неоднородных полей.

Между фазами $P_{[001]}$ и $P_{[uv0]}$ на линии $K_p = 0$, $K_u < 0$ имеет место спин-переориентационный фазовый переход (СПФП) второго рода: переход вектора $\mathbf{M}$ между данными состояниями происходит путем непрерывной спиновой переориентации. В то же время на линии $K_u = -\frac{9}{16}K_p$ $(K_p > 0)$. Переход между фазами $P_{[001]}$ и $P_{[uv0]}$ также происходит непрерывно, но посредством двух СПФП второго рода через промежуточное состояние типа „легкая наклонная плоскость“. Это связано с тем, что вектор $\mathbf{M}$ в обеих фазах при достижении линии СПФП $(K_u = -\frac{9}{16}K_p)$ лежит в плоскости, определяемой соотношением (4).

Следует отметить отсутствие в перечне найденных фаз симметричной фазы $P_{[210]}$ $(\theta = 0, \pi$; $\mathbf{M} \parallel [210])$, что связано с наличием в пленке с ориентацией (210) „скошенной ромбической анизотропии“ [2], описываемой третьим слагаемым в выражении (1). Кроме того, необходимо подчеркнуть, что полученные результаты согласуются с аналогичными исследованиями равновесных направлений вектора намагниченности $\mathbf{M}$, проведенными в [6,9] для случая $K_1 = 0$.

Теперь рассмотрим влияние кубической анизотропии на однородные магнитные состояния (210)-ориентированной пленки. В этом случае $(K_1 \neq 0)$ ОФД рассматриваемого магнетика в переменных $(æ_1, æ_2)$, где $æ_1 = K_1/|K_u|$, $æ_2 = K_p/|K_u|$, значительно усложняется (см. рис. 1, *a, b*): на ней наряду с симметричной $(P_{[001]})$ и угловой $(P_{[uv0]})$ фазами появляются новые, в частности, фаза общего вида $P_{[uvw]}$ $(\mathbf{M} \parallel [uvw])$. Следует отметить, что эти фазы отличаются друг от друга трансформационными свойствами: при изменении параметров материала (что может быть достигнуто действием внешних напряжений [10], либо термическим воздействием и т. д. [7]) вектор намагниченности $\mathbf{M}$ в симметричной фазе, направленный вдоль одной из осей симметрии куба, не изменяет своей ориентации, в угловой фазе вектор $\mathbf{M}$ изменяет свою ориентацию, оставаясь лежать в одной из плоскостей симметрии куба, в фазе общего вида вектор $\mathbf{M}$ меняет свое направление так, что годограф вектора $\mathbf{M}$ описывает на сфере радиуса M_s некруговую траекторию.

Симметричная фаза $P_{[001]}$ в отсутствие кубической анизотропии не возникает при $K_u > 0$, т. к. одноосная анизотропия типа „легкая ось“ препятствует возникновению любых равновесных направлений вектора $\mathbf{M}$, лежащих в плоскости пластины. Однако при $K_1 \neq 0$ возникает возможность того, что при $K_u > 0$ фаза $P_{[001]}$ может стать устойчивой: условия для ее существования появляются при бóльших величинах $æ_1$, когда $K_1 \gg K_u$ $(æ_1 > 20.14$; рис. 1, *a*). Этому благоприятствует тот факт, что при $K_1 > 0$ легкими осями кубической анизотропии являются оси типа $\langle 100 \rangle$.

Другой особенностью ОФД исследуемого магнетика при $K_1 \neq 0$ является возникновение множества угловых фаз типа $P_{[uv0]}$ как при $K_u > 0$ (рис. 1, *a, b*), так и при $K_u < 0$ (рис. 2). Они относятся к одной группе симметрии и отличаются лишь значениями угла θ. Между ними возможны СПФП первого рода, которые называют изоструктурными СПФП [11,12]. Линии таких переходов, как правило, заканчиваются в критических точках C_i $(i = 1, 2, \ldots)$, что имеет аналогию с термодинамической системой „жидкость–пар“, для которой кривая фазового равновесия при повышении температуры также заканчивается критической точкой: при температуре выше критической исчезают всякие различия между исходными фазами [13]. В частности, при $K_u > 0$

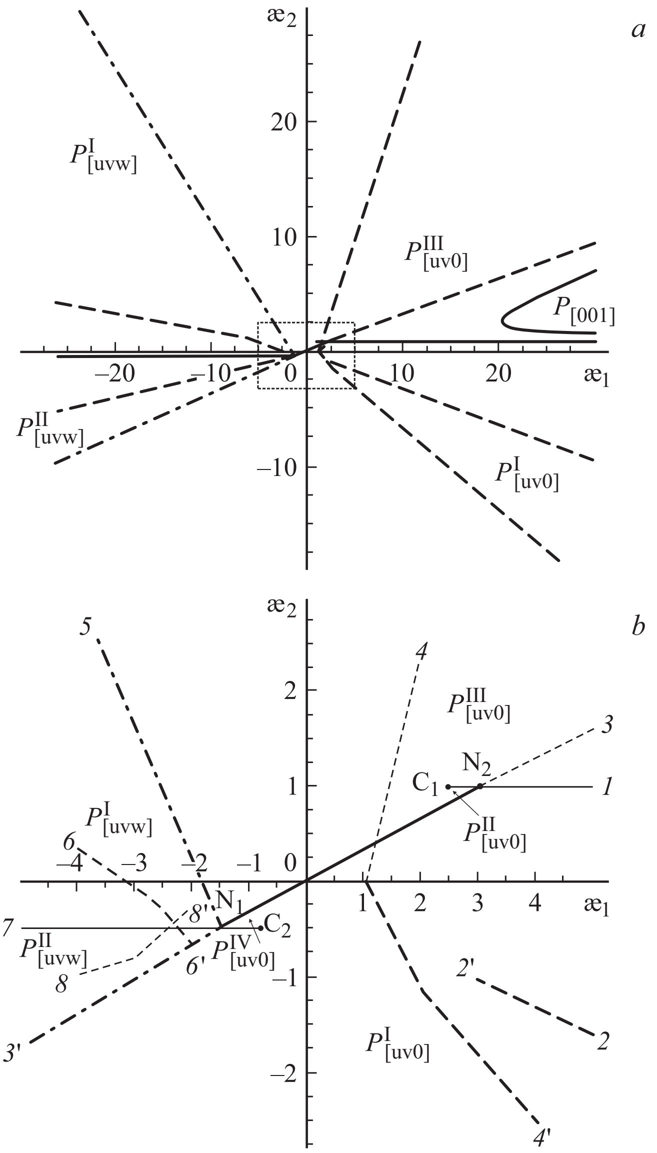

Рис. 1. ОФД (210)-ориентированной пластины ферритов-гранатов для значений $K_u > 0$. Здесь ОФД, соответствующая случаю (*b*), является увеличенной копией выделенного (пунктирной линией) участка на ОФД (*a*). Сплошные линии соответствуют линиям СПФП первого рода, штрихпунктирные — линиям СПФП второго рода, штриховые — границам устойчивости магнитных фаз.

