

04,06

Синтез, кристаллическая структура, фазовые превращения и диэлектрическая релаксация в модифицированной La^{3+} керамике $\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6$

© Н.В. Макияня¹, А.Л. Буланова², А.А. Заболотный², А.В. Павленко¹

¹ Федеральный исследовательский центр Южный научный центр РАН, Ростов-на-Дону, Россия

² Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

E-mail: norair.makinyan@yandex.ru

Поступила в Редакцию 10 июля 2025 г.

В окончательной редакции 18 июля 2025 г.

Принята к публикации 19 июля 2025 г.

Проведены исследования кристаллической структуры, диэлектрических и сегнетоэлектрических характеристик керамики $\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6$, модифицированной на стадии синтеза сверх стехиометрии 1 wt.% (массовый процент) La_2O_3 (SBN50-La). Показано, что керамика является беспримесной, катионы La^{3+} встраиваются в позиции A1, а параметры тетрагональной элементарной ячейки равны $a = 12.4800 \text{ \AA}$, $c = 3.9354 \text{ \AA}$. При анализе зависимостей $\epsilon'(T, f)$ и $\epsilon''(T, f)$ образца установлено, что SBN50-La является сегнетоэлектриком-релаксором. Показано, что в диэлектрическом отклике керамики SBN50-La при $T = 83\text{--}493 \text{ K}$ и $f = 20\text{--}10^6 \text{ Hz}$ присутствует вклад от трех релаксационных процессов. Механизмы этих процессов обсуждаются.

Ключевые слова: ниобат бария-стронция, диэлектрические свойства, сегнетоэлектрик-релаксор, диэлектрическая релаксация.

DOI: 10.61011/FTT.2025.08.61316.183-25

1. Введение

В настоящее время сегнетоэлектрические материалы находят широкое применение во многих областях техники [1,2]. Распространенной и эффективной практикой целенаправленного улучшения свойств сегнетоэлектрических материалов является их легирование, то есть введение в структуру, например, редкоземельных элементов (Y^{3+} , La^{3+} , Ce^{3+} и так далее). Это зачастую приводит к улучшению таких характеристик, как диэлектрическая проницаемость, остаточная поляризация, пьезоэлектрический коэффициент и другие [3,4]. Также в некоторых случаях легирование способствует оптимизации технологических процессов при синтезе образцов [5]. Ниобаты бария и стронция $(\text{Sr}, \text{Ba})\text{Nb}_2\text{O}_6$ (SBN) выделяются среди сегнетоэлектриков со структурой тетрагональной вольфрамовой бронзы (ТВБ), так как обладают высокими значениями диэлектрической проницаемости (в кристаллах может достигать в области фазового перехода ~ 80000 [6,7]) и пьезоэлектрического коэффициента ($0.06 \mu\text{C}/\text{cm}^2/\text{K}$ [8]), что делает их востребованными для применения в нелинейной оптике и датчиках инфракрасного излучения [9,10]. Они всесторонне исследуются различными научными коллективами как в чистом виде [11–13], так и легированными редкоземельными элементами в виде монокристаллов и керамики [5,14–24]. Неоднократно отмечено, что введение легирующей добавки позволяет значительно изменить

температуру фазового перехода из сегнетоэлектрической в параэлектрическую фазу, а тем самым и электрофизические параметры материала. В системе твердых растворов SBN интересным с фундаментальной точки зрения является наличие концентрационного перехода в релаксаторное состояние, что отражается на параметрах материала и его доменной структуре. Так как SBN относится к незаполненным ТВБ, технология получения материала, регламенты синтеза и различные добавки (вводимые как стехиометрически, так и сверх стехиометрически) могут существенно влиять на свойства материалов, что несомненно необходимо учитывать. В качестве модификаторов в физическом материаловедении используется колоссально широкий спектр оксидов и карбонатов. Влияние некоторых из них сводится прежде всего к встраиванию определенных катионов в базовую структуру, а другие (Li_2CO_3 , MnO_2 , La_2O_3 , V_2O_5) выполняют так же и роль источника „жидкой фазы“, которая может оказывать положительное влияние на керамические свойства материала (повышать однородность, плотность, прочность керамики), что особенно важно при использовании керамики в качестве мишени в установках для получения пленок плазменными методами. Известно, что наличие неоднородностей мишени и их низкая плотность влияют отрицательно. Касательно SBN одним из наиболее интересных модификаторов выступает оксид лантана [20–24]. В работах Косцова Э.Г. [9,25] неоднократно отмечалось, что введение La_2O_3 на стадии

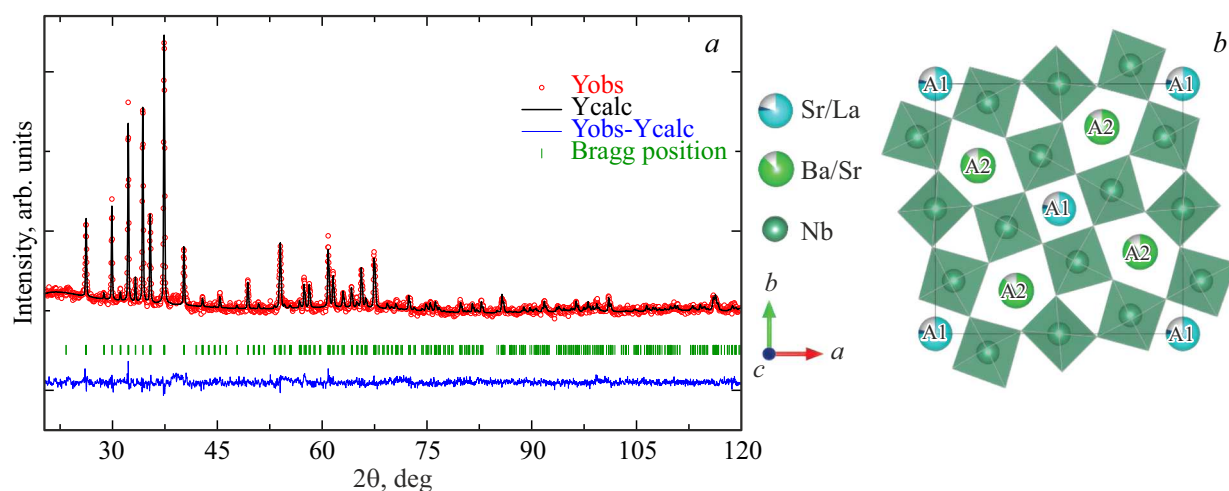


Рис. 1. Данные рентгеновской дифракции (Yobs) и рассчитанная дифракционная модель по методу Ритвельда (Ycalc) для керамики SBN50-La (a); схематическое изображение кристаллической структуры соединения SBN50-La (b).

