

УДК 534.22

Р. М. Тазиев, А. С. Козлов, И. Л. Васильев

(Новосибирск)

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ
УПРУГИХ ПОСТОЯННЫХ ТАНТАЛАТА ЛИТИЯ
ИЗ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ
ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН**

Определены температурные коэффициенты упругих постоянных танталата лития из экспериментальной зависимости времени задержки поверхностных акустических волн (ПАВ) от температуры. Для измерения температурных коэффициентов времени задержки ПАВ разработан и использован новый метод, обеспечивающий высокую точность измерений температурных коэффициентов задержки первого (ТК31) и второго (ТК32) порядков 0,15 и 5 % соответственно.

Проблема определения (уточнения) температурной зависимости материальных постоянных среды по характеристикам распространяющейся в ней акустической волны актуальна по настоящее время. Поскольку задача определения полного набора материальных постоянных кристаллов чрезвычайно сложна, она решается комплексно, с привлечением различных хорошо отработанных методик [1]. Устройства на поверхностных акустических волнах (ПАВ) используют срезы таких пьезоэлектрических кристаллов, как α -кварц, ниобат лития (LiNbO_3) и танталат лития (LiTaO_3). Ранее для этих кристаллов упругие и пьезоэлектрические материальные постоянные и их температурные зависимости были измерены с помощью объемных акустических волн с привлечением других методик (измерения диэлектрических констант, ударного нагружения кристалла для определения некоторых пьезоконстант) [1]. С совершенствованием технологии изготовления ПАВ-устройств и развитием методов численного моделирования их характеристик стало очевидным, что некоторое наблюдаемое расхождение между результатами эксперимента и численного расчета их характеристик на ЭВМ [2] нельзя объяснить неадекватностью численной модели реальному ПАВ-устройству. Более вероятно, что во многих случаях оно обусловлено неточным знанием материальных постоянных пьезокристаллов и их температурных зависимостей. Поскольку в ПАВ-устройствах распространяется поверхностная акустическая волна в пьезокристалле, возникает естественный вопрос, нельзя ли использовать ПАВ для корректировки материальных постоянных пьезокристалла. Актуальность такого подхода очевидна, поскольку параметры ПАВ весьма сложным образом зависят от упругих и пьезоэлек-

трических постоянных кристалла, их определение возможно только с помощью ЭВМ. В отличие от случая объемных волн для ПАВ практически невозможно найти такие «чистые» направления распространения, где параметры волны зависели бы только от нескольких материальных постоянных кристалла. В этом и заключается особенность определения температурных коэффициентов материальных постоянных кристалла по температурной зависимости времени задержки ПАВ от направления распространения. Для уточнения материальных постоянных кристалла обычно достаточно выбрать несколько определенных срезов кристалла и получить температурную зависимость параметров ПАВ (фазовой скорости, коэффициента электро-механической связи и т. д.) от направления распространения волны в плоскостях этих срезов.

В настоящей работе мы используем нелинейный формализм [2] для описания распространения ПАВ на X -, Y -срезах пластин танталата лития, подвергнутых однородной температурной деформации. Методом наименьших квадратов определяем температурные производные упругих постоянных танталата лития из экспериментальной зависимости времени задержки ПАВ от температуры. Для измерения температурного коэффициента времени задержки (ТКЗ) поверхностных акустических волн в танталате лития нами разработан и использован новый высокочувствительный метод. Из измеренной зависимости времени задержки ПАВ от температуры мы определили температурные коэффициенты материальных постоянных танталата лития.

