01;05

Особенности доменной структуры кристалла-пластины (011) ферритов-гранатов

© Р.М. Вахитов, Е.Г. Шанина

Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия
e-mail: VakhitovRM@bsu.bashedu.ru

(Поступило в Редакцию 29 ноября 2002 г.)

Теоретически исследуется доменная структура и ее свойства в кристалле-пластине (011) с учетом наведенной одноосной и кубической анизотропий, причем последняя взята в двухконстантном приближении. Показано, что учет второй константы кубической анизотропии существенно влияет на ориентационную фазовую диаграмму, а также на топологию магнитных неоднородностей, возможных в рассматриваемом магнетике. В частности, установлено, что в определенной области значений констант комбинированной анизотропии возможно образование 180°-ных доменных границ с неблоховской структурой, благодаря которым имеет место непрерывная переориентация стенок от одного положения к другому.

Известно, что разбиение магнетика на домены существенно изменяет его статические и динамические свойства. На доменную структуру образца влияют многие факторы, в том числе и наличие анизотропных взаимодействий высших порядков [1,2]. В этом отношении представляет интерес исследование доменной структуры монокристаллов ферритов-гранатов, в которых, как правило, имеет место сочетание двух типов анизотропий различной симметрии: наведенной одноосной (НОА) и естественной кубической (КА). Данные материалы обладают рядом уникальных магнитных свойств и широко используются в прикладной магнитоэлектронике [3].

В настоящей работе основное внимание уделяется изучению структуры и свойств магнитных неоднородностей, возможных в пластинах ферритов-гранатов с развитой поверхностью (011). Указанные магнетики характеризуются наличием в них ромбической анизотропии, что значительно улучшает их динамические характеристики и, как следствие, вызывает повышенный интерес к ним [3,4]. Ранее подобное исследование для пластины (011) было проведено в [5] в рамках феноменологической модели, учитывающей НОА и КА в одноконстантном приближении. Однако, как показывают исследования [6,7], при понижении температуры (вплоть до гелиевых) вклад второй константы КА K_2 значительно возрастает и может сравниться (и даже превзойти) с вкладом от первой (K_1). Это сказывается на основном состоянии рассматриваемого кристалла [7,8] и на его спектре магнитоупругих волн [9]. Следует отметить, что учет K_2 в разложении энергии КА означает более полный учет симметрии КА, а с точки зрения магнитных состояний это учет вклада осей типа $\langle 011\rangle$ на ориентационную фазовую диаграмму (ОФД) рассматриваемого магнетика [6].

В соответствии со сказанным энергию магнитных неоднородностей для достаточно толстой пластины рассмотрим в виде [5]

$$\begin{aligned}E = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\Big\{&A\Big[(d\Theta/dy)^2+\sin^2\Theta(d\varphi/dy)^2\Big]\\&+\Big[K_u+K_p\sin^2(\varphi-\psi)\Big]\sin^2\Theta\\&+\frac{1}{4}K_1\Big[\sin^4\Theta\sin^2(\varphi-\psi)\big(\sin^2(\varphi-\psi)\\&+4\cos^2(\varphi-\psi)\big)+2\sin^2\Theta\cos^2\Theta\big(2\cos^2(\varphi-\psi)\\&-\sin^2(\varphi-\psi)\big)+\cos^4\Theta\Big]+\frac{1}{4}K_2\sin^2\Theta\cos^2(\varphi-\psi)\\&\times\big[\cos^4\Theta-2\sin^2\Theta\cos^2\Theta\sin^2(\varphi-\psi)\\&+\sin^4\Theta\sin^4(\varphi-\psi)\big]+2\pi M_s^2(\sin\Theta\sin\varphi\\&-\sin\Theta_\infty\sin\varphi_\infty)^2\Big\}dy,\end{aligned} \tag{1}$$

где A — обменный параметр; K_u и K_p — константы перпендикулярной и ромбической компонент НОА соответственно; M_s — намагниченность насыщения; Θ и φ — полярный и азимутальный углы вектора намагниченности $\mathbf{M}$; Θ_∞ и φ_∞ — значения этих углов в доменах; здесь система координат выбрана так, что $Oz \parallel [011]$, Oy перпендикулярен плоскости доменной границы (ДГ), а Ox лежит в плоскости ДГ и составляет некоторый угол (равный ψ) с осью [100].

Возможные магнитные неоднородности рассматриваемого кристалла находятся из условий минимума энергии (1), которые сводятся к решению уравнений Эйлера–Лагранжа [1,2,5]

$$\frac{\delta E}{\delta\Theta}=0,\qquad \frac{\delta E}{\delta\varphi}=0,\qquad \frac{\delta E}{\delta\psi}=0 \tag{2}$$

при выполнении условия

$$\delta^2 E > 0. \tag{3}$$

Однако полный анализ соотношений (2) и (3) невозможно провести без знания ОФД исследуемого магнетика.

Однородные магнитные состояния

Равновесные направления вектора намагниченности $\mathbf{M}$ в доменах можно определить из условий минимума (2), (3) с учетом того, что для однородно намагниченной пластины в (1) следует положить: $\psi = 0$, $\Theta = \Theta_\infty$, $\varphi = \varphi_\infty$, $d\Theta/dy = 0$, $d\varphi/dy = 0$. Расчеты показывают [8], что в кристалле-пластине (011) возможно существование девяти магнитных фаз, три из которых симметричные, а шесть диссимметричные [9]. Им соответствуют следующие решения:

