

06,13

Структура, диэлектрические и магнитодиэлектрические свойства керамики мультиферроика $0.5\text{BiFeO}_3-0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$

© А.В. Павленко^{1,2}, К.М. Жидель¹, Л.А. Шилкина¹

¹ Научно-исследовательский институт физики Южного федерального университета, Ростов-на-Дону, Россия

² Федеральный исследовательский центр Южный научный центр РАН, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: antvpr@mail.ru

Поступила в Редакцию 22 мая 2020 г.

В окончательной редакции 22 мая 2020 г.

Принята к публикации 28 мая 2020 г.

Проведены исследования структуры, диэлектрических характеристик и магнитоэлектрического эффекта керамики мультиферроика $0.5\text{BiFeO}_3-0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$. Установлено, что керамика является беспримесной, при комнатной температуре имеет близкую к кубической структуру с $a = 3.999(5) \text{ \AA}$, сохраняющуюся в температурном интервале $20-600^\circ\text{C}$. Показано, что твердый раствор $0.5\text{BiFeO}_3-0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ при $T < 200^\circ\text{C}$ сочетает одновременно сегнетоэлектрические и антиферромагнитные свойства. При комнатной температуре в постоянном магнитном поле 0.86 Т в материале магнитодиэлектрический коэффициент и магнитоэлектрический коэффициент диэлектрических потерь составляют -0.4 и -0.5% соответственно.

Ключевые слова: мультиферроик, диэлектрические характеристики, сегнетоэлектрик-релаксор, магнитоэлектрический эффект.

DOI: 10.21883/FTT.2020.10.49918.117

1. Введение

Мультиферроики, сочетающие в широком диапазоне температур одновременно сегнетоэлектрические (СЭ) и ферро(антиферро-)магнитные свойства, в настоящее время представляют огромный интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения. Это связано с потенциальными возможностями их использования в технике благодаря связи между сегнетоэлектрическим и магнитным доменами. Мультиферроидные материалы в виде наноразмерных пленок рассматриваются для применения в многоступенчатых устройствах хранения информации, таких как FeRAM, MRAM и т.д. [1]. Феррониобат свинца $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ (PFN) — хорошо известный представитель мультиферроиков со структурой типа перовскита с общей химической формулой $A(\text{B}'_{0.5}\text{B}''_{0.5})\text{O}_3$ (впервые синтезирован и изучен в 1958 г. группой под руководством Г.А. Смоленского). В PFN размытый фазовый переход из параэлектрической (ПЭ) в СЭ-фазу происходит при $T_C \sim 370 \text{ К}$ [2,3] (T_C — температура Кюри). Несмотря на то, что в PFN СЭ и антиферромагнитное (АФМ) упорядочения сосуществуют только ниже $T_N \sim 120-150 \text{ К}$ (T_N — температуры Нееля) [2,3], слабый магнитоэлектрический (МЭ) и магнитоэлектрический (МДЭ) эффекты в нем проявляются при превышающей комнатную температуре [4,5]. Феррит висмута BiFeO_3 (BFO) так же является мультиферроиком — величина СЭ-поляризации достигает $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, $T_C \sim 1103 \text{ К}$, $T_N \sim 643 \text{ К}$ (антиферромагнетизм (АФМ) G-типа с несоразмерным циклоидальным магнитным упорядочением в направлении [110]) [2,6].

Однако высокие значения токов утечки, обусловленные наличием кислородных вакансий, а также примесных фаз в BFO, накладывают ограничения на использование BFO для изготовления многофункциональных устройств. Решение этих проблем возможно, например, за счет создания многокомпонентных материалов на основе феррита висмута с улучшенными магнитными, электрическими и МЭ-свойствами. В частности, в [7] в твердом растворе (ТР) системы $(1-x)\text{BiFeO}_3-x\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ с $x = 0.2$ авторы наблюдали стабилизацию магнитных и электрических свойств, а в ТР с $x = 0.3$ и $x = 0.4$ — усиление магнитоэлектрического эффекта (величина магнитоэлектрического коэффициента (α_{ME}) достигала $2.5 \text{ мВ}/(\text{см} \cdot \text{Ое})$ [8]. Впервые диаграмма фазовых переходов (ФД) данной системы ТР была построена в 1965 г. [9] и при комнатной температуре уточнена нами в работе [10]. Были установлены концентрационные диапазоны существования однофазных и морфотропных областей, областей сосуществования различных фазовых состояний. В настоящей работе мы представили результаты исследований структуры, диэлектрических характеристик и МДЭ-эффекта в широком интервале температур и частот в керамике состава $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$, расположенного в малоизученной области ФД–ТР с псевдокубической структурой.

