

06,07

Свойства прозрачной керамики $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3-20\text{PbTiO}_3$, легированной редкоземельными ионами

© Л.С. Камзина¹, В.Г. Залесский¹, К.В. Дьяконов¹, G. Li²¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия² Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai, China

E-mail: LuSam@mail.ioffe.ru

Поступила в Редакцию 29 марта 2026 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2026 г.

Принята к публикации 21 апреля 2026 г.

Впервые изготовлена прозрачная керамика $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-20\text{PbTiO}_3$ (PMN-хРТ), легированная 2 % ионов La^{3+} (или Sm^{3+}). Для данной керамики исследованы ее диэлектрические, пьезоэлектрические и оптические свойства, а также взаиморасположение температуры деполяризации (T_d) и температуры фазового перехода между сегнетоэлектрической (ромбоэдрической) и релаксорной фазами (T_{F-R}). Показано, что добавка редкоземельных ионов размывает фазовый переход и снижает температуру максимума диэлектрической проницаемости. Обнаружено, что легирование ионами Sm приводит к меньшему размытию фазового перехода, чем ионами La. Установлено, что в керамике $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-20\text{PbTiO}_3+2\% \text{Sm}$ происходит одноэтапный переход поляризованного образца в релаксорную фазу, то есть температуры T_d и T_{F-R} совпадают. Измеренная величина пиротока при комнатной температуре в исследованных составах составляет $(0.5-0.7) \cdot 10^{-6} \text{C}/\text{cm}^2\text{K}$, что почти в 10 раз больше, чем в керамике PMN-(24-26)РТ, и в 1.5-2 раза больше, чем в монокристаллах PMN-20РТ и PMN-13РТ. Эта самая большая величина пьезоэлектрического коэффициента среди твердых растворов PMN-хРТ. Полученные значения эффективных электрооптических коэффициентов в параэлектрической фазе по порядку величины совпадают со значениями для ряда керамик PMN-хРТ, легированных La, но значительно меньше, чем в керамике PMN-25РТ+3 % La.

Ключевые слова: прозрачная керамика, релаксоры, сегнетоэлектричество, пьезоэлектрический эффект, электрооптика.

DOI: 10.61011/FTT.2026.04.63323.9335

1. Введение

Успешное создание релаксорных сегнетоэлектрических монокристаллических твердых растворов, таких как $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-x\text{PbTiO}_3$ (PMN-хРТ) и $\text{Pb}(\text{Zn}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3-x\text{PbTiO}_x$ (PZN-хРТ), более 30 лет назад стало важным достижением в исследованиях сегнетоэлектриков. Эти релаксорные сегнетоэлектрические кристаллы обладают очень высокими пьезоэлектрическими коэффициентами d_{33} (от 1200 до 2500 pC/N) и минимальным гистерезисом пьезоэлектрической деформации (< 5%), значительно превосходя основные пьезоэлектрические материалы, например, „мягкую“ керамику $\text{Pb}(\text{Zr,Ti})\text{O}_3$, у которой значения d_{33} и гистерезис деформации составляют порядка 500-700 pC/N и 30 %, соответственно [1-4].

Многочисленные исследования, проведенные на этих материалах, показали, что высокое пьезоэлектричество кристаллов PMN-хРТ связано, не только с наличием морфотропной фазовой границы (МРВ), но и с наномасштабной локальной структурной неоднородностью, а именно, с присутствием упорядоченных полярных наноразмерных областей Mg^{2+} и Nb^{5+} [5-9].

Дальнейшего увеличения пьезоэлектрического отклика можно добиться, вводя соответствующие добав-

ки. Добавление редкоземельных легирующих элементов в PMN-хРТ считается эффективным подходом для усиления его локальной структурной гетерогенности. По мнению авторов работы [10] добавление La^{3+} (Sm^{3+}) в PMN-хРТ создает возмущения в локальных параметрах порядка, таких как поляризация и деформация, что приводит к образованию дополнительных гетерогенных полярных областей и межфазных энергий, по сравнению с нелегированной системой PMN-хРТ.

Согласно исследованию Томаса [11], в керамике PMN-хРТ, нелегированной редкоземельными ионами La (или Sm), октаэдры NbO_6 и TiO_6 обладают сегнетоэлектрической активностью и связываются друг с другом через катионы Pb^{2+} в позиции А, причем эта связь достаточно сильна, чтобы обеспечить нормальный сегнетоэлектрический отклик. Другими словами, присутствие Pb^{2+} является необходимым условием для сегнетоэлектрических свойств, кроме сегнетоэлектрических октаэдров BO_6 . В керамике PMN-хРТ ионы La^{3+} (Sm^{3+}) из-за меньшего ионного радиуса, чем ионный радиус Pb^{2+} , занимает позицию А, замещая Pb^{2+} . Это указывает на уменьшение количества среды, связывающей сегнетоэлектрические октаэдры BO_6 . Следовательно, дальнедействующее взаимодействие между сегнетоэлектрически-

ми октаэдрами VO_6 ослабевает с увеличением содержания легирующего $La^{3+}(Sm^{3+})$ компонента и происходит переход от обычного сегнетоэлектрика к релаксорному сегнетоэлектрику.

