

# О магнитоэлектрических эффектах в ферроборате гадолиния $GdFe_3(BO_3)_4$

А. К. Звездин\*, С. С. Кротов, А. М. Кадомцева<sup>1)</sup>, Г. П. Воробьев, Ю. Ф. Попов, А. П. Пятаков,  
Л. Н. Безматерных<sup>+</sup>, Е. Н. Попова

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

\*Институт общей физики РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>+</sup>Институт общей физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения РАН, 660036 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 16 февраля 2005 г.

На основании проведенного исследования магнитоэлектрических взаимодействий в монокристалле ферробората гадолиния  $GdFe_3(BO_3)_4$ , макросимметрия которого характеризуется кристаллическим классом 32, экспериментально обнаружена и теоретически обоснована взаимосвязь происходящих в системе магнитного и электрического упорядочений. Проведено экспериментальное исследование электрической поляризации и магнитоэлектрических эффектов этого материала, возникающих при индуцированных магнитным полем спин-переориентационных переходах. Построены фазовые  $H-T$  диаграммы при  $H \parallel c$  и  $H \perp c$  и установлена строгая корреляция изменения магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств при наблюдаемых фазовых переходах. Для интерпретации магнитоэлектрического поведения системы во всем интервале температур в рамках симметричного подхода предложен механизм специфического неколлинеарного антисегнетоэлектрического упорядочения в точке структурного фазового перехода, обеспечивающего при понижении температуры до точки антиферромагнитного упорядочения сохранение кристаллического класса системы. Полученные выражения для магнитоэлектрической и магнитоупругой энергии позволяют удовлетворительно описать экспериментально обнаруженные особенности поведения ферробората гадолиния.

PACS: 75.80.+q

**Введение.** Магнитоэлектрические материалы (их называют также мультиферроиками) привлекают к себе в последние годы большое внимание. Они известны уже более полувека, но в силу малой величины обнаруженного в них магнитоэлектрического эффекта до последнего времени представляли только академический интерес. Лишь недавно обнаружены новые интересные материалы с достаточно большой величиной этого эффекта [1–3]. Кроме того, последние исследования свидетельствуют об обнаружении еще одного проявления магнитоэлектрических взаимодействий – возможности управления электрическим полем магнитным состоянием вещества, и наоборот [4–9]. В частности, в таких материалах, как  $TbMnO_3$ ,  $GdMnO_3$ , электрические домены переключались магнитным полем [4–6]. Эти новые эффекты открывают интересные практические перспективы, однако многие фундаментальные вопросы, относящиеся к природе этих эффектов, еще не выяснены.

Среди новых мультиферроиков значительный интерес представляет ферроборат гадолиния

$GdFe_3(BO_3)_4$  [10–20] (один из представителей нового семейства мультиферроиков – редкоземельных ферроборатов  $RFe_3(BO_3)_4$ ), высокотемпературная кристаллическая структура которого характеризуется пространственной группой  $R32 (D_3^7)$ . При  $T_C = 156$  К в ферроборате гадолиния наблюдается структурный фазовый переход, при котором, предположительно, происходит изменение трансляционной симметрии кристалла без изменения класса кристаллической симметрии. Этот переход сопровождается характерными диэлектрическими аномалиями [20], что может служить косвенным свидетельством возникновения в кристалле антисегнетоэлектрического упорядочения.

Согласно [18], в ферроборате гадолиния при  $T < T_N = 38$  К спины  $Fe^{3+}$  антипараллельно упорядочиваются в базисной плоскости (фаза АФ1). При  $T_R = 10$  К происходит еще один фазовый переход, при котором спины  $Fe^{3+}$  переориентируются от легкой плоскости (АФ1) к легкой оси  $c$  (АФ2). С учетом сказанного мы ожидали обнаружить в ферроборате гадолиния, имеющем нецентросимметричную группу симметрии, существенное проявление магнито-

<sup>1)</sup>e-mail: Kadomts@plms.phys.msu.ru

электрических взаимодействий и их трансформации при фазовых переходах, сопровождаемых изменением магнитной симметрии. В связи с тем, что в литературе отсутствует информация, касающаяся этого аспекта в поведении редкоземельных ферроборатов, нами было предпринято экспериментальное и теоретическое исследования магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  при индуцированных магнитным полем фазовых переходах.

