

01;11

## Поляризация тонких пленок титаната бария—стронция при действии внешнего электрического поля

© В.Б. Широков,<sup>1</sup> С.В. Бирюков,<sup>1</sup> В.М. Мухортов,<sup>1</sup> Ю.И. Юзюк<sup>2</sup><sup>1</sup> Южный научный центр РАН,  
344006 Ростов-на-Дону, Россия<sup>2</sup> Южный федеральный университет,  
Ростов-на-Дону, Россия

(Поступило в Редакцию 18 ноября 2010 г.)

В рамках простой феноменологической модели описано поведение поляризации тонкой пленки  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  во внешнем электрическом поле при планарной геометрии электродов. Для согласования с экспериментальными данными введено „поле Ван-дер-Ваальса“  $E_z$ , формируемое подложкой в направлении нормали к плоскости пленки. Оценка величины поля дает значение  $E_z = 1.1 \cdot 10^8 \text{ V/m}$ . Проанализирована фазовая диаграмма пленки  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  в плоскости  $E_z$  — *misfit strain* при комнатной температуре

Тонкие пленки  $(\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x)\text{TiO}_3$  (BST) привлекательны для практических применений в различных областях микроэлектроники и оптоэлектроники. Тонкие пленки BST обладают стабильными характеристиками в широком диапазоне температур и малыми потерями, что делает перспективным их использование в качестве активных элементов в высокочастотных устройствах [1–3]. Свойства пленок существенно отличаются от свойств объемных образцов, поэтому теоретическое изучение является важным шагом на пути понимания их внутренних свойств. Изменение сегнетоэлектрического состояния в наноразмерных пленках связывают с большими механическими напряжениями на границе пленка–подложка. Эти напряжения возникают вследствие несоответствия параметров решеток пленки и подложки, различия их коэффициентов теплового расширения, а также возникновения спонтанной деформации при фазовом переходе, если пленка осаждается при температуре выше температуры фазового перехода.

В последнее время все больше внимания уделяется переходной области электрод–сегнетоэлектрическая пленка [4–7]. Малые размеры этой области вносят небольшое изменение в свойства объемного образца. Для тонких пленок нанометровых толщин размеры этой области могут быть сопоставимы с размером самой пленки, поэтому свойства таких переходных областей будут приводить к существенному изменению сегнетоэлектрических свойств. Сказанное относится к металл–диэлектрик–металл (МДМ) структурам с небольшим межэлектродным промежутком. Кроме отмеченной проблемы в этих структурах должно наблюдаться еще одно явление, хорошо известное в зондовой микроскопии. Малые размеры межэлектродного промежутка могут приводить к квантово-механическому туннелированию электронов через тонкий диэлектрический слой. Это будет приводить к „закорачиванию“ МДМ-структуры — появлению туннельной проводимости, ухудшающей сегнетоэлектрические свойства пленки.

Этих недостатков лишены структуры с планарными электродами, в которых межэлектродный промежуток

не связан с толщиной пленки. Кроме того, направление внешнего поля в пленке, формируемого электродами, сводит к минимуму влияние приэлектродного промежутка. Однако в этом случае нельзя использовать одномерную модель, которая может давать неправильные результаты. Здесь пригодны модели, описывающие изменение направления поляризации во внешнем поле подобно описанию спин-переориентационных переходов в ферромагнетиках [8].

В данной работе в рамках феноменологической модели тонкой пленки [10] исследованы поляризационные свойства пленки сегнетоэлектрического твердого раствора  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  (BST08) при действии внешнего поля в плоскости пленки. На основе ранее полученных результатов рассчитывается фазовая диаграмма BST08 в координатах деформация (*misfit strain*)  $u_m$  — электрическое поле  $E$  в предположении, что действие подложки сводится не только к упругим напряжениям, но и появлению постоянного межслоевого поля, обусловленного границей пленка–подложка. Существование такого поля косвенно подтверждается тем фактом, что в тонких пленках все сегнетоэлектрические переходы размыты, нет четко выделенной точки перехода, диэлектрическая проницаемость имеет широкий максимум. Такое поведение характерно для переходов во внешнем поле, сопряженном параметру порядка.

В рамках предложенной модели рассчитана зависимость компонент вектора поляризации как функция планарного поля, приложенного параллельно плоскости пленки. Представлены результаты экспериментального измерения петли гистерезис для пленки BST08 толщиной 40 nm, нанесенной на поверхность (001) подложки MgO. С использованием теоретической модели и параметров решетки пленки оценено поле подложки.