2. Объекты. Методы получения и исследования образцов

Объектом исследования стал ТР стехиометрического состава $0.5\text{BiFeO}_3-0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$. Регламен-

ты синтеза материала представлены в [10], соответствие элементного состава ТР заданной стехиометрии установлено методом рентгенофлуоресцентного анализа [11]. Высокотемпературные рентгеновские исследования выполнялись методом порошковой рентгеновской дифракции на дифрактометре АДП (фокусировка по Брэггу–Брентано) с использованием $\text{Co } K_\alpha$ излучения. Точность стабилизации температуры составляла ± 1 К, скорость подъема температуры произвольная, изотермическая выдержка 10 min.

Петли диэлектрического гистерезиса в диапазоне температур 20–150°C на частоте 50 Hz получали с помощью осциллографической установки Сойера–Тауэра. Это позволяло оценить остаточную поляризацию P_R и коэрцитивное поле E_C исследуемых образцов.

Измерения относительной комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon^*/\varepsilon_0 = \varepsilon'/\varepsilon_0 - i\varepsilon''/\varepsilon_0$ (ε' и ε'' — действительная и мнимая части ε^* соответственно, ε_0 — диэлектрическая постоянная) производили в диапазоне частот $f = 20 - 2 \cdot 10^6$ Hz в интервале температур 20–600°C на автоматическом измерительном стенде на базе LCR-метра Agilent E4980A и терморегулятора Варта ТП703 соответственно. Исследование характера изменения $\varepsilon'/\varepsilon_0(f)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(f)$ на частотах $f = 20 - 2 \cdot 10^6$ Hz при комнатной температуре в магнитном поле $B = 0 - 0.86$ Т проводилось с помощью LCR-метра Agilent E4980A при $E = 1$ V/mm. По экспериментальным данным были рассчитаны магнитодиэлектрический (MD) коэффициент и магнитодиэлектрический (ML) коэффициент диэлектрических потерь

$$MD(B) = \frac{\varepsilon'(B) - \varepsilon'(0)}{\varepsilon'(0)} \cdot 100\%,$$

$$ML(B) = \frac{\varepsilon''(B) - \varepsilon''(0)}{\varepsilon''(0)} \cdot 100\%, \quad (1)$$

где $\varepsilon(B)$, $\varepsilon(0)$ — диэлектрические проницаемости, измеренные в переменном электрическом поле частоты f с напряженностью E в присутствии и в отсутствие постоянного магнитного поля с индукцией B .

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Рентгенографически установлено образование беспримесных керамик 0.5BFO–0.5PFN. При комнатной температуре ТР имеют структуру близкую к кубической, с параметром ячейки ($a = 3.999(5)$ Å), расщепление дифракционных пиков отсутствует, но все они немного уширены. Это может говорить о локальных очень малых отклонениях от кубической симметрии, но из-за кооперативного эффекта рентгеновского излучения они не идентифицируются. Кубическая симметрия ТР в температурном интервале 20–600°C сохраняется, при этом на зависимости $V(T)$ (рис. 1) выделяются аномалии (изменение наклона, точки перегиба, области постоянства), большая часть которых расположена в интервале

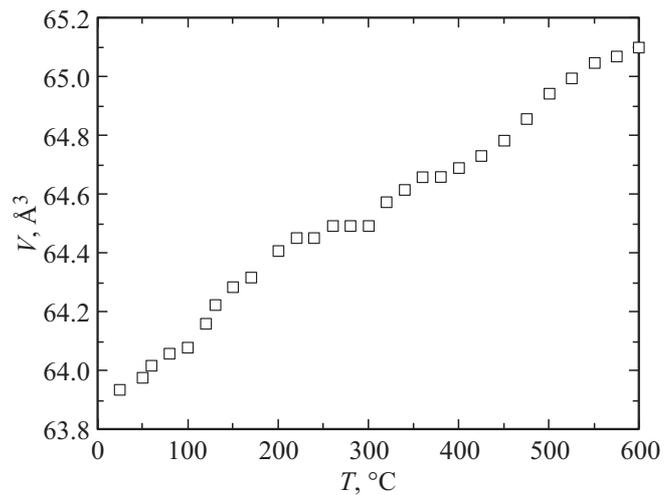


Рис. 1. Зависимость объема кубической ячейки твердого раствора $0.5\text{BiFeO}_3 - 0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ от температуры.