**Экспериментальные результаты.** Измерялись продольные электрическая поляризация и магнитоупругая деформация монокристалла  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в магнитных полях до 100 кЭ при  $H \parallel c$  и  $H \perp c$  в интервале температур 4.2–50 К по методике, описанной в [21]. Обнаружено, что ниже  $T_N$  магнитное поле индуцирует в этом соединении перестройку магнитной структуры, сопровождающуюся возникновением магнитоэлектрического эффекта и магнитоупругих деформаций. Характер зависимостей от поля электрической поляризации и магнитоупругости резко отличался при  $H \parallel c$  и  $H \perp c$ . Так, при  $H \parallel c$  магнитоэлектрический эффект и магнитоупругость наблюдались только при температурах  $T < 10$  К, обращаясь в нуль в интервале температур  $10 \text{ К} < T < 38 \text{ К}$ , что указывает, по-видимому, на изменение симметрии вблизи  $T_R$ . При  $H \perp c$  аномалии магнитоэлектрического эффекта и магнитоупругости наблюдались при всех температурах ниже  $T_N$ .

На рис.1 представлены зависимости продольных магнитоупругости и электрической поляризации от поля  $H \parallel c$  в области низких температур. Видно, что вблизи 5 К при некотором критическом значении поля  $H_C^{\text{crit}} = 8$  кЭ, где, согласно [16], наблюдалась индуцированная магнитным полем спиновая переориентация от оси  $c$  к легкой плоскости, возникают скачки электрической поляризации  $P_C(H_C)$  и магнитоупругости  $\lambda_C(H_C)$ . С повышением температуры пороговые поля уменьшаются, обращаясь в нуль при  $T_R$ . При температурах  $10 \text{ К} < T < 38 \text{ К}$  продольная электрическая поляризация и магнитоупругость вдоль оси  $c$  не обнаруживали аномалий и монотонно (квадратично) зависели от поля. Полученные из измерений магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств фазовые  $H_C^{\text{crit}} - T$ -диаграммы (рис.2) обнаруживают хорошее согласие, что свидетельствует об очевидной корреляции этих свойств. При  $H \perp c$  характер зависимостей электрической поляризации и магнитоупругости от поля качественно изменяется.

На рис.3 представлены при  $H \parallel a$  зависимости продольных магнитоупругости и электрической поляризации, из которых видно, что при  $T = 4.5$  К электрическая поляризация и магнитоупругость в малых

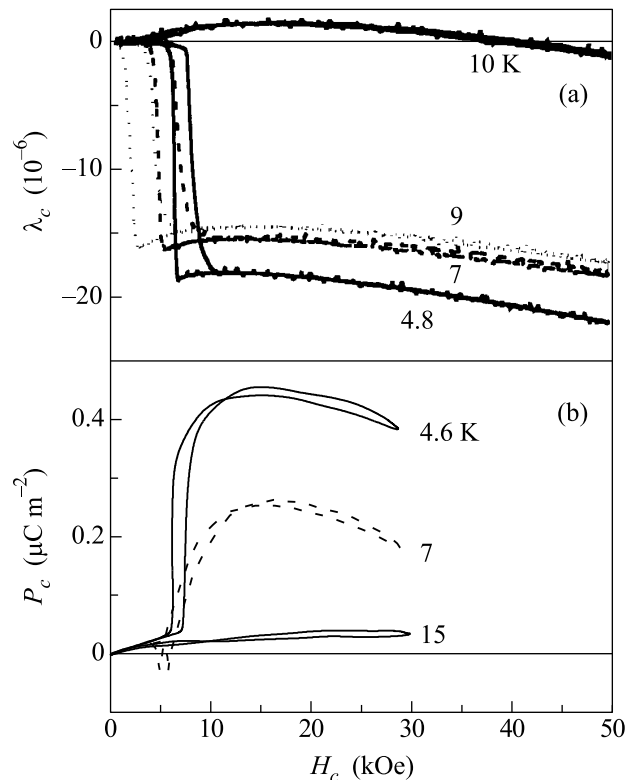


Рис.1. Изотермы продольных магнитоупругости (а) и электрической поляризации (б) от магнитного поля, направленного вдоль оси  $c$ , для монокристалла  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$