получения керамики SBN50, используемой для получения в дальнейшем тонких пленок SBN50, позволяет в 1.5–2 раза увеличить пироккоэффициент и ряд других свойств. Учитывая, что к настоящему времени непонятно, как модифицирование оксидом лантана влияет на структуру, диэлектрические и сегнетоэлектрические свойства керамики SBN50, представляются актуальными исследования в этом направлении, чему и посвящена данная работа.

2. Объекты. Методы получения и исследования

Керамика $\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6$, модифицированная сверхстехиометрически La_2O_3 (1 wt.%) (т.е. введение модификатора происходило сверх стехиометрии исходного состава), была синтезирована двухстадийным твердофазным методом. В качестве исходных реагентов использовали предварительно просушенные при 773 K в течение 3 h порошки SrCO_3 (99.9%), BaCO_3 (99.9%), Nb_2O_5 (99%), и La_2O_3 (99%). Порошки предварительно взвешенных исходных реагентов тщательно измельчали и смешивали в агатовой ступке с добавлением этилового спирта в течение 30 min. Затем полученную шихту прокаливали в корундовом тигле на воздухе при температуре 1173 K в течение 6 h для разложения карбонатов и для связывания прекурсоров в виде промежуточных фаз, скорость нагрева составила 4 K/min. После чего образцы остывали до комнатной температуры со скоростью остывания печи. Полученные порошки гомогенизировали до однородности с добавлением поливинилового спирта (5%) в течение 30 min, прессовали в диски диаметром 12 mm при давлении 9 МПа и спекали при температуре 1623 K в течение 4 h.

Рентгено-дифракционные исследования проводили на дифрактометре ДРОН-3М с электронным управлением

($\text{CoK}\alpha$ -излучение) со скоростью $2^\circ(2\theta)/\text{min}$. Для уточнения структуры методом Ритвельда использовали массив данных, полученных путем сканирования образцов в диапазоне углов $20^\circ \leq 2\theta \leq 120^\circ$ с шагом 0.03° и выдержкой в каждой точке 3 s. Полученные данные анализировали в программе Jana 2006 [26]. В качестве исходных данных для уточнения кристаллической структуры были взяты данные для $\text{Sr}_{0.48}\text{Ba}_{0.52}\text{Nb}_2\text{O}_6$ (пр. гр. P4bm) [13].

Для проведения электрофизических измерений на полученные образцы наносились электроды с использованием серебро-содержащей пасты. Измерения относительной комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon^* = \epsilon' - i\epsilon''$ (ϵ' и ϵ'' — действительная и мнимая части ϵ^* соответственно) в интервале температур $T = 83\text{--}493\text{ K}$ и диапазоне частот $f = 20\text{--}10^6\text{ Hz}$ проводили с помощью криосистемы Linkam THMS600 stage и широкополосного анализатора иммитанса E7-28.

Петли диэлектрического ($P(U)$) и механического ($D(U)$) гистерезиса в диапазоне температур $T = 293\text{--}473\text{ K}$ на частоте 10 Hz (форма сигнала — треугольная) при величинах внешнего электрического напряжения $U = 0 \pm 4\text{ kV}$, а также вольт-фарадные зависимости ($C(U)$), при частоте и амплитуде измерительного сигнала 10 kHz и 15 V, соответственно) получали с помощью измерительного комплекса на основе анализатора сегнетоэлектриков DX-FE2000, термокамеры DXSC-2 и лазерного виброметра DXLV-03. Исследования эффектов усталости проводились после воздействия пилообразных импульсов с частотой и амплитудой 1 kHz и 2500 V соответственно. Расчет величин остаточной и максимальной поляризаций (P_r и P_{max}), коэрцитивного поля (E_c) образцов проводился с использованием программного обеспечения анализатора. Измерение пирозлектрического тока в динамическом режиме производилось на стенде, включающем термостатик (Dexinmag) и электрометр Keithley 6514. Ток фиксировался при

