

Посвящается памяти Андрея Владимировича Залесского, блестящие эксперименты которого продвинули наше понимание свойств магнетиков и магнетоэлектриков.

УДК 537.61

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЕГНЕТОМАГНЕТИКА

А. К. Звездин

Исследовано влияние магнитоэлектрического взаимодействия типа $\vec{P}[\vec{L}, \vec{M}]$, где \vec{P} – вектор электрического момента, \vec{M}, \vec{L} – векторы намагниченности и антиферромагнетизма, на магнитные и диэлектрические свойства сегнетомагнетика типа $BiFeO_3$. Показано, что оно приводит к усилению магнитоэлектрического эффекта, магнитной восприимчивости и электрической поляризуемости материала, а также к перенормировке величин спонтанной электрической поляризации P_0 и намагниченности M_s .

1. В работе рассмотрены материалы, обладающие одновременно магнитным и электрическим упорядочением – сегнетомагнетики [1, 2]. Связь между магнитной и электрической подсистемой в сегнетомагнетиках, проявляющаяся в виде магнитоэлектрических (МЭ) эффектов, предоставляет возможность с помощью электрического поля управлять магнитными свойствами материала и, наоборот, осуществлять модуляцию электрических свойств магнитным полем.

Несмотря на то, что данная тематика не нова (первый сегнетомагнетик был синтезирован еще в 1961 году [3]), она долгое время представляла лишь академический интерес, что связано со сравнительно небольшими величинами наблюдаемых магнитоэлектрических эффектов, а также с тем, что они имели место только при низких температурах.

Однако в последнее время оживился интерес к этой тематике, в частности, были получены материалы с гигантским (порядка $3 \text{ В/см} \cdot \text{Э}$) магнитоэлектрическим эффектом при комнатных температурах [4, 5].

Среди различных сегнетомагнитных материалов одним из самых привлекательных является феррит висмута BiFeO_3 . Интерес к нему имеет как фундаментальный научный, так и практический аспект. Феррит висмута, благодаря своей относительно простой химической и кристаллической структуре, интересен как модельный объект для исследования магнитоэлектрического эффекта из первых принципов. Кроме того, феррит висмута представляет практический интерес как основа для создания магнитоэлектрических материалов, что в значительной мере связано с рекордно высокими температурами электрического ($T_c = 1083 \text{ K}$) и магнитного ($T_N = 643 \text{ K}$) упорядочения.

Отмеченные выше новые сегнетомагнитные материалы созданы именно на основе феррита висмута; в [4] получены и исследованы твердые растворы $\text{BiFeO}_{3-x}\text{PbTiO}_3$, в [5] заявлено о получении тонких эпитаксиальных пленок BiFeO_3 . Эти работы мотивировали настоящее исследование, посвященное изучению роли магнитоэлектрического взаимодействия в сегнетоэлектрических антиферромагнетиках с магнитной структурой типа той, которая имеет место в BiFeO_3 .

2. Кристаллическая структура феррита висмута характеризуется ромбоэдрически искаженной перовскитовой ячейкой с параметрами (в гексагональной установке) $a_{hex} = 5.58 \text{ \AA}$, $c_{hex} = 13.9 \text{ \AA}$. Ранние нейтронографические исследования [6] показали, что в феррите висмута существует антиферромагнитное упорядочение G -типа, при котором каждый атом окружен шестью атомами с противоположной ориентацией спина. Более точные измерения, проведенные на времяпролетном нейтронном дифрактометре [7] и теоретический анализ [8, 9] выявили наличие более сложной пространственно модулированной структуры с большим периодом $\lambda = (620 \pm 20) \text{ \AA}$, несоразмерным периоду кристаллической решетки. Магнитные моменты ионов железа, сохраняя локально взаимную антиферромагнитную ориентацию G -типа, поворачиваются вдоль распространения модулированной волны в плоскости, перпендикулярной гексагональной базисной плоскости. Наличие пространственно модулированной спиновой структуры является безусловно важным свойством феррита висмута. Но в данном исследовании рассмотрена пространственно однородная структура. Основанием для этого является то, что магнитная структура новых материалов, упомянутых выше, является, по-видимому, простран-

