

## Доменная структура в centroантисимметричных антиферромагнетиках

© А.А. Халфина, М.Х. Харрасов, М.А. Шамсутдинов

Башкирский государственный университет,  
450074 Уфа, Россия

(Поступила в Редакцию 30 ноября 2000 г.)

Теоретически исследуется доменная структура антиферромагнетика, в группе магнитной симметрии которого содержится центр антисимметрии. Показано сосуществование магнитоэлектрического эффекта и слабого ферромагнетизма в доменной стенке. Установлено, что взаимодействие неоднородного магнитного момента с достаточно сильным магнитным полем  $\mathbf{H} \parallel C_3$  приводит к энергетической выгоде многодоменного состояния с нечетным числом  $180^\circ$  стенок. Найдены критические поля перехода из однодоменного в многодоменное состояние. Показано существование явления переключения доменов при изменении направления  $\mathbf{H}$  на противоположное.

При антиферромагнитном упорядочении кристалл может потерять инвариантность относительно обращения времени, и тогда центр симметрии  $I$  кристаллической группы симметрии становится центром антисимметрии  $I^-$ , т.е. ниже температуры Нееля образец кристаллизуется в centroантисимметричную (ЦАС) структуру. Наличие элемента  $I^-$ , меняющего местами магнитные подрешетки, приводит к линейным по векторам ферро- и антиферромагнетизма  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{l}$  их пространственным производным первого порядка инвариантам типа  $l_\alpha m_\beta p_\gamma$  и  $m_\alpha \partial l_\beta / \partial r_\gamma$  в свободной энергии, т.е. к дополнительным взаимодействиям [1,2]. Во взаимодействии  $l_\alpha m_\beta p_\gamma$  ( $\mathbf{p}$  — вектор поляризации) ответственно за линейный магнитоэлектрический (МЭ) эффект, обнаруженный Астровым [3]. Шавровым проведен анализ возможности существования МЭ-эффекта в различных типах антиферромагнитной структуры, получен спектр спиновых волн с учетом этих взаимодействий [2]. Далее, в [4–6] показано сильное влияние МЭ-взаимодействия на акустические и другие динамические свойства магнитоэлектриков. Неоднородные инварианты приводят к большому многообразию антиферромагнитных структур: геликоидальные структуры [7], длиннопериодические и модулированные магнитные структуры [8–10].

Первые исследования структуры доменных стенок в ЦАС-антиферромагнетиках принадлежат Фарзтдинову [11]. Им показана возможность существования двух типов  $180^\circ$  доменных стенок, параллельных ( $S_{\parallel}^z$ ) и перпендикулярных ( $S_{\perp}^z$ ) оси симметрии кристалла  $C_3$ . Интерес к ЦАС-антиферромагнетикам обусловлен тем, что параметрами их доменной структуры можно управлять как магнитным, так и электрическим полем. В данной работе с учетом вышеуказанных инвариантов теоретически изучается доменная структура ЦАС-антиферромагнетиков во внешних магнитном и электрическом полях. Показывается, что линейное неоднородное обменное взаимодействие  $\mathbf{m} \partial \mathbf{l} / \partial z$  приводит к кардинальному изменению свойств доменной структуры ЦАС-антиферромагнетиков в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel C_3$ .

В качестве примера магнитоэлектрической среды рассмотрим ЦАС-антиферромагнетики с элементами маг-

нитной симметрии  $3_z^+ 2_x^- I^-$  [4]. Такой симметрией обладает, в частности,  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , являющийся двухподрешеточным антиферромагнетиком типа "легкая" ось. Будем описывать его с помощью безразмерных векторов ферро- и антиферромагнетизма  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) / 2M_0$  и  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2) / 2M_0$  ( $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$ ,  $\mathbf{M}_1, \mathbf{M}_2$  — векторы намагниченности подрешеток), а также вектора поляризации  $\mathbf{p}$ .