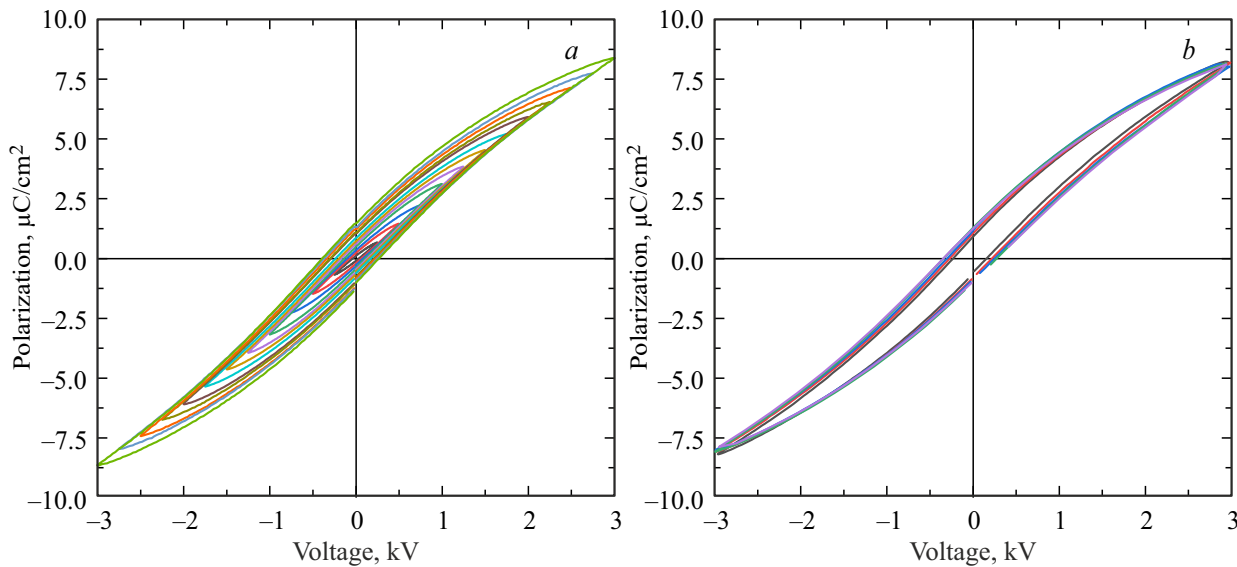


Рис. 2. Зависимости $P(U, f = 200 \text{ Hz})$ керамики SBN50-La при различных амплитудах U (a); зависимости $P(U)$ керамики SBN50-La при $f = 10\text{--}1000 \text{ Hz}$ (b).

линейном росте температуры со скоростью 5 K/min в интервале $T = 308\text{--}473 \text{ K}$.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Дифракционный профиль образца (рис. 1) характерен для семейства SBN со структурой ТВБ [13]. Для подтверждения образования фазы ТВБ с пространственной группой $P4bm$, а также для расчета параметров элементарной ячейки проводилось уточнение структуры методом Ритвельда. В ряде работ указывается, что редкоземельные элементы чаще всего склонны заселять именно четырехугольные каналы A1, а их наличие в структуре значительно влияет не только на кристаллографические параметры, но и на электрофизические свойства [24,27–29].

В таком случае в используемой нами модели ионы La^{3+} уточнялись в позиции 2a. По результатам уточнения (рис. 1) видно, что сверхстехиометрическое введение La_2O_3 в количестве $1 \text{ wt.}\%$ приводит к изменению параметра элементарной ячейки по сравнению с чистым SBN50 [28,30] $a = 12.4800 \text{ \AA}$, $c = 3.9354 \text{ \AA}$, что подтверждает частичное встраивание катионов La^{3+} в базовую структуру. К тому же удалось уточнить заселенность атомов La в позиции 2a. В таблице приведены кристаллографические параметры для керамики SBN50-La.

Как видно из рис. 2 керамика SBN50-La при комнатной температуре находится в полярной фазе — при полевом воздействии наблюдается семейство расширяющихся и увеличивающихся по амплитуде петель $P(U)$. В отличие от чистой керамики SBN50 петли $P(U)$ для SBN50-La имеют более вытянутую форму, а их полного насыщения не удается достичь в полях $U \sim 3 \text{ kV}$ (при

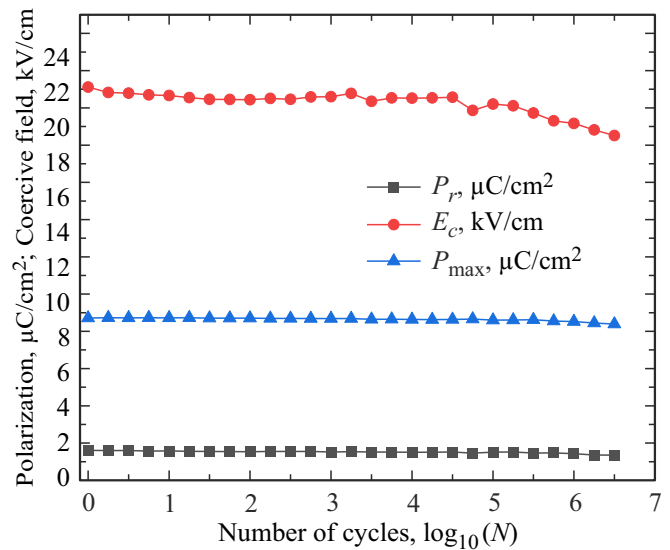


Рис. 3. Зависимости P_r , E_c и $P_{\max}$ керамики SBN50-La от количества циклов переключения.

этом U керамика SBN50-La характеризуется следующими величинами $E_c = 21 \text{ kV/cm}$, $P_r = 1.52 \mu\text{C/cm}^2$ и $P_{\max} = 8.71 \mu\text{C/cm}^2$ соответственно).

Изменение частоты внешнего поля с 10 до 1000 Hz практически не приводило к изменениям параметров петли (рис. 2, b). При анализе эффектов усталости, проявляющихся в сегнетоэлектриках при многократном переключении поляризации, установлено, что вплоть до 10^6 циклов переключения поляризационные характеристики керамики SBN50-La практически не изменяются, а в дальнейшем фиксируется небольшое снижение основных характеристик, обусловленное разогревом образца

Координаты атомов и изотропные тепловые смещения для керамики $\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6 + 1 \text{ wt.}\% \text{La}_2\text{O}_3$

Atom	Wyckoff position	x/a	y/b	z/c	$B_{\text{iso}}, \text{\AA}^2$	Site occ.
Ba2	4c	0.1728(4)	0.6728(4)	0.4927(19)	2.38(21)	0.3125
Sr2	4c	0.1728(4)	0.6728(4)	0.4927(19)	2.38(21)	0.125
Sr1	2a	0	0	0.4892	1	0.1875
La1	2a	0	0	0.4892	1	0.0106(24)
Nb1	2b	0.5	0	0.016	0.57(20)	0.25
Nb2	8d	0.0741(4)	0.2122(4)	0	0.19(13)	1
O1	4c	0.283(2)	0.783(2)	1.01(6)	1.5	0.5
O2	8d	0.139(2)	0.068(3)	0.959(18)	1.5	1
O3	8d	0.9876(16)	0.347(4)	1.058(16)	1.5	1
O4	2b	0.5	0	0.52(7)	1.5	0.25
O5	8d	0.057(3)	0.207(2)	0.50(6)	1.5	1

SG: P4bm, $a = 12.4800 \text{ \AA}$, $c = 3.9354 \text{ \AA}$, $R_p = 2.02\%$, $R_{wp} = 2.62\%$ и $\chi^2 = 0.87$

