

УДК 537.226.83

## ПРОЦЕССЫ НИЗКО- И ИНФРАНИЗКОЧАСТОТНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СЕГНЕТОКЕРАМИКЕ $(1 - x)\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3 + x\text{Co}_2\text{O}_3$

© 2019 г. А. И. Бурханов<sup>1, \*</sup>, Р. В. Диков<sup>1, \*</sup>, К. Борманис<sup>2, \*\*</sup>, А. Калване<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
“Волгоградский государственный технический университет”, Волгоград, Россия

<sup>2</sup>Латвийский университет, Институт физики твердого тела, Рига, Латвия

\*E-mail: burkhanov@inbox.ru

\*\*E-mail: bormanis@cfi.lu.lv

Поступила в редакцию 12.11.2018 г.

После доработки 29.03.2019 г.

Принята к публикации 27.05.2019 г.

Исследованы процессы низко- и инфранизкочастотной поляризации в твердых растворах  $(1 - x)\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3 + x\text{Co}_2\text{O}_3$  ( $x = 0; 0.1; 0.3; 0.5; 1; 2$  вес. %), приготовленных по обычной керамической технологии, в широком диапазоне температур. Установлено, что примесь кобальта Co существенно меняет тепловые аномалии диэлектрических свойств и сдвигает температуру сегнетоэлектрического фазового перехода. Данные диэлектрического отклика в образцах сравниваются с поведением упругих свойств керамики при различном содержании в ней примеси. Установлено, что с добавлением Co разупорядочение керамической структуры увеличивается, доменная составляющая, определяющая основной вклад низкочастотной поляризации, существенно уменьшается, а характер диэлектрической нелинейности материала будет определяться процессами индуцирования макроскопического полярного состояния из микроскопического (скопление полярных нанодоменов и фазовых границ).

DOI: 10.1134/S0367676519090035

### ВВЕДЕНИЕ

Физические свойства титаната бария  $\text{BaTiO}_3$  широко изучаются уже более полувека, однако интерес к исследованию этого соединения и твердых растворов на его основе не ослабевают до сих пор [1–4]. Способность титаната бария образовывать твердые растворы с титанатом свинца типа  $(1 - x)\text{BaTiO}_3 - x\text{PbTiO}_3$  позволяет широко варьировать свойства материала: с увеличением содержания свинца наблюдается повышение температуры сегнетоэлектрического (СЭ) фазового перехода (ФП) [5]. Показано [6], что легирование  $\text{BaTiO}_3$  кобальтом ( $\text{Co}^{3+}$ ) не только снижает температуру ФП, но и приводит к затуханию механических потерь и сглаживанию аномалии модуля упругости. Установлено, что добавление ионов  $\text{Co}^{3+}$  в систему  $(1 - x)\text{BaTiO}_3 - x\text{PbTiO}_3$  приводит к появлению у нее ферромагнитных свойств при низких температурах [7]. Таким образом, несмотря на огромное количество исследований, данная система остается актуальной и материалы на ее основе продолжают привлекать внимание разработчиков конечных изделий стабильностью электрофизических свойств как во времени (старение), так и в процессе циклически изменяю-

щихся нагрузок (долговечности работы), а также низкой плотностью и высокими значениями скорости звука.

Цель данной работы – исследование процессов поляризации и переполяризации в твердом растворе  $0.95\text{BaTiO}_3 - 0.05\text{PbTiO}_3$  при различном содержании модифицирующей добавки кобальта, а также изучение поведения скорости ультразвука в области сегнетоэлектрического фазового перехода в данной системе.

### ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Образцы твердого раствора  $(1 - x)\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3 + x\text{Co}_2\text{O}_3$  ( $x = 0; 0.1; 0.3; 0.5; 1; 2$  вес. %) – (ВРТС) были получены из оксидов высокой чистоты обычным двухступенчатым методом твердофазного синтеза и последовательным спеканием в атмосферных условиях.

Для диэлектрических измерений на образцах диаметром 15 мм и толщиной 0.5 мм в слабых полях ( $E < 10 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$ ) использовался RLC-измеритель Е7-15. В качестве электродов использовали воженное серебро. Температурные зависимо-