Исходим из плотности свободной энергии

$$F = F_m + F_{mp} + F_p,$$

включающей магнитную, магнитоэлектрическую энергии и энергию электрической поляризации. В приближении  $\mathbf{m} \mathbf{l} = 0$ ,  $\mathbf{m}^2 + \mathbf{l}^2 = 1$  каждое из слагаемых энергии имеет следующий вид [2,5,11]:

$$F_m = \frac{1}{2} A \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i} \right)^2 + D \mathbf{m} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial z} + \frac{1}{2} B \mathbf{m}^2 + \frac{1}{2} a (l_x^2 + l_y^2) + \frac{1}{2} a_1 (l_x^2 + l_y^2)^2 - 2M_0 \mathbf{m} \mathbf{H},$$

$$F_{mp} = -2M_0 \gamma_{ijkl} m_j p_k,$$

$$F_p = \frac{1}{2} \varkappa_{\perp}^{-1} (p_x^2 + p_y^2) + \frac{1}{2} \varkappa_z^{-1} p_z^2 - \mathbf{p} \mathbf{E}.$$

Здесь  $B \sim 4M_0^2 \chi^{-1}$  — константа однородного обмена,  $\chi$  — поперечная антиферромагнитная восприимчивость,  $A \sim B a_0^2$ ,  $D \sim B a_0$  — константы квадратичного и линейного неоднородного обмена,  $a_0$  — постоянная кристаллической решетки,  $a, a_1$  — константы магнитной анизотропии,  $\mathbf{H}$  — внешнее магнитное поле,  $\hat{\gamma}$  — тензор МЭ-взаимодействия,  $\varkappa_{\perp}, \varkappa_z$  — компоненты тензора электрической поляризуемости,  $\mathbf{E}$  — электрическое поле. В выражении для  $F_m$  мы пренебрегли анизотропией неоднородного обмена и константами анизотропии шестого порядка, которые несущественны в рассматриваемых явлениях.

Свободную энергию в полях  $H \ll H_E = B/4M_0$  после минимизации по  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{m}$  можно представить в виде

$$F = \frac{1}{2}A \left[ \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{D^2}{AB} \left( \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{D}{2H_E} (\mathbf{H} + \mathbf{H}_p, \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial z}) + \frac{1}{2}\chi [(\mathbf{H} + \mathbf{H}_p, \mathbf{l})^2 - (\mathbf{H} + \mathbf{H}_p)^2] + \frac{1}{2}a(l_x^2 + l_y^2) + \frac{1}{2}a_1(l_x^2 + l_y^2)^2. \quad (1)$$

Здесь

$$\mathbf{H}_p = \left[ (\gamma_1 l_y + \gamma_3 l_z) E_x + \gamma_1 l_x E_y, \gamma_1 l_x E_x + (\gamma_3 l_z - \gamma_1 l_y) E_y, \gamma_2 (E_x l_x + E_y l_y) - \gamma_0 E_z l_z \right],$$

где  $\gamma_i$  — константы МЭ-взаимодействия [5].

Вектор намагниченности при этом определяется следующим выражением:

$$\mathbf{M} = \chi \left[ \mathbf{H} + \mathbf{H}_p - (\mathbf{H} + \mathbf{H}_p, \mathbf{l}) \mathbf{l} - \frac{D}{2M_0} \frac{\partial \mathbf{l}}{\partial z} \right]. \quad (2)$$

Как видно из (2), ЦАС-антиферромагнетик обладает слабоферромагнитным моментом даже в нулевых полях ( $\mathbf{H} = \mathbf{E} = 0$ ) при неоднородном распределении вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$ . Если в однородном состоянии МЭ-эффект и слабый ферромагнетизм взаимно исключают друг друга [2], то в неоднородном состоянии могут сосуществовать оба эффекта. Неоднородное вдоль оси  $z$  распределение  $\mathbf{l}$  имеет место при наличии в образце доменной структуры с доменными стенками, перпендикулярными оси симметрии  $C_3$ . Вектор намагниченности принимает максимальное значение в области наибольшего градиента вектора  $\mathbf{l}$ , т.е. в переходном слое, разделяющем два соседних домена. Наличие неоднородного слабоферромагнитного момента в переходном слое может вызвать необычное поведение доменной структуры ЦАС-антиферромагнетиков во внешнем магнитном поле. Прежде чем приступить к изучению характеристик доменной структуры, обсудим возможность сосуществования симметричных фаз в полях  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{E} \parallel z$ . Минимизация (1) в случае однородного состояния показывает, что при

$$a - \chi H^2 - \alpha_{\parallel}^2 \chi^{-1} E^2 \pm 2\alpha_{\parallel} E H > 0 \quad (3)$$

устойчива симметричная фаза с  $\theta = k\pi$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ), где  $\theta$  — полярный угол вектора  $\mathbf{l}$ , отсчитываемый от оси  $z$ . В (3) знак плюс соответствует состоянию  $\mathbf{l} \uparrow \uparrow \mathbf{H} \parallel z$  ( $k = 2n, n = 0, 1, 2, \dots$ ), а знак минус — состоянию  $\mathbf{l} \uparrow \downarrow \mathbf{H}$  ( $k = 2n + 1$ ). Эти состояния обладают одинаковой энергией. Области устойчивости фаз  $\mathbf{l} \uparrow \uparrow \mathbf{H}$  и  $\mathbf{l} \uparrow \downarrow \mathbf{H}$  могут перекрываться. В области перекрытия условий устойчивости различных фаз может существовать  $180^\circ$  доменная структура.