Распространение ПАВ в предварительно деформированной среде описывается уравнениями движения для малых динамических полей волны, накладываемых на основное поле температурной деформации кристалла [2–4]:

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial(\tilde{t}_{ij} + \alpha_{ij}^\theta \tilde{t}_{jk})}{\partial a_j}, \quad \frac{\partial \tilde{D}_m}{\partial a_m} = 0 \quad (1)$$

и линейными материальными соотношениями:

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{ij} &= \hat{C}_{ijkl}^\theta \tilde{\eta}_{kl} - \hat{e}_{nij}^\theta \tilde{E}_n, & \tilde{D}_m &= \hat{e}_{mkl}^\theta \tilde{\eta}_{kl} + \hat{\epsilon}_{mn}^\theta \tilde{E}_n, \\ \tilde{\eta}_{ij} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial a_j} + \frac{\partial u_j}{\partial a_i} + \alpha_{ik}^\theta \frac{\partial u_k}{\partial a_j} + \alpha_{jk}^\theta \frac{\partial u_k}{\partial a_i} \right), & \tilde{E}_n &= -\frac{\partial \varphi}{\partial a_n}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ρ_0 – плотность; \tilde{D}_m , \tilde{E}_m – векторы электрической индукции и электрического поля; \tilde{t}_{ij} и $\tilde{\eta}_{ij}$ – компоненты термодинамического тензора напряжений и тензора деформации соответственно; φ и u_i – электрический потенциал и компоненты вектора смещения волны; \hat{C}_{ijkl}^θ , \hat{e}_{ikl}^θ , $\hat{\epsilon}_{ij}^\theta$ – эффективные упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные кристалла соответственно. Они выражаются через другие фундаментальные материальные постоянные кристалла:

$$\begin{aligned} \hat{C}_{ijkl}^\theta &= C_{ijkl}^\theta + C_{ijklmn}^\theta \alpha_{mn}^\theta, & \hat{e}_{mij}^\theta &= e_{mij}^\theta + e_{mklj}^\theta \alpha_{kl}^\theta, \\ \hat{\epsilon}_{mn}^\theta &= \epsilon_{mn}^\theta + f_{mnij}^\theta \alpha_{ij}^\theta, & \alpha_{ij}^\theta &= \alpha_{ij}^{(1)} \theta + \alpha_{ij}^{(2)} \theta^2. \end{aligned}$$

Здесь предполагается разложение фундаментальных материальных констант в окрестности $T = T_0$ в ряд по $\theta = T - T_0$: $X^\theta = X^{(0)} + X^{(1)}\theta + X^{(2)}\theta^2 + \dots$; $C_{ijkl}^\theta, e_{ikl}^\theta, \epsilon_{ij}^\theta$ – упругие постоянные, пьезоэлектрические и диэлектрические константы соответственно; $C_{ijklmn}^\theta, e_{iklmn}^\theta, f_{ijmn}^\theta$ – нелинейные упругие постоянные, нелинейные пьезоконстанты и постоянные электрострикции; $\alpha_{ij}^{(n)}$ – постоянные теплового расширения кристалла.

Для вычисления температурной зависимости параметров ПАВ удобно записать систему уравнений (1), (2) как задачу на собственные значения для ПАВ [5]. Полагая, что решение ПАВ $(\mathbf{u}, \varphi) \propto \exp(ik(a_1 + pa_3 - VT))$, получим систему на собственные значения p :

$$Q\mathbf{u} = p\mathbf{u}, \quad (3)$$

где

$$Q = \begin{pmatrix} -B^\top A^{-1} & -D + B^\top A^{-1} B + \rho_0 V^2 E' \\ A^{-1} & -A^{-1} B \end{pmatrix},$$

$$A = SA'S, \quad B = SB'S, \quad D = SD'S, \quad E' = \delta_{ij}, \quad i=1, \dots, 3, \quad j=1, \dots, 3,$$

$$A' = \begin{pmatrix} \hat{C}_{33}^\theta & \hat{C}_{34}^\theta & \hat{C}_{35}^\theta & \hat{e}_{33}^\theta \\ \hat{C}_{34}^\theta & \hat{C}_{44}^\theta & \hat{C}_{45}^\theta & \hat{e}_{34}^\theta \\ \hat{C}_{35}^\theta & \hat{C}_{45}^\theta & \hat{C}_{55}^\theta & \hat{e}_{35}^\theta \\ \hat{e}_{33}^\theta & \hat{e}_{34}^\theta & \hat{e}_{35}^\theta & -\hat{\epsilon}_{33}^\theta \end{pmatrix}, \quad B' = \begin{pmatrix} \hat{C}_{35}^\theta & \hat{C}_{36}^\theta & \hat{C}_{13}^\theta & \hat{e}_{13}^\theta \\ \hat{C}_{45}^\theta & \hat{C}_{46}^\theta & \hat{C}_{14}^\theta & \hat{e}_{14}^\theta \\ \hat{C}_{55}^\theta & \hat{C}_{56}^\theta & \hat{C}_{15}^\theta & \hat{e}_{15}^\theta \\ \hat{e}_{35}^\theta & \hat{e}_{36}^\theta & \hat{e}_{31}^\theta & -\hat{\epsilon}_{13}^\theta \end{pmatrix},$$

