04,06

Синтез, кристаллическая структура, фазовые превращения и диэлектрическая релаксация в модифицированной La^{3+} керамике $Sr_{0.5}Ba_{0.5}Nb_2O_6$

© Н.В. Макинян[1], А.Л. Буланова[2], А.А. Заболотный[2], А.В. Павленко[1]

[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 $Sr_{0.5}Ba_{0.5}Nb_2O_6$, 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 $a = 12.4800$ Å, $c = 3.9354$ Å. При анализе зависимостей $\varepsilon'(T, f)$ и $\varepsilon''(T, f)$ образца установлено, что SBN50-La является сегнетоэлектриком-релаксором. Показано, что в диэлектрическом отклике керамики SBN50-La при $T = 83-493$ K и $f = 20-10^6$ 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, пироэлектрический коэффициент и другие [3,4]. Также в некоторых случаях легирование способствует оптимизации технологических процессов при синтезе образцов [5]. Ниобаты бария и стронция $(Sr,Ba)Nb_2O_6$ (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 пироэлектрического коэффициента ($0.06\,\mu C/cm^2/K$ [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 относятся 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, B_2O_3) 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

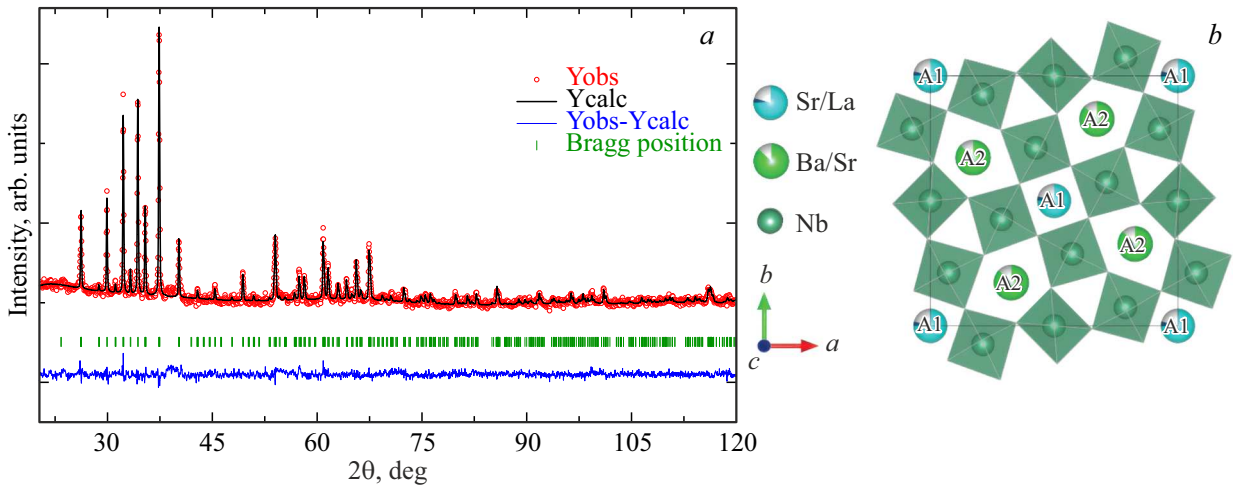

Рис. 1. Данные рентгеновской дифракции (Yobs) и рассчитанная дифракционная модель по методу Ритвельда (Ycalc) для керамики SBN50-La (*a*); схематическое изображение кристаллической структуры соединения SBN50-La (*b*).

получения керамики SBN50, используемой для получения в дальнейшем тонких пленок SBN50, позволяет в 1.5–2 раза увеличить пирокоэффицент 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 $Sr_{0.5}Ba_{0.5}Nb_2O_6$, 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 MPa и спекали при температуре 1623 K в течение 4 h.

Рентгено-дифракционные исследования проводили на дифрактометре ДРОН-3М с электронным управлением (CoK_α-излучение) со скоростью $2^\circ(2\theta)$/min. Для уточнения структуры методом Ритвельда использовали массив данных, полученных путем сканирования образцов в диапазоне углов $20^\circ \le 2\theta \le 120^\circ$ 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 $Sr_{0.48}Ba_{0.52}Nb_2O_6$ (пр. гр. P4bm) [13].

