

Обнаружение индуцированной магнитным полем электрической поляризации в ортоферрите тербия

В. Ю. Иванов, А. М. Кузьменко, А. Ю. Тихановский, А. А. Пронин, А. А. Мухин¹⁾

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 октября 2022 г.

После переработки 4 ноября 2022 г.

Принята к публикации 11 ноября 2022 г.

В ортоферрите TbFeO₃ при температурах ниже температуры антиферромагнитного упорядочения тербиевой подсистемы (~3.2 К) обнаружена индуцированная магнитным полем $H\|b$ электрическая поляризация $P_a(H_b)$ вдоль оси a , которая сопровождается аномалиями, связанными с метамагнитными (Tb) и спин-переориентационными (Fe) переходами. При небольших магнитных полях $|H| < H_{cr1} \sim 5$ кЭ зависимость $P_a(H_b)$ проявляет сильный гистерезис и имеет форму “бабочки”, а в промежуточных магнитных конфигурациях $|H_{cr1}| < |H| < |H_{cr2}| \sim 18$ кЭ знак поляризации определяется знаком приложенного электрического поля, а зависимость $P_a(H_b)$ имеет немонотонный характер. Дано качественное объяснение наблюдаемым эффектам в рамках симметричного анализа допускаемых магнитоэлектрических взаимодействий в индуцированных полем магнитных структурах.

DOI: 10.31857/S1234567823010056, EDN: nvhceg

Введение. Интерес к исследованию мультиферроиков, позволяющих осуществлять взаимоконтроль магнитных и электрических характеристик, возник в конце прошлого века и не ослабевает до настоящего времени. Помимо практического значения, изучение таких объектов представляет несомненный научный интерес из-за большого разнообразия механизмов, приводящих к появлению магнитоэлектрических эффектов, например электрической поляризации (спонтанной или индуцированной магнитным полем) [1–3]. Особого внимания заслуживают несобственные магнитоэлектрики, в которых магнитоэлектрические эффекты возникают благодаря особенностям их магнитного упорядочения, в частности, с образованием нецентросимметричных магнитных структур [4–6].

Редкоземельные ортоферриты RFeO₃ принадлежат к центросимметричной пространственной группе $D_{2h}^{16} - Pbnm$. В элементарной ячейке содержится по 4 иона Fe в центросимметричных позициях (4b) и редкоземельного иона (R) в нецентросимметричных позициях (4c). При температурах ниже температуры Нееля ~620–740 К в ортоферритах происходит антиферромагнитное упорядочение спинов ионов Fe³⁺ в скошенную магнитную структуру $G_x F_z$ соответствующую неприводимому представлению Γ_4 группы D_{2h}^{16} в обозначениях Берто [7], где $\mathbf{F} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4$ – вектор ферромагне-

тизма, $\mathbf{G} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4$ – основной вектор антиферромагнетизма, а $\mathbf{M}_i$ – магнитные моменты ионов Fe³⁺ в элементарной ячейке. Для описания магнитной конфигурации редкоземельной подсистемы с магнитными моментами $\mathbf{m}_i$ используются аналогичные базисные векторы:

$$\begin{aligned}\mathbf{f} &= \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_4, \\ \mathbf{g} &= \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_3 - \mathbf{m}_4, \\ \mathbf{a} &= \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_4, \\ \mathbf{c} &= \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2 - \mathbf{m}_3 - \mathbf{m}_4,\end{aligned}\tag{1}$$

где $\mathbf{f}$ и $\mathbf{c}$ индуцируются за счет R-Fe взаимодействия, а $\mathbf{a}$ и $\mathbf{g}$ возникают при собственном нецентросимметричном упорядочении редкой земли.

В ортоферрите TbFeO₃ при понижении температуры до 6–8 К за счет Tb-Fe взаимодействия происходит переориентация спинов железа от оси x (a) к оси z (c), т.е. спиновая структура меняется с Γ_4 ($G_x F_z$) на Γ_2 ($G_z F_x$). При дальнейшем понижении температуры в районе 3.5 К происходит собственное антиферромагнитное упорядочение ионов Tb³⁺ в состояние Γ_8 ($a_x g_y$), при этом спины Fe³⁺ снова переориентируются к конфигурации Γ_4 [8–10]. В магнитном поле $H\|a$ и $H\|b$ наблюдаются метамагнитные переходы в подсистеме изинговских ионов Tb³⁺, сопровождаемые переориентацией спинов ионов Fe³⁺ [11, 12]. Недавние магнитные и магнитокалорические исследования монокристаллов TbFeO₃ подтверждают эти свойства [13]. Нейтронографические ис-

¹⁾e-mail: mukhin@ran.gpi.ru

следования выявили новое магнитное состояние в TbFeO_3 , проявляющееся в возникновении периодической несоразмерной доменной структуры в подсистеме Tb вблизи температуры упорядочения редкой земли в магнитном поле ~ 20 кЭ, направленном вдоль оси c [14].