сти диэлектрической проницаемости  $\epsilon'(T)$  и тангенса угла диэлектрических потерь  $\text{tg}\delta(T)$  в слабом измерительном поле проводились на частоте 1000 Гц в режиме нагрева со скоростью 0.5 град/мин. Измерения нелинейного диэлектрического отклика в сильных полях (петли поляризации на частотах 1 и 10 Гц) осуществлялись с использованием модифицированной схемы Сойера–Тауэра. При обработке петель поляризации (ПП) получены значения эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_{\text{эф}}(E) = P(\epsilon_0 E)^{-1}$ , где  $P$  – поляризация при соответствующей амплитуде синусоидального электрического поля  $E$ . Измерение скорости продольных звуковых волн осуществлялось с применением резонансного метода [8] на образцах, приготовленных в виде брусков длиной 15 мм и сечением  $1.5 \times 1.5 \text{ мм}^2$ . Electroды наносились на большие грани брусков, после чего образцы поляризовались в постоянном электрическом поле величиной  $E_0 = 10 \text{ кВ} \cdot \text{см}^{-1}$  при  $T = 100^\circ\text{C}$  с последующим охлаждением под полем до комнатной температуры ( $T_0$ ). Для возбуждения образца сигналы от импульсного генератора Г5-53 и прецизионного генератора синусоидальных колебаний Г3-110 через смеситель подавались на образец, установленный в температурной камере так, чтобы электроды, подводящие сигнал, попадали в центр образца (в узел собственных колебаний). Плавным изменением частоты Г3-110 устанавливался резонанс образца, частота которого фиксировалась частотомером ЧЗ-64. Скорость звука  $\nu$  определялась по формуле:  $\nu = 2f_l/n$ , где  $f_r$  – частота первого резонанса образца,  $l$  – длина образца,  $n$  – номер гармоники.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости  $\epsilon'(T)$  и  $\text{tg}\delta(T)$  в сегнетокерамике ВРТС с различным содержанием кобальта в температурной области сегнетоэлектрического фазового перехода (ФП), представлены на рис. 1. Данные позволяют с увеличением содержания кобальта качественно оценивать степень размытия ФП и сдвиг температуры  $T_m$ , соответствующий максимуму  $\epsilon'(T)$ . Видно, что при  $x = 0.1$  и  $x = 0.5$  максимальные значения  $\epsilon'(T)$  достаточно близки к значениям при  $x = 0$ , и при этом  $T_m$  понижается. Зависимость значений  $T_m$  от концентрации  $\text{Co}$  (рис. 1(в)) показывает, что существенное уменьшение  $T_m$  происходит в интервале концентрации от  $x = 0.1$  до  $x = 0.5$  и далее уменьшение  $T_m$  стремится к насыщению. Это согласуется с ранее полученными данными по этим составам [5]. Относительно диэлектрических потерь следует отметить, что в составе с наибольшей концентрацией  $\text{Co}$  ( $=2$ ) имеет место практически монотонный рост  $\text{tg}\delta(T)$ , полностью

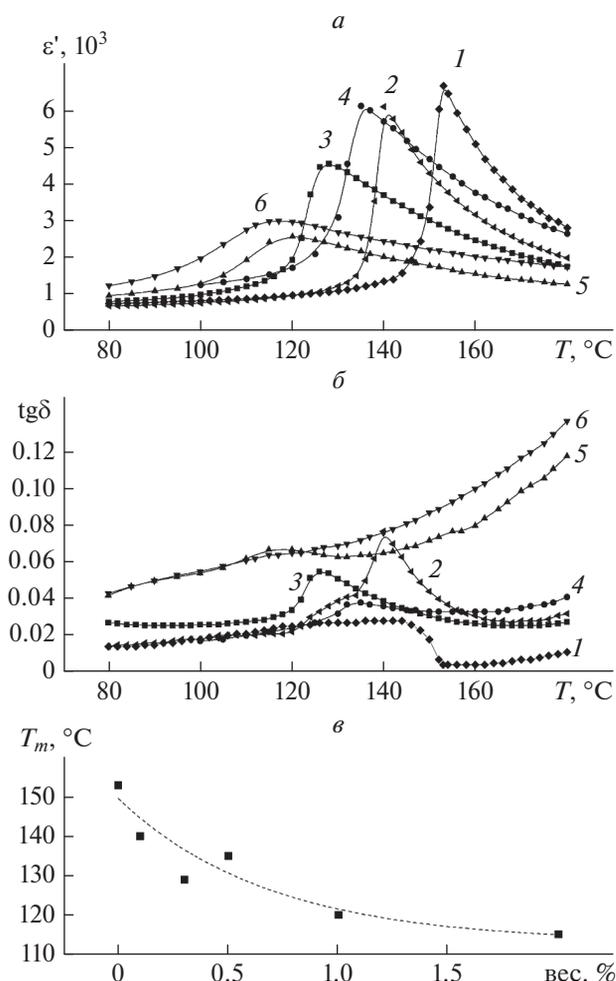
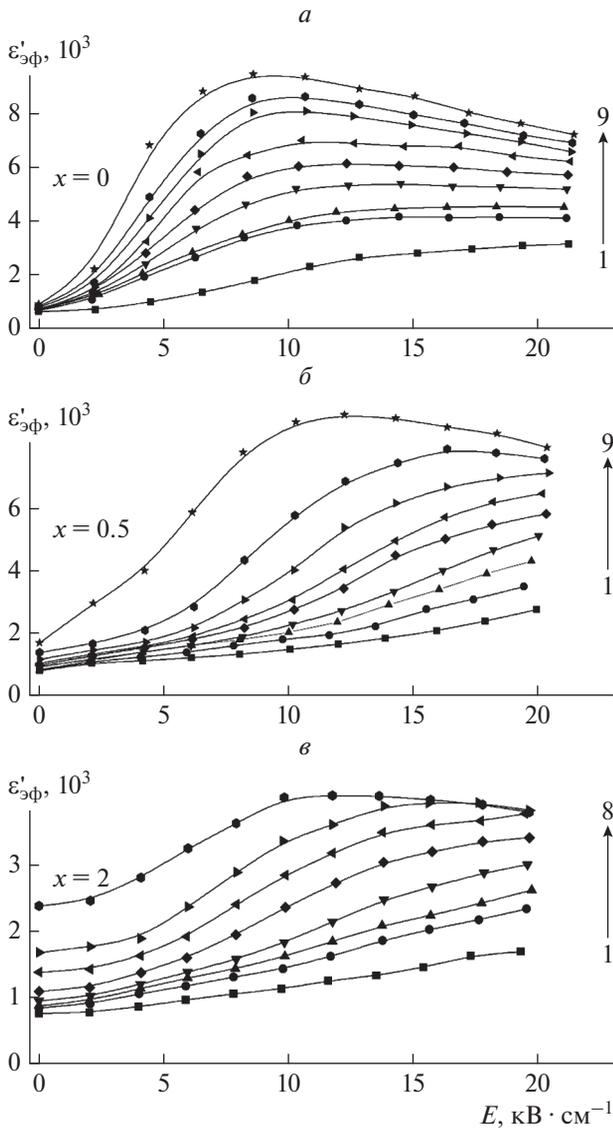