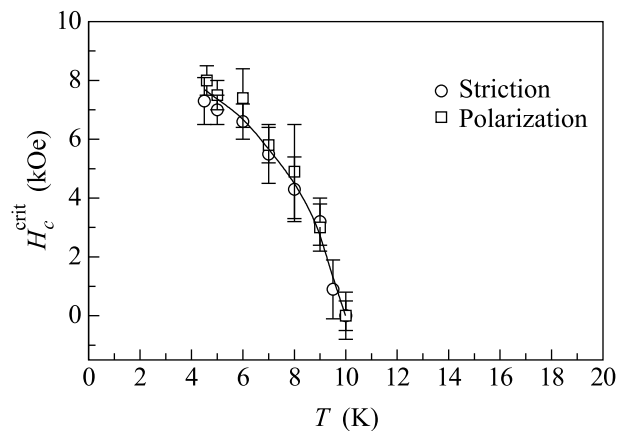


Рис.2. Фазовая  $H-T$ -диаграмма, полученная из измерения магнитоупругости и электрической поляризации при  $H \parallel c$  для монокристалла  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$

полях слабо зависят от величины магнитного поля, затем, при  $H_C^{\text{crit}} = 37$  кЭ, скачком возрастают, причем скачок поляризации при  $H \parallel a$  в 20 раз превышает скачок поляризации при  $H \parallel c$ . С повышением температуры от 4.2 К до  $T_R$  пороговые поля пе-

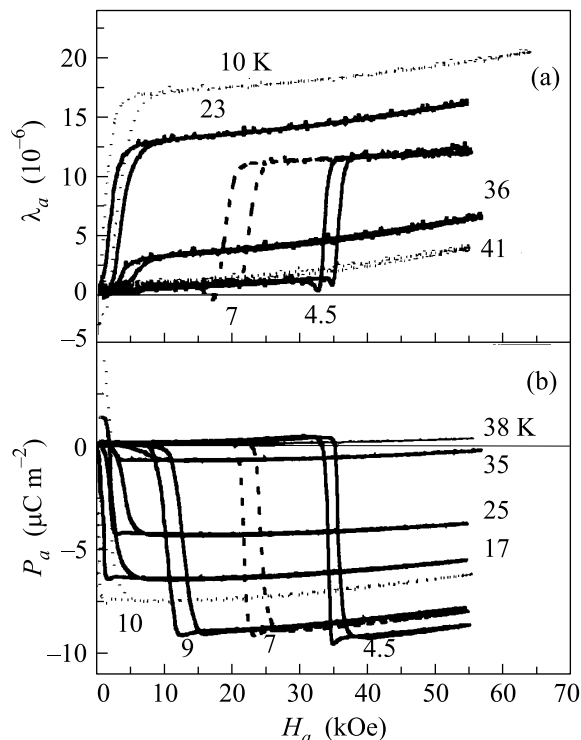


Рис.3. Изотермы продольных магнитострикции (а) и электрической поляризации (б) от магнитного поля, направленного вдоль оси  $a$ , для монокристалла  $GdFe_3(BO_3)_4$

перехода  $A\Phi 2 \Rightarrow A\Phi 1$  сильно уменьшаются, а начиная с  $T_R$  вплоть до  $T_N$ , когда спины  $Fe^{3+}$  лежат в базисной плоскости, электрическая поляризация и магнитострикция скачком возрастают уже в сравнительно слабом магнитном поле  $\sim 2$  кЭ, а затем монотонно изменяются с ростом поля.

Фазовые  $H_a^{crit}-T$ -диаграммы при  $H \perp c$  (рис.4), построенные так же, как и при  $H \parallel c$  (рис.2) из изотерм электрической поляризации и магнитострикции (рис.3), хорошо согласуются между собой, что указывает на строгую корреляцию магнитоэлектрических и магнитоупругих свойств при ориентациях магнитного поля  $H \parallel c$  и  $H \perp c$ . Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что при переориентациях монокристалла  $GdFe_3(BO_3)_4$  магнитным полем из фазы  $A\Phi 2$  в  $A\Phi 1$  возникают скачки вектора электрической поляризации  $P$ , что заведомо указывает на наличие в нем сегнетоэлектрических свойств.