1) $\Theta = 0, \pi$, $\mathbf{M} \parallel [011]$; область устойчивости данной фазы ($\Phi_{[100]}$), которая находится из условия положительной определенности квадратичной формы (3), определяется соотношениями

$$K_2 > -2(2K_u + K_1), \quad K_1 < K_u + K_p,$$

2) $\Theta = \pi/2, \quad \varphi = 0, \pi, \quad \mathbf{M} \parallel [100]$,

$$K_1 > -K_p, \quad K_1 > K_u \, (\Phi_{[100]});$$

3) $\Theta = \pi/2, \quad \varphi = \pi/2,\ 3\pi/2, \quad \mathbf{M} \parallel [01\bar{1}]$,

$$K_1 < -(K_p + K_u), \quad K_1 > 2K_p - K_2/2 \, (\Phi_{[01\bar{1}]});$$

4) $\sin\Theta = \pm\sqrt{[K_1 - (K_u + K_p]/2K_1}$, $\varphi = \pi/2,\ 3\pi/2$,

$$\mathbf{M} \parallel [0uv],\ K_1 \geq -(K_p + K_u),\ K_1 \geq K_p + K_u,$$

$$4K_1^3 + 2K_1^2(K_p - K_u) + K_2(K_p + K_u)^2 > 0.$$

Данная фаза ($\Phi^{\mathrm{I}}_{<}$) относится к угловому типу [8], фазы которого характеризуются тем, что соответствующий им вектор $\mathbf{M}$ в зависимости от значений констант НОА и КА изменяет свое направление, не выходя из определенной плоскости симметрии куба. В фазе ($\Phi^{\mathrm{II}}_{<}$) вектор намагниченности $\mathbf{M}$ лежит в плоскости (100)

$$5)\ \Theta = \pi/2, \quad \sin^2\varphi = \{K_2 - 3K_1 \pm [(K_2 - 3K_1)^2 + 12K_2(K_1 + K_p)]^{1/2}\}/3K_2, \quad \mathbf{M} \parallel [uv\bar{v}].$$

Здесь разным знакам в выражении для φ отвечают две угловые фазы: $(\Phi^{\mathrm{II}}_{<})_1$ и $(\Phi^{\mathrm{II}}_{<})_2$, относящиеся к одной и той же группе симметрии. В обоих случаях вектор $\mathbf{M}$ лежит в плоскости (011)

$$6)\ \sin^2\Theta = \{2K_2 + 3K_1 \pm [(2K_2 + 3K_1)^2 - 3K_2(4K_u + 2K_1 + K_2)]^{1/2}\}/3K_2,\ \varphi = 0,\ \pi,\ \mathbf{M} \parallel [uvv].$$

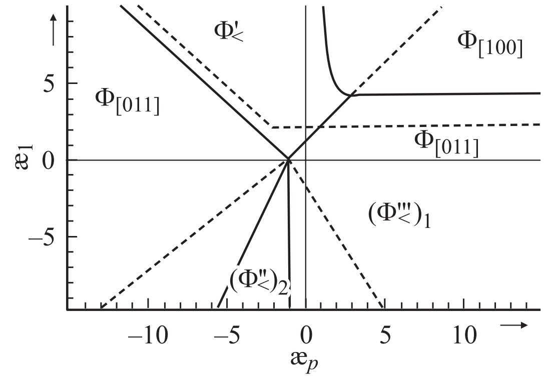

Рис. 1. ОФД пластины (011) для случая $K_u > 0$, $\varkappa_2 = -4$. Сплошные кривые — линии СПФП, штриховые — границы устойчивости фаз.

Здесь также двум решениям соответствуют две угловые фазы: $(\Phi^{\mathrm{III}}_{<})_1$ и $(\Phi^{\mathrm{III}}_{<})_2$; в обоих случаях вектор $\mathbf{M}$ лежит в плоскости $(01\bar{1})$. Во всем остальном рассматриваемая ситуация аналогична предыдущей.

7) $\mathbf{M} \parallel [uvw]$. Фаза ($\Phi^{\mathrm{IV}}_{<}$), которую иногда называют фазой общего вида [5], относится также к неколлинеарным фазам. Однако в отличие от ранее рассмотренных угловых фаз соответствующий ей вектор $\mathbf{M}$ меняет ориентацию в зависимости от значений констант комбинированной анизотропии, не оставаясь ни в одной из плоскостей симметрии куба. Фаза общего вида относится к группе с самой низкой симметрией; если в группах симметрии угловых фаз содержатся какие-то нетривиальные элементы симметрии (например, плоскость отражения), то в группе симметрии фазы общего вида таковые отсутствуют.

Полученные результаты, включая и данные численного анализа соотношений (2) и (3), позволяют построить ОФД пластины (011) (рис. 1), представляющую наиболее полную картину областей устойчивости магнитных фаз и спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП) между ними [8]. Не вдаваясь в детали данных фазовых диаграмм, выделим в них те моменты, которые обусловлены вкладом константы K_2. С учетом K_2 связано прежде всего возникновение угловых фаз $(\Phi^{\mathrm{II}}_{<})_2$ и $(\Phi^{\mathrm{III}}_{<})_2$, а также фазы общего вида $\Phi^{\mathrm{IV}}_{<}$. Причем последняя фаза именно при $K_2 \neq 0$ становится устойчивой в области $\varkappa_1 < 0$, $\varkappa_2 > 1.7$, $\varkappa_p > 0$, $K_u < 0$, где $\varkappa_1 = K_1/|K_u|$, $\varkappa_2 = K_2/|K_u|$, $\varkappa_p = K_p/|K_u|$. Во-вторых, при $K_u > 0$ на ОФД имеет место пятерная точка с $\varkappa_p = -1$, $\varkappa_1 = 0$, $\varkappa_2 = -4$, в которой сходятся области устойчивости 5 фаз (рис. 1). Это находится в согласии с правилом фаз Гиббса для рассматриваемой системы: равновесная ориентация вектора $\mathbf{M}$ определяется действием внешних и внутренних полей, включая и дополнительные внутренние поля, обусловленные наличием ромбической анизотропии и КА. В-третьих, изменяются под влиянием K_2 и области устойчивости магнитных фаз, в частности, фазы $\Phi_{[011]}$. Она существует в области $\varkappa_2 > -12$, причем при $\varkappa_2 > 12$ является метастабильной.

