

УДК 537.226.4

© 1992

## ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА НЕСОРАЗМЕРНУЮ ФАЗУ СОБСТВЕННЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ ТИПА $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$

*М. М. Майор, Ю. М. Высочанский, Ш. В. Молнар, М. М. Хома*

Изучено влияние направленного вдоль оси спонтанной поляризации постоянного электрического поля на фазовые переходы параэлектрическая—несоразмерная—сегнетоэлектрическая фаза в собственном сегнетоэлектрике  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ . Выполнен анализ вида диаграммы «температура—напряженность электрического поля» с учетом близости ожидаемого фазового перехода непосредственно из параэлектрической в сегнетоэлектрическую фазу к трикритической точке и связи параметра порядка с упругими деформациями. Исследованы особенности диэлектрической нелинейности в несоразмерной фазе и прослежено ее изменение при замещении олова на свинец.

Влияние постоянного смещающего электрического поля на несоразмерные (НС) фазовые переходы (ФП) в собственных сегнетоэлектриках в последнее время исследуется весьма интенсивно как теоретически, так и экспериментально. Вид фазовых  $E$ — $T$  диаграмм в этих материалах существенно зависит от величин коэффициентов термодинамического потенциала. При этом характер полевых зависимостей температур ФП в значительной мере определяется близостью «виртуального» ФП из параэлектрической в сегнетоэлектрическую фазу к трикритической точке. Известные экспериментальные данные для кристаллов  $\text{Sc}(\text{NH}_2)_2$  [1] и  $\text{NaNO}_2$  [2] удовлетворительно объясняются в рамках феноменологической теории, учитывающей соответственно второй и первый род такого «виртуального» ФП.

Ранее [3] исследовалось влияние постоянного электрического поля на фазовую диаграмму кристаллов  $\text{Sn}_2\text{P}_2(\text{Se}_x\text{S}_{1-x})_6$  с точкой Лифшица при  $x_L \cong 0.28$ . Данные об изменении вида полевых диаграмм с приближением к точке Лифшица путем уменьшения содержания селена интерпретировались в предположении второго рода «виртуального» ФП. Однако установлено [4], что род описываемых ФП непосредственно из параэлектрической в сегнетоэлектрическую фазу изменяется со второго на первый при  $x > 0.6$ . В настоящей работе с использованием новых экспериментальных результатов и обобщенных в [4] термодинамических данных выполнен анализ влияния направленного вдоль оси спонтанной поляризации электрического поля в собственном сегнетоэлектрике  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ .

Другим важным моментом, который для собственных сегнетоэлектриков с НС фазой до настоящего времени в литературе не обсуждался, является влияние электрического поля на характер аномалий диэлектрической проницаемости при НС ФП. В частности, в несобственных сегнетоэлектриках максимум диэлектрической проницаемости при ФП НС-сегнетофаза под воздействием постоянного электрического поля, сдвигаясь вверх по температуре, подавляется и, как в случае сегнетоэлектрического ФП второго рода, кривые  $\epsilon'(T)$  при различных напряжениях полей не пересекаются. Такое влияние электрического поля на диэлектрическую проницаемость в НС фазе в работе [5] объясняется эффектом

