

06

Диэлектрическая релаксация и магнитные характеристики керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$

© А.В. Павленко^{1,2}, А.В. Турик¹, Л.А. Резниченко¹, Ю.С. Кошкидько^{3,4}

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

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

³ Горно-металлургический институт — Технический университет Остравы, Острава-Поруба, Чехия

⁴ Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

E-mail: apavlenko@sfedu.ru

(Поступила в Редакцию 28 ноября 2013 г.)

В интервале температур $T = 10\text{--}200$ К и частот $f = 10^2\text{--}10^6$ Hz выполнены измерения комплексной диэлектрической проницаемости ϵ^* керамики манганита висмута-лантана, $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$. При низких температурах ($T < 90$ К) обнаружены четко выраженные области недебаевской диэлектрической релаксации, для описания которой предложены и обсуждены возможные механизмы. В интервале температур $T = 10\text{--}120$ К измерены температурные зависимости намагниченности, аномальное поведение которых может быть связано с происходящим при $T \sim 40\text{--}80$ К фазовым переходом из парамагнитной в ферромагнитную фазу.

Работа выполнена при финансовой поддержке внутреннего гранта ЮФУ (проект № 213.01-24/2013-20), АВЦП (НИР № 2.5940.2011), Европейского социального фонда и государственного бюджета Чехии (проекты № CZ.1.07/2.3.00/30.0016, CZ.1.05/2.1.00/01.0040).

1. Введение

Материалы, обладающие одновременно магнитным и электрическим упорядочениями, являются объектами многих научно-исследовательских работ, что напрямую связано с широким спектром их возможного прикладного использования [1]. Манганит висмута (BiMnO_3) — один из представителей этого класса материалов с температурой сегнетоэлектрического (СЭ) фазового перехода (ФП) $750\text{--}770$ К, а ферромагнитного (ФМ) ФП — 105 К [2,3], демонстрирующий магнитодиэлектрический эффект (МДЭ) [3], но весьма слабый [3], из-за большого различия в значениях указанных температур. Одним из способов их сближения является частичное замещение висмута лантаном [2], которое, кроме того, приводит к появлению в этих материалах эффекта колоссального магнетосопротивления (КМС) [4]. Отметим, что большая часть публикаций по системе $(\text{Bi},\text{La})\text{MnO}_3$ посвящена изучению структурных и магнитных ФП [5,6], в меньшей степени — диэлектрических свойств твердых растворов (ТР) [7,8], и лишь в единичных работах [2] освещаются СЭ и МДЭ характеристики.

Нами в работах [9–12] проведены исследования свойств полупрозрачных по обычной керамической технологии образцов ТР системы $\text{Bi}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$ в диапазоне концентраций $x = 0.30\text{--}0.70$ с шагом $\Delta x = 0.10$. На основе комплексного анализа фазового состава, результатов рентгеноструктурных и микроструктурных исследований показано, что полученные керамические образцы однофазны, практически беспримесны и доста-

точно плотны. Выход за пределы указанного композиционного интервала приводит к появлению значительного количества примесей, снижению плотности и ухудшению микроструктуры образцов, что, прежде всего, связано с технологическими трудностями приготовления BiMnO_3 . ТР с $x = 0.30\text{--}0.60$ при комнатной температуре свойственна структура, близкая к кубической, а ТР с $x = 0.70$ — тетрагональная, при этом оптимальными керамическими характеристиками обладают составы с $x = 0.40\text{--}0.60$ [9]. В [10,11] методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и электроннозондового рентгеноспектрального микроанализа показано, что реальный элементный состав ТР отклоняется от задаваемого стехиометрией за счет присутствия в объектах, наряду с Mn^{3+} , ионов Mn^{4+} . В [12] в керамике $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ при $T = 80$ К в диапазоне частот $f = (20\text{--}2 \cdot 10^6)$ Hz обнаружен МДЭ, обусловленный, скорее всего, сосуществованием эффектов максвелл-вагнеровской поляризации и магнетосопротивления.

Настоящая работа является продолжением и развитием предыдущих исследований и посвящена установлению закономерностей формирования диэлектрических и магнитных характеристик керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$.

2. Объекты, методы приготовления и исследования образцов

Объектами исследования явились керамики состава $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$. Синтез ТР осуществляли методом твер-

дофазных реакций из оксидов V_2O_3 , Mn_2O_3 , La_2O_3 высокой степени чистоты обжигом в две стадии, с промежуточным помолом, при температурах $T_1 = 1173 \text{ K}$ и $T_2 = 1273 \text{ K}$ и временах выдержки $\tau_1 = 10 \text{ h}$, и $\tau_2 = 2 \text{ h}$. Спекание керамики проводили при $T_{\text{сп}} = 1293 \text{ K}$ в течение 2 h.

Измерения комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$ (ε' и ε'' — действительная и мнимая части ε^* соответственно) в температурном ((10–200) K) и частотном ((10^2 – 10^6) Hz) интервалах проводили с помощью прецизионного анализатора импеданса Wayne Kerr 6500 В. Для измерения удельного сопротивления ρ использовался High Resistance Meter Agilent E4339 В. Петли диэлектрического гистерезиса (зависимость поляризованности P от напряженности электрического поля E) при $T \sim 80 \text{ K}$ на частоте 50 Hz получали с помощью осциллографической установки Сойера–Тауэра.

