УДК 537.611.3

СВОЙСТВА ДГ И ИХ ОСОБЕННОСТИ ВБЛИЗИ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В КУБИЧЕСКИХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ ПРИ ДЕЙСТВИИ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Р. М. Вахитов, Р. М. Сабитов

В кубических кристаллах с учетом первой и второй констант кубической анизотропии теоретически исследованы возможные магнитные фазы и спин-переориентационные фазовые переходы между ними, индуцированные внешними напряжениями. Изучены структура и устойчивость доменных границ в зависимости от температуры и давления. Показано, что переориентация доменной стенки относительно кристаллографических осей при определенных условиях сопровождается гистерезисом. Найдены динамические характеристики стационарного движения стенки и проведен анализ их поведения вблизи спин-переориентационных фазовых переходов.

1. В настоящее время интенсивно изучаются магнитные свойства кристаллов, сочетающих два и более видов анизотропий, имеющих различную природу возникновения. Наличие такой комбинированной анизотропии присуще широкому кругу магнитных материалов и сильно сказывается на их физических свойствах. Так, для пленок ферритов-гранатов является характерным сочетание естественной кристаллографической (кубической) и наведенной одноосной анизотропий, что приводит к существованию в них спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП) по температуре и по полю [1-3], к возникновению новых доменных структур [4, 5], к аномалии динамических свойств [6, 7] и т. д. Такая же ситуация возникает в фотомагнитных материалах типа $CdCr_2Se_4$ при их освещении [8], при воздействии на кубические магнетики внешних упругих напряжений [9]. В последнем случае регулируемая по величине и знаку одноосная анизотропия приводит к появлению СПФП по давлению и, в частности, в реальных кристаллах вблизи дислокаций могут возникнуть дополнительные магнитные фазы и связанные с ними СПФП [2].

В данной работе исследуется влияние одноосных напряжений на статические и динамические свойства доменных границ (ДГ) в кубических кристаллах. Известно, что плотность энергии магнитной анизотропии ε_k для кристаллов кубической симметрии имеет вид

$$\varepsilon_k = K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + \ldots, \tag{1}$$

где m_i ($i=x, y, z$) — i-я компонента единичного вектора намагниченности $\mathbf{m}=\mathbf{M}/M_s$ (M_s — намагниченность насыщения); K_1, K_2 — первая и вторая константы кубической анизотропии (КА). Температурные зависимости K_1 и K_2 существенно отличаются; при нормальных условиях $|K_1| \gg |K_2|$ и в выражении (1) достаточно учесть первое слагаемое. При понижении температуры, как правило $|K_2|$ растет значительно быстрее, чем $|K_1|$, и начиная с некоторой температуры выполняется соотношение $|K_2| \gtrsim |K_1|$ (так, например [10], для $Tb_3Fe_5O_{12}$ при $T=78$ K $K_2/K_1 \sim 10$). Аналогичное положение можно создать и при комнатных температурах, меняя состав материала [11], однако в дальнейшем для определенности будем считать ситуацию с $|K_1| \gg |K_2|$ высокотемпературной областью, а с $|K_2| \gg |K_1|$ низкотемпературной. Из сказанного следует, что в низкотемпературной области необходимо учесть вклад в ε_k второго слагаемого выражения (1). Исходя из этого, энергию магнитных неоднородностей в кубических кристаллах при наличии внешних упругих напряжений запишем в виде

$$E = \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ A\left[\left(\frac{d\theta}{dy}\right)^2 + \sin^2\theta\left(\frac{d\varphi}{dy}\right)^2\right] + K_1 [\sin^4\theta \sin^2(\varphi-\varphi_0)\cos^2(\varphi-\varphi_0) + \right.$$
$$+ \sin^2\theta\cos^2\theta] + K_2 \sin^4\theta\cos^2\theta \sin^2(\varphi-\varphi_0)\cos^2(\varphi-\varphi_0)$$
$$+ B_1 [\sin^2\theta(\cos^2(\varphi-\varphi_0)u_{xx} + \sin^2(\varphi-\varphi_0)u_{yy}) + \cos^2\theta u_{zz}] +$$
$$+ B_2 [\sin^2\theta\sin 2(\varphi-\varphi_0)u_{xy} + \sin 2\theta(\sin(\varphi-\varphi_0)u_{yz} + \cos(\varphi-\varphi_0)u_{xz})] +$$
$$+ \frac{1}{2}c_{11}(u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12}(u_{xx}u_{yy} + u_{yy}u_{zz} + u_{xx}u_{zz}) +$$
$$\left. + 2c_{44}(u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2) - \sigma_{ij}u_{ij} + 2\pi M_s^2(\sin\theta\sin\varphi - \sin\theta_\infty \sin\varphi_\infty)^2 \right\} dy. \tag{2}$$