В работах [10,12,13] было установлено, что влияние редкоземельных ионов на плотность и размер зерен керамики минимально и высокие диэлектрические и пьезоэлектрические свойства легированного $La^{3+}(Sm^{3+})$ $PMN-xPT$ не обусловлены изменениями плотности и размера зерен, связанными с легированием.

В последние годы прозрачные пьезоэлектрические материалы (в том числе керамика) привлекают все большее внимание благодаря элегантному сочетанию оптики, электричества и механики, что открывает значительные перспективы в области биомедицинской визуализации и сбора энергии [14–16]. Благодаря заметному электрооптическому (ЭО) эффекту, она обладает большими перспективами применения в области электрооптических переключателей и электрооптических модуляторов.

Прозрачная сегнетоэлектрическая керамика $PbZrTiO_3$ (PLZT), легированная La^{3+} , являлась основным электрооптическим материалом в течение многих лет. Она обладает большим ЭО эффектом, значительно превышающим ЭО эффект широко применяемого монокристалла $LiNbO_3$ [17–19]. Недостатками этой керамики являются большие потери на рассеяние и отсутствие быстродействия, что существенно ограничивает ее применение в динамических устройствах.

Недавно разработанная прозрачная керамика, легированная редкоземельными элементами ($RE^{3+}+PMN-xPT$) выделяется среди остальных высоким электрооптическим эффектом и быстродействием [20–22], что делает ее более предпочтительной для использования в электрооптических модуляторах и высокоскоростных переключателях. Достаточно сложной задачей при приготовлении новых составов керамик является достижение одновременно большой пьезоэлектрической активности и высокой оптической прозрачности, которая может быть ограничена рассеянием света высокоплотными доменными стенками и границами зерен [23,24].

Основное внимание исследователей было приковано к изучению прозрачной керамики $PMN-25PT$, легированной редкоземельными ионами $La^{3+}(Sm^{3+})$ [25]. Эта керамика имеет самый большой квадратичный электрооптический коэффициент в параэлектрической фазе $\sim 66 \cdot 10^{-16} (m/V)^2$ и низкое полуволновое напряжение $< 300 V$ [21,22] среди всех релаксорных систем. Это значительно лучше, чем в La -допированной керамике PLZT [18,26–28], в которой квадратичный электрооптический коэффициент равен $9 \cdot 10^{-16} (m/V)^2$, а полуволновое напряжение $< 800 V$.

Для поиска еще более перспективных прозрачных керамик с наилучшими свойствами для практических применений мы приготовили новую сегнетоэлектрическую керамику $PMN-20PT$, допированную ионами La^{3+}

и Sm^{3+} , с высокой прозрачностью, о свойствах которой в литературе нет никаких сведений.

Настоящая работа посвящена исследованию диэлектрических, пироэлектрических и оптических (в том числе электрооптических) свойств двух прозрачных керамик $PMN-20PT+2\% La^{3+}$ и $PMN-20PT+2\% Sm^{3+}$. Будет проведено сравнение со свойствами кристалла $PMN-20PT$.

2. Исследуемые образцы и методика эксперимента

Высокопрозрачная La , Sm -содержащая керамика $PMN-20PT$ с концентрацией 2% La/Sm изготавливалась с использованием необычного двухступенчатого метода спекания, описанного в наших работах [21,29] и отличающегося от стандартного (типичного) одноэтапного метода горячего прессования [20]. Полученные образцы были высокого оптического качества. Монокристаллические твердые растворы $PMN-20PT$ выращивались методом спонтанной кристаллизации, описанным в работах [30,31].

Для исследования температурных зависимостей пропускания, двулучепреломления (Δn) и поперечного ЭО-эффекта применялся $He-Ne$ -лазер. ЭО-свойства оценивались на основе измерений Δn в зависимости от напряженности электрического поля. Оптическая ось образца была ориентирована под углом 45° к направлению падающего света. Измерялся квадратичный ЭО-эффект, а Δn определялось по соотношению

$$I/I_0 = \sin^2(\pi l \Delta n / \lambda), \quad (1)$$

где I_0 — интенсивность падающего света, I — интенсивность света, прошедшего через образец, расположенный между скрещенными поляризаторами, λ — длина волны падающего света, l — длина образца в направлении распространения света. Эффективные ЭО-коэффициенты вычислялись по формуле

$$\Delta n = (-1/2)n^3 R_{\text{eff}} E^2, \quad (2)$$

где R_{eff} — квадратичные ЭО-коэффициенты, n — показатель преломления, E — напряженность внешнего поля.

Диэлектрические измерения в отсутствие и при приложении электрического поля проводились импедансметром GoodWill LCR 819 и измерителем иммитанса E7-11 в интервале температур 77–400 K на частоте 1 kHz.

Исследование термостимулированной деполяризации (ТСД) или пиротока проводилось по методу, подробно описанному в работе [32]. После нагрева образца без поля до 400 K, образец охлаждался во внешнем поле 3 kV/cm до температуры 77 K (FC-regime). После выдержки образца в течение 15 min в короткозамкнутом состоянии проводился его нагрев без поля (ZFH-regime) и измерялся ток деполяризации. Вся процедура повторялась для другой полярности внешнего поля.