ственно однородной. Впрочем, полученные ниже результаты могут быть применимы и к самому ферриту висмута с надлежащим усреднением по циклоидной пространственно неоднородной структуре. Кроме того, заметим, что однородные магнитные фазы реализуются в $BiFeO_3$ в сильных магнитных полях ($H \gtrsim 20 T$) [9].

Рассмотрим систему (мультиферроик), состоящую из взаимодействующих антиферромагнитной и сегнетоэлектрической подсистем с параметром порядка, включающим в себя векторы электрической поляризации \vec{P} и магнитные моменты двух подрешеток антиферромагнитной подсистемы \vec{M}_1 и \vec{M}_2 . Вместо последних удобно использовать приведенные векторы антиферромагнетизма и намагниченности:

$$\vec{l} = \frac{\vec{M}_1 - \vec{M}_2}{2M_0}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{M}_1 + \vec{M}_2}{2M_0}. \quad (1)$$

Будем для упрощения формул полагать также, что $|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = \text{const}$, откуда следует, что $m^2 + l^2 = 1$ и $(\vec{m}\vec{l}) = 0$, что обычно хорошо выполняется при $T \ll T_N$, где T_N – температура Нееля антиферромагнитной подсистемы.

Пусть антиферромагнитная подсистема обладает эффектом слабого ферромагнетизма, наведенного магнитоэлектрическим взаимодействием. Это означает, что гамильтониан мультиферроика включает в себя взаимодействие

$$V_{me} = -c2M_0(\vec{P}[\vec{l}, \vec{m}]), \quad (2)$$

где c – константа (точнее "псевдоконстанта", т.е. ее знак изменяется на обратный при переходе от "левой" к "правой" системе координат).

Важным проявлением магнитоэлектрического взаимодействия V_{me} является возникновение в материале внутреннего поля $\hat{c}[\vec{l}\vec{P}]$, действующего на антиферромагнитную подрешетку и стремящегося ее "скосить", т.е. создать слабоферромагнитный момент. В Приложении А показано, что в системах типа $BiFeO_3$ магнитоэлектрическое взаимодействие имеет более сложный вид, чем (2), и определяется двумя константами c_{\perp} и c_{\parallel} . Мы предполагаем ниже, что $c_{\perp} = c_{\parallel} = c$, тогда формула (A1) переходит в (2). Основанием этого предположения является то, что нас интересует качественная сторона дела, для выяснения которой сделанное приближение представляется адекватным. Кроме того, в материалах типа $BiFeO_3$ носители магнетизма, ионы Fe^{3+} , являются ионами S -типа (у которых орбитальный момент основного состояния равен 0). Влияние кристаллического поля на их свойства обычно является малым, поэтому анизотропия соответствующих тензоров невелика (т.е. следует ожидать, что $c_{\perp} \sim c_{\parallel}$). Для примера

укажем на константы взаимодействия Дзялошинского–Мория в ортоферритах (например, в $YFeO_3$), имеющего такую же структуру, что и (A1); относительное различие соответствующих констант d_1 и d_2 порядка 10^{-2} [10].