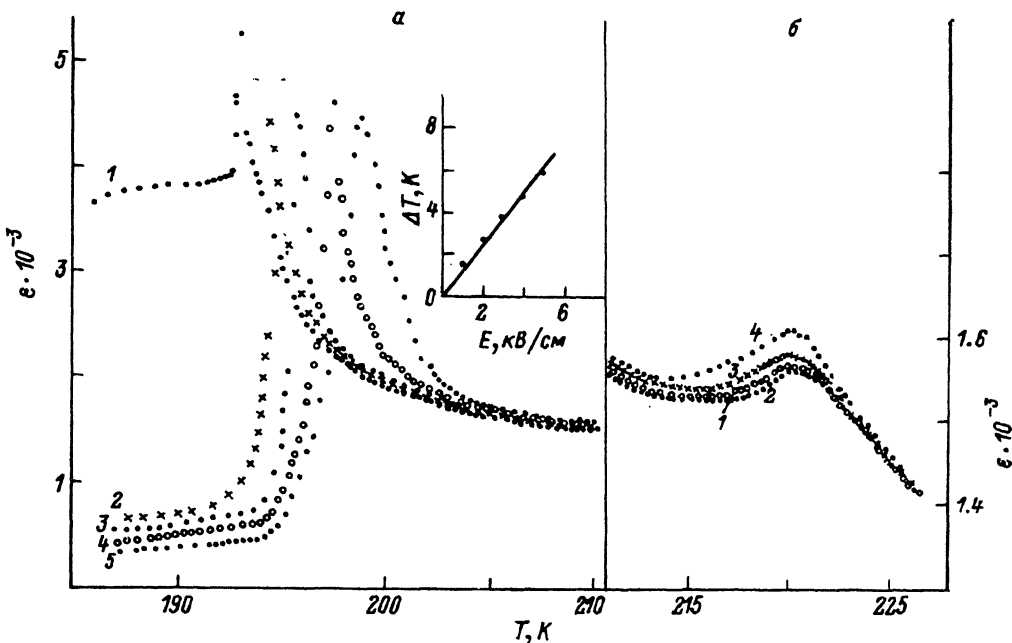


Рис. 1. Температурные зависимости  $\epsilon'$  кристалла  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  под влиянием смещающего электрического поля напряженностью  $E$  (кВ/см): 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 4, 5 — 5.

На вставке — полевая зависимость  $T_c$ .

зажатия солитонной структуры. Представляет интерес сравнить с данными для несобственных сегнетоэлектриков влияние смещающего электрического поля на  $\epsilon'(T)$  в низкотемпературной области НС фазы собственных сегнетоэлектриков, в которых, по-видимому, выраженная солитонная структура отсутствует. Такие исследования выполнены для кристаллов  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  и  $(\text{Pb}_y\text{Sn}_{1-y})_2\text{P}_2\text{S}_6$ .

Для исследований использовался образец в форме пластины полярного среза, вырезанный из выращенного методом Бриджмена монокристалла  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ . В качестве электродов применялась серебряная паста. Удельное сопротивление кристалла в области температур его ФП выше  $10^{10}$  Ом·см и  $\text{tg } \delta \approx 0.002 \pm 0.005$ . Отметим, что это значительно более высокоомные кристаллы, чем применявшиеся для исследований в работе [3], и поэтому экранирование внешнего электрического поля и вклад объемно-зарядной поляризации в  $\epsilon'$ , характерное для сегнетоэлектриков-полупроводников, в них выражены намного меньше.

Кристаллы твердого раствора  $(\text{Pb}_{0.25}\text{Sn}_{0.75})_2\text{P}_2\text{Se}_6$  выращены методом газотранспортных химических реакций. Специально отобраны высокоомные образцы. Измерения выполнены в криостате системы «Утрекс» в квазистатическом режиме при скорости изменения температуры 0.1 К/мин с применением моста переменного тока P5016.

На рис. 1 представлены результаты измерения температурных зависимостей  $\epsilon'$  при различных значениях смещающего электрического поля. При напряженностях поля выше 5 кВ/см резко возрастают диэлектрические потери и поэтому результаты становятся некорректными. С увеличением напряженности электрического поля максимум  $\epsilon'(T)$  при  $T_c$  — температуре ФП НС-сегнетофазы смещается в область более высоких температур, при этом  $\epsilon'_{\text{max}}$  существенно не меняется и картина подобна, как и в случае сегнетоэлектрического ФП первого рода. Максимум  $\epsilon'(T)$ , с которым связывается ФП параэлектрическая — НС фаза, при увеличении напряженности электрического поля увеличивается.

