

## **ФИЗИКА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ**

УДК 537.226.4

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ЦТС МЕТОДОМ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ТЕПЛОВОЙ ВОЛНЫ**

**О. В. Малышкина<sup>1</sup>, А. А. Мовчикова<sup>1</sup>, О. Н. Калугина<sup>1</sup>,  
Б. Б. Педько<sup>1</sup>, В. А. Головнин<sup>2</sup>, А. В. Дайнеко<sup>2</sup>, В. А. Марченко<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Тверской государственный университет, Тверь

<sup>2</sup> НИИ «ЭЛПА», Зеленоград

<sup>3</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и  
особочистых материалов РАН, Черноголовка

В работе подробно рассмотрены методы применения пироэффекта для изучения тонкопленочных сегнетоактивных материалов. Представлены результаты исследований профиля поляризации в пьезоэлектрических керамических пленках на основе титаната-цирконата свинца. Проведено сравнение результатов математического моделирования с реальным физическим экспериментом. Показано влияние толщинного эффекта на теплофизические характеристики данных материалов.

**Ключевые слова:** пьезоэлектрические поликристаллические пленки, поляризация, пироэлектрический эффект

**Введение.** Использование пироэлектрических методов позволяет анализировать состояние поляризации в полярном материале не только обратным методом, когда профиль пироэлектрического коэффициента рассчитывается по экспериментальным данным: частотным зависимостям пиротока (the Laser Intensity Modulation Method – LIMM) [1-10] или временной зависимости пироотклика (Thermal Square Wave Method at single-frequency – TSWM) [11-13], но и прямым методом. Последний состоит в том, что в образце задается известное распределение поляризации по толщине образца и, с его учетом, производится расчет пироотклика. Этот метод имеет более простой математический аппарат, он позволяет анализировать характер распределения поляризации в сегнетоэлектрике путем сравнения расчетных зависимостей пироотклика с наблюдаемыми в эксперименте [14-17]. Поскольку тонкопленочные материалы имеют ряд особенностей, то для их исследований оба подхода одинаково актуальны. В частности, при анализе пироотклика тонкопленочных материалов, нанесенных на подложку, необходимо учитывать, что тепловые свойства каждого слоя (такие, как теплопроводность, теплоемкость, температуропроводность) могут существенно различаться.

**Применение TSW метода к исследованию тонкопленочных материалов.** Для анализа состояния поляризации в таких структурах, необходимо рассматривать распространение тепла в системе пленка – подложка.

Авторами [18] получено такое распределение температуры, но ими выбраны не вполне корректное граничное условие  $\Delta T = 0$  на тыльной стороне подложки. Это условие практически трудно достижимо [19]. Более подходящим является условие  $\partial T / \partial t = const$ . Действительно, расчет форм пироотклика пленок с использованием формул из [18] не согласуется с экспериментально наблюдаемыми, тогда как замена граничного условия позволяет получить расчетные формы пироотклика сопоставимые с экспериментом [20].

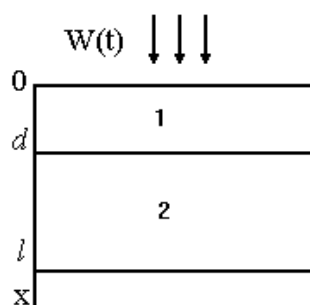


Рис. 1. Схематическое изображение системы пленка – подложка. 1 – сегнетоэлектрическая пленка, 2 – подложка

Рассмотрим систему пленка-подложка (рис. 1), на которую падает прямоугольно модулированная тепловая волна. Слой 1 – сегнетоэлектрическая пленка,  $d$  – толщина пленки; слой 2 – подложка, толщина подложки  $h = (l - d)$ .

В случае одномерной задачи (как показано на рис. 1) уравнения теплопроводности для каждого слоя могут быть записаны в виде:

$$\frac{\partial \Theta_1}{\partial t} = \alpha_1 \frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial x^2} \quad \text{при} \quad x = [0, d]$$

$$\frac{\partial \Theta_2}{\partial t} = \alpha_2 \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial x^2} \quad \text{при} \quad x = [d, l]$$
(1)

где  $\alpha_1$  – коэффициент тепловой диффузии сегнетоэлектрической пленки,  $\alpha_2$  – подложки. Решая эти уравнения с учетом граничных условий:

$$\begin{aligned}
 -k_1 \frac{\partial \Theta_1}{\partial x} \Big|_{x=0} + k_1 H_1 \Theta_1 \Big|_{x=0} &= W_o(t) \\
 k_1 \frac{\partial \Theta_1}{\partial x} \Big|_{x=d} &= k_2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} \Big|_{x=d} \\
 \Theta_1 \Big|_{x=d} &= \Theta_2 \Big|_{x=d} \\
 \frac{\partial \Theta_2}{\partial x} \Big|_{x=l} &= 0
 \end{aligned} \tag{2}$$