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости (а) и диэлектрических потерь (б) в керамике ВРТС( $x$ ) при различном содержании кобальта: кривая 1 –  $x = 0$ ; 2 – 0.1; 3 – 0.3; 4 – 0.5; 5 – 1; 6 – 2 и концентрационная зависимость температуры максимума диэлектрической проницаемости от содержания кобальта в керамике ВРТС (в).

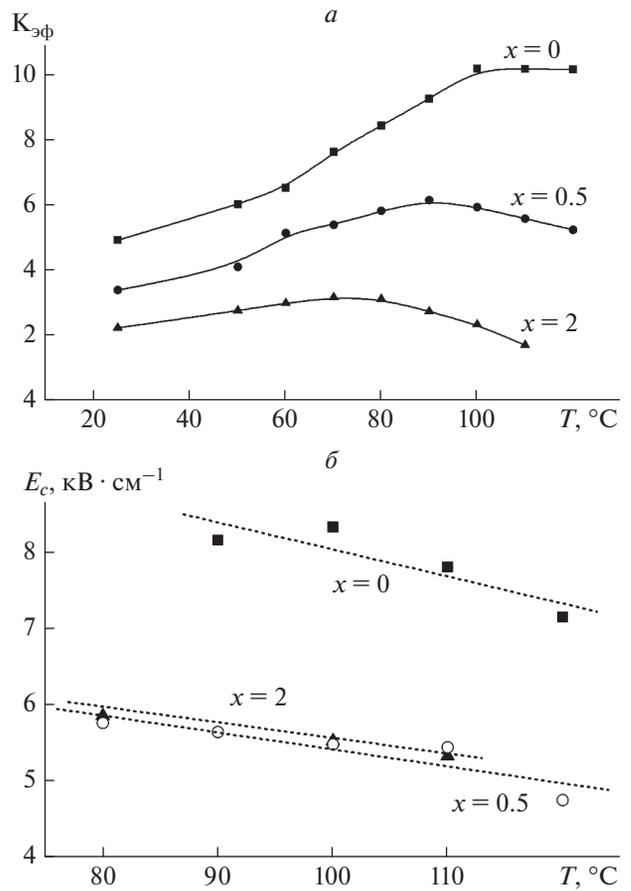
“маскирующий” аномалию  $\text{tg}\delta(T)$  в области ФП. Это свидетельствует о существенном увеличении вклада проводимости в релаксационные процессы поляризации при концентрации кобальта  $x \geq 1$ .