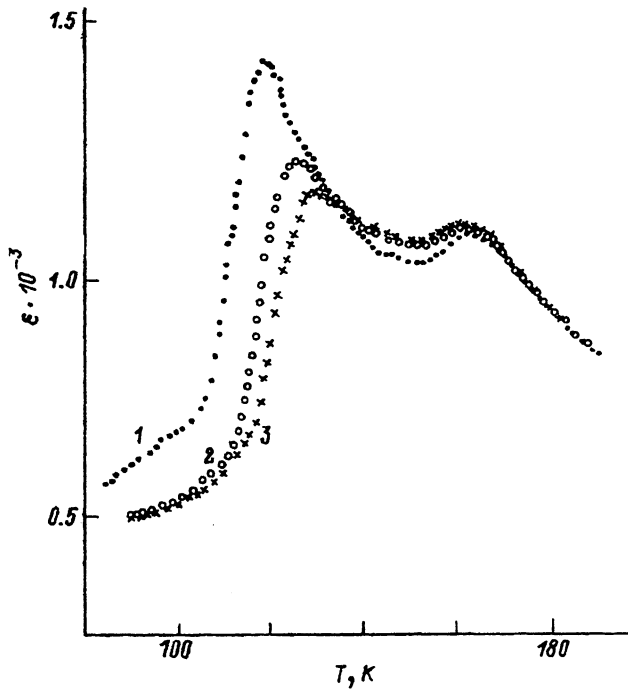


Рис. 2. Температурные зависимости  $\epsilon'$  кристалла твердого раствора  $(\text{Pb}_{0.25}\text{Sn}_{0.75})_2\text{P}_2\text{Se}_6$  под влиянием смещающего электрического поля напряженностью  $E$  (кВ/см): 1 — 0, 2 — 1, 3 — 1.5.

Ранее было установлено, что при частичном замещении атомов Sn на Pb в твердых растворах  $(\text{Pb}_y\text{Sn}_{1-y})_2\text{P}_2\text{Se}_6$  максимум при  $T_c$  заметно размывается, и предполагалось, что в результате влияния индуцированных таким путем дефектов на низкотемпературной границе НС фазы образуется так называемое хаотическое состояние, которое подобно по своим свойствам состоянию сегнетоэлектриков в области размытого ФП или, как еще называют, состоянию кластерного стекла [5]. С целью изучения влияния поляризующего электрического поля на это состояние исследованы температурно-полевые зависимости  $\epsilon'(T)$  в кристалле твердого раствора  $(\text{Pb}_{0.25}\text{Sn}_{0.75})_2\text{P}_2\text{Se}_6$  (рис. 2).

В отличие от  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  в твердом растворе  $(\text{Pb}_{0.25}\text{Sn}_{0.75})_2\text{P}_2\text{Se}_6$  (рис. 2) максимум  $\epsilon'(T)$  с увеличением напряженности смещающего электрического поля подавляется и темп сдвига вверх по температуре значительно выше.

Как следует из рис. 1, с повышением напряженности электрического поля скачок  $\epsilon'$  при  $T_c$  в  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  размывается от 0.2 К при  $E=0$  до 1.0 К при  $E=4$  кВ/см. За скачок принимается выделяющееся резкое изменение на зависимости  $\epsilon'(T)$ . Причиной наблюдаемого размыва ФП первого рода, видимо, является неоднородность электрического поля в образце. Точка ФП идентифицировалась по температуре пика  $\epsilon'(T)$ . Это температура, при которой по всему образцу произошел переход из сегнетофазы в НС фазу.

Проанализируем фазовую  $E-T$  диаграмму кристалла  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  в рамках феноменологической теории. Разложение термодинамического потенциала в ряд по параметру порядка и его пространственным производным для этого кристалла во внешнем электрическом поле имеет вид

$$\Delta\Phi = \frac{\alpha}{2}\eta^2 + \frac{\beta}{4}\eta^4 + \frac{\gamma}{6}\eta^6 + \frac{\delta}{2}(\nabla\eta)^2 + \frac{g}{2}(\nabla^2\eta)^2 + \frac{\lambda}{2}\eta^2(\nabla\eta)^2 - EP. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha = \alpha_T (T - T_0)$ ; коэффициенты  $\beta, \gamma, \delta, g, \lambda$  не зависят от температуры;  $\gamma, g, \lambda > 0$ . Член  $(\gamma/6) \eta^6$  включен в разложение (1), поскольку «виртуальный» ФП параэлектрическая—сегнетоэлектрическая фаза первого рода, т. е.  $\beta < 0$  [4]. Градиентный член  $(1/2) \lambda \eta^2 (\nabla \eta)^2$  описывает температурную зависимость волнового вектора модуляции, которая в кристалле  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  действительно имеет место [6,7]. С другой стороны, необходимость этого члена обусловлена тем, чтобы описать ФП второго рода параэлектрическая—НС фаза при  $\beta < 0$ . Исходя из разложения термодинамического потенциала (1), с учетом дальнедействующих упругих сил [3] в одногармоническом приближении выражения для полевых зависимостей температур ФП параэлектрическая—НС фаза  $T_i$  и точки потери устойчивости сегнетофазы относительно НС фазы  $T_c$  в слабых электрических полях ( $E^2/\alpha^2 \ll \alpha/\beta$ ) имеют вид

