

УДК 537.611.3 : 537.63

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ОРТОФЕРРИТОВ

М. А. Шамсутдинов, М. М. Фарзтдинов, А. А. Халфина

Исследованы теоретически магнитные ориентационные фазовые переходы в доменной границе (ДГ) редкоземельных ортоферритов по температуре и магнитному полю. Построена $H-T$ фазовая диаграмма. Показано, что в общем случае параметр порядка является двумерным, а в магнитных полях выше некоторого критического становится одномерным. Наличие «тонкой» структуры в доменной границе приводит к безгистерезисности переходов. Анализируя известные экспериментальные данные по ЯМР о характере перехода в ДГ, на основе предложенной теории мы пришли к выводу о положительности второй константы анизотропии в (cb) -плоскости $DyFeO_3$.

1. В редкоземельных ортоферритах (РЗО) существуют различные магнитные ориентационные фазовые переходы [1], которые могут иметь место также в доменной границе (ДГ) [2-7]. Такой переход был обнаружен в $DyFeO_3$ методом ЯМР при $T \sim 150 \div 160$ К [2], теоретически предсказан в ряде других РЗО [4, 7], например в $Ho_{0.5}Dy_{0.5}FeO_3$ [4]. Ориентационный переход в ДГ последнего РЗО обнаружен путем измерения температурной зависимости энергии ДГ [5]. Теоретически и экспериментально исследованы фазовые переходы ДГ и ряда других антиферромагнетиков в спин-флоп фазе, определены критические поля перехода [8, 9]. Под ориентационным переходом в ДГ понимается изменение ее магнитной симметрии [10]. В частности, в РЗО в слабоферромагнитной фазе — переход ДГ с поворотом вектора ферромагнетизма m в ДГ без поворота m при изменении температуры [3, 7], а в ферромагнетиках — неелевских ДГ в блоховские под действием внешнего магнитного поля [11]. В области ориентационных фазовых переходов в ДГ РЗО показано теоретически [12], а в $DyFeO_3$ обнаружено экспериментально [13] пересечение частот антиферромагнитной и квазиферромагнитной ветвей спектра колебаний намагниченности. Такая же ситуация имеет место в антиферромагнетиках в спин-флоп фазе [8]. Таким образом, исследование ориентационных переходов в ДГ позволяет получить определенную информацию о динамических характеристиках не только ДГ, а всего образца. Кроме того, такие исследования позволили бы определить знак второй константы анизотропии и температурную зависимость первой константы анизотропии в плоскости, в которой происходит спиновая переориентация в ДГ.

2. Исходим из плотности энергии, записанной с учетом того, что модуль вектора антиферромагнетизма $|l| \gg |m|$ [1, 3]

$$E = \frac{1}{2V} \int dV \left\{ A_0 \left[\left(\frac{\partial \theta}{\partial x_0} \right)^2 + \sin^2 \theta \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x_0} \right)^2 \right] + 2K_{ab} g(\theta, \varphi) \right\}, \quad (1)$$

$$g(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} g_1 \sin^2 \theta + \frac{1}{2} g_2 \sin^4 \theta + \frac{1}{2} g_3 \sin \theta,$$

где θ — полярный угол вектора l , отсчитываемый от a -оси (Ox), а угол φ от c -оси (Oz); $K_{ab} = (d^2/B) - a_1$; $K_{cb} = (d^2/B) - a_3$; B , A_0 — константы однородного и неоднородного обменного взаимодействия; d — константа

Дзялошинского; a_i, a'_i — первые и вторые константы анизотропии. В отсутствие внешнего поля

$$g_1 = 1 - \frac{1}{K_{cb}} \left[a'_1 + \left(K_{cb} - \frac{a'_2}{2} \right) \cos^2 \varphi \right],$$

$$g_2 = \frac{1}{2K_{ab}} (a'_1 - a'_2 \cos^2 \varphi + a'_3 \cos^4 \varphi), \quad g_3 = 0. \quad (2)$$