При наличии внешнего магнитного поля \vec{H} , возникает эффективное поле

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H} + c[\vec{l}\vec{P}]. \quad (3)$$

Полный термодинамический потенциал, включающий в себя потенциалы электрической и магнитной подсистем с учетом взаимодействия V_{me} , может быть представлен в следующем виде:

$$\mathcal{F}(\vec{l}, \vec{P}) = -\frac{\chi_{\perp}^0}{2}(H_{eff}^2 - (\vec{H}_{eff}\vec{n})^2) + \frac{a_1 P_z^2}{2} + \frac{a_2 P_z^4}{4} + \frac{d}{2} P_{\perp}^2 - \vec{P}\vec{E} + E_A(\vec{n}), \quad (4)$$

где $\vec{n} = \frac{\vec{l}}{l}$ – единичный вектор, направленный вдоль \vec{l} , $a_1 < 0$, $a_2 > 0$, $d > 0$ – феноменологические константы, характеризующие электрическую подсистему; их знаки выбраны таким образом, чтобы обеспечить наличие спонтанной электрической поляризации P_0 , направленной вдоль оси z ($\vec{z} \parallel \vec{c}$), $E_A(\vec{n})$, χ_{\perp} – энергия анизотропии и поперечная восприимчивость антиферромагнитной подсистемы ($\chi_{\perp} < 10^{-5}$). Первое слагаемое представляет собой энергию намагничивания антиферромагнетика эффективным полем. Подобное выражение для этой энергии известно в теории антиферромагнетизма (например, см. [10]). Его характерная зависимость от \vec{n} отображает сильную анизотропию восприимчивости антиферромагнитной подсистемы, она "хорошо намагничивается" в поперечном направлении ($\vec{H}_{eff} \perp \vec{n}$) и не намагничивается в продольном направлении. Хотя все слагаемые в термодинамическом потенциале (4) имеют вполне очевидный физический смысл, и поэтому формула (4) представляется физически очевидной, в Приложении В приводится более подробный анализ ситуации с выводом формулы (4) из более общих положений и обсуждение условий ее применимости.

3. Минимизируя (4) по \vec{m} и \vec{P} , получим следующую систему уравнений:

$$\vec{m} - \kappa_{\perp} \hat{c} \delta \vec{P} = \chi_{\perp} (\vec{H} - (\vec{H}\vec{n})\vec{n}) + \chi_{\perp} c[\vec{n}\vec{P}_0], \quad (5a)$$

$$\hat{\kappa} \hat{c} \vec{m} + \delta \vec{P} = \hat{\kappa} \vec{E}, \quad (5b)$$

где $\delta\vec{P} = \vec{P} - \vec{P}_0$, диагональный тензор $\hat{\kappa}$ определяется следующими матричными элементами: $\kappa_{xx} = \kappa_{yy} = \kappa_{\perp}$, $\kappa_{zz} = \kappa_{\parallel}$, $\kappa_{ij} = 0$ ($i \neq j$); матричный оператор \hat{c} определен как $\hat{c}\vec{a} = c[\vec{n}, \vec{a}]$.

Вектор \vec{P}_0 определяется минимизацией (4) по \vec{P} при $E = 0$, $H = 0$ и равен $\vec{P}_0 = (0, 0, P_0)$, где $P_0 = \pm \left(-\frac{a_1}{a_2}\right)^{1/2}$. Магнитная структура, определяемая вектором \vec{n} , зависит от магнитной анизотропии, магнитоэлектрического взаимодействия и внешнего магнитного поля. Ниже рассмотрены конкретные магнитные фазы.

3.1. Рассмотрим магнитную структуру типа "легкая ось", т.е. $\vec{n} = (0, 0, \pm 1)$. В этом случае решения уравнений (5) имеют вид

$$\vec{m} = \hat{\chi}_{[001]}\vec{H} + \frac{1}{4\pi}\hat{\beta}_{[001]}\vec{E},$$

$$\vec{P} = \vec{P}_s + \hat{\kappa}_{[001]}\vec{E} + \vec{H}\frac{1}{4\pi}\hat{\beta}_{[100]}, \quad (6)$$

