

06,04

## Диэлектрические свойства тонких пленок частично дейтерированного бетаинфосфита с крупно- и мелкоблочной структурой

© Е.В. Балашова<sup>1</sup>, Б.Б. Кричевцов<sup>1</sup>, Е.И. Юрко<sup>1</sup>, Г.А. Панкова<sup>2</sup><sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия<sup>2</sup> Институт высокомолекулярных соединений РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: balashova@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 14 апреля 2014 г.)

Тонкие сегнетоэлектрические пленки частично дейтерированного бетаинфосфита (DBPI) выращены методом испарения на подложках  $\text{NdGaO}_3$  с предварительно нанесенной на них системой встречно-штыревых электродов. Блочная структура пленок представляет собой текстуру, в которой полярная ось  $b$  ориентирована в плоскости, а ось  $a^*$  перпендикулярна плоскости пленки. Типичные размеры монокристаллических блоков в пленках DBPI значительно превышают расстояние между электродами встречно-штыревой системы ( $d = 50 \mu\text{m}$ ), однако нами были также получены пленки DBPI с блочной структурой, имеющей характерные размеры порядка  $d$ . Исследования диэлектрических свойств пленок показали, что размеры блочной структуры слабо влияют на поведение слабосигнального отклика, который в области фазового перехода характеризуется сильной аномалией емкости структуры при  $T = T_c$  и стеклоподобным поведением  $C$  и  $\text{tg } \delta$  в области температур 120–200 К. В отличие от этого низкочастотный сильносигнальный диэлектрический отклик (петли диэлектрического гистерезиса) в структурах с мелкими блоками существенно отличается от наблюдаемого для крупноблочных структур. Различие в частотном поведении петель гистерезиса в крупно- и мелкоблочных структурах связывается с ограничением движения доменных стенок в случае мелких блоков.

### 1. Введение

Поиск новых функциональных монокристаллических и пленочных сегнетоэлектрических (и родственных) материалов в настоящее время представляет интерес, поскольку они используются для создания устройств памяти, сенсоров различных полей, элементов СВЧ-микронной электроники. Существует потребность в разработке экологически чистых сегнетоэлектриков, не содержащих тяжелых металлов (в том числе свинца), циркония и т. п. Возможными кандидатами для этих целей могут служить органические сегнетоэлектрики, кристаллическая структура которых построена из ионов кислорода, водорода, углерода и азота [1,2], а также аминокислотные сегнетоэлектрики представляющие собой комбинацию различных аминокислот и неорганических кислот и солей [3,4].

Недавно было показано, что тонкие пленки аминокислотных сегнетоэлектриков, в частности бетаинфосфита (BPI), глицинфосфита (GPI) и их дейтерированных аналогов (DBPI и DGPI), можно получать методом испарения на различных подложках [5–12]. Блочная структура пленок BPI (DBPI) представляет собой текстуру, состоящую из крупных монокристаллических блоков с характерными размерами порядка миллиметра, в которых, как показали результаты рентгенодифракционных исследований, полярная ось  $b$  ориентирована в плоскости пленки, а ось  $a^*$  перпендикулярна этой плоскости [8,9]. В отличие от этого пленки GPI (DGPI) кристаллизуются

в виде мелкоблочной текстуры с характерными размерами порядка 50–100  $\mu\text{m}$ . Направление полярной оси ориентировано в плоскости пленки, а оси  $c^*$  — нормально к ней [11,12].

Поскольку в сегнетоэлектрической фазе при  $T < T_c$  электрическая поляризация  $\mathbf{P}$  в структурах BPI и GPI ориентирована в плоскости пленки, для изучения диэлектрических свойств используется встречно-штыревая структура (ВШС) электродов, с помощью которой можно создавать электрическое поле, ориентированное в плоскости структуры. Переход пленок в сегнетоэлектрическое состояние при  $T = T_c$  сопровождается сильной аномалией емкости  $C$ , зависящей от приложенного смещающего электрического поля  $E_{\text{bias}}$ , и появлением петель диэлектрического гистерезиса при  $T < T_c$ .

Частотные зависимости петель гистерезиса в структурах DBPI и DGPI, оказываются существенно различными. При  $T < T_c$  в структурах DBPI в широком температурном интервале петли на низкой частоте ( $f \sim 60 \text{ Hz}$ ) закрыты, т. е. коэрцитивное поле  $E_c$  и остаточная поляризация  $P_r$  равны нулю. Раскрытие петель происходит при увеличении частоты [9]. В структурах GPI петли на низкой частоте открываются сразу при переходе в СЭ состояние. Увеличение частоты в этом случае, наоборот, приводит к уменьшению  $E_c$  и  $P_r$  [11,12]. Для объяснения необычного поведения петель диэлектрического гистерезиса в структурах DBPI была предложена модель, основанная на учете того факта, что при измерениях петель с помощью ВШС электродов состояниями насыщения

являются состояния с неоднородным распределением поляризации. В идеальном случае точного совпадения полярной оси  $b$  с нормалью к направлению штырей ВШС — это система полосовых доменов, ориентированных вдоль штырей ВШС, в которых поляризация перпендикулярна штырям. Если учесть, что в отсутствие поля в одноосном сегнетоэлектрике имеются доменные стенки, ориентированные вдоль полярной оси [13], то ясно, что переход от одного состояния насыщения к другому может происходить путем движения доменных стенок, а зарождение доменов другой фазы необязательно. При этом петля может не раскрываться на низких частотах до тех пор, пока стенки успевают отслеживать изменения поля. Для реализации такой модели необходимо, чтобы, во-первых, доменные стенки могли двигаться в областях значительно превышающих расстояние между электродами ВШС ( $d \sim 50 \mu\text{m}$ ), что возможно, если размеры кристаллических блоков существенно больше  $d$ . Во-вторых, толщина пленки должна быть больше, чем толщина электродов ВШС ( $\sim 0.3 \mu\text{m}$ ). В противном случае процесс переключения должен реализоваться аналогично тому, как это происходит в плоскопараллельном конденсаторе, т.е. проходить этапы зарождения доменов другой фазы, движения доменных стенок, и характеризоваться открытыми петлями на самых низких частотах [13].

