06,07

Влияние концентрации $PbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ на степень размытия фазового перехода и температуру деполяризации в прозрачной керамике $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3 - xPbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$

© Л.С. Камзина, В.Г. Залесский, К.В. Дьяконов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ASKam@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 12 мая 2025 г.
В окончательной редакции 27 мая 2025 г.
Принята к публикации 27 мая 2025 г.

В прозрачной керамике $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3-xPbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ (PMN$-x$PZT) ($x = 10$, 16, 23, 33 %) исследовано влияние содержания компоненты PZT(x) на степень размытия фазового перехода, а также на взаиморасположение температуры деполяризации (T_d) и морфотропного фазового перехода (T_{F-R}). С этой целью проводились диэлектрические, оптические и пироэлектрические измерения. Показано, что все изучаемые керамики являются релаксорами, причем в составах $x = 23$, 33 % наблюдается спонтанный сегнетоэлектрический фазовый переход первого рода в отсутствие электрического поля. Обнаружено, что во всех составах происходит одноэтапный переход поляризованного образца в релаксорную фазу, т. е. температуры T_d и T_{F-R} совпадают. Полученные результаты обсуждаются с точки зрения степени размытия фазового перехода и размеров полярных областей.

Ключевые слова: прозрачная керамика, релаксоры, сегнетоэлектричество, индуцированный фазовый переход.

DOI: 10.61011/FTT.2025.05.60752.127-25

1. Введение

Среди всех свинцово-содержащих сложных перовскитов керамика цирконата-титаната свинца $Pb(Zr,Ti)O_3$ или PZT исследовалась наиболее широко как с научной, так и с практической точки зрения [1–4]. Особое внимание было уделено составам на морфотропной фазовой границе (MPB) с соотношением Zr/Ti 52/48 и 53/47 из-за лучших электрических свойств в широкой области применений. Кроме того, разные модификации PZT с замещениями элементов донорными или акцепторными примесями также широко освещались в литературе [5–7]. Было проведено много исследований по модификации PZT релаксорным сегнетоэлектриком магно-ниобатом свинца ($Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3$ или PMN), т. к. хорошо известно, что керамика твердого раствора релаксорных и нормальных сегнетоэлектриков является весьма перспективным материалом для электронных устройств, таких как конденсаторы, актюаторы, датчики, преобразователи и приборы для ультразвуковой медицинской диагностики [8–17].

Действительно, модификация PZT с PMN интересна, поскольку она представляет собой комбинацию желаемых свойств с высокой диэлектрической проницаемостью и большим коэффициентом электромеханической связи, а также имеет низкие потери, что особенно важно для использования в различных устройствах [11,12].

В последнее время прозрачная сегнетоэлектрическая керамика привлекает все большее внимание исследователей из-за ряда преимуществ по сравнению с прозрачными монокристаллами, такими как низкая стоимость, простота изготовления, хороший контроль состава и т. д. [18]. Она обладает большими перспективами применения в областях электрооптических переключателей и электрооптических модуляторов, благодаря заметному электрооптическому (ЭО) эффекту. Прозрачная сегнетоэлектрическая керамика $PbZrTiO_3$, легированная La (PLZT), систематически исследовалась в течение многих лет из-за высокого ЭО эффекта по сравнению с прозрачными монокристаллами $LiNO_3$ [19–22]. Однако керамика PLZT имеет большие потери на рассеяние, зависящие от поляризации, а также значительную задержку сигнала, вызванную полем, что ограничивает ее применение в высокочастотных динамических устройствах.

Недавно разработанная прозрачная керамика PMN$-x$PZT лишена этих недостатков. В наших работах [23–26] мы впервые приготовили прозрачную керамику PMN$-x$PZT с $x = 10$, 16, 23 с высокой прозрачностью (~ 65 %) и большой величиной электрооптического эффекта. Наименьшая прозрачность наблюдалась в составах с $x = 33$ % (~ 40 %), что связано с более крупными сегнетоэлектрическими макродоменами, в то время как составы PMN$-x$PZT ($x = 10$, 16, 23) имели мелкие сегнетоэлектрические домены.

Было обнаружено, что все исследованные в работе образцы керамики имеют релаксороподобное поведение, причем чем больше содержание PZT, тем менее размыт

фазовый переход. Обнаружено, что в составах, лежащих ближе к МФГ ($x = 23$ и 33 %), в отсутствие электрического поля наблюдается сегнетоэлектрический фазовый переход первого рода, в то время как составы, лежащие вдали от границы ($x = 10$, 16 %), остаются в релаксорной кубической фазе вплоть до низких температур. Было найдено, что в составах с $x = 33$ % при высоких температурах в параэлектрической фазе величина квадратичного ЭО-коэффициента является наивысшим значением для сегнетоэлектриков при таких высоких температурах.

В работах, посвященных этим системам, совсем нет сведений о взаимосвязи между температурой деполяризации предварительно поляризованных образцов T_d и температурой перехода из сегнетоэлектрической в релаксорную фазу T_{F-R}. Температура T_{F-R} очень важна для пьезоэлектрических применений, так как она ограничивает верхний температурный предел, выше которого материалы теряют свои макроскопические свойства. В отношении большинства приложений температура деполяризации T_d также является важным параметром, поскольку пьезо- и пироэлектрический эффекты в меньшей степени зависят от дальнего порядка между локальными диполями и в большей степени от возможности сохранения макроскопической остаточной поляризации.

