

05.3

Ориентационные переходы в структуре доменных границ (ДГ) ортоферритов

© Г.Е. Ходенков

Институт электронных управляющих машин, Москва
E-mail: angeline@mtu-net.ru

Поступило в Редакцию 11 января 2002 г.

Рассмотрено влияние высших констант анизотропии на ориентационные структурные переходы в ДГ в ортоферритах типа G_xF_z (точка перехода определяется равенством двух независимых констант кристаллографической анизотропии 2-го порядка). Вблизи этой точки построены уравнения сокращенного описания структуры ДГ, аналогичные уравнениям Слончевского для одноосных ферромагнетиков. Помимо ДГ известных типов (ab - и ac -ДГ), в зависимости от соотношений между константами анизотропии 4-го порядка, могут существовать устойчивые ДГ и с иной плоскостью разворота спинов. В некоторых случаях в спектрах возможно возникновение локализованного на ДГ антисимметричного уровня, дополнительного к моде смещений ДГ.

Слабые ферромагнетики, в том числе и редкоземельные ортоферриты, являются материалами, обладающими большим информационно-технологическим потенциалом. В этой связи определенный интерес могут представлять специфические ориентационные фазовые переходы во внутренней структуре ДГ, возникающие при изменении (температурном или каком-либо ином) констант кристаллографической магнитной анизотропии. Один из таких переходов, по-видимому, наблюдался в [1]; теория этих переходов развивалась в основном Фарзтдиновым и сотрудниками [2], [3]. В [2], [3], однако, точка перехода определялась из условия равенства энергий различных доменных структур, т.е. по терминологии [4] в рамках равновесного термодинамического подхода. Ниже вблизи точки перехода строится простая теория, аналогичная уравнениям Слончевского для сильноанизотропных ферромагнетиков [5], позволяющая легко определить возможные промежуточные структуры ДГ и их локальную устойчивость.

Ограничимся ниже рассмотрением G_xF_z состояния ортоферрита (вектор антиферромагнетизма \mathbf{l} в доменах коллинеарен оси Ox) и

связем с кристаллографическими осями a, b, c соответственно координатные оси x, y, z . Воспользуемся также приближенной теорией, в которую входит лишь вектор \mathbf{I} единичной длины (вектор намагниченности исключен), с эффективным лагранжианом (см. подробный вывод, например, в [6])

$$\mathcal{L} = \frac{M_0}{2\gamma\omega_E} \dot{\mathbf{i}}^2 - \tilde{\Phi}, \quad (1)$$

$$\tilde{\Phi} = \frac{1}{2}A(\nabla\mathbf{I})^2 + \frac{1}{2}(K_b^{(2)}l_y^2 + K_c^{(2)}l_z^2) + \frac{1}{4}(K_{bb}^{(4)}l_y^4 + 2K_{bc}^{(4)}l_y^2l_z^2 + K_{cc}^{(4)}l_z^4).$$

Здесь M_0 — намагниченность подрешеток ортоферрита, γ — магнитомеханическое отношение, $\omega_E = \gamma a/M_0$, $a \sim 10^9 \text{ erg/cm}^3$ и $A \sim 10^7 \text{ erg/cm}$ — константы однородного и неоднородного обмена, $K^{(j)}$ — перенормированные константы анизотропии второго $j=2$ ($\sim 10^6 \text{ erg/cm}^3$, положительны) и четвертого $j=4$ ($\sim 0.1|K^{(2)}|$) порядков (константа Дзялошинского перенормирует $K_b^{(2)}$ и не фигурирует в (1) явно). Аналогичные представления существуют и для других типов магнетиков и широко применяются в теории спектров ДГ [7], [8].