Косвенным подтверждением смены механизма переключения при изменении толщины пленки является изменение частотного поведения петель гистерезиса с температурой в структурах DBPI с неоднородным распределением дейтерия по толщине пленки [10]. В таких структурах температура перехода  $T_c$  зависит от координаты  $z$ , отсчитываемой от интерфейса пленка-подложка, и достигает минимального значения  $T_c(h)$  на верхней границе пленки ( $z = h$ ). Благодаря этому при понижении температуры ниже  $T = T_c(0)$  на интерфейсе возникает межфазная граница сегнетоэлектрик/параэлектрик, которая постепенно продвигается к верхней границе пленки, что с хорошим приближением можно считать эквивалентом изменения толщины сегнетоэлектрической пленки. При этом петли гистерезиса на низкой частоте сначала открываются при  $T \leq T_c(0)$ , а затем закрываются при  $T \sim T_c(h)$ , когда вся пленка переходит в сегнетоэлектрическое состояние.

Наблюдение раскрытых при низкой частоте петель диэлектрического гистерезиса в структурах DGPI, имеющих размеры блоков, сравнимые с расстоянием между электродами ВШС, также можно объяснить в рамках предложенной модели [11,12]. В то же время различия механизмов переключения в одном и том же типе структур в образцах с различными размерами блоков до сих пор не наблюдалось. Поэтому целью настоящей работы является сравнение слабо- и сильносигнального диэлектрического отклика в пленках частично дейтерированного бетаин фосфита DBPI, различающихся характерными размерами блочной структуры.

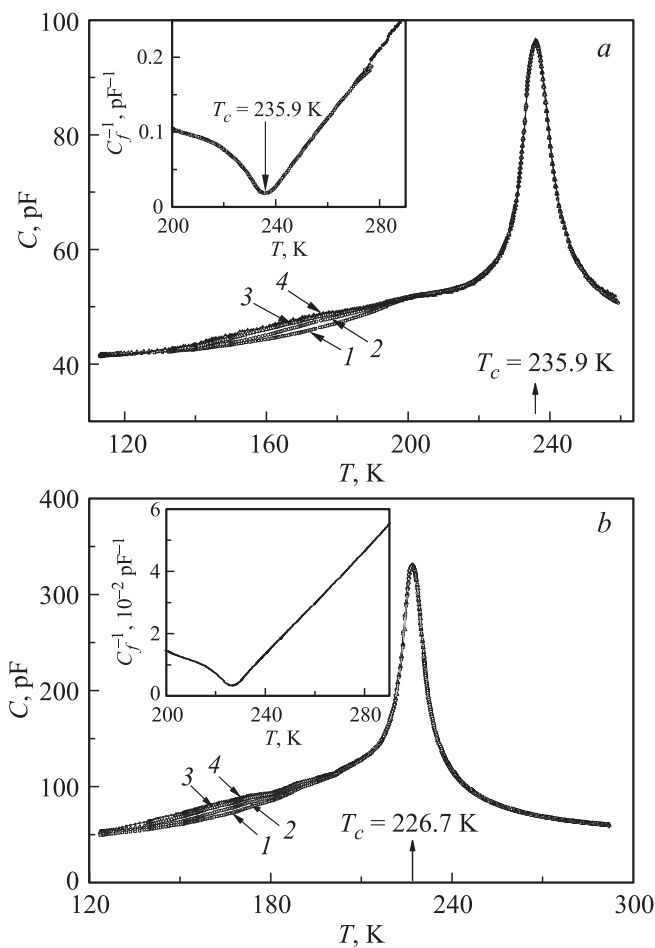
## 2. Методика

Пленки частично дейтерированного бетаинфосфита DBPI выращивались методом испарения раствора монокристаллов ВPI в тяжелой воде  $\text{D}_2\text{O}$  на подложках  $\text{NdGaO}_3(001)$ . Предварительно на подложки методом фотолитографии наносилась встречно-штыревая система золотых электродов. Длина, ширина и высота штырей составляли 4 mm, 50 и  $0.3 \mu\text{m}$  соответственно, число электродов  $N = 35$ . Общая площадь ВШС  $S \sim 28 \text{mm}^2$ . Блочная структура пленок анализировалась с помощью поляризационного микроскопа на отражение (ЛабоПол-3). В настоящей работе представлены результаты для двух пленок, одна из которых (№ 1) имела характерные размеры блоков  $\sim 50\text{--}100 \mu\text{m}$ , сравнимые с расстоянием между электродами ВШС ( $d = 50 \mu\text{m}$ ), а другая (№ 2) состояла из одного большого блока, покрывающего всю систему электродов. Толщина пленок составляла 1 и  $3 \mu\text{m}$  для структур № 1 и 2 соответственно.

