

06,13

## Исследования электрофизических свойств сегнетоэлектрических пленок $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ в параэлектрическом состоянии

© Е.И. Гольдман, В.Г. Нарышкина, Г.В. Чучева<sup>†</sup>

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
Фрязино, Россия

<sup>†</sup> E-mail: gvc@ms.ire.rssi.ru

Поступила в Редакцию 24 марта 2020 г.

В окончательной редакции 24 марта 2020 г.

Принята к публикации 30 марта 2020 г.

Для параэлектрического состояния получены феноменологические аналитические выражения, связывающие емкость сегнетоэлектрической пленки с коэффициентами разложения свободной энергии по степеням поляризации вещества. При температурах выше точки перехода из сегнетоэлектрической фазы в параэлектрическую проведены измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик структур металл– $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ –металл. Из сопоставления теоретических и экспериментальных данных построены зависимости поляризации пленки  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  от внешнего напряжения и определены значения параметров теории фазовых переходов второго рода Гинзбурга–Ландау для исследованных объектов.

**Ключевые слова:** структуры металл–диэлектрик–металл, сегнетоэлектрические пленки состава  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$ , высокочастотные вольт-фарадные характеристики, емкость.

DOI: 10.21883/FTT.2020.08.49606.064

### 1. Введение

Основанная на кремниевых структурах металл–окисел–полупроводник наноэлектроника фактически подошла к пределу уменьшения толщины изолирующих пленок  $\text{SiO}_2$ . Дело в том, что минимальный кристаллографический размер двух переходных слоев на межфазных границах подложка Si– $\text{SiO}_2$  и полевой электрод „поли-Si– $\text{SiO}_2$ “ составляет 16 Å [1]. Поэтому уже несколько десятилетий идут исследования альтернатив окислу кремния для использования в электронных устройствах. Одно из приоритетных направлений — это использование сегнетоэлектрических пленок в качестве изолирующих слоев [2]. Уникальные физические свойства сегнетоэлектрических материалов (в частности, высокая и изменяемая под действием внешнего электрического поля диэлектрическая проницаемость) позволяют создавать на основе планарной технологии фактически новый класс устройств хранения и обработки информации [3]. Перспективным видом сегнетокерамики для применения в СВЧ технике являются твердые растворы титаната бария-стронция ( $\text{Ba}_{1-x}\text{Sr}_x\text{TiO}_3$  или BSTO). Они обладают сегнетоэлектрическими свойствами при комнатной температуре, а диэлектрическая постоянная их тонких пленок остается достаточно высокой в широком диапазоне температур. Исследования пленок BSTO начались с конца прошлого века [4,5]. Однако до сих пор отсутствуют методики построения из измеренных вольт-фарадных характеристик (ВФХ) данных о коэффициентах разложения свободной энергии по степеням параметра порядка — диэлектрической поляризации вещества  $P$ .

Знания об этих коэффициентах необходимы, поскольку именно они определяют электрофизические свойства сегнетоэлектрических структур. Указанная трудность (отсутствие методики) связана с тем, что в сегнетоэлектрической фазе возникает пространственно распределенная по доменам спонтанная поляризация материала [6]. Поэтому выражение для зависимости емкости сегнетоэлектрической пленки от приложенного напряжения должно опираться на трехмерное усреднение доменной поляризации по пространству. В параэлектрической фазе спонтанная поляризация отсутствует и, как было подчеркнуто в статье [7], проблема учета распределения поляризации по пространству становится одномерной. В настоящей работе для состояния в параэлектрической фазе будут получены феноменологические аналитические выражения, связывающие емкость сегнетоэлектрической пленки с коэффициентами разложения свободной энергии по степеням поляризации вещества; представлены результаты измерений высокочастотных ВФХ структур металл–BSTO–металл и определены значения параметров теории фазовых переходов второго рода Гинзбурга–Ландау для экспериментальных объектов. Отметим, что коэффициенты разложения свободной энергии температурно зависимы и, найденные в параэлектрической фазе, не совпадают с их величинами в сегнетоэлектрической области; однако, в принципе, можно сделать экстраполяцию в сегнетоэлектрический диапазон, например, по закону Кюри–Вейса и получить представления о параметрах ниже температуры фазового перехода.