Пусть для определенности плоскость ДГ перпендикулярна оси $0y$. Тогда, согласно (1), существует два простых типа одномерных ДГ с одной угловой степенью свободы $\varphi(y)$: ab -ДГ — поворот $\mathbf{I}(y)$ на 180° в плоскости ab ($x0y$) и ac -ДГ — поворот на 180° в плоскости ac ($z0x$). В частности, для ab -ДГ:

$$\cos \varphi = -\sqrt{1 + \kappa_{ab}} \operatorname{th} y / \sqrt{1 + \kappa_{ab} \operatorname{th}^2 y},$$

$$\varphi'(y) = \sin \varphi \sqrt{1 + \kappa_{ab} \sin^2 \varphi}, \quad (2)$$

где $\varphi(y)$ отсчитывается от $0x$ длины измеряются в единицах $\Delta_{ab} = \sqrt{A/K_b^{(2)}}$ — эффективной ширины ab -ДГ, $\kappa_{ab} = K_{bc}^{(4)}/2K_b^{(2)}$. Из (1) получаем два распадающихся уравнения для амплитуд малых колебаний δl :

$$\Omega^2 \delta l_{\parallel, \perp} = \tilde{L}_{\parallel, \perp} \delta l_{\parallel, \perp} \equiv \left(-\frac{d^2}{dy^2} + V_{\parallel, \perp}(y) \right) \delta l_{\parallel, \perp};$$

$$V_{\parallel}(y) = \varphi'''(y)/\varphi'(y),$$

$$V_{\perp}(y) = (-2 + K_{bc}^{(4)}/K_b^{(2)}) \sin^2 \varphi - 3(K_{bc}^{(4)}/2K_b^{(2)}) \sin^4 \varphi + K_c^{(2)}/K_b^{(2)}, \quad (3)$$

в которых $\delta l_{\parallel, \perp}(y)$ — малые амплитуды в плоскости разворота спинов $x0y$ и в перпендикулярной ей, $\Omega^2 = \omega^2 M_0 / \gamma \omega_E K_b^{(2)}$, ω — искомые резонансные частоты. Соответствующие результаты для ac -ДГ аналогичны и будут приводиться ниже в несколько ином контексте.

Локальная устойчивость ab -ДГ–(2) определяется условием положительности оператора $\hat{L}_{\perp} > 0$. С учетом условия $K_{\perp}^{(2)} > |K_{\perp}^{(4)}|$ нулевое приближение ($K_{\perp}^{(4)} = 0$) задачи (3) на собственные значения (с.з.) сводится к широко известному в теории ДГ потенциалу $1 - 2/\text{ch}^2 y$, для которого нижнее с. з. строго равно нулю и симметричная собственная функция (с. ф.) $\delta l_{\perp}^{(0)}(y) = 1/(\sqrt{2} \text{ch } y)$. Учитывая в $V_{\perp}(y)$ низшие степени разложения по $K_{\perp}^{(4)}$, приходим в первом порядке теории возмущений к условию устойчивости:

$$K_c^{(2)} - K_b^{(2)} + 2(K_{bc}^{(4)} - K_{bb}^{(4)})/3 > 0. \quad (4)$$

Определим теперь дискретные уровни оператора \hat{L}_{\parallel} . Как показывает уже вид $V_{\parallel}(y)$ — (3), нижней с. ф. \hat{L}_{\parallel} является симметричная функция $\delta l_{\perp}^{(0)}(y) \sim \varphi'(y)$, которой отвечает с.з. $\omega = 0$ — трансляционный уровень спектра. Для определения дополнительных уровней [9] отметим, что для данного оператора, опять же в силу его вида, возможно представление

$$\hat{L}_{\parallel} = \hat{A}^+ \hat{A} \equiv (d/dy + \varphi''/\varphi')(-d/dy + \varphi''/\varphi'). \quad (5)$$

