

УДК 537.226.3

©1994

## СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТВЕРДЫЕ РАСТВОРЫ МАГНОНИОБАТА–СКАНДОНИОБАТА СВИНЦА. АКУСТИЧЕСКИЕ, ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ЭЛЕКТРОСТРИКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА

*Н.К.Юшин, Е.П.Смирнова, Е.А.Тараканов, Р.Соммер<sup>1</sup>*

Акустическими, диэлектрическими и электрострикционными методами изучены размытые фазовые переходы в твердых растворах магнониобата-скандониобата свинца. Установлены общие закономерности температурных зависимостей физических свойств и дано их описание в рамках модели неупорядоченного сегнетоэлектрика, учитывающей существование широкого спектра времен релаксаций.

Из-за своих необычных физических свойств (аномально широкие интервалы температурных аномалий, большая диэлектрическая проницаемость при сильной частотной дисперсии, высокая чувствительность к внешним воздействиям) сегнетоэлектрики с размытым фазовым переходом (СРФП) привлекают к себе большое внимание [1].

Среди СРФП наиболее подробно исследованы магнониобат свинца  $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$  (PMN) и его твердые растворы [2–6]. Ранее было обнаружено, что твердый раствор PMN и скандониобата свинца  $\text{PbSc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$  (PSN) обладает гигантской электрострикцией [7–10]. Он нашел разнообразное применение в устройствах микромеханики и адаптивной оптики [11–13].

Целью данной работы является комплексное исследование свойств сегнетокерамики твердых растворов PMN–PSN при различных соотношениях компонент и установление общих закономерностей физических свойств таких сегнетоэлектриков по сравнению с другими СРФП. Кроме того, исследования таких составов представляют интерес и с точки зрения поиска новых высокоэффективных материалов для устройств сегнетоэлектрической памяти [14], в том числе и с оптической записью информации [15].

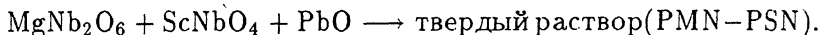
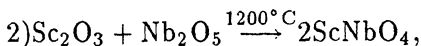
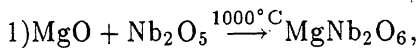
### 1. Методика эксперимента

Образцы для измерений — твердые растворы магнониобата-скандониобата свинца (PMN–PSN) — были приготовлены по обычной

<sup>1</sup> Институт экспериментальной физики, Федеральный политехнический институт, Лозанна, Швейцария.

керамической технологии путем реакции в твердой фазе. В качестве исходного сырья использовались оксид свинца  $PbO$ , пятиокись ниобия  $Nb_2O_5$ , карбонат магния  $MgCO_3$  и оксид скандия  $Sc_2O_3$ .

При синтезе осуществлялась следующая последовательность реакций:



Применение в качестве исходных компонентов соединений  $MgNb_2O_6$  (структура колумбита) и  $ScNbO_4$  (структура вольфрамита) препятствовало образованию фазы со структурой пироклора с низкой диэлектрической проницаемостью, как это имело место в случае PMN [16]. Кальцинирование синтезируемых твердых растворов проводилось при температуре  $850-900^\circ C$  в течение  $2h$ , а спекание — при температуре  $1250-1300^\circ C$  в течение  $1h$  в парах оксида свинца. Окончательная относительная плотность образцов составляла  $95-98\%$  в зависимости от размеров образцов. Полнота образования колумбита  $MgNb_2O_6$ , вольфрамита  $ScNbO_4$  и твердых растворов PMN-PSN контролировалась методом рентгеноструктурного анализа с использованием  $Cu K_\alpha$ -излучения. Полученные образцы керамики обладали структурой перовскита. Кроме того, рентгеноструктурный анализ не выявил какую-либо сверхструктуру во всех исследованных составах, что свидетельствует об их разупорядочении.