где $\vec{P}_s = (0, 0, P_0)$,

$$\hat{\chi}_{[001]} = \begin{pmatrix} D_{\perp}^{-1}\chi_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & D_{\perp}^{-1}\chi_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$\hat{\kappa}_{[001]} = \begin{pmatrix} D_{\perp}^{-1}\kappa_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & D_{\perp}^{-1}\kappa_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\hat{\beta}_{[001]} = \begin{pmatrix} 0 & -D_{\perp}^{-1}\kappa_{\perp}\chi_{\perp}cn_z & 0 \\ D_{\perp}^{-1}\kappa_{\perp}\chi_{\perp}cn_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$D_{\perp}^{-1} = 1 - c^2\chi_{\perp}\kappa_{\perp}. \quad (10)$$

3.2. Рассмотрим структуру типа "легкая плоскость", т.е. $\vec{n} = (\cos\phi, \sin\phi, 0)$. Поскольку мы пренебрегаем магнитной анизотропией в плоскости xy , можно положить $\phi = 0$ (или π). Решая уравнения (5), получим:

$$\vec{P}_{[100]} = \vec{P}_{s[100]} + \hat{\kappa}_{[100]}\vec{E} + \frac{1}{4\pi}\hat{\beta}_{[100]}\vec{H},$$

$$\vec{m}_{[100]} = \vec{m}_{s[100]} + \vec{E} \frac{1}{4\pi} \hat{\beta}_{[100]} + \hat{\chi}_{[100]} \vec{H}, \quad (11)$$

где

$$\vec{P}_{s[100]} = (0, 0, D_{\parallel}^{-1} P_0), \quad (12)$$

$$\vec{m}_{s[100]} = (0, D_{\parallel}^{-1} \chi_{\perp} c P_0 n_x, 0), \quad (13)$$

$$\hat{\kappa}_{[100]} = \begin{pmatrix} \kappa_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & D_{\perp}^{-1} \kappa_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & D_{\parallel}^{-1} \kappa_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\hat{\chi}_{[100]} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & D_{\parallel}^{-1} \chi_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & D_{\perp}^{-1} \chi_{\perp} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

$$\hat{\beta}_{[100]} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -D_{\perp}^{-1} \chi_{\perp} \kappa_{\perp} c n_x \\ 0 & D_{\parallel}^{-1} \chi_{\perp} \kappa_{\parallel} c n_x & 0 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

$$D_{\perp} = 1 - \kappa_{\perp} \chi_{\perp} c^2, \quad D_{\parallel} = 1 - \kappa_{\parallel} \chi_{\perp} c^2. \quad (17)$$

4. Таким образом, формулы (6 – 17) показывают, что магнитоэлектрическое взаимодействие $c(\vec{P}[\vec{l}\vec{m}])$ приводит к:

- а) перенормировке спонтанной электрической поляризации сегнетомагнетика,
- б) увеличению угла "скоса" подрешеток, т.е. увеличению спонтанной намагниченности,
- в) увеличению некоторых компонент тензоров поляризуемости $\hat{\kappa}$ и магнитной восприимчивости $\hat{\chi}$,
- г) возникновению с соответствующим эффектом усиления линейного магнитоэлектрического эффекта, определяемого тензором $\hat{\beta}$.

Вблизи "резонансов", т.е. при $D_{\perp} \rightarrow 0$ или $D_{\parallel} \rightarrow 0$, где эффекты усиления быстро возрастают, необходимо более детальное рассмотрение, т.к. в этих областях условия применимости теории, в частности $|\vec{m}| \ll 1$, могут быть нарушены.

Отметим также, что магнитоэлектрическое взаимодействие вызывает появление спиновых тороидных моментов: $\vec{T} = (0, 0, T_z)$, где $T_z = D_{\perp}^{-1} c \chi_{\perp} \kappa_{\perp} n_z$ в фазе $\vec{n} = (0, 0, \pm 1)$ и $\vec{T} = (T_x, 0, 0)$, где $T_x = \frac{1}{2} (\kappa_{\perp} D_{\perp}^{-1} + \kappa_{\parallel} D_{\parallel}^{-1}) \chi_{\perp} c n_x$ в фазе $\vec{n} = (\pm 1, 0, 0)$.