где  $k_1$  – коэффициент теплопроводности сегнетоэлектрической пленки,  $k_2$  – подложки,  $H_1 = 4\beta_o \sigma T_o^3 / k_1$  – характеризует потери на излучение,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана,  $T_o$  – температура окружающей среды, получаем для распределения температуры в пленке:

$$\begin{aligned}
 \Theta_1(x, t, \omega) = 2\beta_o W_o \frac{\tau}{T_m} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \exp(in\omega t) \times \right. \\
 \left. \left[ \left[ \frac{k_2 \Phi_2}{k_1 \Phi_1} th(\varphi_1 d) th(\varphi_2 d) + 1 \right] ch(\varphi_1 x) - \right. \right. \\
 \left. \left[ th(\varphi_1 d) + \frac{k_2 \Phi_2}{k_1 \Phi_1} th(\varphi_2 h) \right] sh(\varphi_1 x) \right] \times \left[ k_1 \Phi_1 \left[ th(\varphi_1 d) + \frac{k_2 \Phi_2}{k_1 \Phi_1} th(\varphi_2 h) \right] + \right. \\
 \left. \left. k_1 H_1 \left[ 1 + \frac{k_2 \Phi_2}{k_1 \Phi_1} th(\varphi_1 d) th(\varphi_2 h) \right] \right]^{-1} \right\}
 \end{aligned} \tag{3}$$

или в подложке:

$$\begin{aligned}
 \Theta_2(x, t, \omega) = 2\beta_o W_o \frac{\tau}{T_m} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \exp(in\omega t) \times \right. \\
 \left. \times \frac{ch[\varphi_2(d+h-x)]}{k_2 \Phi_2 \left[ ch(\varphi_1 d) + \frac{H_1}{\Phi_1} sh(\varphi_1 d) \right] \times sh(\varphi_2 h) + k_2 \Phi_2 \left[ \frac{k_1 H_1}{k_2 \Phi_2} ch(\varphi_1 d) + \frac{k_1 \Phi_1}{k_2 \Phi_2} sh(\varphi_1 d) \right] \times ch(\varphi_2 h)} \right\}
 \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь  $\varphi_j = (1+i)\sqrt{n\omega/2\alpha_j}$ ,  $\beta_o$  – коэффициент поглощения теплового потока.

Пироотклик пленки получаем, решая, с учетом (3), следующее уравнение для среднего по толщине образца значения пиротока в условиях модуляции теплового потока:

$$I(t, \omega) = \frac{S}{d} \gamma_{film} \int_0^d \frac{\partial \Theta(x, t, \omega)}{\partial t} dx \quad (5)$$

где  $S$  – площадь освещаемого электрода,  $d$  – толщина пленки,  $\gamma_{film}$  – пироккоэффициент пленки,  $\Theta(x, t, \omega)$  – температура в момент времени  $t$  в точке образца с координатой  $x$ .

$$I_{film} = \frac{\beta_o W_o S \gamma_{nl}}{c_1 d} \operatorname{Re} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \exp(in\omega t) \left[ sh(\varphi_1 d) \left[ 1 + \frac{k_2 \varphi_2}{k_1 \varphi_1} th(\varphi_1 d) th(\varphi_2 h) \right] - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left[ ch(\varphi_1 d) - 1 \right] \times \left[ th(\varphi_1 d) + \frac{k_2 \varphi_2}{k_1 \varphi_1} th(\varphi_2 h) \right] \right] \times \right. \\ \left. \left[ th(\varphi_1 d) + \frac{k_2 \varphi_2}{k_1 \varphi_1} th(\varphi_2 h) + \right. \right. \\ \left. \left. \frac{H_1}{\varphi_1} \left[ 1 + \frac{k_2 \varphi_2}{k_1 \varphi_1} th(\varphi_1 d) th(\varphi_2 h) \right] \right]^{-1} \right\} \right] \quad (6)$$

Здесь  $c_1 = k_1 / \alpha_1$  – теплоемкость единицы объема. При выводе (11) полагаем  $\tau = \tau_m / 2$ .

На практике возможна ситуация, когда несегнетоэлектрическая пленка (или деполяризованная сегнетоэлектрическая пленка) расположена на подложке из сегнетоэлектрического материала. В этом случае в уравнении (5) должны поменяться пределы интегрирования:

$$I(t, \omega) = \frac{S}{d} \gamma \int_0^h \frac{\partial \Theta(x, t, \omega)}{\partial t} dx. \quad (7)$$

Решая это уравнение с учетом

$$\gamma(x) = \begin{cases} 0, & x \in [0; d] \\ \gamma_{fer}, & x \in [d; d+h] \end{cases} \quad (8)$$

получим для пиротока сегнетоэлектрической подложки:

$$I_{substr} = \frac{S \beta_o W_o \gamma}{c_2 (d+h)} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \exp(in\omega t) \times \right. \right. \\ \left. \left. \frac{sh[\varphi_2 h]}{\left[ ch(\varphi_1 d) + \frac{H_1}{\varphi_1} sh(\varphi_1 d) \right] \times sh(\varphi_2 h) + \left[ \frac{k_1 H_1}{k_2 \varphi_2} ch(\varphi_1 d) + \frac{k_1 \varphi_1}{k_2 \varphi_2} sh(\varphi_1 d) \right] \times ch(\varphi_2 h)} \right] \right\} \quad (9)$$

В процессе изготовления тонкопленочные материалы, как правило, наносятся на специальные подложки, что исключает возможность проводить измерения с двух сторон образца, а затем "сшивать" полученные координатные зависимости пироккоэффициента по центру, как делается для объемных материалов. Измерение только с одной стороны имеет тот недостаток, что тепловые волны сильно затухают при прохождении в вещество [19, 21, 22], и у сигнала с дальней половины исследуемого образца шумовая составляющая записываемого на АЦП пиронапряжения сравнима с полезным сигналом или даже превосходит его. Таким образом, если при использовании TSW-метода для исследования объемных материалов выбор частоты, на которой проводятся измерения, обусловлен условием, что тепловая волна не должна выходить за пределы образца [13], то при исследовании пленок такое условие может значительно снизить качество полезного отклика. В этом случае необходимо использовать более низкие частоты, чтобы энергия тепловой волны не успела рассеяться при достижении волной тыльной части образца.