Интервал устойчивости фазы $\Phi_{[011]}$ по $\varkappa_2$, лежащей в промежутке $-12 < \varkappa_2 < 12$, разбивается на ряд участков, где существенно меняется ОФД пластины (011). Однако их анализ целесообразней провести совместно с исследованием магнитных неоднородностей, возможных в изучаемом магнетике.

Структуры и свойства магнитных неоднородностей

Распределение намагниченности во всем кристалле определяется из уравнений (2) с учетом (1) при выполнении условия (3). Они допускают в явной форме наличие первого интеграла, который для случая блоховских ДГ ($\varphi = 0, \pi$) имеет вид

$$\left(\frac{d\Theta}{d\xi}\right)^2 - r(\sin^2\Theta + p\sin^4\Theta + q\sin^6\Theta) = C, \qquad (4)$$

где C — постоянная интегрирования; $\xi = y/\Delta_0$; $\Delta_0 = \sqrt{A/K_u}$; r, p, q — параметры, задаваемые выражениями

$$r = \left[4(1+\varkappa_p\sin^2\psi) + 2\varkappa_1(1-3\sin^2\psi) + \varkappa_2\cos^2\psi\right]/4,$$

$$p = \left[\varkappa_1(3-10\sin^2\psi+3\sin^4\psi)+2\varkappa_2(1-\sin^4\psi)\right]/4r, \qquad (5)$$

$$q = -\varkappa_2\cos^2\psi(1+\sin^2\psi)/4r. \qquad (6)$$

Здесь угол ψ определяет ориентацию ДГ относительно кристаллографических осей и находится из последнего уравнения системы (2). Из множества его решений в общем случае можно выделить три: $\psi = 0$, $\psi = \pi/2$ и $\psi = \psi(\varkappa_1, \varkappa_2, \varkappa_p, Q, \varphi)$, которые и будем в дальнейшем исследовать. Здесь $Q = K_u/2\pi M_s^2$. Рассмотрим значения параметров K_u, K_p, K_1 и K_2 на ОФД, при которых устойчива фаза $\Phi_{[011]}$. Соответствующая ей область для $K_u > 0$, $\varkappa_2 > -12$ состоит из отдельных участков (рис. 2), в которых качественно меняется фазовый портрет уравнения (4).

1) $-4 < \varkappa_2 < 3$. Из анализа фазового портрета (4) для области *1*, определяемой соотношениями $-2-\varkappa_2/2 < \varkappa_1 < 1$, $-1-\varkappa_p < \varkappa_1 < 1+\varkappa_p$, $\varkappa_1 < 2\varkappa_p - \varkappa_2/2$, следует, что сепаратрисам ($C = 0$), проходящим через особые точки $\Theta = \pi n$, $n \in Z$, типа „седла" соответствуют решения

$$\operatorname{ctg}\Theta = \pm\sqrt{1-p}\,\operatorname{sh}(\sqrt{r}\,\xi), \qquad (7)$$

которым отвечают 180°-ные ДГ, разделяющие два домена с $\mathbf{M} \parallel [011], [0\bar{1}\bar{1}]$. Структура, энергия и ширина такой ДГ, равная

$$\Delta = \pi\Delta_0/\sqrt{r(1-p)}, \qquad (8)$$

зависят от констант комбинированной анизотропии и от ориентации ДГ ψ. Последний параметр определяется

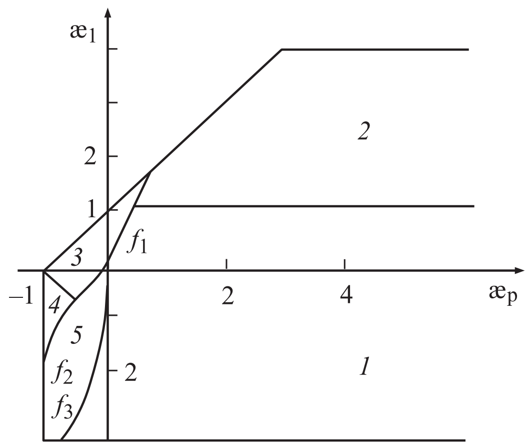

Рис. 2. Диаграмма состояний ДГ различной топологии, которые возможны в области существования фазы $\Phi_{[011]}$; $-4 < \varkappa_2 < 3$.

из условия (3), которое в данном случае сводится к неравенству [5,11]

$$(2K_p - 3K_1 - K_2/2)\cos^2(\varphi-\psi)\int\limits_{-\infty}^{\infty}\sin^2\Theta\,dy$$

$$+\Big\{5K_1\cos 2(\varphi-\psi) + (3K_1 - 2K_2)\sin^2(\varphi-\psi)$$

$$\times\left[\sin^2(\varphi-\psi) - 3\cos^2(\varphi-\psi)\right]\Big\}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\sin^4\Theta\,dy$$

$$+\frac{1}{2}K_2\big[\cos 4(\varphi-\psi) - 3\cos 2(\varphi-\psi)\sin^4(\varphi-\psi)$$

$$-3\sin^2 2(\varphi-\psi)\sin^2(\varphi-\psi)\big]\int\limits_{-\infty}^{\infty}\sin^6\Theta\,dy > 0. \qquad (9)$$

Исследование соотношения (9) показывает, что ДГ с $\psi = 0$ и $\pi/2$ имеют разные области устойчивости, которые при $\varkappa_1 > 0$ пересекаются. Это означает, что в области их сосуществования возможна переориентация ДГ относительно кристаллографических осей, которая будет происходить с гистерезисом. Линия переориентации ДГ находится из равенства энергий

$$E(\psi = 0) = E(\psi = \pi/2), \qquad (10)$$

которая определяет некоторую кривую $\varkappa_1 = f_1(\varkappa_p, \varkappa_2)$ (рис. 2): при $\varkappa_1 > f_1(\varkappa_p, \varkappa_2)$ и $\varkappa_p < 0$ (часть области *3*) устойчивой является 180° ДГ с $\psi = \pi/2$, а при $\varkappa_1 < f_1(\varkappa_p, \varkappa_2)$ и $\varkappa_p > 0$ ДГ с $\psi = 0$.