Диэлектрические свойства (емкость  $C$  и тангенс угла диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta$ ) структур в случае слабосигнального отклика определялись с помощью измерителя LCR-meter MIT 9216-A на частотах 0.12, 1, 10, 100 kHz в температурном диапазоне 100–300 К. Измерения проводились как в отсутствие, так и при приложении к образцу смещающего поля  $U_{\text{bias}} \leq 40 \text{V}$ . Петли диэлектрического гистерезиса измерялись с помощью схемы Сойера–Тауэра в частотном диапазоне 60Hz–2kHz с помощью генератора ГЗ-123 и цифрового осциллографа GDS-71062A. Измерялись зависимости выходного напряжения  $U_p$ , снимаемого со схемы Сойера–Тауэра, от входного напряжения  $U_E$ . Из полученных петель определялись напряжения  $U_c$ , пропорциональное коэрцитивному полю  $E_c$ ;  $U_p^s$ , пропорциональное остаточной поляризации  $P_r$ ;  $U_p^s$ , пропорциональное поляризации насыщения  $P_s$ .

## 3. Результаты эксперимента

На рис. 1 представлены температурные зависимости емкости в структурах № 1 и 2 на различных частотах. Диэлектрическая аномалия в них проявляется в виде максимума  $C$  при  $T_c = 235.9$  и  $226.7 \text{K}$  соответственно. Обе пленки обладают значениями  $T_c$ , близкими к величине для номинально чистого ВPI ( $T_c \sim 210\text{--}220 \text{K}$ ), что свидетельствует о низкой степени их дейтерирования ( $D \sim 10\%$ ). На вставках к рис. 1 показаны температурные зависимости обратной емкости пленок  $C_f^{-1}(T)$ , где  $C_f = C - C_{\text{sub}}$ ,  $C_{\text{sub}}$  — емкость структуры в отсутствие пленки DBPI. Когда толщина пленки много меньше, чем период ВШС, величина  $C_f$  линейно связана с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_b$  DBPI. Коэффициент пропорциональности определяется геометрическим фактором, зависящим от конфигурации электродов, и ориентации полярной оси  $b$  в блоках относительно нормали к штырям ВШС. В обеих структурах в парафазе наблюдается



**Рис. 1.** Температурная зависимость емкости структуры № 1 (а) и 2 (б) на частотах 100 (1), 10 (2), 1 (3) и 0.12 kHz (4). На вставках — температурные зависимости  $C_f^{-1}$ .

линейная зависимость  $C_f^{-1}$  от  $T - T_c$ , соответствующая закону Кюри-Вейсса. В сегнетофазе эта зависимость не линейна, что указывает на сильный вклад в емкость пленки движения доменных стенок.

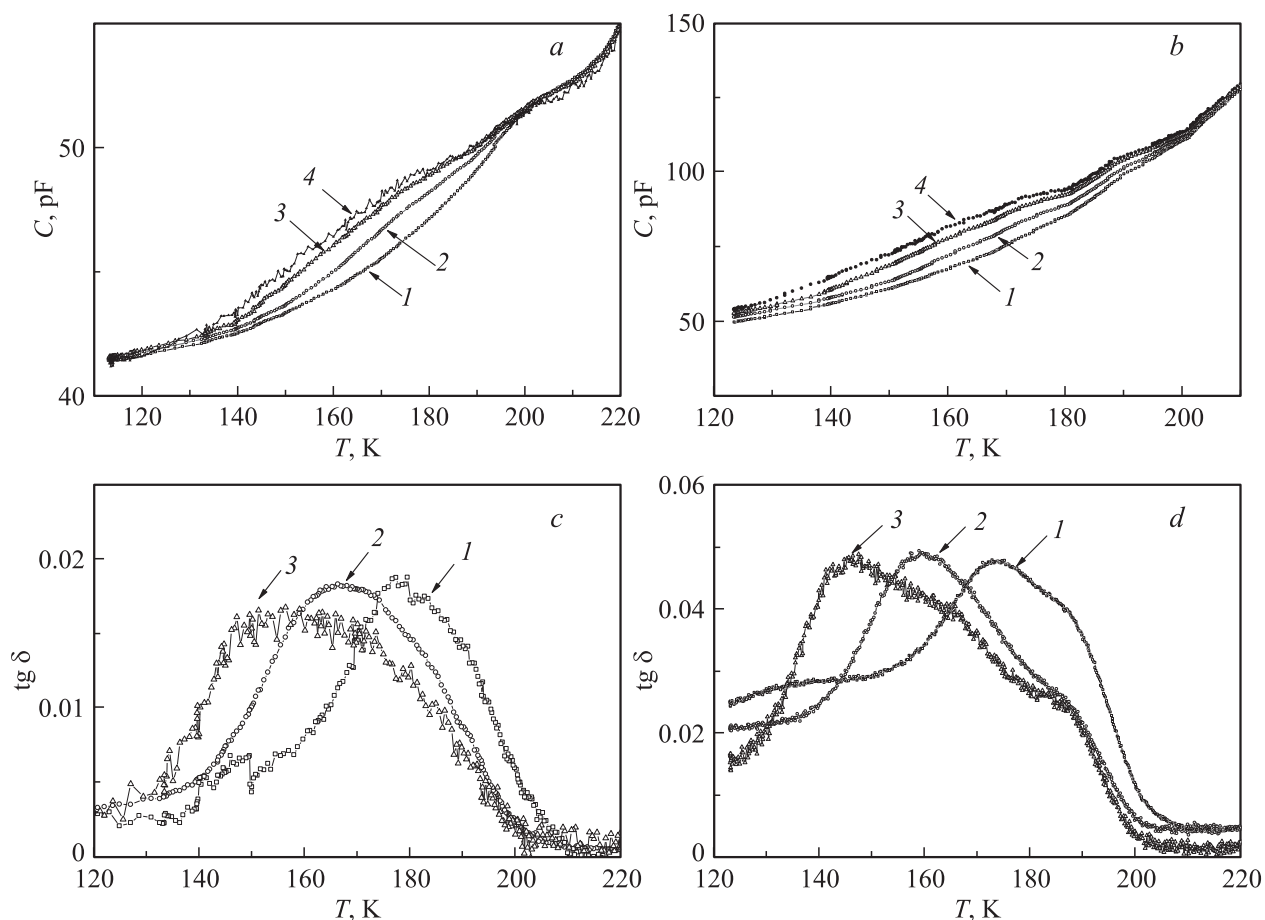
Ниже перехода в обеих структурах в области температур  $\Delta T = 120\text{--}200$  К наблюдается частотная дисперсия емкости и тангенса угла диэлектрических потерь  $\text{tg } \delta$  (рис. 2). В этой области температур, несмотря на то что в ДВРП уже реализовалось упорядочение с дальним порядком, описываемое параметром порядка **P**, проявляются свойства, характерные для стеклоподобного состояния. К ним можно отнести, во-первых, частотную дисперсию емкости  $C$  и  $\text{tg } \delta$  (и, следовательно,  $\epsilon'$  и  $\epsilon''$ ) (рис. 2) в широком интервале частот и, во-вторых, различие температурных зависимостей  $\text{tg } \delta$  при нагревании и охлаждении (рис. 3), скачкообразное изменение  $\text{tg } \delta$  при немономонной скорости изменения температуры (рис. 4).