100–400°C. Следует отметить, что уже в крайних компонентах квазибинарной системы (BFO и PFN) изменения реальной (дефектной) структуры приводит к появлению инвариантного эффекта [12,13] и высоким значениям диэлектрических проницаемостей вследствие проявления максвелл–вагнеровской поляризации [14].

На рис. 2 показаны зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T, f)$ керамики. Особенностью кривой $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ является наличие двух релаксирующих максимумов при T_{m1} и T_{m2} , температурное взаиморасположение которых сильно зависит от f . Первый максимум $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ и предшествующий ему максимум $\varepsilon''/\varepsilon_0(T, f)$ являются типичными для релаксоров, а именно, высота релаксирующих максимумов $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ с увеличением частоты и температуры уменьшается, а максимумов $\varepsilon''/\varepsilon_0(T, f)$ растет. Максимум $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ при T_{m2} является более размытым, чем T_{m1} , а соответствующий ему максимум $\varepsilon''/\varepsilon_0(T, f)$ не виден (на высоких частотах видны „горбы“) из-за увеличения в этом диапазоне температур сквозной электропроводности керамики, увеличивающей вклад в диэлектрический отклик. В пользу этого свидетельствует и тот факт, что при $T > T_{m2}$ после резкого спада $\varepsilon'/\varepsilon_0$ стремительно растет, начиная с температур тем больших, чем выше f , и это сопровождается усиливающейся по мере увеличения T дисперсией $\varepsilon'/\varepsilon_0$. На диаграммах Коула–Коула (рис. 2, $c-f$) мы наблюдали сначала одну дугу полуокружности ($T = 25^\circ\text{C}$), при 70°C до 200°C (рис. 2, $c-e$) — две разделенные по частоте дуги полуокружностей (граничная f возрастает при увеличении T), а при $T > 200^\circ\text{C}$ (рис. 2, f) — опять одну. Это свидетельствует о наличии двух релаксационных процессов, дающих вклад в диэлектрический отклик керамики 0.5BFO–0.5PFN. Первый превалирует при $T < 150^\circ\text{C}$, а второй — $300 < T < 600^\circ\text{C}$.

Зависимость $P(U)$ керамики 0.5BFO–0.5PFN (рис. 3) при $T = 20^\circ\text{C}$ имеет форму вытянутой петли с малым гистерезисом: $P_R = 0.1$ C/m², $P_P = 0.1$ C/m²,