Вывод формулы для расчета координатной зависимости эффективного значения пироккоэффициента пленок, нанесенных на подложку аналогичен проведенному в работе [12], только при учете распределения температуры в пленке используется уравнение (11). В результате для  $\gamma_{eff}(x)$  имеем:

$$\gamma_{eff}(x) = \frac{2U(t)c_1}{\beta_o W_o SR_{OA}} \left( \operatorname{Re} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left( \frac{\sin(n\omega\tau/2)}{n\omega\tau/2} \right)^2 \frac{1}{t\sqrt{\pi\alpha_1 f}} \times \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left[ \operatorname{sh}(\varphi_1 2t\sqrt{\pi\alpha_1 f}) \left[ 1 + \frac{k_2\varphi_2}{k_1\varphi_1} \operatorname{th}(\varphi_1 d) \operatorname{th}(\varphi_2 h) \right] - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left[ \operatorname{ch}(\varphi_1 2t\sqrt{\pi\alpha_1 f}) - 1 \right] \times \left[ \operatorname{th}(\varphi_1 d) + \frac{k_2\varphi_2}{k_1\varphi_1} \operatorname{th}(\varphi_2 h) \right] \right] \div \left[ \operatorname{th}(\varphi_1 d) + \frac{k_2\varphi_2}{k_1\varphi_1} \operatorname{th}(\varphi_2 h) + \right. \right. \\ \left. \left. \left. \frac{H_1}{\varphi_1} \left[ 1 + \frac{k_2\varphi_2}{k_1\varphi_1} \operatorname{th}(\varphi_1 d) \operatorname{th}(\varphi_2 h) \right] \right] \right] \right] \right)^{-1} \quad (10)$$

Здесь  $U(t)$  – записанный в режиме реального времени пирокотклик,  $R_{OA}$  – сопротивление обратной связи ОУ,  $t$  – время, за которое фронт температурой волны в веществе проходит на глубину  $x$ , равную:

$$x = \sqrt{\frac{2\alpha t}{\pi}} \quad (11)$$

Для расчета используется пироотклик за полупериод (т.е. в световой или темновой промежутке).

В эксперименте, при уменьшении толщины исследуемого образца, необходимо увеличивать частоту модуляции теплового потока. Чтобы расширить диапазон рабочих частот в экспериментальной установке для TSW-метода и производить запись временной зависимости пиротока на высоких частотах, разработан новый преобразователь ток-напряжение на базе операционного усилителя AD 822, рабочая частота которого, при коэффициенте усиления 25 В/мкА, составляет не 1 кГц, как у OP297 [23], а 20кГц. Повышение частоты пропускания позволяет получать пироотклик с поверхностных слоев пленки (рис. 2). Увеличение собственного шума операционного усилителя, неизбежно возникающее при увеличении рабочей частоты, в данном случае оправдано, поскольку появляется возможность анализировать процессы, происходящие вблизи освещаемой поверхности. Вместо аналого-цифрового преобразователя (ЛА-70М4) [23] для записи сигнала использовался цифровой двухканальный запоминающий осциллограф GDS-2102, имеющий полосу пропускания до 100 МГц и частоту дискретизации до 1ГГц.

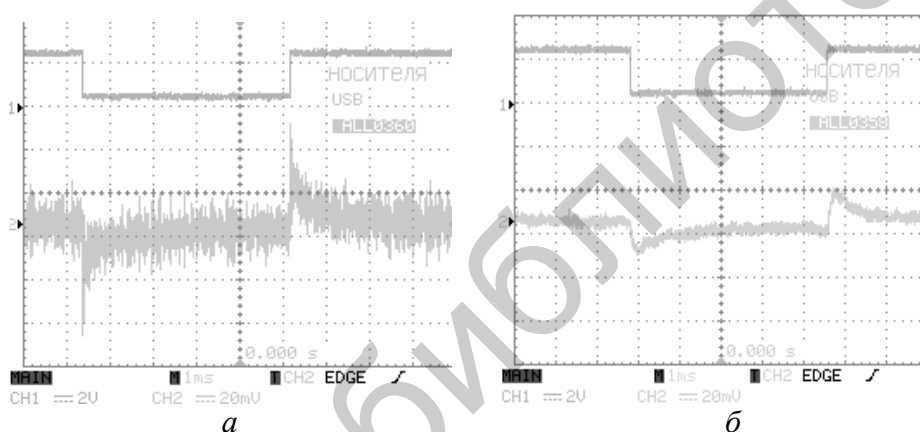


Рис. 2. Пироотклик с операционных усилителей AD822 (а) и OP297 (б). Сопротивление обратной связи  $R_{OA}=25$  МОм

**Использование TSW метода для определения коэффициента тепловой диффузии сегнетоэлектрических пленочных материалов.** Уравнения (6) и (9) получены в предположении однородно поляризованных пленок. На практике поляризация тонких поликристаллических пленок действительно более однородна по сравнению с массивными образцами. Это реализуется, во-первых, за счет их малой толщины, и, во-вторых, при напылении пленок на подложку, которая оказывает ориентационное действие на вектор поляризации в кристаллитах, образующих пленку.

Таким образом, полагая поляризацию пленки однородной, можно анализировать другие физические свойства пленок путем сравнение расчетной формы пиротока с наблюдаемой в эксперименте.

