

УДК 537.62

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В НЕКОЛЛИНЕАРНЫХ МНОГОПОДРЕШЕТОЧНЫХ МАГНЕТИКАХ

В. Г. Барьяхтар, В. Г. Белых, Т. К. Соболева

Показано, что в гексагональных перовскитах RMnO_3 , которые представляют собой обменно-неколлинеарные шестиподрешеточные антиферромагнетики, реализуются плоские 180° доменные границы. Исследована вынужденная динамика этих границ.

1. К настоящему моменту теоретические исследования нелинейных коллективных возбуждений и доменных границ в магнитных диэлектриках ограничиваются рамками одно- и двухподрешеточной модели.¹ Известен, однако, ряд кристаллов, таких как UO_2 , RMnO_3 (R — редкоземельный ион или Y), Mn_3NiN , CsNiCl_3 , $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ и др., в которых реализуется сложная обменно-неколлинеарная магнитная структура. Вследствие этого упомянутые простые модели непригодны для изучения статических и динамических свойств этих магнетиков даже в длинноволновом пределе.

Весьма эффективным для исследования нелинейных волн намагниченности в существенно неколлинеарных структурах является метод феноменологических лагранжианов, основанный на соображениях о том, что любая структура в магнетиках с преобладающим обменным взаимодействием может быть охарактеризована не более чем тремя взаимно перпендикулярными спиновыми векторами [1, 2]. При этом для описания свойств магнетика в пространственных масштабах, значительно превосходящих межатомное расстояние, и на частотах, много меньших характерных обменных частот, существуют только те степени свободы, которые сводятся к некоторым поворотам обменной структуры, характеризующимся медленно меняющимися в пространстве и времени углами $\varphi_i(r, t)$ ($i=1, 2, 3$) [2].

2. В данной работе метод феноменологических лагранжианов использован для исследования структуры и нелинейной динамики доменных границ в гексагональных перовскитах.

Соединения RMnO_3 относятся к федоровской группе C_{6v}^3 и являются шестиподрешеточными существенно неколлинеарными антиферромагнетиками [4]. Одна из магнитных структур, реализующихся в этих соединениях, приведена на рисунке. С точки зрения обменной симметрии [2], такая структура описывается двумя взаимноперпендикулярными магнитными векторами I_1 и I_2 . Эти векторы являются линейными комбинациями спиновых моментов отдельных подрешеток

$$I_1 = \gamma S_1 - \gamma S_2 - \gamma S_4 + \gamma S_5, \quad I_2 = S_1 + S_2 - 2S_3 - S_4 - S_5 + 2S_6, \quad \gamma = \sqrt{3}$$

и преобразуются по двумерному представлению E_1 группы C_{6v} . Такая структура допускает существование слабого ферромагнитного момента M , направленного вдоль гексагональной оси.

¹ Исключение составляет работа [3], однако использованное в ней обменное приближение в принципе не позволяет описывать доменные границы в рассматриваемых магнетиках.

$$\mathbf{l}_1 = l_0 \mathbf{e}_x, \quad \mathbf{l}_2 = l_0 \mathbf{e}_y, \quad (1)$$

где $l_0 = 6S_0$, $S_0 = |S_i|$ (в дальнейшем для упрощения записи мы будем использовать нормированные векторы $\mathbf{l}_i \rightarrow \mathbf{l}_i/l_0$). Любая другая ориентация получается из исходной путем некоторого поворота, описываемого трехмерной ортогональной матрицей $D_{ik}(\varphi)$ (φ — угол поворота спиновой структуры) $\mathbf{l}_{1,2} = \mathbf{l}_{1,2}^{(0)} D$,² или в соответствии с выражением (1)

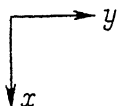
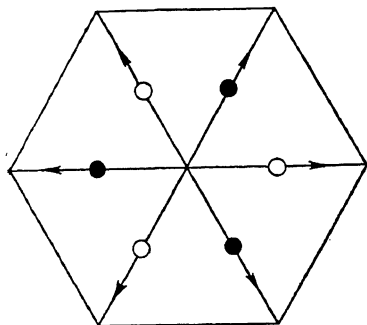
$$l_{1i} = D_{xi}, \quad l_{2i} = D_{yi}, \quad i = x, y, z.$$