**Теоретическая часть.** В настоящей работе предложена модель магнитоэлектрической структуры ферробората гадолиния, с помощью которой могут быть качественно объяснены наблюдаемые магнитоэлектрические свойства материала. Магнитные

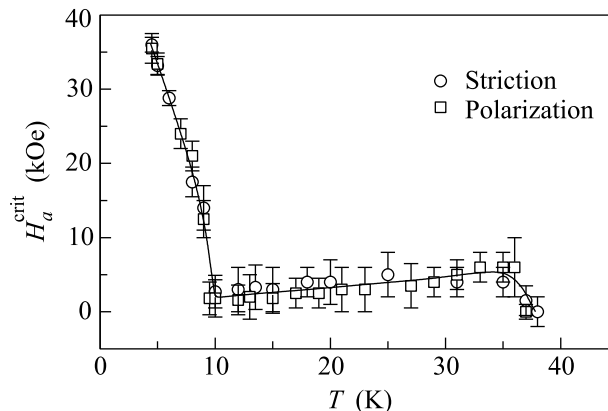


Рис.4. Фазовая  $H-T$ -диаграмма, полученная из измерения магнитострикции и электрической поляризации при  $H \parallel a$  для монокристалла  $GdFe_3(BO_3)_4$

измерения и измерения спектров антиферромагнитного резонанса [18] позволяют сделать вывод о том, что при  $T < T_N$  в этом материале реализуется антиферромагнитная коллинеарная структура, характеризующая антиферромагнитным вектором  $L$ , поэтому в дальнейшем анализе мы примем за основу модель магнитной структуры ферробората гадолиния, предложенную в [18]. Поскольку при  $T_R < T < T_N$  вектор  $L$  лежит в базисной плоскости, то в этом случае, очевидно, под влиянием спин-орбитального взаимодействия кристаллографическая симметрия изменяется. Действительно, если  $L$  параллелен одной из осей второго порядка, то из числа элементов симметрии класса  $32$  исключается ось третьего порядка (элемент  $3$ ), в результате чего класс  $32$  превращается в моноклинный класс  $2$ , характеризующийся точечной группой с осью симметрии второго порядка в качестве генератора. При отклонении  $L$  от оси второго порядка исчезает и элемент симметрии  $2$ , в результате чего класс  $2$  превращается в тривиальный класс  $1$ . Оба эти класса,  $2$  и  $1$ , в отличие от  $32$  допускают существование полярного вектора, и это дает ключ к пониманию проблемы сегнетомагнетизма ферробората гадолиния.

В то же время, диэлектрическая аномалия в точке  $T_C$  (а именно, скачок диэлектрической восприимчивости при переходе через  $T_C$  в сторону понижения температуры, однако с сохранением кристаллического класса  $32$ ) указывает на возможность реализации при  $T < T_C$  скомпенсированного сегнетоэлектрического состояния – образования антисегнетоэлектрической структуры.

Естественной моделью, описывающей механизм возникновения электрической поляризации при магнитном упорядочении, является раскомпенсация ну-

левой полной электрической поляризации ( $\mathbf{P}_S = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 \neq 0$ ) антисегнетоэлектрического (треугольного) состояния (когда при  $T_N < T < T_C$   $\mathbf{P}_S = 0$ ), где  $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2, \mathbf{P}_3$ , появившиеся в точке  $T_C$  и направленные вдоль соответствующих осей 2, – векторы поляризации соседних атомных слоев, отстоящих друг от друга на треть вертикального периода решетки. Эта раскомпенсация является весьма небольшой в силу малости спин-орбитального взаимодействия в системе ионов  $\text{Fe}^{3+}$  (которые являются  $s$ -ионами, то есть в основном состоянии их орбитальный момент равен нулю), она может быть ответственна за слабое увеличение диэлектрической проницаемости ферробората гадолиния, наблюдаемое при понижении  $T$  от  $T_N$  до  $T_R$  [20]. Естественно ожидать, что величина  $P_s$  возрастает с ростом модуля  $\mathbf{L}$ , что и происходит при понижении  $T$ . При  $T < T_R$  происходит спин-переориентационный переход в фазу  $\mathbf{L} \parallel c$  [17], характеризующую точечной кристаллической группой  $32$ , в которой полярный вектор  $\mathbf{P}$  отсутствует. Поэтому можно ожидать, что индуцированные магнитным полем переходы АФ2  $\rightarrow$  АФ1 будут сопровождаться скачками электрической поляризации (и диэлектрической постоянной).