Здесь θ, φ — полярный и азимутальный углы вектора $\mathbf{M}$; θ_∞, φ_∞ — значения этих углов в доменах; A — обменный параметр; B_i, c_{ij} — магнитоупругие и упругие константы; σ_{ij}, u_{ij} — компоненты тензора внешних напряжений и деформации. Система координат $Oxyz$ выбрана так, что $Oz \parallel [001]$, ось Ox образует угол φ_0 с осью $[100]$, а ось Oy перпендикулярна плоскости ДГ. Будем считать, что внешнее одноосное напряжение σ приложено вдоль оси $[001]$, тогда $\sigma_{ij}u_{ij} = \sigma u_{zz}$. В этом случае минимизация (2) по u_{ij} приводит к перенормировке констант КА, в частности

$$K_1' = K_1 + \frac{9}{4}\lambda_{100}^2(c_{11} - c_{12}) - \frac{9}{2}\lambda_{111}^2 c_{44},$$

$$\lambda_{111} = -B_2/3c_{44}, \quad \lambda_{100} = -2B_1/[3(c_{11} - c_{12})],$$

Однородные магнитные состояния в кубическом ферромагнетике с $\sigma \parallel [001]$

Обозначение фаз	Направление вектора M в кристалле	Область существования фаз	Область, в которой фазы устойчивы
$\Phi_{[001]}$	$\theta = 0, \pi$; $\mathbf{M} \parallel [001]$	$\varkappa_1 > -1$	$\varkappa_1 > -1$, $\varkappa_2 > -3$; $\varkappa_1 > f_1(\varkappa_2)$, $\varkappa_2 < -3$
$\Phi_{[100]}$	$0 = \frac{\pi}{2}$; $\varphi = 0, \frac{\pi}{2}$; $\mathbf{M} \parallel [100], [010]$	$\varkappa_1 > 1$	—
$\Phi_{[110]}$	$\theta = \frac{\pi}{2}$; $\varphi = \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}$; $\mathbf{M} \parallel [110], [\bar{1}10]$	$\frac{1}{2}(4 - \varkappa_2) < \varkappa_1 < 0$, $\varkappa_2 > 4$	—
$\Phi_<^{\mathrm{I}}$	$\sin\theta = \pm\sqrt{s_1}$; $\varphi = \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}$	$\varkappa_1 < f_4(\varkappa_2)$, $\varkappa_2 < -3$; $\varkappa_1 < -1$, $\varkappa_2 > -3$	$\varkappa_1 < f_1(\varkappa_2)$, $\varkappa_2 < -3$; $\varkappa_1 < -1$, $-3 < \varkappa_2 < 1$; $\varkappa_1 < f_2(\varkappa_2)$, $\varkappa_2 > 1$
$\Phi_<^{\mathrm{II}}$	$\sin\theta = \pm\left(\frac{1+\varkappa_1}{2\varkappa_1}\right)^{1/2}$; $\varphi = 0, \frac{\pi}{2}$	$f_5(\varkappa_2) < \varkappa_1 < -1$, $\varkappa_2 > 1$	$f_2(\varkappa_2) < \varkappa_1 < -1$, $\varkappa_2 > 1$
$\Phi_<^{\mathrm{III}}$	$\sin\theta = \pm\sqrt{s_2}$; $\varphi = \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}$	$f_3(\varkappa_2) < \varkappa_1 < f_4(\varkappa_2)$, $\varkappa_2 < -12$, $-1 < \varkappa_1 < f_4(\varkappa_2)$, $-12 < \varkappa_2 < -3$	—

Примечание. Прочерк в последнем столбце означает, что данное магнитное состояние при $K_u > 0$ метастабильно.