$$D' = \begin{pmatrix} \hat{C}_{55}^\theta & \hat{C}_{56}^\theta & \hat{C}_{15}^\theta & \hat{e}_{15}^\theta \\ \hat{C}_{56}^\theta & \hat{C}_{66}^\theta & \hat{C}_{16}^\theta & \hat{e}_{16}^\theta \\ \hat{C}_{15}^\theta & \hat{C}_{16}^\theta & \hat{C}_{11}^\theta & \hat{e}_{11}^\theta \\ \hat{e}_{15}^\theta & \hat{e}_{16}^\theta & \hat{e}_{11}^\theta & -\hat{\epsilon}_{11}^\theta \end{pmatrix}, \quad S = \begin{pmatrix} 1 + \alpha_{33}^\theta & \alpha_{23}^\theta & \alpha_{13}^\theta & 0 \\ \alpha_{23}^\theta & 1 + \alpha_{22}^\theta & \alpha_{12}^\theta & 0 \\ \alpha_{13}^\theta & \alpha_{12}^\theta & 1 + \alpha_{11}^\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

δ_{ij} – символ Кронекера, индекс «т» обозначает транспонирование матрицы, собственный вектор $\mathbf{u} = [S\{t_{3j}/ik, D_3/ik\}, u_j, \varphi], j=3, 2, 1$. Здесь ось a_3 направлена вдоль внешней нормали к плоскости поверхности кристалла, а ось a_1 – вдоль направления распространения ПАВ в этой плоскости, p – коэффициент спадания парциальной волны ПАВ, k – волновое число, V – фазовая скорость ПАВ.

Удовлетворяя граничным условиям на свободной поверхности кристалла, определяем скорость поверхностной волны при начальной температуре T_0 и текущей температуре T кристалла. Следует отметить, что члены $\alpha_{ik} \partial u_k / \partial a_j$ в выражении (2) для тензора деформации η_{ij} учитывают все изменения в конфигурации анизотропной среды, связанные со статической деформацией (в частности, изменение формы исследуемого образца – растяжение и поворот элементарных линий, параллельных ребрам образца). Все

чисто геометрические эффекты в выражении для ТКЗ ПАВ учитываются автоматически. Вследствие этого в расчетных выражениях для ТКЗ геометрические размеры заданы в исходном состоянии (при комнатной температуре) [1]:

$$\text{ТКЗ} = [\tau(T) - \tau_0(T_0)] / \tau_0(T_0) / (T - T_0) = \text{ТКЗ1} + \theta \text{ТКЗ2} = -\Delta V / V_0 / (T - T_0),$$

где τ_0 – время задержки, V_0 – скорость ПАВ при начальной температуре T_0 , $\text{ТКЗ1} = \partial\tau(T) / \partial T$, $\text{ТКЗ2} = 1/2 \partial^2\tau(T) / \partial T^2$.

Исследование угловых зависимостей ТКЗ ПАВ было выполнено на линиях задержки, изготовленных на X - и Y -срезах подложек из танталата лития. Каждая линия задержки имела два встречно-штыревых преобразователя (ВШП) ПАВ с четырьмя штырями на длину периода электродной структуры ВШП. Апертура каждого преобразователя 2 мм. Расстояние между центрами возбуждающего и принимающего преобразователей 11 мм или приблизительно 1100 длин волн ПАВ на рабочей частоте 300 МГц. Ширина электрода и зазора между соседними электродами 4 мкм. Угол между кристаллографической осью Y подложки и электродной структурой ВШП измеряли с помощью оптического микроскопа с погрешностью $0,1^\circ$. Схема экспериментальной структуры показана на рис. 1.