### 1. Феноменологическая теория

Следуя классической работе [10], термодинамический потенциал тонкой пленки строится на основе термодинамического потенциала для объемного образца. Будем

рассматривать твердые растворы  $Ba_{0.8}Sr_{0.2}TiO_3$  с концентрацией Ва  $x = 0.8$  (BST08). В этом случае, согласно [9], можно ограничиться только одним сегнетоэлектрическим параметром порядка. Для кубического сегнетоэлектрика и кубической подложки (плоскость (001)) будем иметь потенциал

$$\begin{aligned}
 G = & a_1(p_x^2 + p_y^2) + a_3p_z^2 + a_{11}(p_x^4 + p_y^4) + a_{33}p_z^4 \\
 & + a_{12}p_x^2p_y^2 + a_{13}(p_x^2 + p_y^2)p_z^2 + a_{111}(p_x^6 + p_y^6 + p_z^6) \\
 & + a_{112}[p_x^4(p_y^2 + p_z^2) + p_y^4(p_x^2 + p_z^2) + p_z^4(p_x^2 + p_y^2)] \\
 & + a_{123}p_x^2p_y^2p_z^2 + a_{1111}(p_x^8 + p_y^8 + p_z^8) \\
 & + a_{1112}[p_x^6(p_y^2 + p_z^2) + p_y^6(p_x^2 + p_z^2) + p_z^6(p_x^2 + p_y^2)] \\
 & + a_{1122}(p_x^4p_y^4 + p_x^4p_z^4 + p_y^4p_z^4) \\
 & + a_{1123}(p_x^4p_y^2p_z^2 + p_x^2p_y^4p_z^2 + p_x^2p_y^2p_z^4). \quad (1)
 \end{aligned}$$

Для BST08 значения коэффициентов потенциала (1) возьмем из феноменологической модели твердого раствора [9] с концентрацией  $x = 0.8$ . Для констант при квадрате параметра порядка высокотемпературная асимптотика дает

$$a_1 = 4.791 \cdot 10^5 (T - 328) - 0.857 \cdot 10^{10} u_m [\text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4],$$

$$a_3 = 4.791 \cdot 10^5 (T - 328) + 1.014 \cdot 10^{10} u_m [\text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4],$$

где  $u_m$  — вынужденная деформация пленки (*misfit strain*). Значения всех коэффициентов потенциала (1) с  $x = 0.8$  вычислены по формулам из работы [9] с использованием значений коэффициентов только для концевых компонент  $BaTiO_3$  и  $SrTiO_3$ . Эти значения приведены в таблице.

Значения коэффициентов потенциала Ландау для пленки BST08, расположенной на кубической подложке

Коэффициент	BST08	Единицы
$a_1$	$4.791(T - 328) - 0.857 \cdot 10^5 u_m$	$10^5 \text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4$
$a_3$	$4.791(T - 328) + 1.014 \cdot 10^5 u_m$	$10^5 \text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4$
$a_{11}$	1.6837	$10^8 \text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4$
$a_{12}$	4.1796	$10^8 \text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4$
$a_{13}$	4.4478	$10^8 \text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4$
$a_{33}$	-1.4913	$10^5 \text{J} \cdot \text{m}^5/\text{C}^4$
$a_{111}$	1.0352	$10^9 \text{J} \cdot \text{m}^9/\text{C}^6$
$a_{112}$	-1.5600	$10^9 \text{J} \cdot \text{m}^9/\text{C}^6$
$a_{123}$	-0.6080	$10^9 \text{J} \cdot \text{m}^9/\text{C}^6$
$a_{1111}$	3.0904	$10^{10} \text{J} \cdot \text{m}^{13}/\text{C}^8$
$a_{1112}$	2.0233	$10^{10} \text{J} \cdot \text{m}^{13}/\text{C}^8$
$a_{1122}$	1.3096	$10^{10} \text{J} \cdot \text{m}^{13}/\text{C}^8$
$a_{1123}$	1.0936	$10^{10} \text{J} \cdot \text{m}^{13}/\text{C}^8$