При $\varkappa_1 < 0$ ситуация становится другой: области устойчивости этих ДГ не пересекаются. Более того, при $\varkappa_1 > f_2(\varkappa_p, \varkappa_2)$ (область *4*) устойчива ДГ с $\psi = \pi/2$, а при $\varkappa_1 < f_3(\varkappa_p, \varkappa_2)$ (сюда входит также часть области *1*, лежащей ниже линии $\varkappa_1 = 0$) —

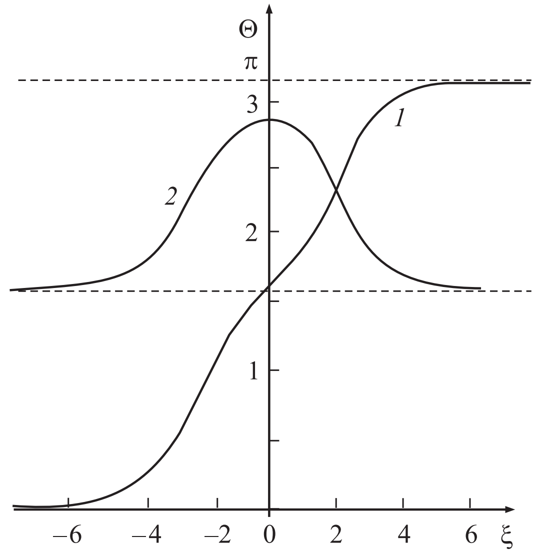

Рис. 3. Распределения намагниченности, описывающие 180° ДГ с перетяжкой (*1*) и 0 ДГ (*2*) в области (*2*) (рис. 2).

ДГ с $\psi = 0$. В области *5*, ограниченной кривыми $\varkappa_1 = f_2(\varkappa_p, \varkappa_2)$, $\varkappa_1 = f_3(\varkappa_p, \varkappa_2)$, $\varkappa_1 = -2 - \varkappa_2/2$ и $\varkappa_p = -1$, оба типа ДГ являются неустойчивыми. Очевидно, в этом случае будут реализоваться неблоховские типы 180°-ных ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности **M** [12], которые рассмотрим отдельно. Кривые $\varkappa_1 = f_2(\varkappa_p, \varkappa_2)$ и $\varkappa_1 = f_3(\varkappa_p, \varkappa_2)$ находятся из (9), когда для соответствующих ориентаций знак неравенства заменяется знаком равенства.

В области $\varkappa_1 > 1$ (область *2*) фазовый портрет уравнения (4) качественно меняется: вид сепаратрис, проходящих через особые точки $\Theta = \pi n$, $n \in Z$, значительно усложняется. В этом случае, реализуется 180°-ные ДГ с перетяжками (рис. 3, кривая *1*). Такие ДГ характеризуются тем, что в профиле распределения намагниченности появляются три точки перегиба. Перетяжка служит зародышем новой фазы [5,11,13] и возникает, если в плоскости вращения спинов расположена метастабильная ось (в данном случае — это ось типа [100]). Кроме того, на фазовом портрете имеют место замкнутые фазовые траектории с самопересечением ($C = \sqrt{(p + q - 1)}$), которым соответствуют уединенные магнитные неоднородности типа 0°-ных ДГ или статических солитонов [5,11]. Они в отличие от 180°-ных ДГ разделяют два домена с одинаково направленными векторами **M** (**M** $\parallel$ [100]) и описываются законом изменения намагниченности вида (рис. 3, кривая *2*)

$$\operatorname{tg}\Theta = \pm\sqrt{(1-p)/(2p-1)}\,\operatorname{ch}\left[\xi\sqrt{r(2p-1)}\right]. \quad (11)$$

Они также являются зародышами новой фазы, которые „конденсируются“ на дефектах кристалла, и играют важную роль в процессах спиновой переориентации магнетиков [14]. Они имеют те же ориентации, что и 180°-ные ДГ: $\psi = 0$ и $\pi/2$; их устойчивость определяется из соотношения (9). Линия их переориентации является продолжением линии $\varkappa_1 = f_1(\varkappa_p, \varkappa_2)$. Кроме данной области значений $\varkappa_1$ „солитонные“ решения вида (11) возникают в промежутке $-1 - \varkappa_p < \varkappa_1 < 2\varkappa_p - \varkappa_2/2$. Они обладают теми же свойствами, что и вышеописанные 0°-ные ДГ, за исключением того, что их доменным состояниям соответствует состояние с **M** $\parallel$ $[01\bar{1}]$. В этом же промежутке значений $\varkappa_1$ в структуре 180°-ных ДГ возникают перетяжки, обусловленные наличием метастабильной оси $[01\bar{1}]$ в плоскости стенки.

2) $-6 < \varkappa_1 < -4$. В данном случае в области существования фазы $\Phi_{[011]}$ (рис. 2) отсутствует субобласть $-1 - \varkappa_p < \varkappa_1 < 2\varkappa_p - \varkappa_2/2$, где она сосуществует с фазой $\Phi_{[01\bar{1}]}$. Поэтому в промежутках $-2 - \varkappa_2/2 < \varkappa_1 < 1$ и $\varkappa_1 < 1 + \varkappa_p$ реализуются обычные 180°-ные ДГ без перетяжек, которые были описаны ранее. При $\varkappa_1 > 1$ имеет место сосуществование фазы $\Phi_{[011]}$ с метастабильной фазой $\Phi_{[100]}$, что приводит к возникновению в структуре 180°-ных ДГ перетяжек, а также к появлению магнитных неоднородностей типа статических солитонов, которые были также рассмотрены в предыдущем разделе.