Генератор прямоугольных импульсов модулирует выходной сигнал генератора высокой частоты. Этот сигнал подается на входной преобразователь линии задержки и через сопротивление R_1 – на вход осциллографа. Сопротивление R_1 – часть цепи делителя, который состоит из сопротивления R_0 , выходной емкости преобразователя и входного сопротивления осциллографа. Частота и длительность импульса генератора импульсов подбирались таким образом, чтобы можно было наблюдать частотно-зависимую интерференцию. Частотный интервал между интерференционными минимумами обычно используется для определения скорости ПАВ. Однако точность этого метода недостаточна из-за многочисленных паразитных эффектов. Используемый нами метод отличается тем, что измеряется частотно-температурная зависимость единственного (выбранного) интерференционного минимума, которая далее используется для определения ТКЗ.

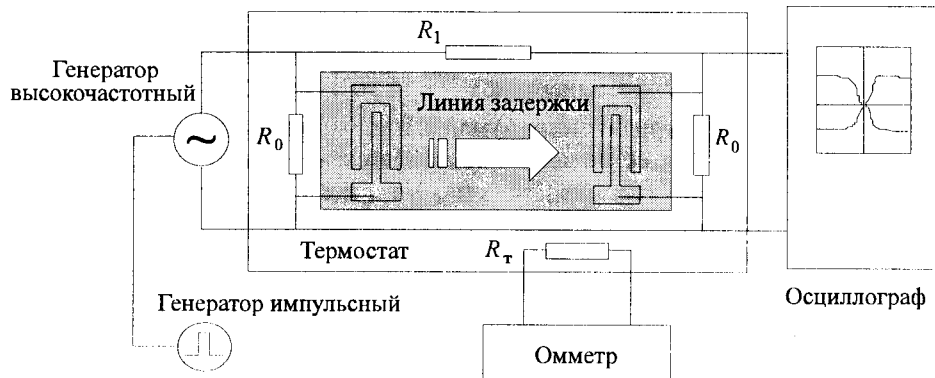


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной структуры

Оценим точность этого метода. Интерференционный сигнал может быть выражен следующим образом:

$$U(\omega) = U_d(\omega)\exp(i\omega\tau_d) + U_s(\omega)\exp(i\omega\tau_s) + U_b(\omega)\exp(i\omega\tau_b),$$

где $U_d(\omega)$, $U_s(\omega)$, $U_b(\omega)$ – амплитуды выходного сигнала делителя, сигнала ПАВ и одного из паразитных сигналов объемной волны; τ_d , τ_s , τ_b – времена задержки сигнала делителя, сигнала ПАВ и паразитного сигнала объемной волны. Далее всюду множитель $\exp(i\omega t)$ опущен. В наших измерениях $R_1 = 200\text{--}600$ Ом, $R_0 = 50$ Ом, выходная емкость преобразователя 10 пФ, входное сопротивление осциллографа 50 Ом. Прямые вычисления показывают, что в этом случае $\tau_d = 10^{-11}$ с. Так как типичная задержка ПАВ равна 3 мс, далее временем τ_d пренебрегаем. Это приводит к погрешности измерения ТКЗ порядка $3,0 \cdot 10^{-6}$. В общем случае τ_s и τ_b зависят от частоты. Этой зависимостью также пренебрегаем, поскольку можно показать, что соответствующая погрешность меньше, чем рассматриваемые здесь погрешности.

Имеем

$$\begin{aligned} |U(\omega)|^2 = & |U_d(\omega)|^2 + |U_s(\omega)|^2 + |U_b(\omega)|^2 + \\ & + 2U_dU_s \cos(\omega\tau_s) + 2U_dU_b \cos(\omega\tau_b) + 2U_bU_s \cos(\omega(\tau_s - \tau_b)). \end{aligned} \quad (4)$$

Частоты ω_N минимумов интерференции находим из уравнения

$$d|U(\omega)|^2/d\omega = 0, \quad (5)$$

где N – номер минимума.