Коэффициент c , характеризующий "силу" магнитоэлектрического взаимодействия, естественно определить из величины спонтанной намагниченности материала $M_s = \chi_{\perp} c P_0$ (см. (3)). Подставляя в эту формулу $M_s = 0.3 \text{ emu/g}$ или 2.3 emu/cm^3 [13], $\chi_{\perp} = 4.7 \cdot 10^{-5}$ [14], $P_0 = 0.061 \text{ c/m}^2$ [15], получим $\left(\frac{c}{M_0}\right) = \frac{M_s}{\chi_{\perp} P_0} \approx 3$ в гауссовой системе единиц. Подставляя это значение, а также $ae \sim 10^2$ в D_{\perp} и D_{\parallel} (10, 17), получаем, что они отличаются от 1 на величину порядка 2%, т.е. эффект усиления в BiFeO_3 является слабым. Однако, путем легирования или смешивания с другими подходящими материалами, можно, по-видимому, приблизиться к "резонансу" значительно ближе.

Работа поддержана проектами РФФИ (02-02-17389), Интеграция (Б 0056).

Приложение А. Симметрия, магнитная структура и магнитоэлектрическое взаимодействие антиферромагнетиков с магнитной структурой типа BiFeO_3

Выберем в качестве "прасимметрии" для изучаемой системы $R3c$ пространственную группу $R3\bar{c}$, отличающуюся от $R3c$ только наличием полярного вектора $\vec{P} = (00P)$ в последней. В действительности, фазовый переход в BiFeO_3 в точке Кюри T_c отличается от предполагаемого $R3\bar{c} \rightarrow R3c$, но это не имеет значения для нашей цели, т.е. для определения адекватных инвариантов, определяющих свойства системы $R3c$. Действительно, использование $R3\bar{c}$ в качестве прасимметрии позволяет нам построить теорию возмущений \vec{P} для определения термодинамического потенциала системы и других физических величин. Плата за это – предположение о том, что величина $|\vec{P}|$ является достаточно малой, т.е. речь здесь идет о теории возмущений по $|\vec{P}|$. Параметром малости здесь является $\xi = \frac{\Delta a}{a}$, где a – постоянная решетки, Δa – характерное отклонение атомов в $R3c$ от симметричных в отношении пространственной инверсии положений.

Обменная магнитная структура, т.е. взаимные направления магнитных моментов в кристалле, определяется следующим шифром (по терминологии Е. А. Турова [11]): $\bar{1}^-, 3_z^+, 2_x^+$, где генераторы группы суть $\bar{1}$ – элемент пространственной инверсии, 3_z – ось третьего порядка, направленная вдоль оси c , 2_x – ось второго порядка; индексы (\pm) у этих элементов определяют их четность относительно перестановки магнитных подрешеток, т.е.

$$\bar{1}^-\vec{l} = -\vec{l}, \bar{1}^-\vec{m} = \vec{m}, 2^+l_x = l_x, 2^+l_{y(z)} = -l_{y(z)} \text{ и т.д.}$$

Интересно сравнить шифр этой структуры ($BiFeO_3$) с шифрами гематита ($\alpha-Fe_2O_3$): $\bar{1}^+3_z^+2_x^-$ и Cr_2O_3 : $\bar{1}^-3_z^+2_x^-$. Насколько нам известно, ранее материалы с шифром $\bar{1}^-3_z^+2_x^+$ не рассматривались (рис. 1).

