

Диэлектрические и поляризационные свойства квантовых параэлектриков на основе SrTiO_3

Е.Д. Линник¹, А.С. Михейкин¹, Н.В. Лянгузов¹, И.А. Лукьянчук^{1,2},
А.Г. Разумная¹

¹Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону

²Université de Picardie Jules Verne, Amiens, France

Аннотация: Проведены диэлектрические и поляризационные исследования системы твердых растворов $\text{Pb}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ с $x = 0.005, 0.02, 0.04$ в широком интервале частот и температур. Установлена температура сегнетоэлектрического фазового перехода в твердых растворах. Проанализировано температурное поведение остаточной поляризации при фазовом переходе.

Ключевые слова: квантовый параэлектрик, титанат стронция, диэлектрическая проницаемость, остаточная поляризация, суперпараэлектрическое состояние, фазовый переход.

Введение

Исследование квантовых параэлектриков на основе SrTiO_3 представляет большой интерес в связи с уникальными технологическими характеристиками [1, 2], а также нелинейными оптическими и диэлектрическими свойствами [3, 4], яркими пьезоэлектрическими свойствами [5]. Как известно, отличительной особенностью квантовых параэлектриков является температурное поведение диэлектрической проницаемости в низкотемпературной области [6]. Низкотемпературный потенциальный сегнетоэлектрический фазовый переход подавляется под воздействием квантовых флуктуаций, что ведет к насыщению температурной зависимости диэлектрической проницаемости. Известно, что воздействие на материал путем эпитаксиальных напряжений [7], механического давления и химического допирования [8, 9] может индуцировать сегнетоэлектрический фазовый переход в квантовом параэлектрике. Однако, механизм подобного фазового превращения еще до конца не изучен.

Стоит отметить, что внедрение малой концентрации примесей в кристаллическую решетку SrTiO_3 способствует возникновению

сегнетоэлектрического фазового перехода при низкой температуре, соответствующей предкритической области фазовой диаграммы. Это позволяет экспериментально установить влияние квантовых флуктуаций на свойства материала в данной области. При этом метод диэлектрической спектроскопии позволяет обнаружить макроскопический сегнетоэлектрический фазовый переход в системе. В данной работе проводится исследование диэлектрических и поляризационных свойств твердых растворов квантового параэлектрика $Pb_xSr_{1-x}TiO_3$ при концентрациях $x = 0.005, 0.02, 0.04$ при различных частотах и температурах.

Эксперимент

Твердые растворы $Pb_xSr_{1-x}TiO_3$ с $x = 0.005, 0.02, 0.04$ были изготовлены стандартным методом твердофазного синтеза путем смешивания оксидов $SrCO_3$, TiO_2 и PbO , взятых в стехиометрическом соотношении. Образцы выпекались в платиновом тигле в атмосфере кислорода при $T = 1400$ К в течение 3 часов, а затем обжигались при температуре $T = 1650$ К в течение 1 часа. Образцы были спрессованы под давлением 50 МПа в форме таблеток толщиной 2 мм и диаметром 10 мм.

Для проведения диэлектрических и поляризационных измерений были вырезаны образцы размером $5 \times 5 \times 2$ мм. Далее, для каждого образца была построена структура типа конденсатора с использованием серебряной пасты, как показано на рис. 1 (а, б).

Для исследования диэлектрических характеристик было проведено два типа измерений: измерения диэлектрической емкости в зависимости от температуры при различных частотах и измерения поляризации в зависимости от внешнего поля при различных значениях температуры и частоты. Исследования диэлектрической емкости твердых растворов $Pb_xSr_{1-x}TiO_3$ проводились с помощью измерителя LCR Agilent E4980, оснащенного установкой исследования физических свойств материалов Quantum Design.

Диэлектрическая ёмкость C измерялась в диапазоне частот 1кГц - 1МГц при температурах 2 – 290 К. Соответствующая относительная восприимчивость ϵ_r рассчитывалась по формуле:

$$\epsilon_r = (C * d) / (\epsilon_0 * A_c)$$

где d и A_c – диэлектрическая толщина и площадь конденсатора, соответственно.

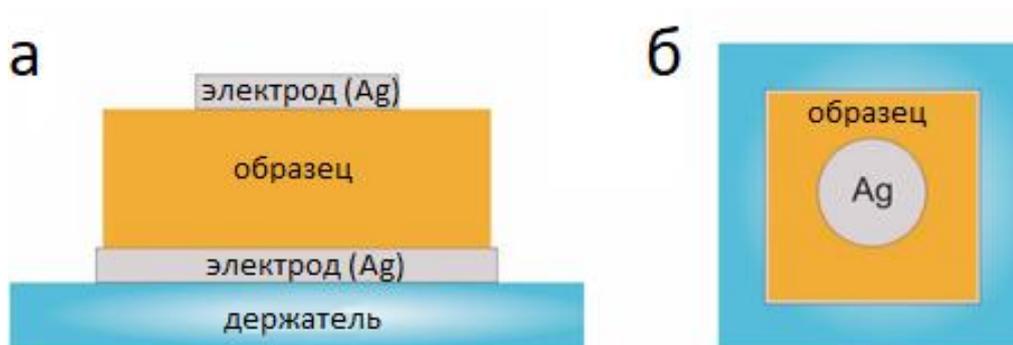


Рис. 1. – Структура типа конденсатора для диэлектрических измерений а) вид сбоку, б) вид сверху. Electrodes were applied using silver paste.