Деформации пленки относительно объемного образца BST08 равны

$$e_1 = u_m,$$

$$e_2 = u_m,$$

$$e_3 = -0.00659p_x^2 - 0.00659p_y^2 + 0.04276p_z^2 - 0.84668u_m,$$

$$e_4 = 0.02673p_y p_z,$$

$$e_5 = 0.02673p_x p_z,$$

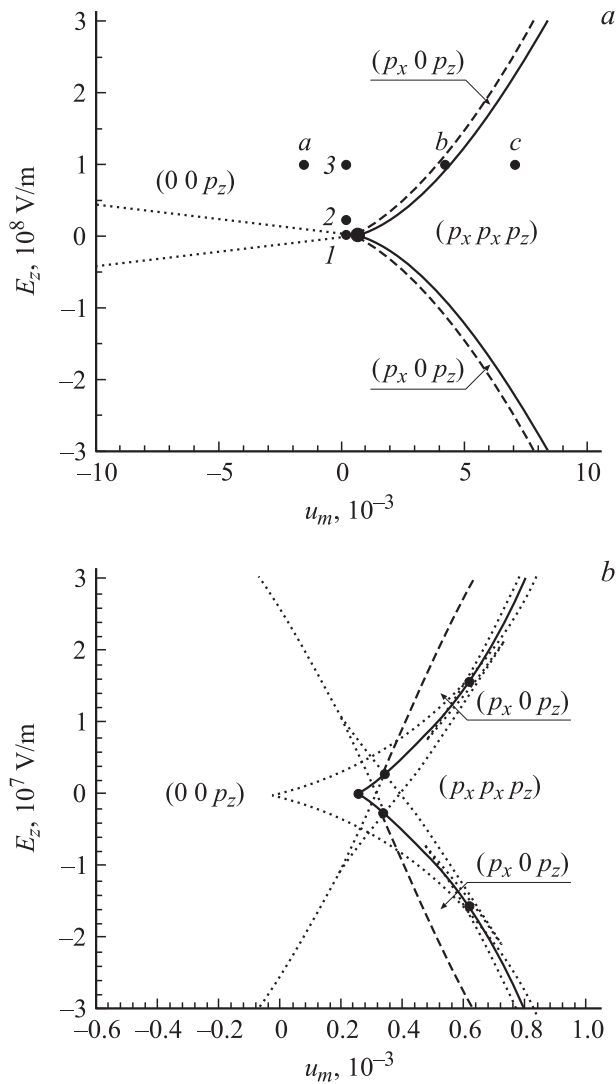
$$e_6 = 0. \quad (2)$$

Будем рассматривать однородные состояния, основное состояние — монодоменное. Пленка расположена на кубической подложке, на поверхности (001) среза. Ось  $z$  направим перпендикулярно пленке, считаем, что планарные электроды расположены вдоль оси  $y$  — одной из кубических осей в плоскости пленки. Внешнее поле  $E_x$  формируется приложением напряжения к планарным электродам. Деформация пленки  $u_m$  и поле  $E_z$  формируются интерфейсом и технологическими особенностями изготовления пленки.

Для исследования действия внешнего поля к потенциалу (1) следует добавить слагаемые  $-E_x p_x - E_z p_z$ . Еще одно слагаемое  $-(1/2)E_z^{\text{dep}} p_z$ , соответствующее деполяризирующему полю, также следовало бы добавить к потенциалу (1). Действие этого поля обязано существованию на свободной поверхности зарядов, которые, в свою очередь, связаны с поверхностной поляризацией. Направление деполяризирующего поля противоположно направлению поляризации, поэтому оно приводит к перенормировке коэффициента при квадрате поляризации в феноменологическом потенциале (см. [19]) так, что монодоменное состояние становится невыгодным.

Однако в нашей упрощенной модели будем предполагать, что неоднородная поляризация на поверхности пленки равна нулю из-за неоднородного ван-дер-Ваальсова поля подложки. Поэтому при рассмотрении однородной задачи не будет учитываться деполяризирующее поле. Целью подобного рассмотрения является исследование действия поля интерфейса на основное монодоменное состояние.

На рис. 1 приведена фазовая диаграмма в плоскости параметров (*misfit strain*  $u_m$ ) — (электрическое поле  $E_z$ ) при отсутствии поля на планарных электродах. При всех значениях параметров существует нормальная к плоскости пленки компонента поляризации  $p_z$ . При положительных значениях  $u_m$  добавляются еще 2 состояния пленки: с дополнительными компонентами поляризации вдоль одной из кубических осей в плоскости ( $p_x$   $0$   $p_z$ ) и по диагонали в плоскости пленки ( $p_x$   $p_x$   $p_z$ ). Фазы ( $p_x$   $0$   $p_z$ ) и ( $p_x$   $p_x$   $p_z$ ) разделены по линии переходов первого рода (сплошная жирная линия на рис. 1), в то время как фазы ( $0$   $0$   $p_z$ ) и ( $p_x$   $0$   $p_z$ ) граничат по линии фазовых переходов второго рода (штриховая линия на