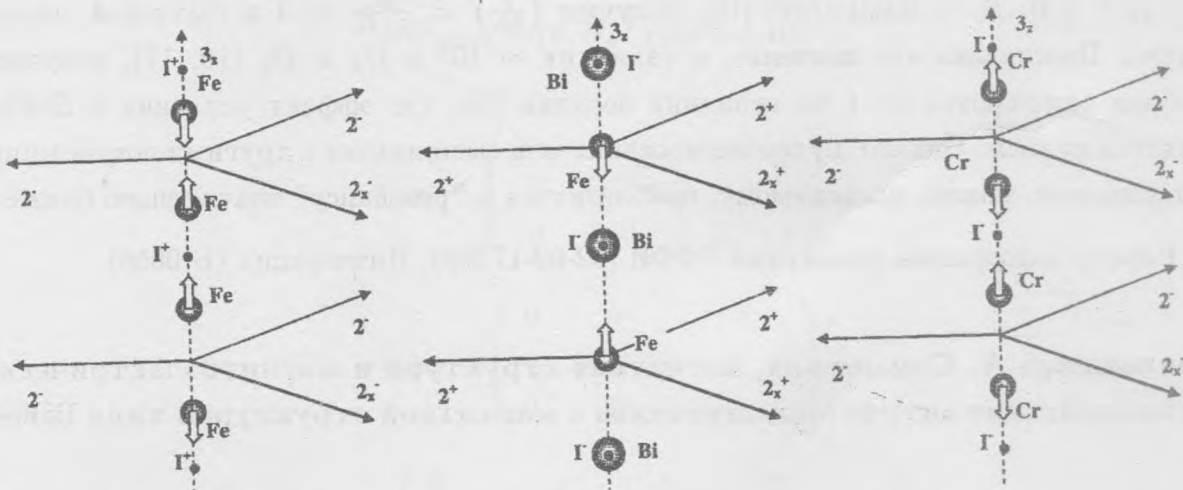


Рис. 1. Элементы симметрии и обменная структура: а) гематита $\alpha-Fe_2O_3$, б) феррита висмута $BiFeO_3$, в) хромита Cr_2O_3 (обозначения в тексте).

Т а б л и ц а 1

Неприводимые представления пространственной группы $R\bar{3}c$ и трансформационные свойства полей \vec{E} , \vec{H} и величин \vec{P} , \vec{M} , \vec{L} для $BiFeO_3$

	E^+	I^-	3_z^+	2_x^+	E_i, P_i	$H_i; M_i$	L_i
Γ_1	1	1	1	1			
Γ_2	1	1	1	-1		H_z, M_z	
Γ_3	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	R	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \end{pmatrix}$	
Γ_4	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	R	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} H_y \\ -H_x \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} M_y \\ -M_x \end{pmatrix}$	
Γ_5	1	-1	1	1			
Γ_6	i	-i	1	-1	E_z, P_z		L_z
Γ_7	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	R	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} P_x \\ P_y \end{pmatrix}$		$\begin{pmatrix} L_x \\ L_y \end{pmatrix}$
Γ_8	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$	R	$\begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$			$\begin{pmatrix} L_y \\ -L_x \end{pmatrix}$

Пользуясь генераторами группы $R3\bar{c}$, ее неприводимыми представлениями и трансформационными свойствами, можно построить все магнитоэлектрические инварианты (см. табл. 1):

$$V_{me} = c_{\perp} 2M_0 [P_x(m_y l_z - m_z l_y) + P_y(m_z l_x - m_x l_z)] + c_{\parallel} 2M_0 P_z(m_x l_y - m_y l_x), \quad (A1)$$

где c_{\perp} и c_{\parallel} – константы, величина $2M_0$ выделена в (A1) для удобства.

Особое значение имеет инвариант

$$c_{\parallel} 2M_0 P_z(m_x l_y - m_y l_x), \quad (A2)$$

т.к. в структуре $R3c$ существует спонтанный вектор $\vec{P} = (00P_0)$. Это взаимодействие имеет такой же вид, что и известное взаимодействие Дзялошинского–Мория и поэтому также определяет существование спонтанного слабого магнитного момента $\vec{m} \sim (-P_0 l_y, P_0 l_x, 0)$. Здесь, конечно, нет противоречия с известной теоремой из теории антиферромагнетизма о невозможности сосуществования слабого ферромагнетизма и магнитоэлектрического эффекта [11]. Последнее относится к антиферромагнетикам, пространственная группа которых содержит элемент пространственной инверсии (кристаллическая структура которых является четной относительно пространственной инверсии). В данном случае ($BiFeO_3$) речь идет о сегнетомагнетиках, где это требование является заведомо нарушенным.