Поведение нелинейного диэлектрического отклика керамики для составов  $x = 0$ ;  $x = 0.5$  и  $x = 2$  в сильных синусоидальных полях  $E$  частотой 10 Гц при различных температурах (рис. 2а–2в) показывает, что для составов с  $x = 0$  и  $x = 0.5$  наблюдается несущественное различие максимальных значений  $\epsilon'_{\text{эф}}(E)$ , что в общем согласуется с поведением диэлектрического отклика в данных составах в слабых полях. Значительное уменьшение максимальных значений  $\epsilon'_{\text{эф}}$  происходит при  $x > 1$ . Оценка сдвига по полевой шкале максимумов



**Рис. 2.** Полевые зависимости эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon'_{эфф}(E)$  при различном содержании кобальта в керамике ВРТС: *a* –  $x = 0$ ; *б* –  $x = 0.5$ ; *в* –  $x = 2$ . Цифры возле кривых указывают на температуру образца, при которой измерена зависимость  $\epsilon'_{эфф}(E)$ : 1 – 25; 2 – 50; 3 – 60; 4 – 70; 5 – 80; 6 – 90; 7 – 100; 8 – 110; 9 – 120°C.

$\epsilon'_{эфф}(E)$  с изменением температуры показывает, что в используемом в эксперименте интервале полей  $E$  смещение максимума  $\epsilon'_{эфф}(E)$  существенно увеличивается при наличии в составе кобальта. Особенно это выражено в ВРТС с  $x = 2$  (рис. 2*в*). Данный состав, как показано выше (рис. 1), имеет наибольшее размытие ФП и установленный характер смещения максимумов  $\epsilon'_{эфф}(E)$  вероятно обуславливается широким набором коэрцитив-



**Рис. 3.** Температурные зависимости коэффициента эффективной диэлектрической нелинейности  $K_{эфф}(T) = \epsilon'_{мэфф}(T)/\epsilon'_{0эфф}(T)$  – *a* и коэрцитивного поля  $E_c(T)$ , определяемого по полуширине петли поляризации для различных концентраций кобальта – *б*.

ных полей в неоднородной полярной структуре материала (доменных и фазовых границ, взаимодействующих с дефектами, полярных нанодоменов). Таким образом, значительный сдвиг максимумов  $\epsilon'_{эфф}(E)$  при  $x = 2$  в керамике ВРТС демонстрирует отклик материала, аналогичный отклику модельного релаксорного сегнетоэлектрика PMN [9, 10].

Представленные на рис. 2 полевые зависимости  $\epsilon'_{эфф}(E)$  позволяют оценить коэффициент эффективной диэлектрической нелинейности  $K_{эфф}(T) = \epsilon'_{мэфф}(T)/\epsilon'_{0эфф}(T)$ , где  $\epsilon'_{мэфф}$  – максимальные значения  $\epsilon'_{эфф}(E)$ , а  $\epsilon'_{0эфф}$  – начальные (при минимальном измерительном поле) значения  $\epsilon'_{эфф}(E)$  при соответствующей температуре [11]. На рис. 3 показаны температурные зависимости  $K_{эфф}$  в исследуемой керамике ВРТС. Наибольшие значения  $K_{эфф}$  наблюдаются в составе с  $x = 0$ , т.е. в том материа-