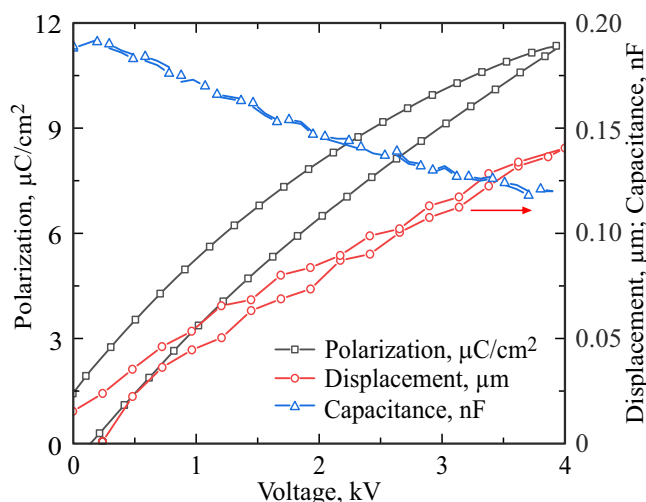


Рис. 4. Петли $P(U)$ и $D(U)$ керамики SBN50-La.

при многократном циклировании (рис. 3). Учитывая, что в исследуемой нами керамике SBN50-La стабильность P_r , E_c и P_{max} была либо сопоставимой [31], либо лучше [32], чем в чистой керамике SBN-50, можно сделать вывод о положительном влиянии вводимого оксида лантана на СЭ характеристики материала. В пользу этого свидетельствовали и результаты измерений зависимостей $C(U)$ и $D(U)$ образцов (рис. 4): при приложении $U = 0-4 \text{ kV}$ емкость образца снижается на 39%, а максимальная механическая деформация образца составила $0.140 \mu\text{m}$ ($\sim 0.018\%$). Существенных отличий в зависимостях $C(U)$ и $D(U)$, измеренных до и после проведения эксперимента по анализу эффектов усталости, не выявлено.

С целью определения температур фазовых превращений в керамике SBN50-La нами был проведен комплекс взаимодополняющих исследований, включающий измерения зависимостей $P(U, T)$, $\epsilon'(T, f)$ и $\epsilon''(T, f)$, а также пирозлектрического тока $I(T)$ в динамическом режиме (для предварительно поляризованного образца). Как видно из рис. 5 увеличение температуры с 303–473 К приводит к сужению и уменьшению по амплитуде петли $P(U)$ керамики, величины P_r , E_c и P_{max} при этом наиболее резко снижаются в интервале $T = 303-363 \text{ K}$, а при $T > 363 \text{ K}$ скорость их снижения уменьшается (наиболее ярко видно в случае $P_r(T)$) (рис. 5, вставка).

Это несомненно связано с размытым фазовым переходом из сегнетоэлектрической в параэлектрическую фазу. В пользу этого свидетельствуют представленные на рис. 6 зависимости $\epsilon'(T, f)$ и $\epsilon''(T, f)$ образца.

По мере снижения температуры в интервале $T = 360-493 \text{ K}$ относительная диэлектрическая проницаемость керамики SBN50-La практически на всех частотах изменяется согласно закону Кюри–Вейса ($\epsilon' = C/(T - T_C)$, где C — постоянная Кюри, зависящая от материала, T_C — температура Кюри), что свойственно СЭ материалам в параэлектрической фазе. При $T < 360 \text{ K}$ дальнейшее снижение температуры приводит сначала к возникновению дисперсии ϵ' и ϵ'' , а затем в интервале $T = 288-320 \text{ K}$ формируются максимумы (T_{m1}), сдвигающиеся в область низких температур и увеличивающихся по величине по мере снижения f . Зависимость $T_{m1}(f)$ (рис. 6, c) в диапазоне частот $f = 20-10^6 \text{ Hz}$ хорошо описывалась соотношением Фогеля-Фулчера $f = f_0 \exp(E_{\text{act}}/(k(T_m - T_f)))$ ($f_0 = 6 \cdot 10^{10} \text{ Hz}$ — частота попыток преодоления потенциального барьера $E_{\text{act}} = 0.064 \text{ eV}$, k — постоянная

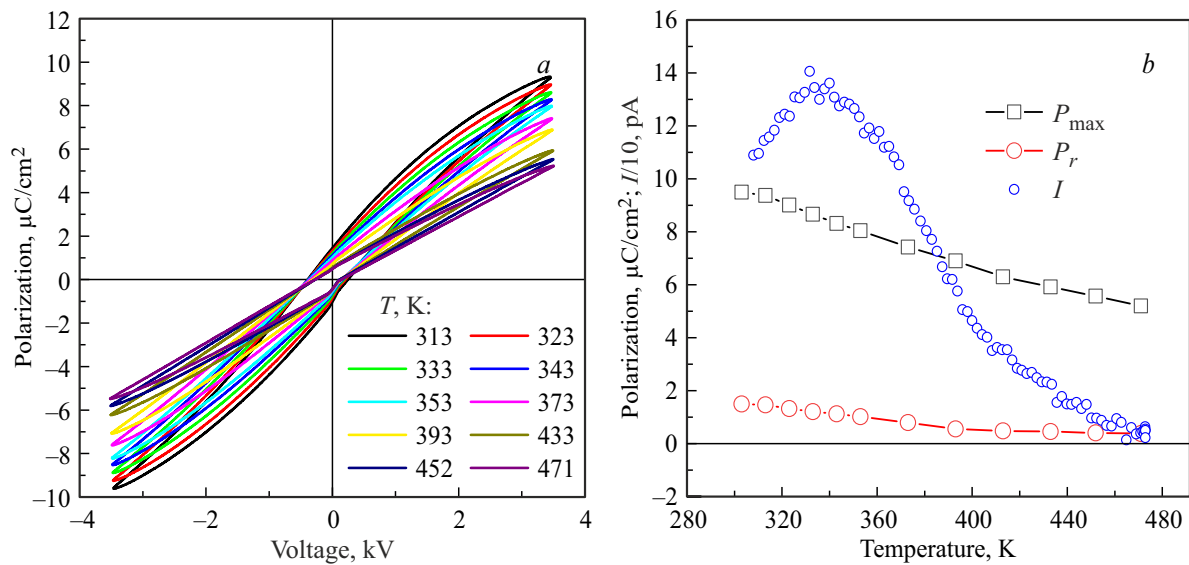


Рис. 5. Зависимости $P(U)$ керамики SBN50-La при различных температурах на частоте 200 Hz (a); зависимости рассчитанных P_r , $P_{\max}$ и пьезоэлектрического тока I от температуры (b).