Polarization measurements were conducted using the AixPlover FerroTester. P-E hysteresis loops were obtained in the frequency range of 10 MHz - 5 GHz. The voltage range was ± 200 V. For each sample, characteristic temperatures corresponding to the maximum dielectric permeability, and points above and below the maximum were selected.

Диэлектрические исследования

Temperature dependence of dielectric permeability of ceramic samples of the solid solution system $Sr_{1-x}Pb_xTiO_3$ at $x = 0.005, 0.02$ and 0.04 in the temperature range of 4-290 K is shown in Fig. 2. From the figure it is evident that even a small amount of impurity elements Pb significantly affects the temperature behavior of the dielectric response.

системы и может индуцировать макроскопический сегнетоэлектрический фазовый переход в квантовых параэлектриках на основе SrTiO_3 . Температурные точки диэлектрического максимума указывают на то, что сегнетоэлектрический фазовый переход в $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ наблюдается при 16 К, 54 К и 72 К для составов $x = 0.005$, $x = 0.02$ и $x = 0.04$, соответственно. Таким образом, повышение концентрации примесных ионов Pb ведет к повышению температуры сегнетоэлектрического фазового перехода в твердых растворах квантового параэлектрика $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$.

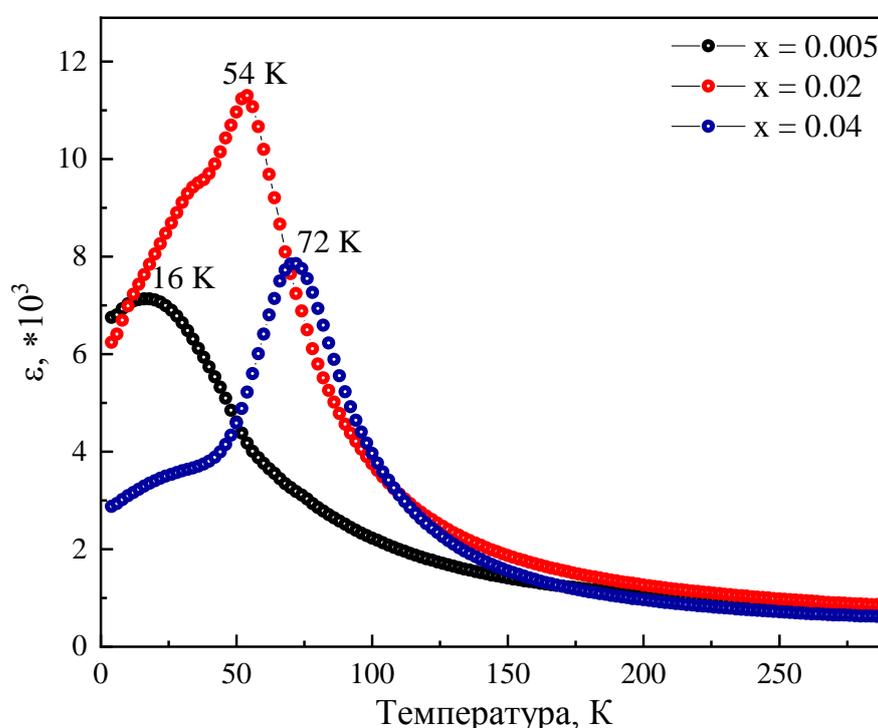


Рис. 2. – Температурная зависимость диэлектрической проницаемости керамических образцов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005$, 0.02 и 0.04

Известно, что форма пика температурной зависимости диэлектрической проницаемости и ее частотное поведение определяет характер сегнетоэлектрического фазового перехода [10, 11]. На рис. 3 показано температурное поведение диэлектрической постоянной твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005$, 0.02 и 0.04, измеренных при различных частотах от 1 кГц до 1 МГц.