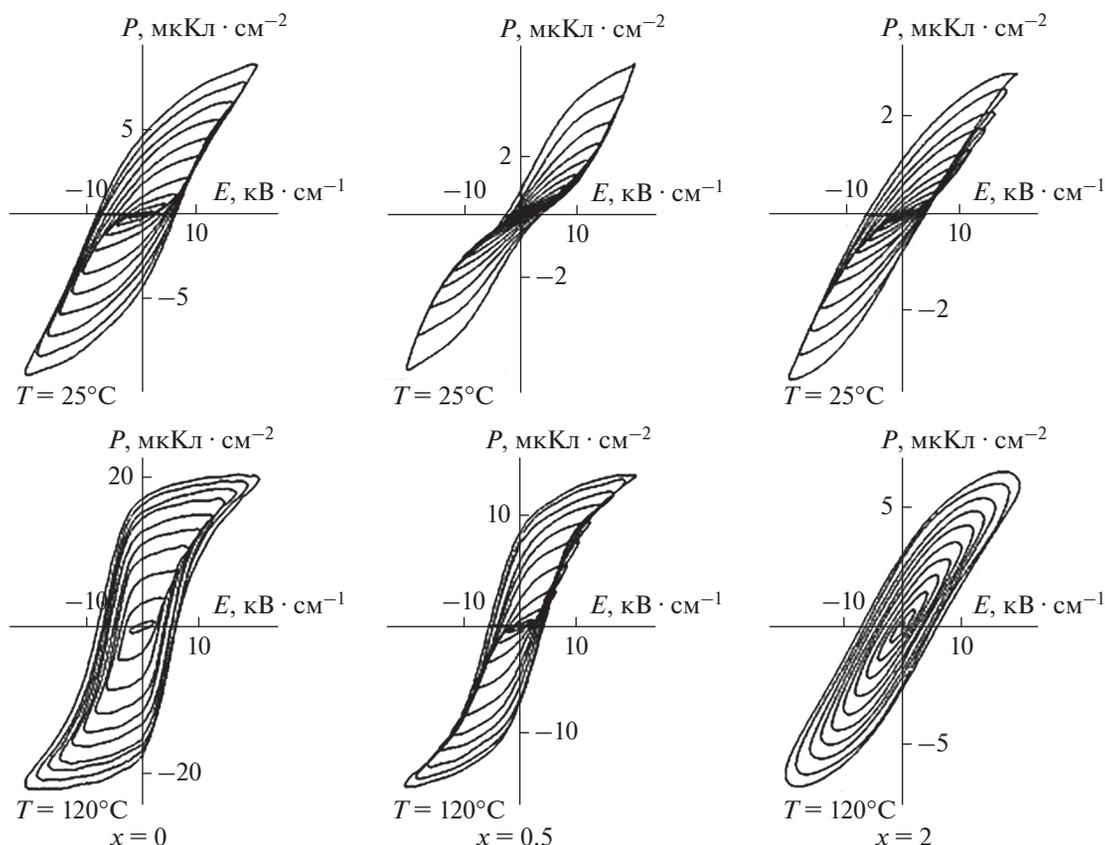
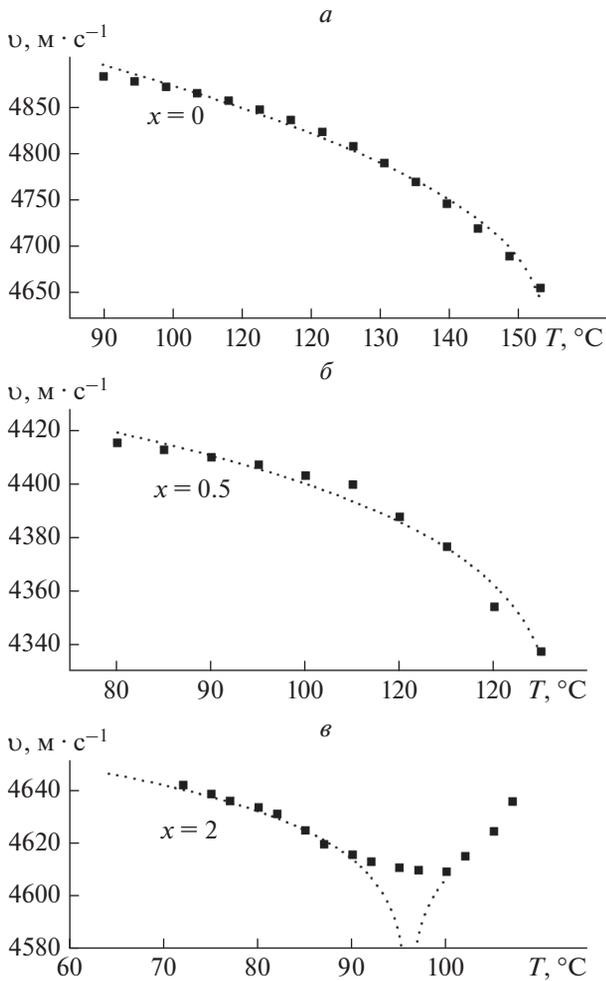


Рис. 4. Петли поляризации на частоте 10 Гц в керамике ВРТС( $x$ ) с  $x = 0$ ;  $x = 0.5$  и  $x = 2$  при различных температурах и амплитудах измерительных полей.

ле, где фазовый переход имеет наименьшее размытие, а это значит, что изменения в полевой зависимости диэлектрического отклика в наибольшей степени обусловлены динамикой доменов. При увеличении размытия ФП (увеличение содержания Со) вклад доменной составляющей уменьшался и нелинейность отклика, в основном, определяется процессами индуцирования макроскопического полярного состояния из микроскопического (скопления полярных нанодоменов и фазовых границ). Данное утверждение согласуется с результатами [12], где методами высокоразрешающей электронной микроскопии в системе РМН-РТ по мере изменения соотношения РМН/РТ (изменения степени размытия ФП) изменялся вид доменной структуры (от микронных размеров до полярных нанодоменов). Как следует из температурной зависимости  $K_{эф}(T)$  (рис. 2), область насыщения данного параметра в ВРТС существенным образом сдвигается вниз по температурной шкале при увеличении содержания кобальта. Это также может являться следствием ослабления вклада доменной составляющей в нелинейный отклик материала при увеличении размытия ФП. Особенно это выражено в

составе с  $x = 2$ , где уже при  $T = 0^\circ\text{C}$  (что ниже  $T_m$  почти на  $40^\circ$ )  $K_{эф}$  начинает существенно уменьшаться.