Акустические измерения проводились по обычной импульсной методике [17]. Скорость упругих волн определялась методом наложения импульсов [18] с точностью относительных измерений не хуже  $0.001\%$ . Продольные упругие волны частотой  $5-50$  МГц возбуждались и регистрировались с помощью резонансных пьезопреобразователей из ниобата лития  $Y + 36^\circ$ -среза. Температурные зависимости измерялись в диапазоне температур  $78-500$  К в режиме медленного охлаждения и/или нагревания со скоростью не более  $1$  К/мин, которая выбиралась такой, чтобы не было заметным различие скоростей звука, измеренных в режимах охлаждения и нагревания. Образцы для акустических измерений имели форму параллелепипедов с размерами  $5 \times 5 \times 10$  мм с плоскопараллельными гранями.

Диэлектрические измерения были выполнены при помощи автоматического измерительного моста НР 4284 с измерительным напряжением  $0.3$  В. Измерения проводились в режиме медленного охлаждения со скоростью менее  $1$  К/мин, причем перед началом измерений образец нагревался до  $400$  К. Образцы для диэлектрических измерений представляли собой тонкие таблетки  $10$  мм диаметром и  $0.15$  мм толщиной с напыленными золотыми электродами.

Измерения продольной электрострикционной деформации проводились на гальваномангнитном dilatометре ДГМ-1 (производство СКБ ФТИ) в квазистатическом режиме при температурах  $-30 \div 100^\circ C$ . Точность измерений деформации составляла  $10^{-6}$ . Образцы для электрострикционных измерений имели форму таблеток диаметром  $10$  мм и толщиной  $2$  мм с вожженными серебряными электродами.

## 2. Экспериментальные результаты

Температурные зависимости скоростей продольных упругих волн для сегнетокерамик разных составов представлены на рис. 1. Видно, что по мере понижения температуры от 500 К скорость упругих волн  $V$  постепенно понижается, достигает минимума при некоторой температуре  $T_{\min}$ , а затем снова начинает возрастать. Обращает на себя внимание тот факт, что с ростом содержания PSN в твердом растворе наблюдается сужение аномалии скорости вблизи  $T_{\min}$ . Кроме того, высокотемпературные значения скорости понижаются с увеличением PSN-компоненты в твердом растворе. Измерения, выполненные для частот 5–50 МГц при температурах 78–500 К, не выявили какой-либо дисперсии скорости в пределах погрешности абсолютных измерений.

Температурные зависимости затухания упругих волн имели вид широких максимумов, зависящих от измерительной частоты и не сильно отличающихся от наблюдаемых в монокристалле и керамике PMN [19–22]. По этой причине в настоящей работе данные по затуханию не приводятся и не обсуждаются.

Результаты диэлектрических измерений (действительная  $\epsilon_1$  и мнимая  $\epsilon_2$  части диэлектрической проницаемости) представлены на рис. 2 для состава 0.25 PMN–0.75 PSN; аналогичные кривые были получены для остальных составов керамики. Наблюдается типичная для СРФП [1] картина — с увеличением частоты измерительного поля происходит уменьшение максимума действительной части  $\epsilon_1$  и рост мнимой части  $\epsilon_2$  при одновременном смещении температур максимумов  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  в сторону больших значений. Отметим, что на правом крыле максимумов, т.е. в высокотемпературной части, дисперсия уменьшается, а при самых высоких температурах ( $T \gtrsim 500$  К) исчезает. Как известно [1–6], СРФП характеризуются не только широкими температурными аномалиями, но и сильной дисперсией, что позволяет некоторым авторам называть их релаксорами [2]. Касаясь исследованных составов, следует отметить некоторое сужение ширины температурных аномалий  $\epsilon_1$  и уменьшение дисперсии по мере увеличения содержания PSN. Од-

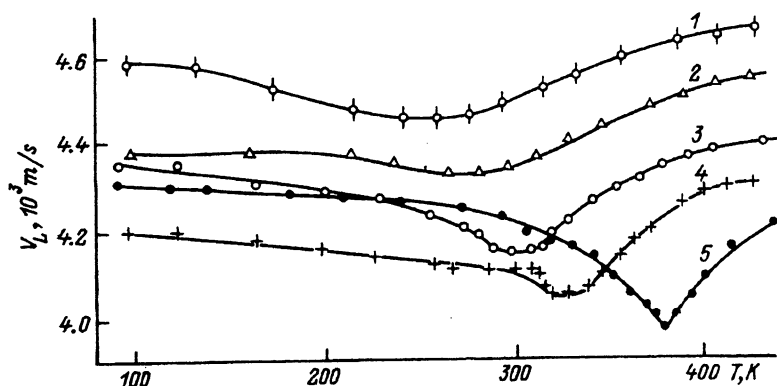


Рис. 1. Температурная зависимость скорости продольных упругих волн  $V_L$  в керамиках PMN (1), 0.75 PMN+0.25 PSN (2), 0.55 PMN+0.45 PSN (3), 0.25 PMN+0.45 PSN (4), PSN (5) при  $T_{\min} = 258$  (1), 279 (2), 298 (3), 350 (4), 381 К (5).