$$T_i(E) = T_i(0) - \frac{3B_i E^2}{3\alpha_0^2 \alpha_T}, \quad (2)$$

$$T_c(E) = T_c(0) + \frac{3B_2 E}{\sqrt{(3B_2 - B_1) \alpha_0 \alpha_T^2}}, \quad (3)$$

где

$$\alpha = \alpha_T (T - T_0), \quad B_1 = \beta + \Delta + \frac{2}{3} \lambda k^2, \quad B_2 = \beta + 2\Delta + \frac{1}{3} \lambda k^2, \quad (4)$$

$\Delta$  — щель, обусловленная дальнедействующими упругими силами [8];  $T_0$  — температура «виртуального» ФП пара-сегнетофазы.

Используя имеющиеся параметры для кристалла  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ , оценим с помощью формул (2) и (3) сдвиг температур ФП под влиянием поля и сравним с экспериментом.

Величину коэффициента  $B_1$  находим из calorиметрических данных по скачку теплоемкости  $\Delta C_p$  при ФП пара-НС фаза из формулы

$$\Delta C_p = \frac{\alpha^2 T_i}{3B_1}. \quad (5)$$

При оценках [4] коэффициентов потенциала (1) использовалась постоянная Кюри—Вейсса, равная  $0.7 \cdot 10^5$  К, которая получена для образцов с характерным низкочастотным вкладом в  $\epsilon'$ , сопровождающимся большими диэлектрическими потерями на измеряемых частотах 1—50 кГц. Этот низкочастотный вклад в  $\epsilon'$  в исследованном кристалле  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  полностью отсутствует, о чем свидетельствуют очень низкие значения  $\text{tg } \delta \approx 0.002$  и практически отсутствие частотной зависимости  $\epsilon'$  в диапазоне 1—5000 кГц в окрестности  $T_i$ . Это позволяет надеяться на более точное определение постоянной Кюри—Вейсса для данного материала. Она равна  $0.53 \cdot 10^5$  К, соответственно  $\alpha_T = 2.13 \cdot 10^6$  Дж·м/Кл<sup>2</sup>·К. Коэффициент  $B_1$  при этом составляет  $3.2 \cdot 10^9$  Дж·м<sup>5</sup>·Кл<sup>-4</sup>. Из соотношений (4) при известных  $\Delta = 2.2 \cdot 10^8$  Дж·м<sup>5</sup>·Кл<sup>-4</sup>,  $\beta_0 = -4.8 \cdot 10^8$  Дж·м<sup>5</sup>·Кл<sup>-4</sup>,  $k_0^2 = 1.9 \cdot 10^{-17}$  [4] находим коэффициент  $\lambda = 2.8 \cdot 10^{-8}$  Дж·м<sup>7</sup>·Кл<sup>-4</sup>. С помощью формулы (4) определяем  $B_2 = 1.7 \cdot 10^9$  Дж·м<sup>5</sup>·Кл<sup>-4</sup>.

Темп сдвига точки потери устойчивости сегнетофазы относительно НС фазы, оцененный при указанных выше параметрах с помощью формулы (3), составляет  $\approx 0.85$  К (кВ/см)<sup>-1</sup>. Из эксперимента (рис. 1) получено значение  $\approx 1.2$  К (кВ/см)<sup>-1</sup>.

Таким образом, можно заключить, что индуцированный полем сдвиг  $T_c$  удовлетворительно описывается в рамках феноменологической теории и выполненные оценки коэффициентов термодинамического потенциала на основании имеющихся экспериментальных данных вполне реальны.