(рис. $1, a, b$) на участке C_1N_2 линии $1-C_1$ ($æ_2 = 1$) происходит изоструктурный СПФП первого рода между фазами $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$. Здесь $N_2 = (3; 1)$ — тройная точка, где сходятся границы областей существования трех фаз $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$, $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$, а $C_1 = (2.5; 1)$ — критическая точка. Точно такая же ситуация имеет место на участке N_1C_2 прямой $7-C_2$ ($æ_2 = -0.48$), который также является линией изоструктурного СПФП первого рода между двумя угловыми фазами $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{IV}}_{[uv0]}$. В данном случае $N_1 = (-1.48; -0.48)$ — пятерная точка, где сходятся границы областей существования пяти фаз: $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$, $P^{\mathrm{IV}}_{[uv0]}$, $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$, P^{I}_{uvw} и $P^{\mathrm{II}}_{[uvw]}$, $C_2 = (-0.87; -0.48)$ — критическая точка. Наличие пятерной точки на ОФД пленки (210) находится в соответствии с правилом фаз Гиббса для исследуемой системы [14]. Кроме того, при $K_u > 0$ на ОФД (рис. $1, a, b$) имеются также две фазы общего вида ($P^{\mathrm{I}}_{[uvw]}$ и $P^{\mathrm{II}}_{[uvw]}$), которые разделены между собой линией $7-N_1$ ($æ_2 = -0.48$), являющийся линией СПФП первого рода между ними.

Следует отметить, что при $æ_1 \leq 2.5$ полностью исчезают различия между угловыми фазами $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$. Поэтому закритическую область ($æ_1 < 2.5$), прилегающую к участку N_1N_2 линии $3-3'$, но расположенную выше нее, можно считать областью фазы $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$. Аналогичная ситуация имеет место и в закритической области ($æ_2 > -0,48$) изоструктурного СПФП первого рода между фазами $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{IV}}_{[uv0]}$; здесь переход между ними происходит непрерывно. А область, расположенную вблизи, но ниже участка N_1N_2, можно считать областью существования фазы $P^{\mathrm{IV}}_{[uv0]}$. В этом случае участок N_1N_2 будет являться линией СПФП первого рода между фазами $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{IV}}_{[uv0]}$. Соответственно на линии $5-N_1$ имеет место СПФП второго рода между фазами $P^{\mathrm{I}}_{[uvw]}$ и $P^{\mathrm{IV}}_{[uv0]}$, а на линии $3'-N_1$ — СПФП второго рода между $P^{\mathrm{II}}_{[uvw]}$ и $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$.

При $K_u < 0$ ОФД исследуемой пленки не меняется существенным образом (рис. 2). В этом случае симметричная фаза $P_{[001]}$ в основном устойчива при $æ_1 > 0$, как и должно быть, однако к сказанному выше насчет условий устойчивости данной фазы в области $æ_1 > 0$ добавляется еще один фактор, благоприятствующий фазе $P_{[001]}$: при $K_u < 0$ одноосная анизотропия становится легкоплоскостной. Данный фактор позволяет существовать симметричной фазе $P_{[001]}$ и при некоторых отрицательных значениях $æ_1$. Если термодинамический

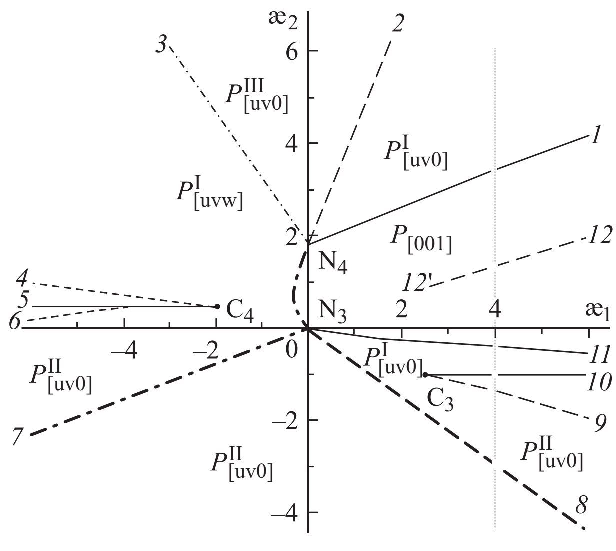

Рис. 2. ОФД пластины (210) для значений $K_u < 0$. Обозначения кривых те же, что и на рис. 1 (a, b).

путь, вдоль которого можно отслеживать переход системы из одного состояния в другое, выбрать совпадающим с линией $æ_1 = a$ $(a > 2.5)$ то, двигаясь вдоль нее в сторону возрастающих значений $æ_2$, рассматриваемая магнитная система будет переходить из фазы $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ в фазу $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$, потом из фазы $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ в фазу $P_{[001]}$, а затем — из фазы $P_{[001]}$ в фазу $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$ (рис. 2). При этом линии *10*–C_3, *11*–N_3 и *1*–N_4 будут являться линиями СПФП первого рода, соответственно между фазами $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$, $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ и $P_{[001]}$, а также $P_{[001]}$ и $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$. Подобная ситуация имела место при $K_u > 0$, однако при $K_u < 0$ и $æ_1 < 0$ симметричная фаза $P_{[001]}$ на участке N_3N_4 переходит в фазу общего вида посредством СПФП второго рода, что не имеет аналогии в случае $K_u > 0$. Здесь $N_3 = (0; 0)$ и $N_4 = (0; 1.78)$ — тройные точки, где сходятся соответственно фазы $P_{[001]}$, $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$, а также $P_{[001]}$, $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$.