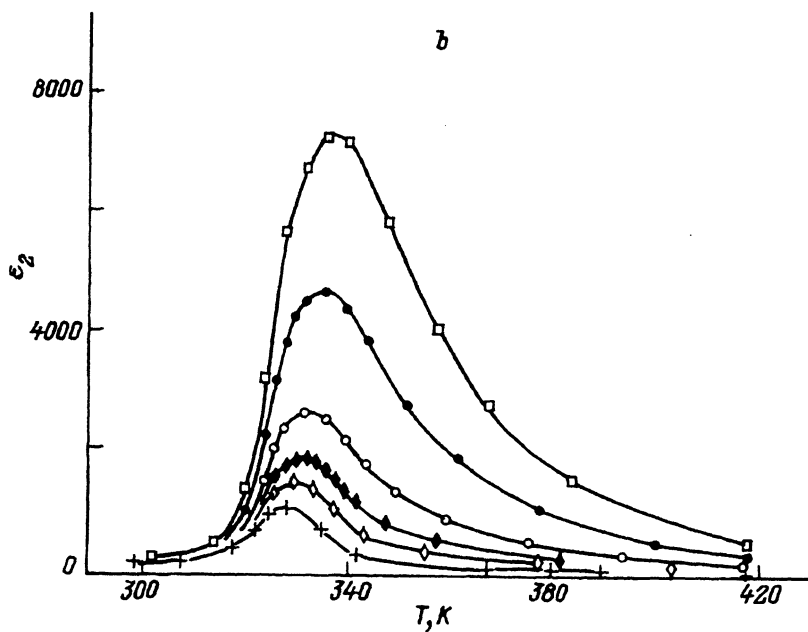
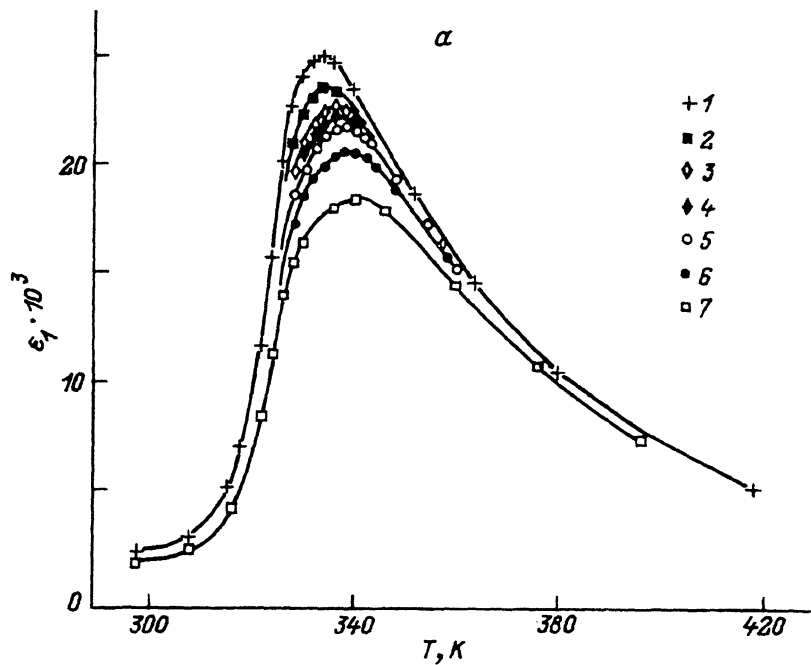


Рис. 2. Температурные зависимости действительной  $\epsilon_1$  (а) и мнимой  $\epsilon_2$  (б) диэлектрической проницаемости керамики 0.25 PMN-0.75 PSN. Частоты измерительного поля: 1 — 20, 2 — 500 Hz, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 20, 6 — 50, 7 — 100 kHz.