Обращаясь к возможным проявлениям магнитоэлектрического эффекта в ортоферритах, отметим, что в центросимметричных магнитных структурах (Γ_1 – Γ_4) Fe- и R-подсистем он запрещен. Однако этот эффект может возникать при собственном антиферромагнитном упорядочении редкоземельной подсистемы в центрo-асимметричные моды (Γ_5 – Γ_8). Симметричный анализ магнитоэлектрических взаимодействий в редкоземельных ортоферритах и ортохромитах был проведен в работе [5] (см. также более ранние работы [15, 16]), в которой, в частности, была предсказана возможность существования электрической поляризации в TbFeO_3 при некоторых конфигурациях спинов Fe^{3+} и магнитных моментов Tb^{3+} . Помимо ортоферрита Tb, упорядочение редкоземельной подсистемы происходит в ортоферритах Gd и Dy, причем в последних существование электрической поляризации (спонтанной в GdFeO_3 [17] и индуцированной магнитным полем в DyFeO_3 [18]) было обнаружено экспериментально. В обоих случаях поляризация возникает вдоль оси c кристаллов. Надежного экспериментального подтверждения существования электрической поляризации в TbFeO_3 , имеющем другую магнитную конфигурацию редкоземельной подсистемы, до настоящего времени не было. В работе [19] сообщается об обнаружении в поликристаллических образцах TbFeO_3 очень маленькой (~ 0.2 мкКл/м²) спонтанной электрической поляризации, подавляемой магнитным полем, что, однако, противоречит, по признанию самих авторов, симметрии магнитной структуры и обусловлено ее искажениями. В то же время, недавнее [20] наблюдение электроактивной резонансной моды (электромагнона) в TbFeO_3 в районе температуры упорядочения тербия указывает на возможность проявления магнитоэлектрических свойств. В данной работе впервые сообщается об обнаружении индуцированной магнитным полем $H \parallel b$ электрической поляризации вдоль оси a в TbFeO_3 при температурах ниже температуры антиферромагнитного упорядочения тербиевой подсистемы, что находится в соответствии с данными симметричного анализа.

Эксперимент. Измерения проводились на пластинке a -среза, вырезанной из монокристалла, выращенного А. М. Балбашовым методом зонной плавки. Изменение электрического заряда производилось с

помощью электрометра Keithley 6517A на установке Quantum Design MPMS XL5. Характер зависимостей $P_a(H_b)$ во многом определяется исходным состоянием образца, т.е. знаками и величинами электрического (E) и магнитного (H) полей, приложенных к образцу в процессе его охлаждения до $T = 1.8$ К. Для получения воспроизводимых результатов существенно также, чтобы сканирование по магнитному полю производилось до определенных значений поля. Измерение диэлектрической проницаемости проводилось емкостным четырехточечным методом на специально сконструированной вставке для установки MPMS с регистрацией сигнала на прецизионном измерителе импеданса Agilent E4980A на частоте 90 кГц.

Известно [11–13], что кривая намагничивания $\sigma(H)$ TbFeO_3 в $H \parallel b$ при низких температурах имеет двухступенчатый характер, обусловленный метамагнитными переходами в Tb-подсистеме и спин-переориентационными в Fe-подсистеме. На рисунке 1 приведены кривые намагничивания,