Рассмотрим спиновую конфигурацию $G_x F_z$. Исследуем перестройку структуры ДГ, в которой $\theta = \theta_0(y)$, $\varphi = \varphi_0 = \text{const}$, с граничными условиями $\theta_0(\infty) = 0$, $\theta_0(-\infty) = \pi$, $\theta'_y(\pm\infty) = 0$. Положим $\theta = \theta_0(y) + \delta\theta(y)$, $\varphi = \varphi_0 + \delta\varphi(y)$, где $\delta\theta, \delta\varphi$ — малые отклонения от θ_0, φ_0 ; $\delta\theta(|y| \rightarrow \infty) = 0$. Решение уравнений Эйлера—Лагранжа вариационной задачи имеет вид

$$\text{ctg } \theta_0 = \sqrt{1+q} \text{ sh } \sqrt{g_1} \xi, \quad q = g_2/g_1,$$

$$\xi = y/\delta_0, \quad \delta_0 = \sqrt{A_2/K_{ab}},$$

$$\tau_0 = n\pi, \quad \pi/2(2n+1), \quad n=0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где $\varphi_0 = n\pi$ соответствует ДГ с поворотом \mathbf{m} , $\varphi_0 = (2n+1)\pi/2$ — без поворота \mathbf{m} . Условие устойчивости решений (3) ($\delta^2 E > 0$) в общем случае анализировать аналитически не удается. В первом порядке теории возмущений по малому параметру $\varepsilon_i = a'_i/K_{cb}$ получим, что ДГ с поворотом \mathbf{m} устойчива при

$$K_1(T) = K_{cb} - \frac{1}{6}a'_2 - \frac{2}{3}a'_3 > 0, \quad (4)$$

а ДГ без поворота \mathbf{m} , когда

$$K_1(T) + 2K_2 < 0, \quad K_2 = \frac{1}{3}a'_3. \quad (5)$$

При $K_2 < 0$ в интервале температур $T_2 < T < T_1$ области устойчивости двух типов ДГ перекрываются, где T_1 и T_2 определяются уравнениями $K_1(T_1) + 2K_2 = 0$, $K_1(T_2) = 0$. Температура перестройки структуры ДГ, происходящей как фазовый переход первого рода, определяется уравнением $K_1(T_M) - K_2 = 0$.

В случае $K_2 > 0$ области существования различных ДГ разделены интервалом $T_1 < T < T_2$ ($K_1 < 0$, $K_1 + 2K_2 > 0$). В точках T_1, T_2 решения (4) теряют устойчивость и возникают отклонения $\delta\theta(y), \delta\varphi(y)$. Тогда перестройка структуры ДГ происходит путем двух фазовых переходов второго рода через состояние $\theta = \theta(y), \varphi = \varphi(y)$.

Условия перестройки ДГ можно получить также из анализа спектра локализованных в ДГ высокочастотных колебаний намагниченности [12], для которого в первом порядке теории возмущений по ε_i имеем

$$\omega(k) = \frac{|\gamma_e|}{2M_0} |B(A_1 K_x^2 + A_3 K_z^2 + K(\tau_0))|^{1/2}, \quad (6)$$

где γ_e — гиромангнитное отношение; M_0 — намагниченность подрешеток; k_i — компоненты волнового вектора; $K(\varphi_0=0) = K_1$, $K(\varphi_0=\pi/2) = -(K_1 + 2K_2)$. Из (6) следуют те же условия устойчивости (4), (5). Найденные здесь условия устойчивости совпадают с результатами, которые смогли получить, считая угол φ не зависящим от координаты неопределенным параметром [7]. Это обусловлено тем, что зависимость φ от координаты при $K_{ab} \gg a'_i$ слабая и проявляется только в первом порядке теории возмущений. С другой стороны, условия (4) и (5) не подтверждают результата работы [11], в которой допущена неточность при определении оператора возмущения.