Используя этот факт, а также результаты симметричного анализа, проведенного в [5] (см. [6]), представим плотность лагранжиана слабо ферромагнитной фазы гексагональных перовскитов в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{\chi_{\parallel}}{2} (\omega_1^2(\varphi, \varphi_t) + \omega_2^2(\varphi, \varphi_t) + \frac{\chi_{\perp}}{2} \omega_3^2(\varphi, \varphi_t) - \frac{1}{2} \alpha_{ik, \alpha\beta} \omega_i(\varphi, \varphi_{\alpha}) \omega_k(\varphi, \varphi_{\beta}) - \\ & - i(e_{ks2} \omega_k(\varphi, \varphi_t) \omega_s(\varphi, \varphi_y) + e_{k1s} \omega_k(\varphi, \varphi_t) \omega_s(\varphi, \varphi_x)) - d \omega_i(\varphi, \varphi_t) D_{i3} (D_{11} + D_{22}) - \\ & - \frac{a_1}{2} (D_{12} - D_{21})^2 + \frac{a_2}{2} (D_{11} + D_{22})^2 - \frac{a_3}{2} (D_{13}^2 + D_{23}^2), \end{aligned} \quad (2)$$

$$x \leftrightarrow 1, \quad y \leftrightarrow 2, \quad z \leftrightarrow 3.$$

Здесь $\varphi_t = \partial\varphi/\partial t$, $\varphi_{\alpha} \equiv \partial\varphi/\partial\chi_{\alpha}$, $\omega_i(\varphi, \varphi_t)$, $\omega_i(\varphi, \varphi_{\alpha})$ — правые дифференциальные формы Картана ($\omega_i(\varphi, \varphi_{\alpha}) = 1/2 e_{ikl} D_{kj} \partial_{\alpha} D_{lj}$, e_{ikl} — антисимметричный тензор), представляющие собой полный набор инвариантов относительно группы трехмерных спиновых вращений и имеющие смысл скорости вращения в спиновом пространстве; χ_{\parallel} и χ_{\perp} — восприимчивость в направлении оси z и в перпендикулярной плоскости (гиромангнитное отношение полагаем равным единице), $\alpha_{ik, \alpha\beta}$ — постоянные неоднородного обменного взаимодействия,



● $z=0$
○ $z=1/2$

$$\alpha_{ik, \alpha\beta} = a_1 (\delta_{i1} \delta_{k1} \delta_{\alpha 1} \delta_{\beta 1} + \delta_{i2} \delta_{k2} \delta_{\alpha 2} \delta_{\beta 2} + 2\delta_{i1} \delta_{k2} \delta_{\alpha 1} \delta_{\beta 2}) + a_2 (\delta_{i2} \delta_{k2} \delta_{\alpha 1} \delta_{\beta 1} + \delta_{i1} \delta_{k1} \delta_{\alpha 2} \delta_{\beta 2} -$$

$$- 2\delta_{i1} \delta_{k2} \delta_{\alpha 2} \delta_{\beta 1}) + a_3 (\delta_{i3} \delta_{k3} \delta_{\alpha 1} \delta_{\beta 1} + \delta_{i3} \delta_{k3} \delta_{\alpha 2} \delta_{\beta 2}) + a_4 (\delta_{i3} \delta_{k3} \delta_{\alpha 1} \delta_{\beta 1} + \delta_{i3} \delta_{k3} \delta_{\alpha 2} \delta_{\beta 2}) + a_5 \delta_{i3} \delta_{k3} \delta_{\alpha 3} \delta_{\beta 3},$$

Магнитная структура треугольного типа, реализующаяся в гексагональных перовскитах (проекция на базисную плоскость).