3) $-12 < \varkappa_2 < -6$. В данной области значений $\varkappa_2$ имеет место единственная ситуация, когда фазы $\Phi_{[011]}$ и $\Phi_{[100]}$ сосуществуют, причем последняя является метастабильной. Остаются лишь решения, соответствующие 180°-ным ДГ с одной перетяжкой и $\psi = 0$ и 0°-ным ДГ с той же ориентацией.

4) $3 < \varkappa_2 < 12$. Здесь ситуация аналогична пункту 1, за исключением того, что в промежутке $\left(-\varkappa_2 + \sqrt{12\varkappa_2}\right)/2 < \varkappa_1 < 1$ дополнительно к имеющимся появляется метастабильная угловая фаза $(\Phi^{\mathrm{III}}_{<})_2$. Это приводит к тому, что в структуре 180°-ных ДГ возникает две перетяжки, обусловленные появлением двух метастабильных осей типа $[uvv]$ с $\Theta = \Theta_m$ и $\Theta = \pi - \Theta_m$ (рис. 4). Кроме того, на фазовом портрете уравнения (4) появляются дополнительно две особые точки

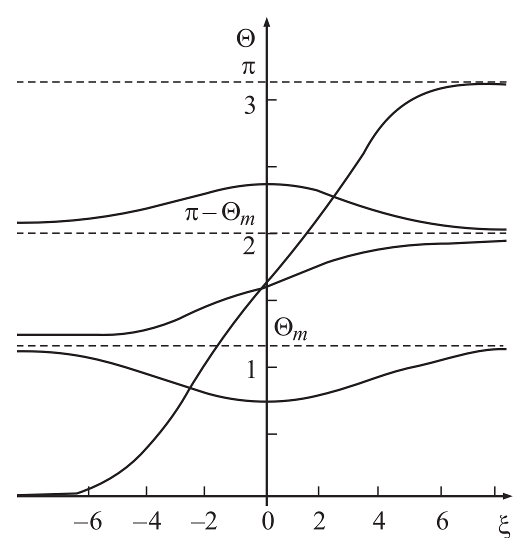

Рис. 4. Магнитные неоднородности различной топологии, возможные в области $\left(-\varkappa_2 + \sqrt{12\varkappa_2}\right)/2 < \varkappa_1 < 1$, $3 < \varkappa_2 < 12$.

типа „седла“ с $\Theta = \Theta_m$ и $\Theta = \pi - \Theta_m$, которые приводят к появлению фазовых траекторий, проходящих через эти точки и имеющих вид „перекрученной гантели“. Частям „гантели“, имеющим вид петель с самопересечением, соответствуют статические солитоны, в которых основным состоянием являются состояния с $\Theta = \Theta_m$ либо с $\Theta = \pi - \Theta_m$ (рис. 4). Фазовым траекториям, соединяющим точки с $\Theta = \Theta_m$ и с $\Theta = \pi - \Theta_m$, соответствуют магнитные неоднородности типа $(180 - 2\Theta_m)^\circ$-ных ДГ с $\mathbf{M} \parallel [uvv]$ в доменах.

5) $\varkappa_2 > 12$. В этом случае в области $-(\varkappa_2 + 4)/2 < \varkappa_1 < [-2\varkappa_2 - 2(\varkappa_2^2 + 36\varkappa_2)^{1/2}]/9$ симметричная фаза $\Phi_{[011]}$ становится метастабильной, т.е. линия $\varkappa_1 = -(\varkappa_2 + 4)/2$, являющаяся при $\varkappa_2 < 12$ линией СПФП II рода между фазами $\Phi_{[011]}$ и $(\Phi^{\mathrm{III}}_{<})_1$, при $\varkappa_1 \geq 12$ переходит в линию $\varkappa_1 = [-2\varkappa_2 - 2(\varkappa_2^2 + 36\varkappa_2)^{1/2}]/9$, которая уже является линией СПФП I рода между этими фазами. Таким образом, точка $\varkappa_2 = 12$ является трикритической точкой на ОФД пластины (011). В промежутке $[-2\varkappa_2 - 2(\varkappa_2^2 + 36\varkappa_2)^{1/2}]/9 < \varkappa_1 < [-\varkappa_2 - (12\varkappa_2)^{1/2}]/3$ угловая фаза $(\Phi^{\mathrm{III}}_{<})_1$ является уже метастабильной. Из сказанного следует, что в рассматриваемой области на фазовом портрете уравнения (4) (как и в предыдущем случае) появляются две седловые точки с координатами $\Theta = \Theta_m$ и $\Theta = \pi - \Theta_m$, которые приводят к возникновению магнитных неоднородностей следующих типов: статические солитоны, основное состояние которых $\Theta = \Theta_m$ или $\Theta = \pi - \Theta_m$, $(180 - 2\Theta_m)^\circ$-ные ДГ и 180°-ные ДГ с двумя перетяжками (рис. 5).

В случае, когда $-(\varkappa_2 + 4)/2 < \varkappa_1 < [-2\varkappa_1 - 2(\varkappa_2^2 + 36\varkappa_2)^{1/2}]/9$, ситуация значительно меняется: через точки $\Theta = \pi n$, $n \in Z$ проходят фазовые траектории типа замкнутых петель с самопересечением. Им соответствуют 0°-ные ДГ с $\mathbf{M} \parallel [011]$ в доменах (рис. 6). В то же время через точки $\Theta = \Theta_m + \pi n$ и $\Theta = \pi(n-1) - \Theta_m$, где $n \in Z$, проходят сепаратрисы,

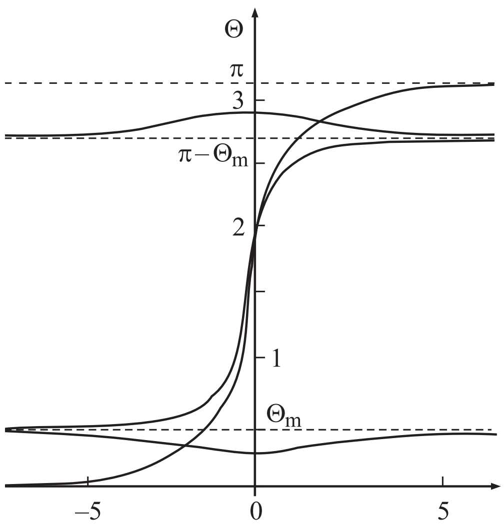

Рис. 5. Магнитные неоднородности различной топологии, возможные в области $\left[-2\varkappa_2 - 2(\varkappa_2^2 + 36\varkappa_2)^{1/2}\right]/9 < \varkappa_1 < \left[-\varkappa_2 - (12\varkappa_2)^{1/2}\right]/3$, $\varkappa_2 > 12$.