Измерения намагниченности M в интервале температур (4.2–120) K проводили методом вибрационного магнитометра в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша). В качестве источника магнитного поля использовался сверхпроводящий соленоид Oxford Instruments, создающий поля с магнитной индукцией B до 15 T [13].

3. Экспериментальные результаты

В [10] показано, что исследуемые в работе керамические образцы однофазны, практически беспримесны и при комнатной температуре имеют структуру, близкую к кубической.

Зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ (ε_0 — электрическая постоянная) $\text{V}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ в рассматриваемом температурно-частотном диапазоне представлены на рис. 1. Видно, что в исследуемом ТР в области $T = (10\text{--}120) \text{ K}$ на зависимостях $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ наблюдается формирование ступенек, практически исчезающих при низких частотах, на кривых же $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ в интервале $T = 10\text{--}20 \text{ K}$ формируется плато, а при $T = 20\text{--}120 \text{ K}$ — четко выраженные максимумы, сдвигающиеся в область высоких температур по мере увеличения частоты f . Дальнейшее повышение температуры ($T = 120\text{--}200 \text{ K}$) сопровождалось резким ростом $\varepsilon'/\varepsilon_0$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0$ и усилением дисперсии, связанной, как будет показано ниже, с возрастанием электропроводности керамики, при этом никаких релаксационных процессов, описанных в этой области температур в [8], нами не обнаружено. Наблюдаемое отличие может быть связано с различной термодинамической предьсторией (условиями получения) наших образцов и образцов авторов [8], использующих, в отличие от нас, одностадийный синтез и спекание при более низких температурах.

На рис. 2 представлены зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(f)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(f)$ в температурном диапазоне (20–120) K. Оба спектра демонстрируют четко выраженную диэлектрическую релаксацию, сопровождающуюся формировани-

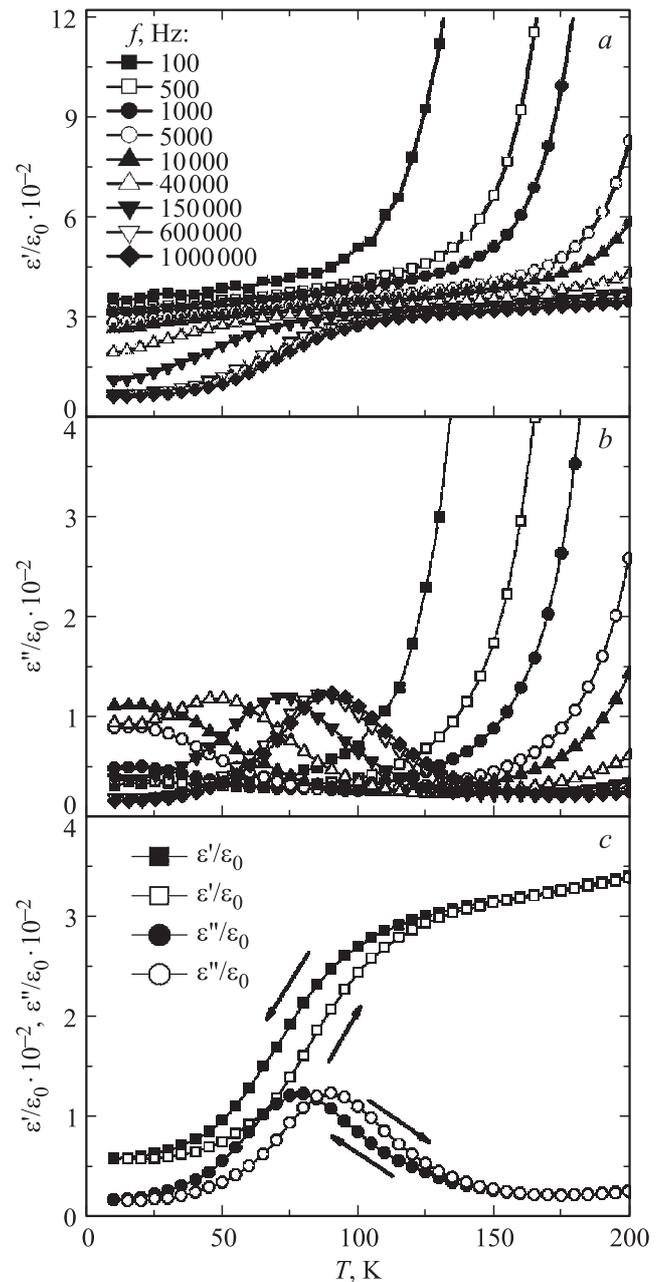


Рис. 1. Зависимости $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ (a) и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ (b) керамики $\text{V}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ при $T = (10\text{--}200) \text{ K}$ на частотах $f = (10^2\text{--}10^6) \text{ Hz}$, полученные в режиме нагрева. c — кривые $\varepsilon'/\varepsilon_0(T)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(T)$ на частоте 10^6 Hz , в режимах нагрева и охлаждения (направление изменения T указано стрелками).