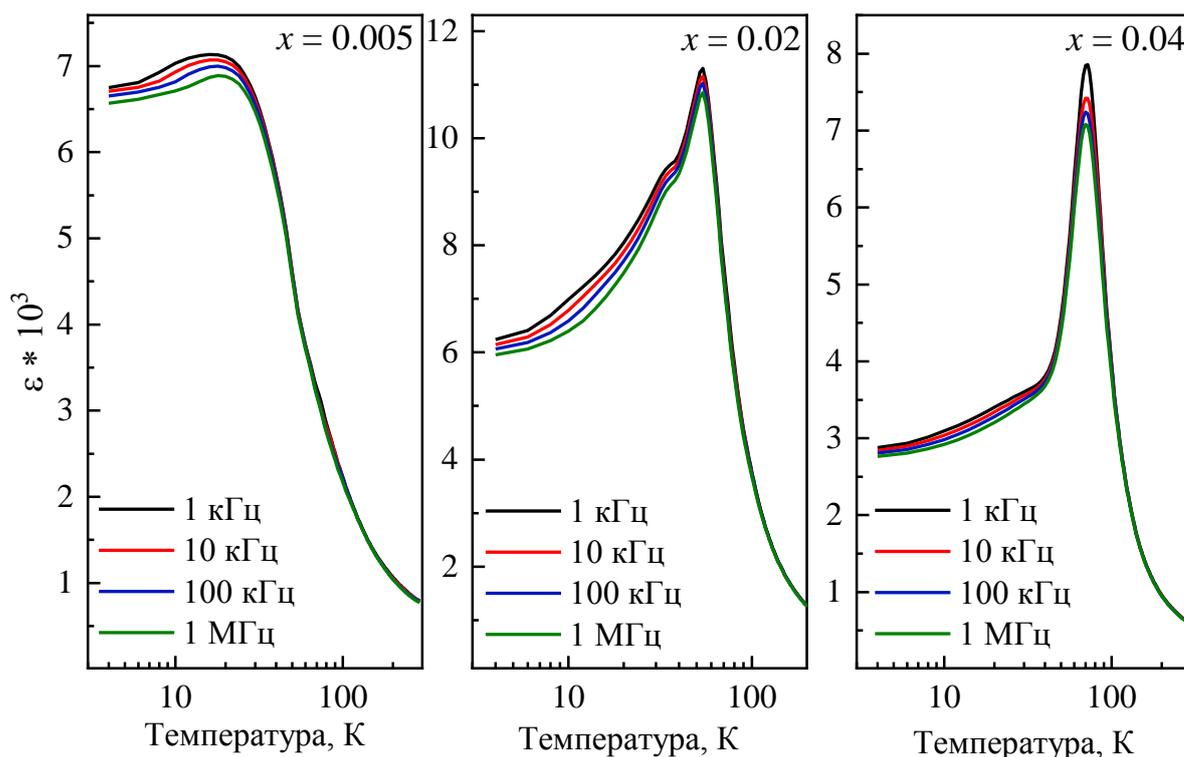


Рис. 3. – Температурная зависимость диэлектрической проницаемости керамических образцов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005, 0.02$ и 0.04 в интервале частот 1 кГц – 1 МГц

Из рисунка видно, что максимум диэлектрического пика слабо уменьшается при увеличении частоты, в то же время температурное положение максимумов диэлектрической проницаемости не меняется. Такое частотное поведение диэлектрического отклика твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ характерно для фазовых переходов типа смещения [12]. Из рис. 3 видно, что при высокой температуре $T \geq 50$ К линии частотных зависимостей диэлектрической постоянной практически совпадают. Однако, при понижении температуры в диэлектрических спектрах твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$, наблюдается частотная дисперсия. Такое поведение диэлектрической постоянной может указывать на возникновение *суперпараэлектрического состояния* ниже точки сегнетоэлектрического фазового перехода в системах на основе SrTiO_3 [13]. Аналогично спиновым кластерам, возникающим в суперпарамагнитном состоянии,

суперпараэлектрическое состояние характеризуется появлением локальных вкраплений сегнетоэлектрических нанобластей различного размера в высокополяризованной параэлектрической матрице. Значения поляризации нанобластей могут переключаться под действием тепловых флуктуаций. Таким образом, частота флуктуаций понижается при понижении температуры, что приводит к наблюдаемой дисперсии диэлектрического отклика. Суперпараэлектрическое поведение также было установлено в квантовых параэлектриках на основе SrTiO_3 при исследовании монокристаллов $\text{Sr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.007$ [14] и твердых растворов керамик $(\text{Sr}_{1-1.5x}\text{Bi}_x)\text{TiO}_3$ [15].

Из рис. 2 видно, что температурное поведение диэлектрической постоянной твердого раствора с концентрацией $x = 0.005$ в низкотемпературной области обнаруживает плато, схожее с поведением чистого SrTiO_3 [6]. Как известно, в чистом SrTiO_3 подобное поведение диэлектрической проницаемости объясняется наличием квантовых флуктуаций системы в низкотемпературной области, подавляющих сегнетоэлектрический фазовый переход. Для сравнения поведения диэлектрической отклика всех твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ в области низких температур, были изучены зависимости диэлектрической проницаемости в логарифмической шкале, рис. 4. На рисунке показано, что низкотемпературное диэлектрическое плато наблюдается для всех твердых растворов. Однако, его величина постепенно уменьшается с ростом концентрации ионов Pb, а форма пика диэлектрической проницаемости становится более узкой. Таким образом, можно предположить, что при увеличении концентрации ионов Pb наблюдается подавление квантовых динамических флуктуаций системы квантового параэлектрика и усиление классических тепловых флуктуаций.