Соотношение Клайперона—Клаузиуса для сегнетоэлектрического ФП первого рода  $dT_c/dE = -P_S(T_c)/\Delta S$  для  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  при  $\Delta S = 1.7 \text{ Дж/моль} = 10.3 \cdot 10^3 \text{ Дж/м}^3$  [9] и  $P_S = 9 \cdot 10^{-2} \text{ Кл/м}^2$  дает значение  $dT_c/dE = 0.9 \text{ К (кВ/см)}^{-1}$ , что также находится в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Рассмотрим влияние смещающего электрического поля на ФП параэлектрическая—НС фаза. Идентифицировать с необходимой точностью температуру  $T_i$  по положению максимумов зависимости  $\epsilon'(T)$  под влиянием поля из-за значительной размытости этих максимумов не представляется возможным. Вместе с тем можно отметить, что  $\epsilon'$  достигает максимальных значений, выходя на размытый максимум при напряженностях смещающего поля вплоть до  $E = 4 \text{ кВ/см}$  практически при одной и той же температуре. Следует отметить, что в измерениях скорости ультразвука под влиянием поля  $E$  в  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  вплоть до напряженности  $2 \text{ кВ/см}$  также не обнаружено смещение  $T_i$  [10].

Расчитанный с помощью формулы (2) сдвиг  $T$  при  $E = 2 \text{ кВ/см}$  составляет  $\approx 0.03 \text{ К}$ , который в эксперименте при наблюдаемом размытии ФП не может быть зарегистрирован.

Из полученных результатов диэлектрических измерений фазовую  $E-T$  диаграмму в кристалле  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  установить точно не представляется возможным, а в отношении зависимости  $T_i(E)$  можно отметить, что, согласно теоретическим оценкам, она весьма слабая: при  $E = 5 \text{ кВ/см}$  сдвиг  $\Delta T_i \approx 0.17 \text{ К}$ .

Как следует из теории [11], в случае  $\beta < 0$  фазовая диаграмма сегнетоэлектрика с НС фазой в электрическом поле в зависимости от величины коэффициентов термодинамического потенциала может иметь различный вид. Так, конечная критическая точка может быть размещена внутри температурной области существования НС фазы  $T_c(0) - T_i(0)$  (при этом выше критического напряжения ФП непосредственно из парафазы в сегнетофазу не существует) и качественно фазовая диаграмма подобна случаю  $\beta > 0$ . При определенном соотношении параметров конечная критическая точка может находиться вне области существования НС фазы [11]. В этом случае выше тройной точки на фазовой диаграмме, в которой исчезает НС фаза, существует до определенного критического напряжения электрического поля переход первого рода непосредственно из параэлектрической в сегнетоэлектрическую фазу. Подробно вид фазовых  $E-T$  диаграмм при различных параметрах термодинамического потенциала обсуждается в работе [11] (рис. 2).

Координаты критической точки задаются соотношениями [11]

$$\alpha_{\text{кр}} = \frac{9\beta^2}{20\gamma}, \quad E_{\text{кр}} = \frac{8}{15} \alpha_{\text{кр}} \sqrt{\frac{3\beta}{10\gamma}}. \quad (6)$$

С целью прогнозирования, какой вид имела бы фазовая  $E-T$  диаграмма в  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  при достижении больших напряженностей  $E$ , оценим параметры  $\alpha_{\text{кр}}$  и  $E_{\text{кр}}$ . При  $\gamma = 8.5 \cdot 10^{-7}$  [4] параметры  $\alpha_{\text{кр}}$  и  $E_{\text{кр}}$  составляют соответственно  $0.6 \text{ К}$  и  $0.3 \text{ кВ/см}$ . Таким образом, эта конечная критическая точка скрыта внутри области НС фазы. Низкие значения  $\alpha_{\text{кр}}$  и  $E_{\text{кр}}$  свидетельствуют о близости виртуального ФП пара—сегнетофаза к трикритической точке. При этом, согласно [11], фазовая  $E-T$  диаграмма должна иметь вид, подобный наблюдаемому в случае  $\beta > 0$ : линии  $T_i(E)$  и  $T_c(E)$  сливаются в тройной точке и при больших напряженностях переход непосредственно из парафазы в сегнетофазу не существует.