и к возникновению наведенной внешними упругими напряжениями одноосной анизотропии, плотность энергии которой имеет вид

$$\varepsilon_u = K_u \sin^2\theta, \quad K_u = 3/2\lambda_{100}\sigma. \tag{3}$$

Для исследования структуры и свойств магнитных неоднородностей необходимо знать спектр однородных магнитных состояний данного кристалла, которое находится из условия минимума E, полагая в (2) равным нулю первое и последнее слагаемое, а также φ_0. Для случая $K_u > 0$ полученные результаты, совпадающие с [9], приведены на рис. 1 и в таблице,

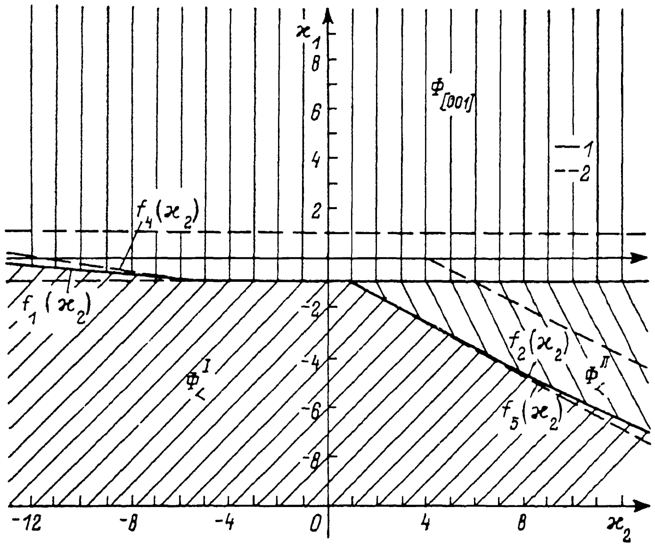

Рис. 1. Фазовая диаграмма кубического ферромагнетика с $\sigma \parallel [001]$. $K_u > 0$.

1 — границы устойчивых состояний вектора M, *2* — границы метастабильных состояний. Устойчивые состояния вектора M (заштрихованные области) отличаются от метастабильных тем, что они энергетически более выгодны.

где введены обозначения: $\varkappa_1 = K_1'/K_u$, $\varkappa_2 = K_2/K_u$. Кривые $\varkappa_1 = f_i(\varkappa_2)$ определяются из уравнений

$$\varkappa_1 = f_1(\varkappa_2): 1 + \varkappa_1 - \frac{1}{4}(3\varkappa_1 - \varkappa_2)s_1 - \frac{\varkappa_2}{4}s_1^2 = 0,$$

$$\varkappa_1 = f_2(\varkappa_2):\ 1 + \varkappa_1 - \frac{1}{4}(3\varkappa_1 - \varkappa_2)s_1 - \frac{\varkappa_2}{4}s_1^2 = \frac{(1+\varkappa_1)^2}{4\varkappa_1},$$

$$\varkappa_1 = f_3(\varkappa_2):\ 12 + \varkappa_2 - 2(3\varkappa_1 - 2\varkappa_2)s_2 = 0,$$

$$s_{1,2} = -\frac{3\varkappa_1 - \varkappa_2 \pm \sqrt{(3\varkappa_1 - \varkappa_2)^2 - 12(1+\varkappa_1)\varkappa_2}}{3\varkappa_2} \tag{4}$$

либо задаются формулами

$$\varkappa_1 = f_4(\varkappa_2) = -1/3(\varkappa_2 + \sqrt{12|\varkappa_2|}), \quad \varkappa_1 = f_5(\varkappa_2) = 1/4(\varkappa_2 + \sqrt{\varkappa_2^2 + 8\varkappa_2}). \tag{5}$$

Точка $\varkappa_1 = -1$, $\varkappa_2 = -3$ на фазовой диаграмме является трикритической, а точка $\varkappa_1 = -1$, $\varkappa_2 = 1$ — тройной. Здесь СПФП могут быть как I, так II рода в отличие от кубического ферромагнетика, где в отсутствие внешних воздействий возможны только СПФП I рода [12]. С другой стороны, в случае $K_2 = 0$ и при наличии внешних напряжений в этом кристалле возможен только СПФП II рода [5].