## 2. Теоретическая часть

При изложении теоретической части будем следовать, в том числе и по обозначениям, работе [7]. В соответствии с теорией фазовых переходов второго рода Гинзбурга–Ландау свободная энергия при разложении по квадрату поляризации до второго слагаемого имеет вид:

$$F = F_0 + \frac{2\pi}{k} P^2 + \frac{A}{4} \frac{P^4}{P_0^2} - EP. \quad (1)$$

Здесь  $F_0$  — свободная энергия в отсутствие поляризации (т.е. без электрических сил);  $\frac{4\pi}{k}$  — обратная восприимчивость,  $E, P$  и  $D$  — усредненные на масштабах кристаллической ячейки электрические поле, поляризация и индукция;  $P_0$  — характерная собственная поляризация кристаллической ячейки,  $P_0 = \frac{q}{a^2}$ ,  $q$  — элементарный заряд,  $a$  — характерный размер кристаллической ячейки,  $A$  — безразмерный коэффициент порядка единицы. Отметим, что нас интересует определение из экспериментальных ВФХ параметров  $k$  и  $\frac{P_0^2}{A}$ . В равновесии минимум свободной энергии достигается при условии  $\frac{\partial F}{\partial P} \Big|_{E=\text{const}} = 0$ . Поэтому

$$E = \frac{4\pi P}{k} + A \frac{P^3}{P_0^3},$$

$$D = E + 4\pi P = 4\pi P \left( a + \frac{1}{k} \right) + A \frac{P^3}{P_0^3}. \quad (2)$$

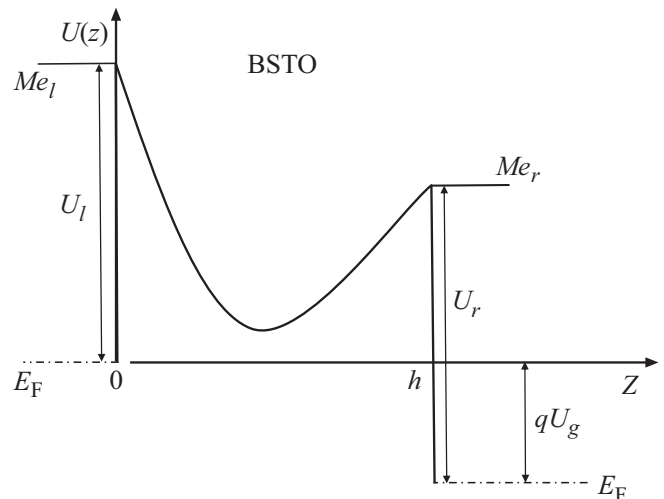
По определению [6] диэлектрическая проницаемость сегнетоэлектрика

$$\kappa_{\text{se}} \equiv \frac{dD}{dE} = 1 + \frac{k}{1 + \frac{3Ak}{4\pi} \frac{P^2}{P_0^2}}$$

и следовательно, зависит и от координаты  $z$ , и от напряжения между обкладками  $V_g$ , [т.к.  $P = P(z, V_g)$ ]. Для существования фазового перехода при температуре Кюри  $T_c$  необходимо, чтобы параметр  $k$  зависел от температуры по закону Кюри–Вейса:  $k^{-1} = \alpha(T - T_c)$ , где  $\alpha$  — слабо зависящая от температуры константа,  $T$  — температура в градусах Цельсия. Для спонтанной поляризации  $P_s$  в сегнетоэлектрическом состоянии при  $E = 0$  получается [6]:

$$P_s = P_0 \left[ \frac{4\pi\alpha(T_c - T)}{A} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Рассмотрим потенциальный рельеф в образце с металлическими контактами на поверхностях сегнетоэлектрической пленки. Существенное отличие состояния сегнетоэлектрика в виде тонкой пленки от массивного заключается в полном обеднении объема свободными носителями заряда. В связи с большими значениями ди-



**Рис. 1.** Зонная схема сегнетоэлектрической пленки с металлическими обкладками;  $E_F$  — уровень Ферми;  $Me_l$  и  $Me_r$  — металлы слева и справа от пленки BSTO;  $U(z)$  — потенциал электронов, отсчитываемый от дна зоны проводимости BSTO;  $h$  — толщина пленки BSTO.