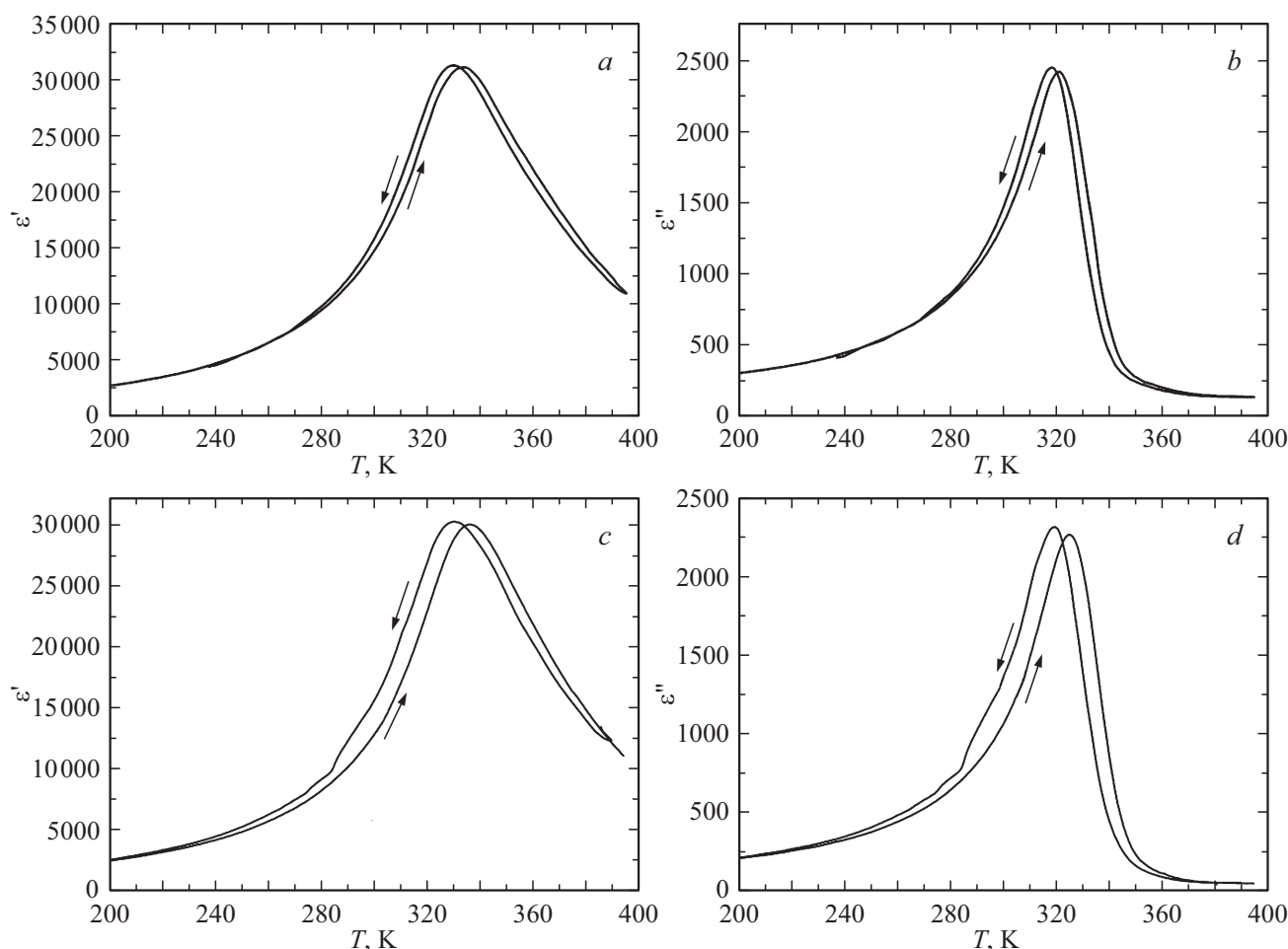


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ' (a, c) и диэлектрических потерь ϵ'' (b, d), снятые в режиме нагревания (ZFH) и охлаждения в прозрачных керамиках PMN–20PT+2%La (a, b) и PMN–20PT+2%Sm (c, d).

Чтобы устранить в образцах эффекты памяти, связанные с приложением электрического поля, образец сначала нагревался без поля до температур, превышающих температуру $T_{\max \epsilon}$ на ~ 50 К, и выдерживался при этой температуре 10–15 мин для того, чтобы устранить в образцах эффекты памяти, связанные с приложением электрического поля.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

В работах [33,34] авторы, исследуя диэлектрические и пьезоэлектрические свойства керамических твердых растворов PMN– x PT, допированных редкоземельными ионами (La, Sm, Eu), показали, что эти легирующие примеси, занимающие позицию А в PMN– x PT снижают температуру максимума диэлектрической проницаемости (T_C) примерно на 25°C на моль % по мере того, как катионы редкоземельных элементов перемещаются в А-позицию керамики PMN–PT. В недопированных образцах PMN–20PT $T_C \approx 353\text{--}358$ К, температура спон-

танного перехода из ромбоэдрической сегнетоэлектрической в релаксорную фазу $T_{F-R}(T_s) \approx 335$ К.

На рис. 1 представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ' (рис. 1, a, c) и диэлектрических потерь ϵ'' (рис. 1, b, d), снятые в режиме нагревания (ZFH) и охлаждения (ZFC) на частоте 1 kHz в исследованных нами прозрачных керамиках PMN–20PT+2%La (рис. 1, a, b) и PMN–20PT+2%Sm (рис. 1, c, d). Видно, что температура максимума диэлектрической проницаемости ϵ' T_C для исследуемых керамик ~ 20 К ниже, чем для недопированного образца PMN–20PT. Этот сдвиг значительно меньше, чем приведенный в работах [33,34].