Как известно из литературы и наших работ [27–32], эти температуры могут совпадать друг с другом в ряде релаксоров, таких, как например, PLZT, PMN, PST, PSN, а могут различаться, например, в таких релаксорах, как PZN, твердые растворы PZN-PT, $Na_{1/2}Bi_{1/2}TiO_3$ (NBT), твердые растворы NBT с $BaTiO_3$ (NBT-BT) и $(K_{0.5}Na_{0.5})NbO_3 - 0.02Ba_2NaNb_5O_{15}$ (KNN-BNN).

Совпадение температур T_d и T_{F-R} может иметь место в сегнетоэлектриках как с большой, так и с малой степенью размытия фазового перехода. В случае большого размытия количество полярных областей велико, и они имеют малые размеры. С понижением температуры размеры PNR увеличиваются, расстояние между ними уменьшается вплоть до температуры Фогеля-Фулчера T_f, ниже которой размеры PNR остаются практически неизменными, но достаточно малыми ($\sim 10 - 30$ nm), возникает неэргодическая стекольная фаза. В электрическом поле с течением времени происходит индуцирование сегнетоэлектрической фазы. При нагревании поляризованного образца при температуре T_d разрушается не только макроскопическая поляризация, но и, вследствие образующихся PNR маленького размера, теряется взаимосвязь локальных диполей внутри доменов, т. е. процесс деполяризации и перехода образца в релаксорную фазу происходит практически при одной и той же температуре, т. е. температуры T_d и T_f совпадают.

В релаксорах с минимальной степенью размытия фазового перехода PNR в высокотемпературной эргодической фазе являются упорядоченными единицами достаточно больших размеров и взаимодействия между PNR приводят к спонтанному фазовому переходу порядок-беспорядок в сегнетоэлектрическое состояние в отсутствие электрического поля. Число и концентрация полярных областей незначительная при температуре Кюри и при понижении температуры PNR могут значительно увеличиваться в размерах вплоть до макроскопических сегнетоэлектрических доменов. Температура спонтанного фазового перехода, при которой устанавливается сегнетоэлектрический дальний порядок, близка к температуре максимума диэлектрической проницаемости. Температура T_f практически совпадает в них с температурой четкого фазового перехода и, следовательно, и с температурой деполяризации. Так как обычно температура T_f описывается как температура замерзания системы в фрустрированное стекольное состояние, то использование ее в этом случае не является необходимым.

Несовпадение температур T_d и T_f обнаружено только в тех релаксорах, в которых в отсутствие электрического поля наблюдается размытый фазовый переход в сегнетоэлектрическое состояние. Процесс деполяризации в них проходит в два этапа.

На первом этапе нагрев поляризованного образца выше T_d разрушает только макроскопическую поляризацию. Домены начинают колебаться за счет термической активации, но взаимосвязь локальных диполей внутри доменов не теряется. На втором этапе, когда материал нагревается до температуры T_{F-R} и выше, домены распадаются на PNR.

В исследуемой в данной работе керамике PMN$-x$PZT доминирующей компонентой является PMN, в котором сегнетоэлектрический фазовый переход происходит только в присутствии электрического поля и температуры T_d и T_{F-R} совпадают [33]. PZT не является релаксором. В процессе работы предполагается выяснить, как изменение содержания компоненты PZT(x) влияет на взаиморасположение температур T_d и T_{F-R}. С этой целью будут измерены диэлектрические, оптические и пироэлектрические свойства.

2. Исследуемые образцы и методика эксперимента

Высоко-прозрачная керамика PMN$-x$PZT ($x = 10$, 16, 23, 33) с соотношением Ti : Zr равным 53 : 47, приготовлялась с использованием необычного двухступенчатого метода спекания, описанного в нашей работе [24]. Для того чтобы увеличить вероятность образования перовскитовой фазы и уменьшить присутствие пирохлорной фазы при приготовлении керамики, вместо цирконата свинца использовался цирконат-титанат свинца. Полученные образцы были высокого оптического качества. Диэлектрические и оптические свойства этих прозрачных керамик подробно исследовались в наших работах [23–26] и в работе [34]. Универсальный измеритель Е7-11 использовался для диэлектрических измерений. Измерения диэлектрической проницаемости (ε) и $\tan\delta$