Подставляя выражение (4) в формулу (5) и принимая во внимание неравенства $|U_b(\omega)/U_s(\omega)| \ll 1$, $|U_s(\omega)/U_d(\omega)| \leq 1$, получим уравнения для определения значений ω_N :

$$\sin(\omega_N\tau_s) + g(\omega_N) = 0, \quad (6)$$

где

$$g(\omega) = O \left[\frac{\omega_c}{U_d(\omega)} \frac{dU_d(\omega)}{d\omega} \frac{\tau_c}{\tau_s} \right] + O \left[\frac{\omega_c}{U_s(\omega)} \frac{dU_s(\omega)}{d\omega} \frac{\tau_c}{\tau_s} \right] + O \left[\frac{U_b(\omega)}{U_s(\omega)} \right],$$

$O(x)/x \rightarrow 1$ при $x \rightarrow 0$, ω_c – угловая центральная частота преобразователей. Для исследованных линий задержек $\tau_c/\tau_s \cong 10^{-3}$. Таким образом, все аргументы функции $O(x)$ в уравнении (6) малы, и мы можем воспользоваться теорией возмущений для ее решения. В приближении первого порядка $\omega_N = \omega'_N + \delta\omega_N$, $\omega'_N = 2\pi N/\tau_s$, $\delta\omega_N = -g(\omega_N)/\tau_s$, где ω'_N – решение невозмущенного уравнения $\sin(\omega\tau_s) = 0$, $N = L/\lambda$ (L – расстояние между центрами преобразователей, λ – длина волны). В рассматриваемом нами случае $N \approx \tau_c/\tau_s$ и относительное изменение частоты $\delta\omega_N/\omega_N$ определяется выражением

$$\frac{\delta\omega_N}{\omega_N} = \frac{g(\omega_N)}{2\pi N} = -O \left(\frac{1}{2\pi N^2} \frac{\omega_c}{U_d(\omega)} \frac{dU_d(\omega)}{d\omega} \right)_{\omega_c} +$$

$$+ O\left(\frac{1}{2\pi N^2} \frac{\omega_c}{U_s(\omega)} \frac{dU_s(\omega)}{d\omega}\right)_{\omega_c} + O\left(\frac{1}{2\pi N} \frac{U_b(\omega_N)}{U_s(\omega_N)}\right). \quad (7)$$

Для наших линий задержек $N \approx 1000$ и порядок первого и второго членов в (7) не превышает 10^{-6} . Специальная механическая обработка нижней поверхности подложки подавляет уровень паразитных сигналов от объемных волн на 40 дБ по сравнению с уровнем полезного сигнала ПАВ. Таким образом, порядок третьего члена в (7) также не превышает 10^{-6} . Следовательно, суммируя все погрешности, обусловленные пренебрежением τ_d , можно утверждать, что уравнение

$$\frac{T}{\tau_s} \frac{d\tau_s}{dT} = - \frac{T}{\omega_N} \frac{d\omega_N}{dT}$$

выполнено приблизительно с точностью $5 \cdot 10^{-6} - 10^{-5}$ (T – рабочая температура).

Погрешность измерения частоты интерференционного минимума составляет 1 кГц. Это соответствует относительной ошибке определения ТКЗ, равной приблизительно $3 \cdot 10^{-6}$. Дисперсия ПАВ, дифракция и взаимодействие ПАВ с преобразователем не ухудшают эту оценку погрешности.

Температура термостата измерялась с точностью 0,1 °С. Интервал изменения температур –60–100 °С. Таким образом, относительная ошибка измерения ТКЗ ПАВ, обусловленная температурной погрешностью, составляла $1,3 \cdot 10^{-3}$, что и является главным источником погрешности измерений ТКЗ ПАВ.