электрической проницаемости для типичной концентрации свободных носителей заряда  $N = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  толщина слоя обеднения Шоттки у контакта массивного сегнетоэлектрика с металлом превышает несколько микрон [8]. В результате имеет место качественное различие между пленкой и массивным образцом: в тонком объекте, по крайней мере, при относительно малых внешних напряжениях, распределение поляризации неоднородно по толщине. На рис. 1 представлена зонная диаграмма тонкопленочной структуры металл–BSTO–металл. У контактов Шоттки с металлами потенциал электронов в сегнетоэлектрике описывает два барьерных рельефа, которые соединяются внутри BSTO в единую линию. Зависимости поля и поляризации от координаты выражаются из уравнения Пуассона:

$$\frac{dD}{dz} = \frac{d}{dz} \left[ 4\pi P \left( 1 + \frac{1}{k} \right) + A \frac{P^3}{P_0^3} \right] = 4\pi qN, \quad (4)$$

а потенциал определяется из соотношения:

$$\frac{dU}{dz} = qE = q \left( \frac{4\pi P}{k} + A \frac{P^3}{P_0^3} \right). \quad (5)$$

Граничными условиями к системе уравнений (4), (5) служат равенства:  $U|_{z=0} = U_l$ ,  $U|_{z=h} = U_r - qV_g$ . Здесь  $U_l$  и  $U_r$  — работы выхода в BSTO из левого и правого металлов соответственно,  $h$  — толщина сегнетоэлектрической пленки. Обозначим  $P|_{z=0} = P_l$ ,  $P|_{z=h} = P_r$ . Решение задачи (4), (5) записывается в

виде:

$$\begin{cases} P \left(1 + \frac{1}{k}\right) + \frac{A}{4\pi} \frac{P^3}{P_0^2} = P_1 \left(1 + \frac{1}{k}\right) + \frac{A}{4\pi} \frac{P_1^3}{P_0^2} + qNz, \\ U = U_1 + \frac{2\pi(k+1)}{k^2N_d} \left[ (P^2 - P_1^2) + \frac{(k+4)}{2(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \right. \\ \left. \times \frac{(P^4 - P_1^4)}{P_0^2} + \frac{1}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right)^2 \frac{(P^6 - P_1^6)}{P_0^4} \right]. \end{cases} \quad (6)$$

Причем:

$$\begin{cases} P_r \left(1 + \frac{1}{k}\right) + \frac{A}{4\pi} \frac{P_r^3}{P_0^2} = P_1 \left(1 + \frac{1}{k}\right) + \frac{A}{4\pi} \frac{P_1^3}{P_0^2} + qNh, \\ U_r - qV_g - U_l = \frac{2\pi(k+1)}{k^2N_d} \left[ (P_r^2 - P_1^2) + \frac{(k+4)}{2(k+1)} \right. \\ \left. \times \left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \frac{(P_r^4 - P_1^4)}{P_0^2} + \frac{1}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right)^2 \frac{(P_r^6 - P_1^6)}{P_0^4} \right]. \end{cases} \quad (7)$$