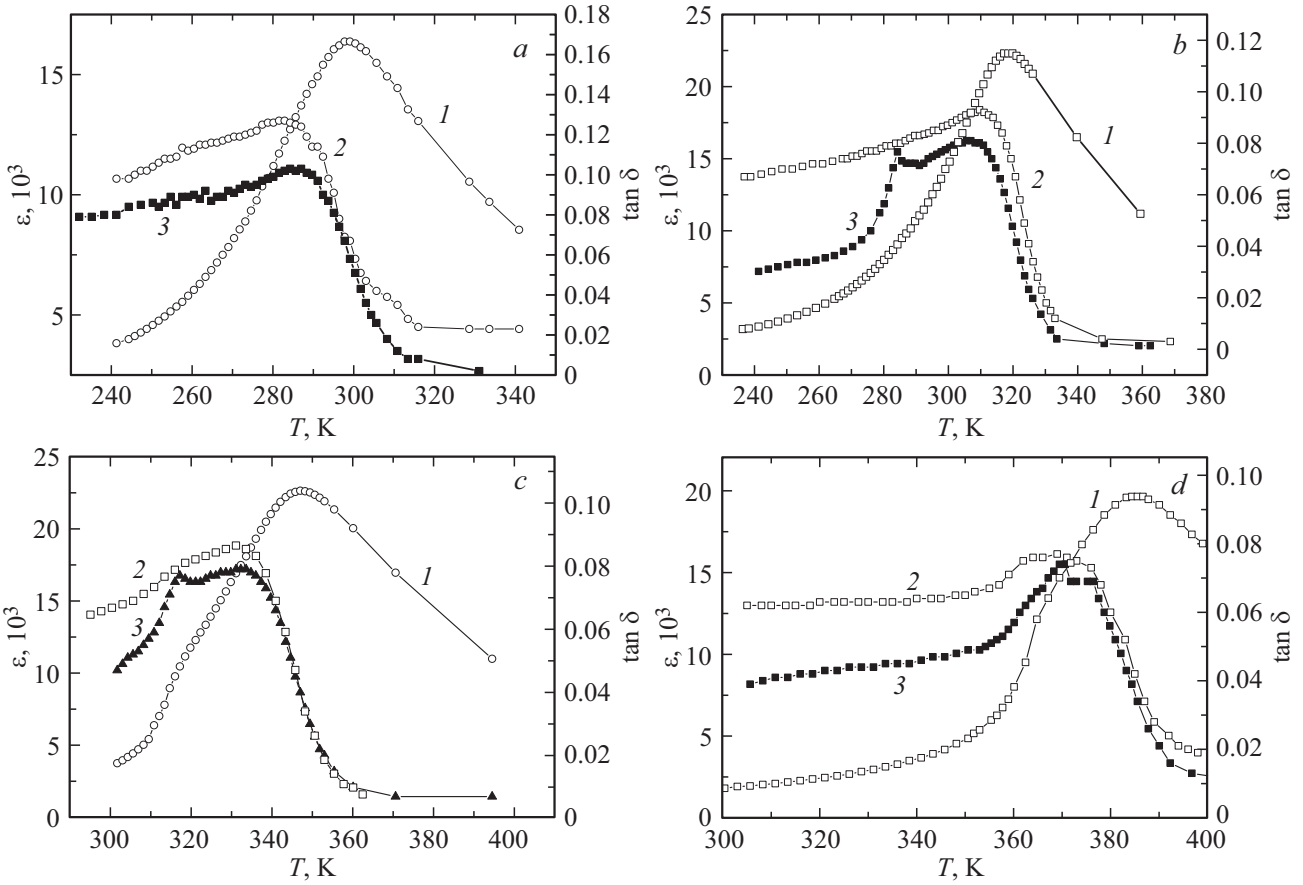

Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ε (1) и тангенса угла диэлектрических потерь $\tan\delta$ (2), полученные при нагревании в отсутствие электрического поля (ZFH режим) (кривые *1, 2*) и $\tan\delta$ (3), полученные в режиме (ZFHaFC) после охлаждения в поле 3 kV/cm для образцов PMN$-x$PZT: *a* — $x = 10\,\%$, *b* — $x = 16\,\%$, *c* — $x = 23\,\%$, *d* — $x = 33\,\%$

проводились на частоте 1 kHz в температурном интервале 290–400 K в двух режимах приложения электрического поля: при нагревании в отсутствии электрического поля (ZFH) и при нагревании после охлаждения образца в электрическом поле (ZFHaFC). Для исследования температурных зависимостей двупреломления Δn применялся He-Ne-лазер. Измерение термостимулированной деполяризации (ТСД) или пиротока подробно описано в нашей работе [35]. Охлаждение образцов проводилось во внешнем поле 3 kV/cm. Величина поляризации вычислялась интегрированием плотности тока ТСД по времени.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рисунке 1 (*a–d*) представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости ε (кривые *1*) и тангенса угла диэлектрических потерь $\tan\delta$ (кривые *2*), полученные при нагревании в отсутствие электрического поля (ZFH режим), а также $\tan\delta$ (кривые *3*), полученные в режиме (ZFHaFC) после охлаждения в поле 3 kV/cm для всех исследованных образцов.

Из рисунка видно, что с увеличением содержания PZT температуры максимумов ε и $\tan\delta$ сдвигаются в сторону высоких температур. Для всех образцов в отсутствие электрического поля наблюдается только один максимум ε и $\tan\delta$, причем для одного и того же образца температуры максимумов ε и $\tan\delta$ не совпадают (кривые *1, 2*), что свидетельствует о размытом характере перехода из релаксорной в параэлектрическую фазу. Никаких других резких аномалий, например, соответствующих МФП переходу, не наблюдается. Небольшой перегиб можно наблюдать на температурной зависимости ε в районе 360 K для $x = 33\,\%$ (рис. 1, *d* — кривая *1*) и 320 K для $x = 23\,\%$ (рис. 1, *c* — кривая *1*). Этот перегиб на кривой ε при нагреве образца может быть связан с МФП из сегнетоэлектрической ромбоэдрической (моноклинной) фазы в релаксорную тетрагональную фазу, которая разрушается вблизи температуры максимума ε. Эти составы близки к нормальному сегнетоэлектрику, так как расположены недалеко от морфотропной области.