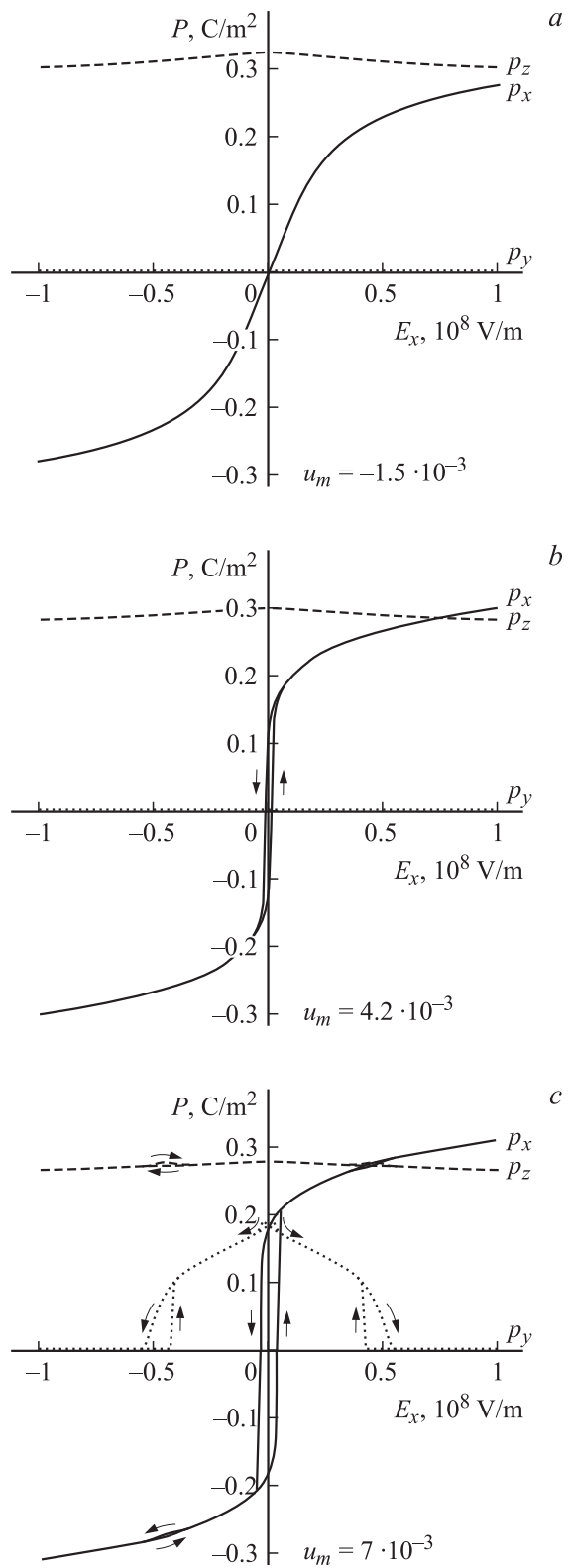


**Рис. 1.** *a* — фазовая диаграмма тонкой пленки BST08 в плоскости параметров (*misfit strain*  $u_m$ ) — (электрическое поле  $E_z$ ), *b* — детализация фазовой диаграммы вблизи мультикритической точки. Сплошные линии — линии переходов 1-го рода, штриховые — 2-го рода. Пунктирные линии — границы метастабильности фаз.

рис. 1). При  $E_z = 0$  фазовый переход между  $(p_x p_x p_z)$  и  $(0 0 p_z)$  (первого рода) появляется при значении  $u_m = 0.23 \cdot 10^{-3}$ , однако фаза  $(p_x p_x p_z)$  метастабильна до значений  $u_m = -0.05 \cdot 10^{-3}$ . Точками обозначены линии, разделяющие области метастабильности фаз.

Фазовая диаграмма вблизи точки  $E_z = 0$ ,  $u_m = 0$  показана на рис. 1, *b*. В соответствии с этой диаграммой увеличение  $u_m$  при  $E_z = 0$  приводит к изменению поляризации от направления  $(0 0 p_z)$ , ортогонального подложке, к направлению  $(p_x p_x p_z)$ . Отметим, что поляризация с направлением  $(p_x 0 p_z)$  возможна только при ненулевом значении  $E_z$ .

В различных точках фазовой диаграммы (рис. 1) зависимость поляризации от планарного поля  $E_x$  будет различна. Ввиду многокомпонентности системы зави-



**Рис. 2.** Зависимости компонент поляризации от величины планарного поля  $E_x$ , для различных значений деформации (*misfit strain*) при фиксированном поле  $E_x = 10^8$  В/м. Сплошная кривая —  $p_x$ , штриховая линия —  $p_y$ , пунктирная линия —  $p_z$ . Рисунки *a–c* соответствуют точкам на рис. 1, *a*.

симости будут достаточно сложные, особенно вблизи границ фазовых переходов. Самой сложной будет точка схождения фаз.