Определим емкость структуры металл–BSTO–металл  $C$ . Выражение для нее имеет вид:  $C = S \frac{d\sigma_r}{dV_g}$ , где  $S$  — площадь структуры,  $\sigma_r = \frac{D_r}{4\pi} = P_r \left(1 + \frac{1}{k}\right) + \frac{A}{4\pi} \frac{P_r^3}{P_0^2}$  — заряд единицы площади правой обкладки. Из соотношений (7) для емкости получается:

$$C = \frac{SkqN}{4\pi\Gamma} \left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{P_l^2}{P_0^2} \right] \left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{P_r^2}{P_0^2} \right], \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Gamma = & P_r \left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{P_l^2}{P_0^2} \right] \left[ 1 + \frac{(k+4)}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \frac{P_r^2}{P_0^2} \right. \\ & \left. + \frac{3}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right)^2 \frac{P_r^4}{P_0^4} \right] - P_l \left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{P_r^2}{P_0^2} \right] \\ & \times \left[ 1 + \frac{(k+4)}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \frac{P_l^2}{P_0^2} + \frac{3}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right)^2 \frac{P_l^4}{P_0^4} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Зависимость емкости от напряжения задается функциями  $P_l(V_g)$ ,  $P_r(V_g)$ , которые, в свою очередь, определяются из равенств (7). Максимальное значение емкости достигается при  $U_r - qV_g - U_l = 0$ , а отклонение кривой  $C(V_g)$  от симметрии по отношению к смене знака напряжения  $V_g$  обусловлено разницей работ выхода из металлов. В точке максимума  $P_r = -P_l = P_m$ ,  $P_m \left(1 + \frac{1}{k}\right) + \frac{A}{4\pi} \frac{P_m^3}{P_0^2} = \frac{qNh}{2}$  и для значения емкости полу-

чается:

$$C_{\max} = \frac{S(k+1)}{4\pi h} \frac{\left[ 1 + \frac{Ak}{4\pi(k+1)} \frac{P_m^2}{P_0^2} \right] \left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{P_m^2}{P_0^2} \right]}{\left[ 1 + \frac{(k+4)}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \frac{P_m^2}{P_0^2} + \frac{3}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right)^2 \frac{P_m^4}{P_0^4} \right]}. \quad (10)$$

Если величина  $P_m$  мала по сравнению с характерной собственной поляризацией кристаллической ячейки, т.е.  $\frac{AP_m^2}{4\pi P_0^2} \ll 1$ , то  $P_m \cong \frac{qNhk}{2(k+1)}$ ; а при усилении этого неравенства до  $\frac{AkP_m^2}{4\pi P_0^2} \ll 1$ , выражение (10) переходит в формулу плоского конденсатора:  $C_{\max} \cong \frac{S(k+1)}{4\pi h}$ . Значение параметра  $k$  особенно вблизи температуры Кюри велико, поэтому даже при относительно небольших напряжениях с ростом внешнего поля начинает сказываться вклад в множитель  $\Gamma$  нелинейных членов типа  $\left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \frac{P_r^2}{P_0^2}$ ,  $\left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \frac{P_l^2}{P_0^2}$  [см. выражение (9)]. Это приводит к падению величины емкости с напряжением, а вблизи от экстремальной точки  $qV_g = U_r - U_l$  зависимость  $C(V_g)$  может быть записана в виде:

$$C = \frac{C_{\max}}{1 + \gamma(U_r - qV_g - U_l)^2}, \quad (11)$$

где  $\gamma = \frac{1}{1q^2\Gamma} \frac{d^2\Gamma}{dV_g^2} \Big|_{U_r - qV_g - U_l = 0}$ . В общем случае выражение для параметра  $\gamma$  имеет громоздкий вид, но в условиях  $\frac{AP_m^2}{4\pi P_0^2} \ll 1$  оно упрощается до:

$$\begin{aligned} \gamma \cong & \frac{3Ak^3(k+3)}{64\pi^3(k+1)q^2h^2} \frac{1}{P_0^2} \\ & \times \left[ 1 + \frac{(k+4)}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \frac{P_m^2}{P_0^2} + \frac{3}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right)^2 \frac{P_m^4}{P_0^4} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