Несмотря на общую схожесть температурного поведения диэлектрического отклика в обеих керамиках, имеются и различия. В керамике PMN–20PT+2%La, кроме размытого максимума на температурной зависимости ϵ' и ϵ'' , никаких других аномалий не наблюдается (рис. 1, a, b).

В то же время на температурной зависимости ϵ' и ϵ'' , снятой при охлаждении в отсутствие поля, в керамике PMN–20PT+2%Sm (рис. 1, c, d) видна небольшая аномалия при температуре 284–287 К, которая может быть

температурой спонтанного фазового перехода из релаксорной в сегнетоэлектрическую (ромбоэдрическую) фазу (T_{F-R}).

Измерения ϵ' и ϵ'' в режиме ZFHaFC (нагрев без поля после охлаждения в поле 4 kV/cm) в керамике $PMN-20PT+2\%La$ не привело к появлению каких-либо дополнительных аномалий при температуре деполяризации T_d .

Так как из диэлектрических измерений в керамике $PMN-20PT+2\%La$, проведенных как в отсутствие электрического поля (рис. 1, *a, b*), так и в режиме ZFHaFC не удалось обнаружить аномалию при спонтанном фазовом переходе, мы использовали более чувствительные оптические методы исследования. Несмотря на то, что изменение оптического пропускания связано только с изменением размеров неоднородностей и происходит в широком интервале температур, оно может свидетельствовать о фазовом переходе, в котором происходят эти изменения. Это подтверждают результаты температурной зависимости оптического пропускания и диэлектрической проницаемости, полученные нами ранее для недопированного монокристалла $PMN-20PT$, представленные на рис. 2 [35]. Если аномалия на кривой ϵ , соответствующая спонтанному фазовому переходу при T_{F-R} , выражена недостаточно четко, то оптическое пропускание при этой температуре претерпевает значительные изменения.

На рис. 3 для состава $PMN-20PT+2\%La$ приведены температурные зависимости двупреломления (Δn), измеренные при нагревании в отсутствие электрического поля после охлаждения в поле 3 kV/cm (режим ZFHaFC) (кривая 1) и при нагревании ZFH (кривая 2)

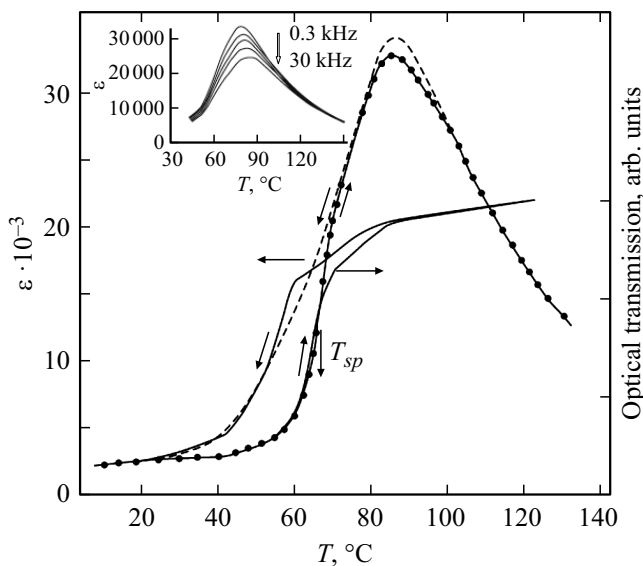


Рис. 2. Температурные зависимости ϵ , измеренные на частоте 1 kHz , и оптического пропускания, снятые в режиме нагревания и охлаждения для монокристалла $PMN-20PT$. На вставке — температурные зависимости ϵ , измеренные на разных частотах измерительного поля для монокристалла $PMN-20PT$.

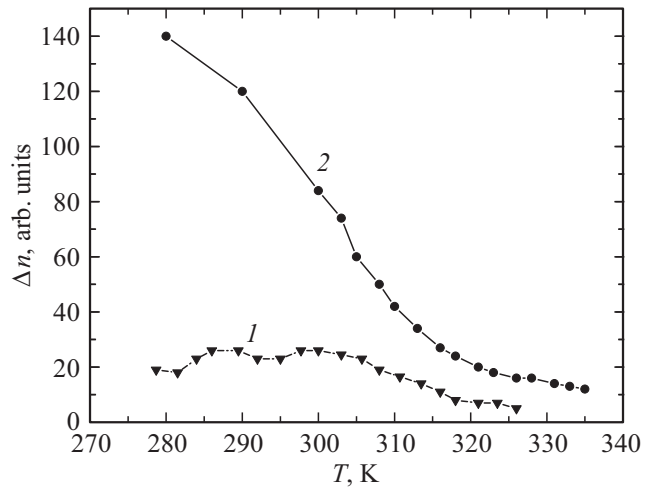


Рис. 3. Температурная зависимость двупреломления керамики $PMN-20PT+2\%La$, измеренная в режиме ZFHaFC после приложения поля 3 kV/cm (кривая 1) и при нагревании в отсутствие электрического поля (кривая 2).

в отсутствие электрического поля. Так как изменения пропускания в частично поляризованном образце могут быть незначительными и их трудно заметить на фоне большого пропускания, мы использовали измерения в скрещенных николях.