2. Структуру магнитных неоднородностей типа ДГ можно определить из решений уравнений Эйлера, минимизирующих функционал по переменным θ, φ и φ_0

$$\delta E/\delta\theta = 0, \quad \delta E/\delta\varphi = 0, \quad \delta E/\delta\varphi_0 = 0 \quad \text{при} \quad \delta^2 E > 0. \tag{6}$$

Первый интеграл уравнений (6) для блоховских ДГ ($\varphi=0,\ \pi$) с ориентацией, определяемой углом $\varphi_0=\pi n/4$ ($n=0,\ \pm1,\ \pm2,\ \ldots$), имеет вид

$$\left(\frac{d\theta}{dy}\right)^2-\frac{\sin^2\theta}{\Delta_0^2}\left[1+\varkappa_1(1-p)\sin^2\theta+\varkappa_2 p\sin^2\theta\cos^2\theta\right]=C, \qquad (7)$$

где $p=\sin^2\varphi_0\cos^2\varphi_0$; $\Delta_0=\sqrt{A/K_u}$ — эффективная ширина ДГ в одноосном кристалле; C — константа интегрирования. В области существования фазы $\Phi_{[001]}$ (рис. 1) уравнение (7) для $C=0$ имеет решение, соответствующее 180° ДГ с $\mathbf{M}\parallel[001]$ в доменах, но зависимость $\theta=\theta(y)$ в явном виде через известные функции не удается записать. Однако, используя первый и второй интегралы уравнений (6), можно определить ширину Δ и энергию E ДГ как функцию параметров $\varkappa_1$, $\varkappa_2$ и φ_0, а также исследовать ее

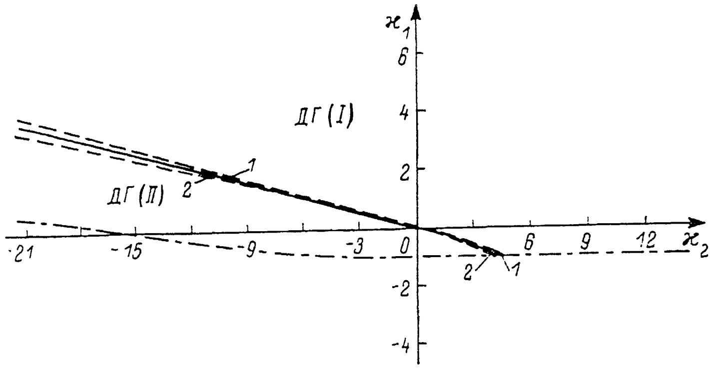

Рис. 2. Диаграмма устойчивых состояний 180° ДГ с $\mathbf{M}\parallel[001]$ в доменах для обеих ее ориентаций относительно кристаллографических осей.

Штрихпунктирная кривая соответствует границе устойчивости ДГ с $\mathbf{M}\parallel[001]$ в доменах, *1* — границе устойчивости ДГ (II), *2* — ДГ (I), сплошная кривая — границе переориентации ДГ (ДГ(I) $\rightleftarrows$ ДГ (II)).

устойчивость в смысле выполнения условия $\delta^2E>0$, которое аналогично [13] сводится к виду

$$\cos 4\varphi_0\,(\varkappa_1 J_3+\varkappa_2 J_4)>0, \qquad (8)$$

где

$$J_3=\int_0^1\frac{1-u^2}{D(u)}\,du,\quad J_4=\int_0^1\frac{(1-u^2)\,u^2}{D(u)}\,du,$$

$$D(u)=\sqrt{1+\varkappa_1 p+\left[\varkappa_1(1-p)+\varkappa_2 p\right]u^2-\varkappa_2 p u^4}. \qquad (9)$$

Результаты численного анализа неравенства (8) приведены на рис. 2, где кривая *1* описывается уравнением $\varkappa_1=f_6(\varkappa_2)$, а кривая *2* — уравнением $\varkappa_1=f_7(\varkappa_2)$. Эти функции определяются из условия равенства нулю выражения (8). Как видно из рис. 2, области устойчивости ДГ с $\varphi_0=0,\ \pi/2$ (ДГ (I)) и с $\varphi_0=\pi/4,\ 3\pi/4$ (ДГ(II)) перекрываются, что на практике должно привести к гистерезисным явлениям при переориентации ДГ, связанной с изменением $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ (гистерезис по температуре или внешним напряжениям [2]). Граница переориентации ДГ в области перекрытия на рис. 2 (сплошная линия) описывается уравнением $\varkappa_1=f_8(\varkappa_2)$, которая определена из условия равенства энергий E ДГ, для каждого типа ориентаций, имеющих вид