Имеются две физические характеристики, оказывающие значительное влияние на форму пиротоклика – это толщина пленки и коэффициент тепловой диффузии (температуропроводность). Зная одну из них, другую можно оценить из сравнения расчетных и экспериментальных форм пиротоклика.

Поскольку на настоящий момент отсутствуют простые и надёжные методики по определению коэффициента тепловой диффузии тонкопленочных материалов, то определение именно этой величины представляет значительный интерес.

На примере кристалла танталата лития, имеющего однородное распределение поляризации по толщине образца, в работе [17] было показано, что в однородно поляризованных сегнетоэлектриках при использовании прямоугольной модуляции теплового потока пиротоклик будет иметь прямоугольную форму только при частотах

$$f > \frac{\alpha}{(d/3)^2 \pi} . \quad (12)$$

Таким образом, фиксируя форму пиротоклика на разных частотах, можно оценить значение коэффициента тепловой диффузии по формуле:

$$\alpha \approx \left(\frac{d}{3}\right)^2 \pi f \quad (13)$$

В качестве примера на рис. 3 показаны формы пиротокликов пьезокерамической пленки ЦТС-19 толщиной 240 мкм, полученные на разных частотах модуляции теплового потока. Оценка коэффициента тепловой диффузии по формуле (13) дает значение  $\alpha=1.0 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ . В то же время для массивных образцов керамики ЦТС-19  $\alpha=3.3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Для выяснения корректности определения коэффициента тепловой диффузии по формуле (13), воспользуемся прямым методом TSW, описанным выше, и сравним расчетные и экспериментальные формы пиротоклика. На рис. 4 представлены формы пиротоклика рассчитанные для частоты 3Гц по формуле (6) при  $\alpha=3.3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  (рис. 4, а) и  $\alpha=1.0 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  (рис. 4, б).

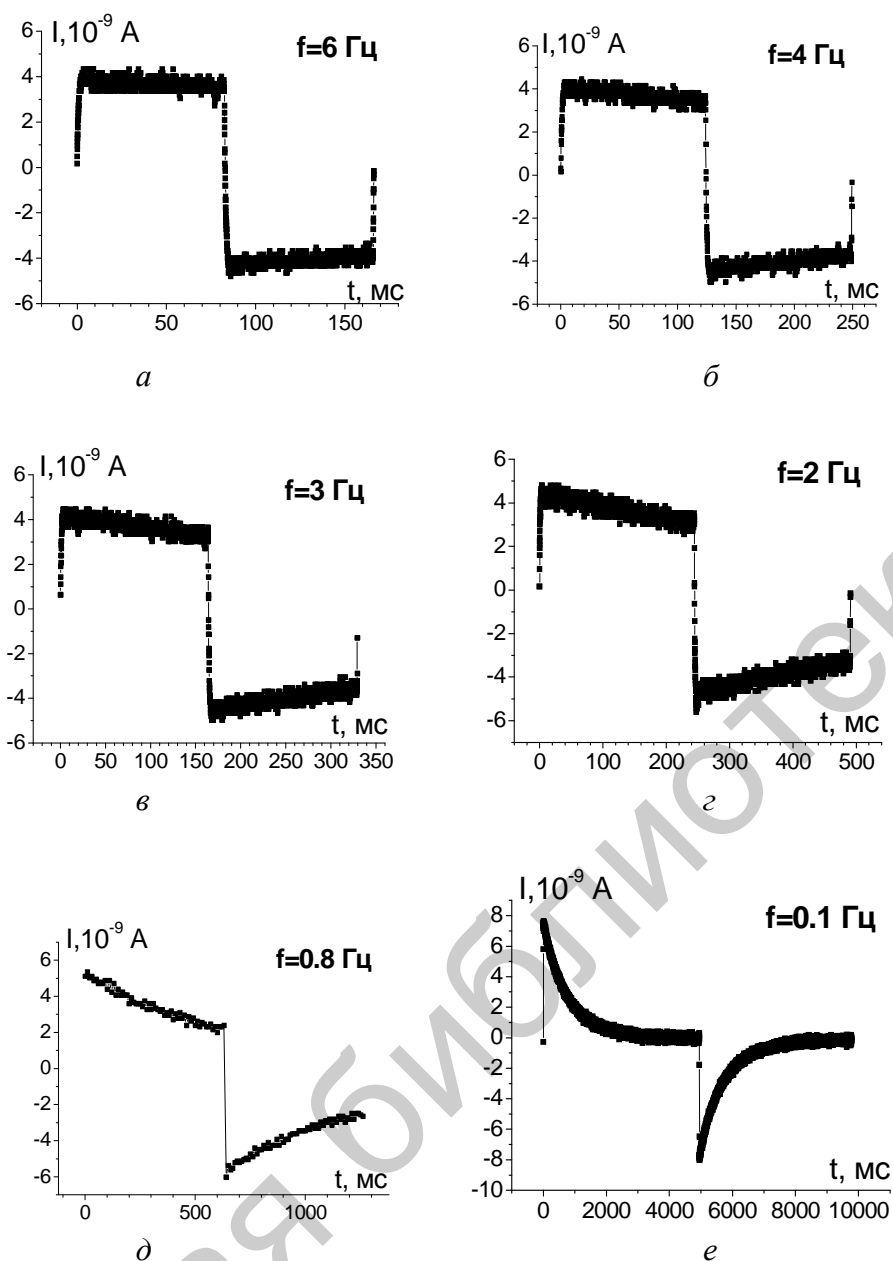


Рис. 3. Экспериментально наблюдаемые формы пироотклика пленочной керамики ЦТС-19. Частоты 6 (а), 4 (б), 3 (в), 2 (г), 0,8 (д) и 0,1 Гц (е)

Из сравнения расчетных форм (рис. 4) с экспериментально наблюдаемым пирооткликом (рис. 3, в) видно, что хорошее согласие расчета и эксперимента наблюдается при  $\alpha=1.0 \cdot 10^{-7}$   $\text{м}^2/\text{с}$  (рис. 3, б), следовательно, именно это значение коэффициента тепловой диффузии



характеризует распространение тепловой волны в пленочной керамике ЦТС-19 толщиной 240 мкм.