В области, лежащей между прямыми *3*–N_4, *7*–N_3 и отрезком N_3N_4, которые являются линиями СПФП второго рода, устойчива фаза общего вида. При этом на линиях *3*–N_4 и *7*–N_3 имеет место непрерывные переходы между фазами соответственно, $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{I}}_{[uvw]}$, $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{II}}_{[uvw]}$, а на участке N_3N_4 — между фазами $P^{\mathrm{I}}_{[uvw]}$ и $P_{[001]}$. При $æ_1 < -2$ область существования фазы $P^{\mathrm{I}}_{[uvw]}$ превращается в две области, разделенные прямой *5*–C_4. Последняя является линией изоструктурного СПФП первого рода между фазами $P^{\mathrm{I}}_{[uvw]}$ и $P^{\mathrm{II}}_{[uvw]}$, которые и существуют в вышеупомянутых областях. Эти фазы представляют собой (по симметрии) фазы общего вида и различаются лишь значениями углов θ и φ. В закритической области (определяемой неравенством $æ_1 > -2$ и расположенная справа от критической точки $C_4 = (-2; 0.47)$), переход между ними происходит непрерывно, т. е. они фактически сливаются в одну фазу — фазу общего вида ($\mathbf{M} \parallel [uvw]$). Аналогичная ситуация имеется и в области, заключенной между линиями *7* – N_3 и *11*–N_3 $(æ_2 < 0)$, где устойчива угловая фаза ($\mathbf{M} \parallel [uv0]$). Эта область при $æ_1 > 2.5$ также переходит в две подобласти, разделенные прямой *10*–C_3 $(æ_2 < -1)$, являющейся линией изоструктурного СПФП первого рода между фазами $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ и ${}^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$. В данном случае в области, расположенной выше линии *10*–C_3, $(æ_2 < -1)$ устойчива фаза $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$, а ниже вышеуказанной линии $(æ_2 < -1)$ — фаза $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$, а точка $C_3 = (2.5; -1)$ соответственно является критической точкой изоструктурного СПФП первого рода между этими фазами. В закритической области $(æ_2 < 2.5)$ переход между ними происходит непрерывно, т. к. различие между фазами $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ исчезает.

Следует отметить одну характерную особенность ОФД рассматриваемого магнетика, имеющую место как при $K_u > 0$, так и при $K_u < 0$: между симметричной ($P_{[001]}$) и угловой ($P_{[uv0]}$) фазами возможны только СПФП первого рода, а между угловой и фазой общего вида — СПФП как первого, так и второго рода. Это объясняется тем, что вектор $\mathbf{M}$ в угловой фазе при изменении параметров материала всегда лежит в плоскости, перпендикулярной оси [001]. Поэтому возможен только скачкообразный переход $P_{[uv0]} \leftrightarrows P_{[001]}$.

Как видно из приведенного анализа, топология ОФД (210)-ориентированной пластины является достаточно сложной: на ней имеется множество угловых фаз, которые могут перейти друг в друга посредством СПФП первого рода. Соответствующие линии перехода обрываются в критической точке. Такая же ситуация имеет место и для фаз общего вида ($\mathbf{M} \parallel [uvw]$), между которыми также может произойти изоструктурный СПФП первого рода. Кроме того, на ОФД присутствуют тройные и пятерные точки и т. д.

Очевидно, такой характер ОФД пленки (210) обусловлен выбранным направлением индуцирования одноосной анизотропии (вдоль оси [210]), которое не совпадает ни с одной осью симметрии куба и приводит к разложению наведенной одноосной анизотропии на несколько составляющих. Соответственно равновесное направление вектора намагниченности $\mathbf{M}$ находится под конкурирующим влиянием сразу нескольких анизотропий различной симметрии: перпендикулярной, ромбической, „скошенной" ромбической и кубической. В результате магнитная симметрия пленки является достаточно низкой; в ней имеется лишь один элемент — плоскость отражения σ_v, которая совпадает с плоскостью (001). Именно поэтому на ОФД магнетика имеется всего лишь одна симметричная фаза $P_{[001]}$, а в угловых фазах изменение ориентации вектора $\mathbf{M}$ происходит только в плоскости (001). Нетрудно предположить, что магнитные неоднородности, возможные в изучаемом магнетике, будут также иметь нетривиальную структуру.

3. Возможные микромагнитные структуры

При рассмотрении неоднородных состояний примем, что в системе координат, введенной ранее, ось Oy совпадает с направлением, вдоль которого магнетик неоднороден. Тогда энергию магнитных неоднородностей, взятую с учетом обменного взаимодействия A, энергии магнитной анизотропии ε_{ma}, магнитостатической энергии объемных зарядов, локализованной в ДГ [15,16], и за вычетом энергии однородных состояний ε_0, запишем в виде

$$E = \int \left\{ A \left[\left(\frac{d\theta}{dy} \right)^2 + \sin^2\theta \left(\frac{d\varphi}{dy} \right)^2 \right] + \varepsilon_{ma} + 2\pi M_s^2 \times \left(\sin\theta \sin\varphi - \sin\theta_m \sin\varphi_m \right)^2 - \varepsilon_0 \right\} dy, \qquad (5)$$

где θ_m, φ_m — значения углов, определяющих вектор $\mathbf{M}$ $(\theta_m = \theta(y \to \infty))$, $\varphi_m = \varphi(y \to \infty))$ $\varepsilon_0 = \varepsilon_{ma}(y \to \infty)$. Здесь предполагается, что пластина является достаточно