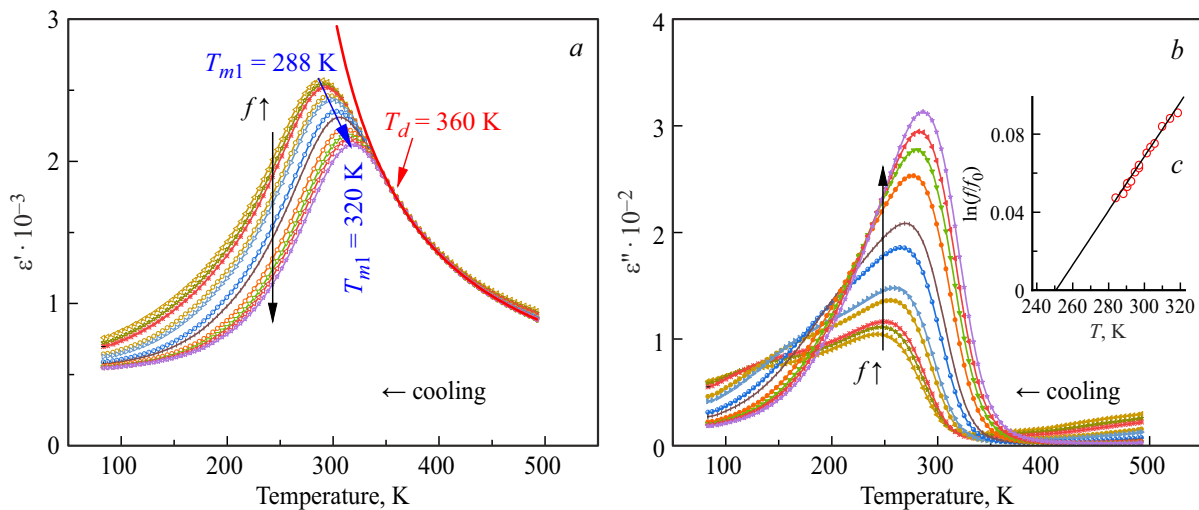


Рис. 6. Зависимости $\varepsilon'(T, f)$ и $\varepsilon''(T, f)$ керамики SBN50-La в интервале $T = 83\text{--}493$ K на частотах $f = 200\text{--}10^6$ Hz (a и b). Красная сплошные линии — иллюстрация выполнения закона Кюри-Вейса. На вставке — иллюстрация выполнения закона Фогеля-Фулчера для зависимости $T_{m1}(f)$ (c).

ная Больцмана, $T_f = 251$ K — температура Фогеля-Фулчера). При дальнейшем снижении температуры наблюдается в целом монотонное снижение ε' , но в окрестности 200 K при частотах менее 105 Hz фиксируются „горбы“. Аналогичные по характеру закономерности наблюдались и на зависимостях $\varepsilon''(T, f)$, но аномалии в низкотемпературной области были ярко выраженные и представляли собой частотно-зависимые максимумы. Отметим, что температурный гистерезис на кривых $\varepsilon'(T)$ и $\varepsilon''(T)$ фиксировался только при $T = 123\text{--}373$ K, а величины T_{m1} для режима нагрева и охлаждения отличались, и зависели так же от частоты — для $f = 20$ Hz смещения составляли $\Delta T \sim 17$ K, а для $f = 1$ MHz $\Delta T \sim 8.4$ K.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что по характеру проявления СЭ свойств исследуемая керамика SBN50-La относится к сегнетоэлектрикам-релаксорам (СЭР), а встраивание катионов La^{3+} в базовую структуру существенно усилило проявление релаксорных свойств. Температура Бёрнса, соответствующая температуре, при которой в СЭР возникают полярные области, как видно из рис. 6, составляет 360 K. В многокомпонентных сегнетоэлектриках релаксорное состояние связывают с флуктуациями химического состава по объему материала из-за неупорядоченного расположения атомов в соответствующих структурных позициях. В случае исследуемого образца, твердым растворам SBN свойственно неупорядоченное расположение катионов