Из измерений Δn в режиме ZFH (рис. 3, кривая 2) видно, что Δn при повышении температуры и по мере приближения к параэлектрической фазе плавно уменьшается без появления какой-либо аномалии, соответствующей спонтанному фазовому переходу при температуре T_{F-R} . Только приложение поля $E = 3\text{ kV/cm}$ при охлаждении образца и последующий нагрев без поля (режим ZFHaFC) (рис. 3, кривая 1) приводит к изменению температурного поведения Δn и появлению дополнительных аномалий. На кривой 1 после небольшого максимума наблюдается незначительное уменьшение Δn при температуре $\sim 287-290\text{ K}$. Это уменьшение может быть связано с разрушением макроскопической поляризации, возникшей только в части объема поляризованного образца, тогда как остальная часть образца остается неполяризованной из-за малого поляризующего электрического поля. Используемые в работе электрические поля приводят не к полной (монокристаллическое состояние), а только к частичной поляризации образца, и дальнейший порядок возникает только в части объема образца. Температура, при которой Δn уменьшается может являться температурой деполяризации T_d .

Температуры T_d и T_{F-R} являются важными параметрами сегнетоэлектриков, особенно в случае их практического применения. T_{F-R} — температура перехода из сегнетоэлектрической в релаксорную фазу является верхней температурной границей, выше которой материалы теряют свои макроскопические свойства. T_d — температура деполяризации предварительно поляризованных образцов. Несмотря на то, что процессы, происходящие

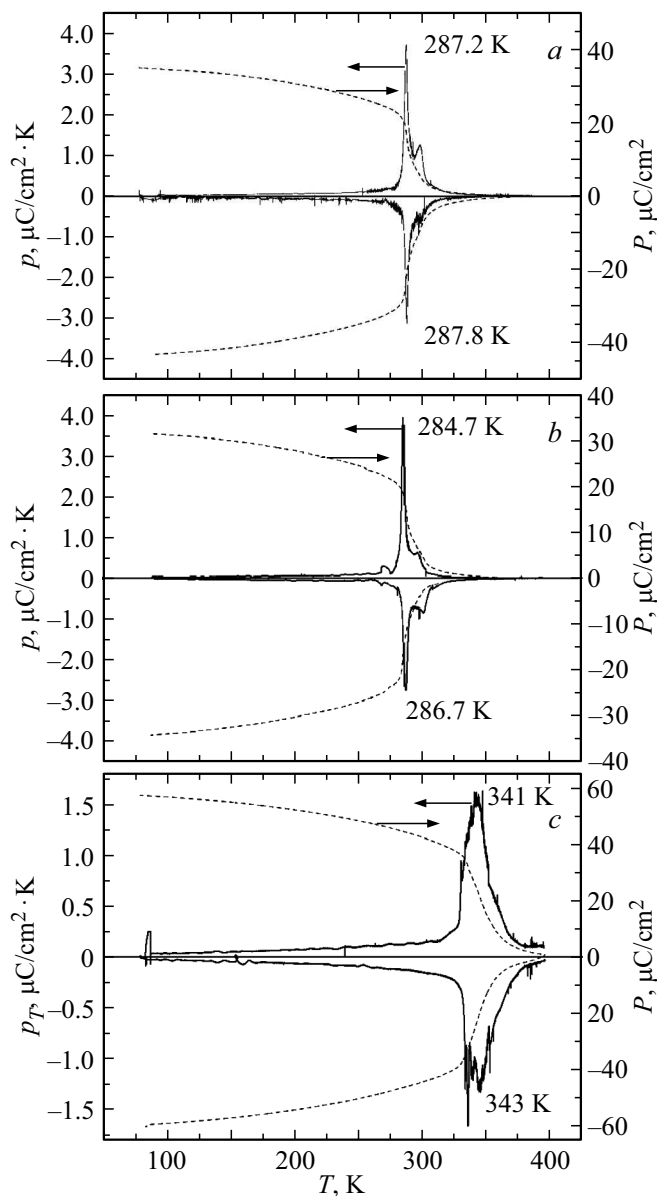


Рис. 4. Температурные зависимости пирозлектрического тока и остаточной поляризации (пунктирная кривая) для керамики $\text{PMN}-20\text{PT}+2\% \text{La}$ (*a*), $\text{PMN}-20\text{PT}+2\% \text{Sm}$ (*b*) и для монокристалла $\text{PMN}-20\text{PT}$ (*c*), вырезанного в направлении $[100]$.

в сегнетоэлектриках при этих температурах, имеют одинаковую природу, они могут в одних релаксорах совпадать друг с другом, а в других различаться.

Как известно из литературы и наших работ [36–42], совпадение температур T_d и T_{F-R} может иметь место в сегнетоэлектриках как с большой, так и с малой степенью размытия фазового перехода. Это связано с размерами полярных областей. При большой степени размытия перехода (как, например, в PMN) с полярными нанообластями (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. В релаксорах с малой степенью размытия фазового перехода PNR являются упорядоченными единицами достаточно больших размеров и взаимодействия между PNR приводят к спонтанному фазовому переходу, при котором температуры T_d и T_{F-R} совпадают.