Для расчета зависимости поляризации от внешнего поля использовались динамические уравнения Ландау—Халатникова

$$\begin{aligned}\tau \frac{\partial p_x}{\partial t} &= -\frac{\partial G}{\partial p_x}, \\ \tau \frac{\partial p_y}{\partial t} &= -\frac{\partial G}{\partial p_y}, \\ \tau \frac{\partial p_z}{\partial t} &= -\frac{\partial G}{\partial p_z}\end{aligned}$$

с единым временем релаксации для разных компонент поляризации. Зависимость внешнего поля:  $E_x = E_0 \sin \omega t$ ,  $E_x = \text{const}$ . Расчеты проводились численно, методом Рунге—Кутты. На рис. 2 показаны характерные кривые компонент поляризации от планарного поля  $E_x$  при фиксированном поле  $E_z = 10^8 \text{ V/m}$  и различных значениях деформации. Выбор именно этого значения поля  $E_z$  станет ясен из нижеприведенного обсуждения. Из рисунков видно, что с увеличением  $u_m$ , по мере приближения к границам фазовых переходов (рис. 1), зависимость компонент поляризации от планарного поля  $E_x$  усложняется. Наклон основной петли ( $p_x$  — сплошная кривая на рис. 2) увеличивается, появляется гистерезис вблизи нулевых значений внешнего поля. Затем по мере приближения к фазе ( $p_x$ ,  $p_y$ ,  $p_z$ ) с направлением поляризации под углом к плоскости пленки появляется колоколообразная особенность у компоненты  $p_y$ . Этот купол впоследствии расширяется на краях и в центре купола проявляются гистерезисные явления, которые видны и на других компонентах поляризации.

## 2. Анализ данных эксперимента

Прозрачная и зеркально-гладкая эпитаксиальная тонкая пленка BST08 толщиной 40 nm осаждена на срезе (001) монокристаллической подложки MgO толщиной 0.5 mm. Осаждение пленок (Ba,Sr)TiO<sub>3</sub> (BST) проводилось методом высокочастотного распыления поликристаллической мишени требуемого состава по методике [11]. Согласно [11], рост монокристаллических пленок с атомарно-гладкой поверхностью происходит из наночастиц сложного оксида, образующихся в специальных режимах плазмы. При создании таких гетероструктур температура подложки составляет 650–750°C. Кристаллографическая ориентация пленки (001)<sub>BST</sub> || (001)<sub>MgO</sub>, [001]<sub>BST</sub> || [001]<sub>MgO</sub> подтверждена рентгеновской дифрактограммой. Параметры решетки, полученные при комнатной температуре,  $c = 0.39936 \text{ nm}$ ,  $a = 0.40032 \text{ nm}$ . При температуре 600°C  $c = 0.40118 \text{ nm}$ ,  $a = 0.40287 \text{ nm}$ .

Для исследования динамики переключения в тонких пленках на их поверхности формировались планарные электроды толщиной  $\sim 0.3 \mu\text{m}$  из алюминия с подслоем ванадия. Планарные электроды представляли собой

встречно-штыревую структуру из 440 штырей шириной  $2 \mu\text{m}$  и длиной  $130 \mu\text{m}$  с диэлектрическимзором между штырями  $1 \mu\text{m}$ . Для вычисления диэлектрической проницаемости после литографического процесса реальные геометрические размеры планарного конденсатора определялись с помощью микроскопа „Leitz Latimet“. Емкость, проводимость и токи утечки планарных конденсаторов измерялись на измерителе параметров полупроводниковых приборов Keithley 4200SCS на частоте 1 MHz при помощи зондовой станции PM-5 Micro Tec.