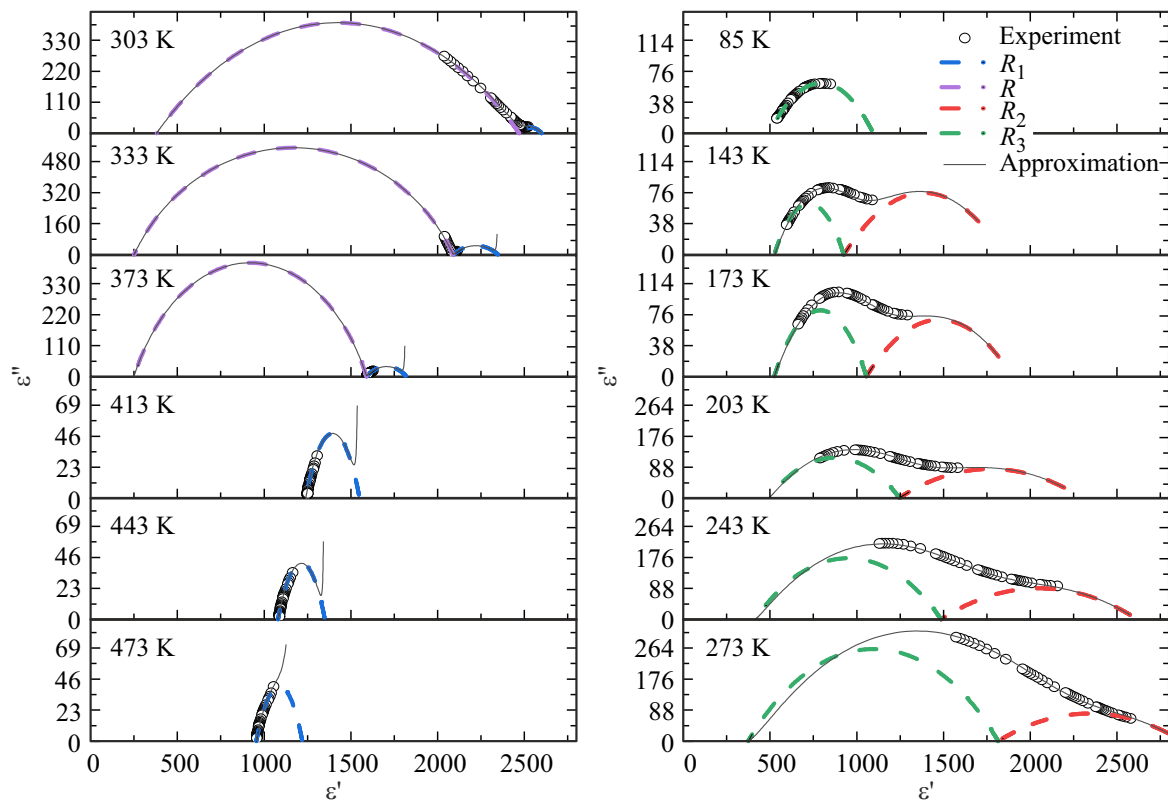


Рис. 7. Экспериментальные (светлые маркеры) и теоретические (линии) зависимости $\varepsilon''(\varepsilon')$ керамики SBN50-La при температурах 85–473 K.

Ba^{2+} и Sr^{2+} в структуре ТВБ. В четырехугольных позициях A1 локализованы исключительно ионы Sr^{2+} , в то время как в пятиугольных позициях A2 статистически распределены катионы Ba^{2+} и Sr^{2+} . Следует также отметить, что обе позиции являются лишь частично заполненными [33]).

Полярное поведение меняется от обычного сегнето-электрического до релаксороподобного при соотношении $\text{Sr}^{2+}/\text{Ba}^{2+} > 0.5$ [34], однако физический механизм, ответственный за данный кроссовер, все еще неясен. Считается, что как только половина катионов Sr^{2+} занимают позиции A2, то происходит „кроссовер“. Влиять на заселенность позиций A1 и A2 катионами Ba^{2+} и Sr^{2+} можно как варьированием условий получения образцов (времена и температуры отжига и т.д.), так за счет введения различных добавок [30], что вероятнее всего мы и наблюдаем. Это может приводить и к тому, что при воздействии на материал электрического поля полярные области могут индуцироваться, а далее существовать при температурах, существенно превышающих T_{m1} . Именно поэтому мы фиксировали петли $P(U)$ вплоть до 473 K, а также пьезоэлектрический отклик в керамике SBN50-La, предварительно поляризованной постоянным электрическим полем (рис. 5, b).

Рассмотрим более детально эволюцию дисперсии ε'' и ε' материала. На диаграммах Коула–Коула (зависимости

$\varepsilon''(\varepsilon')$ керамики SBN50-La (рис. 7) мы наблюдали сначала одну дугу полуокружности R_1 ($T = 373\text{--}473\text{ K}$), при T от 303 K до 373 K — две разделенные по частоте дуги полуокружностей R_1 и R (границная f снижается при уменьшении T), при $T < 303\text{ K}$ — дуга R_1 практически исчезает, а R становится двухкомпонентной R_2 и R_3 . Это говорит о том, что в диапазоне температур $T = 83\text{--}493\text{ K}$ и $f = 20\text{--}10^6\text{ Hz}$ диэлектрический отклик керамики SBN50-La обусловлен вкладом от трех релаксационных процессов. Для аппроксимации экспериментальных зависимостей $\varepsilon''(\varepsilon')$, $\varepsilon''(f)$ и $\varepsilon'(f)$ были рассмотрены различные модели, отличающиеся видом функции распределения релаксаторов [35], однако наилучшие результаты были достигнуты при использовании следующего соотношения, в котором вклад от каждого процесса диэлектрической релаксации описывался симметричной функцией распределения времен релаксаций Коула-Коула:

$$\varepsilon^* = \varepsilon' + i \cdot \varepsilon'' = \varepsilon_{\infty 1} + \frac{\varepsilon_{s1} - \varepsilon_{\infty 1}}{1 + (i \cdot f \cdot \tau_1)^{1-\alpha_1}} + \frac{\varepsilon_{s2} - \varepsilon_{s1}}{1 + (i \cdot f \cdot \tau_2)^{1-\alpha_2}} + \frac{\gamma_{st}}{2\pi \cdot f \cdot \varepsilon_0}, \quad (1)$$

где α_1 и α_2 — коэффициенты, характеризующие распределения времен релаксации (от 0 до 1); ε_{s1} , ε_{s2} и $\varepsilon_{\infty 1}$ — статические и высокочастотные проницаемости;