Более четко аномалии проявляются в образцах, поляризованных в электрическом поле. Действительно,

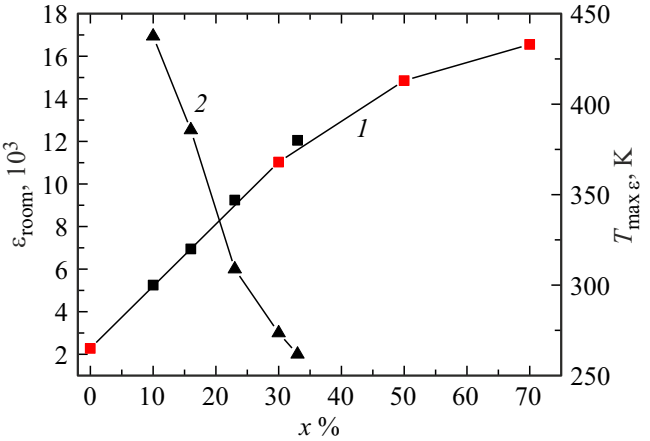

Рис. 2. Зависимости температуры максимума ε (кривая *1*) и диэлектрической проницаемости, измеренной при комнатной температуре (кривая *2*), от содержания PZT (x). Данные, обозначенные красными точками, взяты из работы [16].

на кривых tanδ (кривые *3*) в образцах с $x = 16$, 23, 33 % появился четкий максимум при температуре МФП. В образце с $x = 10$ %, расположенном вдали от МФП, при температуре МФП $T_{F-R} \sim 250 - 260$ K (рис. 1, *a* — кривая *3*) наблюдается только небольшая размытая аномалия.

На рис. 2 представлены зависимости диэлектрической проницаемости, измеренной при комнатной температуре, и температуры максимума ε от содержания PZT (x). Видно, что с увеличением содержания x температура $T_{max\,\varepsilon}$ сдвигается монотонно в сторону высоких температур со средней скоростью ~ 4 K/mol%. Эти данные хорошо согласуются с результатами работ [11,16]. Величина ε при комнатной температуре уменьшается с ростом x.

Более наглядно влияние содержания PZT(x) на степень размытия фазового перехода видно из рис. 3. На рис. 3 представлены концентрационные зависимости разницы между температурами максимумов ε и tanδ ($T_{max\,\varepsilon} - T_{max\,tan\,\delta}$) (кривая *1*), а также разницы между температурами максимумов ($T_{max\,\varepsilon}$) и морфотропного фазового перехода T_{F-R} ($T_{max\,\varepsilon} - T_{F-R}$) (кривая *2*) от содержания PZT(x).

Из рис. видно (кривая *1*), что с увеличением содержания x температуры максимумов tanδ и ε приближаются друг к другу, т.е. область существования релаксорной фазы сужается. Расстояние между температурами морфотропного фазового перехода T_{F-R} и $T_{max\,\varepsilon}$ (кривая *2*) также уменьшается с увеличением x, и составы с $x > 33$ % практически ведут себя как нормальные сегнетоэлектрики с очень малой долей релаксорной фазы. Симметрия соединений с содержанием x выше 33 % чисто тетрагональная и при температуре $T_{max\,\varepsilon}$ происходит переход из тетрагональной фазы в кубическую фазу, минуя релаксорную. В таких составах все характерные температуры, такие как $T_{max\,\varepsilon}$ и T_{F-R}, согласно [36], совпадают. С увеличением концентрации PZT(x) происходит постепенный переход из релаксорного в нормальное сегнетоэлектрическое состояние. В исследуемых в данной работе керамических образцах нормального сегнетоэлектрического состояния достичь не удалось

На рис. 4 представлены температурные зависимости двупреломления Δn, полученные в режиме охлаждения (ZFC) и нагревания (ZFH) в отсутствие электрического поля для всех исследованных в работе составов.

Оптические методы исследования являются более чувствительными по сравнению, например, с диэлектрическими методами, особенно для изучения изменения размеров неоднородностей при фазовых переходах. Это подтверждается данными рис. 4. Так, в составах с $x = 23$

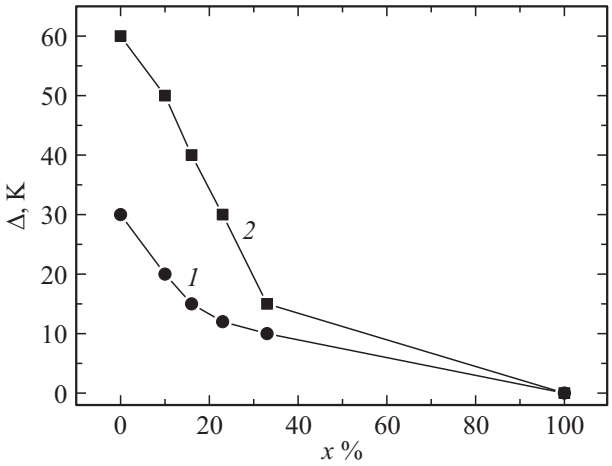

Рис. 3. Концентрационные зависимости разницы между температурами ($T_{max\,\varepsilon} - T_{max\,tan\,\delta}$) (кривая *1*) и ($T_{max\,\varepsilon} - T_{F-R}$) (кривая *2*) от содержания PZT(x).