В области 120–200 К температурная зависимость  $\text{tg } \delta$  при охлаждении (рис. 2, с) имеет максимум, положение которого при уменьшении частоты сдвигается вниз по

температуре, что свидетельствует о наличии релаксационного вклада в диэлектрические потери. Следует отметить, что зависимости  $\text{tg } \delta(T)$  имеют сложную структуру и состоят из нескольких перекрывающихся максимумов при различных температурах. Это явно проявляется на температурных зависимостях  $\text{tg } \delta$ , измеренных при нагревании (рис. 2, d и 3). На них можно четко выделить два максимума, один из которых при  $T \sim 190$  К очень слабо зависит от частоты, а второй сдвигается с частотой. Можно заметить, что на зависимостях  $\text{tg } \delta(T)$ , полученных при охлаждении (рис. 2, с), также присутствуют два максимума, но с отличным от случая нагрева соотношением между их амплитудами. Таким образом, в области температур 120–200 К в диэлектрических потерях проявляется температурный гистерезис, т.е. состояние образца при  $120 < T < 200$  К, полученное при охлаждении, отличается от состояния при той же температуре, полученного при нагреве. Приложение смещающего поля приводит к уменьшению частотной дисперсии  $C$ , что проявляется в уменьшении различий в величинах емкости на разных частотах, и подавлению диэлектрических потерь (рис. 3, б).

На рис. 4, а представлены температурные зависимости  $\text{tg } \delta$  в структуре № 1, полученные при немонотонном охлаждении. В области температур 170–200 К наблюдаются скачкообразные изменения  $\text{tg } \delta$ , причем положения скачков по шкале температуры совпадают с максимумами производной температуры по времени  $dT/dt$ . На рис. 4, б показаны зависимости  $\text{tg } \delta$  и скорости изменения температуры  $dT/dt$  от времени  $t$  измерения. Средняя скорость изменения температуры в этом эксперименте составляла  $dT/dt \sim 0.03$  К/с, но в определенные моменты времени происходили быстрые скачки  $dT/dt$  до величины 0.1–0.2 К/с, соответствующие узким пикам на зависимости  $dT/dt(t)$ . Положение этих пиков соответствует скачкам на зависимости  $\text{tg } \delta(T)$ , которые проявляются в относительно узком температурном диапазоне  $T \sim 170\text{--}200$  К (рис. 4, б). При монотонном изменении температуры скачки на зависимости  $\text{tg } \delta(T)$  отсутствуют. Похожее поведение наблюдалось в структуре № 2 (рис. 4, с). Присутствие скачков на зависимости  $\text{tg } \delta(T)$  (рис. 4, а) свидетельствует о том, что диэлектрические потери в пленке реагируют на быстрые изменения температуры не мгновенно, а с некоторым (довольно большим) временем релаксации, что характерно для стеклоподобного состояния. Аналогичные скачки наблюдались, например, при изучении магнитной восприимчивости в спиновых стеклах [14].

На рис. 5 представлены петли диэлектрического гистерезиса в структуре № 1, измеренные на частоте  $f = 60$  Hz после вычитания из зависимостей  $U_p(U_E)$  линейного в области насыщения вклада, обусловленного емкостью структуры. В отличие от крупноблочных структур петли диэлектрического гистерезиса открываются сразу после перехода пленки в сегнетоэлектрическое состояние. При повышении частоты происходит



**Рис. 2.** Температурные зависимости  $C$  ( $a, b$ ) и  $\text{tg } \delta$  ( $c, d$ ) в структуре № 1 при охлаждении ( $a, c$ ) и в структуре № 2 при нагреве ( $b, d$ ) на частотах 100 (1), 10 (2), 1 (3) и 0.12 kHz (4).

небольшое уменьшение коэрцитивного поля и остаточной поляризации аналогично тому, как это происходит в структурах DGPI [11,12].