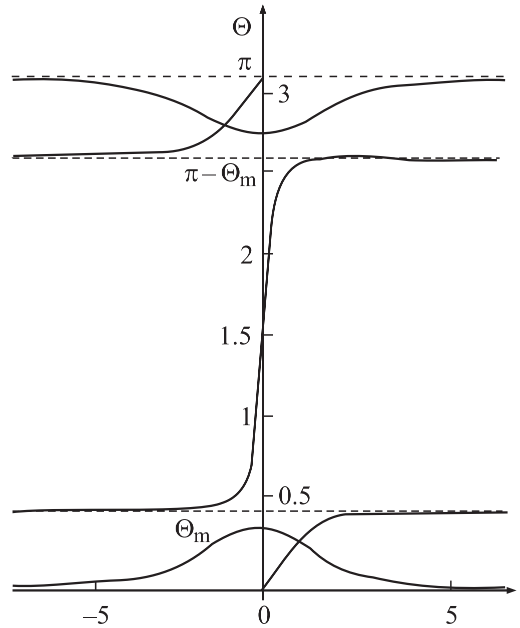

Рис. 6. Возможные магнитные неоднородности в области $-(\varkappa_2 + 4)/2 < \varkappa_1 < \left[-2\varkappa_1 - 2(\varkappa_2^2 + 36\varkappa_2)^{1/2}\right]/9$, $\varkappa_2 > 12$.

которым соответствуют $(180 - 2\Theta_m)^\circ$-ные ДГ. Однако возможны также и $(2\Theta_m)^\circ$ ДГ.

Следует отметить, что магнитные неоднородности, рассматриваемые здесь в зависимости от параметров комбинированной анизотропии, относятся к неоднородностям уединенного типа. Однако, как показывает анализ фазового портрета уравнения (4), наряду с сепаратрисами существуют и другие типы фазовых траекторий, которым соответствуют распределения намагниченности во всем кристалле, описывающие различные виды периодической доменной структуры. Рассмотрение таких неоднородностей — это отдельное исследование, которое здесь не проводится.

Неблоховские 180°-ные ДГ

Исследуем подробнее область значений параметров $\varkappa_1$, $\varkappa_2$, $\varkappa_p$ ($\varkappa_1 < 0$), ограниченную кривыми f_2 и f_3 (область 5 на рис. 2). В этой области, как ранее было отмечено, 180°-ные ДГ с $\psi = 0$ и $\pi/2$ не являются устойчивыми и, возможно, реализуются 180°-ные ДГ с квазиблоховской структурой [12]. Запишем энергию ДГ (1) в виде [12,15]

$$E = \sqrt{AK_u} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \left\{ \left[\left(\frac{d\Theta}{dy}\right)^2 + \sin^2\Theta \left(\frac{d\varphi}{dy}\right)^2 + 2g(\Theta, \varphi) \right] \right\} d\xi, \tag{12}$$

где $g(\Theta, \varphi)$ — функция, включающая плотности энергии комбинированной анизотропии и магнитостатической энергии от объемных зарядов, локализованных в ДГ [1].

Систему уравнений (2), определяющих структуру магнитных неоднородностей, будем решать с учетом граничных условий вида

$$\Theta\Big|_{\xi\to\pm\infty} = \begin{Bmatrix}\pi\\0\end{Bmatrix}, \qquad \frac{d\Theta}{d\xi}, \sin^2\Theta\,\frac{d\varphi}{d\xi}\Big|_{\xi\to\pm\infty} = 0. \qquad (13)$$

Из-за наличия пространственно расположенных осей легкого намагничивания кубического ферромагнетика вектор намагниченности имеет тенденцию к выходу из плоскости ДГ и тогда его разворот в области стенки должен описываться уже двумя углами $\Theta(\xi)$, $\varphi(\xi)$. При $|K_1|, |K_2|, |K_p| \ll K_u$ можно считать угол $\varphi(\xi)$ слабо зависящим от координаты y. В этом случае углы Θ и φ можно представить в виде следующих разложений:

$$\Theta = \Theta_0(\xi) + \Theta_1(\xi), \qquad \varphi = \varphi_0 + \varphi_1(\xi), \qquad (14)$$

где Θ_1 и φ_1 — малые добавки к нулевому приближению, определяемому углами Θ_0 и φ_0.