d — константа Дзялошинского, a_i — постоянные магнитной анизотропии ($a_i > 0$). Слагаемое, содержащее и пространственные, и временные производные в терминах магнитных векторов, имеет вид $\lambda M (\partial \mathbf{l}_1 / \partial x + \partial \mathbf{l}_2 / \partial y)$ и не влияет на вид уравнений движения, но, как будет показано далее, приводит к дополнительной намагниченности в области доменных границ. Заметим, что слагаемые лагранжиана (2) обменного происхождения зависят от скоростей ω_i , а релятивистские — от углов, фиксирующих положение спинового репера в координатном пространстве, или, что то же самое, от матриц $D_{ik}(\varphi)$. Используя для угла вращения φ параметризацию $\varphi = \mathbf{n} \text{tg} \frac{\theta}{2}$, где \mathbf{n} — единичный вектор вдоль оси вращения, θ — угол поворота вокруг \mathbf{n} , для матриц $D_{ik}(\varphi)$ получим

$$D_{ik} = \delta_{ik} \cos \theta + n_i n_k (1 - \cos \theta) + e_{ipk} n_p \sin \theta. \quad (3')$$

² Здесь и далее мы для определенности будем полагать, что оператор поворота \hat{D} действует на спиновые векторы справа, т. е. $l_k = D_{ik} l_0^i$.

Векторная дифференциальная форма ω в избранной параметризации будет иметь вид

$$\omega(\varphi, \varphi_\alpha) = n\theta_\alpha + \sin\theta n_\alpha + (1 - \cos\theta)[nn_\alpha], \quad n_\alpha \equiv \partial n / \partial x_\alpha. \quad (3)$$

Как и всякие магнетики, обладающие спонтанной намагниченностью и квадратичной анизотропией, гексагональные перовскиты в основном состоянии оказываются разбитыми на термодинамически равновесные домены, разделенные 180° доменной границей (ДГ). Очевидно, что плоскость доменной границы должна быть параллельной гексагональной оси, так как в противном случае перпендикулярная к границе компонента намагниченности будет иметь конечный скачок. Пусть для определенности нормаль к ДГ совпадает с осью x , т. е. $M = M(x)$, $l_i = l_i(x)$. Тогда в соответствии с лагранжианом (2) и выражениями (3'), (3) статическое распределение намагниченности M связано с параметрами θ , n соотношением

$$M_x = 2d \left[1 - \sin^2 \frac{\theta}{2} (1 + n_x^2) \right] \delta_{kx} + i.e_{s1p} \omega_s(\varphi, \varphi_x) D_{pk}, \quad (4)$$

причем второе слагаемое отлично от нуля только в области магнитной неоднородности. Минимуму энергии рассматриваемого магнетика отвечают однородные состояния (домены) с $M_x = \pm 2d$. Из структуры выражения (4) ясно, что в границе, разделяющей эти два домена, $n_x^2 = 1$, а зависящий от координаты угол θ изменяется от 0 до π . Уравнение, описывающее изменение угла θ , согласно (2), имеет вид

$$(a_3 + a_4) \theta_{xx} - 4(a_1 + a_2) \sin\theta \cos\theta = 0,$$

откуда

$$\cos\theta = \text{th} \frac{x}{x_0}, \quad x_0 = \sqrt{(a_3 + a_4)/4(a_1 + a_2)} \equiv \sqrt{a/a}. \quad (5)$$

Величина спонтанной намагниченности $M_x = 2d \cos\theta$ при переходе от домена к домену изменяется от значения $-2d$ до $2d$, при этом репер из векторов l_1 и l_2 вращается в базисной плоскости xoy , а именно

$$l_1 = e_x \cos\theta - e_y \sin\theta, \quad l_2 = e_x \sin\theta + e_y \cos\theta. \quad (6)$$

В области ДГ намагниченность приобретает добавку, обусловленную неоднородностью,

$$M_x = \frac{\lambda}{x_0 \text{ch}^2 x/x_0}, \quad M_y = \frac{\lambda \text{sh} x/x_0}{x_0 \text{ch}^2 x/x_0}, \quad (7)$$

что приводит к возникновению размагничивающего поля в конечной области внутри границы. Заметим, что в соединениях RMnO_3 доменные границы, вообще не связанные с появлением размагничивающих полей, невозможны. Итак, полное распределение намагниченности в образце с ДГ имеет вид

$$M = 2d \cos\theta e_x + \frac{\lambda}{2x_0} \sin\theta (\sin\theta e_x + \cos\theta e_y), \quad (8)$$

где угол θ определен выражением (5).

Нетрудно убедиться в том, что, несмотря на достаточно большое количество степеней свободы в лагранжиане (1), ДГ, определяемая соотношениями (6), (8), является единственной реализующей поворот намагниченности от одного равновесного положения к другому.