В случае  $E = 0$  существует и другая симметричная фаза с  $\theta = (2k + 1)\pi/2$  ( $\mathbf{l} \perp \mathbf{H}$ ) при

$$a - \chi H^2 + 2a_1 < 0.$$

Когда  $a_1 < 0$ , области устойчивости состояний  $\mathbf{l} \parallel z$  и  $\mathbf{l} \perp z$  перекрываются. Тогда, как известно, при  $H = H_c = \sqrt{(a + a_1)/\chi}$ ,  $E = 0$  происходит опрокидывание подрешеток, т.е. переориентация  $\mathbf{l} \parallel z$  в базисную плоскость, протекающая как фазовый переход первого рода. Согласно [12], в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  спин-флоп-переориентация  $\mathbf{l}$  происходит как фазовый переход первого рода. Поэтому в дальнейшем константу анизотропии четвертого порядка  $a_1$  будем считать отрицательной.

Теперь перейдем к исследованию неоднородного состояния в полях  $\mathbf{H} \uparrow \uparrow \mathbf{E} \parallel z$ . Неоднородность представим в виде плоской границы, разделяющей фазы (домены) с противоположными направлениями  $\mathbf{l}$ . Ширину стенок будем считать много меньшей ширины доменов. Подробно исследуем характеристики  $S_{\perp}^z$ -доменных стенок, перпендикулярных оси симметрии  $C_3$ .

Для плотности энергии  $S_{\perp}^z$ -стенки из (1) получим следующее выражение:

$$F = \frac{1}{2}A^* \left( \frac{d\theta}{dz} \right)^2 + g(\theta) - g_1(\theta) \frac{d\theta}{dz},$$

$$2g(\theta) = (a^* + 2\alpha_{\parallel} H E \cos \theta + a_1^* \sin^2 \theta) \sin^2 \theta,$$

$$g_1(\theta) = (D/2H_E)(H - \gamma_0 \kappa_z E \cos \theta) \sin \theta, \quad (4)$$

где  $A^* = A(1 - \mu^2)$ ,  $\mu = D/\sqrt{BA}$  — безразмерный параметр линейного неоднородного обмена,  $\alpha_{\parallel} = \gamma_0 \kappa_z \chi / 2M_0$  — продольная компонента тензора МЭ-восприимчивости,

$$a^* = a - \chi H^2 - \alpha_{\parallel}^2 \chi^{-1} E^2, \quad a_1^* = a_1 + \alpha_{\parallel}^2 \chi^{-1} E^2.$$

Выражение (4) отличается от выражения для плотности энергии центросимметричных антиферромагнетиков. Во-первых, обменный параметр испытывает перенормировку из-за линейного по  $\partial \mathbf{l} / \partial z$  неоднородного обмена. Во-вторых, в плотности энергии появляется новое слагаемое  $g_1(\theta)\theta'_z$ , описывающее энергию взаимодействия неоднородного вектора намагниченности  $\mathbf{M}$  с полями  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  в объеме доменной стенки. Случай  $A^* < 0$  соответствует модулированной магнитной структуре [10]. В дальнейшем ограничимся значениями  $0 < \mu < 1$ , при которых  $A^* > 0$ .

Решение уравнения Эйлера задачи

$$A^* \frac{d^2 \theta}{dz^2} - \frac{dg(\theta)}{d\theta} = 0 \quad (5)$$

с граничными условиями  $\theta(-\infty), \theta(\infty) = \pi$ ,  $\theta'_z(\pm\infty) = 0$  имеет вид

$$\frac{z}{\delta} = \int_{\pi/2}^{\theta} \frac{d\theta}{\sin \theta \sqrt{(q^2 - e^2) \cos^2 \theta + 2eh \cos \theta + 1 - h^2 - q^2}}. \quad (6)$$

Здесь  $q^2 = a_1/a$ ,  $e = \alpha_{\parallel} E / \chi H_a$ ,  $h = H/H_a$ ,  $H_a = \sqrt{a/\chi}$ ;  $\delta = \delta_0 \sqrt{1 - \mu^2}$  — характерный размер доменной стенки

в ЦАС-антиферромагнетике,  $\delta_0 = \sqrt{A/a}$  — характерный размер доменной стенки в центросимметричном антиферромагнетике.