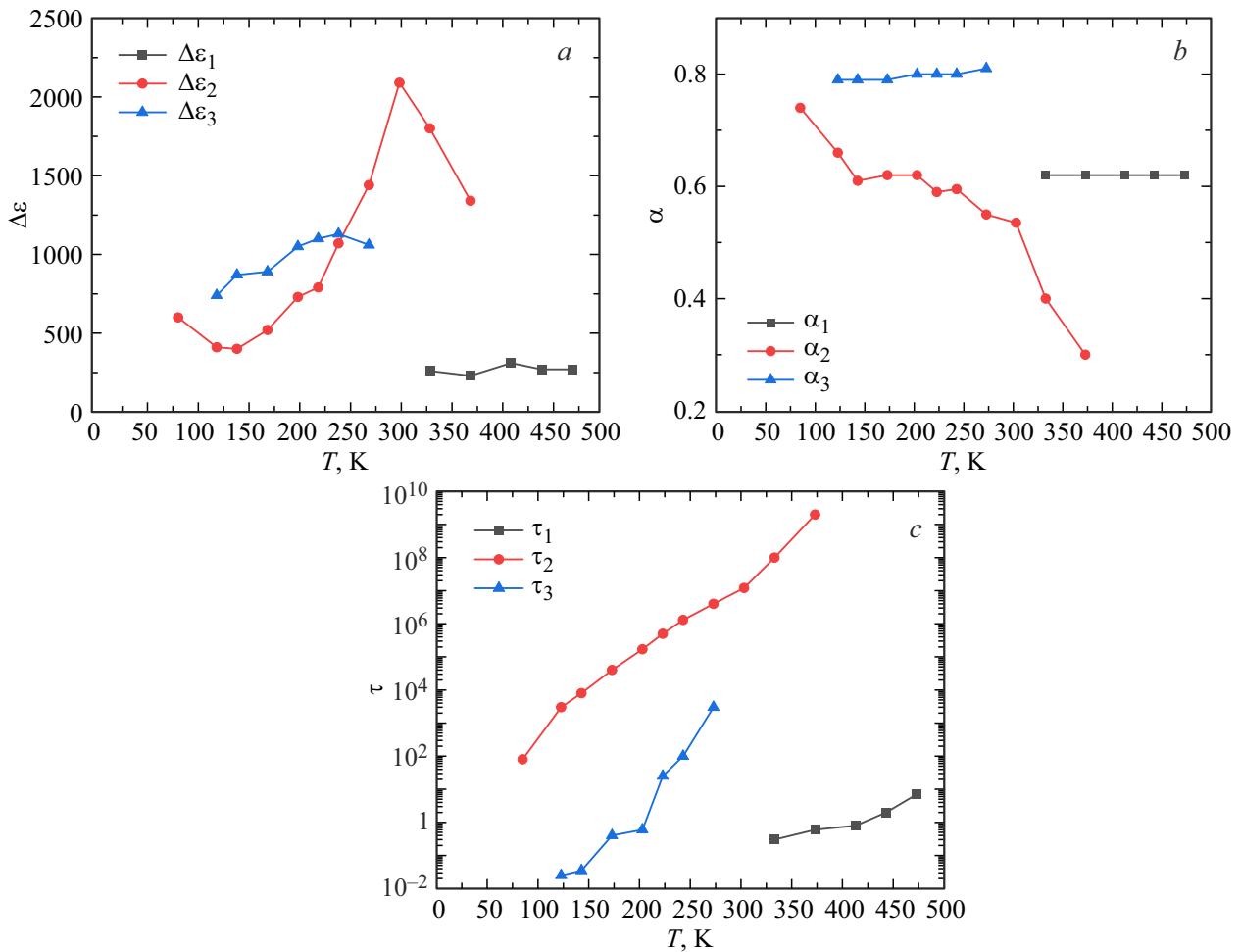


Рис. 8. Температурные зависимости параметров $\Delta\epsilon = \epsilon_s - \epsilon_\infty$, α и τ , полученных при аппроксимации зависимостей $\epsilon''(\epsilon')$ с использованием (1).

τ_1 и τ_2 — времена релаксации; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная; γ_{st} — сквозная электропроводность. Вклад сингулярного члена необходимо было учитывать только при максимальных температурах. Результаты аппроксимации приведены на рис. 7, а зависимости от температуры подгоночных параметров представлены на рис. 8.

Учитывая диапазоны температур, при которых мы наблюдаем каждый из релаксационных процессов, зависимости их параметров от температуры, а также результаты работ [36,37] можно сделать следующие выводы. Релаксационный процесс R_1 , протекающий в ПЭ фазе при $T > T_d$ для описания которого необходимо было учитывать вклад γ_{st} , а α_1 и $\Delta\epsilon$ от температуры не зависят, можно связать с проявлением Максвелл–Вагнеровской поляризации, проявляющейся часто в керамиках. Основная причина — накопление при росте их электропроводности заряда на границах зерен или же в приэлектродных областях из-за различий диэлектрических свойств объема зерна и межзеренной границ [35].

Основной вклад в диэлектрический отклик при $T < T_d$ дают релаксационные процессы R_2 и R_3 . Релаксация R_2 является наиболее сильной в окрестности T_m (рис. 8, а),

по мере снижения температуры „замедляется“ с $f \sim 10^9$ до $\sim 10^2$ Hz на фоне увеличения α с 0.3 до 0.72. Релаксация R_3 является более низкочастотной и менее сильной в окрестности T_m , но по мере снижения температуры замедляется с $f \sim 10^4$ Hz до $\sim 10^{-2}$ Hz и начинает давать сопоставимый с R_2 вклад в диэлектрический отклик. Оба выявленных релаксационных процесса, учитывая [36,37], связаны с полярными флуктуациями в керамике SBN50-La и обусловлены, вероятнее всего, переключением (R_2) и колебанием (R_3) полярных нанодоменов. Отметим, что вклад от колебаний доменных стенок в SBN проявляется при $T < T_d$ на частоте $\sim 10^{10}$ Hz [36], вследствие чего мы его в нашем эксперименте не наблюдаем.

4. Выводы и заключение

Таким образом, в работе представлены результаты комплексных исследований свойств модифицированной сверхстехиометрически 1 wt.% La_2O_3 на стадии синтеза керамики $\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6$. Установлено, что данное мо-

дифицирование приводит к изменению параметров элементарной ячейки материала по отношению к чистому $\text{Sr}_{0.5}\text{Ba}_{0.5}\text{Nb}_2\text{O}_6$ и обусловлено встраиванием катионов La^{3+} в четырехугольные каналы, изначально занимаемы только Sr^{2+} . Это приводит к тому, что в материале в полученной керамике наблюдается, с одной стороны, усиление релаксационных свойств, а с другой — улучшаются СЭ характеристики.

Анализ дисперсии ϵ' и ϵ'' керамики SBN50-La при $T = 83\text{--}493\text{ K}$ и $f = 20\text{--}10^6\text{ Hz}$ показал, что в диэлектрическом отклике материала в диапазоне частот $f = 20\text{--}10^6\text{ Hz}$ фиксируется наличие вкладов от трех релаксационных процессов, два из которых связаны с СЭ подсистемой, а один — с поляризацией типа Максвелла–Вагнера. Важно отметить, что близкий по типу диэлектрический отклик был выявлен только в монокристалле SBN81, и не наблюдался в SBN61 и SBN50 [36]. Эти результаты говорят о том, что введение катионов La^{3+} даже при таких малых концентрациях существенно влияет на кристаллическую структуру и свойства ниобатов бария-стронция, что целесообразно учитывать при изготовлении керамик данных материалов.