Для более глубокого понимания природы магнитоэлектрических взаимодействий, взаимосвязи электрической поляризации и вектора  $\mathbf{L}$ , а также магнитной структуры и ориентационных фазовых переходов ферробората гадолиния рассмотрим трансформационные свойства вектора  $\mathbf{L}$  и других величин относительно преобразований класса  $32$ . Отметим, что магнитная элементарная ячейка ферробората гадолиния в два раза превышает (в направлении оси  $c$ ) кристаллохимическую. Это обстоятельство отличает рассматриваемый материал от типичных объектов в симметричной теории антиферромагнетизма [22, 23], где предполагается, что они совпадают. Очевидный путь преодолеть эту трудность – рассмотреть “расширенную” (удвоенную) кристаллохимическую ячейку ферробората гадолиния и тем самым вернуться к традиционному подходу. Следуя ему, редуцируем исходную пространственную группу, полагая трансляции на постоянные элементарной ячейки в базисной плоскости и удвоенную трансляцию вдоль оси  $c$  равными тождественному преобразованию  $E$ . В результате редуцированная группа  $\tilde{G}_{32}$  может быть охарактеризована следующими генераторами:  $C_3, 2_x, T_1$ . Другая магнитная подсистема, состоящая из ионов  $\text{Gd}^{3+}$ , предполагается парамагнитной, поэтому величина и ориентация последних полностью определяются состоянием ионов железа. Генераторы  $C_3$  (винтового поворота третьего поряд-

ка) и  $T_1$  являются нечетными, то есть они переводят одну магнитную подрешетку антиферромагнетика в другую:  $T_1 \mathbf{L} = -\mathbf{L}$ ,  $C_3 \mathbf{L} = -\mathbf{L}$ , а  $2_x$  является четным элементом, то есть переставляет атомы одной и той же подрешетки:  $2_x \mathbf{L} = \mathbf{L}$ .

Трансформационные свойства указанной редуцированной группы дают возможность установить симметрию магнитоэлектрического взаимодействия и искомые взаимосвязи между магнитной структурой и физическими свойствами кристалла. Используя терминологию Е. А. Турова, магнитную структуру ферробората гадолиния можно характеризовать шифром:  $T_z^-, 3_z^-, 2_x^+$ . Отметим некоторую аналогию (но не изоморфизм!) рассматриваемой структуры с хорошо изученной в теории антиферромагнетизма магнитной структурой  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  с шифром  $I^-, 3_z^+, 2_x^-$  [22, 23].

Энергия магнитоэлектрического взаимодействия подсистемы ионов железа может быть представлена в виде<sup>2)</sup>

$$E_{ME} = c_1(P_x L_y - P_y L_x) + c_2[P_x(L_x^2 - L_y^2) - 2P_y L_x L_y] + c_3 P_z L_x L_z (L_x^2 - 3L_y^2), \quad (1)$$

где  $c_1, c_2, c_3$  – термодинамические параметры симметричной теории. Из (1) получим следующие формулы, определяющие вектор электрической поляризации  $\mathbf{P}_s$ , спонтанно появляющийся в точке антиферромагнитного упорядочения:

$$P_{sx} = c_1 L_y L_x + c_2 (L_x^2 - L_y^2) = C_1 L^2 \sin \theta \cos \theta \sin \varphi + C_2 L^2 \sin^2 \theta \cos 2\varphi, \quad (2a)$$

$$P_{sy} = -c_1 L_x L_y - 2c_2 L_x L_y = -C_1 L^2 \sin \theta \cos \theta \cos \varphi - C_2 L^2 \sin^2 \theta \sin 2\varphi, \quad (2b)$$

$$P_{sz} = c_3 L_x L_y (L_x^2 - 3L_y^2) = C_3 L^4 \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\varphi, \quad (2c)$$

где  $\theta, \varphi$  – полярный и азимутальный углы вектора  $\mathbf{L}$ .