На рис. 3б представлено поведение коэрцитивного поля  $E_c(T)$ , определяемого в данном случае по полуширине петли поляризации при максимальном поле  $E$ . Так как полуширина петли становится близкой к  $E_c$  лишь при амплитуде  $E$ , позволяющей получать насыщенные ПП, то в нашем случае это был ограниченный интервал температур от  $T \approx 80^\circ\text{C}$  до  $T \approx 120^\circ\text{C}$ , где нижний предел обусловлен высокими значениями  $E_c$ , верхний — существенным вкладом проводимости (рис. 4 — округленные ПП). Из рис. 3б видно, что значения  $E_c$  для состава с  $x = 0$  значительно превосходят значения данного параметра в составах с  $x = 0.5$  и с  $x = 2$ . Поведение ПП коррелирует с ходом кривых  $\epsilon'_{y0}(E)$  на рис. 2, откуда следует, что высокие значения  $\epsilon'_{y0}$  в составе с  $x = 0.5$  (узкая ПП — малые значения остаточной поляризации) достигаются при более высоких значениях  $E$ , чем при  $x = 0$  (широкая ПП — большие значения остаточной поляризации). Это согласуется с тем, что в составе с большим размытием ФП прирост поляриза-



**Рис. 5.** Температурные зависимости продольной скорости звука  $v(T)$  в образцах ВРТС с  $x = 0$  (а);  $x = 0.5$  (б) и  $x = 2$  (в): точки – экспериментальные данные; пунктирные кривые – аппроксимирующие зависимости вида  $v = A + B(T_c - T)^p$ .

ции в основном осуществляется за счет индуцируемой части поляризации. Вывод о зависимости вклада доменного механизма в процесс переполаризации хорошо согласуется с формой ПП исследованной керамики ВРТС. Так, в случае  $x = 0$  ширина ПП определяется затратами энергии на переключение СЭ-доменов, а в случае  $x = 2$ , когда ширина ПП относительно мала – постепенным ориентированием и слиянием микродоменной (нанодоменной) структуры, характерной для СЭ-релаксоров. Кроме того, для СЭ-релаксоров известны также такие явления как долговременная релаксация и эффекты памяти [13, 14]. В нашем случае проявление такого рода эффектов в зависимости от содержания кобальта в керамике ВРТС проявляются как изменения формы ПП в зависимости от предыстории материала (рис. 4).

Рис. 4 иллюстрирует ПП для керамики ВРТС с  $x = 0$ ,  $x = 0.5$  и  $x = 2$  при двух температурах – комнатной температуре  $T_0$ , при которой образцы длительно выдерживались без внешнего полевого воздействия и температуре значительно выше комнатной. В последнем случае ПП измерялись сразу после нагрева до исследуемой температуры. В случае  $x = 0$  температура  $T = 120^\circ\text{C}$  на  $30^\circ$  ниже  $T_m$ , в случае  $x = 0.5$  – на  $15^\circ$  ниже  $T_m$  и в случае  $x = 2$  – практически при  $T_m$ . Видно, что для составов с Со выделяются такие особенности как “перетяжка” ПП при  $x = 0.5$  и существенная несимметричность ПП относительно шкалы  $E$  для  $x = 2$ . Такие искажения формы петель после тренировки в течение 5–10 мин при  $T_0$ , или при нагреве до высоких температур исчезали (рис. 4,  $T = 120^\circ\text{C}$ ), что указывало на выраженные эффекты старения или долговременной релаксации поляризации в составах керамики с кобальтом (с размытым ФП), в отличие от не модифицированного (с малым размытием ФП) состава ВРТС.

Отметим, что влияние модифицирующих примесей на проявление эффектов старения было отмечено в системе калий–натрий ниобата (КNN) с примесью меди, когда при малых концентрациях меди наблюдалась двойная ПП, а при увеличении содержания меди ПП принимала обычный вид [15]. В нашем случае с учетом представленных выше данных о влиянии кобальта на характер процессов переполаризации в керамике ВРТС наиболее вероятной причиной особенностей в поведении  $P(E)$  следует принять появление разупорядоченного состояния и возникновение существенных внутренних полей в структуре при легировании кобальтом. При одинаковых временах старения (т.е., выдержки при  $T_0$ ) в сегнетоэлектриках со слабым и сильным размытием ФП эффекты старения будут наиболее выражены в материале с сильно размытым ФП или обладающим свойствами релаксорного СЭ, что показано в целом ряде исследований релаксорных материалов [16, 17].