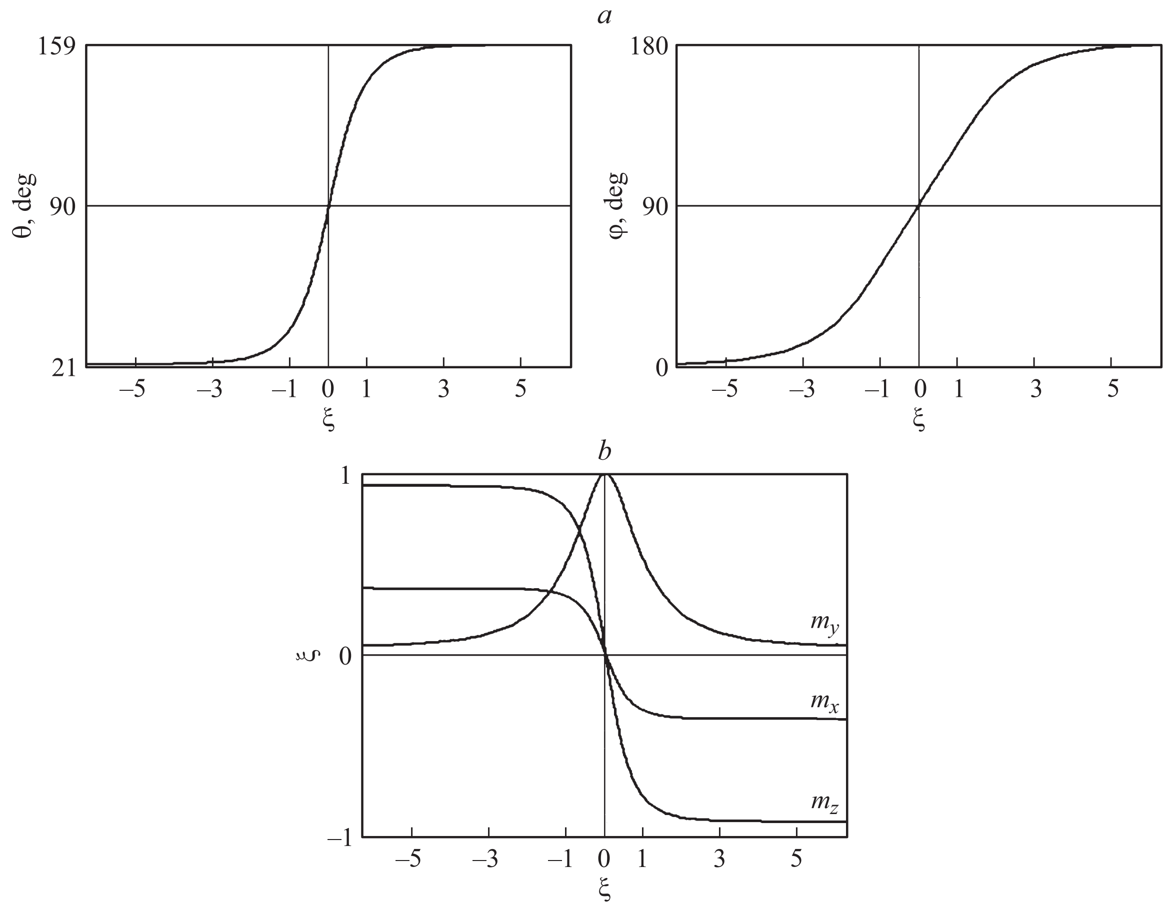

Рис. 3. Зависимости угловых переменных θ и φ (a) единичного вектора $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$ и его компонент m_x, m_y, m_z (b) от переменной ξ, иллюстрирующие распределение намагниченности в 180°-ДГ при следующих значениях материальных параметров: $æ_1 = -2$, $æ_2 = 2$, $Q = 5$, $K_u > 0$.

толстой, и можно пренебречь влиянием размагничивающих полей, создаваемых поверхностными зарядами.

Уравнения Эйлера–Лагранжа, описывающие структуру магнитных неоднородностей, возможных в данном магнетике, после перехода к безразмерным величинам примут вид

$$\frac{d^2\theta}{d\xi^2} - \sin\theta\cos\theta\left(\frac{d\varphi}{d\xi}\right)^2 = \frac{\partial f(\theta,\varphi)}{\partial\varphi}, \quad (6)$$

$$2A\frac{d}{d\xi}\left(\sin^2\theta\frac{d\varphi}{d\xi}\right) = \frac{\partial f(\theta,\varphi)}{\partial\varphi},$$

где $\xi = y/\Delta_0$, $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$ — характерный размер магнитных неоднородностей [15], $f(\theta,\varphi)$ определяется выражением

$$f(\theta,\varphi) = (\varepsilon_{ma} - \varepsilon_0)/2K_u + (2Q)^{-1}\big(\sin\theta\sin\varphi - \sin\theta_m\sin\varphi_m\big)^2, \quad (7)$$

$Q = K_u/2\pi M_s^2$ — фактор качества материала.

Для нахождения решений уравнений (6) необходимо задать граничные условия, которые, исходя из симметрии магнетика, можно записать в виде

$$\theta(\xi\to-\infty) = \theta_0, \qquad \theta(\xi\to+\infty) = \pi - \theta_0,$$
$$\varphi(\xi\to-\infty) = \varphi_0, \qquad \varphi(\xi\to+\infty) = \varphi_0 + \pi, \quad (8)$$

где θ_0, φ_0 — решения уравнений (2) при выполнении соотношений (3). Как видно из (8), они соответствуют 180-градусной ДГ (180°-ДГ).

Очевидно, уравнения системы (6) представляют собой нелинейные дифференциальные уравнения второго порядка, которые из-за низкой симметрии исследуемого магнетика с энергией, описываемой выражением (5), могут быть решены только численными методами. В основу численной реализации нахождения решений системы (6) была положена методика, рассмотренная в работе [17]. Суть ее в следующем: вначале система (6) путем преобразования бесконечного интервала по координате ξ к интервалу $[-1, 1]$ по формуле $\eta = (2/\pi)\,\mathrm{arctg}\,\xi$ с последующей заменой дифференциальных операторов конечными разностями (методом дискретизации) сводится к системе трансцендентных уравнений относительно искомых значений углов θ, φ в узлах сетки, а затем последняя решается численно с помощью итерационных вычислений, с использованием метода верхней