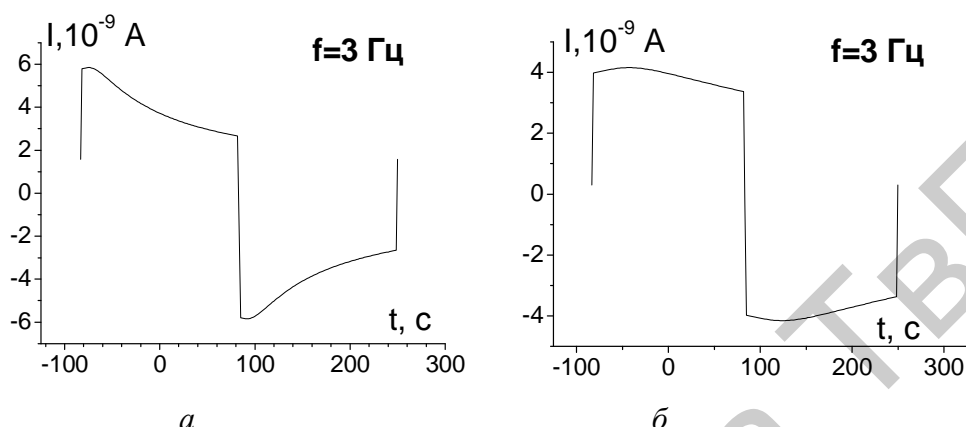


Рис. 4. Расчетные формы пироотклика для керамики ЦТС-19 при  $d = 240$  мкм,  $f = 3$  Гц.  $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  (а),  $\alpha = 1,0 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  (б)

На рис. 5 представлены экспериментальная (рис. 5, а) и рассчитанные (рис. 5, б, в, г) формы пироотклика для пленки ЦТС толщиной 400 нм, полученной магнетронным распылением на кремниевой подложке (толщина подложки 300 мкм). Расчеты проводились для значений коэффициентов тепловой диффузии массивного образца ЦТС ( $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  (г)), пленки ЦТС толщиной 240 мкм ( $\alpha = 1,0 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  (в) и подбирались для соответствия расчетной формы пироотклика экспериментальному ( $\alpha = 0,006 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$  (б).

Поскольку частота, на которой необходимо проводить измерения в TSW методе для определения профиля поляризации сегнетоэлектрических материалов, прямо пропорциональна коэффициенту тепловой диффузии [13]

$$f = \frac{\alpha}{\pi d^2}, \quad (14)$$

то данное свойство, а именно, уменьшение коэффициента тепловой диффузии с уменьшением толщины пленки, увеличивает возможности TSW метода для измерения наномасштабных объектов. Ранее частота для измерения рассчитывалась по значению коэффициента тепловой диффузии массивных образцов, которая, как показано выше, может быть на несколько порядков больше, чем у тонкопленочных материалов. Так, для пленки толщиной 400 нм необходимая частота считалась равной 200 кГц, в результате делался вывод о техническом ограничении на толщину исследуемых материалов (разработанные на настоящий момент преобразователи ток-напряжение позволяют

работать до частот 10 кГц). С учетом последних оценок коэффициента тепловой диффузии она равна 1200 Гц, что делает возможным исследовать профили поляризации пленок таких толщин.

**Расчет профиля поляризации пленок ЦТС.** Профиль поляризации рассчитывался по методике, описанной выше. Исследовались: пленочный образец керамики ЦТС полученный технологией литья тонких пленок толщиной 240 мкм (рис. 6, а) и тонкопленочный образец керамики ЦТС, напыленный на кремниевую подложку методом магнетронного распыления, толщиной 0,4 мкм (рис. 6, б).