Нужно заметить, что физическая природа возникновения m_{so} в сегнетомагнетиках существенно иная, чем в случае Дзялошинского–Мория. В сегнетомагнетиках слабоферромагнитный момент есть результат магнитоэлектрического взаимодействия. Можно сказать, что это есть магнитный момент, возникающий под влиянием магнитоэлектрического взаимодействия во внутреннем эффективном электрическом поле.

Приложение В. Процедура минимизации и эффективный термодинамический потенциал

Существуют два подхода в феноменологической теории антиферромагнетизма, основанной на пространственной симметрии кристаллов. Первый развит в работах Дзялошинского и основан на теории фазовых переходов Ландау. Разложение термодинамического потенциала по \vec{l} и \vec{m} применительно к рассматриваемой системе в этом случае имеет вид

$$F = \frac{a_1 m^2}{2} + \frac{b_1 l^2}{2} + \frac{b_2 l^4}{4} + \frac{d}{2} (\vec{m} \vec{l})^2 - \vec{m} \vec{h} + V_{ml} + E_A(\vec{l}). \quad (B1)$$

Минимизируя по \vec{m} и \vec{l} , получим

$$\begin{cases} a_1 \vec{m} + d(\vec{m} \vec{l}) \vec{l} - h_{eff} = 0, \\ b_1 \vec{l} + b_2 l^2 \vec{l} + d(\vec{m} \vec{l}) \vec{m} + \frac{\partial E_A}{\partial \vec{l}} = 0, \end{cases} \quad (B2)$$

где

$$\vec{h}_{eff} = \vec{h} - \frac{\partial V_{ml}}{\partial \vec{m}}. \quad (B3)$$

Последним слагаемым в (B2) можно пренебречь в силу того, что E_A пропорционально дополнительному (релятивистскому) параметру малости, а именно, отношению спин-орбитального взаимодействия и обмена. Из (B2) следует

$$(\vec{m} \vec{l}) = \frac{(\vec{h}_{eff} \vec{l})}{a_1 + dl^2} \quad (B4)$$

и

$$\vec{m} = \frac{1}{a} \left\{ \vec{h} - \frac{d(\vec{h}_{eff} \vec{l}) \vec{l}}{a_1 + dl^2} \right\}. \quad (B5)$$

При $dl^2 \gg a_1$, т.е. полагая $d \rightarrow \infty$, получим

$$\vec{m} = \frac{1}{a_1} \{ h - (\vec{h}_{eff} \vec{n}) \vec{n} \}, \quad (B6)$$

где $\vec{n} = \frac{\vec{l}}{l}$, $\chi_{\perp} = \frac{1}{a}$. Условие $dl^2 \gg a_1$, означает пренебрежение продольной восприимчивостью (по сравнению с поперечной χ_{\perp}) антиферромагнетика. В этом же приближении уравнения (B2) и (B3) (при $b_1 < 0$, $b_2 > 0$) дают

$$l = \left(-\frac{b_1}{b_2} \right)^{1/2}. \quad (B7)$$

Подставляя (B6) и (B7) в (B1), получим эффективный потенциал, зависящий только от ориентации вектора антиферромагнетизма, т.е. только от $\vec{n} = \frac{\vec{l}}{l}$

$$F = \frac{\chi_{\perp}}{2(2M_0)^2} (\vec{h}_{eff}^2 - (\vec{n} \vec{h}_{eff})^2) + E_A(\vec{n}) + F_l, \quad (B8)$$

где $\chi_{\perp} = \frac{(2M_0)^2}{a_1}$. Этот подход (Ландау–Дзялошинского) естественно применим лишь в области температур, достаточно близких к T_N .