Несовпадение температур T_d и T_{F-R} и двухэтапный переход из сегнетоэлектрической в релаксорную фазу обнаружен только в релаксорах со средними размерами PNR, в которых наблюдается размытый фазовый переход в сегнетоэлектрическое состояние даже в отсутствие электрического поля. Сначала при нагревании поляризованного образца выше T_d разрушается только макроскопическая поляризация, а при дальнейшем нагреве до температуры T_{F-R} и выше, домены распадаются на PNR.

Взаиморасположение температур T_d и T_{F-R} в исследуемой в данной работе прозрачной керамике не известно. Является ли T_d также температурой перехода из сегнетоэлектрической в релаксорную фазу T_{F-R} , т.е. температуры совпадают, или этому переходу соответствует другая температура?

Для проверки предположения, что значения температур совпадают T_d и T_{F-R} , мы провели измерения температурных зависимостей пиротока и остаточной поляризации в образцах прозрачной керамики, а также в недопированном кристалле $\text{PMN}-20\text{PT}$. На рис. 4 представлены полученные зависимости. Из рис. 4 видно, что в керамике $\text{PMN}-20\text{PT}+2\% \text{Sm}$ (рис. 4, *b*) при той же температуре, при которой происходит перегиб на кривой остаточной поляризации, наблюдается как максимум пиротока, соответствующий температуре T_d , так и аномалия на температурной зависимости ϵ' и ϵ'' в отсутствие поля (рис. 1, *c, d*), соответствующая температуре T_{F-R} . Следовательно, переход из сегнетоэлектрической фазы в релаксорную в керамике $\text{PMN}-20\text{PT}+2\% \text{Sm}$ проходит в один этап и температуры T_d и T_{F-R} совпадают.

В керамике $\text{PMN}-20\text{PT}+2\% \text{La}$ температура максимума пиротока T_d (рис. 4, *a*) совпадает с температурой аномалии двупреломления, измеренной в режиме $\text{ZFN}a\text{FC}$ (рис. 3, кривая 1). Так как никаких аномалий, соответствующих температуре T_{F-R} , при диэлектрических и оптических измерениях в отсутствие электрического поля мы не обнаружили, то говорить о совпадении или различии температур T_d и T_{F-R} в керамике $\text{PMN}-20\text{PT}+2\% \text{La}$ преждевременно. Требуется дополнительные рентгеновские и нейтронные исследования.

Сравним величины пиротока в исследованных в данной работе керамиках с величинами, приведенными в литературе, для разных составов $\text{PMN}-x\text{PT}$. На рис. 5 представлена зависимость пирозлектрического коэффициента от состава в монокристаллах $\text{PMN}-x\text{PT}$ при комнатной температуре, опубликованная в работе [43]. Наибольшая величина пирозлектрического коэффициента наблюдается для состава $\text{PMN}-13\text{PT}$ и составляет $32.6 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2\text{K}$ ($32.6 \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2\text{K}$). В работе [44] величина пиротока при 300 К для керамических образцов $\text{PMN}-x\text{PT}$ ($x = 24-26$) составляет $(5.5-6.3) \cdot 10^{-8} \text{ C/cm}^2\text{K}$.

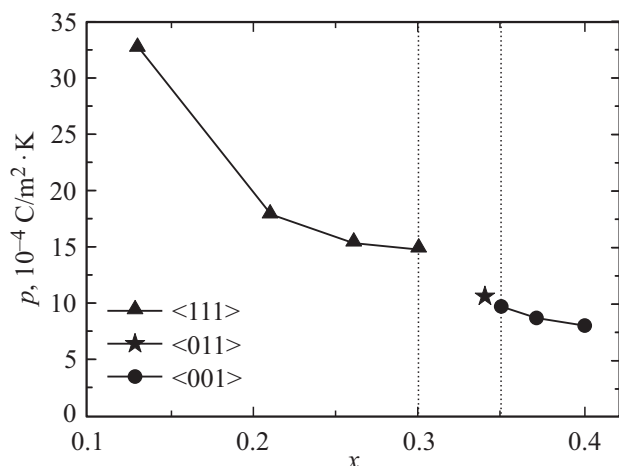


Рис. 5. Зависимость пироэлектрического коэффициента от состава в монокристаллах $PMN-xPT$ при комнатной температуре из работы [43].

Квадратичные электрооптические коэффициенты $PMN-PT+La$ разного состава из [46]

La content	Quadratic EO coefficient R ($\times 10^{-16}$ (m/V) ²)		
	PMN/PT ratio		
	72/28	75/25	78/22
3.2 mol.%	19.9	7.7	2.3
3.5 mol.%	13.2	3.2	1.5
3.8 mol.%	7.1	2.7	1.0

Как видно из рис. 4 величина пиротока в наших образцах составляет при 300 К $(0.5-0.7) \cdot 10^{-6}$ C/cm²К, что почти в 10 раз больше, чем в керамике $PMN-(24-26)PT$, и превышает в полтора раза величину пиротока в монокристалле $PMN-13PT$. Эта самая большая величина пироэлектрического коэффициента среди твердых растворов $PMN-xPT$.