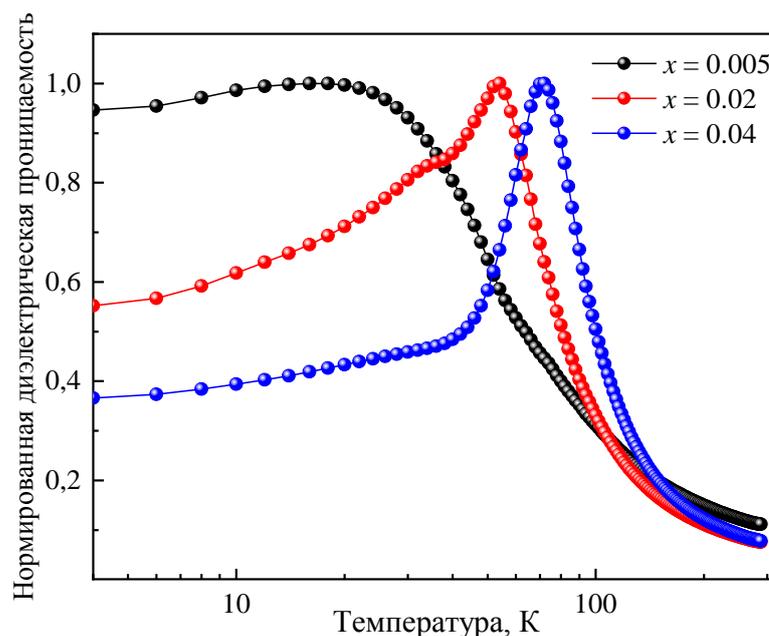


Рис. 4. – Температурная зависимость диэлектрической проницаемости керамических образцов $Sr_{1-x}Pb_xTiO_3$ при $x = 0.005, 0.02$ и 0.04 при частоте 1 кГц, построенная в логарифмической шкале

Более того, исследования диэлектрического отклика системы $Sr_{1-x}Pb_xTiO_3$ проводились в режиме охлаждения и нагрева. На рис. 5 представлена температурная зависимость диэлектрических спектров твердых растворов $Sr_{1-x}Pb_xTiO_3$ при $x = 0.005, 0.02$ и 0.04 в режимах охлаждения и нагревания при частоте 1 кГц. На рисунке показано, что при концентрации $x = 0.005$ температурный гистерезис отсутствует, а при концентрациях $x = 0.02$ и $x = 0.04$ температурный сдвиг составляет 2 и 6 К, соответственно. То есть, при повышении концентрации примесных ионов Pb в системе $Sr_{1-x}Pb_xTiO_3$ наблюдается увеличение температурного сдвига максимума диэлектрической проницаемости. Температурный гистерезис диэлектрических свойств является наиболее очевидным признаком фазового перехода *первого* рода, что также наблюдается в классическом сегнетоэлектрике первого рода $BaTiO_3$ [16]. Помимо этого, температурный сдвиг диэлектрической константы как признак фазового перехода первого рода также наблюдался в квантовом параэлектрике $AgTaO_3$, допированном ионами Li [17], и

некоторых магнитных материалах, таких как Ni, Fe, Co, и CoFe_2O_4 [18]. Отсутствие температурного гистерезиса в спектрах твердого раствора $\text{Sr}_{0.005}\text{Pb}_{0.995}\text{TiO}_3$ может указывать на фазовый переход *второго* рода, либо на сильное влияние квантовых флуктуаций на температурное поведение диэлектрической константы в предкритической области.