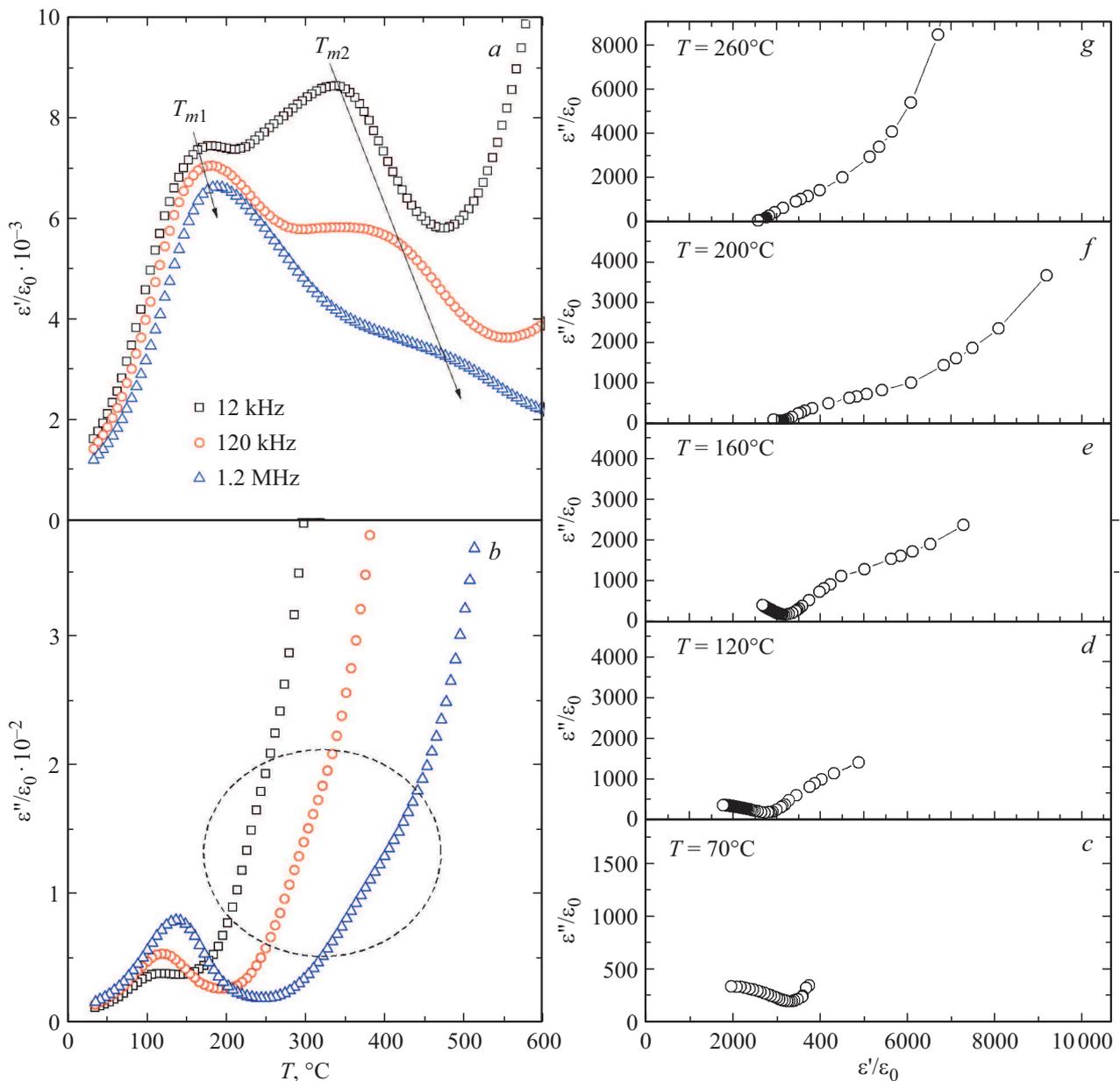


Рис. 2. Зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ (a) и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ (b) керамики $0.5\text{BiFeO}_3-0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ в интервале температур $20-700^\circ\text{C}$ на частотах 12, 120 и 1.2 МГц. c–f — диаграммы Коула–Коула для температур 70, 120, 160, 200 и 260°C в интервале частот $10-10^6$ Hz.

$E_C = 5 \cdot 10^5$ V/m. С ростом температуры петли сужаются, а P_R и E_C монотонно снижаются до значений 0.02 C/m^2 и $9 \cdot 10^4$ V/m при $T = 110-120^\circ\text{C}$ соответственно. При температурах выше 120°C из-за увеличения проводимости образцов нам не удалось провести корректные измерения P_R и E_C керамики $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$, так как при увеличении амплитуды внешнего поля происходило, сначала, скругление петель, а затем электрический пробой образца.

Полученные экспериментальные результаты, с учетом результатов дилатометрических [15] и диэлектрических (на частоте 58 МГц) [9] измерений керамики $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$, позволяют связать анома-

лии $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T, f)$ при $T = 100-250^\circ\text{C}$ с ФП сегнетоэлектрик–релаксор (СЭР) \rightarrow параэлектрик (ПЭ). В пользу этого свидетельствует анализ зависимости $T_{m1}(f)$ — при аппроксимации наилучшие результаты достигнуты в случае использования соотношения Фогеля–Фулчера (рис. 4)

$$f = f_0 \exp(E_{\text{act}}/(k(T_m - T_f))), \quad (2)$$

где f_0 — частота попыток преодоления потенциального барьера E_{act} , k — постоянная Больцмана, T_f — температура Фогеля–Фулчера, интерпретируемая как температура „статического замораживания“ электрических диполей или перехода в состояние дипольного стекла).