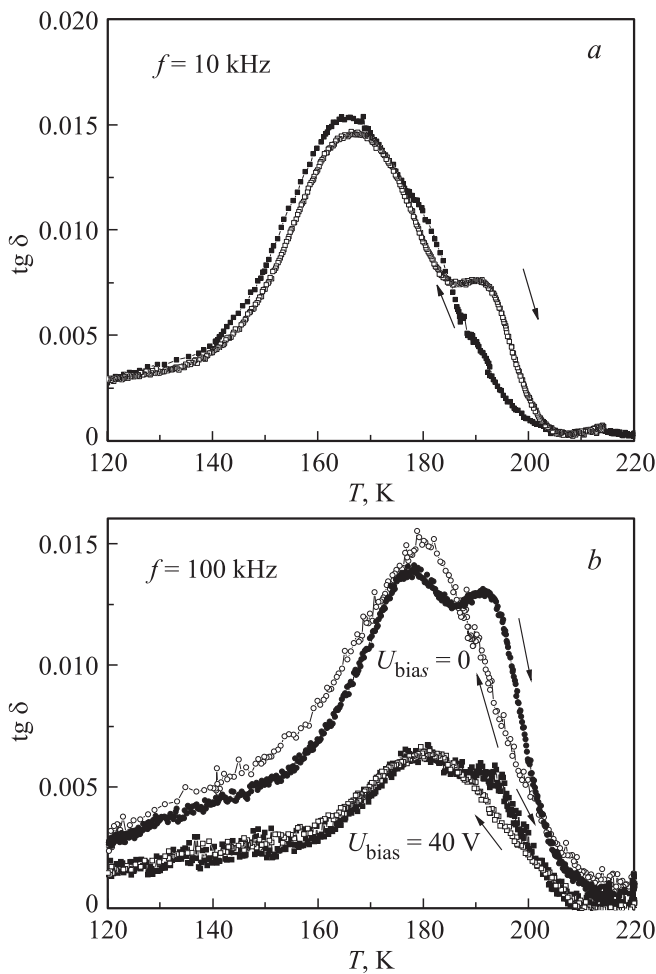
На рис. 6 представлены температурные зависимости напряжения  $U_p^s$ , пропорционального поляризации насыщения  $P_s$  ( $a$ ), и напряжения  $U_p^r$ , пропорционального остаточной поляризации  $P^r$  ( $b$ ), в структурах № 1 и 2, полученные из петель диэлектрического гистерезиса. Поляризация насыщения в обеих структурах характеризуется быстрым ростом в районе  $T_c$  и выходит на насыщение при  $T < 200$  К. Остаточная поляризация в пленке № 2 принимает отличные от нуля значения при  $T < 180$  К, в то время как в структуре № 1 она появляется при  $T < 240$  К.

#### 4. Обсуждение результатов

Результаты измерений слабосигнального диэлектрического отклика в пленках DBPI с крупноблочной (№ 2) и мелкоблочной (№ 1) структурой, представленные на рис. 1–4, показывают, что температурные и частотные зависимости емкости  $C$  и  $\text{tg } \delta$  в этих структурах аналогичны. Различия абсолютных величин  $C$  и  $\text{tg } \delta$

связаны с разной толщиной пленок и ориентацией осей в блоках. Таким образом, слабосигнальный диэлектрический отклик слабо зависит от характерных размеров блочной структуры пленок DBPI. Эти размеры в основном определяют границы, в рамках которых может происходить движение доменных стенок. Кроме того, на границах блоков присутствует большое количество дефектов, на которых могут закрепляться доменные стенки. Как видно из вставок на рис. 1,  $a, b$ , движение доменных стенок вносит вклад в величину емкости  $C$  при  $T < T_c$ , но в случае слабых полей и, следовательно, небольших по сравнению с размерами блоков сдвигов доменных стенок присутствие границ блоков не может существенным образом повлиять на характер движения доменных стенок и их вклады в емкость и диэлектрические потери. Это относится как к области температур непосредственно вблизи фазового перехода, так и к области  $120 < T < 200$  К, в которой наблюдается стеклоподобное поведение.

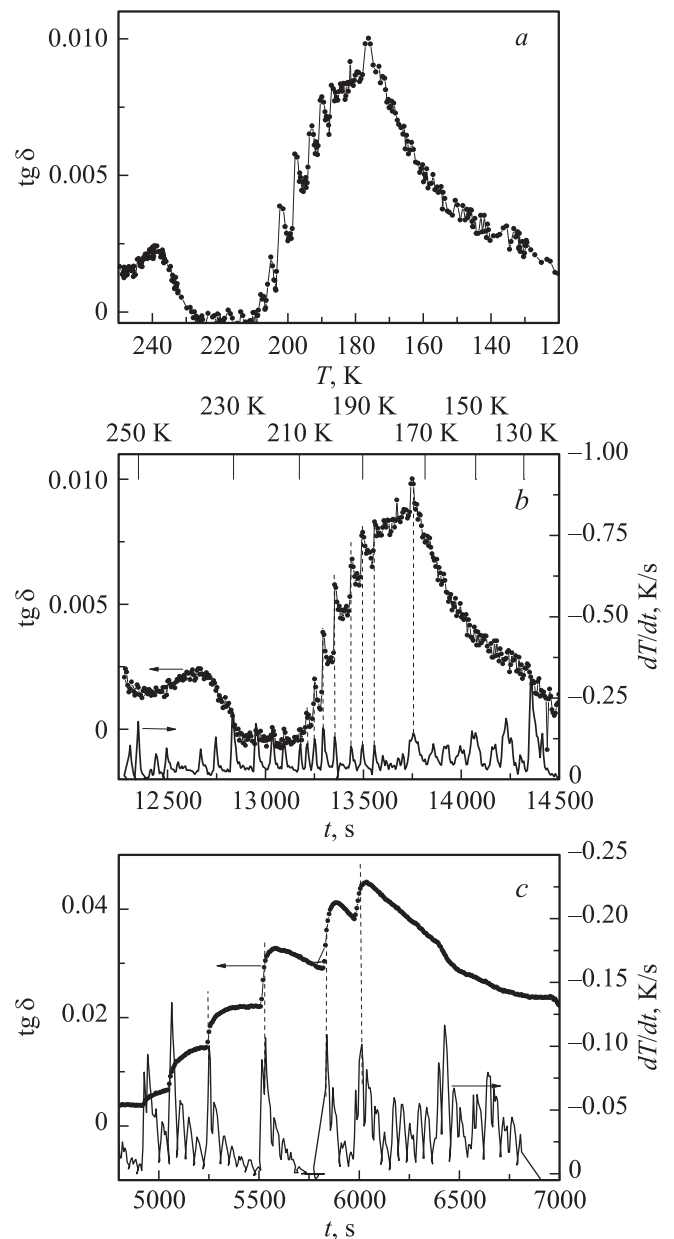
Известно, что стеклоподобное состояние реализуется в смешанных соединениях BP–BPI и DBP–DBPI (BP — бетаинфосфат, DBP — дейтерированный бетаинфосфат) за счет присутствия в системе конкурирующих взаи-