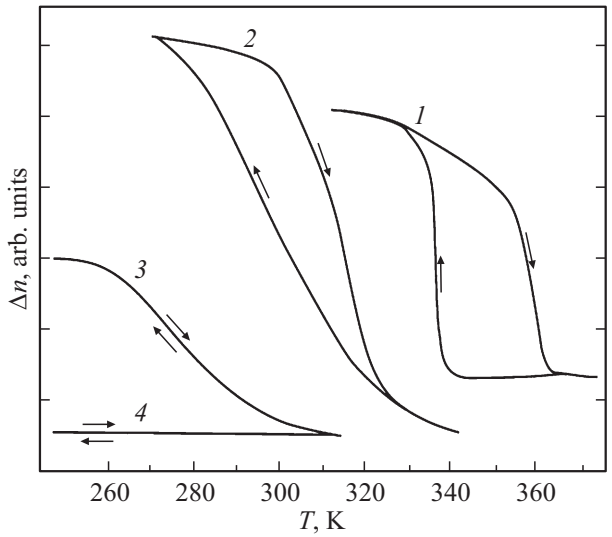

Рис. 4. Зависимости Δn от температуры, полученные в режимах охлаждения (ZFC) и нагревания (ZFH) в отсутствие электрического поля для образцов PMN–xPZT с $x = 33$ (*1*), 23 (*2*), 16 (*3*), 10 % (*4*).

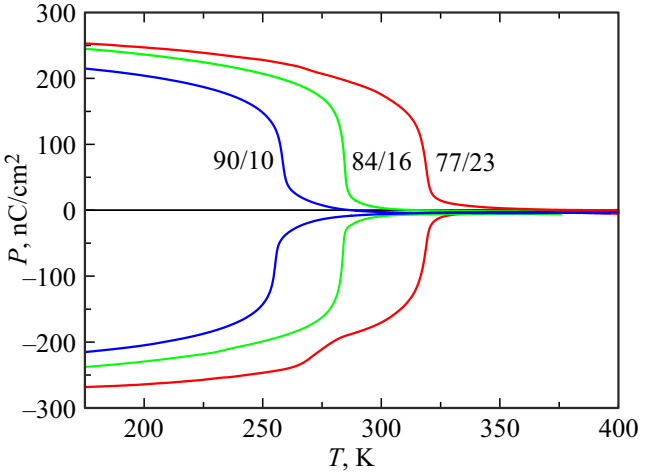

Рис. 5. Температурные зависимости остаточной поляризации, полученные интегрированием тока термостимулированной деполяризации

и 33 % в ходе охлаждения от высоких температур при температуре МФП появляется двупреломление (кривые *1*, *2*), в то время как на температурной зависимости ε аномалия при МФП практически не заметна (рис. 1, *c*, *d*, кривая *1*). Возникновение двупреломления связано с увеличением размеров неоднородностей, превышающих длину волны света. Наблюдаемый температурный гистерезис ~ 10 K для состава $x = 23\,\%$ и ~ 20 K для состава $x = 33\,\%$ свидетельствует о спонтанном фазовом переходе первого рода в этих составах.

Для состава с $x = 16\,\%$ (рис. 4, кривая *3*) при охлаждении наблюдается только возрастание Δn, связанное с постепенным увеличением числа и размеров сегнетоэлектрических областей, находящихся в кубической релаксорной матрице. Фазового перехода в макродоменное состояние в этом составе не происходит, так как отсутствует гистерезис при охлаждении и нагревании. В составе с $x = 10\,\%$ Δn не возникает вплоть до низких температур (рис. 3, кривая *4*), т. е. размеры сегнетоэлектрических областей слишком малы, и образец остается в кубическом релаксорном состоянии.

Как видно из приведенных выше рисунков, никаких дополнительных аномалий, например, при температуре деполяризации T_d, при измерении диэлектрических и оптических свойств в исследованных керамиках не обнаружено. Из этого можно сделать вывод, что, по-видимому, температуры T_d и T_{F-R} совпадают.

Для проверки этого предположения мы провели измерения пиротока и остаточной поляризации. Температура T_d — это температура деполяризации предварительно поляризованного образца. T_{F-R} является температурой перехода из сегнетоэлектрической в релаксорную фазу. T_d — это температура, при которой наблюдается максимум пироэлектрического тока, что соответствует точке перегиба на кривой остаточной поляризации.

На рис. 5 представлены температурные зависимости остаточной поляризации для керамик $x = 23\,\%$, $x = 16\,\%$ и $x = 10\,\%$. Из рисунка видно, что деполяризация всех трех образцов происходит резко, а величина поляризации увеличивается с увеличением x.

На рис. 6, *a*, *b*, *c* представлены температурные зависимости пироэлектрического тока (ток термостимулированной деполяризации) для керамик $x = 23\,\%$ (*a*), $x = 16\,\%$ (*b*) и $x = 10\,\%$ (*c*). Пунктирной кривой показана температурная зависимость остаточной поляризации.