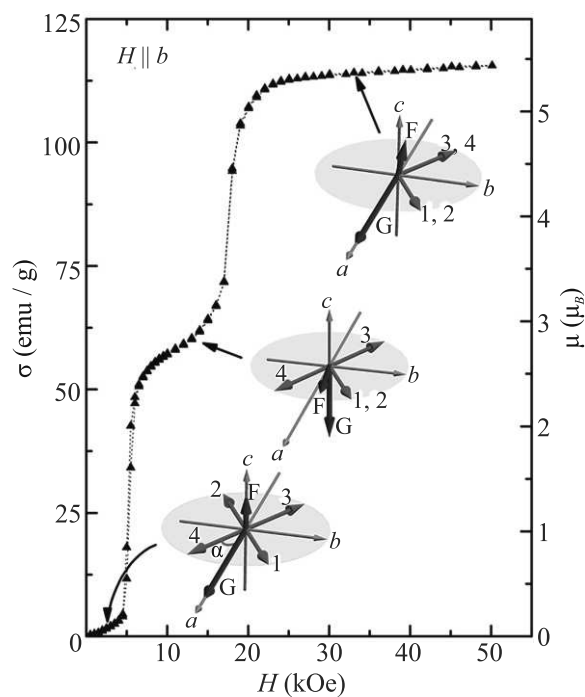


Рис. 1. (Цветной онлайн) Кривая намагничивания кристалла TbFeO_3 вдоль оси b при 1.85 К. Вставки иллюстрируют конфигурации индивидуальных магнитных моментов ионов Tb^{3+} и векторов антиферромагнетизма $\mathbf{G}$ и ферромагнетизма $\mathbf{F}$ подсистемы Fe^{3+} в разных магнитных полях

измеренные вдоль оси b . На этом же рисунке схематически изображены конфигурации магнитных

моментов ионов железа и тербия. В исходном состоянии ($H = 0$), как уже говорилось, ионы железа имеют конфигурацию $\Gamma_4(G_x F_z)$, а изинговские ионы тербия – конфигурацию $\Gamma_8(a_x g_y)$, т.е. образуют неколлинеарную структуру в ab плоскости (“крест”) с моментами вдоль изинговских осей, отклоненными от оси a на угол $\alpha \sim \pm 36^\circ$ у ионов в неэквивалентных кристаллографических позициях. При $H \parallel b$ в $H_{cr1} \sim 5$ кЭ происходит одновременная переориентация магнитных моментов железа в конфигурацию $\Gamma_2(G_z F_x)$ и тербия с опрокидыванием одного из моментов с проекцией против поля (момента 2 на рис. 1). Намагниченность при этом, естественно, скачкообразно увеличивается. При достижении магнитным полем второго критического значения $H_{cr2} \sim 18$ кЭ спины железа возвращаются к исходной конфигурации $\Gamma_4(G_x F_z)$, а оставшийся момент Tb (4) переманивается, вызывая второй скачок на кривой $\sigma(H)$. Отметим, что такой двухступенчатый характер метамагнитных переходов связан с существованием Fe подсистемы и обусловлен выигрышем в энергии в промежуточной фазе за счет дополнительного подмагничивания ионов Tb^{3+} обменным Tb-Fe полем спинов железа при их переориентации из состояния $\Gamma_4(G_x F_z)$ в $\Gamma_2(G_z F_x)$ [11, 12]. В случае $H \parallel a$ в $H_{cr} \sim 2$ кЭ также происходит одноступенчатый метамагнитный переход в Tb-подсистеме, сопровождаемый переориентацией Fe спинов $\Gamma_4 \rightarrow \Gamma_2$. Из соотношений проэкстраполированных к нулевому магнитному полю значений намагниченности вдоль a и b осей (с учетом вклада в намагниченность вдоль оси a от скошенного момента Fe равного $\approx 3 \text{ Гс см}^3/\text{г}$) рассчитаны значения магнитных моментов Tb: $\mu_{Tb} = (8.7 \pm 0.1) \mu_B$ и угла $\alpha = (36.5 \pm 0.5)^\circ$, что находится в хорошем согласии с имеющимися литературными данными [11, 12].

На рисунке 2 показана полевая зависимость электрической поляризации образца, который был предварительно охлажден от 5 до 1.8 К в электрическом поле $E = -1.5$ кВ/см и магнитном поле $H = 12$ кЭ. Последующие измерения проводились в том же электрическом поле. Магнитное поле было сначала выведено до нулевого значения (на рис. 2 не показано), затем проведено сканирование: от 0 до +24 кЭ (красная кривая), затем от +24 кЭ до -24 кЭ (синяя кривая) и, наконец, от -24 кЭ до +24 кЭ (зеленая кривая). В области полей, меньших $|H_{cr1}|$, поляризация квазилинейно зависит от магнитного поля, причем ее знак и наклон определяются направлением развертки поля. Конечное значение поляризации сохраняет и в промежуточном диапазоне магнитных полей между H_{cr1} и H_{cr2} , однако в этой области поляризация немо-