С увеличением внешнего напряжения поляризация в пленке нарастает и наступает момент, когда неоднородностью поля в сегнетоэлектрике можно пренебречь:  $|P_r - P_l| \ll |P_r| + |P_l|$ . Введем среднюю поляризацию:  $\bar{P} = \frac{1}{2}(P_r + P_l)$ . Из выражений (7) следует

$$\begin{cases} (P_r - P_l) \cong \frac{qNhk}{(k+1)} \left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} \right]^{-1} \\ \bar{P} \left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} \right]^{-1} \left[ 1 + \frac{(k+4)}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right) \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} \right. \\ \left. + \frac{3}{(k+1)} \left(\frac{Ak}{4\pi}\right)^2 \frac{\bar{P}^4}{P_0^4} \right] \cong \frac{k}{4\pi qh} (U_r - qV_g - U_l). \end{cases} \quad (13)$$

Условие реализации режима однородной поляризации сегнетоэлектрической пленки записывается в форме

неравенства:

$$|U_r - qV_g - U_l| \gg \frac{4\pi q^2 N h^2}{(k+1)} \left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} \right]^{-2} \\ \times \left[ 1 + \frac{(k+4)}{(k+1)} \left( \frac{Ak}{4\pi} \right) \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} + \frac{3}{(k+1)} \left( \frac{Ak}{4\pi} \right)^2 \frac{\bar{P}^4}{P_0^4} \right].$$

Из выражения (9) явствует, что в рассматриваемом режиме величина  $\Gamma$  пропорциональна  $|P_r - P_l|$ , само соотношение переписывается в виде:

$$\Gamma \cong (P_r - P_l) \left[ 1 + \frac{(k+3)}{(k+1)} \left( \frac{3Ak}{4\pi} \right) \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} + \frac{(2k+3)}{(k+1)^2} \right. \\ \left. \times \left( \frac{3Ak}{4\pi} \right)^2 \frac{\bar{P}^4}{P_0^4} + \frac{1}{(k+1)^2} \left( \frac{3Ak}{4\pi} \right)^3 \frac{\bar{P}^6}{P_0^6} \right],$$

а для емкости из формулы (8) с учетом первого равенства (13) получается:

$$C \cong \frac{S(k+1)}{4\pi h} \\ \times \frac{\left[ 1 + \frac{3Ak}{4\pi(k+1)} \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} \right]^3}{\left[ 1 + \frac{(k+3)}{(k+1)} \left( \frac{3Ak}{4\pi} \right) \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} + \frac{(2k+3)}{(k+1)^2} \left( \frac{3Ak}{4\pi} \right)^2 \frac{\bar{P}^4}{P_0^4} + \frac{1}{(k+1)^2} \left( \frac{3Ak}{4\pi} \right)^3 \frac{\bar{P}^6}{P_0^6} \right]}, \quad (14)$$

При выполнении неравенств  $\frac{AkP_m^2}{4\pi P_0^2} \ll 1$ ,  $\frac{A}{\pi} \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} \ll 1$  выражения для средней поляризации (13) и для емкости (14) упрощаются и принимают вид:

$$\bar{P} \left[ 1 + \frac{(k+4)}{(k+1)} \left( \frac{Ak}{4\pi} \right) \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} \right] \cong \frac{k}{4\pi q h} (U_r - V_g - U_l), \quad (13a)$$

$$C \cong \frac{C_{\max}}{\left[ 1 + \frac{(k+3)}{(k+1)} \left( \frac{3Ak}{4\pi} \right) \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} \right]}. \quad (14a)$$

В заключение теоретической части еще раз подчеркнем, что в параэлектрической фазе функциональная зависимость емкости тонкой сегнетоэлектрической пленки от приложенного напряжения связана с все более возрастающим вкладом в свободную энергию ее составляющих с четвертой и выше степенью поляризации.