Из рис. видно, что при той же температуре, при которой происходит перегиб на кривой остаточной поляризации, наблюдается как максимум пиротока, так и максимум $\tan\delta$ (рис. 1 кривые *3*), соответствующий температуре T_{F-R}. Это температура перехода является температурой распада замороженной полярной конфигурации из макродоменного состояния в микродоменное.

Из рис. 6 видно, что во всех образцах, несмотря на разную структуру низкотемпературной фазы, температуры T_d и T_{F-R} совпадают. Релаксоры могут иметь два разных состояния при низких температурах: неэргодическое или эргодическое релаксорное состояние. В одних релаксорах при охлаждении от высоких температур ниже температуры $T_f < T_{\max\varepsilon}$ возникает неэргодическая релаксорная фаза, а в других — эргодическая релаксорная фаза [37]. При приложении электрического поля неэргодическое релаксорное состояние необратимо трансформируется в сегнетоэлектрическое состояние, которое при нагреве разрушается при температуре выше T_{F-R} (T_d), которая очень близка к T_f, и возникает эргодическое релаксорное состояние. Эргодическое релаксорное состояние, наблюдаемое при низких температурах, обратимо переходит в сегнетоэлектрическую фазу в отсутствие поля, которое при нагреве разрушается при температуре спонтанного перехода, близкой к T_{F-R} (T_d). Действительно, в керамиках с $x = 10$, 16 %, как следует из рис. 4, в отсутствие электрического поля не существует спонтанного фазового перехода, и низкотемпературная фаза является неэргодической релаксорной фазой. В этом случае при нагревании поляризованного образца, вследствие образующихся PNR маленького размера, при температуре T_d теряется не только макроскопическая поляризация, но и взаимосвязь локальных диполей внутри доменов, т. е. температуры T_d и T_{F-R} совпадают.

В релаксоре с $x = 23\,\%$, согласно оптическим измерениям (рис. 4), существует спонтанный фазовый переход в отсутствие электрического поля, и низкотемпературная фаза является эргодической сегнетоэлектрической фазой. Сегнетоэлектрические взаимодействия между PNR приводят к сегнетоэлектрическому макроскопическому порядку. Температура T_f практически совпадает в них с температурой четкого фазового перехода и, следовательно, и с температурой деполяризации T_d.

Следует отметить, что ширина пика пиротока очень узкая во всех исследованных керамиках. В работе [12] авторы исследовали температурную зависимость остаточ-