Для проведения электрофизических измерений на полученные образцы наносились электроды с использованием серебро-содержащей пасты. Измерения относительной комплексной диэлектрической проницаемости $\varepsilon^* = \varepsilon' - i\varepsilon''$ (ε' и ε'' — действительная и мнимая части ε^* соответственно) в интервале температур $T = 83-493$ K и диапазоне частот $f = 20-10^6$ 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 $T = 293-473$ K на частоте 10 Hz (форма сигнала — треугольная) при величинах внешнего электрического напряжения $U = 0 \pm 4$ 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 пироэлектрического тока в динамическом режиме производилось на стенде, включающем термостолик (Dexinmag) и электрометр Keithley 6514. Ток фиксировался при

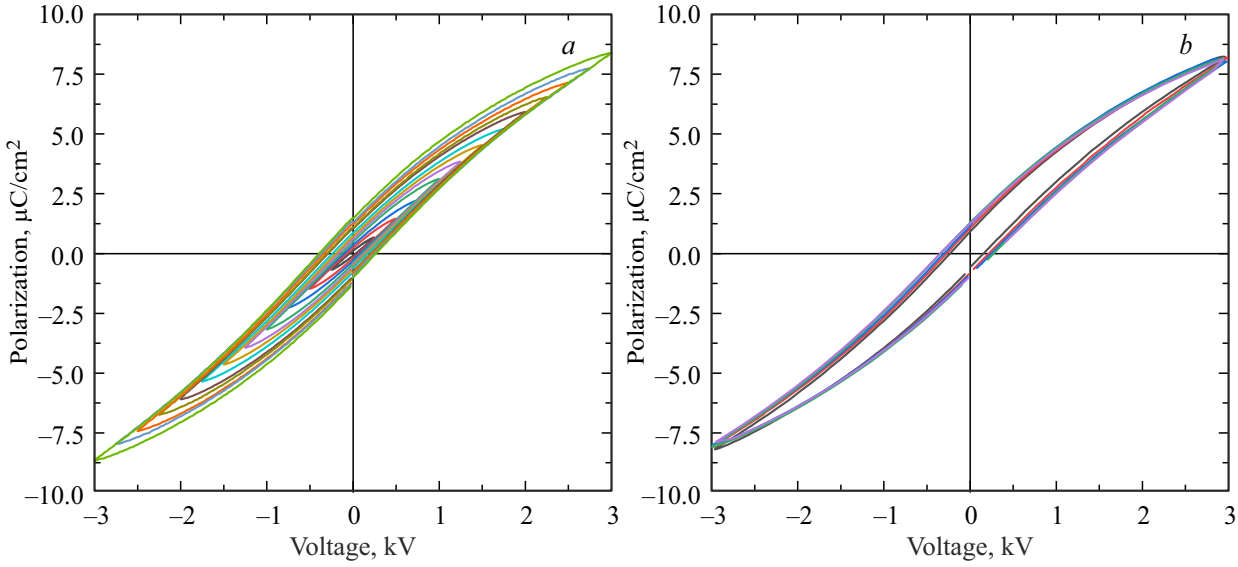

Рис. 2. Зависимости $P(U, f = 200\,\text{Hz})$ керамики SBN50-La при различных амплитудах U (a); зависимости $P(U)$ керамики SBN50-La при $f = 10-1000\,\text{Hz}$ (b).

линейном росте температуры со скоростью 5 K/min в интервале $T = 308-473$ 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 wt.% приводит к изменению параметра элементарной ячейки по сравнению с чистым SBN50 [28,30] $a = 12.4800$ Å, $c = 3.9354$ Å, 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 расширяющих и увеличивающих по амплитуде петель $P(U)$. В отличии от чистой керамики SBN50 петли $P(U)$ для SBN50-La имеют более вытянутую форму, а их полного насыщение не удается достичь в полях $U \sim 3$ kV (при