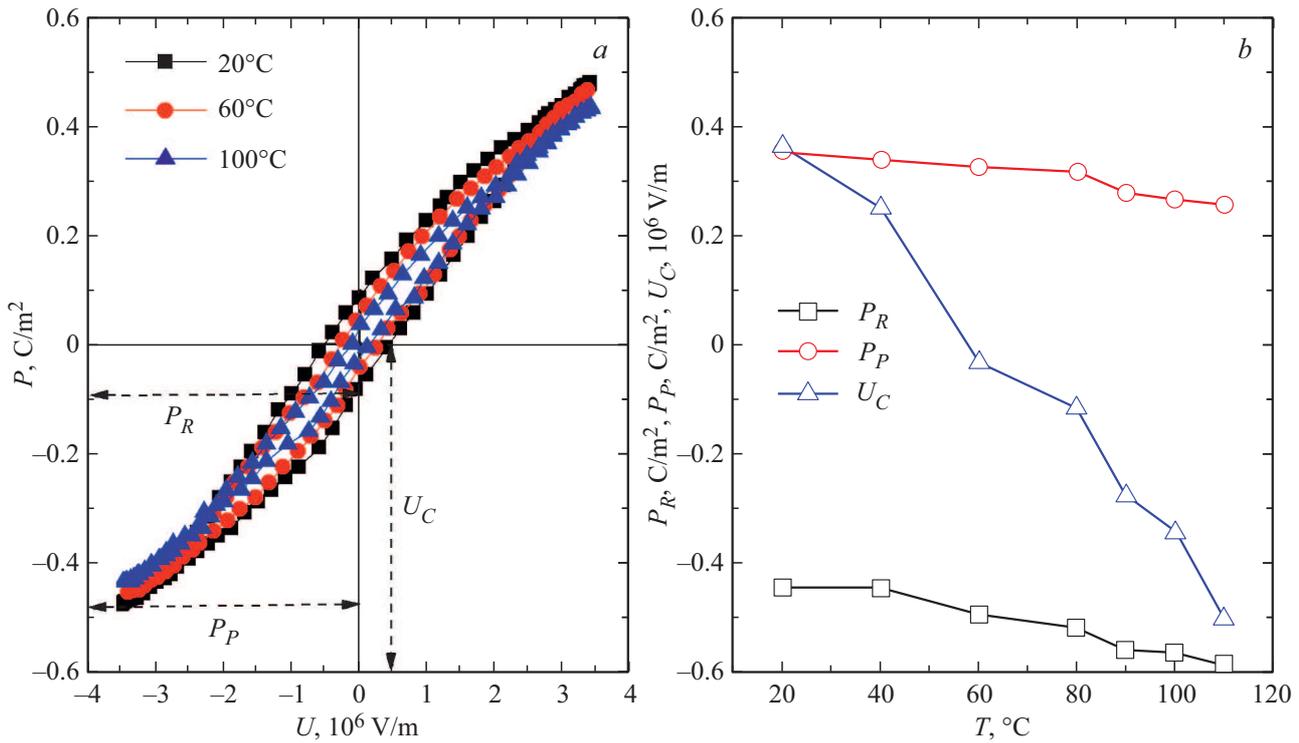


Рис. 3. *a* — петли диэлектрического гистерезиса керамики ТР состава $0.5\text{BiFeO}_3-0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ при температурах 20, 60 и 100°C на частоте 50 Hz; *b* — зависимости P_R, P_P и E_C от температуры.

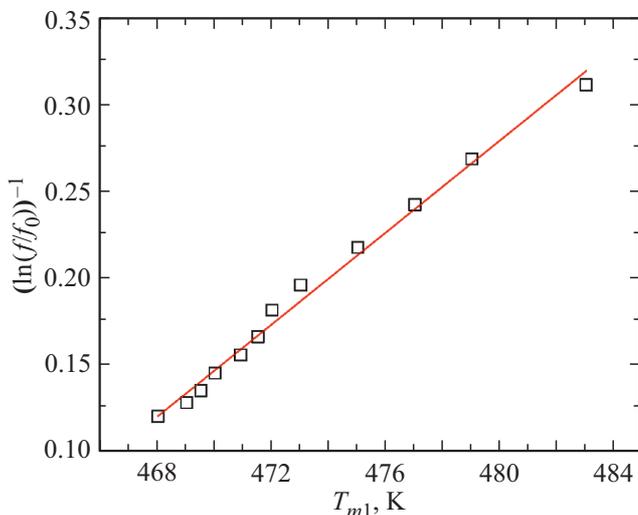


Рис. 4. Зависимость $(\ln(f/f_0))^{-1}(T)$ для керамики $0.5\text{BiFeO}_3-0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$, прямая линия — результат расчета по соотношению Фогеля–Фулчера.