Рассмотрим диэлектрическую нелинейность кристалла  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  в области  $T_i$ . В параэлектрической фазе диэлектрическая проницаемость при наличии смещающего электрического поля (для случая слабых электрических полей) описывается формулами [12]

$$\epsilon_n^{-1} = \alpha_T (T - T_0) \left( 1 + \frac{3\beta E^2}{\alpha_T^3 (T - T_0)^3} \right),$$

$$\Delta\epsilon_n(E) = \frac{3\beta E^2}{\alpha^2 (T - T_0)^2} \approx 3\beta E^2 \epsilon^4. \quad (7)$$

В НС фазе коэффициент, характеризующий диэлектрическую нелинейность кристалла, перенормирован и выражение для диэлектрической проницаемости под влиянием электрического поля имеет вид

$$\epsilon_{\text{НС}}^{-1} = \alpha - \frac{2B_2}{B_1} (\alpha - \alpha_0) - 3 \left( \frac{2B_2^2}{B_1} - \beta_0 \right) P_0^2.$$

В точке  $T_i$

$$\epsilon_{\text{НС}}^{-1} = \alpha (T_i - T_0) \left\{ 1 - \frac{3(2B_2^2/B_1 - \beta_0) E^2}{\alpha^3 (T_i - T_0)^3} \right\},$$

$$\Delta\epsilon_{\text{НС}}(T_i) \approx -3 \left( 2 \frac{B_2^2}{B_1} - \beta \right) E^2 \epsilon^4 (T_i). \quad (8)$$

Таким образом, в результате изменения эффективного коэффициента диэлектрической нелинейности при переходе из параэлектрической в НС фазу на температурной зависимости при наличии смещающего поля в точке  $T_i$  должен наблюдаться скачок вверх на величину

$$\epsilon_{\text{НС}}(T_i) - \epsilon_n(T_i) \approx \frac{6B_2^2}{B_1} E^2 \epsilon^4 (T_i, E = 0). \quad (9)$$

Наличие скачка на температурной зависимости  $\epsilon'$  при  $T_i$  в присутствии смещающего электрического поля предсказывалось в работе [13]. Скачок  $\epsilon'$  при  $T_i$ , оцененный с помощью формулы (9), при упомянутых выше значениях  $B_1$  и  $B_2$   $\epsilon'(T_i; E = 0) = 1.6 \cdot 10^3$ ,  $E = 1$  и  $5$  кВ/см составляет соответственно 0.25 и 6.2 единиц. В эксперименте четко выраженного скачка  $\epsilon'$  не видно. Возможно, это связано с заметным размытием максимума  $\epsilon'(T)$  при  $T_i$ . Однако, как следует из рис. 1, б, в НС фазе по отношению к параэлектрической фазе под влиянием постоянного электрического поля действительно появляется дополнительный вклад в  $\epsilon'$ .

Рассмотрим влияние постоянного электрического поля на  $\epsilon'$  на низкотемпературной границе существования НС фазы. Тот факт, что максимум  $\epsilon'(T)$  при  $T_c$  в  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  под воздействием смещающего электрического поля не подавляется, свидетельствует об ином, чем в несобственных сегнетоэлектриках, характере распределения поляризации, поскольку в случае наличия выраженной солитонной структуры максимум  $\epsilon'(T)$  уменьшается в результате эффекта зажатия солитонов [5].

В твердом растворе  $(\text{Pb}_{0.25}\text{Sn}_{0.75})_2\text{P}_2\text{Se}_6$  подобно несобственным сегнетоэлектрикам, в которых на низкотемпературной границе НС фазы действительно