Для энергии стенки из (4) с учетом (6) получим

$$E_W^\perp = \sqrt{Aa} (f - 2\mu h), \quad (7)$$

$$f = \frac{\sqrt{(1-\mu^2)}}{2(q^2-e^2)} \left[ (q^2-e^2+eh)\sqrt{1-(h-e)^2} + (q^2-e^2-eh)\sqrt{1-(h+e)^2} + \frac{(q^2(1-h^2-q^2+e^2)-e^2)}{\sqrt{q^2-e^2}} \right] \times \ln \frac{\sqrt{(q^2-e^2)[1-(h-e)^2]} + q^2-e^2+eh}{\sqrt{(q^2-e^2)[1-(h+e)^2]} - q^2+e^2+eh}. \quad (8)$$

Выражения (2)–(8) получены без учета магнитостатического взаимодействия. Магнитостатическая энергия  $S_\perp^z$ -стенки равна

$$\Delta E_m = 2\pi \int M_z^2 dz.$$

При  $H_E \gg 4\pi M_0$ , что хорошо выполняется в антиферромагнетиках ( $\chi \sim 10^{-3}$ ), вклад магнитостатической энергии в полную энергию оказывается малым и его влиянием на зависимость  $\theta(z)$  можно пренебречь. Действительно, например, при  $H = E = 0$ ,  $a_1 = 0$ ,  $0 < \mu < 0.9$  имеем

$$\frac{\Delta E_m}{|\Delta E_W|} = \frac{1}{3} \frac{4\pi M_0}{H_E} \frac{\mu^2}{|1-\mu^2-\sqrt{1-\mu^2}|} \ll 1. \quad (9)$$

Здесь  $\Delta E_W = E_W^\perp - E_W^\perp(\mu=0) < 0$  представляет собой вклад инварианта  $\mathbf{m}(\partial\mathbf{l}/\partial z)$  в энергию стенки. Причем  $E_W^\perp(\mu=0) \approx E_W^\parallel$ , где  $E_W^\parallel$  — энергия  $S_\parallel^z$ -стенки. Отрицательность  $\Delta E_W$  означает, что линейный неоднородный обмен в широком интервале изменения параметра  $\mu$  не приводит к невыгодности  $S_\perp^z$ -стенки по сравнению с  $S_\parallel^z$ -стенкой, как это считалось ранее [11].

Результаты численного расчета (7) в широком интервале изменений параметра неоднородного обмена и магнитного поля представлены на рис. 1. Переходящая в прямую с ростом  $\mu$  зависимость энергии стенки от магнитного поля связана с наличием в стенке продольной намагниченности, равной  $M_z = -\chi(D/2M_0)(\partial\mathbf{l}_z/\partial z)$  при  $H = E = 0$ . Оценка  $M_{z,\max} = 2M_0(D/B\delta)$  при  $2M_0 \sim 10^2 - 10^3$  G,  $D/(B\delta) \sim 10^{-3} - 10^{-2}$  дает значение  $M_{z,\max} \sim 0.1 - 10$  G. С ростом внешнего магнитного поля максимальное значение намагниченности, вызванной наличием инварианта  $\mathbf{m}\partial\mathbf{l}/\partial z$ , уменьшается (рис. 2). Однако суммарная величина намагниченности в объеме стенки  $\int M_z dz = 4M_0 D/B \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  G сохраняется. Данный факт объясняет то, что ширина доменной стенки не зависит от вклада инварианта  $\mathbf{m}\partial\mathbf{l}/\partial z$  в зеемановскую энергию стенки (слагаемое  $g_1$  в (4)).