ем плато $\varepsilon'/\varepsilon_0(f)$ при низких и высоких частотах и максимумов $\varepsilon''/\varepsilon_0(f)$, сдвигающихся в область более высоких частот при повышении температуры. При этом форма зависимости $\varepsilon''/\varepsilon_0(\varepsilon'/\varepsilon_0)$ (асимметричная дуга) говорит о том, что наблюдаемая релаксация — недебаевского типа. При аппроксимации экспериментальных кривых $\varepsilon'/\varepsilon_0(f)$, $\varepsilon''/\varepsilon_0(f)$ и $\varepsilon''/\varepsilon_0(\varepsilon'/\varepsilon_0)$ наилучшие результаты были достигнуты в двух случаях: для модели диэлектрика с функцией распределения времен

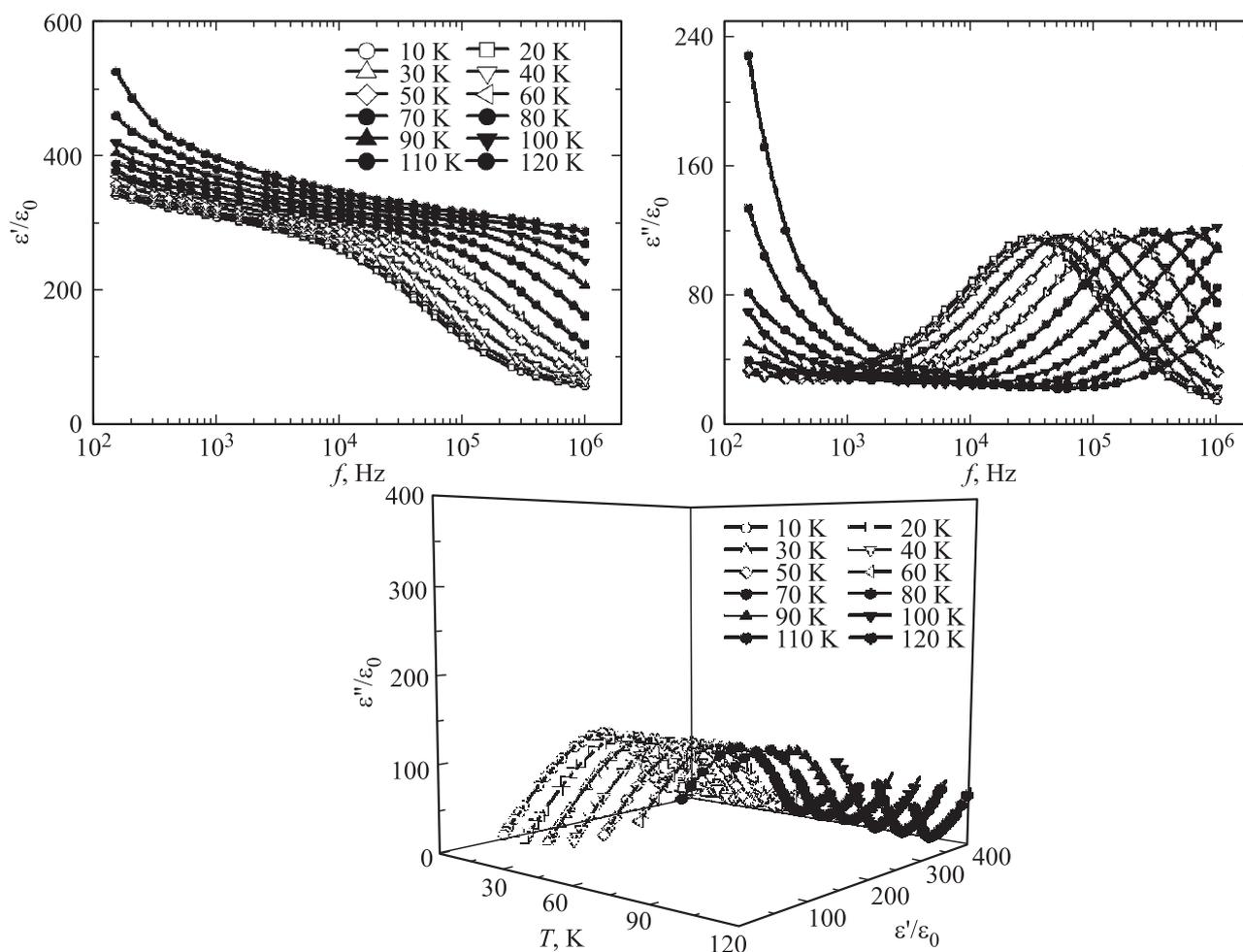


Рис. 2. Зависимости $\epsilon'/\epsilon_0(f)$, $\epsilon''/\epsilon_0(f)$ и $\epsilon''/\epsilon_0(\epsilon'/\epsilon_0)$ керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ в температурном диапазоне (10–120) К и частотном интервале (10^2 – 10^6) Гц.