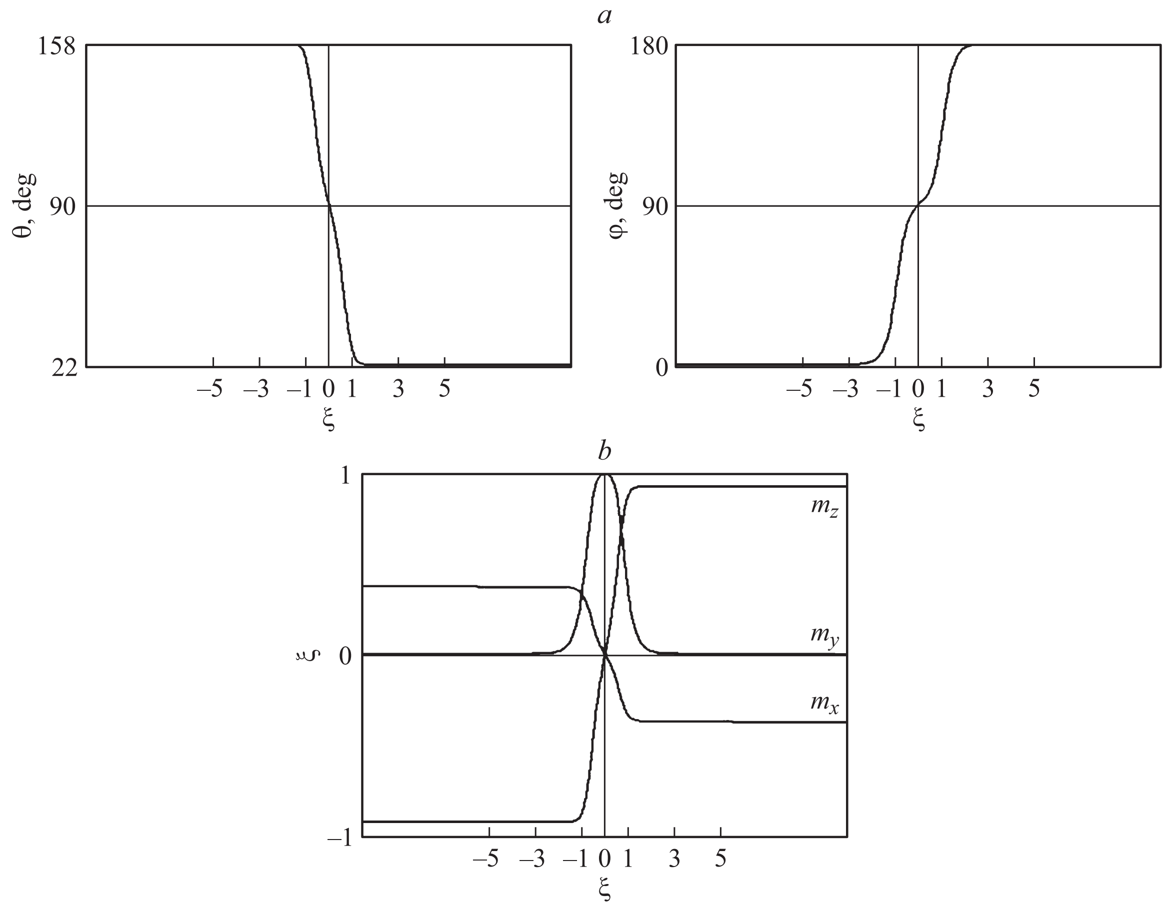

Рис. 4. Структура 180°-ДГ для значений параметров $æ_1 = 12$, $æ_2 = 2$, $Q = 5$, $K_u > 0$, представленная в виде графиков зависимостей аналогично рис. 3.

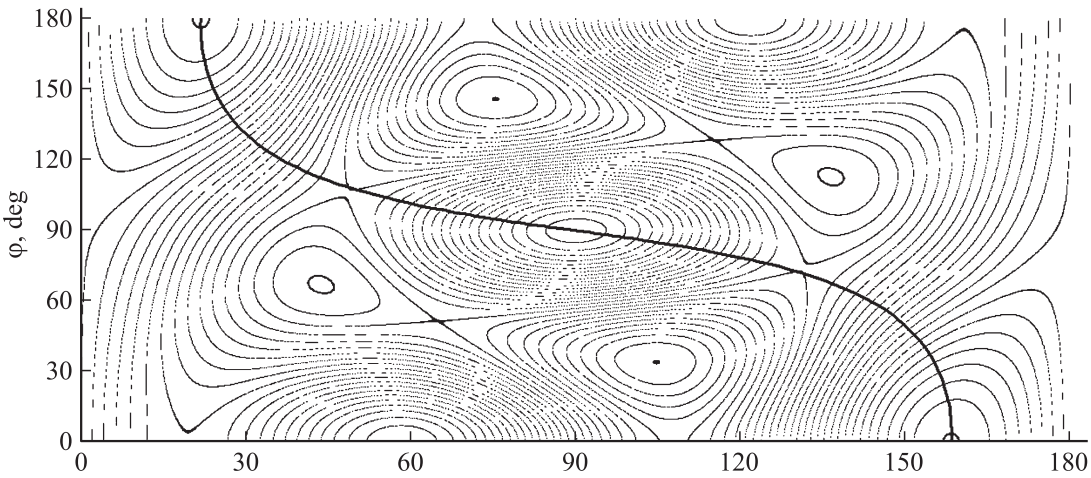

Рис. 5. Изолинии функции $f(\theta, \varphi)$, на котором изображена траектория вектора намагниченности $\mathbf{m}$; ей соответствует структура 180°-ДГ, представленная на рис. 4.

релаксации [18]. Полученные таким образом численные решения сопоставлялись с траекторией вектора намагниченности $\mathbf{m}$ на поверхности единичной сферы, наложенной на изолинии функции $f(\theta, \varphi)$. Последняя представляет собой приведенную к величине K_u [15,17] часть плотности энергии изучаемого магнетика.

Рассмотрим вначале область значений $K_u > 0$, которой соответствует ОФД на рис. 1 (a, b). Для анализа воз-

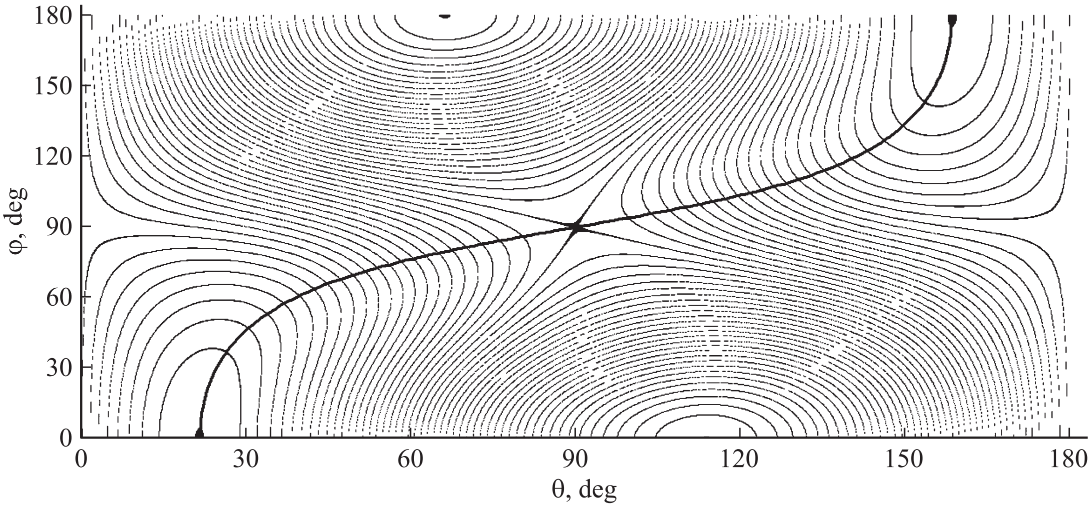

Рис. 6. Изолинии функции $f(\theta, \varphi)$ для значений параметров $æ_1 = -1$, $æ_2 = 2$, $Q = 5$, $K_u > 0$ (аналогично рис. 5) и траектория вектора намагниченности $\mathbf{m}$.