**Рис. 3.** Температурные зависимости  $\text{tg } \delta$  в структуре № 1 при нагревании и охлаждении для  $f = 10 \text{ kHz}$  при  $U_{\text{bias}} = 0$  (a) и  $f = 100 \text{ kHz}$  в отсутствие и при приложении смещающего поля  $U_{\text{bias}} = 40 \text{ V}$  (b).

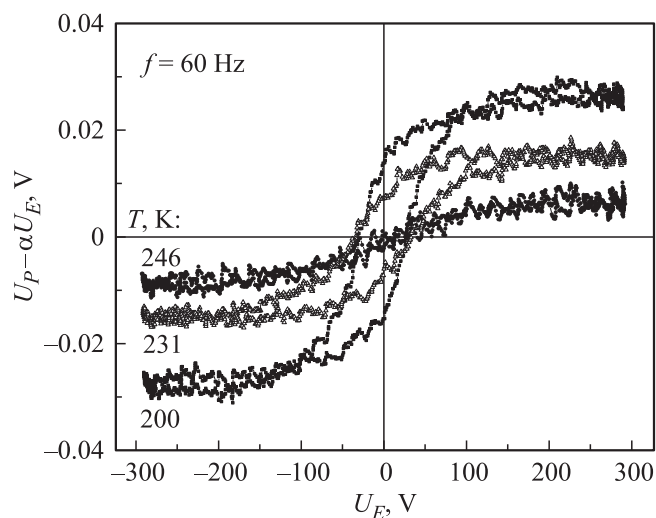
модействий, приводящих к антисегнетоэлектрическому (как в ВР, DBP) и сегнетоэлектрическому (как в ВР1, DBP1) упорядочению [15–18]. Напомним, что сегнетоэлектрический фазовый переход в ВР1(DBP1) при  $T = T_c$  связан с упорядочением протонов (дейтронов) в водородных связях между кислородными тетраэдрами в зигзагообразных цепочках, ориентированных вдоль оси  $b$ , и имеет черты перехода типа порядок–беспорядок. В сегнетоэлектрической фазе поляризация  $\mathbf{P}$  ориентируется вдоль цепочек кислородных тетраэдров (вдоль оси  $b$ ), причем поляризации различных цепочек параллельны друг другу в отличие от ВР, где они антипараллельны. Подмешивание ВР к ВР1 приводит к подавлению поляризации и быстрому понижению температуры сегнетоэлектрического перехода  $T_c$ . В смешанных кристаллах  $\text{ВР}_x\text{ВР1}_{1-x}$  и  $\text{DBP}_x\text{DBP1}_{1-x}$  промежуточного состава при  $x \geq 0.15$  спонтанная поляризация отсутствует, но реализуется состояние типа дипольного (протонного) стекла [15–18].

В кристаллах DBP1, содержащих порядка 1–5% DBP, сегнетоэлектрический переход реализуется, но в определенном температурном диапазоне ниже  $T_c$  наблюдается сосуществование сегнетоэлектрического упорядочения и дипольного стекла [19–22]. В этом случае в кристалле должны присутствовать области с поляризацией  $\mathbf{P}$ , обладающей дальним порядком, ответственной за диэлектрическую аномалию при фазовом переходе и петли гистерезиса при  $T < T_c$ , и области, в которых локальные дипольные моменты ориентируются случайным образом и „замерзают“ при низкой температуре. Предполагается,