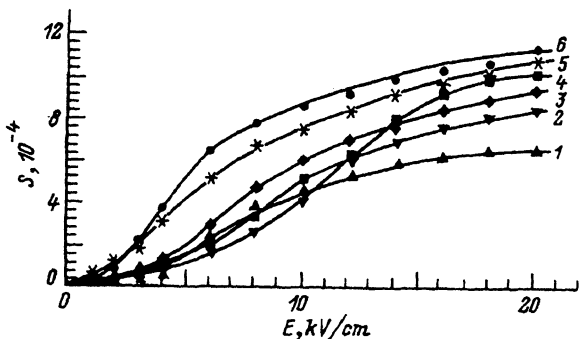


Рис. 3. Полевые зависимости продольной деформации  $S$  для керамик 0.4 PMN-0.6 PSN (1), 0.65 PMN-0.35 PSN (2), 0.5 PMN-0.5 PSN (3), PMN (4), PSN (5), 0.55 PMN-0.45 PSN (6) при  $T_0 = 319$  (1), 289 (2), 305 (3), 268 (4), 388 (5), 299 К 6.

нако подчеркнем, что во всех составах не было замечено появления какой-либо сверхструктуры, т.е. все они остаются полностью неупорядоченными.

Ранее нами было показано [10,13], что электрострикционная деформация заметным образом зависит как от состава керамики, так и от температуры, т.е. от близости к характерным температурам размытого фазового перехода. Причем при температурах, много больших максимума низкочастотной диэлектрической проницаемости, индуцированная полем деформация  $S$  оказывается пропорциональной квадрату приложенного электрического поля  $E$  (т.е.  $S = ME^2$ , где  $M$  — электрострикционный коэффициент), а при уменьшении температуры деформация как функция поля имеет s-образную форму [7,10], так что можно говорить о нелинейности электрострикционной деформации по отношению к  $E^2$  (и даже по  $P^2$ , где  $P$  — поляризация) [9].

Рис. 3 дает возможность сравнить электрострикционные свойства различных составов. На этом рисунке представлены результаты измерений полевых зависимостей деформации для температур максимума низкочастотной (1 kHz) диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1$  данного состава. Данные рис. 3 были получены при возрастании поля. Поскольку при температурах измерений зависимостей электромеханический гистерезис не превышал 2–3%, то различие с кривыми для уменьшающегося поля несущественно, а остаточная деформация (т.е. деформация после выключения поля) не наблюдалась. Следует отметить, что электрострикционная природа индуцированной деформации проявляется в том, что эта деформация не зависит от знака поля, т.е. кривые на рис. 3 симметричны относительно оси ординат, но левая часть таких зависимостей не показана ради экономии журнального пространства.

Из рис. 3 видно, что максимальные значения деформации ( $\approx 10^{-3}$ ) достигнуты для состава 0.55 PMN-0.45 PSN, что может быть связано и с более развитой технологией получения именно этого состава, пригодного для различных применений при комнатных температурах [13]. Для всех исследованных составов деформации  $S$  квадратично зависит от поля на начальном участке, затем имеется область практически линейной зависимости, которая при дальнейшем увеличении поля испытывает насыщение (рис. 3). Можно говорить о тенденции понижения границы области квадратичной зависимости  $S$  от  $E$  по мере возрастания доли PSN в твердом растворе.

### 3. Обсуждение результатов

Температурные зависимости скоростей упругих волн в исследованных составах сегнетокерамики (рис. 1) имеют те же закономерности, которые были выявлены ранее в других СРФП: РМН [20,21] и ЦТСЛ [22,23]. Поэтому для обсуждения наблюдаемого поведения скорости (и упругих модулей) можно использовать общие формулы, справедливые для любых СРФП, которые характеризуются наличием широкого спектра времен релаксации, описываемого функцией распределения  $g(\tau, T)$  [19,24,25]. В этой модели упругий модуль, измеренный на частоте  $\omega = 1\pi\nu$ , равен

$$C(\omega, T) = \rho V^2 = C_\infty(T) - [C_\infty(T) - C_0(T)] \int_{\tau_{\min}}^{\min(\tau_{\max}, \omega^{-1})} d \ln \tau g(\tau), \quad (1)$$

$$\int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} d \ln \tau g(\tau) = 1,$$