3. Рассмотрим теперь динамику описанных выше доменных границ. Вынужденное движение доменной границы под действием внешнего магнитного поля H , направленного вдоль гексагональной оси, описывается уравнением

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{\varphi}_k} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \varphi_k} - \frac{\partial R}{\partial \dot{\varphi}_k}, \quad (9)$$

где \mathcal{L} отличается от выражения (2) добавлением слагаемого $M_x H$, а R — диссипативная функция. Способ построения диссипативной функции R ,

учитывающей релаксационные процессы как обменной, так и релятивистской природы, подробно описан в работе [7]. В случае гексагональных перовскитов эта функция имеет вид

$$R = \frac{1}{2} r_{ik}^{(\text{ex})} \alpha_{\beta} \partial_t \omega_i (\varphi, \varphi_{\alpha}) \partial_t \omega_k (\varphi, \varphi_{\beta}) + \frac{1}{2} r_1 (\dot{D}_{12} - \dot{D}_{21})^2 + \frac{1}{2} (\dot{D}_{11} + \dot{D}_{22})^2 + \frac{1}{2} (\dot{D}_{13}^2 + \dot{D}_{23}^2). \quad (10)$$

Первое слагаемое в выражении (10) описывает обменные процессы релаксации; симметрия тензора $r_{ik}^{(\text{ex})} \alpha_{\beta}$ совпадает с симметрией тензора $\alpha_{ik, \alpha\beta}$ из лагранжиана (2); r_1, r_2, r_3 — релаксационные постоянные релятивистской природы. Из уравнения (9) с учетом (10) нетрудно получить, что в плоской ДГ, движущейся в магнитном поле, магнитные векторы \mathbf{M}, \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 по-прежнему связаны с углом θ соотношениями (6), (8), а угол θ изменяется согласно уравнению

$$\chi_{\perp} \theta_{tt} - a \theta_{xx} + a \sin \theta \cos \theta = \bar{r}_{\text{ex}} \theta_{xxt} + \theta_t (r_1 \sin^2 \theta + r_2 \cos^2 \theta) - 2dH \sin \theta. \quad (11)$$

В отсутствие внешнего магнитного поля и в пренебрежении диссипацией это уравнение является точно интегрируемым sin-Gordon уравнением и имеет решение, отвечающее движущейся по инерции ДГ,

$$\theta = 2 \arctg e^{\xi}, \quad z = (x - \xi) (1 - v^2)^{-1/2}, \quad \xi = \xi_0 + vt,$$

где v — скорость ДГ, ξ_0 — ее начальная координата [здесь и далее мы используем безразмерные переменные, т. е. $x/x_0 \rightarrow x, tc/x_0 \rightarrow t$, где $c = (\alpha/\chi_{\perp})^{1/2}$]. Отметим, что распределения намагниченности в движущейся и покоящейся ДГ различаются на величину ΔM_z , пропорциональную скорости движения ДГ,

$$\Delta M_z = -\chi_{\perp} v (1 - v^2)^{-1/2} \sin \theta.$$

Остальные компоненты магнитного момента определяются выражениями, подобными (7), (8), в которых x_0 следует заменить на $x_0 \sqrt{1 - v^2/c^2}$. Полагая внешнее магнитное поле и релаксацию достаточно малыми [$2dH/a, \bar{r}_{\text{ex}} (x_0^3/c), r_{1,2} (x_0/c) \ll 1$], рассмотрим изменение скорости ДГ в рамках теории возмущений. Согласно развитой в работе [8] теории, эволюция скорости ДГ под действием возмущения описывается уравнениями так называемого адиабатического приближения. В нашем случае, когда возмущение определяется правой частью уравнения (11), уравнение для скорости вынужденного движения ДГ приобретает вид

$$\frac{dv}{dt} = 2h (1 - v^2)^{3/2} - r_{\text{ex}} v - r_{\text{rel}} v (1 - v^2). \quad (12)$$

По сравнению с уравнением (11) здесь введены обозначения $h = 2dH/a$,

$$r_{\text{rel}} = \frac{4x_0}{3c} (\lambda_1 + 2\lambda_2), \quad r_{\text{ex}} = \frac{4}{3} \bar{r}_{\text{ex}} x_0^3/c.$$