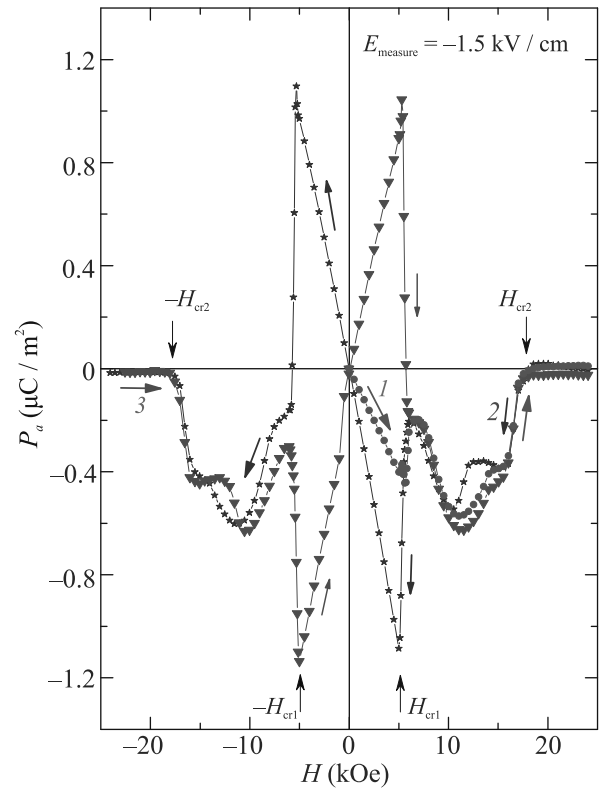


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость поляризации от магнитного поля $P_a(H_b)$ в $TbFeO_3$ при $T = 1.8$ К, измеренная после охлаждения в $E = -1.5$ кВ/см и $H = 12$ кЭ. Стрелки указывают направления сканирования по магнитному полю: 1 (красная) от 0 до 24 кЭ; 2 (голубая) от 24 кЭ до -24 кЭ; 3 (зеленая) от -24 до 24 кЭ

нотонно зависит от магнитного поля и проявляет гистерезис. Скачкообразные изменения поляризации со сменой знаков происходят в полях $\pm H_{cr1}$, в результате чего в интервале от $-H_{cr1}$ до $+H_{cr1}$ зависимость $P(H)$ приобретает форму “бабочки”. При $|H| > |H_{cr2}|$ поляризация полностью исчезает.

После завершения предыдущего цикла в $H = 24$ кЭ знак электрического поля был изменен на положительный и вновь измерены зависимости $P(H)$ (рис. 3). Как видно из рис. 3, после прохождения полем значения H_{cr2} теперь возникает положительная поляризация, полевая зависимость которой подобна предыдущему случаю $E < 0$, но только отличается знаком. Отметим также, что при неполных циклах сканирования по полю, например, от больших положительных полей до отрицательных не ниже $-H_{cr1}$, как показали измерения (см. участки кривых 1 и 2 на рис. 2), перескока с изменением знака поляризации происходить не будет.

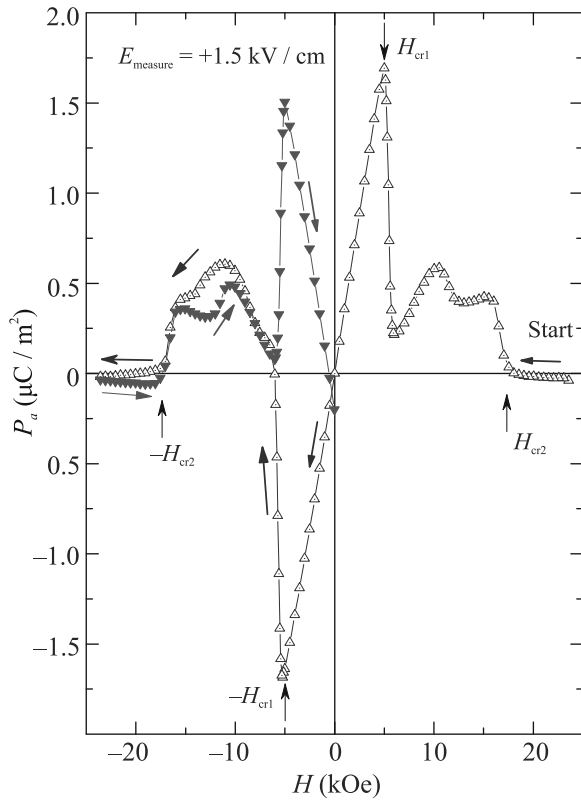


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость поляризации от магнитного поля после переключения электрического поля с -1.5 кВ/см на $+1.5$ кВ/см в $H = 24$ кЭ

Электрическая поляризация сохраняется при температурах до ~ 3.3 К – температуры антиферромагнитного упорядочения тербиевой подсистемы, однако ее величина уменьшается, а аномалии в области $|H_{cr1}| < |H| < |H_{cr2}|$ становятся более размытыми.