Расчитанные значения $E_{\text{act}} = 0.006$ eV, $f_0 = 5 \cdot 10^7$ Hz и $T_f = 187^\circ\text{C}$ характерны для СЭР. Величина температуры Бернса, оцененная по зависимости $(\epsilon'/\epsilon_0)^{-1}(T, f = 1.2\text{MHz})$, составила $T_d \sim 280^\circ\text{C}$.

В настоящее время существуют различные направления в описании природы СЭР. Одни авторы представляют их как объекты с локальными температурами

фазового перехода в областях, отличающихся химическим составом, вторые развивают подходы, связанные с действием случайных полей, третьи — двухмодовую модель для мягкой оптической моды. При этом проблема релаксорного поведения в сегнетоэлектриках со структурами перовскита, тетрагональной вольфрамовой бронзы и других групп материалов, изготовленных в различных твердотельных состояниях (керамика, монокристаллы, тонкие пленки) не нашла окончательного решения [16–18]. С нашей точки зрения, в ТР $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ релаксорные свойства обусловлены как разупорядочением их структуры, так и спецификой дефектной подсистемы. При рентгенодифракционных исследованиях керамики анализируемого состава признаков упорядочения структуры в В-позициях не выявлено. Известно, что в PFN как в керамике, так и в монокристаллах упорядочение катионов в В-позиции по типу 1:1 не происходит [19], а фиксируется наличие областей богатых Fe или Nb [13,20].

Аномальное поведение ϵ'/ϵ_0 и ϵ''/ϵ_0 в керамике $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ при $T = 250-600^\circ\text{C}$ в ПЭ фазе обусловлено, как и в керамике PFN [13], проявлением эффектов максвелл–вагнеровской (межслоевой) поляризации и соответствующей ей диэлектрической релаксации. Предварительные расчеты показали, что хорошее согласование экспериментальных и теоретических зависимостей $\epsilon'/\epsilon_0(f)$ и $\epsilon''/\epsilon_0(f)$ в этом температурном диапазоне удастся достичь при использовании модели линейного диэлектрика с функцией распределения времен релаксации Коула–Коула (т.е. релаксация недебаев-