имеется выраженная солитонная структура, максимум  $\epsilon'(T)$  под влиянием электрического поля подавляется. Это может быть обусловлено двумя причинами. В результате того что ширина НС фазы в исследуемом твердом растворе значительно больше, чем в исходном соединении  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ , распределение поляризации в нем за счет вклада высших гармоник вблизи  $T_c$  возможно, становится доменообразным. С другой стороны, вследствие влияния дефектов, индуцированных замещением атомов в сегнетоактивной подрешетке, на НС волну поляризации возможно образование хаотического состояния. Размытый максимум  $\epsilon'(T)$  при  $T_c$  свидетельствует в пользу второго предположения. Кроме того, в кристалле  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ , допированном медью, в котором максимум  $\epsilon'(T)$  при  $T_c$  размыт, а ширина НС фазы такая же, как в беспримесном кристалле, влияние электрического поля на поведение диэлектрической проницаемости аналогично влиянию его в твердом растворе  $(\text{Pb}_{0.25}\text{Sn}_{0.75})_2\text{P}_2\text{Se}_6$ . Таким образом, из этих результатов следует, что наблюдаемое влияние электрического поля на  $\epsilon'(T)$  в  $(\text{Pb}_{0.25}\text{Sn}_{0.75})_2\text{P}_2\text{Se}_6$  обусловлено именно дефектами. Гистерезис на полевых зависимостях, имеющий место и при температурах выше температуры максимума  $\epsilon'(T)$ , свидетельствует о наличии остаточной поляризации в кристалле после прикладывания электрического поля. Этот эффект после перевода образца из сегнетофазы в НС фазу выражен более сильно, чем в случае перевода образца в НС фазу из параэлектрической фазы: электрическое поле, приложенное к образцу на кривой охлаждения в непосредственной близости от температуры максимума  $\epsilon'(T)$ , индуцирует сегнетоэлектрическое состояние, о чем свидетельствуют характерные для сегнетофазы полевые зависимости. Отметим, что выше температуры максимума  $\epsilon'(T)$  приближительно до 140 К в этом кристалле наблюдается ненасыщенная петля гистерезиса. Эти факты указывают на то, что в низкотемпературной области НС фазы в разупорядоченных путем частичного замещения атомов Sn на Pb в кристаллах  $(\text{Pb}_y\text{Sn}_{1-y})_2\text{P}_2\text{Se}_6$  проявляются сегнетоэлектрические свойства.

С понижением температуры к  $T_c$  период модуляции НС структуры возрастает и распределение поляризации за счет вклада высших гармоник становится более «ангармоничным». В результате этого возрастает диэлектрический отклик НС структуры. При этом эффективность пиннинга волны модуляции дефектами становится большей, вследствие чего распределение поляризации в таком состоянии с регулярного превращается в хаотическое.

Таким образом, в настоящей работе на основании результатов исследования влияния постоянного электрического поля на температурную зависимость диэлектрической проницаемости и имеющихся данных о термодинамических параметрах собственного сегнетоэлектрика  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$  с несоизмерной фазой установлены особенности вида  $E-T$  диаграммы и диэлектрической нелинейности этих кристаллов.

#### Список литературы

- [1] Durand D., Denoyer F., Lefur D., Currat R., Bernard L. // J. Phys. Lett. 1983. V. 44. N 5. 1—207—1—216.
- [2] Qiu S. L., Mitra Dutta and Cummins H. Z., Wicksted J. P. Shapiro S. M. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 11. P. 7901—7910.
- [3] Майор М. М., Хома М. М., Высокочанский Ю. М., Гурзан М. И., Сливка В. Ю. // Кристаллография. 1987. Т. 32. № 4. С. 1045—1048.
- [4] Высокочанский Ю. М., Майор М. М., Ризак В. М., Перечинский С. М., Сливка В. Ю., Хома М. М. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. Т. 54. № 4. С. 667—681.
- [5] Holakovsky J., Dvorak V. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1988. V. 21. N 31. P. 5449—5454.
- [6] Майор М. М., Высокочанский Ю. М., Сало Л. А., Ризак И. М., Поторий М. В., Сливка В. Ю. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 6. С. 203—208.
- [7] Парсамян Т. К., Хасанов С. С., Шехтман В. Ш., Высокочанский Ю. М., Сливка В. Ю. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 11. С. 3327—3331.
- [8] Ema K., Hamano K., Levanjuk A. P. // J. Phys. Soc. Japan. 1990. V. 59. N 4. P. 1438—1450.

- [9] Майор М. М., Коперлес Б. М., Савченко Б. А., Гурзан М. И., Морозова О. В., Корда Н. Ф. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 1. С. 214—223.
- [10] Валявичюс В. Д., Самуленис В. И. // Тез. докл. XII Всес. конф. по физике сегнетоэлектриков. 1989. Т. 2. С. 63.
- [11] Ishibashi Y. // J. Phys. Soc. Japan. 1987. V. 56. N 1. P. 195—199.
- [12] Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М.: Мир, 1981. 735 с.
- [13] Mashijama H., Hasebe K., Tanisaki S. // J. Phys. Soc. Japan. 1988. V. 57. N 1. P. 166—175.

Ужгородский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
18 апреля 1991 г.  
В окончательной редакции  
25 июля 1991 г.