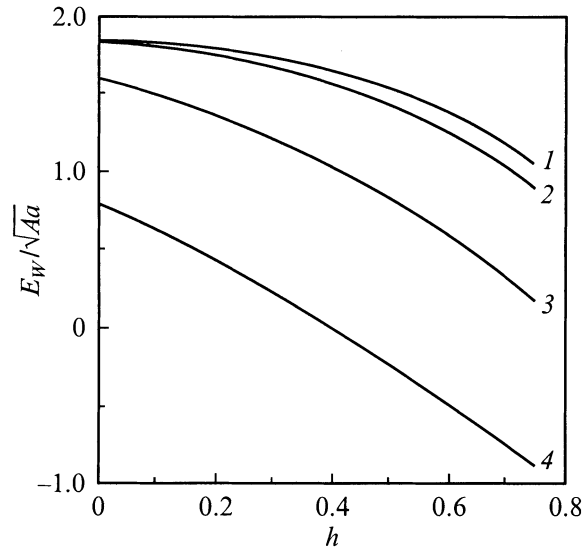


Рис. 1. Зависимость энергии  $S_\perp^z$ -стенки от магнитного поля при  $q = 0.5$ ,  $e = 0$ .  $\mu$ : 1 — 0, 2 — 0.1, 3 — 0.5, 4 — 0.9.

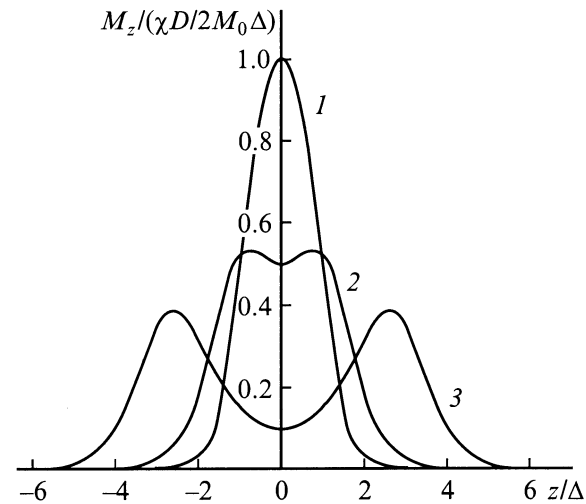


Рис. 2. Зависимость вклада инварианта  $\mathbf{m}\partial\mathbf{l}/\partial z$  в намагниченность от координаты  $z/\Delta$  ( $\Delta = \sqrt{A^*/|a_1|}$ ) при  $a^*/|a_1| = 2$  (1), 1.25 (2), 1.01 (3).

Компонента  $M_z$  имеет разные знаки в соседних стенках (рис. 3). Поэтому если последнее слагаемое в (7) для одной стенки отрицательно, то в соседней стенке оно будет положительным. В случае четного числа стенок ( $N = 2n$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ ) суммарный вклад последнего слагаемого в энергию стенок равен нулю. В случае нечетного числа стенок ( $N = 2n - 1$ ) вклад последнего слагаемого отличен от нуля. В этом случае возможны два типа доменной структуры с суммарной энергией стенок

$$E_{2n-1}^{(\mp)} = \sqrt{Aa} [(2n-1)f \mp 2\mu h]. \quad (10)$$

Знак минус соответствует (рис. 3, а) структуре типа А, а знак плюс — структуре типа В (рис. 3, б). В первом случае суммарная энергия стенок при некотором поле  $H_k$

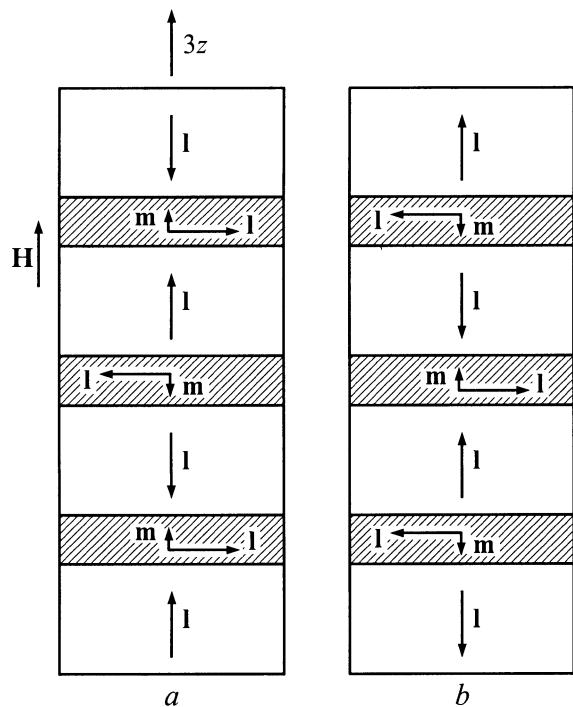


Рис. 3. Доменная структура типа A (a) и типа B (b) при  $N = 3$ .