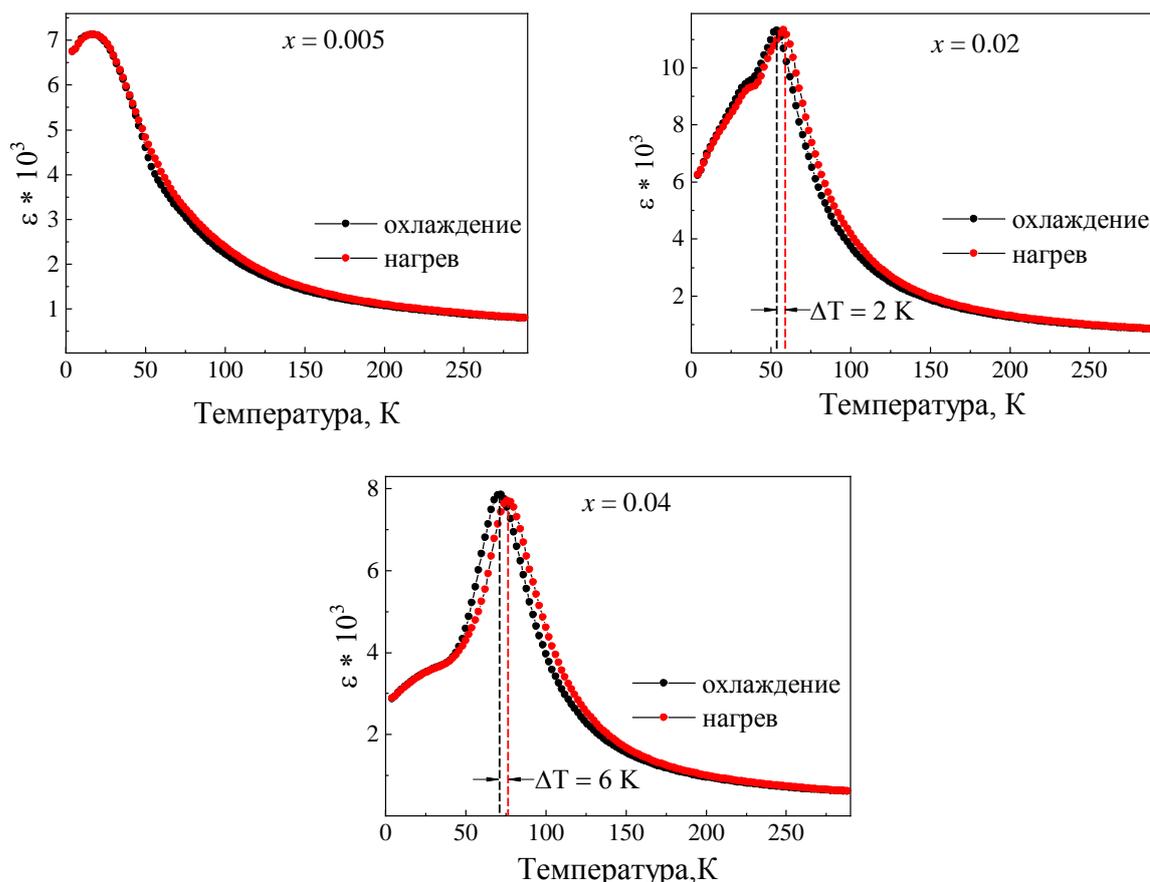


Рис. 5. – Диэлектрические спектры твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005, 0.02$ и 0.04 , полученные в режиме охлаждения и нагревания

Поляризационные свойства

Для дальнейшего изучения диэлектрических свойств были проведены поляризационные измерения твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005, 0.02$ и 0.04 в зависимости от частоты поля и температуры. Измерения проводились при частотах 10 мГц, 50 мГц, 0.5 Гц и 5 Гц, температурные

точки выбирались исходя из температуры максимумов диэлектрической проницаемости:

- | | |
|-----------------|---|
| для $x = 0.005$ | при $T = 9 \text{ К}, 16 \text{ К}, 30 \text{ К}$ |
| для $x = 0.02$ | при $T = 9 \text{ К}, 36 \text{ К}, 56 \text{ К}, 70 \text{ К},$ |
| для $x = 0.04$ | при $T = 9 \text{ К}, 28 \text{ К}, 58 \text{ К}, 72 \text{ К}, 100 \text{ К}.$ |

Стоит отметить, что при более высоких частотах петли гистерезиса отсутствовали, что может указывать на появление поверхностных токов, препятствующих поляризации материала.

На рис. 6 представлены P – E петли гистерезиса для твердых растворов квантового параэлектрика $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005, 0.02$ и 0.04 , полученные при частоте 10 МГц.