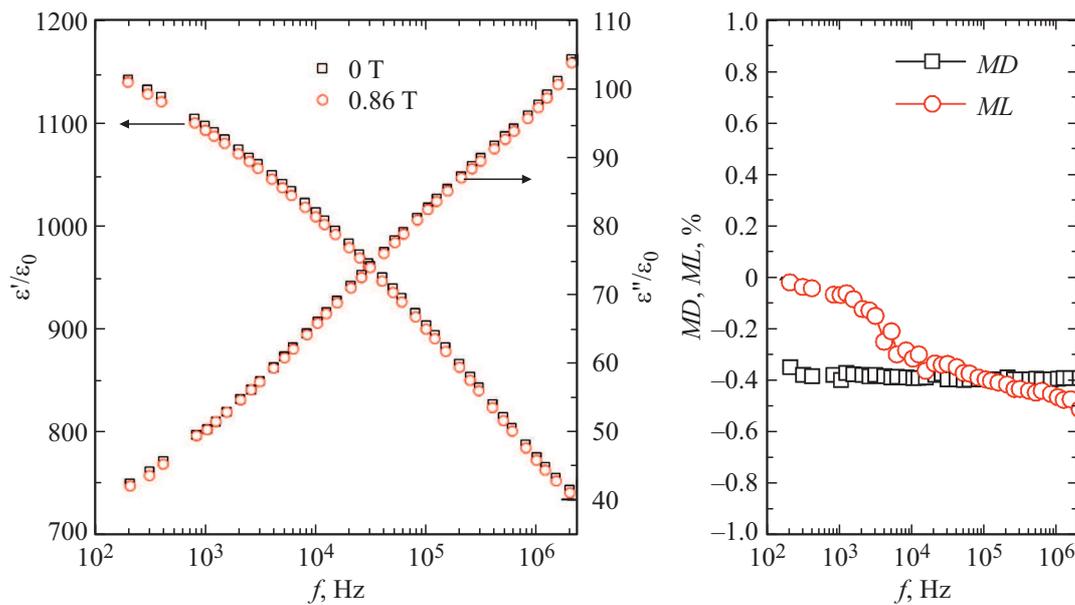


Рис. 5. Зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(f)$, $\varepsilon''/\varepsilon_0(f)$, $MD(f)$ и $ML(f)$ керамики $0.5\text{BiFeO}_3-0.5\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ при $T = 300\text{ K}$ в диапазонах $f = 10^3-2 \cdot 10^6\text{ Hz}$ и $B = 0-0.846\text{ T}$.

ского типа), при этом зависимость $T_{m2}(f)$ описывается соотношением Аррениуса $f = f_0 \exp(E_{\text{act}}/(kT))$.

Таким образом, вышеприведенные результаты свидетельствуют о том, что исследуемый объект при $T < 200^\circ\text{C}$ является одновременно сегнетоэлектриком и антиферромагнетиком (магнитный ФП в ТР $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ из парамагнитной в антиферромагнитную фазу происходит при $T_N \sim 200^\circ\text{C}$ [9]).

На рис. 5 приведены результаты исследования МДЭ в керамике $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ при $T = 25^\circ\text{C}$ в диапазонах $f = 10^2-10^6\text{ Hz}$ при $B = 0\text{ T}$ и 0.86 T . В отсутствие магнитного поля с увеличением f величина $\varepsilon'/\varepsilon_0$ монотонно убывает от 1150 до 750, а $\varepsilon''/\varepsilon_0$ — увеличивается с 40 до 104. Приложение к образцу постоянного магнитного поля приводит к снижению $\varepsilon'/\varepsilon_0$ на всех частотах измерительного электрического поля и, как следствие, к отрицательным значениям $MD \sim -0.4\%$. Более сложное поведение наблюдается для $\varepsilon''/\varepsilon_0$: при $f = 10^3\text{ Hz}$ величина $ML \sim 0\%$, а по мере увеличения f величина ML по модулю возрастает и достигает -0.5% . Изменение полярности магнитного поля не приводило к изменению наблюдаемой экспериментальной картины. В керамике PFN в аналогичных экспериментальных условиях магнитоэлектрический эффект нами не выявлен, в монокристаллах PFN близкие по модулю величины MD наблюдались только в больших магнитных полях $\sim 14\text{ T}$ (при $B = 0.86\text{ T}$ $MD \sim -0.025\%$) [21]. В керамике BFO по данным [22] магнитоэлектрический эффект составляет $\sim 0.2\%$. Это свидетельствует об усилении МДЭ в ТР $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ по сравнению с крайними компонентами квазибинарной системы. Полученные экспериментальные данные не позволяют судить о зависимости $MD(H)$ и $ML(H)$ и однозначно интерпретировать природу выявленного МДЭ. Вероятнее всего данная связь

является квадратичной и обусловлена реализацией в мультиферроиках в магнитоупорядоченной фазе взаимодействия P^2M^2 [22], допускаемого симметрией.

4. Заключение

Рентгендифракционные исследования показали, что ТР $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ в температурном интервале $20-600^\circ\text{C}$ характеризуется кубической симметрией, при этом на зависимостях $V(T)$ обнаружены аномалии, которые, как правило, появляются при изменении реальной (дефектной) структуры объектов исследования.

При анализе диэлектрических характеристик керамики $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ установлено наличие двух релаксационных процессов, дающих вклад в диэлектрический отклик керамики. Аномалии на зависимостях $\varepsilon'/\varepsilon_0(T, f)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T, f)$ при $T = 100-250^\circ\text{C}$ обусловлены фазовым переходом сегнетоэлектрик-релаксор \rightarrow параэлектрик ($T_d \sim 280^\circ\text{C}$, $T_f = 187^\circ\text{C}$), при $T = 250-600^\circ\text{C}$ — проявлением максвелл-вагнеровской поляризации и соответствующей ей диэлектрической релаксации. При $T < 200^\circ\text{C}$ твердый раствор сочетает в себе СЭ- и АФМ-свойства.