$$E=E_0J_2,\quad J_2=\int_0^1 D(u)\,du,\quad E_0=4\sqrt{AK_u}. \qquad (10)$$

Таким образом, в низкотемпературной области переориентация ДГ может происходить в некотором интервале изменения $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$ с гистерезисом в отличие от обычных условий ($K_2=0$), когда переориентация 180° ДГ происходит безгистерезисно при инверсии знака [5]. Ширина ДГ (I) в области, где не возникает метастабильная фаза $\Phi_{[100]}$, такая же, как и в случае одноосного кристалла [5], что объясняется симметрией расположения легких осей КА относительно направления [001]. В области существования метастабильной фазы $\Phi_{[100]}$ (рис. 1, 2) в структуре 180° ДГ появляются «перетяжки», служащие зародышами образования 90° ДГ [13], и ее ширину определяют выражением

$$\Delta = \Delta_0 \left[\frac{2\theta_1}{\sin\theta_1 D(\sin\theta_1)} + \int\limits_{\theta_1}^{\pi-\theta_1} \frac{d\theta}{\sin\theta D(\sin\theta)} \right], \quad (11)$$

где $\theta_1 = \arccos[(1 \mp \varkappa_1)/2\varkappa_1]^{1/2}$.

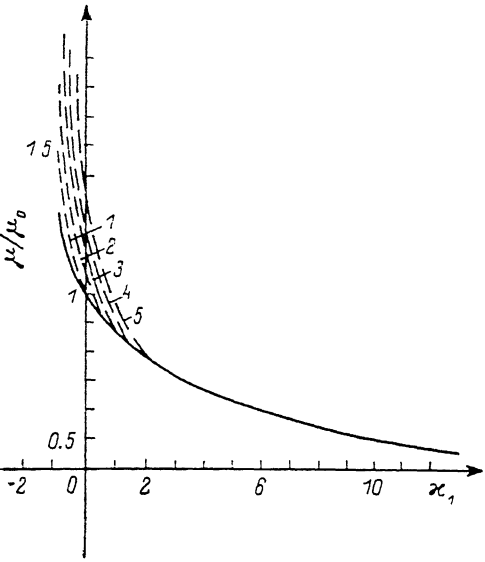

Рис. 3. Зависимости подвижности ДГ от $\varkappa_1$, $\varkappa_2$ и φ_0.

Сплошная кривая соответствует подвижности ДГ (I), штриховая — ДГ (II), причем $\varkappa_2=0$ (1), —3 (2), —6 (3), —9 (4), —12 (5).

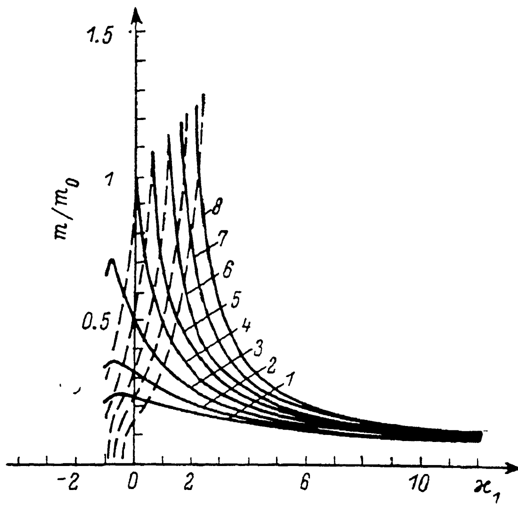

Рис. 4. Зависимости массы ДГ от $\varkappa_1$, $\varkappa_2$ и φ_0. $\alpha=0.1$, $Q=2$.

Сплошная кривая соответствует m для ДГ (I), штриховая — для ДГ (II), причем $\varkappa_2=12$ (1), 8 (2), 4 (3), 0 (4), —3 (5), —6 (6), —9 (7), —12 (8).

Аналогичная ситуация возникает и для ДГ (II) в области существования метастабильных фаз $\Phi^{\mathrm{I}}_{<}$ и $\Phi^{\mathrm{III}}_{<}$. И в этом случае ширина ДГ описывается выражением (11), но с $\theta_1 = \arcsin\sqrt{s_1}$ (см. формулу (4)). Причем ДГ (II) имеет более сложную структуру, а именно содержит двойную «перетяжку» (т. е. профиль стенки, описываемый зависимостью $\theta=\theta(y)$, имеет пять точек перегиба). Отметим, что при $\varkappa_2=0$ в структуре ДГ (II) «перетяжки» отсутствуют [13]. Вместе с тем в области существования границ с перетяжками возможны решения уравнения (7), описывающие магнитные неоднородности типа «статических солитонов» аналогично [13].