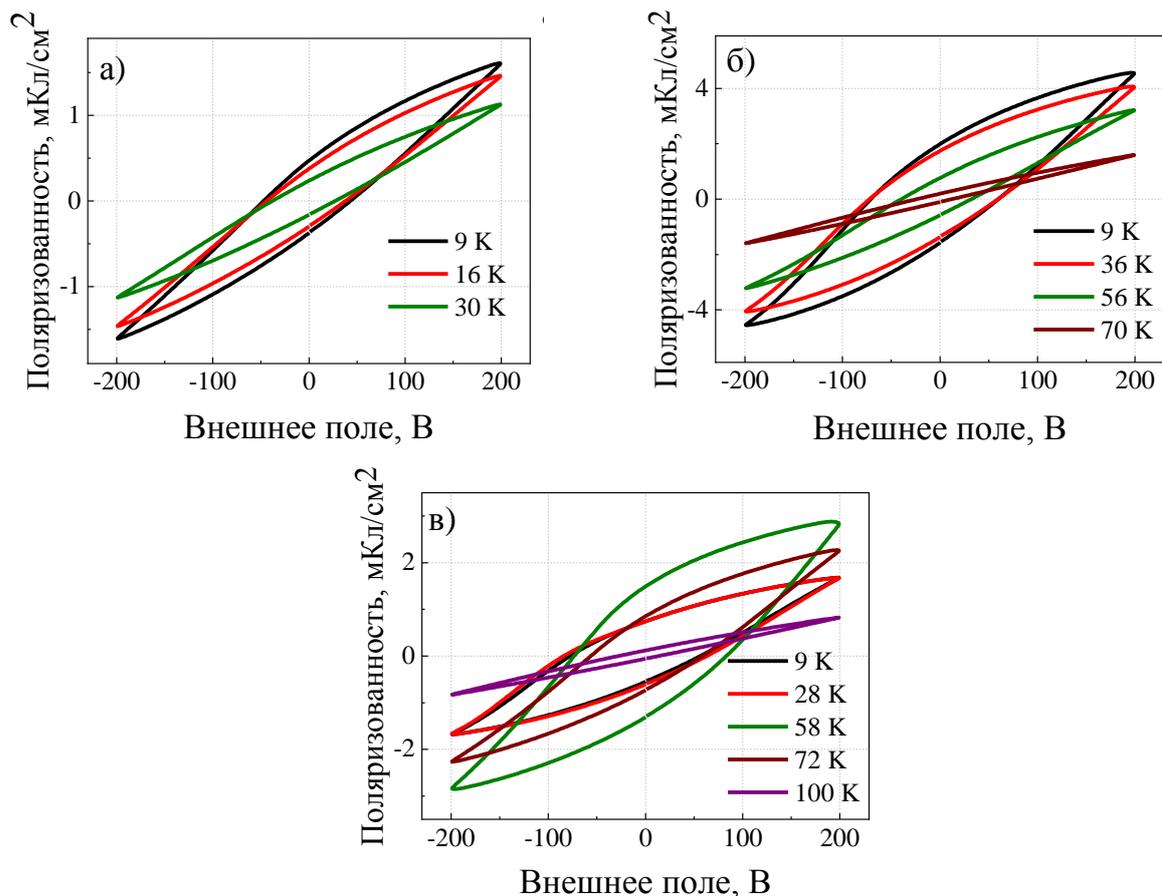


Рис. 6. – P – E петли гистерезиса, полученные при частоте 10 МГц при определенных температурах для твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при а) $x = 0.005$, б) $x = 0.02$ и в) $x = 0.04$

На рисунке видно, что при повышении температуры петли гистерезиса плавно уменьшаются, указывая на потерю нелинейного отклика поляризации. Как было показано выше, макроскопический сегнетоэлектрический фазовый переход в системе $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005$, 0.02 и 0.04 происходит при температурах 16 , 54 и 72 К, соответственно (рис. 2). Однако, гистерезисное поведение поляризации в образцах наблюдается выше точки сегнетоэлектрического фазового перехода, как показано на рис. 6. Наличие петель гистерезиса в параэлектрической фазе в системе $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ может свидетельствовать о присутствии полярных нанодоменов выше точки сегнетоэлектрического перехода, что согласуется с результатами, полученными ранее методом колебательной спектроскопии КРС в работе Линник и др. [19].

Температурное поведение остаточной поляризации P_r , полученное при анализе петель гистерезиса твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005$, 0.02 и 0.04 в частотном диапазоне от 10 мГц до 5 Гц, показано на рис. 7. Отметим, что при понижении температуры значения остаточной поляризации возрастают. В твердом растворе с $x = 0.005$ величина остаточной поляризации P_r не превышает значения 0.5 мКл/см². Как упоминалось выше, в этом образце можно ожидать появления квантовых динамических флуктуаций. Мы предполагаем, что остаточная поляризация P_r в твердом растворе $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ с $x = 0.005$ подавляется квантовыми флуктуациями. Также необычным является температурное поведение P_r твердого раствора $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ с $x = 0.04$. При понижении температуры от 100 до 60 К наблюдается увеличение остаточной поляризации с максимумом $P_r = 1,6$ мКл/см², однако, ниже 60 К наблюдается существенный спад. Подобное поведение остаточной поляризации также было обнаружено в керамических образцах квантового параэлектрика $\text{Sr}_{(1-1.5x)}\text{Bi}_x\text{TiO}_3$ [20] и в монокристалле $\text{Sr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{TiO}_3$ с $x = 0.007$ [21]. Таким образом, квантовые флуктуации, которые

активизируются в низкотемпературной области, могут подавлять величину остаточной поляризации P_r . Более того, U. Bianchi и др. в работе [21] также предположили, что такое температурное поведение P_r может указывать на переход материала в суперпараэлектрическое состояние. Однако, для образца $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ с $x = 0.02$ остаточная поляризация возрастает с понижением температуры. Можно предположить, что в данном составе наблюдается конкуренция между тепловыми и квантовыми флуктуациями (как показано на рис. 4). Также из рис. 7 можно увидеть, что при температурах 30, 70 и 100 К для составов $x = 0.005$, $x = 0.02$ и $x = 0.04$, соответственно, значения остаточной поляризации P_r , полученные при различных частотах, практически совпадают. Но при понижении температуры наблюдается частотная дисперсия P_r , что также может указывать на суперпараэлектрическое состояние системы ниже точки сегнетоэлектрического перехода.