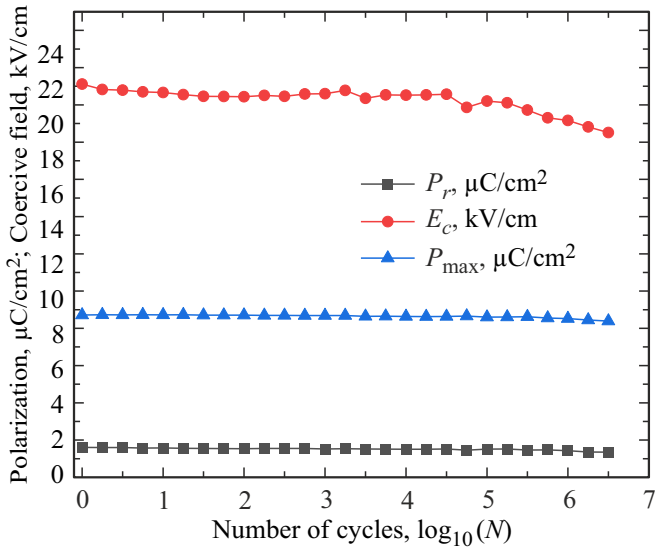

Рис. 3. Зависимости P_r, E_c и P_{max} керамики SBN50-La от количества циклов переключения.

этом U керамика SBN50-La характеризуется следующими величинами $E_c = 21$ 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 $Sr_{0.5}Ba_{0.5}Nb_2O_6 + 1$ wt.% La_2O_3

Atom	Wyckoff position	x/a	y/b	z/c	B_{iso}, Å^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, $a = 12.4800$ Å, $c = 3.9354$ Å, $R_p = 2.02\,\%$, $R_{wp} = 2.62\,\%$ и $\chi^2 = 0.87$

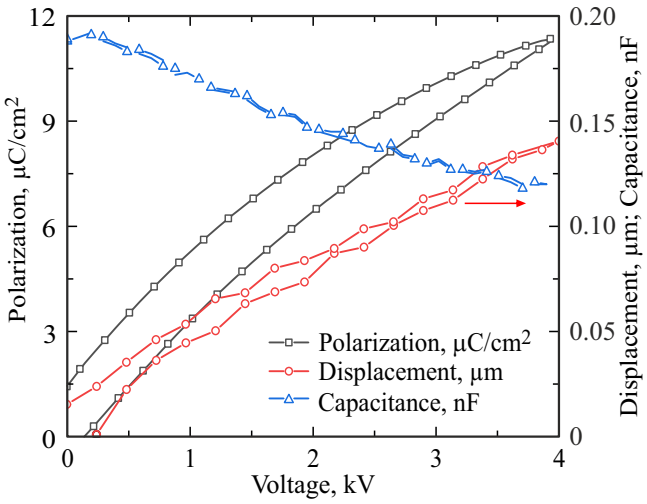

Рис. 4. Петли $P(U)$ и $D(U)$ керамики SBN50-La.

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 $U = 0-4$ kV емкость образца снижается на 39 %, а максимальная механическая деформация образца составила $0.140\,\mu$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 $P(U, T)$, $\varepsilon'(T, f)$ и $\varepsilon''(T, f)$, а также пироэлектрического тока $I(T)$ в динамическом режиме (для предварительно наполяризованного образца). Как видно из рис. 5 увеличение температуры с 303–473 K 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 $T = 303-363$ K, а при $T > 363$ 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 $\varepsilon'(T, f)$ и $\varepsilon''(T, f)$ образца.