3. Рассмотрим также некоторые динамические свойства 180° ДГ с $\mathbf{M} \parallel [001]$ в доменах. Для этого запишем уравнения Ландау—Лифшица с учетом внешнего поля $\mathbf{H} \parallel Oz$ в канонических переменных q и φ, где q — координата центра стенки [14]. При этом будем считать, что при движении ДГ ее «статическая» структура не меняется ($Q=K_u/2\pi M_s^2 \gg 1$). Тогда уравнения движения стенки в форме Слончевского запишутся в виде

$$\dot{q} - \alpha\Delta_0\dot{\varphi}J_1 = v_w[J_1\sin 2\varphi + R\sin 4(\varphi-\varphi_0)],$$

$$\dot{\varphi} + \frac{\alpha\dot{q}}{\Delta_0}J_2 = \gamma H, \quad J_1 = \int\limits_0^1 \frac{du}{D(u)}, \quad (12)$$

где $R=(\varkappa_1 J_3+\varkappa_2 J_4)\,Q/2$, $v_w=2\pi M_s\gamma\Delta_0$ — уокеровская предельная скорость ДГ в одноосном кристалле [14], γ — гиромагнитное отношение, α — параметр затухания. Согласно [14], система уравнений (12) справедлива в двух предельных случаях: 1) для малых скоростей, $\dot q \ll v_w$; 2) для малых значений $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$. Рассматривая стационарное движение ДГ для малых скоростей, в (12) положим $\dot\varphi=0$, $\dot q=v=\mathrm{const}$. Тогда подвижность ДГ примет вид $\mu=\mu_0 J_2^{-1}$, где $\mu_0=\gamma\Delta_0/\alpha$ — подвижность ДГ в одноосном кристалле [14]. Как видно из рис. 3, для ДГ (I) подвижность не зависит от $\varkappa_2$ и для случая $\varkappa_1>0$ совпадает с подвижностью ДГ в высокотемпературной области [15]. При $\varkappa_1<0$ в отличие от высокотемпературной области ДГ (I) существует и ее подвижность всегда меньше подвижности ДГ (II), причем в последнем случае при увеличении $\varkappa_2$ возрастает μ. Резкое же увеличение подвижности для ДГ (II) можно объяснить характером вклада КА в общий вращательный момент стенки, который в области $K_1<0$, $K_1+4K_2/9<0$ и $0<K_1<-K_2/9$ [11] из-за наличия в плоскости ДГ легких осей КА типа $\langle 111\rangle$, которые облегчают вращение спинов.

Следует отметить, что в случае стационарного движения ДГ и в низкотемпературной области выполняется соотношение

$$\mu_0 E_0=\mu E, \tag{13}$$

справедливость которого при $\varkappa_2=0$ была установлена в работе [16], и согласуется с известными экспериментальными результатами [14].

Исследуя систему уравнений (12) для случая $\varkappa_1,\ \varkappa_2\ll 1$, найдем предельные скорости v_m и угол выхода вектора $\mathbf{M}$ из плоскости стенки φ_m, которые имеют вид

$$v_m=v_w\frac{\left(3+\sqrt{1+32R^2}\right)^{3/2}}{4\left(1+\sqrt{1+32R^2}\right)^{1/2}},\quad \varphi_m=\frac{1}{2}\arccos\left(\frac{4R\cos 4\varphi_0}{1+\sqrt{1+32R^2}}\right). \tag{14}$$

Из полученных выражений видно, что при возрастании $\varkappa_2$ предельная скорость увеличивается, а φ_m уменьшается, причем при $R\gg 1$ (это возможно при условии $2\pi M_s^2\ll K_1,\ K_2\ll K_u$) $\varphi_m\to\pi/8$, что характерно для кубических кристаллов [13].