Для определения температурных производных эффективных материальных констант $\hat{C}_{ij}^\theta(T)$ и $\hat{e}_{ij}^\theta(T)$ кристалла необходимо минимизировать квадратичную невязку, варьируя константы $d\hat{C}_{ij}^\theta(T)/dT$, $d\hat{e}_{ij}^\theta(T)/dT$, $d^2\hat{C}_{ij}^\theta(T)/dT^2$ и $d^2\hat{e}_{ij}^\theta(T)/dT^2$:

$$\sum_{n=1}^N \left[\text{TKЗ}_p^{(n)} \left(\frac{d\hat{C}_{ij}^\theta}{dT}, \frac{d^2\hat{C}_{ij}^\theta}{dT^2}, \frac{d\hat{e}_{ij}^\theta}{dT}, \frac{d^2\hat{e}_{ij}^\theta}{dT^2}, T \right) - \text{TKЗ}_s^{(n)}(T) \right]^2 = \min.$$

Здесь $\text{TKЗ}_p^{(n)}(T)$ и $\text{TKЗ}_s^{(n)}(T)$ – расчетные и экспериментальные значения ТКЗ ПАВ на свободной поверхности кристалла для n -го направления распространения волны.

Температурные коэффициенты упругих постоянных определялись из следующего выражения для температурного коэффициента фазовой скорости ПАВ [6]:

$$\frac{dV}{V_0 dT} = \frac{\int_{-\infty}^0 \left\{ \left(\frac{\partial u_i}{\partial \eta_j} \right)^* \frac{d\hat{C}_{ijkl}^\theta}{dT} \left(\frac{\partial u_k}{\partial \eta} \right) + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right)^* \frac{d\hat{e}_{ijk}^\theta}{dT} \left(\frac{\partial u_j}{\partial \eta_k} \right) + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right) \frac{d\hat{e}_{ijk}^\theta}{dT} \left(\frac{\partial u_j}{\partial \eta_k} \right)^* \right.}{2\rho V_0^2 \int_{-\infty}^0 u_i^* u_i da_3} \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{-\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta}\right)^* \frac{d\epsilon_{ij}^0}{dT} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta_j}\right) + 2\rho V_0^2 u_i^* \frac{d\alpha_{ij}^0}{dT} u_j}{2\rho V_0^2 \int_{-\infty}^0 u_i^* u_j da_3} da_3$$

Здесь $\eta_j = ika_j$. Предполагалось, что невозмущенное решение для ПАВ имеет вид

$$(u_1, u_2, u_3, \varphi) = \sum_{n=1}^4 (u_1, u_2, u_3, \varphi)_n \exp[ik(a_1 + p_n a_3 - V_0 t)].$$

Уточненные температурные коэффициенты для упругих констант танталата лития представлены в таблице. Они получены из 20 экспериментально измеренных значений ТКЗ ПАВ на поверхности X-среза танталата лития. Температурные коэффициенты диэлектрических констант ϵ_{11}^T и ϵ_{33}^T , измеренные емкостным методом, находятся в хорошем согласии с данными работы [7]. Следует отметить, что некоторые температурные коэффициенты упругих постоянных отличаются от данных [7]. Температурные коэффициенты пьезоэлектрических констант Te_{31} и Te_{33} не могут быть надежно определены из проведенных нами измерений ТКЗ на X-срезе LiTaO₃, так как их вклад в ТКЗ волны мал. Во всех расчетах ТКЗ ПАВ были использованы уточненные материальные константы LiTaO₃ [8], поскольку они обеспечивали наилучшее согласие между расчетными и измеренными значениями скорости ПАВ при комнатной температуре (25 °С) во всех образцах танталата лития.