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

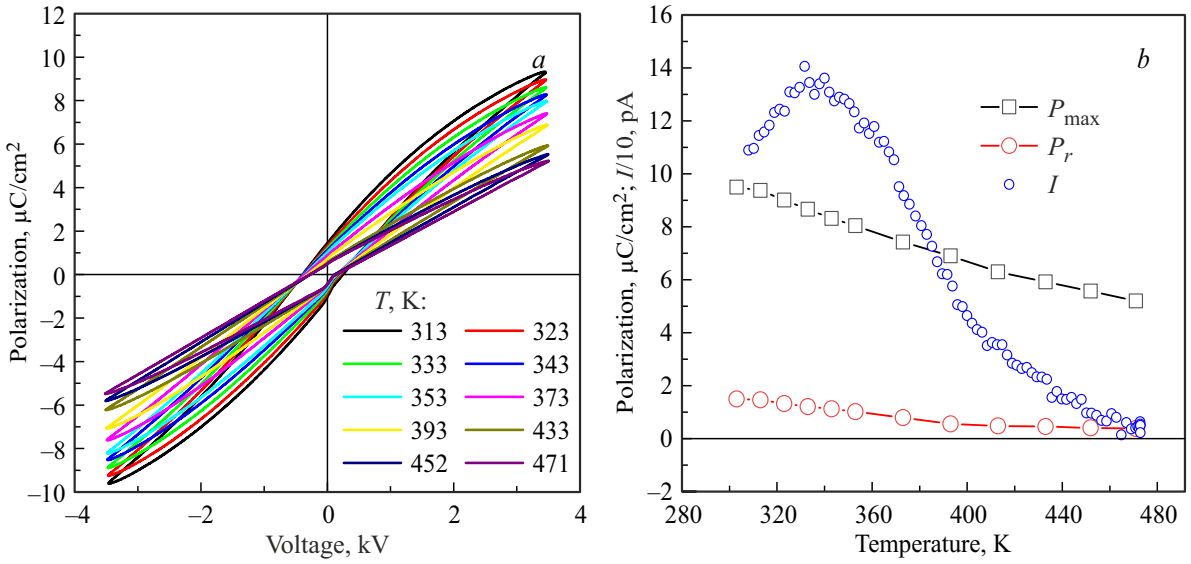

Рис. 5. Зависимости $P(U)$ керамики SBN50-La при различных температурах на частоте 200 Hz (a); зависимости рассчитанных P_r, $P_{\max}$ и пироэлектрического тока I от температуры (b).

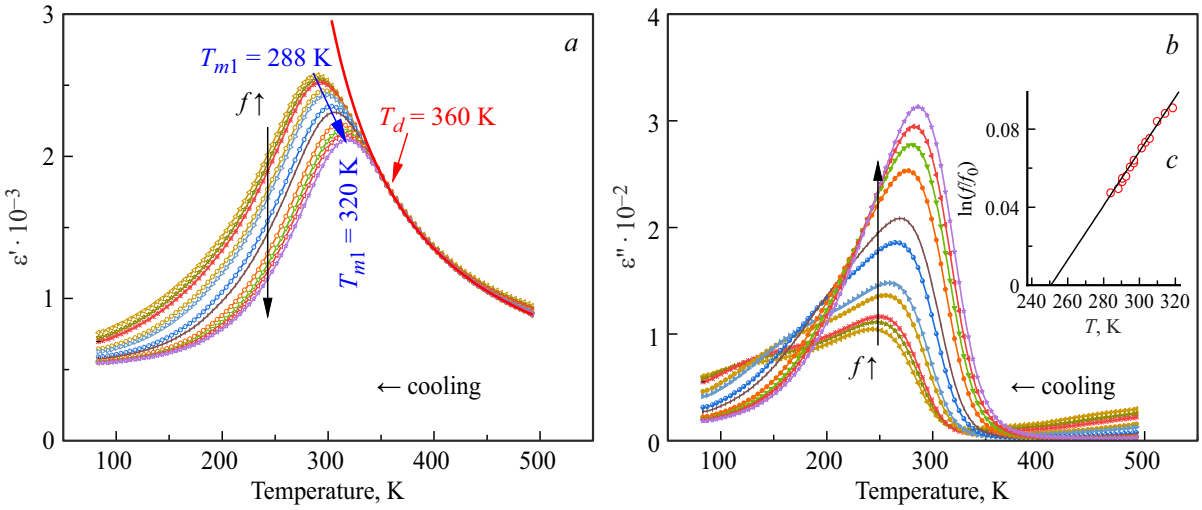

Рис. 6. Зависимости $\varepsilon'(T, f)$ и $\varepsilon''(T, f)$ керамики SBN50-La в интервале $T = 83-493$ K на частотах $f = 200-10^6$ Hz (a и b). Красная сплошные линии — иллюстрация выполнения закона Кюри–Вейса. На вставке — иллюстрация выполнения закона Фогеля-Фулчера для зависимости $T_{m1}(f)$ (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 $T = 123-373$ 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