релаксации $f(\tau)$ в виде прямоугольника ($f(\tau) = \text{const}$ в интервале $\tau_1 < \tau < \tau_2$, тогда как при $\tau < \tau_1$ и $\tau > \tau_2$ $f(\tau) = 0$) [14,15]

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{(\epsilon_S - \epsilon_\infty)}{\tau_2 - \tau_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{1}{1 + i\omega\tau} d\tau, \quad (1)$$

и с помощью формулы Дэвидсона–Коула, получающейся из известной формулы Гаврильяка–Негами [15]

$$\epsilon^* = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_S - \epsilon_\infty}{(1 + (i\omega\tau_{DC})^{1-\alpha})^\beta} \quad (2)$$

при $\alpha = 0$ (в общем случае $0 < \alpha < 1$), где ϵ_S и ϵ_∞ — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости соответственно, $\omega = 2\pi f$, а $0 < \beta < 1$ и τ_{DC} — подгоночные параметры. В случаях распределений Дебая ($\alpha = 0$, $\beta = 1$) и Коула–Коула ($\alpha \neq 0$, $\beta = 1$) $\tau_{DC} = \tau_R$, где τ_R — время релаксации, соответствующее максимуму $\epsilon''/\epsilon_0(\omega)$; в случае же распределения Дэвидсона–Коула ($\alpha = 0$,

$\beta \neq 0$) $\tau_{DC} = \tau_R \cdot \text{tg}(\pi/(2\beta + 2))$. Результаты аппроксимации представлены на рис. 3. Хорошо видно, что указанные выше модели позволяют удовлетворительно описать выявленные релаксационные процессы.

На рис. 4 приведены зависимости натурального логарифма $\log\tau_R$ от $1/T$. В интервалах температур (20–35) К, (35–55) К и (55–90) К зависимость $\log\tau_R(1/T)$ хорошо аппроксимируется соотношением Аррениуса $\tau_R = \tau_0 \cdot \exp(E_{act}/kT)$, где τ_0 — предэкспоненциальный множитель, E_{act} — энергия активации, k — постоянная Больцмана. Рассчитанные из соотношения Аррениуса значения E_{act} , равные 0.026 eV, 0.007 eV и 0.001 eV (рис. 4), можно связать только с процессами в электронной подсистеме [16], при этом изменение наклона кривой $\log\tau_R(1/T)$, и, как следствие, уменьшение E_{act} говорит о смене при понижении температуры механизма, ответственного за регистрируемый диэлектрический отклик.

Это же проявилось и при изучении температурных зависимостей электропроводности $\gamma(T)$ (рис. 5). Так, с понижением температуры от 250 К до 10 К наблюдается

резкое уменьшение γ керамики с $2.14 \cdot 10^{-4} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$ до $2.5 \cdot 10^{-9} (\Omega \cdot \text{m})^{-1}$, замедляющееся в интервале 100–150 К, а в окрестности 40 К формируется аномалия