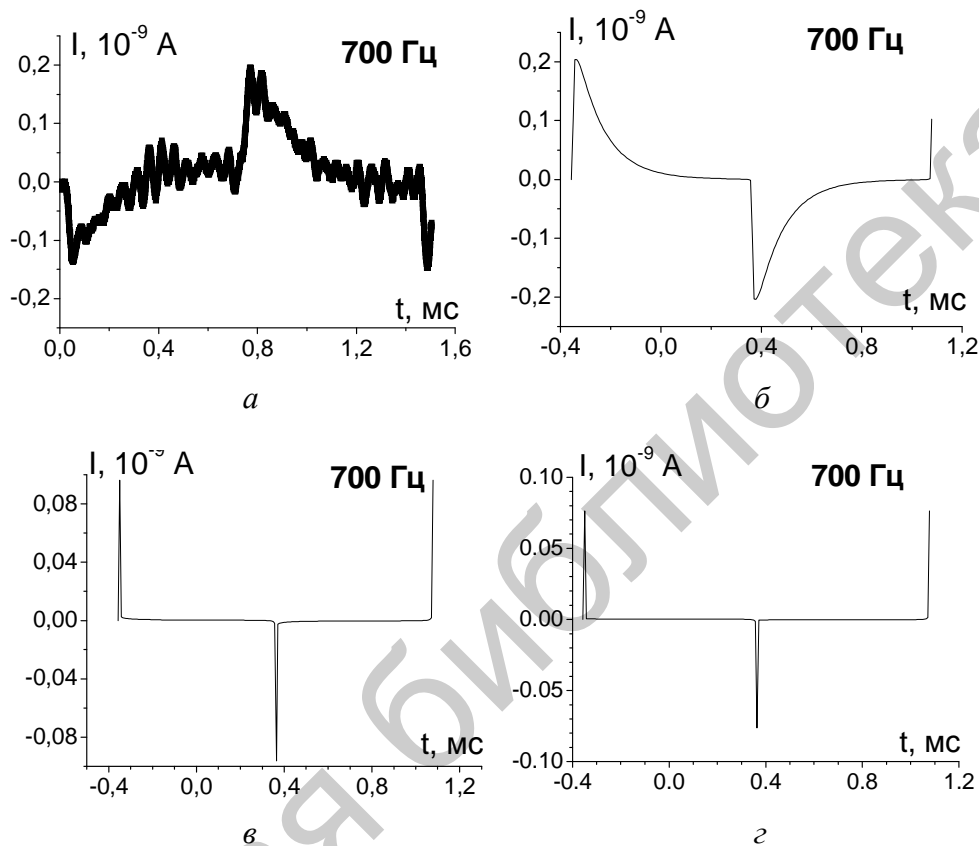


Рис. 5. Экспериментально наблюдаемая (а) и расчетные (б, в, г) формы пироотклика пленки ЦТС ( $d = 400$  нм) на кремниевой подложке. Частота 700 Гц.  $\alpha = 0,006 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{с}$  (б),  $\alpha = 1,0 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{с}$  (в);  $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2 / \text{с}$  (г)

Пироотклик для расчета профиля поляризации регистрировался на частотах 0,5 и 1000 Гц соответственно для пленок №1 и №2. Определение частот производилось по формуле (14). Графики распределения поляризации по толщине образцов представлены на

рис. 7. Значение пирокoeffициента, рассчитанное независимым образом, составляет:  $\gamma_{\text{№1}} = 2,9 \cdot 10^{-4}$  Кл/м<sup>2</sup>К и  $\gamma_{\text{№2}} = 1,3 \cdot 10^{-4}$  Кл/м<sup>2</sup>К. Стрелкой показано направление поляризации в пленке. В пленке, полученной методом магнетронного распыления, поляризация направлена от кремниевой подложки к свободной поверхности пленки (рис. 7, б).

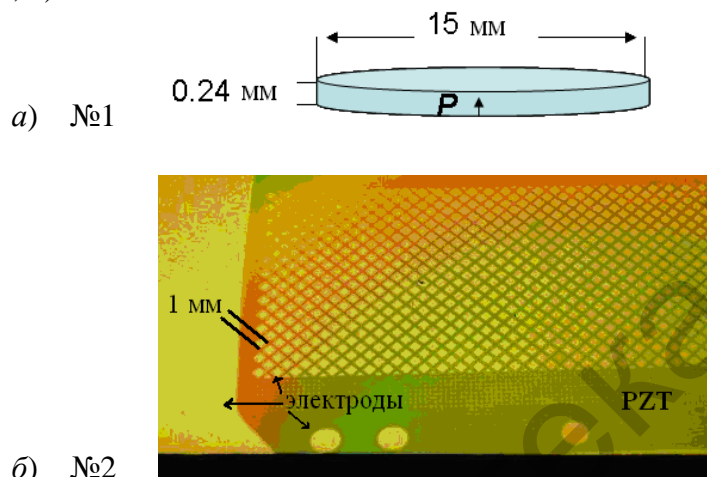


Рис. 6. Схематическое изображение (а) и внешний вид (б) образцов пленок ЦТС, используемых в эксперименте

При проведении измерений на сравнительно низких частотах, когда «плотность» шума операционного усилителя, используемого в преобразователе ток-напряжение, достаточно велика, и пиротклик имеет вид, показанный на рис. 3, при расчете профиля поляризации используется программное «сглаживание» шумовой полосы (рис. 7, а).

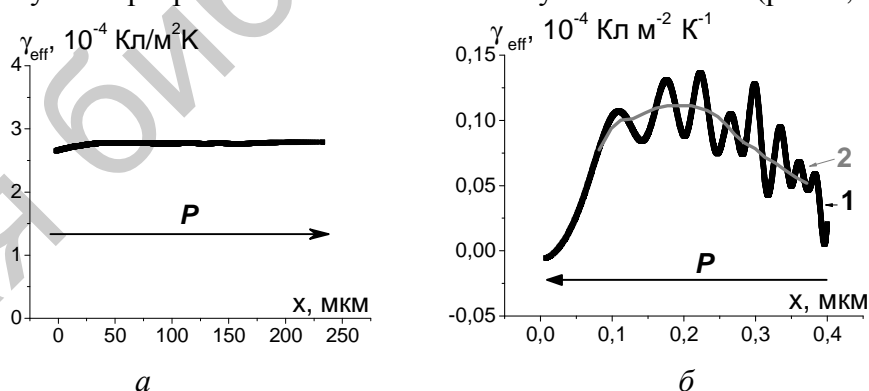


Рис. 7. Профиль поляризации пленок №1 (а) и №2 (б)

На высоких частотах шум разделяется на неправильную синусоиду (рис. 8), имеющую большое количество точек в периоде синусоиды, в результате стандартные программы «сглаживания» данных только уменьшают амплитуду шума, не убирая его полностью.