На рисунке 4 приведена зависимость диэлектрической проницаемости ε_a от магнитного поля $H \parallel b$ при $T = 1.9$ К. Проницаемость скачкообразно увеличивается при двух значениях магнитного поля, соответствующих величинам H_{cr1} и H_{cr2} . Кроме того, на зависимости $\varepsilon_a(H_b)$ проявляется аномалия (локальный максимум) в районе 10 кЭ, т.е. в той же области полей, где наблюдаются аномалии на зависимостях $P_a(H_b)$.

Обсуждение результатов. Из симметричного анализа (см. табл. 1 в [5]) следует, что электрическая поляризация вдоль оси a в поле $H \parallel b$ разрешена в низкополевой и промежуточной фазах и может быть представлена в виде:

$$P_x \approx \lambda_1 a_x H_y + \lambda'_1 a_x f_y + \lambda_2 a_y G_z + \lambda'_2 a_y f_x \dots, \quad (2)$$

где $a_x, f_{x,y}, G_z$ – проекции базисных векторов Tb и Fe подсистем, λ_i, λ'_i – магнитоэлектрические константы.

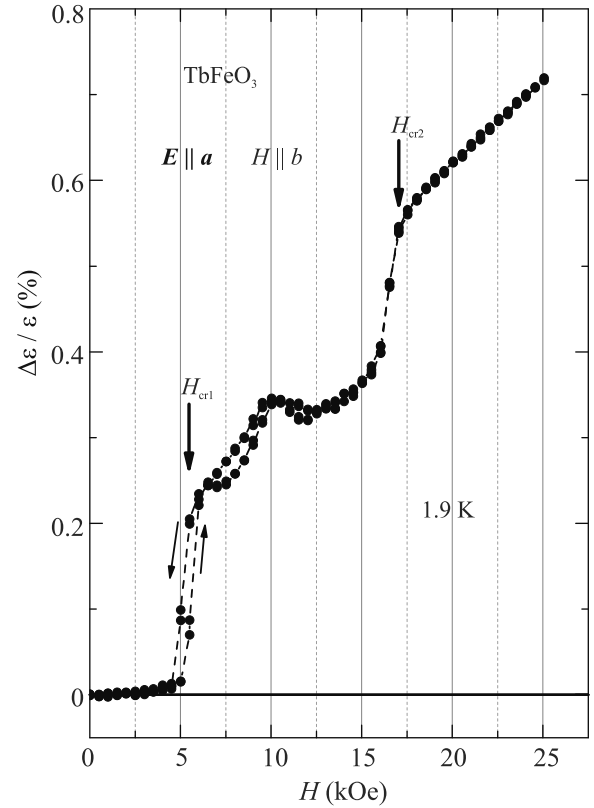


Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость диэлектрической проницаемости ε_a от магнитного поля $H \parallel b$ при $T = 1.9$ К

В силу изинговского характера ионов Tb^{3+} остальные компоненты параметров порядка связаны с используемыми a_x, a_y, f_x, f_y соотношениями $g_y = a_x \tan \alpha, g_x = a_y \cot \alpha, c_y = f_x \tan \alpha, c_x = f_y \cot \alpha$, поэтому в (2) опущены соответствующие эквивалентные слагаемые. Также мы пренебрегли малыми слагаемыми с $F_{x,y}$ в силу того, что $|F| \ll |G|$.

В ZFC состоянии (охлаждение в $H = 0, E = 0$) образец находится в многодоменном (четырёхкратно вырожденном) состоянии. Домены соответствуют положительному $a_x \approx 4m \cos \alpha > 0$ (домен А), либо отрицательному $a_x \approx -4m \cos \alpha < 0$ (домен В) параметру порядка a_x , где m – величина магнитного момента иона Tb^{3+} вдоль изинговских осей, которая при низких температурах (область насыщения) $m \approx \mu_{Tb}$. Каждому из доменов А и В сопутствуют по две возможные конфигурации спинов железа с положительным или отрицательным значением проекций G_x и F_z . В этой фазе в интервале магнитных полей $-H_{cr1} < H < H_{cr1}$ отличным от нуля является только первый член в выражении (2):

$$P_x \approx \pm 4\lambda_1 m \cos \alpha H_y, \quad (3)$$

в котором знак плюс соответствует доменам А ($a_x > 0$), а знак минус – доменам В ($a_x < 0$). Этот член определяет линейную зависимость поляризации от магнитного поля, поскольку магнитный момент Tb m вдоль изинговских осей в антиферромагнитном состоянии предполагается насыщенным. Однако в ZFC состоянии при одинаковом количестве обоих доменов поляризация отсутствует, и для ее возникновения требуется предварительная магнитоэлектрическая обработка образца.