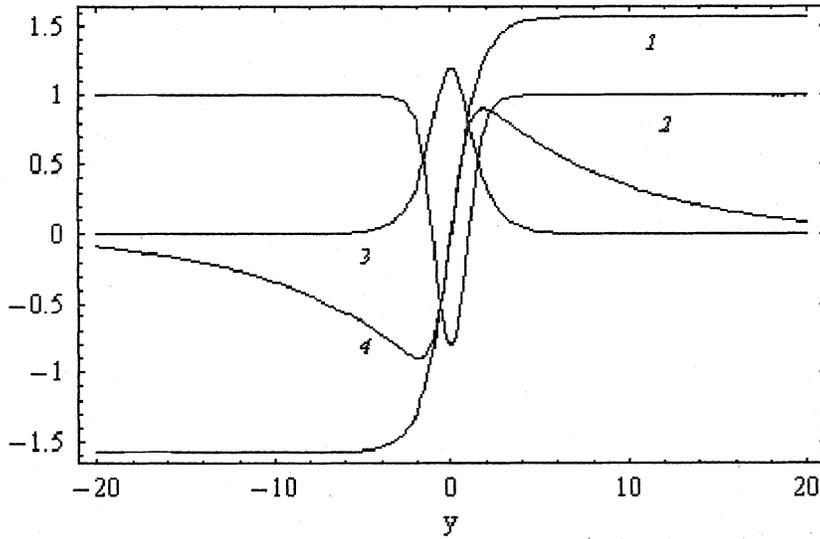
Вводя новую зависимую переменную $\hat{A}m_{\parallel}(y)$, получаем уравнение, эквивалентное исходному, но с иным потенциалом

$$V_{\parallel}^*(y) = 1 + 2\kappa_{ab}/\text{ch}^4 y (1 + \kappa_{ab} \text{th}^2 y). \quad (6)$$

Теперь очевидно, что дополнительный уровень существует при $\kappa_{ab} < 0$. Если $|\kappa_{ab}| < 1$, что выполняется в приближениях настоящей работы, справедливо приближение мелкого уровня. В этом приближении потенциал в (6) можно заменить на дельта-функцию: $1 - (8|\kappa_{ab}|/3)\delta(y)$ и получить

$$\Omega^2 = 1 - \frac{16}{9} \kappa_{ab}^2, \quad \delta l_{\parallel}^{(0)}(y) \sim \text{th } y \exp\left(-\frac{4}{3} |\kappa_{ab}| |y|\right). \quad (7)$$

Структура ДГ и ее спектр представлены на рисунке ($\kappa_{ab} = -0.1$); расчетное с.з. отличается от (7) лишь в третьем знаке после запятой, с. ф. в масштабе рисунка практически неразличимы.



Структура и с.ф. ab -ДГ ($\kappa_{ab} = -0.1$): 1 — угол $\varphi(y)$ согласно (2); 2 — потенциал $V_1(y)$ — (3); 3 — ненормированные нижняя ($\Omega = 0$) $\sim \varphi'(y)$ и 4 — антисимметричная ($\Omega^2 \approx 0.98$, см. (6)) с.ф.

Для изучения области перехода $K_c^{(2)} \approx K_b^{(2)}$, где могут существовать ДГ с двумя угловыми степенями свободы, представим ответственные за переход члены анизотропии в (1) в виде

$$\frac{1}{4}(K_b^{(2)} + K_c^{(2)}) \sin^2 \vartheta + \frac{1}{4}(K_b^{(2)} - K_c^{(2)}) \sin^2 \vartheta \cos 2\psi, \quad (8)$$

где вместо \mathbf{I} введены угловые переменные в сферической системе: полярный угол ϑ отсчитывается от оси Ox , азимутальный ψ — от оси Oy , т.е. нормали к плоскости ДГ. Важно отметить, что в этом представлении второй, разностный, член мал, $\sim K^{(4)}$, и в задаче можно выделить параметр малости $\varepsilon = |K_b^{(2)} - K_c^{(2)}| / (K_b^{(2)} + K_c^{(2)})$. Настоящая задача, сформулированная подобным образом, формально совпадает с задачей о 180° ДГ в сильноанизотропном одноосном ферромагнетике (параметру ε соответствует $1/Q$, где $Q \gg 1$ — так называемый фактор качества одноосного ферромагнетика). Известно, что в этом

случае возможно простое описание пространственно неоднородной низкочастотной динамики на основании редуцированной теории (с исключенной координатой y), уравнений Слончевского.