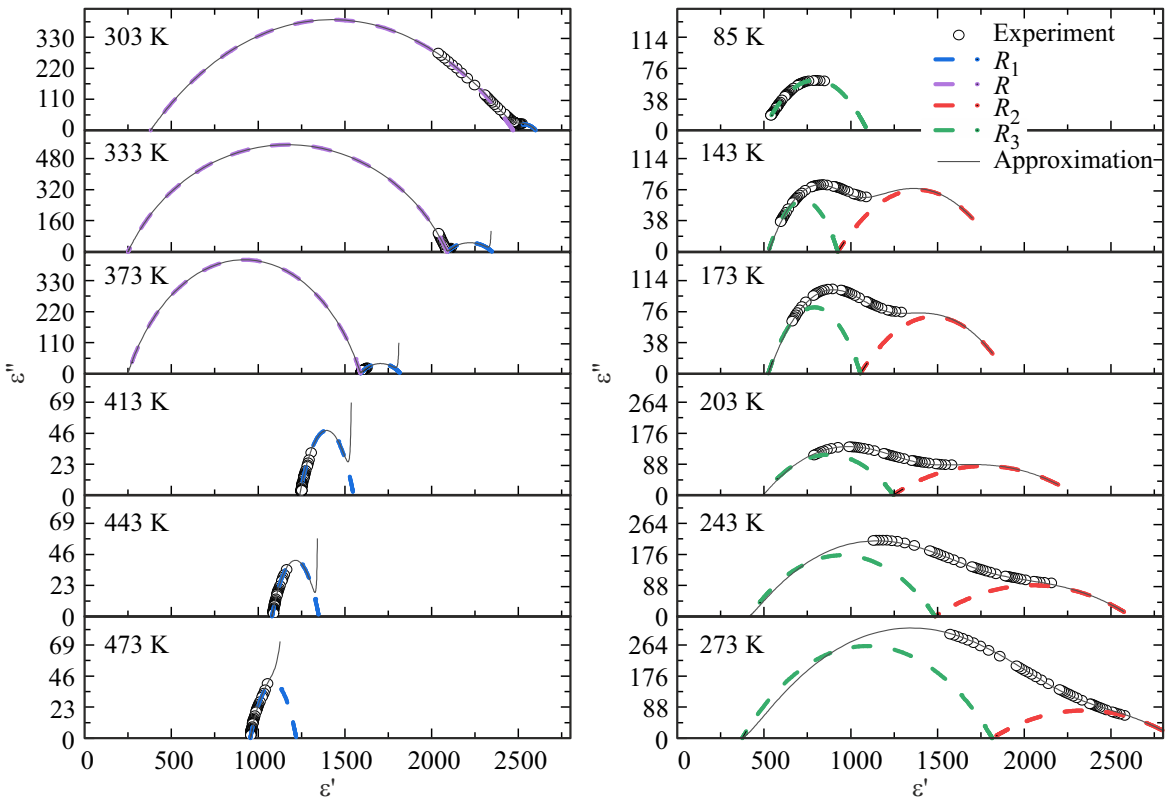

Рис. 7. Экспериментальные (светлые маркеры) и теоретические (линии) зависимости $\varepsilon''(\varepsilon')$ керамики SBN50-La при температурах 85–473 K.

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 сегнетоэлектрического до релаксороподобного при соотношении $Sr^{2+}/Ba^{2+} > 0.5$ [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 пироэлектрический отклик в керамике SBN50-La, предварительно наполяризованной 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 ($T = 373–473$ K), при T от 303 K до 373 K — две разделенные по частоте дуги полуокружностей R_1 и R (граничная f снижается при уменьшении T), при $T < 303$ K — дуга R_1 практически исчезает, а R становится двухкомпонентной R_2 и R_3. Это говорит о том, что в диапазоне температур $T = 83–493$ K и $f = 20–10^6$ Hz диэлектрический отклик керамики SBN50-La обусловлен вкладом от трех релаксационных процессов. Для аппроксимация 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;