где  $\rho$  — плотность материала;  $V$  — скорость упругой волны;  $C_\infty$  — упругий модуль, измеренный на бесконечно высокой частоте, а  $C_0$  — статический упругий модуль;  $\tau_{\min}$  и  $\tau_{\max}$  — минимальное и максимальное времена релаксации в  $g(\tau)$ , причем  $\tau_{\min}$  не зависит от температуры, а  $\tau_{\max}$  растет с понижением температуры [19,25,26].

Из формулы (1) следует, что для температур, при которых  $\tau_{\max}$  меньше обратной частоты упругих волн  $\omega^{-1}$ , измеряемый упругий модуль  $C(\omega, T)$  совпадает со статическим  $C_0(T)$ . При превышении  $\tau_{\max}(T)$  величины  $\omega^{-1}$  (когда температура понижается) интегрирование в (1) ограничивается  $\omega^{-1}$  и  $C(\omega, T)$  начинает отклоняться от  $C_0(T)$ , стремясь к  $C_\infty(T)$ , т.е. температуре  $T_{\min}$  соответствует выполнение условия  $\tau_{\max}(T_{\min}) \simeq \omega^{-1}$ . Таким образом, температурная зависимость упругого модуля  $C(\omega, T)$  (и скорости  $V(T)$ ) в измеренном интервале температур, больших  $T_{\min}$ , соответствует температурному ходу  $C_0(T)$ .

Рассмотрим причины отмеченного выше сужения акустических аномалий с ростом содержания PSN в твердом растворе. Если экспериментальные данные (рис. 1) преобразовать в виде зависимости относительного изменения скорости  $\delta V = [V(T) - V(T_{\min})]/V(T_{\min})$  от разницы температур  $\Delta T = T - T_{\min}$ , т.е.  $\delta V(\Delta T)$  (рис. 4), то такое сужение более четко проявляется (особенно при положительных  $\Delta T$ ). В качестве моделей для описания такого поведения можно указать две.

Первая модель — это возможное различие температурных зависимостей статических упругих модулей  $C_0(T)$  для разных составов. Если считать, что СРФП представляет собой смесь сегнетоупорядоченных микро (нано)областей с продольным модулем упругости  $C^f$ , окруженных неупорядоченной параэлектрической матрицей с модулем упругости  $C^p$ , то, поскольку концентрация  $x$  сегнетоупорядоченной фазы в образце не превышает 20% даже при самых низких температурах [27], статический продольный упругий модуль образца можно записать как

$$C_0(T) = C^p(T) - x[C^f - C^p]. \quad (2)$$

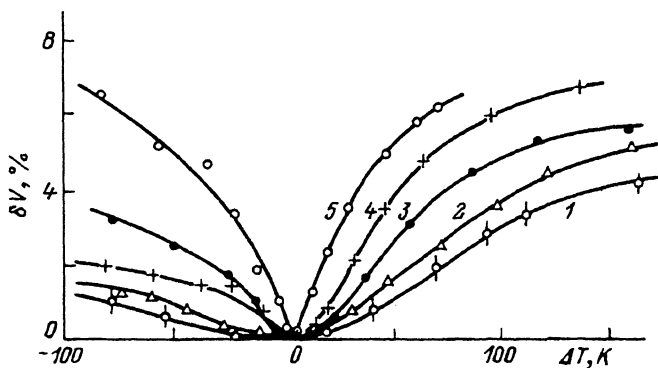


Рис. 4. Относительное изменение скорости упругих волн  $\delta V = [V(T) - V(T_{\min})]/V(T_{\min})$  как функция разницы температур  $\Delta T = T - T_{\min}$ .

Экспериментальные данные соответствуют рис. 1.

Отметим, что строгий вывод выражения для упругого модуля подобной смеси приведен в монографии [28].