Поскольку вблизи перехода можно положить $\sin \vartheta = 1/\text{ch } y/\Lambda$, $\Delta = \sqrt{2A/(K_b^{(2)} + K_c^{(2)})}$, то, воспользовавшись простейшей процедурой перехода к уравнениям Слончевского — усреднением плотности энергии по y , получаем вместо $\tilde{\Phi}$ в (1) поверхностную плотность энергии:

$$\sigma = \Delta \left\{ A(\nabla_{x,z}\psi)^2 + (K_b^{(2)} + K_c^{(2)}) \sin^2 \psi + \frac{1}{3} [K_{bb}^{(4)} \cos^4 \psi + 2K_{bc}^{(4)} \sin^2 \psi \cos^2 \psi + K_{cc}^{(4)} \sin^4 \psi] \right\}. \quad (9)$$

Отметим, что, согласно (1), характерные ширины блоховских линий в ДГ ортоферритов $\Lambda = \sqrt{2A/(K_b^{(2)} - K_c^{(2)})}$ [2] значительно превосходят ширину ДГ Δ . Реальные ДГ с двумя угловыми степенями свободы в этом приближении заменяются на одноугловые. Поправки $\sim \varepsilon$ можно построить в рамках общего вывода уравнений Слончевского [10].

Ограничимся ниже рассмотрением лишь однородных состояний ДГ на основе (9). Рассмотренный выше ab -ДГ отвечает $\psi = 0, \pi$, причем условие ее локальной устойчивости $\partial^2 \sigma / \partial \psi^2 > 0$ точно совпадает с (4), которое следовало из строгой теории возмущений. В состояние ac -ДГ по (9) — $\psi = \pm \pi/2$, а условие локальной устойчивости, аналогичное (4), принимает вид

$$K_b^{(2)} - K_c^{(2)} + 2(K_{bc}^{(4)} - K_{cc}^{(4)})/3 > 0. \quad (10)$$

Дополнительно, помимо простых ab - и ac -ДГ, уравнение $\partial \sigma / \partial \psi = 0$ допускает и ряд других решений (состояний):

$$\cos 2\psi = 3 \frac{K_c^{(2)} - K_b^{(2)} + 1/3(K_{cc}^{(4)} - K_{bb}^{(4)})}{K_{bb}^{(4)} - 2K_{bc}^{(4)} + K_{cc}^{(4)}}, \quad (11)$$

которые устойчивы, если

$$|K_c^{(2)} - K_b^{(2)} - 1/3(K_{cc}^{(4)} - K_{bb}^{(4)})| < K_{bb}^{(4)} - 2K_{bc}^{(4)} + K_{cc}^{(4)}. \quad (12)$$

Как показывают результаты настоящей работы, переходы между ab - и ac -ДГ в ортоферритах сопровождаются целым рядом интересных эффектов. Переходы оказываются „растянутыми“ (сравни условия

локальной устойчивости (4), (10)): внутри области, имеющей размер $\sim \max |K^{(4)}|$, могут возникать новые состояния (фазы) ДГ, обладающие двумя угловыми степенями свободы, приближенно описываемые (11). Кроме того, при определенных условиях на константы анизотропии 4-го порядка возможно возбуждение антисимметричной высокочастотной моды (7), локализованной на ДГ.

Список литературы

- [1] Залесский А.В., Саввинов А.М., Желудев И.С., Иващенко А.Н. // ЖЭТФ. Т. 68. В. 10. С. 1449–1459.
- [2] Фарзтдинов М.М. Физика магнитных доменов в антиферромагнетиках и ферритах. М.: Наука, 1981. 156 с.
- [3] Фарзтдинов М.М. Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой. М.: Наука, 1988. 238 с.
- [4] Hubert A., Schaefler R. Magnetic Domains. Berlin–Tokyo: Springer Verlag, 1998. P. 696.
- [5] Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с ЦМД. М.: Мир, 1982. 382 с.
- [6] Bar'yakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskii S.N. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Berlin–Budapest: Springer-Verlag, 1994. P. 179.
- [7] Ivanov B.A., Kolezhuk A.K., Wysin G.M. // Phys. Rev. Lett. V. 76. N 3. P. 511–514.
- [8] Иванов Б.А., Муравьев В.М., Шека Д.Д. // ЖЭТФ. Т. 116. В. 3. С. 1096–1114.
- [9] Ходенков Г.Е. // ФММ. 1986. Т. 61. В. 5. С. 850–858.
- [10] Ходенков Г.Е. // ФММ. 1994. Т. 78. В. 3. С. 33–37.