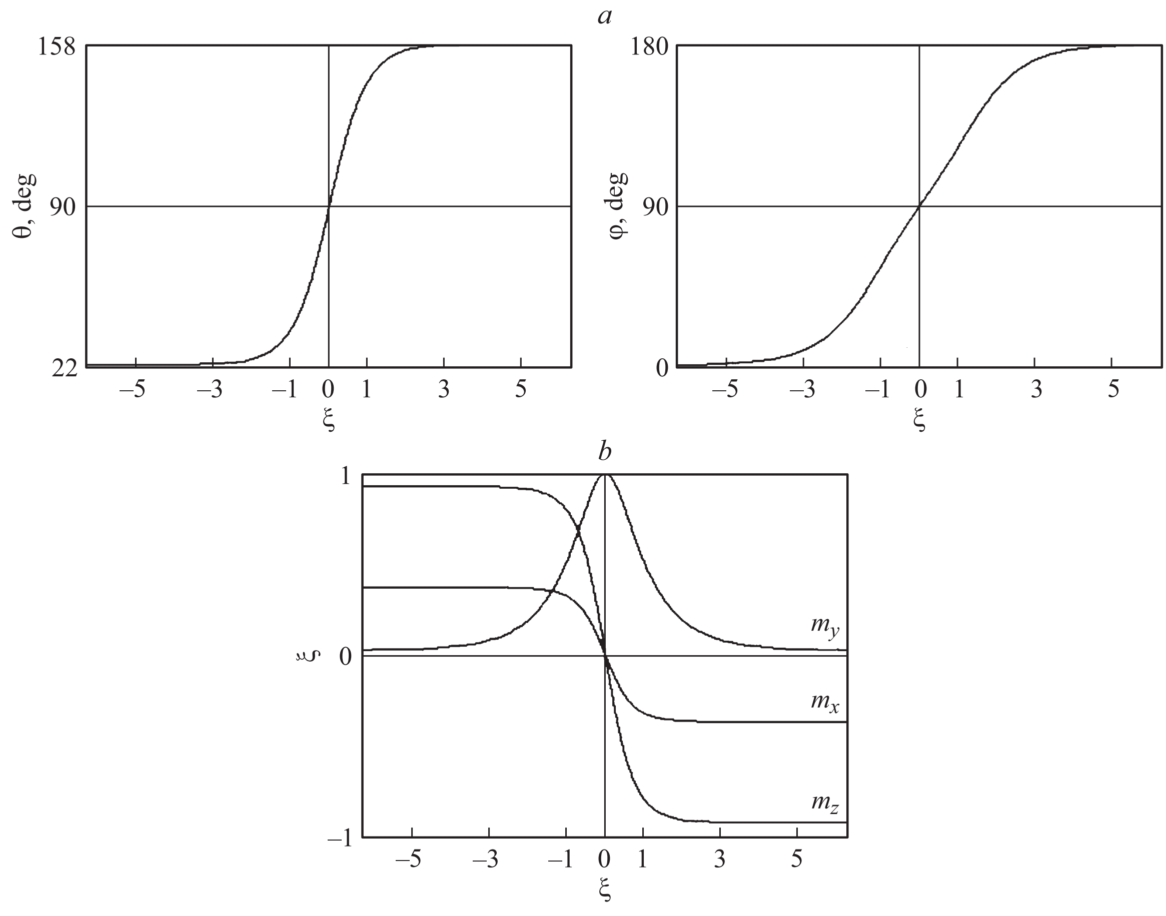

Рис. 7. Структура 180°-ДГ для значений параметров $æ_1 = -4$, $æ_2 = 2$, $Q = 5$, $K_u > 0$, представленная аналогично рис. 3.

можных типов ДГ в исследуемом случае удобно выбрать значения параметров $æ_1$, $æ_2$, таким образом, чтобы они на ОФД лежали на некоторой (заранее выбранной) линии (термодинамический путь). Для определенности термодинамический путь выберем вдоль линии $æ_2 = 2$. Тогда для значений параметров $æ_1 = -2$, $æ_2 = 2$, при которых устойчива угловая фаза $P_{[uv0]}$, решение уравнений (6) будет соответствовать 180°-ДГ с неблоховским распределением намагниченности $\mathbf{M}$ (рис. 3), т. е. с выходом намагниченности из плоскости вращения магнитных