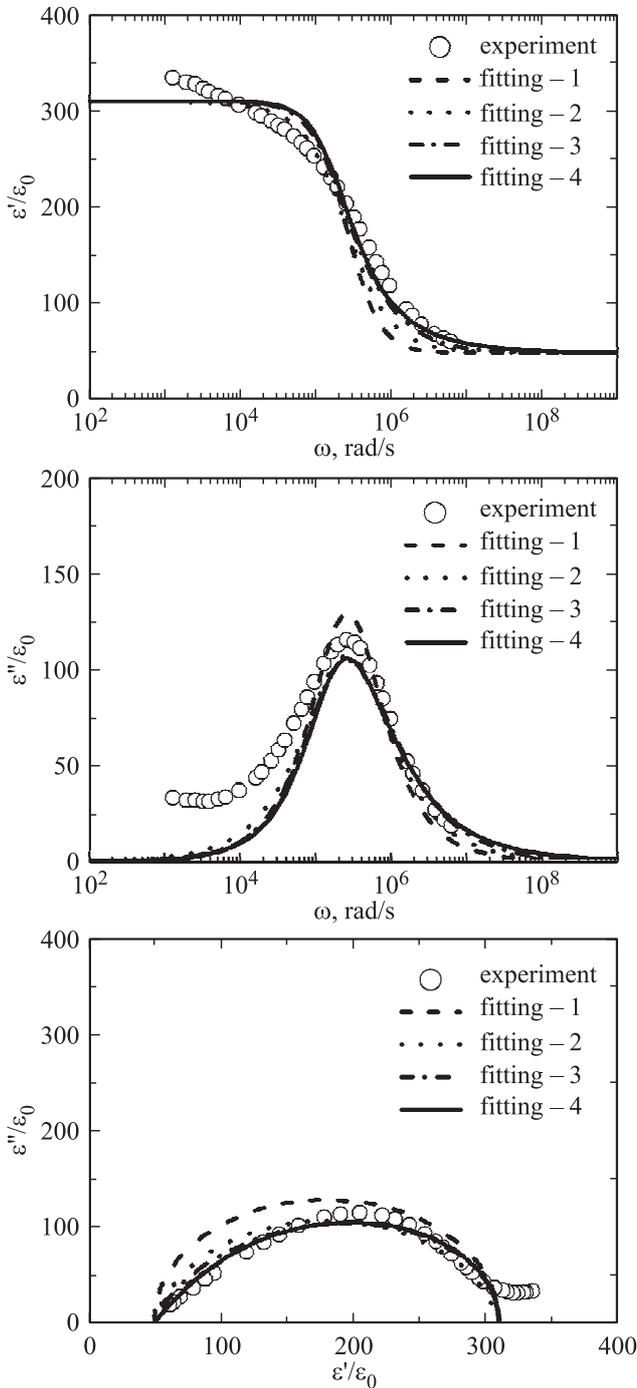


Рис. 3. Зависимости $\epsilon'/\epsilon_0(\omega)$, $\epsilon''/\epsilon_0(\omega)$ и диаграмма Коула–Коула керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ при $T = 20 \text{ K}$ в интервале $f = (10^2 - 10^6) \text{ Hz}$ (светлые точки). Линии — результаты аппроксимации ($\epsilon_s = 310$, $\epsilon_\infty = 48$); fitting-1 — распределение Дебая ($\tau_{DC} = 3.98 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, $\alpha = 0$, $\beta = 1$); fitting-2 — распределение Коула–Коула ($\tau_{DC} = 3.98 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, $\alpha = 0.12$, $\beta = 1$); fitting-3 — прямоугольник ($\tau_1 = 0$, $\tau_2 = 8 \cdot 10^{-5} \text{ s}$); fitting-4 — распределение Дэвидсона–Коула ($\tau_{DC} = 5.58 \cdot 10^{-5} \text{ s}$, $\alpha = 0$, $\beta = 0.65$).

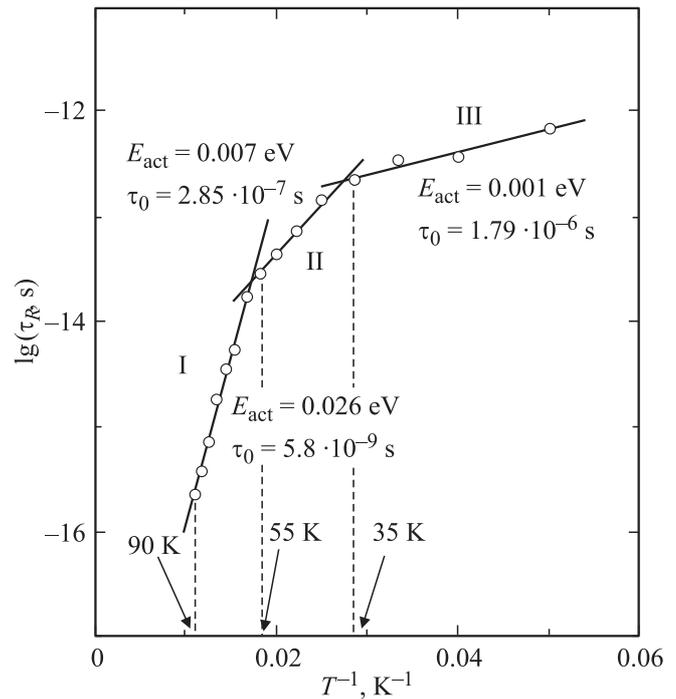


Рис. 4. Зависимости $\log(1/T)$ керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$. Прямые линии — результаты расчетов по соотношению Аррениуса.

(излом), практически незаметная в режиме нагрева. Из характера зависимости $\log \gamma(1/T)$ (рис. 5, b) видно, что в исследуемом температурном интервале электропроводность в объекте носит активационный характер с различными значениями энергии активации в интервалах $T = 100 - 250 \text{ K}$ ($E_{act} = 0.09 \text{ eV}$), $T = 35 - 60 \text{ K}$ ($E_{act} = 0.013 \text{ eV}$) и $T = 20 - 35 \text{ K}$ ($E_{act} = 0.001 \text{ eV}$). Последнее является следствием изменения определяющего механизма электропроводности в исследуемой керамике при изменении температуры.

На рис. 6 приведены результаты исследования петель диэлектрического гистерезиса керамики при $T \sim 80 \text{ K}$ на частоте 50 Hz. Практически линейный характер зависимости $P(E)$ говорит о том, что переход в СЭ состояние происходит при более низких температурах.

На рис. 7 представлены результаты измерений температурных зависимостей намагниченности исследуемых образцов в постоянном магнитном поле в режимах нагрева и охлаждения. Анализ кривой $M(T)$, полученной в режиме нагрева, показывает, что ее условно можно разбить на четыре температурных диапазона: 5 — 15 К, 15–35 К, 35–55 К и 55–120 К, отличающихся друг от друга характером изменения M . Это также заметно проявилось и на кривой $dM/dT(T)$ (вставка на рис. 7), которая была построена для уточнения температуры магнитного фазового перехода (МФП). Так, если в первом и четвертом диапазонах наблюдается резкое снижение M (с различной скоростью в каждом из них), то во втором и третьем формируются слабовыраженные