### 3. Методика эксперимента

Структуры металл–BSTO–металл были приготовлены на кремниевой подложке с подслоем платины. Сегнетоэлектрическую пленку толщиной  $h = 350$  nm и составом  $Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO_3$  наносили на платиновый электрод методом высокочастотного распыления поликристаллической мишени в атмосфере кислорода на установке Плазма-50СЭ (Россия). Температура подложки в

процессе синтеза составляла  $620^\circ\text{C}$ . Верхний электрод из никеля наносился на сегнетоэлектрическую пленку электронно-лучевым методом через теньевую маску на установке А700QE/DI12000 (Германия). Площадь электродов составляла  $2.7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2$ , толщина  $0.1 \mu\text{m}$ . Более детально конструкции установок и методика осаждения пленок описаны в [9,10]. Измерения ВФХ структур Ni-BSTO-Pt проводились на измерительном автоматизированном стенде [11] с использованием прецизионного измерителя LCR Agilent E4980A, портативного компьютера с доработанным программным обеспечением и специальной камеры, снабженной нагревательным столиком с термостабилизацией. На образец подавалось напряжение смещения  $V_g$  от  $-15$  до  $+15$  V с шагом  $0.25$  V, амплитудой и частотой измерительного сигнала  $25$  mV и  $100$  kHz. Скорость динамической развертки составляла  $0.75$  V/s, а в память записывались данные 3 точек в секунду.

### 4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 2 представлен типичный вид ВФХ структуры Ni-BSTO-Pt, измеренной при  $121^\circ\text{C}$ . Температура Кюри массивного образца  $Ba_{0,8}Sr_{0,2}TiO_3$  лежит в диапазоне  $60-80$  градусов Цельсия [12,13] (приведенные в данных обзорах для нашего состава значения различаются на 20 единиц). Максимум ВФХ достигается при напряжении  $V_{g \max} = -0.83$  V, что незначительно отличается от разности работ выхода из никеля и платины —  $0.5$  eV [14]. Возможная причина отклонения — проявление эффектов запаздывания: кривая ВФХ, измеренная при динамической развертке в обратную сторону по сравнению с показанной на рис. 2, достигает максимума при  $V_{g \max} = 0/28$  V. Числовая оценка величины  $\frac{qNh}{2}$  при концентрации свободных электронов  $N = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  приводит к значению  $2.5 \cdot 10^3$  V/cm, а для собственной поляризации кристаллической ячейки при  $a = 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$

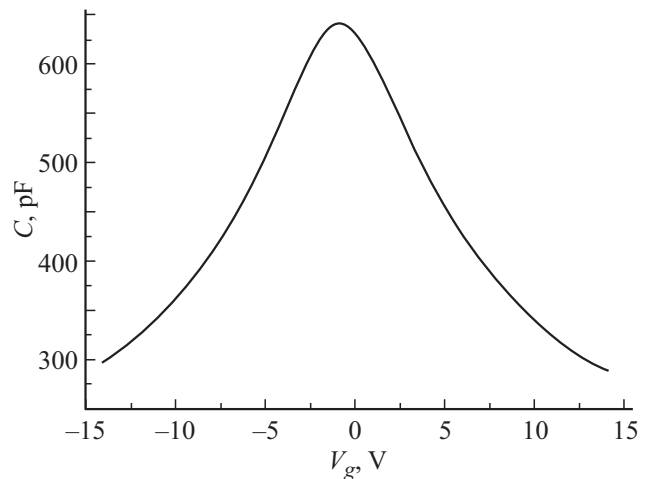


Рис. 2. Высокочастотная вольт-фарадная характеристика структуры Ni-BSTO-Pt, измеренная при  $121^\circ\text{C}$ .

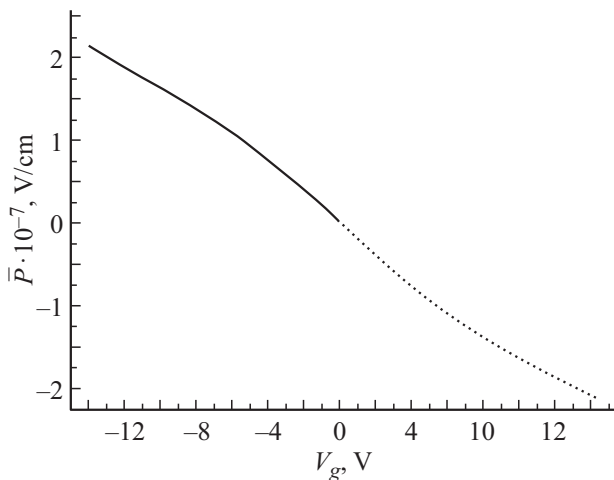


Рис. 3. Зависимость средней поляризации пленки  $\text{Ba}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{TiO}_3$  от напряжения.