Используя формулу (2), различный ход скоростей упругих волн (и модулей упругости) можно приписать разным температурным зависимостям  $x(T)$  в разных составах. В этом случае остается предположить, что в PSN концентрация сегнетоупорядоченной фазы  $x$  нарастает при понижении температуры от 600 К более быстро, чем для PMN.

Вторая модель допускает, что температурный ход  $C_0(T)$  одинаков для всех составов, но  $\tau_{\max}(T)$  различны. Тогда предполагается, что условие  $\tau_{\max}(T) \simeq \omega^{-1}$  выполняется на разных участках кривой  $C_0(T)$ , причем для PSN в этом случае  $\tau_{\max}(T)$  растет более быстро с понижением температуры и  $T_{\min}$  приходится на более крутой участок  $C_0(T)$ -зависимости, а для PMN  $\tau_{\max}(T)$  возрастает медленнее с уменьшением  $T$  и  $T_{\min}$  попадает на пологий участок  $C_0(T)$ .

В принципе возможно допустить, что обе модели работают одновременно, что несколько усложняет описание наблюдаемого поведения в исследованных твердых растворах (рис. 1, 4).

Результаты диэлектрических измерений (рис. 2) демонстрируют типичное релаксорное поведение [1,2]. На этом основании

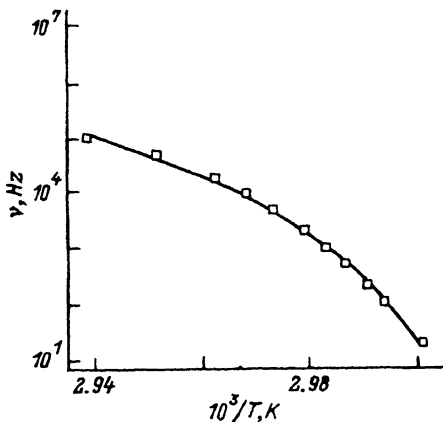


Рис. 5. Проверка выполнимости закона Фогеля-Фулчера для керамики 0.25 PMN-0.75 PSN.

Экспериментальные данные соответствуют рис. 2.

Состав	$T_f$ , К	$E_f$ , К	$\nu_0$ , Hz
PMN	228.0	552.9	$1.03 \cdot 10^{11}$
0.55 PMN+0.45 PSN	316.4	12.5	$7.73 \cdot 10^6$
0.25 PMN+0.75 PSN	327.2	99.5	$2.52 \cdot 10^8$
PSN	373.1	20.74	$1.13 \cdot 10^7$

мы проанализировали эти данные на соответствие закону Фогеля-Фулчера [29]

$$\nu_m = \nu_0 \exp[-E_f / (T_{\max} - T_f)], \quad (3)$$

где  $\nu_m$  — частота измерительного поля, при которой максимум мнимой части диэлектрической проницаемости наблюдается при  $T_{\max}$ ;  $T_f$  — температура Фогеля-Фулчера; энергия активации  $E_f$  и характеристическая частота  $\nu_0$  подбираются расчетным путем по максимальному соответствию экспериментальным данным.

В качестве примера на рис. 5 представлены результаты такой обработки данных рис. 2 для твердого раствора 0.25 PMN-0.75 PSN. Следует отметить достаточно хорошее соответствие экспериментальных данных формуле Фогеля-Фулчера (3). Параметры  $T_f$ ,  $E_f$  и  $\nu_0$  для исследованных составов приведены в таблице. Единственная закономерность, которую удается вывести из анализа этой таблицы, состоит в возрастании температуры Фогеля-Фулчера  $T_f$  с увеличением PSN-компоненты в твердом растворе.

Рассматривая электрострикционные свойства исследованного твердого раствора (рис. 3), выделим следующие типы индуцированной полем деформации СРФП [10]: 1) электрострикционная деформация параэлектрической матрицы; 2) обратимые изменения формы и числа упорядоченных сегнетообластей; 3) спонтанная деформация, вызванная индуцированным полем фазовым переходом в однородно упорядоченное сегнетоэлектрическое состояние; 4) деформация из-за переориентации доменной структуры в сегнетоэлектрических областях.