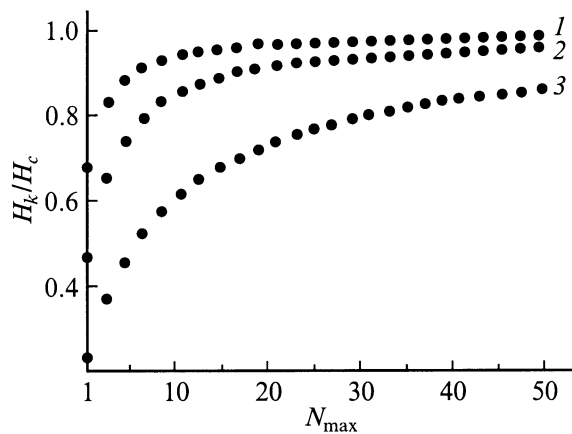


Рис. 4. Критические поля перехода в многодоменное состояние с  $N$  стенками для различных  $\mu$ .  $\mu$ : 1 — 0,1, 2 — 0,5, 3 — 0,9.

может обратиться в нуль. Дальнейшее увеличение поля способно привести к выгодности многодоменного состояния типа A. При этом максимальное число доменных стенок равно

$$N_{\max} = \frac{2\mu h}{f}. \quad (11)$$

Наиболее энергетически выгодным является двухдоменное состояние, т.е. состояние с одной стенкой. Решения уравнения (11) при заданном числе стенок определяют критические параметры перехода в многодоменное состояние. Из рис. 4 видно, что критические поля перехода в многодоменное состояние уменьшаются с ростом

величины параметра  $\mu = D/\sqrt{AB}$ , характеризующего линейный неоднородный обмен.

При изменении направления поля  $\mathbf{H} \parallel z$  на противоположное в (7) следует произвести замену  $h$  на  $-h$ . Тогда минимуму энергии будет соответствовать уже доменная структура типа B. Таким образом, при изменении направления магнитного поля на противоположное в полях  $H > H_k$  возможно переключение доменной структуры типа A к структуре типа B, и наоборот. Значение константы  $D$  для  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  неизвестно, и параметр  $\mu$  остается неопределенным. Поле переключения доменной структуры  $H_k$  сильно зависит от  $\mu$ . При малых  $\mu$  поля  $H_k$  близки к полям опрокидывания подрешеток  $H_c$ , а при больших  $\mu$  переключение доменов происходит в полях, гораздо меньших  $H_c$  (рис. 4). Поэтому значение константы линейного неоднородного обмена может быть определено из экспериментальных исследований переключения доменов в магнитном поле.

Электрическое поле  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H} \parallel z$  из-за малости величины МЭ-восприимчивости слабо влияет на энергию стенки. В то же время электрическое поле может оказать сильное влияние на динамику стенки и тем самым на процесс переключения доменов при других ориентациях  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$ . Действительно, переключение доменов экспериментально исследовалось в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  в полях  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ , много меньших  $H_c$ , направленных под углом к оси  $C_3$  [13]. Эта задача является предметом отдельного анализа.

## Список литературы

- [1] Е.А. Туров. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. Свердловск (1990). 134 с.
- [2] В.Г. Шавров. ЖЭТФ **48**, 5, 1419 (1965).
- [3] Д.Н. Астров. ЖЭТФ **40**, 4, 1035 (1961).
- [4] Е.А. Туров. ЖЭТФ **104**, 5, 3886 (1993).
- [5] Е.А. Туров, В.В. Меньшенин, В.В. Николаев. ЖЭТФ **104**, 6, 4157 (1993).
- [6] М.Х. Харрасов, А.У. Абуллин. ДАН **336**, 3, 335 (1994).
- [7] И.Е. Дзялошинский. ЖЭТФ **46**, 4, 1420 (1964); ЖЭТФ **47**, 3, 992 (1964).
- [8] В.Г. Барьяхтар, Д.А. Яблонский. ФТТ **24**, 8, 2522 (1982).
- [9] Е.П. Стефановский. ФНТ **13**, 7, 740 (1987).
- [10] А.Б. Борисов, В.В. Киселев. ФТТ **32**, 1, 212 (1990).
- [11] М.М. Фарзтдинов. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. Наука, М. (1981). 156 с.
- [12] M. Fiebig, D. Frohlich, H.-J. Thiele. Phys. Rev. **B54**, 18, 681 (1996).
- [13] T.J. Martin. Phys. Lett. **17**, 2, 83 (1965).