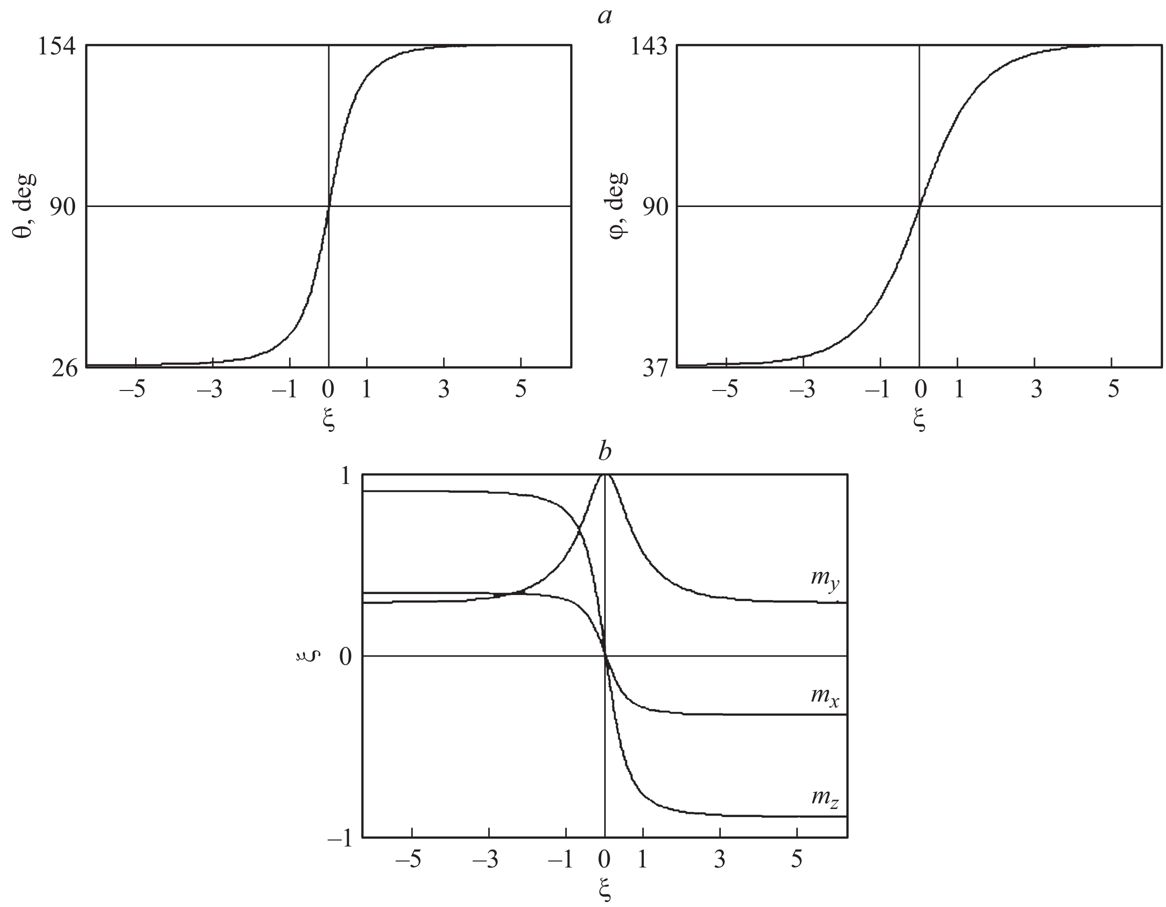

Рис. 8. Структура 180°-ДГ при значении параметров $æ_1 = 4$, $æ_2 = -1.1$, $Q = 5$, $K_u < 0$.

моментов ($\mathrm{div}\mathbf{M} = 0$). Если рассмотреть точку на этой линии с координатами $æ_1 = 12$, $æ_2 = 2$, то для данных значений параметров будет иметь место квазиблоховская 180°-ДГ с перетяжкой (рис. 4). Здесь под перетяжкой понимается участок в профиле ДГ, на котором зависимости $\theta = \theta(y)$ и $\varphi = \varphi(y)$ имеют три точки перегиба [19]. Такая ситуация возможна, если в плоскости вращения магнитных моментов имеется направление, которому соответствует метастабильная магнитная фаза. В данном случае такой метастабильной фазой является $P_{[001]}$; вблизи оси [001] происходит задержка вращения магнитных моментов, что приводит к образованию перетяжки. Как показывают исследования [7,19], перетяжка является зародышем новой фазы (стеночный механизм зародышеобразования). При приближении магнетика к точке СПФП первого рода перетяжка неограниченно разрастается, способствуя безгистерезисному СПФП магнетика из одного состояния в другое. На рис. 5, видно, что на картине изолиний точке с $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ соответствует особая точка типа „центр" [20]. Если двигаться на ОФД вдоль выбранного термодинамического пути, то при значениях параметров $æ_1 = -1$, $æ_2 = 2$ точке $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ будет соответствовать особая точка типа „седло" (рис. 6). Анализ показывает, что в этом случае только на графике зависимости $\varphi = \varphi(\xi)$ будет иметь место перетяжка, а на графике $\theta = \theta(y)$ — нет. В данной ситуации область ориентаций магнитных моментов вблизи направления $\mathbf{M}$ с $\theta = \pi/2$, $\varphi = \pi/2$ уже не будет являться зародышем новой фазы.

Если на ОФД (рис. 1, a, b) двигаться дальше вдоль термодинамического пути $æ_2 = 2$ в сторону отрицательных значений параметра $æ_1$, то можно попасть в область, ограниченную линиями $5{-}N_1$ и $7{-}N_1$, с точкой их пересечения в N_1. Здесь устойчива фаза общего вида $P^{\mathrm{I}}_{[uvw]}$; доменная стенка, соответствующая этой фазе для значений $æ_1 = -4$, $æ_2 = 2$ также будет являться 180°-ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности (рис. 7).

При $K_u < 0$ качественная картина микромагнитных структур, возможных в этом случае, существенно не меняется. В частности, это наглядно видно на примере, рассмотренном ранее, когда изменения состояния магнетика можно рассматривать вдоль термодинамического пути, определяемого линией $æ_1 = 4$ (пунктирная линия на рис. 2). В данном случае магнетик претерпевает ряд магнитных превращений, попеременно находясь в состояниях, соответствующих то угловой фазе (фазы $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$ и $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$), то симметричной фазе $P_{[001]}$, то опять угловой фазе ($P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$). Анализ системы уравнений (6)

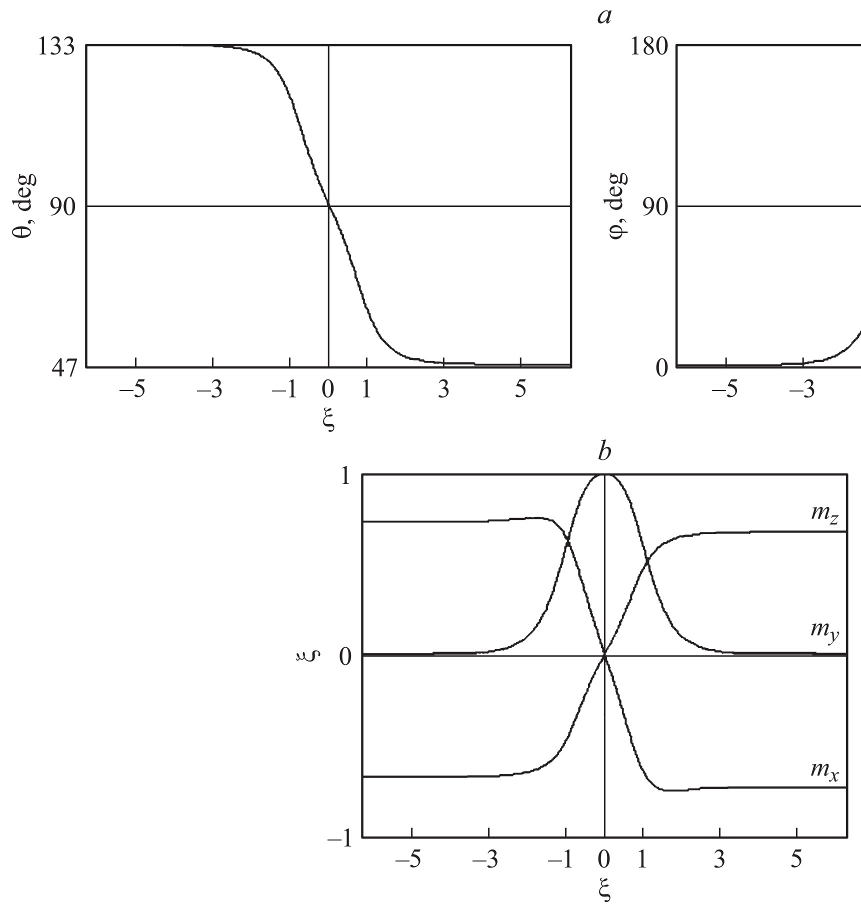

Рис. 9. Структура 180°-ДГ при значениях параметров $æ_1 = 4$, $æ_2 = 1$, $Q = 5$, $K_u < 0$.