3. Рассмотрим переходы при наличии магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$. Тогда в (1) к g_1 следует добавить слагаемое [1] $(1 + \gamma_y)^2 \chi_{\perp} H_y^2 \sin^2 \varphi / K_{ab}$, где $\chi_{\perp} = 4M_0^2/B$ — антиферромагнитная восприимчивость, γ_y — коэффициент «усиления», обусловленный наличием редкоземельных ионов. Поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ не меняет структуру (1) и вид решений (3). В условиях устойчивости (4)

и (5) константу K_1 необходимо заменить на $K_1(H_y) = K_1 + (1 + \eta_y)^2 \chi_{\perp} H_y^2$. Отсюда следует, что внешнее поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$ индуцирует переход одного типа ДГ в другой только при $K_1 < 0$, когда исходной является ДГ без поворота \mathbf{m} , в центре которой $\mathbf{m} = 0$. При $K_2 < 0$ на $H-T$ фазовой диаграмме линия перехода определяется уравнением

$$H_y^n = \frac{1}{1 + \eta_y} \left(\frac{|K_1 + K_2|}{\chi_{\perp}} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

Покажем, что переходы одного типа ДГ в другой можно рассматривать как фазовые переходы, описываемые теорией Ландау, например, в случае $K_2 > 0$. Положив, исходя из анализа $\delta^2 E$ в нулевом порядке по ε_i , $\delta\varphi \simeq \eta_1/\sqrt{2}$, $\delta\theta \simeq \eta_2/\sqrt{2} \operatorname{ch} \xi$, определим прирост энергии ДГ вблизи состояний $\varphi_0 = 0$, $\pi/2$ до четвертой вариации включительно

$$\Delta E_W = \delta_0/2 \cdot (\alpha_1 \eta_1^2 + \alpha_2 \eta_2^2 + 1/2 \beta_1 \eta_1^4 + 1/2 \beta_2 \eta_2^4). \quad (8)$$

Здесь η_1, η_2 — неопределенные величины, играющие роль параметров порядка. Вблизи $\varphi_0 = 0$

$$\alpha_1 = K_1(T, H_y), \quad \beta_1 = K_2 - 1/6 \alpha_1, \quad \alpha_2 = 1/30 (6K_2 - a_2') - 1/6 \alpha_1, \quad \beta_2 = 2/15 K_{ab}.$$

Из анализа (8) следует, что $\eta_1 = \eta_2 = 0$ при $\alpha_1 > 0$, а в случае $\alpha_1 < 0$

$$\eta_1 = \pm \left[-\frac{\alpha_1}{\beta_1} \left(1 - \frac{r^2}{\beta_1 \beta_2} \right)^{-1} \right]^{1/2}, \quad \eta_2 = \pm \left(-\frac{r}{\beta_2} \right)^{1/2} |\eta_1|, \quad r = \begin{cases} 0, & \alpha_2 > 0, \\ \alpha_2, & \alpha_2 < 0. \end{cases} \quad (9)$$

Как видно из (9), при $\alpha_2 > 0$ ориентационный переход определяется одним параметром, а при $\alpha_2 < 0$ двумя параметрами η_1 и η_2 . Вблизи состояния $\varphi_0 = \pi/2$ в приведенных формулах $\alpha_1 = -[K_1(T, H_y) + 2K_2]$, $\alpha_2 = a_2'/90$. Из (8), (9) видно, что при $\alpha_2 > 0$ возможны два вырожденных состояния, а при $\alpha_2 < 0$ четыре. Наличие вырождения может привести к образованию «тонкой» структуры ДГ.

4. Поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$. Тогда в (4) из g_1 следует вычесть величину [1] $(1 + \eta_y)^2 \chi_{\perp} H_x^2 / K_{ab}$

$$g_3 = -\frac{2M_a^0 H_x}{K_{ab}} \cos \varphi, \quad (10)$$

где M_a^0 — спонтанная намагниченность вдоль \mathbf{a} -оси. В этом случае решение с $\varphi = \varphi_0 = \text{const}$, $\theta = \theta_0(y)$ существует только для не 180° -ных ДГ с поворотом \mathbf{m} в виде

$$\xi = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{\pi/2}^{\theta} \frac{d\theta}{[g(\theta, \varphi_0) - g_{\infty}]^{1/2}}, \quad \varphi_0 = 0, \quad (11)$$