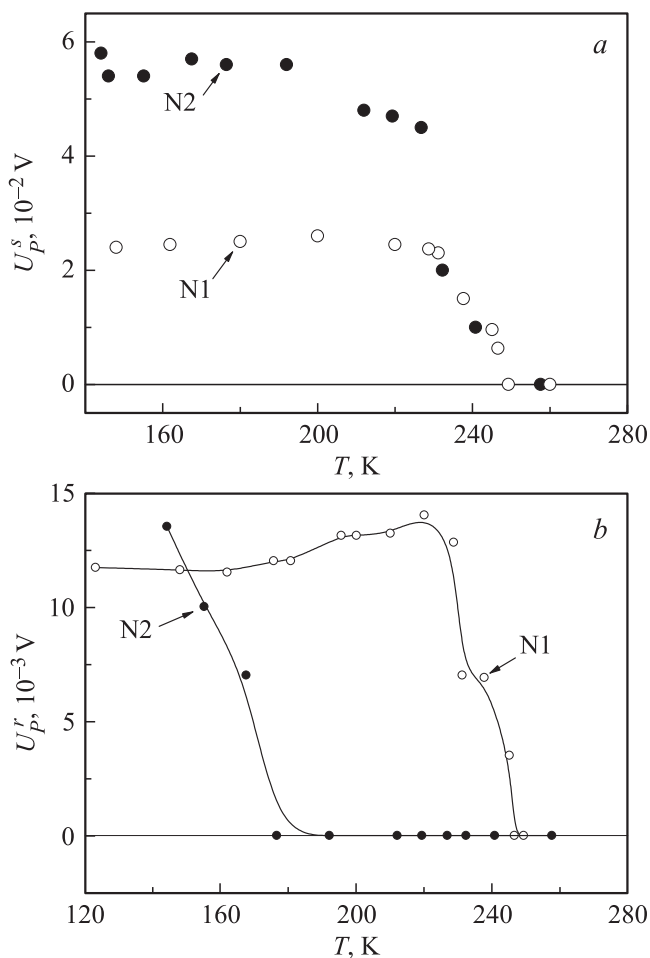


**Рис. 4.** Зависимость  $\text{tg } \delta(T)$  в структуре № 1 при немонотонном изменении температуры (a), временные зависимости  $\text{tg } \delta$  и скорости изменения температуры  $dT/dt$  в структуре № 1 (b) и 2 (c).





**Рис. 5.** Петли диэлектрического гистерезиса в структуре № 1 при различных температурах на частоте  $f = 60$  Hz. Величина  $\alpha$  определяется из наклона линейной зависимости  $U_P(U_E)$  в области насыщения.



**Рис. 6.** Температурные зависимости напряжения  $U_P^s$ , пропорционального поляризации насыщения  $P_s$  (a), и напряжения  $U_P^r$ , пропорционального остаточной поляризации  $P_r$  (b), в структурах № 1 и 2, полученные из петель диэлектрического гистерезиса на частоте  $f = 60$  Hz.

что сосуществование двух фаз может быть связано со спецификой „замерзания“ протонов (или дейтронов в случае DBPI) в двухъямных потенциалах водородных связей (протонное стекло).

Сосуществование сегнетоэлектрического и стеклоподобного поведения при  $T < T_c$  наблюдается и в номинально чистых монокристаллах BPI [23] и пленках DBPI, выращенных как на подложках  $NdGaO_3$  (рис. 1–4), так и на подложках других типов ( $Al_2O_3$ , кварц,  $LiNbO_3$ ). Появление свойств, характерных для стекла, в этом случае нельзя объяснить присутствием конкурирующих взаимодействий. Их существование, по-видимому, обусловлено дефектами структуры, которые могут либо индуцировать такие взаимодействия, либо специфическим образом влиять на движение доменных границ. В последнем случае медленная релаксация диэлектрических свойств при изменении поля или температуры может быть связана с подстройкой дефектов к доменной структуре аналогично тому, как это происходит в кристаллах с несоизмеримой фазой [24]. Косвенным подтверждением такого механизма, по-видимому, может служить отсутствие дисперсии диэлектрической проницаемости в области 120–200 K, наблюдающееся в кристалле BPI [25], в котором при  $T < T_c$  выполняется закон Кюри–Вейсса. Это свидетельствует о слабом вкладе движения доменных стенок в диэлектрическую проницаемость. Температура перехода в указанном кристалле очень низкая ( $T_c \sim 196$  K), что свидетельствует о большом количестве дефектов, на которых могут пиннинговаться доменные стенки. Кроме того, приближительная оценка энергии активации  $E_a$  для термоактивационного механизма релаксации в области 120–200 K, полученная из анализа частотно-зависимого максимума произведения  $C \tan \delta \propto \epsilon''$  в пленках DBPI (рис. 2, 3), дает величину  $E_a \sim 4000$  K, что значительно превосходит энергию активации  $E_a \sim 500$  K в дипольных стеклах BPI при промежуточных концентрациях BP ( $x \geq 0.015$ ), которая связывается с процессом движения протонов в двухъямном потенциале.

В отличие от слабосигнального сильносигнальный диэлектрический отклик (петли диэлектрического гистерезиса) в структурах № 1 и 2 различен. Практически нулевые величины  $U_P^r$  и  $U_c$  в структуре № 2 в диапазоне температур  $180 < T < T_c = 226.7$  K обусловлены тем, что движение доменных стенок вплоть до  $T = 180$  K успевают отслеживать изменения поля. Время релаксации  $\tau$  доменных границ до этой температуры существенно меньше, чем период приложенного переменного напряжения  $UE$  ( $f = 60$  Hz,  $1/f \approx 17$  ms). Раскрытие петель при  $T < 180$  K свидетельствует о существенном увеличении времени релаксации  $\tau$  при понижении температуры. В отличие от этого в структуре № 1 значения  $U_P^r$  и  $U_c$  на низкой частоте наблюдаются во всем температурном диапазоне  $T < T_c$ . При повышении частоты  $f$  петли не уширяются, а немного сужаются, что сопровождается уменьшением  $U_P^r$  и  $U_c$ , т.е. обнаруживают поведение, аналогичное наблюдаемому ранее в

структурах GPI. Поскольку основным различием между структурами № 1 и 2 является их блочная структура, можно заключить, что уменьшение размеров блочной структуры до размеров, сравнимых с расстоянием между электродами ВШП, приводит к существенному изменению частотного поведения петель диэлектрического гистерезиса. Это соответствует модели, предложенной для описания переключения в структурах с ВШС.