Последние в рассматриваемом случае равны

$$\varphi_0 = 0, \pi, \quad \operatorname{ctg}\Theta_0 = \pm\operatorname{sh}\xi. \qquad (15)$$

В результате линеаризации системы (13) вблизи Θ_0 и φ_0 энергию ДГ представим в виде

$$E = E_0 + E_1, \qquad (16)$$

где

$$E_0 = \sqrt{AK_u}\Big[4 + \varkappa_2/10 + (2\varkappa_p + \varkappa_1/3 - 7\varkappa_2/30)\sin^2\psi + (2\varkappa_2/5 - \varkappa_1)\sin^4\psi - (4\varkappa_2/15)\sin^6\psi\Big]$$

$$\Delta E_1 = \sqrt{AK_u}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial g}{\partial\varphi\big|_{\Theta=\Theta_0,\varphi=\varphi_0}}\,\varphi_1\,d\xi. \qquad (17)$$

Из второго уравнения системы (2) в главном приближении по $\varkappa_p$, $\varkappa_1$, $\varkappa_2$ получим следующее уравнение:

$$(\hat{L}_0 + Q^{-1})u = \frac{\alpha(\psi)}{\operatorname{ch}\xi} + \frac{\beta(\psi)}{\operatorname{ch}^3\xi} + \frac{\gamma(\psi)}{\operatorname{ch}^5\xi}, \qquad (18)$$

где

$$\hat{L}_0 = -\frac{d^2}{d\xi^2} + 1 - \frac{2}{\operatorname{ch}^2\xi}, \quad u = \frac{1}{\operatorname{ch}\xi}\varphi_1,$$

$$\alpha(\psi) = \sin(2\psi)(4\varkappa_p - 6\varkappa_1 - \varkappa_2)/8,$$

$$\beta(\psi) = \sin(2\psi)\big(5\varkappa_1 - (3\varkappa_1 - 2\varkappa_2)\sin^2\psi\big)/4,$$

$$\gamma(\psi) = \sin(2\psi)\varkappa_2\big(1 - 2\sin^2\psi - 3\sin^4\psi\big)/8. \qquad (19)$$

Решение уравнения (18) ищем в виде разложения

$$u = C_u u_0 + \int\limits_0^{\infty} a(k) f(k)\,dk, \qquad (20)$$

где u_0, $f(k)$ — собственные функции оператора $\hat{L}_0$ [15,16]

$$u_0 = \frac{\sqrt{2}}{2}\frac{1}{\operatorname{ch}\xi},$$

$$f(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi(1+k^2)}}(\operatorname{th}\xi - ik)\exp(ik\xi). \qquad (21)$$

После несложных вычислений получим

$$C_u = -Q\sqrt{2}\sin(2\psi)\big[\varkappa_p + \varkappa_1/2 - 7\varkappa_2/60 - (\varkappa_1 - 2\varkappa_2/5)\sin^2\psi - (2\varkappa_2/5)\sin^4\psi\big]/2, \qquad (22)$$

$$\varphi_1 = \frac{\sqrt{2}}{2}C_u - \operatorname{ch}\xi\Bigg(\frac{1}{3}\beta(\psi)\int\limits_0^{+\infty}\frac{k^2\cos k\xi - k\sin k\xi\operatorname{th}k\xi}{(1+k^2+Q^{-1})\operatorname{ch}\frac{\pi k}{2}}\,dk - \frac{1}{30}\gamma(\psi)\int\limits_0^{+\infty}\frac{(k^2\cos k\xi - k\sin k\xi\operatorname{th}k\xi)(k^2+9)}{(1+k^2+Q^{-1})\operatorname{ch}\frac{\pi k}{2}}\,dk\Bigg). \qquad (23)$$

Численный расчет зависимости $\varphi = \varphi(\xi)$ по формуле (23) представлен на рис. 7, из которого следует, что угол выхода вектора намагниченности из плоскости ДГ претерпевает наибольшие изменения в области стенки. Для случая $Q \ll 1$ выход намагниченности из плоскости ДГ будет определяться выражением (в первом порядке теории возмущений)

$$\varphi_1 = -\frac{1}{8}Q\sin 2\psi\Big[4(\varkappa_p + \varkappa_1) - 2(3\varkappa_1 - \varkappa_2)\sin^2\psi - 3\varkappa_2\sin^4\psi + 2(-3\varkappa_1 - \varkappa_2 + 3\varkappa_1\sin^2\psi + 3\varkappa_2\sin^4\psi)\operatorname{th}^2\xi + \varkappa_2(1 - 2\sin^2\psi - 3\sin^4\psi)\operatorname{th}^4\xi\Big]. \qquad (24)$$

Полученные зависимости позволяют определить ориентацию ДГ, которая находится из минимума (16) с учетом (23). В этом случае угол ψ будет принимать разные значения, зависящие от $\varkappa_p$, $\varkappa_1$, $\varkappa_2$, в том числе и значения $\psi = 0, \pi/2$ (рис. 8). Следовательно, при $\varkappa_1 < 0$ переориентация ДГ происходит непрерывно с выходом вектора намагниченности из плоскости ДГ аналогично фазовому переходу II рода, в то время как при $\varkappa_1 > 0$ переориентация ДГ происходит скачком, подобно фазовому переходу I рода. Данное утверждение является справедливым при $K_2 = 0$, а при учете K_2 точка $\varkappa_1 = 0$, в