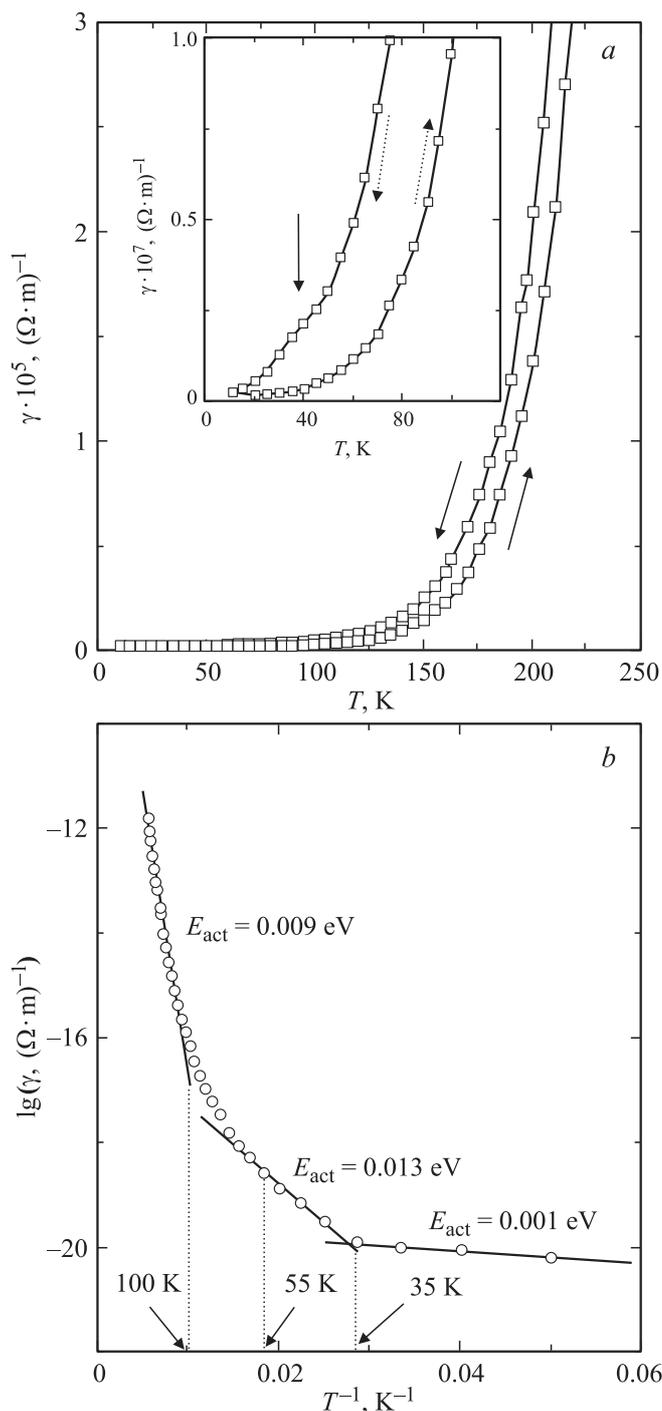


Рис. 5. Зависимости $\gamma(T)$ (a) и $\log\gamma(1/T)$ (b) керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ в температурном диапазоне (10–240) К. Стрелками указано направление изменения температуры.

максимумы при тех же температурах, при которых мы фиксируем скачки E_{act} (Рис. 4, 5). В режиме охлаждения на зависимости $M(T)$ также можно выделить четыре температурных диапазона. Однако если в интервале 35–120 К тенденции в поведении $M(T)$ сохраняются, то при $T = 5–15$ К, в отличие от режима нагрева, величина M практически не изменяется. В интерва-

ле температур $T = 15–35$ К происходит возрастание величины M и при $T = 35$ К наблюдается максимум. Температурный ход кривой намагниченности $M(T)$ при $T < 120$ К позволяет отнести исследуемый объект к фер-

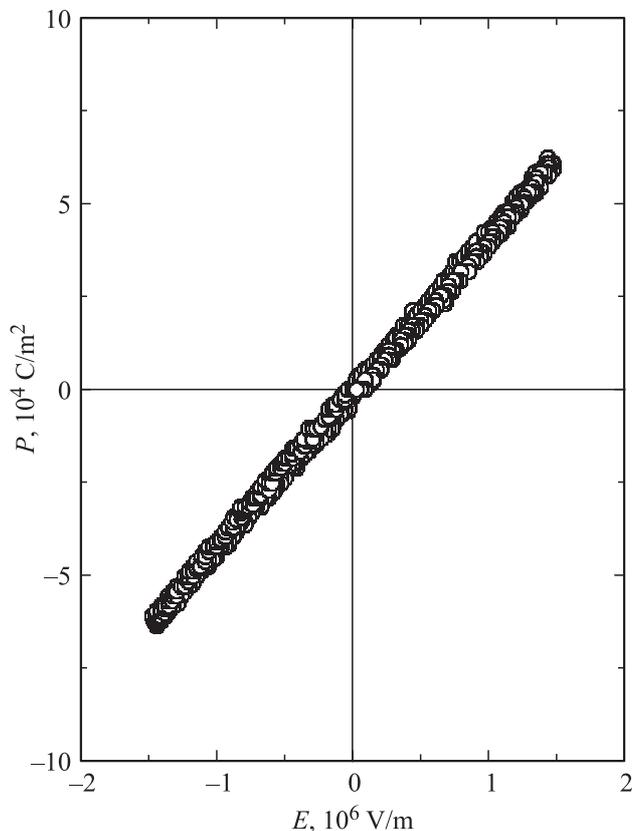


Рис. 6. Зависимость $P(E)$ керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ при $T \sim 80$ К на частоте 50 Hz.