Влияние содержания Со на величину размытия ФП в сегнетокерамике ВРТС и связанные с этим особенности процессов поляризации и переполаризации проявляются и в поведении такой упругой характеристики как скорость ультразвуковой волны. Рис. 5 иллюстрирует температурное поведение продольной скорости звука  $v(T)$  в образцах с  $x = 0$ ;  $x = 0.5$  и  $x = 2$ . Точки на графиках указывают экспериментально полученные значения скорости для данного материала, а штриховые линии являются аппроксимационными зависимостями вида  $v(T) = A + B(T_c - T)^p$ , где  $A$  и  $B$  – постоянные,  $T_c$  – подгоночная температура Кюри, параметр  $p$  характеризует быстроту уменьшения скорости звука в области ФП. Такого типа зависимости могут описывать поведение скорости звука в СЭ с

размытым ФП [18]. При этом параметр  $p$  существенно уменьшается с увеличением размытия ФП: от  $p = 0.5$  для  $x = 0$ , как это следует из феноменологического подхода к описанию упругих свойств СЭ в области ФП (например, в [19]), до  $p = 0.13$  для  $x = 2$ . Отметим, что подгоночная температура  $T_c$ , практически совпадает со значением  $T_m$ , в составах с  $x = 0$  и  $x = 0.5$ . Для состава с  $x = 2$   $T_c \approx 96^\circ\text{C}$ , а  $T_m \approx 117^\circ\text{C}$ . Как следует из рисунка, основным отличием поведения  $\nu(T)$  в образцах с  $x = 0$  и  $x = 0.5$  от образца с  $x = 2$  является то, что в составе с большой концентрацией  $\text{Co}$  кривая  $\nu(T)$  проходит через минимум при  $T < T_m$ . Это указывает на то, что структурные изменения при размытом ФП происходят при более низких температурах, чем  $T_m$ , что является характерным свойством СЭ-релаксора. Таким образом, в нашем случае подгоночная температура  $T_c$ , определяемая по минимуму  $\nu(T)$ , может определять среднюю температуру ФП из сегнетоэлектрического в релаксорное состояние в ВРТС с  $x = 2$ .

Однако следует отметить, что измерение температурных зависимостей  $\nu(T)$  происходит в режиме нагрева предварительно поляризованных образцов: в процессе нагрева постепенно разрушается макроскопическое полярное состояние образца. В составах с  $x = 0$  и  $x = 0.5$ , где  $T_c$  близка к  $T_m$ , пьезоэлектрический отклик, благодаря которому происходит измерение скорости звука, исчезает при  $T_m$ . В составе с  $x = 2$ , где проявляются свойства сегнетоэлектрика-релаксора, этот отклик сохраняется, постепенно уменьшаясь до нуля при температурах  $T > T_m$ . Данный результат свидетельствует о том, что полное разрушение макроскопической поляризации с заданной ориентацией может происходить (в зависимости от предыстории – значения  $E$  и  $T$ ) при температурах существенно превосходящих  $T_m$ .

При относительно высоких температурах в релаксорной фазе могут существовать так называемые “гигантские диполи” [20] или статические полярные нанодомены. При подаче сильного внешнего постоянного поля возможна ориентация таких полярных нанодоменов. В таком случае для состава с  $x = 2$  приложенное внешнее постоянное поле в процессе поляризации образца при  $T \geq T_m$  вероятно приводит к появлению электро-подобного состояния аналогично тому, которое возникает при поляризации аморфных диэлектриков и способствует сохранению макроскопической поляризованности образца до температур существенно превышающих среднюю температуру фазового перехода в релаксорном СЭ.

Таким образом, результаты исследования характера диэлектрического отклика согласуются с поведением скорости ультразвука в области фазового перехода в сегнетокерамике ВРТС. Это под-

тверждает вывод о том, что добавка кобальта в керамику приводит к появлению таких дефектов, которые способствуют образованию структуры, характерной для сегнетоэлектриков–релаксоров, когда возможно сосуществование полярной (в виде нанодоменов) фазы и неполярной – параэлектрической фазы в широкой области температур.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально исследован характер поляризационных и переполяризационных процессов и поведение скорости ультразвука в модифицированной кобальтом керамике  $\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3$ .

Установлено уменьшение температуры сегнетоэлектрического ФП и увеличение размытия ФП по мере возрастания концентрации кобальта; предполагается, что размытие ФП связано с изменениями полярной структуры керамики (появление полярных нанодоменов). Зависимость  $T_m(x)$  при  $x > 1$  стремится к насыщению, что может указывать на ограниченное внедрение ионов кобальта в элементарную ячейку  $\text{Ba}_{0.95}\text{Pb}_{0.05}\text{TiO}_3$ .