При переходе из низкополевого в промежуточную фазу при H_{cr1} происходит перемагничивание одного из двух моментов Tb, сопровождаемое переориентацией антиферромагнитного момента Fe от a - к c -оси (рис. 1). В промежуточной фазе можно также выделить домены типа А ($a_x > 0$) с параметрами порядка $a_x \approx 2m \cos \alpha$, $f_y \approx 2m \sin \alpha$, $f_x \approx \pm 2m \cos \alpha$, $a_y \approx \pm 2m \sin \alpha$, $G_z = \pm 1$ и домены типа В ($a_x < 0$), в которых $a_x \approx -2m \cos \alpha$, $f_y \approx 2m \sin \alpha$, $f_x \approx \pm 2m \cos \alpha$, $a_y \approx \pm 2m \sin \alpha$, $G_z = \pm 1$ (используется нормированный вектор $\mathbf{G}$). Подставляя их значения в выражение (2), получаем, что домены А и В дают одинаковый по величине и противоположный по знаку вклад в поляризацию в промежуточной фазе:

$$P_x \approx \pm(2\lambda_1 m \cos \alpha H_y + \lambda'_1 m \sin 2\alpha + 2\lambda_2 m \sin \alpha |G_z| - \lambda'_2 m \sin 2\alpha), \quad (4)$$

где знаки “ $\pm$ ” соответствует доменам А и В. Обратим внимание на двукратное уменьшение наклона dP/dH в этой фазе. Следует отметить, что выражение (4) не зависит от того, какой из моментов Tb перемагнитился при переходе в промежуточную фазу. В полях, больших H_{cr2} , когда перемагничивается и другой, оставшийся в первоначальном состоянии, момент Tb, нецентросимметричные параметры порядка $\mathbf{a}$ и $\mathbf{g}$ обращаются в нуль, и поляризация исчезает.

Из приведенного анализа видно, что наличие вырожденных состояний и доменной структуры требует приложение электрического поля для наблюдения конечной поляризации. На рисунке 5 изображены идеализированные зависимости электрической поляризации от магнитного поля при приложенном положительном и отрицательном электрическом поле E . Поскольку поведение поляризации зависит от направления изменения магнитного поля и его знака, то на рис. 5 красным цветом показано сканирование поля от положительных значений $H > H_{cr2}$ до $H < -H_{cr2}$, а синим – сканирование от $H < -H_{cr2}$ до $H > H_{cr2}$. На вставках рис. 5 изображены конфигурации магнитных моментов Tb³⁺, соответствующих тем или иным участкам зависимостей $P_a(H_b)$ (для