## 5. Заключение

Таким образом, уменьшение размеров блоков в пленках DBPI до величины, сравнимой с периодом ВШС электродов, не приводит к существенному изменению слабосигнального отклика как в области сегнетоэлектрического фазового перехода, так и в области сосуществования сегнетоэлектрического и стеклоподобного состояний. Проявление стеклоподобного поведения в структурах № 1 и 2, а также в пленках DBPI, выращенных на подложках других типов, свидетельствует о том, что оно определяется в первую очередь свойствами самого материала пленки, слабо зависит от типа подложки и вносимых ею дефектов кристаллической структуры, а также от характерных размеров блочной структуры. Уменьшение размеров блоков приводит к изменению частотного поведения петель диэлектрического гистерезиса. Ограничение областей, в которых может происходить движение доменных стенок до размеров порядка расстояния между электродами ВШП приводит к тому, что структура представляет собой систему параллельно соединенных конденсаторов, причем переключение поляризации в отдельном конденсаторе происходит, как и в случае структур DGPI, путем зарождения доменов, движения доменных стенок, т.е. характеризуется открытыми петлями на низких частотах.

## Список литературы

- [1] S. Horiuchi, Y. Tokura. *Nature Mater.* **7**, 357 (2008).
- [2] S. Horiuchi, Y. Tokunaga, G. Giovanetti, S. Pikkozi, H. Itoh, R. Shimone, R. Kumai, Y. Tokura. *Nature* **463**, 789 (2010).
- [3] J. Albers, *Ferroelectrics* **78**, 3 (1988).
- [4] G. Schaack, *Ferroelectrics*, **104**, 147 (1990).
- [5] E.V. Balashova, B.B. Krichevstov, V.V. Lemanov. *J. Appl. Phys.* **104**, 126 104 (2008).
- [6] E.V. Balashova, B.B. Krichevstov, V.V. Lemanov. *Integrated Ferroelectrics* **106**, 29 (2009).
- [7] Е.В. Балашова, Б.Б. Кричевцов, В.В. Леманов. *ФТТ* **51**, 3, 525 (2009).
- [8] Е.В. Балашова, Б.Б. Кричевцов, Н.В. Зайцева, Г.А. Панкова, И.Д. Фредерикс, В.В. Леманов. *Кристаллография* **56**, 98 (2011).
- [9] Е.В. Балашова, Б.Б. Кричевцов, В.В. Леманов. *ФТТ* **53**, 6, 1150 (2011).
- [10] E.V. Balashova, B.B. Krichevstov. *Ferroelectrics Lett.* **39**, 88 (2012).
- [11] E.V. Balashova, B.B. Krichevstov, G.A. Pankova, V.V. Lemanov, *Ferroelectrics* **433**, 138 (2012).
- [12] Е.В. Балашова, Б.Б. Кричевцов, В.В. Леманов. *ФТТ* **55**, 5, 916 (2013).
- [13] A.K. Tagantsev, L.E. Cross, J. Fousek. *Domains in ferroic crystals and thin films*. N.Y. (2010). 821 p.
- [14] P. Nordblad, P. Svedlindh, J. Ferre, M. Ayadi. *J. Magn. Magn. Mater.* **54–57**, 185 (1986).
- [15] S.L. Hytten, I. Fehst, R. Böhmer, A. Loidl. *Ferroelectrics* **127**, 279 (1992).
- [16] J. Banys, C. Klimm, G. Völkel, H. Bauch, A. Klöpperpieper. *Phys. Rev. B* **50**, 22, 16 751 (1994).
- [17] J. Banys, C. Klimm, G. Völkel, A. Kajokas, A. Klöpperpieper. *J. Phys.: Cond. Matter* **9**, L7 (1997).
- [18] H. Bauch, G. Völkel, R. Böttcher, A. Pöpl, H. Schäfer, J. Banys, A. Klöpperpieper. *Phys. Rev. B* **54**, 13, 9162 (1996).
- [19] J. Banys, A. Kajokas, C. Klimm, G. Völkel, A. Klöpperpieper. *J. Phys.: Cond. Matter* **10**, 8389 (1998).
- [20] J. Banys, A. Kajokas, A. Brilingas, G. Grigas, G. Völkel, C. Klimm. *Ferroelectrics* **258**, 113 (2001).
- [21] J. Banys, J. Macutkevich, C. Klimm, G. Völkel, A. Kajokas, A. Brilingas, J. Grigas. *Phys. Status Solidi A* **201**, 3, 602 (2004).
- [22] H. Ebert, S. Lanceros-Mendez, G. Schaack, A. Klöpperpieper. *J. Phys.: Cond. Matter* **7**, 48, 9305 (1995).
- [23] H. Bauch, J. Banys, R. Böttcher, C. Klimm, A. Klöpperpieper, G. Völkel. *Phys. Status Solidi A* **74**, 553 (1995).
- [24] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Ф. Смугный. *ФТТ* **29**, 2534 (1987).
- [25] I. Fehst, M. Paasch, S.L. Houtton, M. Braune, R. Böhmer, A. Loidl, M. Dörffel, Th. Narz, S. Haussühl, G.J. McIntyre. *Ferroelectrics* **138**, 1 (1993).