Ясно, что первый тип деформации слишком мал и им можно пренебречь. Четвертый тип деформации представляет собой хорошо известный пьезоэффект в полидоменных сегнетоэлектриках (см., например, гл. 9 в монографии [1]), сопровождается заметным электромеханическим гистерезисом и превалирует в низкотемпературной области. В области максимума низкочастотной диэлектрической проницаемости, которой соответствуют данные рис. 3, этот механизм деформации также не существен. Третий тип деформации должен приводить к появлению температурного гистерезиса, поскольку спонтанная деформация при первородном переходе сохранялась бы при последующем нагреве. Однако имеющиеся экспериментальные данные показывают отсутствие температурного гистерезиса деформации, поэтому этот тип исключим из дальнейшего рассмотрения. Таким образом, остается второй тип деформации, связанный с влиянием поля на полярные упорядоченные области. Считается, что такие полярные области появляются



в СРФП типа PMN при температуре около 600 К [30]. По мере понижения температуры область образца, занимаемая полярной фазой, и количество полярных областей постепенно возрастают, но подвижность полярных областей (кластеров) будет насыщаться, а при переходе некой температуры  $T_g (\approx 220 \text{ К для PMN})$  кластерная структура замораживается.

Измеряемая деформация представляет собой некое усреднение  $\langle \dots \rangle$  по образцу и равна сумме деформаций локальных полярных включений  $S_i$  и деформации параэлектрической матрицы  $S_M$

$$\langle S \rangle = \sum_i S_i + S_M \approx \sum_i S_i,$$

причем

$$S_i = Q_i P_i^2, \quad S_M = Q_M P_M^2 \ll \sum_i S_i.$$

Здесь  $P_i = P_i(E)$  — индуцированная полем  $E$  поляризация локальной полярной области, электрострикционная постоянная которой  $Q_i$ ;  $S_M$  — индуцированная полем деформация матрицы, электрострикционная постоянная которой  $Q_M$ .

Измеряемая суммарная поляризация образца есть усреднение

$$\langle P(E) \rangle = \left\langle \sum_i P_i(E) + P_M(E) \right\rangle,$$

поэтому зависимость деформации  $\langle S \rangle$  от поля носит сложный характер

$$\langle S \rangle = \left\langle \sum_i Q_i P_i^2(E) \right\rangle \neq \langle M \rangle E^2 \neq \langle Q \rangle \langle P(E) \rangle^2.$$

Ясно, что чисто электрострикционная зависимость  $S = ME^2$  выполняется только на начальном участке зависимости  $S(E)$ , а при больших полях следует ожидать насыщения  $S(E)$  из-за того, что большая часть полярных областей уже ориентирована по полю  $E$ . Отметим, что область насыщения  $S(E)$  зависимости наступает для PMN при гораздо больших полях, чем для керамик с PSN (рис. 3).

Полученные экспериментальные результаты по акустическим, диэлектрическим и электрострикционным свойствам сегнетоэлектрической керамики PMN-PSN проанализированы в рамках модели СРФП как материала, представляющего собой смесь полярных областей упорядоченной фазы и параэлектрической матрицы и характеризующегося наличием широкого спектра времен релаксаций, расширяющегося по мере понижения температуры в сторону больших времен.

Исследованные составы демонстрируют превосходные электрострикционные свойства (деформация более  $0.7 \cdot 10^{-3}$  при поле  $E = 10 \text{ кВ/см}$ ) и высокую диэлектрическую проницаемость ( $\epsilon_1$  в максимуме более 20 000), т.е. представляют непосредственный технический интерес. Для решения вопроса о применении этих составов в устройствах динамической сегнетоэлектрической памяти необходимы прямые измерения диэлектрического гистерезиса и получение тонких пленок данного твердого раствора.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 93-02-2604.