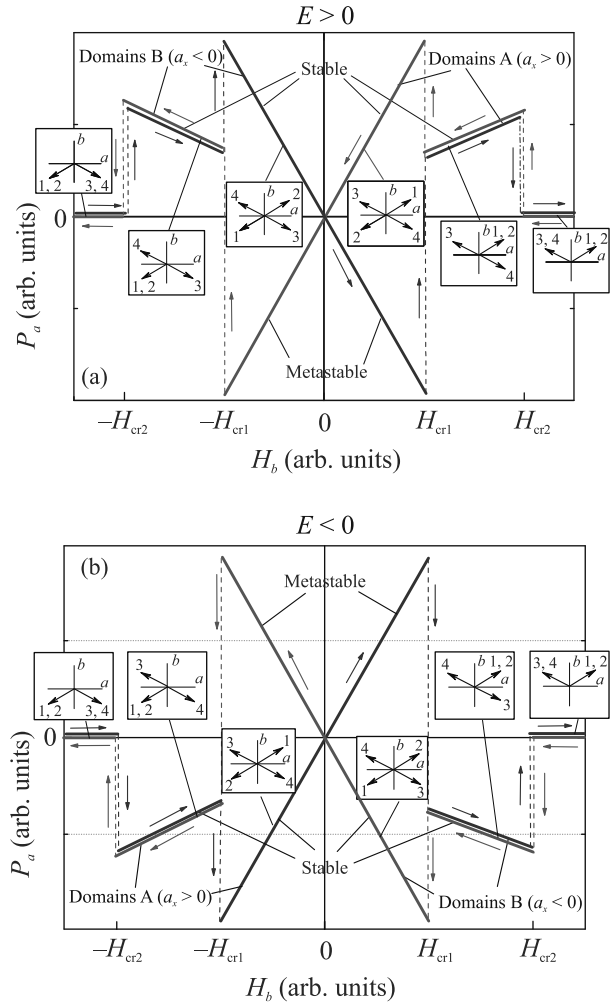


Рис. 5. (Цветной онлайн) Идеализированные зависимости электрической поляризации от магнитного поля при приложенном электрическом поле: (а) – $E > 0$, (б) – $E < 0$. Красным цветом показано сканирование магнитного поля от $H > H_{cr2}$ до $H < -H_{cr2}$; синим – сканирование от $H < -H_{cr2}$ до $H > H_{cr2}$

областей $|H_{cr1}| < |H| < |H_{cr2}|$ показаны по одной из двух возможных конфигураций).

Согласно эксперименту, охлаждение в электрическом поле, либо его приложение в высокополевым фазе частично снимают вырождение, стабилизируя состояния в промежуточной фазе с поляризацией $\mathbf{P}$, параллельной приложенному электрическому полю $\mathbf{E} \parallel \mathbf{a}$. Рассмотрим случай $E > 0$, когда стабилизируются домены А (рис. 5а). При переходе из промежуточной фазы в низкополевою знак поляризации сохраняется, а ее значение увеличивается, прежде всего, за счет двукратного увеличения параметра порядка a_x . При дальнейшем уменьшении модуля магнитного поля поляризация также уменьшает

ся по модулю, проходит через ноль в $H = 0$ и меняет знак. Теперь при росте магнитного поля другого знака магнитное состояние (домен А) становится метастабильным (знак поляризации противоположен знаку приложенного напряжения) и при достижении величины $-H_{cr1}$ происходит перестройка магнитной структуры в энергетически более выгодное состояние с одинаковыми знаками поляризации и электрического поля (домен В). При достижении $-H_{cr2}$ поляризация исчезает, а при обратном ходе по полю она вновь возникает в промежуточной фазе (причем того же знака) и далее при переходе в низкополевую фазу в $-H_{cr1}$ (домен В) поляризация снова скачком возрастает. В этом состоянии ее наклон $dP/dH < 0$ и при переходе точки $H = 0$ это состояние становится метастабильным ($P < 0$), которое при $+H_{cr1}$ скачком переходит в состояние с $P > 0$, соответствующее домену А с $a_x > 0$. Таким образом, формируется гистерезисное поведение поляризации в низкополевой фазе, имеющее форму “бабочки”. Аналогичное поведение поляризации имеет место и при отрицательном приложенном поле $E < 0$, где, однако, поляризация оказывается повернутой на 180° вокруг оси абсцисс по сравнению со случаем $E > 0$ (рис. 5b).

Представленные на рис. 5 зависимости носят качественный характер и описывают главные черты наблюдаемых зависимостей электрической поляризации, хотя и не отражают дополнительных аномалий $P(H)$, а также диэлектрической проницаемости в промежуточной фазе в районе $H = 10$ кЭ. Это связано с тем, что приведенный выше анализ соответствует насыщенным магнитным моментам Tb в разных подрешетках, которые не зависят от внешнего магнитного поля, за исключением точек переходов со скачкообразным изменением магнитной структуры. При конечных же температурах появляется конкурирующая зависимость антиферромагнитных и ферромагнитных параметров порядка a_x, a_y, f_x, f_y от поля, которая, за счет соответствующих вкладов в магнитоэлектрическое взаимодействие (2), может дать особенности в $P(H)$ в промежуточной фазе. С этим же обстоятельством связана и наблюдаемая аномалия при $H = 10$ кЭ в диэлектрической проницаемости, что требует отдельного количественного анализа.