Благодарности

Авторы благодарят Объединенный центр научно-технологического оборудования ЮНЦ РАН (исследование, разработка, апробация) за предоставленное оборудование для проведения исследований.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проектов государственного задания ЮНЦ РАН (№ государственной регистрации 125011400232-3).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.E. Lines, A.M. Glass. Principles and applications of ferroelectrics and related materials. Oxford university press, 2001.
- [2] A.K. Bain, P. Chand. Ferroelectrics: Principles and applications, John Wiley & Sons, Inc. (2017).
- [3] Y. Chen, D. Zhang, Z. Peng, M. Yuan, X. Ji. Front. Mater. **8**, 7, 1 (2021).
- [4] T. Bian, T. Zhou, Y. Zhang. Energies **15**, 22, 8442 (2022).
- [5] R.B. Macielek, S.T. Liu. J. Electron. Mater. **4**, 3, 517 (1975).
- [6] A.M. Glass. J. Appl. Phys. **40**, 12, 4699 (1969).
- [7] T. Lukasiewicz, M.A. Swirkowicz, J. Dec, W. Hofman, W. Szyrski. J. Cryst. Growth **310**, 7–9, 1464 (2008).
- [8] A.M. Glass. Appl. Phys. Lett. **13**, 4, 147 (1968).
- [9] S. Ivanov, E.G. Kostsov. IEEE Sens. J. **20**, 16, 9011 (2020).
- [10] S. Gupta, S. Sharma, T. Ahmad, A.S. Kaushik, P.K. Jha, V. Gupta, M. Tomar. Mater. Chem. Phys. **262**, 124300 (2021).
- [11] P.B. Jamieson, S.C. Abrahams, J.L. Bernstein. J. Chem. Phys. **48**, 11, 5048 (1968).
- [12] Т.С. Черная, Б.А. Максимов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева, В.И. Симонов. ФТТ **42**, 9, 1668 (2000).
- [13] S. Podlozhenov, H.A. Graetsch, J. Schneider, M. Ulex, M. Wöhlecke, K. Betzler. Acta Crystallogr. Sect. B Struct. Sci. **62**, 6, 960 (2006).
- [14] S.T. Liu, A.S. Bhalla. Ferroelectrics **51**, 1, 47 (1983).
- [15] M. Said, T.S. Velayutham, W.H. Abd Majid. Ceram. Int. **43**, 13, 9783 (2017).
- [16] Y. Li, J. Liu, Y. Zhang, Y. Zhou, J. Li, W. Su, J. Zhai, H. Wang, C. Wang. Ceram. Int. **42**, 1, 1128 (2016).
- [17] S.T. Liu, R.B. Macielek, J.D. Zook, B. Rajagopalan. Ferroelectrics **87**, 1, 265 (1988).
- [18] K. Buse, R. Pankrath, E. Krätzig. Opt. Lett. **19**, 4, 260 (1994).
- [19] M.-H. Li, T.-C. Chong, X.-W. Xu, H. Kumagai. J. Cryst. Growth **225**, 2–4, 479 (2001).
- [20] K. Umakantham, S.N. Murty, K. Sambasiva Rao, A. Bhanumathi. J. Mater. Sci. Lett. **6**, 5, 565 (1987).
- [21] J. Portelles, I. Gonzalez, A. Kiriev, F. Calderon, S. Garcia, N. Calzada. J. Mater. Sci. Lett. **12**, 23, 1871 (1993).
- [22] H. Amorín, F. Guerrero, J. Portelles, I. González, A. Fundora, J. Siqueiros, J. Valenzuela. Solid State Commun. **106**, 8, 555 (1998).
- [23] I.A. Santos, D. Garcia, J.A. Eiras. Ferroelectrics **257**, 1, 105 (2001).
- [24] Y. Yao, C.L. Mak, K.H. Wong, S. Lu, Z. Xu. Int. J. Appl. Ceram. Technol. **6**, 6, 671 (2009).
- [25] E.G. Kostsov. Ferroelectrics **314**, 1, 169 (2005).
- [26] V. Petříček, M. Dušek, L. Palatinus. Zeitschrift Für Krist. — Cryst. Mater. **229**, 5, 345 (2014).
- [27] Т.Р. Волк, В.Ю. Салобутин, Л.И. Ивлева, Н.М. Полозков, Р. Панкрат, М. Вёлеке. ФТТ **42**, 11, 2066 (2000).
- [28] T.S. Velayutham, N.I.F. Salim, W.C. Gan, W.H. Abd. Majid. J. Alloys Compd. **666**, 334 (2016).
- [29] L. Wei, Z. Yang, X. Chao, H. Jiao. Ceram. Int. **40**, 4, 5447 (2014).
- [30] M. Said, T.S. Velayutham, W.C. Gan, W.H. Abd Majid. Ceram. Int. **41**, 5, 7119 (2015).
- [31] M.A. Mohiddon, K.L. Yadav. J. Phys. D. Appl. Phys. **41**, 22, 225406 (2008).
- [32] P.K. Patro, A.R. Kulkarni, S.M. Gupta, C.S. Harendranath. Phys. B Condens. Matter **400**, 1–2, 237 (2007).
- [33] Ю.С. Кузьминов. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. Наука, Москва (1982).
- [34] H. Liu, B. Dkhil. J. Alloys Compd. **929**, 167314 (2022).
- [35] А.С. Богатин, А.В. Турик. Процессы релаксационной поляризации в диэлектриках с большой сквозной электропроводностью. Феникс, Ростов-на-Дону (2013).
- [36] E. Buixaderas, C. Kadlec, M. Kempa, V. Bovtun, M. Savinov, P. Bednyakov, J. Hlinka. J. Dec. Sci. Rep. **7**, 1, 18034 (2017).
- [37] J. Dec, W. Kleemann, V.V. Shvartsman, D.C. Lupascu, T. Łukasiewicz. Appl. Phys. Lett. **100**, 5, (2012).

Редактор Т.Н. Василевская