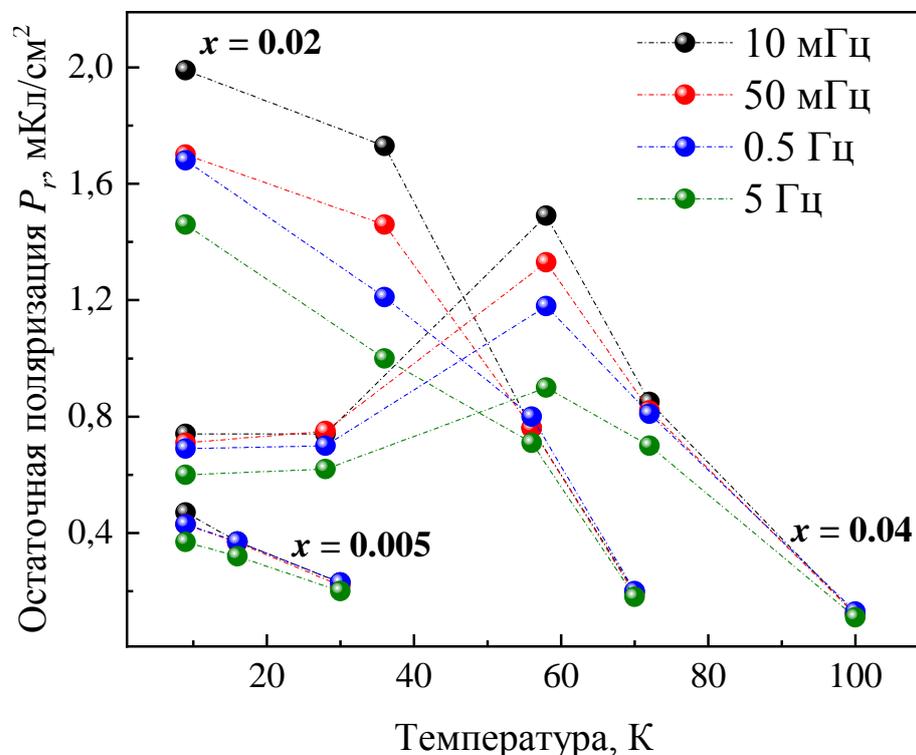


Рис. 7. – Температурная зависимость остаточной поляризации P_r твердых растворов $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005$, 0.02 и 0.04

Заклучение

Методами диэлектрической и поляризационной спектроскопии были исследованы твердые растворы квантового параэлектрика $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ при $x = 0.005, 0.02$ и 0.04 . Анализ диэлектрических спектров показал, что макроскопический сегнетоэлектрический фазовый переход для составов с $x = 0.005, 0.02$ и 0.04 происходит при температурах 16, 54 и 72 К, соответственно. Также показано, что влияние низкотемпературных квантовых флуктуаций становится менее значительным с увеличением концентрации примесных ионов Pb. Анализ частотных зависимостей диэлектрических спектров показал, что сегнетоэлектрический фазовый переход в твердых растворах $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ является переходом *типа смещения*, а наличие частотной дисперсии может указывать на *суперпараэлектрическое* состояние ниже точки перехода. Поляризационные измерения показали, что фазовые превращения в системе $\text{Sr}_{1-x}\text{Pb}_x\text{TiO}_3$ происходят путем возникновения полярных нанобластей. Также, анализ величин остаточной поляризации, полученных из P-E петель гистерезиса показал, что поляризация P_r также подавляется квантовыми динамическими флуктуациями. При этом, ниже температуры сегнетоэлектрического фазового перехода, наблюдается частотная дисперсия остаточной поляризации во всех составах.

Финансирование

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90222\20.

Литература

1. Yang H., Yan F., Lin Y., Wang T. Novel Strontium Titanate-Based Lead-Free Ceramics for High-Energy Storage Applications // ACS Sustainable Chem. Eng. 2017. V. 5, pp. 10215-10222.

2. Коваленко А.Д., Петров В.В., Разработка сенсоров на основе сегнетоэлектрических пленок для гибридных сенсорных систем. Инженерный вестник Дона. 2012. № 4. URL:ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p2y2012/1357.

3. Lee C., Destry J., Brebner J. L. Optical absorption and transport in semiconducting SrTiO₃ // Phys. Rev. B. 1975. V. 11. pp. 2299-2310.

4. Yang H., Yan F., Lin Y., Wang T. Improvement of dielectric and energy storage properties in SrTiO₃-based lead-free ceramics // J. Alloys Compd. 2017. V. 728. № 25. pp. 780-787.

5. Grupp D. E., Goldman A. M. Giant Piezoelectric Effect in Strontium Titanate at Cryogenic Temperatures // Science. 1997. V. 276. Pp. 392-394.

6. Muller K. A., Burkard H. SrTiO₃: An intrinsic quantum paraelectric below 4 K // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. pp. 3593-3602.

7. Pertsev N.A., Tagantsev A.K., Setter N. Phase transitions in strain-induced ferroelectricity in SrTiO₃ epitaxial thin films // Phys. Rev. B. 2000. V. 61. № 2. pp. R825-R829.

8. Uwe H., Sakuko T. Stress-induced ferroelectricity and soft phonon modes in SrTiO₃ // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. pp. 271-286.

9. Lemanov V. V. Phase transitions in SrTiO₃ quantum paraelectric with impurities // Ferroelectrics. 1999, V. 226. №1. pp. 133-146.

10. Krohns S., Lunkenheimer P. Ferroelectric polarization in multiferroics // Physical Sciences Reviews. 2019. P. 20190015

11. Кладенок Л.А., Эффекты размытия фазовых переходов в сегнетоэлектрических перовскитах // Инженерный вестник Дона. 2013. № 4 URL:ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4y2013/2061.

12. Толстых Н. А., Короткова Т. Н., Аль Джаафари Ф. Д., Каширин М. А., Федотова Ю. А., Емельянов Н. А., Коротков Л. Н., Касюк Ю. В. Диэлектрические и магнитные свойства нанокристаллических образцов

титаната бария, титаната стронция и смесового нанокompозита на их основе // Известия РАН. Серия физическая. 2019. V. 83. № 9. с. 1193–1197.