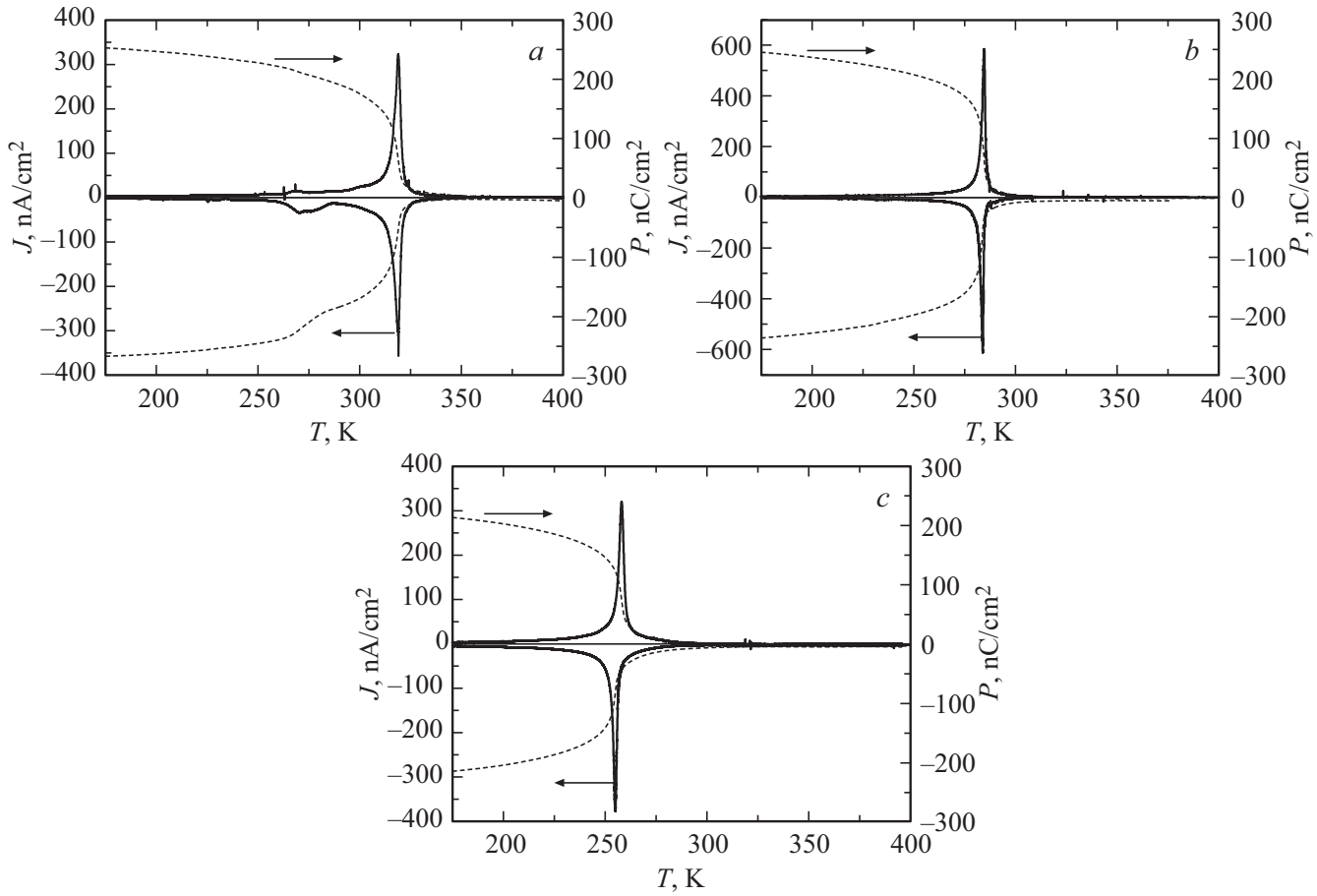

Рис. 6. Температурные зависимости пироэлектрического тока и остаточной поляризации для керамик $x = 23\,\%$ (a), $x = 16\,\%$ (b) и $x = 10\,\%$ (c).

ной поляризации и пиротока в керамике PMN−0.11PZT. Температуры максимумов пиротока из наших измерений и из работы [12] совпадает, однако полуширина пиков в нашей работе составляет всего несколько градусов, в то время как в работе [12] больше 50 градусов.

Одной из возможных причин широкого максимума пиротока в [12] может быть смешанная фазовая структура и сосуществование полярных областей разной симметрии и разных размеров. Приложенное электрическое поле привело к неполной монодоменизации образца и индуцированию сегнетоэлектрического дальнего порядка только в части объема образца и, как следствие, сосуществованию доменов сегнетоэлектрической ромбоэдрической (или моноклинной) фазы с доменами релаксорной тетрагональной фазы в широком интервале температур. Эти домены разной симметрии по-разному выстраиваются во внешних полях и имеют различные температуры перехода. Узкий пик тока деполяризации, обнаруженный нами во всех исследуемых образцах, свидетельствует о том, что монодоменизация произошла во всем объеме одновременно, и приложенного электрического поля достаточно для переориентации всех доменов по полю. Это, по-видимому, свидетельствует о практически однородной структуре низкотемпературной фазы. Наличие такого узкого пика свидетельствует о хорошем качестве исследуемых керамик. В нашей работе [24] при изучении оптического пропускания в керамиках PMN−xPZT ($x = 10$, 16 %) мы обнаружили, что они имеют очень высокую оптическую прозрачность $\sim 65\,\%$ для видимой и инфракрасной областей спектра. Вообще, получение высокопрозрачной керамики является очень сложной проблемой, включающей множество факторов, таких как синтез порошка, процесс спекания, плотность, фазовая структура, однородность состава, свойства границ зерен и многие другие факторы. В этой же работе при проведении исследований на сканирующем электронном микроскопе мы обнаружили, что в образцах PMN−xPZT ($x = 10$, 16 %) наблюдается полностью плотная микроструктура без очевидных наблюдаемых пор и тонкие, нерегулярные сегнетоэлектрические домены, что и обеспечивает высокую прозрачность и однородность состава. Заметим, что из данных, приведенных в [24], в керамике PMN−xPZT ($x = 23$, 33 %) домены больше, чем в керамиках с $x = 10$, 16 %, что привело к уменьшению оптического пропускания в видимой области спектра к

керамике PMN−23PZT до 50 %, а в PMN−33PZT до ~ 40 %.

4. Заключение

В настоящей работе исследовано влияние компоненты PZT (x) в прозрачной керамике $Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O_3 - xPbZr_{0.53}Ti_{0.47}O_3$ (PMN−xPZT) ($x = 10$, 16, 23, 33 %) на степень размытия фазового перехода, а также на взаиморасположение температуры деполяризации (T_d) и морфотропного фазового перехода (T_{F-R}). Показано, что с увеличением x поведение керамики меняется: составы с малой величиной $x = 10, 16$ % обнаруживают чисто релаксорные свойства и при охлаждении от высоких температур ниже температуры $T_f < T_{\max\varepsilon}$ в них возникает неэргодическая релаксорная фаза.

Составы с $x = 23$, 33 %, наряду с релаксорным поведением, претерпевают спонтанный фазовый переход 1 рода в сегнетоэлектрическую фазу в отсутствие электрического поля, и низкотемпературная фаза является эргодической фазой. Обнаружено, что во всех образцах, несмотря на разную структуру низкотемпературной фазы, при одной и той же температуре, соответствующей температуре морфотропного фазового перехода T_{F-R}, наблюдаются максимум пиротока (ток термостимулированной деполяризации), перегиб на кривой остаточной поляризации и максимум $\tan\delta$ поляризованного образца. Это свидетельствует об одноэтапном переходе поляризованного образца в релаксорную фазу, т. е. температуры деполяризации T_d и T_{F-R} совпадают. Узкий пик тока деполяризации и резкое изменение остаточной поляризации, обнаруженный нами во всех исследуемых образцах, свидетельствует о том, что монодоменизация произошла во всем объеме одновременно, и приложенного электрического поля достаточно для переориентации всех доменов.