По формулам (1) и (2), приведенным в разделе 2, мы вычислили эффективные электрооптические коэффициенты R_{eff} в параэлектрической фазе. Экстремальные значения пропускания достигаются при условии, когда разность фаз $\Gamma = 2\pi l \Delta n / \lambda = k\pi$, где k — целое число, принимающее значения $0, 1, 2, \dots, \infty$. Первое максимальное значение пропускания достигается при $k = 1$, или при разности хода $\lambda/2$. Отсюда из разности фаз Γ получаем выражение для $\Delta n = \lambda/2l$. Показатель преломления $n_0 = 2.5$ для образцов $PMN-xPT$, содержащих редкоземельные ионы, взят из работы [45]. Величина R_{eff} в параэлектрической фазе при температуре 330 К составила $\sim 1 \cdot 10^{-16}$ (m/V)². Полученное значение R_{eff} по порядку величины совпадает со значениями для керамики $PMN-22PT$, содержащей 3.2–3.8% La, которые приведены в таблице из работы [46], но значительно меньше, чем в керамике $PMN-25PT+3\% La$ [21,22,29].

4. Заключение

Впервые изготовлена прозрачная керамика $PMN-20PT$, легированная 2% редкоземельных ионов La или Sm, и исследовано влияние этих добавок на диэлектрические, пироэлектрические и оптические свойства, а также на взаиморасположение температуры деполяризации (T_d) и спонтанного фазового перехода (T_{F-R}).

Обнаружено, что введение обеих добавок размывает фазовый переход и сдвигает температуру максимума диэлектрической проницаемости в сторону низких температур. Отличием температурных зависимостей диэлектрической проницаемости в исследованных керамиках в отсутствие электрического поля является наличие дополнительной аномалии в керамике $PMN-20PT+2\% Sm$ при температуре T_{F-R} , в то время как в составе $PMN-20PT+2\% La$ такая аномалия отсутствует. Можно предположить, что введение 2% ионов Sm меньше размывает фазовый переход, чем 2% ионов La.

Обнаружено, что в керамике $PMN-20PT+2\% Sm$ при одной и той же температуре, наблюдаются максимум пиротока, перегиб на кривой остаточной поляризации (температура деполяризации T_d), а также аномалия на температурной зависимости диэлектрической проницаемости и диэлектрических потерь в отсутствие электрического поля (температура T_{F-R}). Это свидетельствует об одноэтапном переходе поляризованного образца в релаксорную фазу, т.е. температуры T_d и T_{F-R} совпадают. Вопрос о взаиморасположении температур T_d и T_{F-R} в керамике $PMN-20PT+2\% La$ требует дальнейших исследований.

Найдено, что исследуемые керамики имеют самый большой пироэлектрический коэффициент при комнатной температуре среди всех твердых растворов $PMN-xPT$, что может найти применение в недорогих неохлаждаемых инфракрасных ИК-детекторах и тепловизорах.

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Финансирование работы

Работа поддержана Национальной ключевой программой исследований и разработок Китая (№ 2023YFB3812000 и № 2021YFA0716502).

Список литературы

- [1] S.E. Park, T.R. Shrout. J. Appl. Phys. **82**, 1804 (1997).
- [2] S.J. Zhang, F. Li. J. Appl. Phys. **111**, 031301 (2012).
- [3] F. Li, M.J. Cabral, B. Xu, Zh. Cheng, E.C. Dickey, J.M. LeBeau, J. Wang, J. Luo, S. Taylor, W. Hackenberger, L. Bellaiche, Zh. Xu, L.-Q. Chen, Th.R. Shrout, Sh. Zhang. Science **364**, 264 (2019).