## Список литературы

- [1] Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А., Крайник Н.Н., Пасынков Р.Е., Соколов А.И., Юшин Н.К. Физика сегнетоэлектрических явлений. Л.: Наука, 1985.
- [2] Gross L.E., // *Ferroelectrics*. 1987. V. 76. P. 241-267.
- [3] Uchino K. // *J. Ceramic Society Jap.* 1991. V. 99. N 10. P. 829-835; *Materials Science Forum*. 1990. V. 62-64. Pt I. P. 251-268.
- [4] Vieland D., Jang S.J., Cross L.E. // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 68. N. 6. P. 2916-2921.
- [5] Vieland D., Jang S.J., Cross L.E. // *Philosophical Magazine A*. 1991. V. 64. N. 4. P. 835-849.
- [6] Sommer R., Yushin N.K., van der Klink J.J. // *Ferroelectrics*. 1992. V. 127. P. 235-240.
- [7] Смирнова Е.П., Парфеньева Н.Н., Зайцева Н.В. // *ФТТ*. 1983. Т. 25. № 6. С. 1830-1833.
- [8] Смоленский Г.А., Исупов В.А., Юшин Н.К., Смирнова Е.П., Сотников А.В., Парфенова Н.Н. // *Письма в ЖТФ*. 1985. Т. 11. N 18. С. 1094-1098.
- [9] Смоленский Г.А., Исупов В.А., Смирнова Е.П., Юшин Н.К. // *Письма в ЖТФ*. 1987. Т. 13. № 1. С. 44-49.
- [10] Yuashin N.K. // *Materials Science Forum*. 1992. V. 62-64. Pt I. P. 375-378.
- [11] Смоленский Г.А., Исупов В.А., Юшин Н.К. // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1987. Т. 51. № 10. С. 1242-1247.
- [12] Юшин Н.К., Смирнова Е.П., Сотников А.В., Тараканов Е.А., Максимов А.Ю. // *Изв. АН. Сер. физ.* 1993. Т. 57. № 3. С. 26-31.
- [13] Lemanov V.V., Yushin N.K., Smirnova E.P., Sotnikov A.V., Tarakanov E.A., Maksimov A.Yu. // *Ferroelectrics*. 1992. V. 134. P. 139-141.
- [14] Scott J.F., Paz de Araujo G.A. // *Science*. 1989. V. 46. N 4936. P. 1400-1405.
- [15] Леманов В.В., Сотников А.В., Юшин Н.К. // *Письма в ЖТФ*. 1993. Т. 19. № 1. С. 61-64.
- [16] Swartz S.L., Shrout T.R. // *Mat. Res. Bull.* 1982. V. 17. P. 1245-1250.
- [17] Tucker J.W., Rampton V.W. // *Microwave Ultrasonics in Solid State Physycs*. Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1972.
- [18] Papadakis E.P. // *Rev. Sci. Instrum.* 1976. V. 47. N 7. P. 806-813.
- [19] Dorogovtsev S.N., Yushin N.K. // *Ferroelectrics*. 1990. V. 112. P. 27-44.
- [20] Смоленский Г.А., Юшин Н.К., Смирнов С.И. // *ФТТ*. 1985. Т. 27. № 3. С. 801-806.
- [21] Юшин Н.К., Смирнова Е.П., Дороговцев С.Н., Смирнов С.И., Гулямов Г. // *ФТТ*, 1987. Т. 29. № 10. С. 2947-2952.
- [22] Yushin N.K., Bazarova L.F., Gulyamov G. // *Ferroelectrics*. 1989. V. 90. P. 57-63.
- [23] Юшин Н.К., Гулямов Г., Маматкулов М., Мухтаров Н. // *Письма в ЖТФ*. 1988. Т. 14. № 14. С. 1271-1275.
- [24] Yushin N.K., Dorogovtsev S.N. // *Ferroelectrics*. 1993. V. 143. P. 49-57.
- [25] Yushin N.K. // *Ferroelectrostat'88*. M.Luther-Universität, Halle-Wittenberg (Germany), Wissenschaftliche Beitrage 989/5 (026). 1989. P. 102-117.
- [26] Yushin N.K., Dorogovtsev S.N. // *Ferroelectrics*. 1992. V. 134. P. 265-270.
- [27] Prouzet E., Husson E., de Mathan N., Morell A. // *J.Phys.: Condens. Matter*. 1993. V. 5. N. 28. P. 4889-4902.
- [28] Шермергор Т.Д. Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1977. 400 С.
- [29] Courtens E. // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 52. N 1. P. 69-72.
- [30] Burns G., Dacol F.H. // *Sol. State Commun.* 1983. V. 48. N 10. P. 853-856.

Физико-технический институт  
им. А.Ф.Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию  
15 ноября 1993 г.