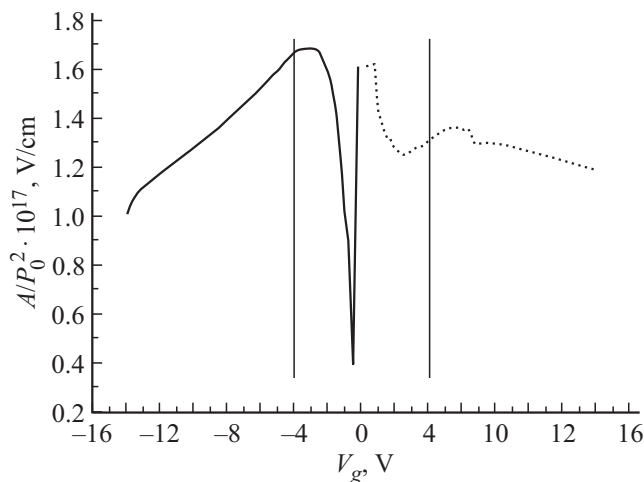


Рис. 4. Параметр  $\frac{A}{P_0^2}$  при различных напряжениях. Две вертикальные прямые ограничивают область вблизи точки максимума емкости структуры, где поляризацию нельзя считать однородной.

получается —  $P_0 = 5.8 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ . Таким образом, в экспериментальных условиях  $\frac{AkP_m^2}{4\pi P_0^2} \ll 1$  и  $C_{\max} \cong \frac{S(k+1)}{4\pi h}$ . Емкость в максимуме ВФХ  $C_{\max}$  составляет  $6.3 \cdot 10^{-10} \text{ F}$ , поэтому находим значение  $k \approx 922$  при  $121^\circ\text{C}$ .

В режиме однородной поляризации сегнетоэлектрической пленки с помощью выражения (14а) из экспериментальной зависимости  $C(V_g)$  можно определить связь квадратичного члена с напряжением:  $\frac{(k+3)}{(k+1)} \left(\frac{3Ak}{4\pi}\right) \frac{\bar{P}^2}{P_0^2} = \frac{C_{\max}}{C(V_g)} - 1$ . После этого из равенства (13а) средняя поляризация вычисляется как функция приложенного напряжения:

$$\bar{P}(V_g) = \frac{k}{4\pi h} \left\{ 1 + \frac{(k+4)}{3(k+3)} \left[ \frac{C_{\max}}{C(V_g)} \right] \right\}^{-1} (V_{g/\max} - V_g).$$

На рис. 3 представлен полученный таким образом график  $\bar{P}(V_g)$ . Видно, что нелинейность зависимости начинает проявляться с напряжений в районе  $10 \text{ V}$ , когда экспериментальная емкость уменьшится почти в 2 раза. Большие значения средней поляризации (вплоть до  $2 \cdot 10^7 \text{ V/cm}$ ) получаются из-за значительной величины параметра  $k \approx 922$ . Полученная экспериментальная зависимость  $\bar{P}(V_g)$  позволяет определить величину  $\frac{A}{P_0^2}$ .