Важной характеристикой высокочастотных свойств ДГ является ее масса, которую можно получить из уравнений (12), рассматривая малые колебания стенки ($\varphi\ll 1$), под действием квазиупругой силы [14]. Она равна

$$m=m_0\frac{1+\alpha^2 J_1 J_2}{(1+\alpha^2)(J_1+2R\cos 4\varphi_0)}, \tag{15}$$

где $m_0=(1+\alpha^2)/(2\pi\gamma^2\Delta_0)$ — масса ДГ в одноосном кристалле. Численные расчеты по формуле (15) показывают (рис. 4), что для ДГ (I) с уменьшением $\varkappa_2$ масса стенки увеличивается и достигает максимальной величины по $\varkappa_1$ на границе области ее устойчивости. При $\varkappa_2\geqslant 4$ переориентации ДГ не происходит (рис. 2), однако на зависимости $m=m(\varkappa_1,\ \varkappa_2,\ \varphi_0)$ наблюдаются пики, что объясняется частичной компенсацией вращательных моментов, действующих на спины [12]. Для ДГ (II) ситуация меняется на обратное, и с уменьшением $\varkappa_2$ масса m также уменьшается, при этом масса стенки более «чувствительна» к изменению параметров $\varkappa_1$ и $\varkappa_2$. Максимальное значение m для ДГ (II) также достигается на границе области ее устойчивости, однако оно не совпадает с $\max\{m\}$ для ДГ (I) из-за перекрытия областей существования обоих типов ДГ. Точка пересечения сплошных и штриховых кривых при одинаковых значениях параметра $\varkappa_2$ на рис. 4 соответствует переориентации ДГ (рис. 2, сплошная кривая). В этом случае $R=0$ и $\varphi_m=\pi/4$, что соответствует ситуации одноосного кристалла. Это можно объяснить компенсацией вращательных моментов, обусловленных двумя типами слагаемых (с K_1 и K_2) в выражении (1) для плотности энергии КА. Следует отметить, что вблизи СПФП I рода (участок кривой $\varkappa_1=f_1(\varkappa_2)$ для $\varkappa_2<-3$ на рис. 1) $m\to 0$. Это объясняется тем, что при приближении к линии СПФП I рода в структуре ДГ появляются «перетяжки» и она деформируется, а на самой линии фазового перехода понятие ДГ теряет смысл.

Таким образом, в области низких температур в кубических кристаллах возникают новые магнитные фазы и фазовые переходы между ними типа спиновой переориентации, индуцированные внешними напряжениями. Это существенно сказывается на статических и динамических свойствах ДГ: возникает область гистерезиса по температуре или давлению при ее переориентации, появляются особенности в структуре стенки (в частности, двойные «перетяжки») и значительно меняется поведение динамических характеристик ДГ как на границе ее переориентации, так и вблизи СПФП I рода.

Список литературы

[1] Беляева А. И., Антонов А. В., Егизарян Г. С., Юрьев В. П. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 6. С. 1621—1628.

[2] Власко-Власов В. К., Дедух Л. М., Инденбом М. В., Никитенко В. И. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. № 1. С. 277—288.

[3] Беляева А. И., Антонов А. В., Егизарян Г. С., Юрьев В. П. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 7. С. 2191—2197.

[4] Кандаурова Г. С., Памятных Л. А. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. № 10. С. 600—604.

[5] Вахитов Р. М., Сабитов Р. М., Фарздинов М. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 6. С. 1852—1856.

[6] Логунов М. В., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 8. С. 2247—2254.

[7] Лисовский Ф. В., Логинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Розанова Т. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 7. С. 339—342.

[8] Коваленко В. Ф., Нагаева Э. П. // УФН. 1986. Т. 148. № 4. С. 561—602.

[9] Бучельников В. Д., Шавров В. Г. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 5. С. 1296—1301.

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

[11] Simsova J., Krupicka S., Maŕysko M., Tomas I. // Acta Phys. Slov. 1981. V. 31. N 2—3. P. 121—125.

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

[13] Сабитов Р. М., Вахитов Р. М. // Изв. вузов, физика. 1988. Т. 31. № 8. С. 51—56.

[14] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами: Пер. с англ. М., 1982. 384 с.

[15] Вахитов Р. М., Сабитов Р. М., Фарздинов М. М. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 9. С. 1823—1827.

[16] Вахитов Р. М., Сабитов Р. М. // Тез. докл. XI Всес. школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Ташкент, 1988. С. 258—259.

Башкирский государственный университет
Уфа

Поступило в Редакцию
22 сентября 1988 г.
В окончательной редакции
9 февраля 1989 г.