Линейный магнитоэлектрический эффект, согласно симметрии  $\tilde{G}_{32}$ , в ферроборате гадолиния запрещен, что и подтверждается экспериментом [19]. Обращает на себя внимание некоторое сходство (и различия!) формулы (2с) с формулой для  $P_z$  в случае

<sup>2)</sup> Редкоземельные ионы, будучи парамагнитными, не изменяют принципиально приведенные ниже формулы (при  $T \gg \gg T_{RN}$ , где  $T_{RN}$  – температура упорядочения редких земель); их учет приводит лишь к перенормировке коэффициентов. Поэтому, имея в виду качественную интерпретацию эксперимента, мы не будем усложнять формулы за счет учета редкоземельной подсистемы. Подобная ситуация характерна для многих  $d-f$ -соединений с антиферромагнитной  $d$ -подсистемой [24].

$\text{Cr}_2\text{O}_3$  [21], которое отражает сходство и различие соответствующих магнитных структур и групп 32 и  $\bar{3}m$ .

Симметричный анализ позволяет также найти выражение для магнитоупругой энергии:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi_{\text{MeI}} = & \gamma_1 u_{zz} L_z^2 + \gamma_2 u_{zz} (L_X^2 + L_Y^2) + \\ & + \gamma_3 [(u_{XX} - u_{YY})(L_X^2 - L_Y^2) + 2u_{XY} L_X L_Y] + \\ & + \gamma_4 (2u_{XY} L_X L_Y + u_{YZ} (L_X^2 - L_Y^2)) + \\ & + \gamma_5 (L_Y L_Z (u_{XX} - u_{YY}) + u_{XY} L_X L_Z) + \\ & + \gamma_6 (L_X L_Z u_{XZ} + L_Y L_Z u_{YZ}) + \\ & + \gamma_7 u_{ZZ} [(L_X^2 - L_Y^2) + 2L_X^2] L_Y L_Z, \end{aligned} \quad (3)$$

откуда легко получить формулы для магнитострикции:

$$\begin{aligned} u_{zz} = & \gamma_1 L_z^2 + \gamma_2 (L_X^2 + L_Y^2) + \gamma_7 [(L_X^2 - L_Y^2) + 2L_X^2] L_Y L_Z; \\ u_{XX} - u_{YY} = & \gamma_3 (L_X^2 - L_Y^2) + \gamma_5 L_Y L_Z; \\ u_{XY} = & 2\gamma_3 L_X L_Y + \gamma_5 L_X L_Z; \\ u_{XZ} = & \gamma_4 2L_X L_Y + \gamma_6 L_X L_Z; \\ u_{YZ} = & \gamma_6 L_Y L_Z + \gamma_4 (L_X^2 - L_Y^2). \end{aligned} \quad (4)$$

Отметим, что линейный пьезомагнетизм, то есть линейная связь упругих деформаций и внешнего магнитного поля, в точечной группе 32 запрещен.

Предложенный выше механизм разрушения кристаллической симметрии за счет магнитного упорядочения дает возможность взглянуть на формулы (2) для спонтанной электрической поляризации с другой стороны. А именно, электрическую поляризацию в кристалле можно рассматривать как результат двойного действия: спонтанной магнитострикции,  $u_{ik} = \delta_{iklm} L_l L_m$ , и пьезоэффекта,  $P_\alpha = \pi_{\alpha i} u_{ik}$ , где  $\delta_{iklm}$ ,  $\pi_{\alpha i k}$  – магнитоупругий и пьезоэлектрический тензоры, соответственно. Оба тензора отличны от нуля в кристаллах класса 32.

Результат перемножения тензоров  $\delta_{iklm}$  и  $\pi_{\alpha i k}$  дает формулы для  $P_x$  и  $P_y$ , совпадающие с теми, что и в (2). Отсюда не следует, конечно, что коэффициенты равны произведениям компонент тензоров  $\pi$  и  $\delta$ . Они могут определяться и собственными микроскопическими магнитоэлектрическими взаимодействиями. Компонента  $P_z$  при таком “пьезоупругом” рассмотрении равна нулю и это естественно, поскольку она, согласно более детальным формулам (2), определяется членами четвертого порядка по  $\mathbf{L}$ , то есть является малой величиной (по константе спин-орбитального взаимодействия) по сравнению с  $P_x$  и  $P_y$ , что и проявляется в эксперименте.