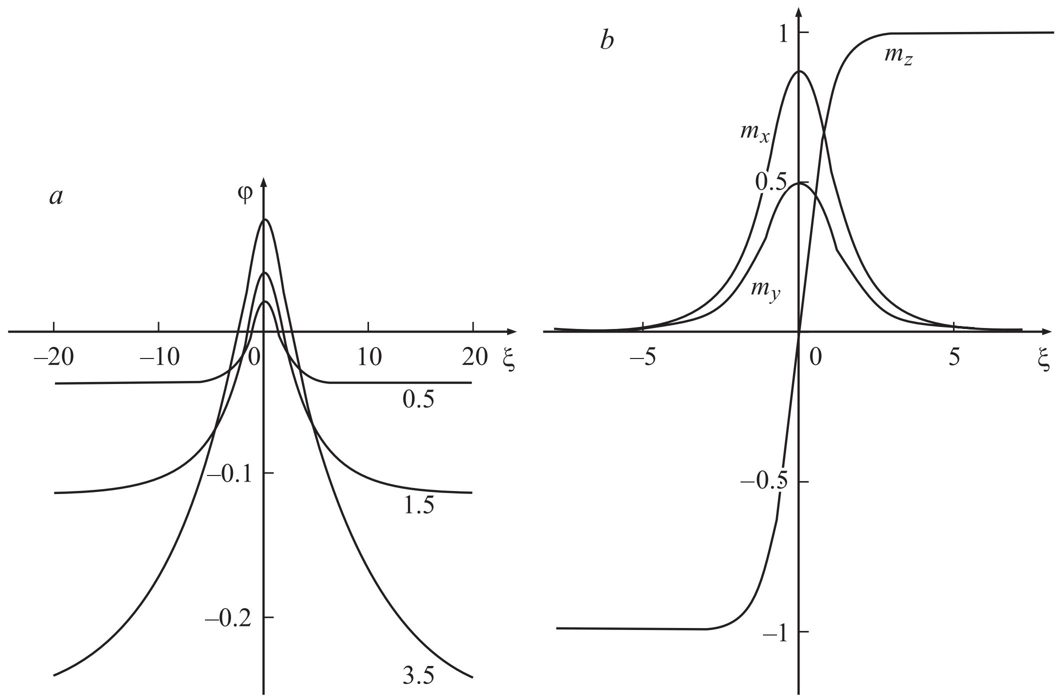

Рис. 7. Распределение намагниченности в переходном слое для 180° ДГ в случае $\varkappa_p = -0.2$, $\varkappa_1 = -0.3$, $\varkappa_2 = -0.3$ и зависимость угла φ от координаты ξ для различных значений Q (около кривых) (a) и компонент намагниченности от ξ для $Q = 0.5$ (b).

которой меняется характер переориентации ДГ относительно кристаллографических осей (подобная трикритической точке в теории фазовых переходов Ландау [13]), смещается в ту или иную сторону.

Таким образом, изучение влияния второй константы КА на основное состояние и доменную структуру кристалла-пластины (011) с комбинированной анизотропией показывает, что вклад осей типа$\langle 011\rangle$ существен и приводит к усложнению его ОФД. Это в свою очередь сказывается на структуре и свойствах магнитных неоднородностей, которые могут иметь нетривиальную топологию. Например, возможно возникновение 0°-ных ДГ и 180°-ных ДГ с одной или с двумя перетяжками. Кроме того, могут появиться 180°-ные стенки с неблоховской структурой, которые приводят к непрерывной переориентации ДГ от одного положения в другое. Эти и другие особенности доменной структуры могут существенно сказаться и на других свойствах рассматриваемого кристалла, в том числе и при его намагничивании и перемагничивании.

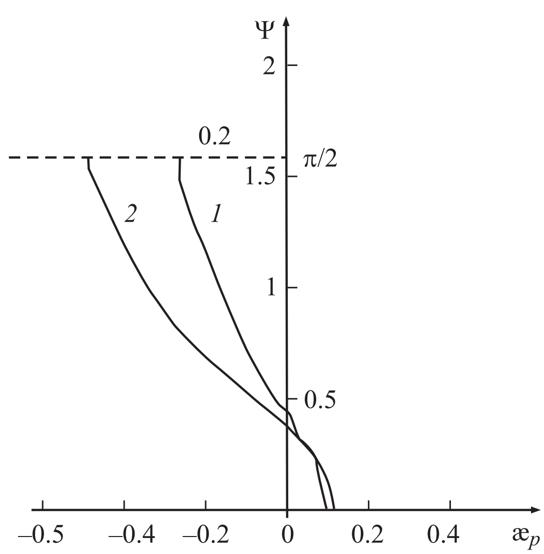

Рис. 8. Зависимость угла ориентации ДГ ψ от $\varkappa_p$. $\varkappa_1 = -0/3$ (*1*), -0.5 (*2*).

Работа выполнена при поддержке ФЦП „Интеграция“ (проект № Б00155) и гранта МОРФ (шифр ЕОО-3.4-342).

Список литературы

[1] *Хуберт А.* Теория доменных стенок в упорядоченных средах. М., 1977. 306 с.

[2] *Зайкова В.А., Старцева И.Е., Филиппов Б.Н.* Доменная структура и магнитные свойства электротехнических сталей. М., 1992. 270 с.

[3] *Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я.* Прикладная магнитооптика. М., 1990. 320 с.

[4] *Рандошкин В.В., Козлов В.И., Мочар В.Ю.* и др. // ФТТ. 1999. Т. 41. Вып. 3. С. 1254–1258.

[5] *Сабитов Р.М., Вахитов Р.М., Шанина Е.Г.* // Микроэлектроника. 1989. Т. 18. Вып. 3. С. 266–273.

[6] *Белов К.П.* Редкоземельные магнетики и их применение. М., 1980. 240 с.

[7] *Mougin A., Dufour C., Dumensil K., Mangin Ph.* // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. N 14. P. 9517–9531.

[8] *Вахитов Р.М.* // ФММ. 2000. Т. 89. Вып. 6. С. 16–20.

[9] *Вахитов Р.М., Хусаинова В.Р.* // Изв. вузов. Физика. 2001. Т. 44. Вып. 6. С. 90–93.

[10] *Изюмов Ю.А., Сыромятников В.Н.* Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М., 1984. 284 с.

[11] *Вахитов Р.М., Сабитов Р.М., Фахретдинова Р.С.* Динамика и статика доменной структуры в магнитоупорядоченных кристаллах. Уфа: БНЦ УрО АН СССР, 1988. С. 22–40.

[12] *Плавский В.В., Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н.* // ФММ. 1999. Т. 88. Вып. 3. С. 22–29.

[13] *Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З.* Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1979. 320 с.

[14] *Вахитов Р.М., Юмагузин А.Р.* // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 1. С. 65–71.

[15] *Кандаурова Г.С., Памятных Л.А., Шамсутдинов М.А., Филиппов Б.Н.* // ФММ. 1994. Т. 78. Вып. 4. С. 26–43.

[16] *Winter J.M.* // Phys. Rev. 1961. Vo. 124. N 2. P. 452–459.