В результате при измерении на частотах 1000 Гц и более форма расчетного профиля поляризации содержит шумовую составляющую (рис. 7, б кривая 1). Кривая 2 на рис. 7, б (пленка №2) представляет вид профиля поляризации, «сглаженный» вручную.

Спад поляризации вблизи поверхности этой пленки, по всей видимости, обусловлен проникновением электрода в приповерхностную область, что хорошо видно на изображении свежего бокового скола этой структуры, полученного на атомно-силовом микроскопе (рис. 9).

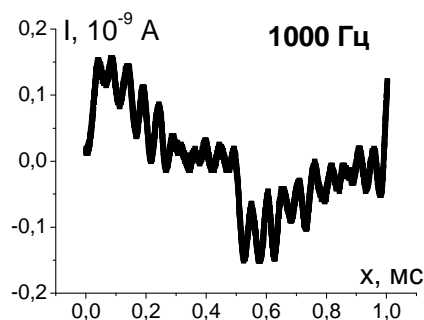


Рис. 8. Форма пиротока пленки №3, наблюдаемая на частоте 1000 Гц

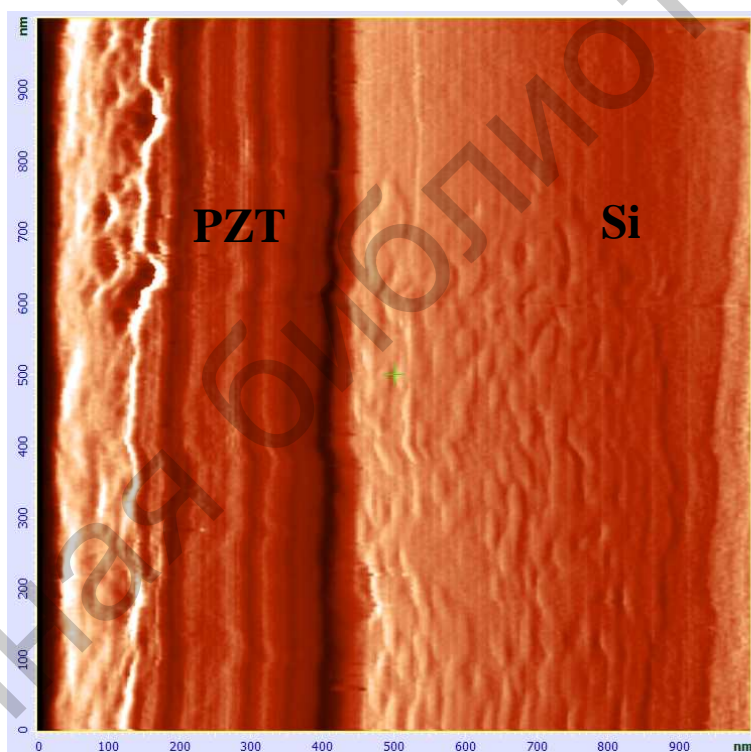


Рис. 9. Вид бокового скола структуры пленка ЦТС – подложка Si.  
Свободная граница пленки слева

Работа выполнена в рамках реализации Федеральной целевой программы "Научные и научно-педагогические кадры инновационной России" на 2009–2013 годы и при финансовой поддержке гранта РФФИ № 08-02-97502-р\_центр\_а.

**Список литературы:**

1. Ploss B. Thermal wave probing of pyroelectric distribution in the surface region of ferroelectric materials: A new method for analysis / B. Ploss, R. Emmerich, S. Bauer // *J. Applied. Physics*. 1992. V.72. P. 5363.
2. Lang S.B. A Technique for determination the polarization distribution in thin polymer electrets using periodic heating / S.B. Lang, D.K. Das Gupta // *Ferroelectrics*. 1981. V.39. P. 1249–1252.
3. Lang S.B. A New Technique for Determination of the Spatial Distribution of Polarization in Polymer Electrets / S.B. Lang, D.K. Das Gupta // *Ferroelectrics*. 1984. V.60. P. 23–36.
4. Lang S.B. Laser-intensity-modulation method: A technique for determination of spatial distributions of polarization and space charge in polymer electrets / S.B. Lang, D.K. Das-Gupta // *J. Appl. Phys*. 1986. V.59. P. 2151.
5. Lang S.B. New theoretical analysis for the Laser Intensity Modulation Method (LIMM) / S.B. Lang // *Ferroelectrics*. – 1990. – V.106. – P. 269-274.
6. Bauer S. Current practice in space charge and polarization profile measurements using thermal techniques / S. Bauer, S Bauer-Gogonea // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul*. 2003. V.10,N.5. P. 883–902.
7. Lang S.B. Laser intensity modulation method (LIMM): review of the fundamentals and a new method for data analysis / S.B. Lang // *IEEE Trans. Dielectr. Electr. Insul*. 2004. V.11,N.1. P. 883–902.
8. Бездетный Н.М. Исследование распределения поляризации в сегнетоэлектриках методом динамического пироэффекта / Н.М. Бездетный, А.Х. Зейналлы, В.Е. Хуторский // *Изв. Академии Наук СССР, серия физика*. 1984. Т.48. С. 200–203.
9. High frequency LIMM – a powerful tool for ferroelectric thin film characterization / T. Sandner, G. Suchanek, R. Koehler, A. Suchanek, G. Gerlach // *Integrated Ferroelectrics*. 2002. V.46. P. 243–257.
10. Lang S.B. Fredholm integral equation of the laser intensity modulation method (LIMM): Solution with the polynomial regularization and L-curve methods / S.B. Lang // *J. Mat. Sci*. 2006. V.41. P. 147–153.
11. Малышкина О.В. Расчет координатных зависимостей эффективного значения пирокоэффициента в условиях прямоугольной модуляции теплового потока с использованием цифровых методов обработки сигнала / О.В. Малышкина, А.А. Мовчикова // *ФТТ*. 2006. Т.48. В.6. P.965–967.
12. Малышкина О.В. Новый метод определения координатных зависимостей пиротока в сегнетоэлектрических материалах / О.В. Малышкина, А.А. Мовчикова, G. Suchanek // *ФТТ*. 2007. Т.49. В.11. С. 2045–2046.
13. Малышкина О.В. Метод тепловых волн как способ определения профиля поляризации в сегнетоэлектрических материалах / О.В. Малышкина, А.А. Мовчикова // *ФТТ*. 2009. Т.51. В.7. С. 1307–1309.