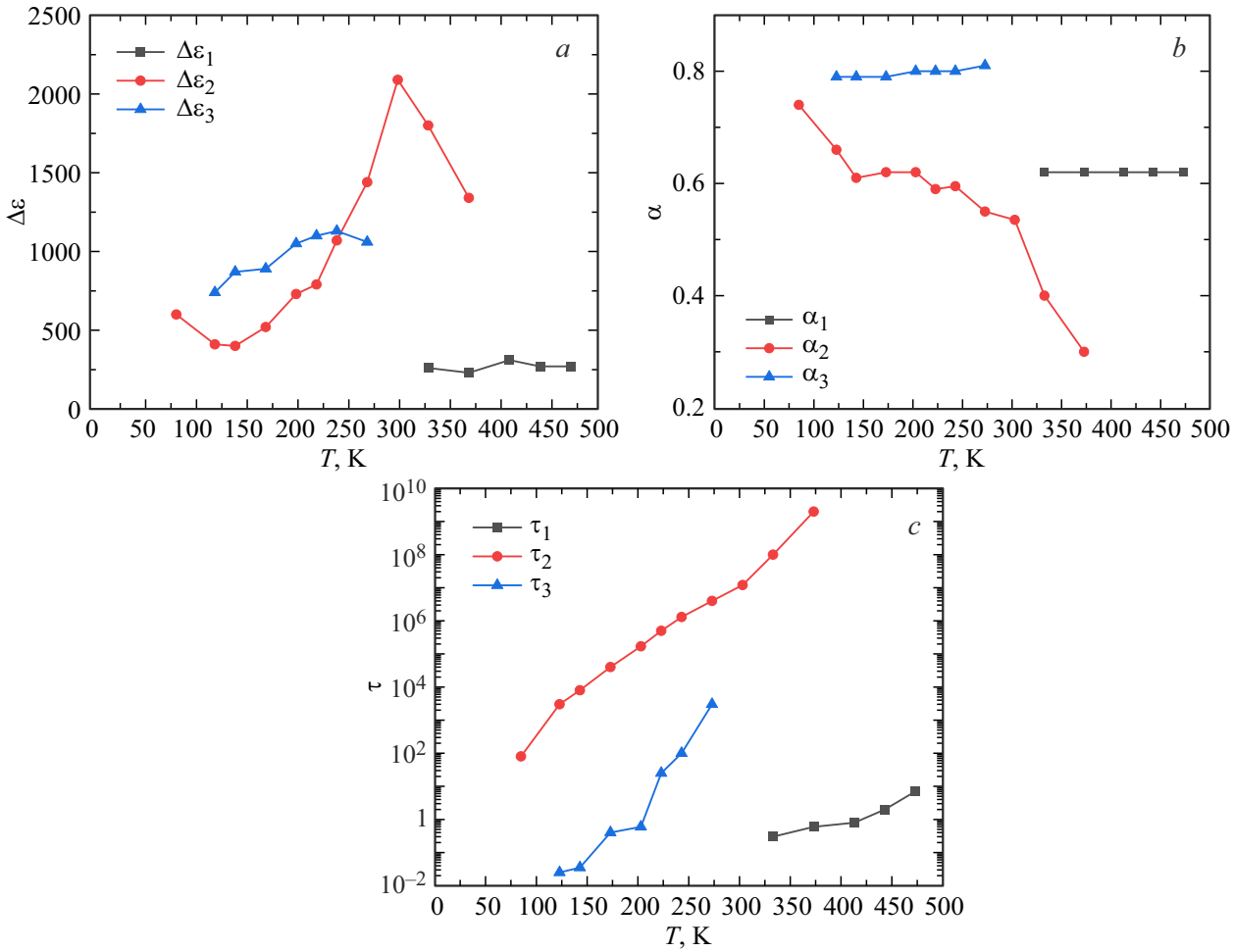

Рис. 8. Температурные зависимости параметров $\Delta\varepsilon = \varepsilon_s - \varepsilon_\infty$, α и τ, полученных при аппроксимации зависимостей $\varepsilon''(\varepsilon')$ с использованием (1).

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, *a* 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 $\Delta\varepsilon$ 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, *a*), 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 $Sr_{0.5}Ba_{0.5}Nb_2O_6$. Установлено, что данное мо-

дифицирование приводит к изменению параметров элементарной ячейки материала по отношению к чистому $Sr_{0.5}Ba_{0.5}Nb_2O_6$ 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 релаксорных свойств, а с другой — улучшаются СЭ характеристики.

Анализ дисперсии ε' и ε'' керамики SBN50-La при $T = 83-493\,\mathrm{K}$ и $f = 20-10^6\,\mathrm{Hz}$ показал, что в диэлектрическом отклике материала в диапазоне частот $f = 20-10^6\,\mathrm{Hz}$ 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. Maciolek, 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. Maciolek, 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. Duşek, 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