Исследование МДЭ в керамике $0.5\text{BFO}-0.5\text{PFN}$ показало, что при комнатной температуре в магнитном поле $B = 0-0.846\text{ T}$ коэффициент MD практически не зависит от f и составляет $\sim -0.4\%$, а $ML \sim 0\%$ при $f = 200\text{ Hz}$. По мере увеличения f ML возрастает по модулю и достигает при $f = 2 \cdot 10^6\text{ Hz}$ значения -0.5% .

Представленные результаты целесообразно использовать при разработке функциональных мультиферроидных материалов на основе твердых растворов системы $(1-x)\text{BiFeO}_3-x\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$.

Финансирование работы

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (государственное задание в сфере научной деятельности проект № БА30110/20-3-07ИФ, Южный федеральный университет, 2020 г.).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. УФН **182**, 593 (2012).
- [2] Ю.Н. Веневцев, В.В. Гагулин, В.Н. Любимов. Сегнетомагнетики. Наука, М. (1982). 224 с.
- [3] A.V. Pavlenko, A.T. Kozakov, S.P. Kubrin, A.A. Pavelko, K.A. Guglev, L.A. Shilkina, I.A. Verbenko, D.A. Sarichev, L.A. Reznichenko. *Ceram. Int.* **38**, 6157 (2012).
- [4] А.В. Турик, А.В. Павленко, К.П. Андриюшин, С.И. Шевцова, Л.А. Резниченко, А.И. Чернобабов. ФТТ **54**, 891 (2012).
- [5] O. Raymond, R. Font, J. Portelles, J.M. Siqueiros. *J. Appl. Phys.* **10**, 094106 (2011).
- [6] A.M. Kadomtseva, Yu.F. Popov, A.P. Pyatakov, G.P. Vorob'ev, A.K. Zvezdin, D. Viehland. *Phase Trans.* **79**, 1019 (2006).
- [7] J.P. Patel, A. Singh, D. Pandey. *J. Appl. Phys.* **107**, 104115 (2010).
- [8] D. Bocherek, P. Niemicc, P. Guzdek, M. Wzorek. *Mater. Chem. Phys.* **195**, 199 (2017).
- [9] Н.Н. Крайник, Н.П. Хучуа, А.А. Бережной, А.Г. Тутов. ФТТ **7**, 132 (1965).
- [10] Л.А. Шилкина, А.В. Павленко, Л.А. Резниченко, И.А. Вербенко. *Кристаллография* **61**, 262 (2016).
- [11] А.С. Голофастова, Н.М. Новиковский, В.М. Разномазов, А.В. Павленко, И.А. Вербенко, Д.А. Сарычев, Л.А. Резниченко, А.В. Махиборода. УПФ **4**, 24 (2016).
- [12] А.И. Миллер, Л.А. Шилкина, И.А. Вербенко, А.А. Павелко, Л.А. Резниченко. Тр. симпозиума LFFC-2012, 399 (2012).
- [13] А.В. Павленко, Л.А. Шилкина, Л.А. Резниченко. *Кристаллография* **57**, 125 (2012).
- [14] А.В. Павленко, А.В. Турик, Л.А. Резниченко, Л.А. Шилкина, Г.М. Константинов. ФТТ **53**, 1773 (2011).
- [15] В.В. Жданова. ФТТ **7**, 143 (1965).
- [16] A.A. Vokov, Z.-G. Ye. *J. Mater. Sci.* **41**, 31 (2006).
- [17] Р.Ф. Мамин, Т.С. Шапошников. Письма в ЖЭТФ **101**, 29 (2015).
- [18] С.Б. Вахрушев, Р.Г. Бурковский, S. Shapiro, A. Ivanov. ФТТ **52**, 838 (2010).
- [19] V.P. Sakhnenko, N.V. Ter-Oganessian. *Acta Cryst.* **B74**, 264 (2018).
- [20] Y. Yang, S.T. Zhang, H.B. Huang, Y.F. Chen, G. Liu, J.-M. Liu. *Mater. Lett.* **59**, 1767 (2005).
- [21] J.T. Wang, C. Zhang, Z.X. Shen, Y. Feng. *Ceram. Int.* **30**, 1627 (2004).
- [22] B. Ramachandran, A. Dixit, R. Naik, MSR. Rao. *J. Am. Ceram. Soc.* **101**, 782 (2018).

Редактор Т.Н. Василевская