На рис. 2 показаны кривые ТКЗ1 и ТКЗ2, рассчитанные с уточненными (сплошные линии) температурными коэффициентами упругих постоянных и с данными [7] (штриховые). Там же представлены наши эксперименталь-

Температурные коэффициенты упругих постоянных танталата лития первого (TC_{ij}) и второго ($T2C_{ij}$) порядков

Коэффициент	Уточненные данные, $10^{-4}/^{\circ}\text{C}$	Стандартная ошибка	[7], $10^{-4}/^{\circ}\text{C}$	Коэффициент	Уточненные данные, $10^{-7}/^{\circ}\text{C}^2$	Стандартная ошибка	[7], $10^{-7}/^{\circ}\text{C}^2$
TC_{11}	-1,11	0,06	-1,03	$T2C_{11}$	0,62	0,14	0,77
TC_{13}	-0,29	0,11	-0,5	$T2C_{13}$	0,15	0,26	6,0
TC_{14}	6,89	0,28	6,67	$T2C_{14}$	11,41	0,66	16,7
TC_{33}	-1,05	0,19	-0,96	$T2C_{33}$	-0,14	0,46	-3,21
TC_{44}	-0,42	0,09	-0,43	$T2C_{44}$	1,38	0,22	1,67
TC_{66}	-0,89	0,02	-0,47	$T2C_{66}$	0,47	0,06	1,24
Te_{15}	-2,02	0,49	-1,32	$T2e_{15}$	1,0	1,2	-7,17
Te_{22}	-0,93	0,53	-0,6	$T2e_{22}$	0,5	1,3	-6,28

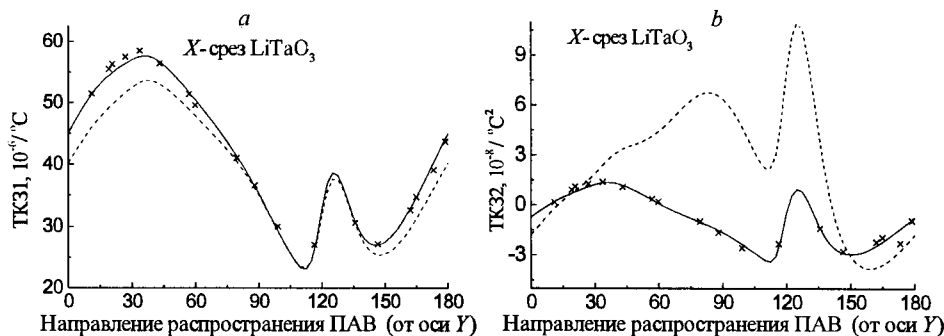


Рис. 2. Зависимости расчетных (сплошные и штриховые линии) и экспериментальных (крестики) значений ТК31 (а) и ТК32 (б)

ные данные по ТК31 и ТК32 ПАВ в X-срезу LiTaO_3 . Видно, что если кривые ТК31 качественно схожи, то кривые ТК32 существенно отличаются.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Нелинейные** электромеханические свойства ацентричных кристаллов. Новосибирск: Наука, 1986.
2. **Sinha B. K., Tiersten H. F.** First temperature derivatives of the fundamental elastic constants of quartz // Journ. Appl. Phys. 1979. **50**, N 4. P. 2732.
3. **Lee P. C. Y., Yong Y. K.** Temperature derivatives of elastic stiffness derived from the frequency-temperature behaviour of quartz plates // Journ. Appl. Phys. 1984. **56**, N 5. P. 1514.
4. **Sinha B. K., Tiersten H. F.** On the temperature dependence of the velocity of surface waves in quartz // Journ. Appl. Phys. 1980. **51**, N 9. P. 4659.
5. **Stroh A. N.** Steady state problems in anisotropy elasticity // Journ. Math. Phys. 1962. **41**, N 2. P. 77.
6. **Tiersten H. F., Sinha B. K.** A perturbation analysis of the attenuation and dispersion of surface waves // Journ. Appl. Phys. 1978. **49**, N 1. P. 87.
7. **Smith R. T., Welsh F. S.** Temperature dependence of the elastic, piezoelectric, and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate // Journ. Appl. Phys. 1971. **42**, N 6. P. 2219.
8. **Covacs G., Anhorn M., Engan H. E. et al.** Improved material constants for LiNbO_3 and LiTaO_3 // IEEE Ultrason. Symp. Proc. 1990. P. 435.

Институт физики полупроводников СО РАН,
E-mail: taziev@thermo.isp.nsc.ru

Поступила в редакцию
21 марта 2001 г.