где $g_{\infty} = g(\theta, \varphi_0)|_{|\theta| \rightarrow \infty}$. В случае $K_{ab} \gg |a_i'|, K_{bc}, M_a^0 H_x$ в первом порядке теории возмущений получим следующее условие устойчивости решения (11):

$$K_1 + \pi/2 M_a^0 H_x > 0. \quad (12)$$

Фазовый переход в ДГ в магнитном поле возможен при $K_1 < 0$, если в исходном состоянии ($H_x = 0$) устойчиво решение $\varphi \neq 0$. В поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ при $K_2 > 0$ фазовый переход в точке $\varphi_0 = \pi/2$ отсутствует. В полях $H_x < H_x^*$ устойчиво решение $\varphi = \varphi(y) \neq 0$, где уравнение

$$H_x^2 = 2 |K_1| / \pi M_a^0 \quad (13)$$

определяет линию ориентационного перехода в ДГ $\varphi(y) \rightleftharpoons \varphi_0 = 0$. Энергия ДГ, η_1, η_2 вблизи $\varphi_0 = 0$ также определяются формулами (8), (9), где теперь

$$\alpha_1 = K_1 + \pi/2 M_a^0 H_x, \quad \beta_1 = K_2 + \pi/8 M_a^0 H_x - 1/6 \alpha_1, \\ \alpha_2 = 1/30 (6K_2 - a_2' + 15/8 \pi M_a^0 H_x) - 1/6 \alpha_1, \quad \beta_2 = 2/15 K_{ab}.$$

Если в отсутствие поля $\alpha_2 < 0$, $\eta_2 \neq 0$, то при наличии поля

$$H_x > 8 |a'_2 - 6K_2| / 15\pi M_a^0 \quad (14)$$

величина $\alpha_2 > 0$, $\eta_2 = 0$, фазовый переход в пространстве переходит в фазовый переход в плоскости.

В случае $K_2 < 0$ решение $\varphi_0 = 0$ устойчиво в области $H-T$ диаграммы на рисунке, расположенной выше кривой T_2BA , описываемой уравнением (13), а решение с $\varphi(y) \neq 0$ устойчиво ниже кривой T_1BA . Трикритическая точка B имеет координаты

$$H_x^B = 24 |K_1| / \pi M_a^0, \quad K_1 = 4K_2. \quad (15)$$

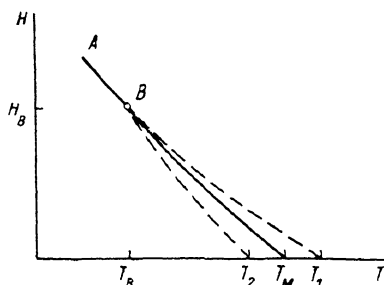
Локальная восприимчивость вращения спинов в ДГ в плоскости (bc)

$$\chi_{xx}^I(y) = \chi_{bp}(0) \operatorname{ch}^{-1}(y/\delta_0), \quad (16)$$

где $\chi_{bp}(0) = -\pi (M_a^0)^2 / 2 (K_1 + 2K_2)$ при $\varphi = \pi/2$, $\chi_{bp}(0) = \pi (M_a^0)^2 / 4 (K_1 + 2K_2)$ при $\varphi = \pi/2 + \eta_1/\sqrt{2}$. При $K_2 > 0$, представив, как и в [1], $K_1 + 2K_2 \approx \text{const} (T - T_1)/T_1$, видим, что локальная восприимчивость в точке фазового перехода T_1 расходится по закону, характерному для теории Ландау.

Фазовая диаграмма.

АВ — линия фазового перехода 2-го рода; BT_M — линия фазового перехода 1-го рода; BT_1 , BT_2 — линии потери устойчивости ДГ с $\varphi(y) \neq 0$, $\varphi = 0$ соответственно.



Рассмотрим теперь влияние «тонкой» структуры ДГ на ориентационный переход. Если $K_{ab} \gg |K_{cb}|$, $|a'_1|$, $M_a^0 H_x$, то, полагая в (1) $\theta = \theta_0(y)$, $\varphi = \varphi(x)$, можно получить уравнение

$$A_1 \frac{d^2 \varphi}{dx^2} = K_1 (T, H_y) \sin \varphi \cos \varphi + 2K_2 \sin^3 \varphi \cos \varphi + \frac{\pi}{2} M_a^0 H_x \sin \varphi. \quad (17)$$