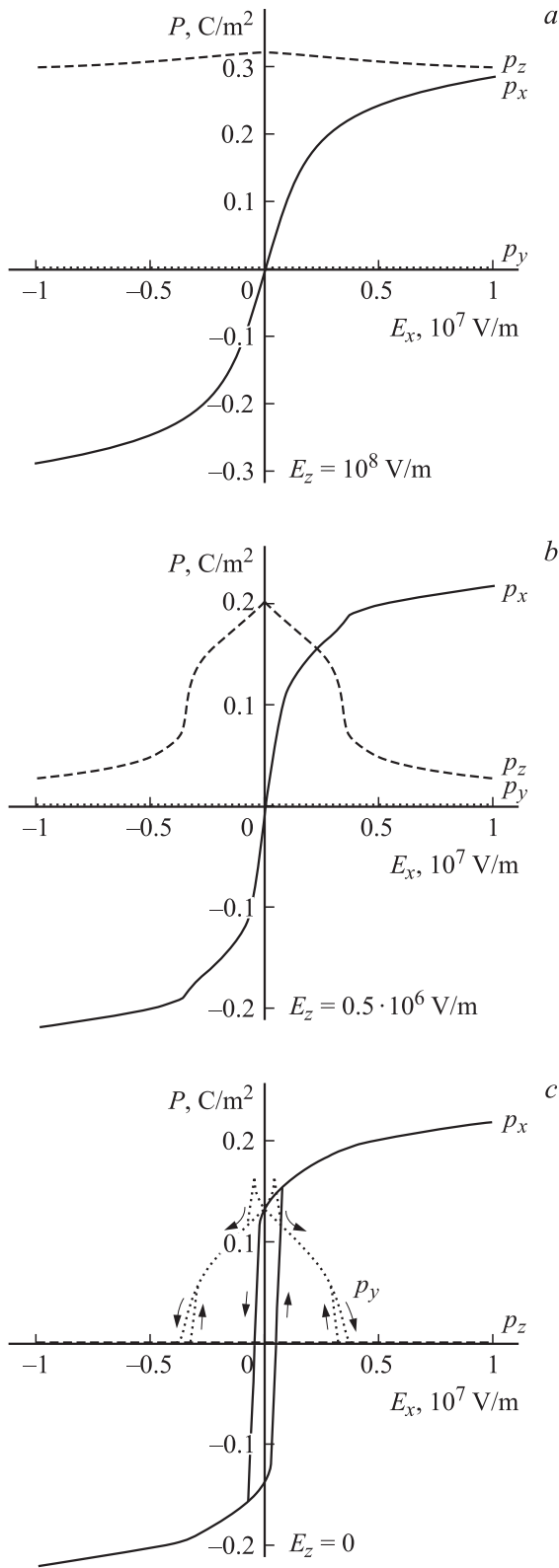
Для исследования динамики переключения поляризации при различных амплитудах переменного пилообразного поля в диапазоне частот  $10^{-2} - 10^3 \text{ Hz}$  была использована модифицированная методика Сойера—Тауэра [12]. Для обеспечения высокого входного сопротивления, необходимого для работы на инфранизких частотах, сигнал с эталонного конденсатора ( $C_0 = 1 \mu\text{E}$ ) подавался на вход согласующего усилителя с высоким входным сопротивлением и единичным коэффициентом усиления, выполненным на операционном усилителе AD549. Постоянная времени входной цепи составляла не менее  $10^4 \text{ s}$ . Далее сигнал усиливался в 100 раз каскадом, выполненным на прецизионном операционном усилителе OP 177, включенном по неинвертирующей схеме. Особое внимание уделялось исключению возможности фазового сдвига между сигналами развертки и поляризации. С этой целью сигнал развертки ослаблялся с помощью частотно независимого резистивного аттенуатора, а затем подавался на вход усилителя, полностью аналогичного усилителю сигнала поляризации. С выходов этих усилителей сигналы развертки и поляризации подавались на два независимых аналого-цифровых канала платы сбора данных. При частоте напряжения развертки меньше 5 Hz использовалась плата Advantech PCL-812, а при частоте больше 5 Hz — ЛА-1.5PCI-14 с временем преобразования сигнала до  $10 \mu\text{s}$  и  $1 \text{ ns}$  соответственно.

Считая, что при температуре 600°C спонтанная поляризация отсутствует, из соотношения  $c/a = (1 + e_3)/(1 + e_1)$ , используя (2), получим деформацию пленки  $u_0 = 2.28 \cdot 10^{-3}$ . Для определения деформации при комнатной температуре воспользуемся выражением [13]

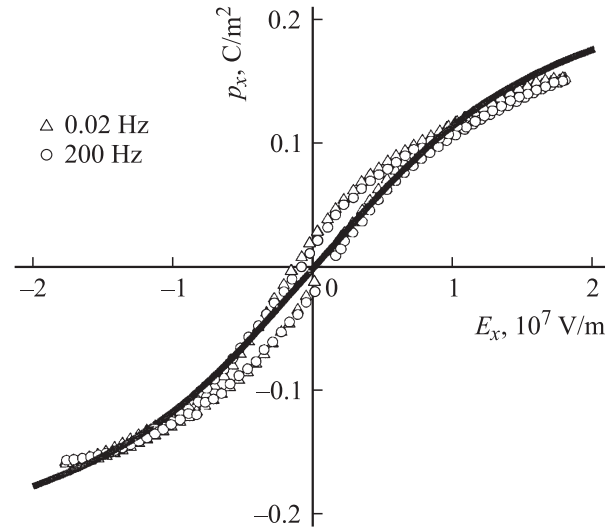
$$u_m = u_0 - \left( \alpha_f - \frac{a_s}{a_f} \alpha_s \right) (T - T_0), \quad (4)$$