Из выражения (14а) имеем:

$$\frac{A}{P_0^2} \cong \frac{h^2}{3(V_{g/\max} - V_g)^2} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^3 \frac{(k+1)}{(k+3)} \times \left(\frac{C_{\max}}{C} - 1\right) \left\{ 1 + \frac{(k+4)}{3(k+3)} \left[ \frac{C_{\max}}{C(V_g)} - 1 \right] \right\}^2.$$

График зависимости правой части данного выражения от напряжения показан на рис. 4. При его анализе нужно помнить, что он построен в предположении об однородном распределении поляризации по образцу; вертикальные прямые на рис. 4 ограничивают внутри себя область, где условия однородности не выполняются. При больших напряжениях найденная величина  $\frac{A}{P_0^2}$  изменяется с напряжением до 60%. Это указывает на недостаточно высокую точность проведенных измерений. Отметим, что экспериментальные значения параметра  $P_0$  оказываются в 5–10 раз больше полученных при численной оценке (величина параметра  $A$  порядка единицы [6]). Данное обстоятельство связано с тем, что в оценочных расчетах в качестве характерного размера кристаллической ячейки  $a$  принималась довольно большая величина:  $5 \text{ \AA}$ . Ее уменьшение в два раза практически уравнивает экспериментальный и оценочный результаты.

## 5. Заключение

Таким образом, в параэлектрическом состоянии структур металл–BSTO–металл из экспериментальных ВФХ можно выделить зависимости поляризации сегнетоэлектрической пленки от внешнего напряжения и определить значения параметров теории фазовых переходов второго рода Гинзбурга–Ландау для исследованных объектов. Отметим, что параметры  $N$  и  $P_m$ , характеризующие неоднородность распределения поляризации по толщине пленки, в типичных для эксперимента условиях  $\frac{AkP_m^2}{4\pi P_0^2} \ll 1$  входят в выражения для измеряемых величин только в виде малых добавок. Поэтому их определение — это задача других исследований, например, изучение проводящих свойств пленок BSTO.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проекты РФФИ: № 18-29-11029, № 19-07-00271, № 19-29-03042).

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] А.П. Барабан, В.В. Булавинов, П.П. Коноров. Электроника слоев на кремнии. Изд-во ЛГУ, Л. (1988). 303 с.
- [2] V.R. Mudinepalli, L.Feng, W.-C Lin., B.S. Murty. *J. Adv. Ceram.* **4**, 46 (2015).
- [3] К.А. Воротилов, В.М. Мухортов, А.С. Сигов. Интегрированные сегнетоэлектрические устройства. Под ред. РАН А.С. Сигова. Энергоатомиздат, М. (2011). 175 с.
- [4] H. Kawano, K. Morii, Y. Nakayama. *J. Appl. Phys.* **73**, 10, 5141 (1993).
- [5] S. Ezhilvalavan, Tseung-Yuen Tseng Review. *Mater. Chem. Phys.* **65**, 227 (2000).
- [6] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика Электродинамика сплошных сред. Т. VIII. Наука, М. (1982). 623 с.
- [7] K.V. Reich, M. Schechter, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. B* **91**, 115303 (2015).
- [8] S.Y. Wang, B.L. Cheng, C. Wang, S.Y. Dai, H.B. Lu, Y.L. Zhou, Z.H. Chen, G.Z. Yang. *Appl. Phys.* **81**, 1265 (2005).
- [9] М.С. Иванов, М.С. Афанасьев. *ФТТ* **51**, 7, 1259 (2009).
- [10] Д.А. Киселев, М.С. Афанасьев, С.А. Левашов, Г.В. Чучева. *ФТТ* **57**, 6, 1134 (2015).
- [11] Е.И. Гольдман, А.Г. Ждан, Г.В. Чучева. *ПТЭ* **6**, 110 (1997).
- [12] Н.Н. Антонов, И.М. Бузин, О.Г. Вендик. Сегнетоэлектрики в технике СВЧ. Сов. радио, М. (1979). 272 с.
- [13] M. Acosta, N. Novak, V. Rojas, S. Patel, R. Vaish, J. Koruza, G.A. Rossetti, J. Rödel. *Appl. Phys. Rev.* **4**, 041305 (2017).
- [14] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. Атомиздат, М. (1976). 1008 с.

Редактор Т.Н. Василевская