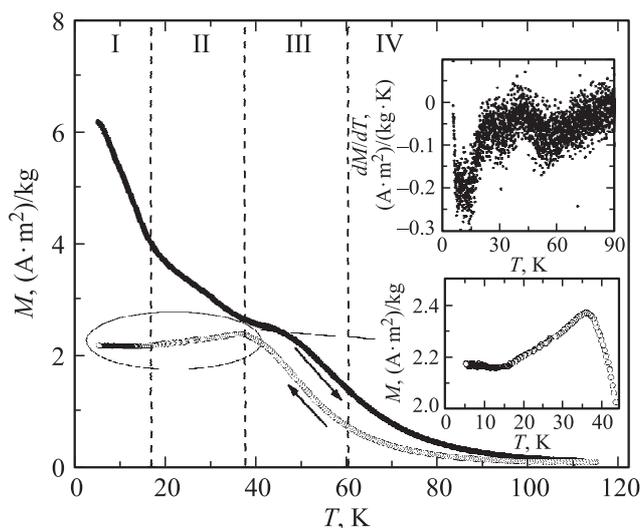


Рис. 7. Зависимости намагниченности керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ от температуры в интервале $T = (5–120)$ К в постоянном магнитном поле с индукцией 0.01 Т. Стрелками указано направление изменения температуры. На вставке — зависимость $dM/dT(T)$.

ромагнетикам (ФМ). Описанное выше свидетельствует о том, что МФП ФМ–ПМ сильно размыт и происходит при $T \sim 40\text{--}80\text{ K}$, что с учетом данных [10,11] хорошо согласуется с результатами работ [5,6].

4. Обсуждение

В связи со сложной дефектной структурой исследуемого объекта, обусловленной переменной валентностью ионов Mn, критической зависимостью манганитов лантана и висмута от термодинамической предыстории (условий приготовления объектов), установление природы диэлектрической релаксации в керамике $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ при температурах $10\text{--}100\text{ K}$ в диапазоне частот $10^2\text{--}10^6\text{ Hz}$ весьма затруднительно. В частности, из-за низких температур превращений в „цепочке“ $\text{Mn}^{(4+)}\text{O}_2 \xrightarrow{873\text{ K}} \text{Mn}_2^{(3+)}\text{O}_3 \xrightarrow{1173\text{ K}} \text{Mn}_3^{(2+)+(3+)}\text{O}_4 \xrightarrow{1573\text{ K}} \text{Mn}^{(2+)}\text{O}$ [17], которые могут быть еще более низкими в многоэлементных композициях, причем превращения могут осуществляться как при синтезе ТР, так и при их спекании, возможно ожидать присутствия в В-подрешетке (а возможно, и в А-подрешетке) катионов марганца в различных степенях окисления (Mn^{4+} , Mn^{3+} , Mn^{2+}). О наличии наряду с Mn^{3+} в исследуемом ТР ионов Mn^{4+} сообщалось ранее [10,11]. Mn^{2+} обнаружен не был, но учитывая то, что присутствие небольшого количества Mn^{2+} было выявлено, к примеру, в $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1.1}\text{O}_{3\pm\delta}$ [18], а в [19] высказано предположение о его наличии в $\text{La}_{1-x}\text{Mn}_x\text{O}_{3\pm\delta}$, можно с большой долей вероятности предполагать его присутствие и в изучаемой нами керамике, хотя бы в небольших количествах. Неизбежным следствием таких окислительно-восстановительных реакций являются локальное нарушение стехиометрии состава, связанное с избытком или дефицитом анионов, неоднородность их локальных состояний и окружения другими ионами и дефектами, электронно-дырочный обмен между разновалентными ионами Mn [18]. С описанными механизмами может быть связано возникновение различных центров релаксации [8,15]. Кроме того, в манганитах лантана появление КМС и ферромагнетизма связывают с фазовым разделением объекта из-за неупорядоченности и неоднородности на ферромагнитные (проводящие) и антиферромагнитные (изолирующие) области [20,21]. Наличие же в таких керамических материалах межфазных границ различной природы и конфигурации, в том числе границ зерен, играющих, как известно, существенную роль в КМС [22], может привести к проявлению при измерении диэлектрических характеристик эффектов межслоевой (связанной с накоплением заряда на границах раздела) поляризации и релаксации.

С учетом обнаруженных в работе корреляций между диэлектрическими и магнитными характеристиками керамики $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ и выявленного ранее МДЭ [12], нам представляются наиболее вероятными два механизма выявленной диэлектрической релаксации:

максвелл-вагнеровская релаксация в гетерогенной системе кристаллит–прослойка и электронно-релаксационная поляризация. Последняя может быть связана с перебросом электронов между потенциальными минимумами, расположенными в местах локализации ионов Mn различной валентности. В обоих случаях релаксация будет недебаевской вследствие вариации характеристик (проницаемостей, проводимостей и толщин) кристаллитов и прослоек и различной глубины потенциальных минимумов.