13. Binder K., Young A.P. Spin glasses: Experimental facts, theoretical concepts and open questions // Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. pp. 801—976.

14. Kleemann W., Bianchi U., Bürgel A., Prasse M., Dec J. Domain state properties of weakly doped SrTiO₃:Ca // Phase Transitions: A Multinational Journal. 1995. V. 55. pp. 57-68.

15. Isupov V. A. Possibility of Inducing Superparaelectricity in Strontium Bismuth Titanate Ceramics SrTiO₃: Bi // Physics of the Solid State. 2005. V. 47. № 12. pp. 2243–2247.

16. Kay H. F., Voudsen P. XCV. Symmetry changes in barium titanate at low temperatures and their relation to its ferroelectric properties // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1949. V. 40. pp. 1019-1040.

17. Soon H. P., Taniguchi H., Itoh M. Ferroelectricity triggered in the quantum paraelectric AgTaO₃ by Li-substitution // Applied Physics Letters. 2009. V. 95. pp. 242904.

18. Yang S., Ren X., Song X. Evidence for first-order nature of the ferromagnetic transition in Ni, Fe, Co, and CoFe₂O₄ // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 174427.

19. Linnik E. D., Mikheykin A. S., Rubi D., Shirokov V. B., Mezzane D., Kondovych S. V., Lukyanchuk I. A., Razumnaya A. G. Raman Response of Quantum Critical Ferroelectric Pb-Doped SrTiO₃ // Crystals. 2021. V. 11. P. 1469.

20. Ang C., Yu Z. Impurity-induced ferroelectric relaxor behavior in quantum paraelectric SrTiO₃ and ferroelectric BaTiO₃ // Phys. Rev. B. 2000. V. 61 № 2. pp. 957-961.

21. Bianchi U., Dec J., Kleemann W., Bednorz J. G., Cluster and domain-state dynamics of ferroelectric $\text{Sr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{TiO}_3$ ($x = 0.007$) // Phys. Rev. B. 1995. V. 51 № 14. pp. 8737-8746.

References

1. Yang H., Yan F., Lin Y., Wang T. ACS Sustainable Chem. Eng. 2017. V. 5, pp. 10215-10222.
2. Kovalenko A.D., Petrov V.V. Inzhenernyj vestnik Dona. 2012. № 4. URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4p2y2012/1357.
3. Lee C., Destrý J., Brebner J. L. Phys. Rev. B. 1975. V. 11. pp. 2299-2310.
4. Yang H., Yan F., Lin Y., Wang T. J. Alloys Compd. 2017. V. 728. № 25. pp. 780-787.
5. Grupp D. E., Goldman A. M. Science. 1997. V. 276. pp. 392-394.
6. Muller K. A., Burkard H. Phys. Rev. B. 1979. V. 19. pp. 3593-3602.
7. Pertsev N.A., Tagantsev A.K., Setter N. Phys. Rev. B. 2000. V. 61. № 2. pp. R825-R829.
8. Uwe H., Sakuko T. Phys. Rev. B. 1976. V. 13. pp. 271-286.
9. Lemanov V. V. Ferroelectrics. 1999. V. 226. №1. pp. 133-146.
10. Krohns S., Lunkenheimer P. Physical Sciences Reviews. 2019. pp. 20190015
11. Kladenok L.A. Inženernyj vestnik Dona (Rus). 2013. № 4 URL: ivdon.ru/ru/magazine/archive/n4y2013/2061.
12. Tolstykh N.A., Korotkova T.N., Al' Jaafari F. D., Kashirin M. A., Fedotova Yu. A., Emelianov N.A., Korotkov L.N., Kasyuk Yu. V. Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya. 2019. V. 83. № 9. P. 1193–1197.
13. Binder K., Young A.P. Rev. Mod. Phys. 1986. V. 58. pp. 801—976.
14. Kleemann W., Bianchi U., Bürgel A., Prasse M., Dec J. Phase Transitions: A Multinational Journal. 1995. V. 55. pp. 57-68.
15. Isupov V. A. Physics of the Solid State. 2005. V. 47. № 12. pp. 2243–2247.



16. Kay H. F., Voudsen P. XCV. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 1949. V. 40. pp. 1019-1040.
17. Soon H. P., Taniguchi H., Itoh M. Applied Physics Letters. 2009. V. 95. pp. 242904.
18. Yang S., Ren X., Song X. Phys. Rev. B. 2008. V. 78. pp. 174427.
19. Linnik E. D., Mikheykin A. S., Rubi D., Shirokov V. B., Mezzane D., Kondovych S. V., Lukyanchuk I. A., Razumnaya A. G. Crystals. 2021. V. 11. pp. 1469.
20. Ang C., Yu Z. Phys. Rev. B. 2000. V. 61. № 2. pp. 957-961.
21. Bianchi U., Dec J., Kleemann W., Bednorz J. G. Phys. Rev. B. 1995. V. 51. № 14. pp. 8737-8746.