Во втором подходе, восходящем к работам Турова, предполагается, что намагниченности подрешеток $|\vec{M}_1| = |\vec{M}_2| = M_0$, что эквивалентно выполнению условий $m^2 + l^2 = 1$, $(\vec{m}\vec{l}) = 0$, (поэтому этот подход называется еще "равномодульным" приближением [12]), поэтому термодинамический потенциал зависит только от ориентации магнитных моментов подрешеток. В случае двух подрешеток термодинамический потенциал можно представить в виде

$$F = \frac{(2M_0)^2}{2\chi_{\perp}} m^2 - \vec{m}\vec{h} + V_{ml} + E_A(\vec{l}) + F_l, \quad (B9)$$

который нужно проминимизировать с дополнительным условием $(\vec{m}\vec{l}) = 0$. Условие $m^2 + l^2 = 1$ фактически уже использовано, т.к. первое слагаемое (это обменная энергия) включает в себя вклад от обменной энергии, пропорциональной l^2 .

Минимизируя (B9) с использованием метода неопределенных множителей Лагранжа, получим

$$\frac{(M_0)^2}{\chi_{\perp}} \vec{m} - \vec{h}_{eff} + D(\vec{m}\vec{l})\vec{l} = 0, \quad (B10)$$

откуда, также как и выше, следует при $D \rightarrow \infty$

$$m = \frac{\chi_{\perp}}{(2M_0)^2} (\vec{h}_{eff} - (\vec{h}_{eff}\vec{n})\vec{n}), \quad (B11)$$

и после подстановки (B11) в (B9), получим термодинамический потенциал (B8), зависящий только от \vec{n} .

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Смоленский Г. А., Чупис И. Е. УФН, **137** (3), 415 (1982).
- [2] Веневцев Ю. Н., Гагулин В. В., Любимов В. Н. Сегнетомагнетики, М., Наука, 1982.
- [3] Смоленский Г. А., Исупов В. А., Крайник Н. Н., Аграновская А. И. Изв. АН СССР, Сер. Физ., **25**, 1333 (1961).
- [4] Cheng J., Ruetter B., Dong S., et al. J. Appl. Phys. (Submitted).
- [5] Wang J., Zheng H., Nagarajan V., et al. Science, **299**, 1719 (2003).

- [6] Киселев С. В., Озеров Р. П., Жданов Г. С. ДАН СССР, 7, 742 (1963).
- [7] Sosnowska I., Peterlin-Neumaier T., Steichele E. J. Phys. C, Solid State Phys., 15, 4835 (1982).
- [8] Sosnowska I. and Zvezdin A. J. Magnetism and Magnetic Materials, 140-144, 167 (1995).
- [9] Попов Ю. Ф., Звездин А. К., Воробьев Г. П. и др. Письма в ЖЭТФ, 57, 65 (1993); Роров Ю. Ф., Кадомцева А. М., Воробьев Г. Р., Звездин А. К. Ferroelectrics, 162, 135 (1994).
- [10] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнетиках, М., Наука, 1979.
- [11] Туров Е. А., Колчанов А. В., Меньшенин В. В., Мирсаев И. Ф., Николаев В. В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков, М., Физматлит, 2001.
- [12] Туров Е. А. УФН, 164 (3), 325 (1994).
- [13] Роров Ю. Ф., Кадомцева А. М., Звездин А. К., et al. Abstracts of MEIPIC-5 (Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals), Sudak, 21-24 September, 2003.
- [14] Ruetter B., Zvyagin S., Pyatakov A. P. et al. Phys. Rev. B, (2004), в печати.
- [15] Teague J. R., Gerson R., and James W. J. Solid State Commun., 8, 1073 (1972).