где  $\alpha_f$ ,  $\alpha_s$  и  $a_f$ ,  $a_s$  — коэффициенты теплового расширения и параметры решетки пленки и подложки соответственно при температуре  $T_0$ . Для параметров подложки MgO имеем  $a_s = 0.4212 \text{ nm}$  и  $\alpha_s = 1.2 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$  для рассматриваемого диапазона температур [14]. Оценивая параметры твердого раствора BST08 по формулам [9] для температуры 600°C и значениям, полученным в работах [15,16], найдем значения параметров  $\alpha_f = 0.922 \cdot 10^{-5} \text{ 1/K}$ ,  $a_f = 0.3998 \text{ nm}$ ,  $a_s = 0.4247 \text{ nm}$ , которые дают величину деформации при комнатной температуре  $u_m = 0.16 \cdot 10^{-3}$ .

На рис. 3 приведены типичные петли, вычисленные для всех компонент поляризации при фиксированном



**Рис. 3.** Зависимости компонент поляризации от величины планарного поля  $E_x$ , для различных значений межслоевого поля при фиксированной деформации  $u_m = 0.16 \cdot 10^{-3}$ . Сплошная кривая —  $p_x$ , штриховая линия —  $p_y$ , пунктирная линия —  $p_z$ . Рисунки *a–c* соответствуют точкам 1–3 на рис. 1, *a*.



**Рис. 4.** Зависимости поляризации  $p_x$  в плоскости пленки от величины планарного поля  $E_x$ . Кружки — данные эксперимента, сплошная линия — расчет для потенциала (1) пленки BDT08 с параметрами  $u_m = 0.16 \cdot 10^{-3}$ ,  $E_z = 1.1 \cdot 10^8$  V/m.

значении вынужденной деформации  $u_m = 0.16 \cdot 10^{-3}$  в различных точках фазовой диаграммы для различных значений межслоевого поля  $E_z$ . Эти точки обозначены номерами 1–3 на рис. 1, *a*.

Полевая зависимость от электрического поля  $E_x$ , вычисленная для нулевого значения межслоевого поля  $E_z$  (рис. 3, *a*), не согласуется с экспериментальными результатами для петли, представленными на рис. 4. Существование ван-дер-ваальсовых сил на границе пленки и подложки дает основание ввести внешнее, по отношению к пленке, поле. Оценив его из наклона петли по экспериментальным значениям, получим величину поля, равную  $E_z = 1.1 \cdot 10^8$  V/m. С этим значением расчетная зависимость компоненты поляризации  $p_x$  от планарного поля  $E_x$  приведена на рис. 4 в виде сплошной жирной кривой.

### 3. Обсуждение результатов и выводы

В работе использована феноменологическая модель, учитывающая три компоненты поляризации, с целью описания поведения реальной сегнетоэлектрической пленки в планарном внешнем поле  $E_x$ . Определена вынужденная деформация пленки, равная  $0.16 \cdot 10^{-3}$ . Для объяснения экспериментально наблюдаемой зависимости поляризации от внешнего планарного поля включено в рассмотрение „поле Ван-дер-Ваальса“  $E_z$ , ориентированное перпендикулярно подложке и равное  $1.1 \cdot 10^8$  V/m, существование которого нельзя объяснить в рамках макроскопической электродинамики.

На границе сопряжения двух разнородных материалов отсутствует плоскость симметрии. Поэтому симметрия не запрещает существование дипольного момента на

границе при условии электронейтральности. Между двумя телами всегда существует взаимодействие Ван-дер-Ваальса, обусловленное взаимной поляризацией электронных оболочек атомов. В некоторых случаях энергия взаимодействия для двух макроскопических объектов  $\sim r^{-2}$  [17]. Как следует из экспериментальных кривых подвода в атомной силовой микроскопии [18], этот радиус взаимодействия может простирается от нескольких единиц до десятков нанометров. При контакте разнородных материалов эти поля лишь частично компенсируют друг друга. Величина и направление такого „контактного“ поля — предмет квантово-механических расчетов. Фактически ван-дер-ваальсово взаимодействие приводит к поляризации в пленке, которая индуцирована подложкой, что можно охарактеризовать как результат действия внешнего поля. Вообще говоря, ван-дер-ваальсово взаимодействие является флуктуационным и в среднем по времени не имеет выделенного направления. Однако появление спонтанной поляризации в пленке после сегнетоэлектрического фазового перехода приводит к такому выделению.