показывает, что в области значений параметров, соответствующих угловым фазам $P^{\mathrm{II}}_{[uv0]}$, $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$, $P^{\mathrm{III}}_{[uv0]}$ (рис. 2), имеют место решения, отвечающие 180°-ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности **M**. Характерной особенностью данных неоднородностей является наличие перетяжек в их структуре (как и в случае $K_u > 0$, рис. 4), что обусловлено наличием в плоскости вращения магнитных моментов оси [001], которая в областях на ОФД (рис. 2), ограниченных прямыми *1*–N_4 и *2*–N_4 (с точкой их пересечения в N_4), а также прямыми *8*–N_3 и *11*–N_4 (с точкой их пересечения в начале координат), соответствует метастабильной фазе. В случае, когда термодинамический путь, пересекая линию *2*–N_4, уходит в область выше нее, или когда он уходит ниже линии *8*–N_3 (т. е. выходит за пределы области существования симметричной фазы $P_{[001]}$), то данная перетяжка в структуре 180°-ДГ исчезает. Следует отметить, что в области на ОФД, лежащей между линиями *9* и *10* (с точкой их пересечения в C_3), фаза $P^{\mathrm{I}}_{[uv0]}$ является также метастабильной, однако соответствующая ей ось не лежит в плоскости вращения спинов в 180°-ДГ (рис. 8). Поэтому последняя не содержит перетяжки, отвечающей этой оси, а имеет лишь одну перетяжку, отвечающую оси [001].

В области, ограниченной прямыми *1*–N_4, *8*–N_3 и кривой N_3N_4, является устойчивой симметричная фаза $P_{[001]}$. Для значений параметров $æ_1 = 4$, $æ_2 = 1$, соответствующих тоже в этой области, решение уравнений (6) описывает магнитную неоднородность, представленную на рис. 9. В данном случае она соответствуют 180°-ДГ с некруговой траекторией намагниченности. Ее структура такова, что относительно функции $\theta = \theta(y)$ ее можно отнести к 0°-ДГ, а относительно $\varphi = \varphi(y)$ — к 180°-ДГ. Учитывая, что направления **M** в соседних доменах противоположны ($\mathbf{M}_1 \parallel [001]$, $\mathbf{M}_2 \parallel [00\bar{1}]$), то ДГ в общем случае является 180-градусной. Дальнейший анализ системы уравнений, проведенный в соответствии с данными ОФД, не дает новых решений, качественно отличающихся от полученных ранее. Это позволяет утверждать, что найденные типы магнитных неоднородностей дают полную картину микромагнитных структур, возможных в рассматриваемом магнетике.

4. Выводы

Таким образом, проведенные исследования показывают, что (210)-ориентированная пластина ферритов-гранатов является достаточно сложным объектом для изучения ее магнитных состояний, что обусловлено низкой симметрией магнитной системы. В ней возможны три вида магнитных фаз, различающихся трансформационными свойствами: симметричная ($P_{[001]}$), угловая ($P_{[uv0]}$) и пространственная ($P_{[uvw]}$) фазы. Между первыми двумя фазами могут иметь место только СПФП первого рода, а между двумя последними фазами — СПФП как первого, так и второго рода. Кроме того, в области существования низкосимметричных фаз возможны изоструктурные СПФП первого рода. Неоднородные магнитные состояния магнетика также обладают рядом особенностей, однако характерной их чертой является выход намагниченности из плоскости стенки, т. е. ДГ, возможные в пластине (210), всегда имеют неблоховскую структуру. По этому признаку изучаемый магнетик существенно отличается от (011)- и (111)-ориентированных пластин ферритов-гранатов [17,21], в которых 180°-ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности могут существовать не при всех значениях параметров материала, а лишь при определенных их значениях. Последнее, возможно, и является причиной, объясняющей особенности проявления МЭ в феррит-гранатовых пленках с разной ориентацией развитой поверхности, обнаруженные в [4].

В заключение авторы выражают признательность доценту кафедры теоретической физики В.В. Плавскому за ценные замечания и советы.

Список литературы

[1] В.В. Рандошкин, В.И. Чани, М.В. Логунов, Ю.А. Сажин, В.П. Клин, Б.П. Нам, А.Г. Соловьев, А.Я. Червоненкис. Письма в ЖТФ **15**, 42 (1989).

[2] I. Nistor, C. Holthaus, S. Tkachuk. J. Appl. Phys. **101**, 09C526 (2007).

[3] Б.Б. Кричевцов, В.В. Павлов, Р.В. Писарев. Письма в ЖЭТФ **49**, 466 (1989).

[4] A.S. Logginov, G.A. Meshkov, A.V. Nikolaev, E.P. Nikolaeva, A.P. Pyatakov. Appl. Phys. Lett. **93**, 182510 (2008).

[5] 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).

[6] А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова. Письма в ЖЭТФ **97**, 304 (2013).

[7] К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. Наука, М. (1979). 320 с.

[8] S. Tkachuk, D. Bowen, C. Krafft, I.D. Mayergoyz. J. Appl. Phys. **105**, 07A524 (2009).

[9] Г.В. Арзамасцева, А.М. Балбашов, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова, А.Г. Темирязев, М.П. Темирязева. ЖЭТФ **147**, 793 (2015).

[10] В.А. Бородин, В.Д. Дорошев, Т.Н. Тарасенко. ФТТ **27**, 583 (1985).

[11] Ю.М. Гуфан. Структурные фазовые переходы. Наука, М. (1982). 304 с.

[12] В.Д. Бучельников, С.В. Таскаев, В.С. Романов, Р.М. Вахитов. ФММ **94**, 14 (2002).

[13] Л.Д. Ландау, И.М. Лифшиц. Статистическая физика. Ч. 1. Наука, М. (1995). 608 с.

[14] Р.М. Вахитов. ФММ **89**, 16 (2000).

[15] A. Hubert, R. Schafer. Magnetic domains. Springer-Verlag, Berlin (2007). 696 p.

[16] Е.Б. Магадеев, Р.М. Вахитов. ТМФ **171**, 511 (2012).

[17] В.В. Плавский, М.А. Шамсутдинов, Б.Н. Филиппов. ФММ **88**, 22 (1999).

[18] А.А. Самарский, А.В. Гулин. Численные методы. Наука, М. (1989). 432 с.

[19] Р.М. Вахитов, А.Р. Юмагузин. ФТТ **43**, 65 (2001).

[20] Н.В. Карлов, Н.А. Кириченко. Колебания, волны, структуры. Физматлит, М. (2001). 496 с.

[21] Р.М. Вахитов, Е.Г. Шанина. ЖТФ **73**, 67 (2003).