5. Заключение

Установлено, что в керамике $\text{Bi}_{0.5}\text{La}_{0.5}\text{MnO}_3$ на зависимостях $\epsilon'/\epsilon_0(T)$ и $\epsilon''/\epsilon_0(T)$ в окрестности размытого фазового перехода из парамагнитной в ферромагнитную фазу при $T = 10\text{--}90\text{ K}$ образуются экстремумы, являющиеся следствием недебаевской диэлектрической релаксации и сдвигающиеся в область высоких температур при увеличении частоты измерительного электрического поля. Показано, что переход в СЭ состояние происходит при $T < 80\text{ K}$. Высказано предположение о наиболее вероятных причинах выявленного релаксационного процесса: максвелл-вагнеровской поляризации в гетерогенной системе кристаллит–прослойка и электронно-релаксационной поляризации.

Список литературы

- [1] А.П. Пятаков, А.К. Звездин. УФН **182**, 6 593 (2012).
- [2] С.Н. Yang, S.H. Lee, T.Y. Koo, Y.H. Jeong. Phys. Rev. B **75** 140 104 (2007).
- [3] T. Kimura, S. Kawamoto, I. Yamada, M. Azuma, M. Takano, Y. Tokura. Phys. Rev. B **67**, 180 401 (2003).
- [4] Y.D. Zhao, Jonghyurk Park, R.-J. Jung, H.-J. Noh, S.-J. Oh. J. Mag. Mater. **280** 404 (2004).
- [5] I.O. Troyanchuk, O.S. Mantytyskja, H. Szymczak, M.Yu. Shvedun. Low Temp. Phys. **28**, 7, 569 (2002).
- [6] В.А. Хомченко, И.О. Троянчук, О.С. Мантыцкая, М. Товар, Г. Шимчак. ЖЭТФ **130**, 64 (2006).
- [7] Y.Q. Lin, Y.I. Wu, S.P. Gu, X.M. Chen. Ferroelectrics **388**, 133 (2009).
- [8] Y.J. Wu, Y.Q. Lin, S.P. Gu, X.M. Chen. Appl. Phys. A **97**, 191 (2009).
- [9] А.В. Павленко, Ю.М. Гуфан, Ю.А. Куприна, И.Н. Захарченко, Г.М. Константинов, С.А. Симоненко, И.А. Вербенко, Л.А. Резниченко. Сб. тр. XIII Междунар. симп. „Упорядочения в минералах и сплавах“ („ОМА-13“). Ростов н/Дону–п. Лоо. (2010). С. 113.
- [10] А.Г. Кочур, А.Т. Козаков, А.В. Никольский, К.А. Гуглев, А.В. Павленко, И.А. Вербенко, Л.А. Резниченко, С.И. Шевцова. ФТТ **55**, 684 (2013).
- [11] A.G. Kochur, A.T. Kozakov, A.V. Nikolskii, K.A. Goglev, A.V. Pavlenko, I.A. Verbenko, L.A. Reznichenko, T.I. Krasnenko. J. Electron Spectroscopy Related Phenomena **185**, 175 (2012).
- [12] А.В. Павленко, А.В. Турик, Л.А. Резниченко, Л.А. Шилкин, Г.М. Константинов. Письма в ЖТФ **39**, 1, 47 (2013).

- [13] V.I. Nizhankovskii, L.V. Lugansky. Meas. Sci. Technol. **18**, 1533 (2007).
- [14] А.В. Турик, М.Ю. Родинин. Письма в ЖТФ **36**, 37 (2010).
- [15] А.С. Богатин, А.В. Турик. Процессы релаксационной поляризации в диэлектриках с большой сквозной проводимостью. Феникс, Ростов н/Дону (2013). 256 с.
- [16] В.В. Леманов, Е.П. Смирнова, А.В. Сотников, М. Weihnacht. ФТТ **46**, 1402 (2004).
- [17] Химическая энциклопедия. / Под ред. И.Л. Кнунянца. Сов. энциклопедия, М. (1988). 623 с.
- [18] А.В. Пащенко, В.П. Пащенко, Ю.Ф. Ревенко, В.З. Спусканюк, Н.Г. Касатка, В.А. Турченко, А.А. Шемяков. Письма в ЖТФ **36**, 55 (2010).
- [19] В.П. Пащенко, С.И. Харцев, О.П. Черенков, А.А. Шемяков, З.А. Самойленко, А.Л. Лойко, В.И. Каменев. Неорг. материалы **35**, 1509 (1999).
- [20] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 833 (1996).
- [21] Н.И. Солин, С.В. Наумов, Н.М. Чеботаев, А.В. Королев. ФТТ **52**, 269 (2010).
- [22] Г.Я. Акимов, А.А. Новохацкая, А.В. Жебель, Ю.Ф. Ревенко. ФТТ **55**, 2359 (2013).