При $K_2 < 0$, $H_x = 0$, как показывает анализ (17), изменение структуры ДГ происходит непрерывно путем перестройки «тонкой» структуры. Таким образом, если в однородной ДГ при $K_2 < 0$ магнитный фазовый переход происходит скачком и носит гистерезисный характер, то при наличии «тонкой» структуры переход является безгистерезисным, аналогичным фазовому переходу 1-го рода в магнетиках с доменной структурой [1]. В спиновой конфигурации $G_x F$, все полученные выше решения и условия устойчивости остаются такими же, если угол θ отсчитывать от с-оси, угол φ — от а-оси и произвести следующую замену:

$$K_{cb} \rightleftharpoons K_{ab}, \quad a'_1 \rightleftharpoons a'_3, \quad \eta_x \rightarrow \eta_y, \quad H_x \rightarrow H_y, \quad M_a^0 \rightarrow M_c^0.$$

Исследование характера переходов в ДГ дает возможность определить знак второй константы анизотропии в (cb) -, (ab) - и (ac) -плоскостях в случае спиновых конфигураций $G_x F_z$, $G_x F_x$ и G_y соответственно. В DyFeO_3 экспериментально [2] обнаружен переход одного типа ДГ ($\varphi_0 = 0$) в другой ($\varphi_0 = \pi/2$) через промежуточный тип ДГ, а область сосуществования различных типов ДГ не обнаружена. Изложенная выше теория на основании данных [2] позволяет сделать вывод о положительности второй константы K_2 в (cb) -плоскости DyFeO_3 . Этот вывод согласуется с результатами теоретического расчета вклада железной подрешетки в K_2 в (cb) -плоскости РЗО [15].

Как видно из (7) и (13), исследование полей ориентационных переходов в ДГ при различных температурах позволяет определить температурную зависимость констант анизотропии, а тем самым получить дополнительные

сведения о взаимодействии редкоземельных ионов с ионами железа [1]. В связи с вышесказанным представляет интерес более детальное экспериментальное исследование характера магнитных переходов в ДГ ортоферритов, где эти переходы обнаружены [2, 5], а также в ортоферритах, в которых эти переходы предсказываются теоретически [7]. Такие исследования можно провести методом ЯМР I²] или же путем исследования температурной зависимости частоты магнитного резонанса (6), соответствующей локализованным в ДГ высокочастотным колебаниям намагниченности.

Авторы выражают благодарность А. К. Звездину и А. В. Залесскому за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., 1979. 317 с.
- [2] Залесский А. В., Саввинов А. М., Желудев И. С., Иващенко А. Н. // ЖЭТФ. 1975. Т. 68. № 4. С. 1449—1459.
- [3] Фарзтдинов М. М., Шамсутдинов М. А., Халфина А. А. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 5. С. 1522—1527.
- [4] Фарзтдинов М. М., Шамсутдинов М. А., Халфина А. А. // Тез. докл. Всес. конф. по физике магнитных явлений. Донецк, 1977. С. 282—283.
- [5] Shymezak R., Maziewski A., Piotrowski K. // Proc. Intern. Conf. on Magnetism. Münch, 1979. Pt 3; J. Magn. and Magn. Mater. 1980. V. 15—18. N 3. P. 1505—1506.
- [6] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ, 1980. Т. 78. № 4. С. 1509—1522.
- [7] Фарзтдинов М. М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. М., 1981. 155 с.
- [8] Богданов А. Н., Галушко В. А., Телепа В. Т., Яблонский Д. А. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 11. С. 453—455.
- [9] Богданов А. Н., Телепа В. Т., Шатский П. П., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 90. № 5. С. 1738—1747.
- [10] Барьяхтар В. Г., Львов В. А., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 5 (11). С. 1863—1876.
- [11] Димашко Ю. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 7. С. 2129—2134.
- [12] Шамсутдинов М. А., Фарзтдинов М. М. // Тез. докл. Всес. конф. по физике магнитных явлений. Донецк, 1977.
- [13] Балбашов А. М., Волков А. А., Лебедев С. П. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 3. С. 974—987.
- [14] Сукстанский А. Л. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 11. С. 3509—3512.
- [15] Москвин А. С., Бострем И. Г. // ФТТ. 1979. Т. 21. № 4. С. 1080—1083.

Башкирский государственный университет
имени 40-летия Октября
Уфа

Поступило в Редакцию
9 марта 1988 г.
В окончательной редакции
19 августа 1988 г.