Определена зависимость величины сдвига максимума  $\epsilon'_{\text{эф}}(E)$  с изменением температуры при возрастании концентрации кобальта в керамике ВРТС. Проведена оценка коэффициента эффективной диэлектрической нелинейности  $K_{\text{эф}}$  в широкой области температур и выявлено, что наибольшие значения  $K_{\text{эф}}$  наблюдаются в составе с малым размытием ФП, где основной вклад в  $\epsilon'_{\text{эф}}(E)$  обусловлен динамикой доменов и их границ. По мере увеличения разупорядоченности среды (при добавлении кобальта), сопровождающегося размытием ФП, доменная составляющая существенно уменьшается и нелинейность отклика, в основном, определяется процессами индукции макроскопического полярного состояния из микроскопического (скопления полярных нанодоменов и фазовых границ).

Установлено, что в керамике ВРТС температурная зависимость скорости звука  $\nu(T)$  в составе с наибольшей концентрацией  $\text{Co}$  ( $x = 2$ ) проходит через минимум при температуре, которая существенно ниже  $T_m$ . Это указывает на то, что структурные изменения при ФП в данном составе происходят при более низких температурах, что является характерным свойством сегнетоэлектрика-релаксора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brančin L. Medveck // J. Mater. Sci. Lett. 2002. V. 21. P. 55.*
2. *Лебедев А.И., Случинская И.А., Ермо А. и др. // ФТТ. 2009. Т. 51. № 5. С. 940; Lebedev A.I., Sluchinskaya I.A., Erko A. et al. // Phys. Sol. St. 2009. V. 51. № 5. P. 991.*

3. *Li W., Qi J., Wang Y. et al.* // *Mat. Lett.* V. 57. P. 1.
4. *Li Q., Qi J., Wang Y. et al.* // *J. Eur. Ceram. Soc.* 2001. V. 21. P. 2217.
5. *Markiewicz E., Bujakiewicz-Korońska R., Majda D. et al.* // *J. Electroceram.* 2014. V. 32. P. 92.
6. *Cheng B.L., Gabbay M., Jr Duffy W. et al.* // *J. Mater. Sci.* 1996. V. 31. P. 4951.
7. *Bujakiewicz-Koronska R., Markiewicz E., Nalecz D.M. et al.* // *J. Ceramics Int.* 2014. V. 41. P. 3983.
8. *Ноздрев В.Ф., Федорищенко Н.В.* // Молекулярная акустика. М.: Высш. школа, 1974. 288 с.
9. *Colla E.V., Furman E.L., Gupta S.M. et al.* // *J. Appl. Phys.* 1999. V. 85. № 3. P. 1693.
10. *Bormanis K., Burkhanov A.I., Tumanov I.E. et al.* // *Ferroelectrics.* 2013. V. 442. P. 137.
11. *Поплавко Ю.М., Переверзева Л.П., Раевский И.П.* Физика активных диэлектриков: уч. пособие. Ростов-на-Дону: Изд-во ЮФУ, 2009. 428 с.
12. *Viehland D., Kim M.Y., Xu Z., Jie-Fang Li* // *Proc. Int. Conf. "Electroceramics V"*. (Aveiro, 1996). V. 1. P. 97.
13. *Burkhanov A.I., Shilnikov A.V., Sternberg A.* // *Ferroelectrics.* 1989. V. 90. P. 39.
14. *Burkhanov A.I., Shilnikov A.V., Dimza V.* // *Ferroelectrics.* 1992. V. 131. P. 267.
15. *Ke S.M., Huang H.T., Fan H.Q. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. Art. № 082901.
16. *Burkhanov A.I., Shil'nikov A.V.* // *Ferroelectrics.* 2004. V. 299. P. 153.
17. *Colla E.V., Sullivan K., Weissman M.B.* // *J. Appl. Phys.* 2016. V. 119. № 1. Art. № 014109.
18. *Smirnova E., Sotnikov A., Zaitseva N. et al.* // *Phys. Lett. A.* 2010. V. 374. P. 4256.
19. *Балашова Е.В., Леманов В.В., Альберс И., Кленпер-нунер А.* // *ФТТ.* 1998. Т. 40. № 6. С. 1090; *Balashova E.V., Lemanov V.V., Albers J., Klöpperpieper A.* // *Phys. Sol. St.* 1998. V. 40. № 6. P. 995.
20. *Bokov A., Zuo-Guang Ye.* // *J. Adv. Dielectrics.* 2012. V. 2. № 2. Art. № 1241010.