В отсутствие внешнего поля ($h = 0$) уравнение (12) можно проинтегрировать, получив в результате закон торможения ДГ

$$v = \frac{v_0 \exp \{ -(r_{\text{ex}} + r_{\text{rel}}) t \}}{\sqrt{1 + \exp \{ -2 (r_{\text{ex}} + r_{\text{rel}}) t \}}}. \quad (13)$$

Наличие внешнего магнитного поля приводит к тому, что за характерное время релаксации $\tau \sim (r_{\text{rel}} + r_{\text{ex}})^{-1}$ ДГ выходит на стационарный режим движения, характеризующийся постоянной скоростью $V(h)$, которая в неявном виде определяется соотношением

$$2h (1 - v^2)^{3/2} - r_{\text{ex}} v - r_{\text{rel}} v (1 - v^2) = 0. \quad (14)$$

Для скоростей, значительно меньших предельной ($v^2 \ll 1$), зависимость от магнитного поля линейна

$$v = \mu h,$$

где $\mu = 2/(r_{\text{ex}} + r_{\text{rel}})$ имеет смысл подвижности доменной границы.

4. Выше подробно описана структура ДГ в слабо ферромагнитной фазе гексагональных перовскитов. Согласно результатам нейтронографических исследований [4], такое магнитное упорядочение реализуется, например, в популярном кристалле YMnO_3 . В ряде соединений типа RMnO_3 ($R = \text{Er, Tm}$) существует обменно-неколлинеарная магнитная структура без слабого ферромагнитного момента. В этих кристаллах антиферромагнитные домены могут быть разделены 180° ДГ, аналогичным описанным, а именно антиферромагнитные векторы, определяющие магнитную структуру при переходе от домена к домену, вращаются в базисной плоскости в соответствии с выражением (6), причем изменение угла θ описывается функцией, совпадающей с (5). Отличием является отсутствие на этих границах даже локальной статической намагниченности. Кроме того, в антиферромагнитной фазе гексагональных перовскитов³ могут реализоваться еще по крайней мере три типа 180° ДГ. В каждой из этих ДГ при переходе от одного антиферромагнитного домена к другому векторы I_1 и I_2 выходят из базисной плоскости кристалла. Это обстоятельство делает такие ДГ энергетически менее выгодными.

В заключение отметим, что динамика ДГ и других нелинейных возбуждений в любых существенно неколлинеарных магнетиках может быть исследована совершенно аналогично. При этом оказывается, что во всех магнетиках с обменно-неколлинеарной, но компланарной магнитной структурой энергетически наиболее выгодны ДГ, в которых поворот плоского магнитного репера из векторов I_1 и I_2 происходит согласно выражению (6). Распределение статического ферромагнитного момента M (если таковой имеется) определяется конкретной симметрией исследуемого кристалла.

Л и т е р а т у р а

- [1] Волков Д. В., Желтухин А. А. ЖЭТФ, 1980, т. 78, № 5, с. 1867—1878.
- [2] Андреев А. Ф., Марченко В. И. УФН, 1980, т. 130, № 1, с. 39—63.
- [3] Борисов А. Б., Киселев В. В., Тулуц Г. Г. ФНТ, 1983, т. 9, № 2, с. 170—178. Борисов А. Б. Автореф. докт. дис. Свердловск, 1987.
- [4] Oles A., Kajzar F., Kucab M., Sikora W. Magnetic structures Determined by Neutron Diffraction Panstwowe wydawnictwo naukowe. Warszawa; Krakow., 1976. 727 p.
- [5] Sikora W., Syromiatnikow V. N. Препринт ОИЯИ Е17-81-439. Дубна, 1981. 9 p.
- [6] Витебский И. М., Лавриненко Н. М. ФНТ, 1986, т. 12, № 11, с. 1193—1200.
- [7] Барьяхтар В. Г., Бельх В. Г., Соболева Т. К. Препринт ИТФ-87-131Р. Киев, 1987. 16с.
- [8] Mc Laughlin D. S., Scott A. C. Phys. Rev., 1978, vol. 18A, N 4, p. 1652—1680.

Донецкий физико-технический
институт АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
20 июня 1988 г.

³ Феноменологический лагранжиан для этого случая выписан в обзоре [2].