- [4] Z.-G. Ye. MRS Bull. **34**, 277 (2009).
- [5] A.D. Hilton, D. J. Barber, C.A. Randall, T.R. Shrout. J. Mater. Sci. **25**, 3461 (1990).
- [6] S. Prosandeev, L. Bellaiche. Phys. Rev. B **94**, 180102(R) (2016).
- [7] M.J. Cabral, S.J. Zhang, E.C. Dickey, J.M. LeBeau. Appl. Phys. Lett. **112**, 082901 (2018).
- [8] H. Takenaka, I. Grinberg, S. Liu, A.M. Rappe. Nature **546**, 391 (2017).
- [9] F. Li, Sh. Zhang, T. Yang, Zh. Xu, N. Zhang, G. Liu, J. Wang, J. Wang, Zh. Cheng, Z.-G. Ye, J. Luo, Th.R. Shrout, L.-Q. Chen. Nat. Commun. **7**, 13807 (2016).
- [10] F. Li, D. Lin, Z. Chen, Zh. Cheng, J. Wang, Ch.Ch. Li, Zh. Xu, Q. Huang, Xi. Liao, L.-Q. Chen, Th.R. Shrout, Sh. Zhang. Nat. Mater. **17**, 349 (2018).
- [11] N.W. Thomas. Phys. Chem. Solids **51**, 12, 1419 (1990).
- [12] X. Zhao, W. Qu, H. He, N. Vittayakorn, X. Tan. J. Am. Ceram. Soc., **89**, 1, 202 (2006).
- [13] M.E. Manley, D.L. Abernathy, R. Sahul, D.E. Parshall, J.W. Lynn, A.D. Christianson, P.J. Stonaha, E.D. Specht, J.D. Budai. Sci. Adv. **2**, e1501814 (2016).
- [14] C.R. Qiu, B. Wang, N. Zhang, S.J. Zhang, J.F. Liu, D. Walker, Y. Wang, H. Tian, T.R. Shrout, Z. Xu, L.Q. Chen, F. Li. Nature **577**, 350 (2020).
- [15] Y.Q. Wang, G.Q. Shi, D.S. Fu, Z.X. Xiong, J.Y. Liu, Y.L. Qin, Y.C. Zhang. J. Chin. Ceram. Soc. **52**, 924 (2024).
- [16] G.H. Haertling, C.E. Land. J. Am. Ceram. Soc. **54**, 1 (1971).
- [17] X.N. Zhang, B. Xia, X. Zeng, P.S. Qiu, W.X. Cheng, X.Y. He. J. Am. Ceram. Soc. **97**, 1389 (2014).
- [18] M. Nakada, K. Ohashi, J. Akedo. J. Cryst. Growth. **275**, 1275 (2005).
- [19] G.S. Snow. J. Am. Ceram. Soc. **56**, 91 (1973).
- [20] H. Jiang, Y.K. Zou, Q. Chen, K.K. Li, R. Zhang, Y. Wang, H. Ming, Z.Q. Zheng. Proc. SPIE **5644**, 380 (2005).
- [21] W. Ruan, G.R. Li, J.T. Zeng, J.J. Bian, L.S. Kamzina, H.R. Zeng, L.Y. Zheng, A.L. Ding. J. Am. Ceram. Soc. **93**, 2128 (2010).
- [22] W. Ruan, G. Li, J. Zeng, L.S. Kamzina, H.R. Zeng, K.Y. Zhao, L.Y. Zheng, A.L. Ding. J. Appl. Phys. **110**, 074109 (2011).
- [23] Z. Fang, X.D. Jiang, X. Tian, F.J. Zheng, M.Q. Cheng, E. Zhao, W.N. Ye, Y.L. Qin, Y.C. Zhang. Adv. Opt. Mater. **9**, 2002139 (2021).
- [24] C.C. Li, B. Xu, D.B. Lin, S.J. Zhang, L. Bellaiche, T.R. Shrout, F. Li. Phys. Rev. B **101**, 140102(R) (2020).
- [25] M. Hu, Zh. Chang, N. Nie, Zh. Wan, W. Dong, Q. Fu. J. Adv. Ceram. **12**, 1441 (2023).
- [26] I.A. Santos, A.L. Zanin, M.H. Lente, B. Assis, R. Favaretto, D. Garcia, J.A. Eiras. Ceramica **49**, 92 (2003).
- [27] M. Ozolinsh. Ferroelectrics **201**, 137 (1997).
- [28] Z.R. Dong, Q. Ye, R.H. Qu, Z.J. Fang. Chin. Opt. Lett. **5**, 540 (2007).
- [29] Л.С. Камзина, R. Wei, G. Li, J. Zeng, A. Ding. ФТТ **52**, 10, 1999 (2010).
- [30] S.M. Emelyanov, F.I. Savenko, Yu.A. Trusov, V.I. Torgashev, P.N. Timonin. Phase Trans. **45**, 251 (1993).
- [31] Л.С. Камзина, Н.Н. Крайник. ФТТ **42**, 128 (2000).
- [32] Л.С. Камзина, В.Г. Залесский. ФТТ **67**, 323 (2025).
- [33] N. Kim, W. Huebner, S.J. Jang, T.R. Shrout. Ferroelectrics **93**, 341 (1989).
- [34] Y. Huang, L. Zhang, W. Shi, Q. Hu, V. Shur, X. Wei. J. Mater. Sci. Technol. **165**, 75 (2023).
- [35] Л.С. Камзина, И.П. Раевский, С.М. Емельянов, С.И. Раевская, Е.В. Сахар. ФТТ **46**, 881 (2004).
- [36] Li Jin, X. Tan, E. Aulbach, W. Jo, T. Granzow, J. Kling, M. Marsilius, H.J. Kleebe, J. Rödel. J. Appl. Phys. **106**, 4, 044107 (2009).
- [37] E. Sapper, S. Schaab, W. Jo, T. Granzow, J. Rödel. J. Appl. Phys. **111**, 1, 014105 (2012).
- [38] Y. Hiruma, H. Nagata, T. Takenaka. J. Appl. Phys. **105**, 8, 084112 (2009).
- [39] Л.С. Камзина. ФТТ **64**, 6, 665 (2022).
- [40] A.B. Kounga, T. Granzow, E. Aulbach, M. Hinterstein, J. Rödel. J. Appl. Phys. **104**, 2, 024116 (2008).
- [41] Л.С. Камзина. ФТТ **64**, 11, 1792 (2022).
- [42] Л.С. Камзина, В.Г. Залесский, К.В. Дьяконов. ФТТ **67**, 866 (2025).
- [43] Ya. Tang, X. Wan, X. Zhao, X. Pan, D. Lin, H. Luo, J. Sun, X. Meng, J. Zhu. J. Appl. Phys. **98**, 084104 (2005).
- [44] Ch. Chen, Y. Wang, J. Li, Ch. Wu, G. Yang. J. Adv. Dielectr. **12**, 2250002 (2022).
- [45] W. Ji, X. He, X. Zeng, W. Cheng, P. Qiu, B. Xia, D. Wang. Ceram. Int. **41**, 1950 (2015).
- [46] W. Ji, X. He, X. Zeng, W. Cheng, P. Qiu, B. Xia, D. Wang. Ceram. Int. **41**, 10387 (2015).

Редактор А.Н. Смирнов