Высказано предположение, что наличие такого узкого пика свидетельствует о хорошем качестве исследуемых керамик и о практически однородной структуре низкотемпературной фазы.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] B. Jaffe, W.R. Cook, H. Jaffe. Piezoelectric Ceramics. Academic Press, London and New York (1971). 302 p.
[2] G.H. Haertling. J. Am. Ceram. Soc. **82**, *4*, 797 (1999).
[3] L.E. Cross. Mater. Chem. Phys. **43**, 108 (1996).
[4] W. Cao, L.E. Cross. Phys. Rev. B **47**, *9*, 4285 (1993).
[5] S. Takahashi. Ferroelectrics **41**, 143 (1982).
[6] S.Y. Chu, T.Y. Chen, I.T. Tsai. Integr. Ferroelectr. **58**, 1293 (2003).
[7] X.M. Chen, J.S. Yang. J. Eur. Ceram. Soc. **18**, 1059 (1998).
[8] B. Noheda, D.E. Cox, G. Shirane, J.A. Gonzalo, L.E. Cross, S.E. Park. Appl. Phys. Lett. **74**, *14*, 2059 (1999).
[9] S.E. Park, T.R. Shout. J. Appl. Phys. **82**, *4*, 1804 (1997).
[10] J. Kelly, M. Leonard, C. Tantigate, A. Safari. J. Am. Ceram. Soc. **80**, *4*, 957 (1997).
[11] V. Koval, C. Alemany, J. Briancin, H. Brunckova. J. Electroceram. **10**, 19 (2003).
[12] A.V. Shilnikov, A.V. Sopit, A.I. Burkhanov, A.G. Luchaninov. J. Eur. Ceram. Soc. **19**, 1295 (1999).
[13] J.C. Shaw, K.S. Lin, I.N. Lin. Scripta. Mater. **29**, 981 (1993).
[14] C.H. Wang. J. Eur. Ceram. Soc. **22**, 2033 (2002).
[15] R. Yimnirun, S. Ananta, P. Laoratanakul. Mater. Sci. and Eng. B **112**, 79 (2004)
[16] R. Yimnirun, S. Ananta, P. Laoratanakul. J. Eur. Ceram. Soc. **25**, 3235 (2005).
[17] S. Wongsaenmai, Y. Laosiritaworn, S. Ananta, R. Yimnirun. Mater. Sci. and Eng. B **128**, 83 (2006).
[18] G.H. Haertling, C.E. Land. J. Am. Ceram. Soc. **54**, 1 (1971).
[19] X.N. Zhang, B. Xia, X. Zeng, P.S. Qiu, W.X. Cheng, X.Y. He. J. Am. Ceram. Soc. **97**, 1389 (2014).
[20] M. Nakada, K. Ohashi, J. Akedo. J. Cryst. Growth. **275**, 1275 (2005).
[21] G.S. Snow. J. Am. Ceram. Soc. **56**, 91 (1973).
[22] Y. Yoshikawa, K. Tsuzuki. J. Am. Ceram. Soc. **75**, 2520 (1992)
[23] Л.С. Камзина, W. Ruan, G. Li, J. Zeng. ФТТ **54**, *10*, 1899 (2012)
[24] W. Ruan, G. Li, J. Zeng, L.S. Kamzina, H. Zeng, L. Zheng, A. Ding. J. Am. Ceram. Soc. **95**, 2103 (2012)
[25] Л.С. Камзина, Л.А. Кулакова, G. Li. ФТТ **61**, *1*, 104 (2019).
[26] Л.С. Камзина. ФТТ **62**, *6*, 925 (2020)
[27] X. Tan, E. Aulbach, W. Jo, T. Granzow, J. Kling, M. Marsilius, H.J. Kleebe, J. Róodel. J. Appl. Phys. **106**, *4*, 044107 (2009).
[28] E. Sapper, S. Schaab, W. Jo, T. Granzow, J. Róodel. J. Appl. Phys. **111**, *1*, 014105 (2012).
[29] Y. Hiruma, H. Nagata, T. Takenaka. J. Appl. Phys. **105**, *8*, 084112 (2009).
[30] Л.С. Камзина. ФТТ **64**, *6*, 665 (2022).
[31] A.B. Kounga, T. Granzow, E. Aulbach, M. Hinterstein, J. Rödel. J. Appl. Phys. **104**, *2*, 024116 (2008).
[32] Л.С. Камзина. ФТТ **64**, *11*, 1792 (2022).
[33] V. Bobnar, Z. Kutnjak, R. Pirc, A. Levstik. Phys. Rev. B **60**, *9*, 6420 (1999).
[34] W. Zhao, W. Ruan, J. Zeng, L. Huang, K. Zhao, L. Zheng, H. Zeng, Y. Zhou, H. Yang, X. Ruan, G. Li. Appl. Phys. Lett. **104**, 062907 (2014).
[35] Л.С.Камзина, В.Г.Залесский. ФТТ **67**, 323 (2025).
[36] G.D. Adhikary, B. Mahale, B. N. Rao, A. Senyshyn, R. Ranjan. Phys. Rev. B **103**, 184106 (2021)
[37] A.A. Bokov, Z.-G. Ye. J. Mat. Sci. **41**, 31 (2006).

Редактор В.В. Емцев