Если на внешней границе пленки поляризация отлична от нуля, то должно присутствовать деполяризующее поле. Оно имеет знак противоположный по отношению к полю Ван-дер-Ваальса, и будет уменьшать его действие. Задача с учетом деполяризующего поля сложна, в этом случае следует учитывать возможное разбиение пленки на домены [19]. Поле Ван-дер-Ваальса является неоднородным полем [17]. Поэтому нашу однородную феноменологическую модель следует рассматривать как некоторое приближение усредненной неоднородной модели, в которой граничные условия на внешней поверхности пленки допускают отсутствие деполяризующего поля.

Введение межслоевого ван-дер-ваальсова поля эквивалентно введению так называемых *passive layer* [20]. По-видимому, основой существования *passive layer* является эффект действия ван-дер-ваальсова поля в некоторой области вблизи границы контакта. Размер *passive layer* зависит от физических свойств контактирующих веществ. Так, например, величина и дальность действующий характер силы ван-дер-ваальсова взаимодействия определяются спектральными свойствами мнимой части диэлектрической проницаемости разнородных материалов [21,22].

Поведение рассчитанной поляризации от планарного поля  $p_x(E_x)$  (сплошная кривая на рис. 4) говорит о том, что экспериментально наблюдаемые потери (петли на рис. 4) не связаны с потерями в материале пленки, а вероятно, связаны релаксационным процессам в приэлектродных областях. Поэтому устройства на основе такой пленки будут обладать малыми потерями в СВЧ диапазоне. Как видно из рис. 2, с увеличением деформации будет увеличиваться наклон кривой, а вместе с ним и управляемость. Однако большие положительные деформации (*misfit strain*) приводят к появлению гистерезиса, а это будет приводить к большим потерям уже в материале пленки.

Работа проводилась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 09-02-000254 и 09-02-000666).

## Список литературы

- [1] *Dawber M., Rabe K.M., Scott J.F.* // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. P. 1083; *Dawber M., Chandra P., Littlewood P.B., Scott J.F.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. Vol. 15. P. 393.
- [2] *Scott J.F.* // Science. 2007. Vol. 315. P. 954.
- [3] *Gevorgian S.* Ferroelectrics in Microwave Devices, Circuits and Systems. London: Springer-Verlag, 2009. 394 p.
- [4] *McAnaney J., Sinnamon L.J., Bowman R.M., Gregg J.M.* // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 94. P. 4566.
- [5] *Stengel M., Spaldin N.A.* // Nature. 2006. Vol. 443. P. 679.
- [6] *Eliseev E.A., Morozovska A.N., Svecnikov G.S., Rumyantsev E.L., Shishkin E.I., Shur V.Y., Kalinin S.V.* // Phys Rev. B. 2008. Vol 78. P. 245409.
- [7] *Vendik O.G., Zubko S.P., Medvedeva N.Yu.* // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. P. 053515.
- [8] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. Т. VIII. М.: Наука, 1982. 621 с.
- [9] *Shirokov V.B., Yuzyuk Yu.I., Dkhil B., Lemanov V.V.* // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 144118.
- [10] *Pertsev N.A., Zembilgotov A.G., Tagantsev A.K.* // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 1988.
- [11] *Mukhortov V.M., Golovko Y.I., Tolmachev G.N., Klevtsov A.N.* // Ferroelectrics. 2000. Vol. 247. P. 75.
- [12] *Мухортов В.М., Колесников В.В., Бирюков С.В., Головки Ю.И., Мащенко А.И.* // ЖТФ. 2005. Т. 75. С. 126.
- [13] *Shirokov V.B., Yuzyuk U.I., Dkhil B., Lemanov V.V.* // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 75. P. 224116.
- [14] *Dubrovinsky L.S., Saxena S.K.* // Phys. Chem. Minerals. 1997. Vol. 24. P. 547.
- [15] *Darlington C.N.W., David W.I.F., Knight K.S.* // Phase Transitions. 1994. Vol. 48. P. 217.
- [16] *Ligny D., Richet P.* // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 53. P. 3013.
- [17] *Israelachvili J.N.* // Intermolecular and surface forces. London: Academic Press, 1992. 450 p.
- [18] *Giessibl F.J.* // Rev. Mos. Phys. 2003. Vol. 75. P. 949.
- [19] *Струков Б.А., Леванюк А.П.* Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. 240 с.
- [20] *Tagantsev A.K., Landivar M., Colla E., Setter N.* // J. Appl. Phys. 1995. Vol. 78. P. 2623.
- [21] *Лифшиц Е.М.* // ЖЭТФ. 1955. Т. 29. С. 94.
- [22] *Дзялошинский И.Е., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* // УЖН. 1961. Т. 73. С. 381.