Заключение. В результате проведенных экспериментальных исследований была обнаружена индуцированная магнитным полем $H \parallel b$ электрическая поляризация вдоль оси a в TbFeO₃ при температурах ниже температуры антиферромагнитного упорядочения тербиевой подсистемы. В области слабых магнитных полей $|H| < H_{cr1}$ зависимость $P_a(H_b)$ имеет форму “бабочки”, а знак поляризации зави-

сит от условий предварительной магнитоэлектрической обработки образца. В области существования промежуточных магнитных конфигураций $|H_{cr1}| < |H| < |H_{cr2}|$ знак поляризации определяется знаком приложенного электрического поля, а зависимость $P_a(H_b)$ имеет немонотонный характер. Наблюдаемые явления объясняются допускаемыми симметрией ортоферритов магнитоэлектрическими взаимодействиями, которые были рассмотрены феноменологически. Их микроскопическая природа может быть обусловлена взаимодействием мультипольных (в частности, квадрупольных) моментов редкоземельного иона с электрическим полем, как недавно было показано на примере редкоземельных лангаситов [21].

В качестве продолжения исследований TbFeO₃ представляет интерес изучение зависимости поляризации от величины приложенного электрического поля, “эффектов памяти”, т.е. поведения электрической поляризации в отсутствии электрического поля после предварительной подготовки определенного магнитоэлектрического состояния, а также поиск новых магнитоэлектрических эффектов в других геометриях эксперимента. В целом, такого рода исследования расширят понимание различных проявлений магнитоэлектрической связи в мультиферроиках.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 22-12-00375).

1. S. Dong, J.-M. Liu, S.-W. Cheong, and Z. Ren, *Adv. Phys.* **64**, 519 (2015).
2. *Multiferroic Materials: Properties, Techniques, and Applications*, ed. by Junling Wang, CRC Press Taylor & Francis Group, Boca Raton, London, N.Y. (2017), 387 p.
3. N. A. Spaldin, *Proc. R. Soc. A* **476**, 20190542 (2020).
4. А. М. Кадомцева, А. К. Звездин, Ю. Ф. Попов, А. П. Пятаков, Г. П. Воробьев, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 705 (2004).
5. А. К. Звездин, А. А. Мухин, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 581 (2008) [A. K. Zvezdin and A. A. Mukhin, *Sov. Phys. JETP Lett.* **88**, 505 (2008)].
6. T. Kimura and Y. Tokura, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 434204 (2008).
7. E. F. Bertaut, J. Mareschal, and G. F. De Vries, *J. Phys. Chem. Solids* **28**, 2143 (1967).
8. E. F. Bertaut, J. Chappert, J. Mareschal, J. P. Rebouilliat, and J. Sivardisre, *Solid State Commun.* **5**, 293 (1967).
9. J. E. Bouree and J. Hammann, *J. Phys. (Paris)* **36**, 391 (1975).
10. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. А. Мухин, *ЖЭТФ* **76**, 1100 (1979) [K. P. Belov, A. K. Zvezdin, and A. A. Mukhin, *JETP* **49**, 557 (1979)].

11. R. Bidaux, J.E. Fouree, and J. Hammann, J. Phys. (Paris) **36**, 803 (1975).
12. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Н.Б. Крынецкий, А.А. Мухин, ЖЭТФ **76**, 1421 (1979) [K. P. Belov, A. K. Zvezdin, A. M. Kadomtseva, N. B. Krynetskii, and A. A. Mukhin, JETP **49**, 723 (1979)].
13. Y. Cao, M. Xiang, W. Zhao, G. Wang, Z. Feng, B. Kang, A. Stroppa, J. Zhang, W. Ren, and S. Cao, J. Appl. Phys. **119**, 063904 (2016).
14. S. Artyukhin, M. Mostovoy, N.P. Jensen et al. (Collaboration), Nat. Mater. **11**, 694 (2012).
15. T. Yamaguchi and K. Tsushima, Phys. Rev. B **8**, 5187 (1973).
16. А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов, *Редкоземельные ионы в магнито-упорядоченных кристаллах*, Наука, М. (1985), 294 с.
17. Y. Tokunaga, S. Iguchi, T. Arima, and Y. Tokura, Phys. Rev. Lett. **101**, 097205 (2008).
18. Y. Tokunaga, N. Furukawa, H. Sakai, Y. Taguchi, T. Arima, and Y. Tokura, Nat. Mater. **8**, 558 (2009).
19. Y.-Q. Song, W.-P. Zhou, Y. Fang, Y.-T. Yang, L.-Y. Wang, D.-H. Wang, and Y.-W. Du, Chin. Phys. B **23**, 077505 (2014).
20. T.N. Stanislavchuk, Y. Wang, S.-W. Cheong, and A. A. Sirenko, Phys. Rev. B **95**, 054497 (2017).
21. L. Weymann, L. Bergen, T. Kain et al. (Collaboration), npj Quantum Mater. **5**, 61 (2020).