14. Zajosz HI, Grylka A. Thermally-Generated electric fields and the linear transient pyroelectric response. *Infrared Phys.* 1983;23: 271–276.
15. Богомолов А.А., Малышкина О.В. Поверхностный слой в кристаллах ДТГС. // Изв. РАН, сер. физ. 1993. N3. С.199–203.
16. Bogomolov AA, Malyshkina OV, Timonina AYU. Effect of polarization distribution during heat flux modulation on the pyroelectric current frequency dependence. *Proceedings of the Eleventh IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics, Montreux Switzerland, Aug 24-27. 1999: 191–194.*
17. О.В.Малышкина, А.А.Мовчикова, Н.Б.Прокофьева, О.Н.Калугина Физические и математические условия применения прямоугольной тепловой волны для исследования пирозффекта // Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2009. Выпуск 7. С. 48–62.
18. H.J.Zajosz. *Thin Solid Films* 62, 229 (1979).
19. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Мир, 1964. 488 с.
20. A. A. Bogomolov, O. V. Malyshkina, A. V. Solnyshkin, I. P. Raevsky, N. P. Protzenko, D. N. Sanjiev. *Journal of Korean Physical Society* **32**, S251 (1998).
21. Телегин А.С., Швыдкий В.С., Ярошенко Ю.Г. Тепло-массоперенос. М.: Академкнига, 2002. 455 с.
22. В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер. *Теплотехника. Высшая школа, М.* (2005). 671 с.
23. О.В. Малышкина, А.А. Мовчикова, Е.В. Барабанова, В.А. Головнин, А.В. Дайнеко, М.А. Соловьев, И.А.Эмбиль, С.И.Пугачев. Пирозлектрические свойства пьезокерамических материалов.// Вестник ТвГУ. Серия "Физика". 2010. Выпуск 8. С. 85–101.

#### **STUDY OF THE PIEZOCERAMIC PZT FILMS USING A SQUARE HEAT WAVE**

**O. V. Malyshkina<sup>1</sup>, A. A. Movchikova<sup>1</sup>, O. N. Kalugina<sup>1</sup>, B. B. Pedko<sup>1</sup>,  
V. A. Golovnin<sup>2</sup>, A. V. Daineko<sup>2</sup>, V. A. Marchenko<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> Tver State University

*Chair of Physics of Ferroelectrics and Piezoelectrics*

<sup>2</sup> Research institute "ELPA", Zelenograd

<sup>3</sup> Institute of Microelectronics Technology and  
High-Purity Materials RAS, Chernogolovka

In detail the methods for using the pyroelectric effect for the study of thin-film ferroelectric materials are examined. The results of studies of the polarization profile in the piezoelectric ceramic films based on lead zirconate titanate-lead are presented. It is realize the comparison of the results of mathematical modeling with real physical experiment. It is shown the effect of the thickness on the thermal characteristics of these materials.

**Keywords:** *piezoelectric polycrystalline films, polarization, pyroelectric effect*

*Об авторах:*

МАЛЫШКИНА Ольга Витальевна – доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры физики сегнетоэлектриков и пьезоэлектриков ТвГУ, *e-mail*: Olga.Malyshkina@tversu.ru;

МОВЧИКОВА Алёна Александровна – кандидат физ.-мат. наук, ведущий инженер кафедры физики сегнетоэлектриков и пьезоэлектриков ТвГУ;

КАЛУГИНА Ольга Николаевна – аспирант кафедры физической химии ТвГУ;

ПЕДЬКО Борис Борисович – кандидат физ.-мат. наук, профессор кафедры физики сегнетоэлектриков и пьезоэлектриков ТвГУ, *e-mail*: Boris.Pedko@tversu.ru;

ГОЛОВНИН Владимир Алексеевич – кандидат физ.-мат. наук, главный конструктор ОАО НИИ «ЭЛПА»;

ДАЙНЕКО Андрей Владимирович – зам. главного конструктора ОАО НИИ «ЭЛПА», директор Центра управления проектами;

МАРЧЕНКО Виктор Алексеевич – доктор физ.-мат. наук, заведующий лабораторией тонких плёнок.