Заслуживает внимания еще одна комбинация компонент  $L_i$  4-го порядка:  $((L_x^2 - L_y^2) + 2L_x^2) L_y L_z = L^4 \sin^3 \theta \cos \theta \sin 3\varphi$ , являющаяся инвариантом группы  $\tilde{G}_{32}$ , то есть преобразующая по представлению  $\Gamma_1$ . Она линейна по  $L_z$ ; это означает, что спины в фазе АФ1 могут быть отклонены от базисной плоскости на небольшой угол (так как соответствующий инвариант – 4-го порядка по  $L_i$ ). Этот факт, в сочетании с формулой (2с), может быть использован для объяснения слабого скачка  $P_z$  компоненты электрической поляризации при АФ2 → АФ1 переориентации.

Выше речь шла главным образом о влиянии магнитного упорядочения (и магнитного поля) на электрическую поляризацию в ферроборате гадолиния. Однако формулы (2) допускают интересное обобщение на обратные перекрестные эффекты, заключающиеся во влиянии электрического поля на магнетизм и магнитные превращения [7–9]. Действительно, заменяя  $P_i$  в (1) на  $E_i$ , что, очевидно, допускается симметрией, получим энергию взаимодействия внешнего электрического поля с вектором  $\mathbf{L}$ . Возникающие здесь новые эффекты будут рассмотрены в отдельной статье.

Таким образом, магнитная симметрия ферробората гадолиния и предложенная в [18] модель коллинеарной антиферромагнитной структуры дают возможность объяснить наблюдаемые скачки электрической поляризации и магнитострикции как проявление индуцированных магнитным полем спин-переориентационных переходов в этом материале. Получено также на основе теории симметрии выражение (3) для магнитоупругого взаимодействия в ферроборате гадолиния.

В заключение авторы выражают благодарность А. Н. Васильеву и М. Н. Поповой за интерес к работе и полезные обсуждения. Работа поддержана проектами Российского фонда фундаментальных исследований # 04-02-16592, # 04-02-81046-Бел2004\_а; # 05-02-16997-а, # 05-02-17719-а.

1. J. Wang, H. Zheng, V. Nagarajan et al., Science **299**, 1719 (2003).
2. J. Li, J. Wang, M. Wuttig et al., Appl. Phys. Lett. **84**, 5261 (2004).
3. F. Bai, J. Wang, M. Wuttig et al., Appl. Phys. Lett. **86**, 1 (2005).
4. T. Kimura, T. Goto, H. Shintani et al., Nature **426**, 55 (2003).
5. T. Goto, T. Kimura, G. Lawes et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 257201 (2004).

6. А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов, Г. П. Воробьев и др., Письма в ЖЭТФ **81**, 22 (2005).
7. А. К. Звездин, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, 2005 (принята в печать).
8. А. К. Звездин, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, 2005 (принята в печать).
9. А. Г. Жданов, А. К. Звездин, Т. Б. Косых, А. П. Пятаков, ФТТ (2005) (принята в печать).
10. D. A. Keszler, Solid State Mater. Sci. **1**, 204 (1996).
11. M. H. Bartl, K. Gatterer, E. Cavalli et al., Spectrochimica Acta **A57**, 1981 (2001).
12. А. М. Калашникова, В. В. Павлов, Р. В. Писарев и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 339 (2004).
13. А. Г. Гаврилюк, С. А. Харламова, И. С. Любутин и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 482 (2004).
14. J. A. Campa, C. Cascales, E. Gutierrez-Puebla et al., Chem. Mater. **9**, 237 (1997).
15. Y. Hinatsu, Y. Doi, K. Ito et al., J. of Solid State Chemistry **172**, 438 (2003).
16. A. D. Balaev, L. N. Bezmaternykh, I. A. Gudim et al., JMMM **258-259**, 532 (2003).
17. R. Z. Levitin, E. N. Popova, R. M. Chtsherbov et al., Письма в ЖЭТФ **71**, 531 (2004).
18. А. И. Панкрац, Г. А. Петраковский, Л. Н. Безматерных, О. А. Байков, ЖЭТФ **246**, 887 (2004).
19. А. М. Кадомцева, Ю. Ф. Попов, С. С. Кротов и др., ФНТ (2005) (принята в печать).
20. А. Н. Васильев (частное сообщение).
21. Д. В. Белов, Г. П. Воробьев, А. К. Звездин и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 603 (1993).
22. Е. А. Туров, УФН **164**, 325 (1994).
23. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, М.: Физматлит, 2001.
24. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, М.: Наука, 1979.