

УДК 537.226

## СВЯЗЬ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ ДОЛГОВРЕМЕННОЙ ПАМЯТИ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiNbO}_3$ С ПИРОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ

*Евдокимов С.В., Яценко А.В.*

### ВВЕДЕНИЕ

Сегнетоэлектрические кристаллы ниобата лития (НЛ) обладают уникальным комплексом физических свойств, который позволяет их применять в устройствах долговременной оптической памяти. Долговременная оптическая память обусловлена изменением разности показателей преломления  $\Delta n$  под действием фотоиндуцированного электрического поля. Устойчивое изменение  $\Delta n$  в кристаллах НЛ может быть достигнуто не только за счет освещения кристалла, но и в процессе нагрева до  $(120 \div 150)^\circ\text{C}$  и последующего охлаждения кристалла с проводящей маской, нанесенной на полярные поверхности кристалла [1, 2].

После снятия проводящей маски и помещения кристалла между скрещенными поляризаторами в кристалле наблюдается оптическое изображение, повторяющее форму маски, которое сохраняется в течение нескольких месяцев. Было обнаружено [2], что сформированные изображения существуют в достаточно тонком поверхностном слое кристалла, который на границе проводящей маски становится оптически двуосным. Согласно модели, предложенной в [2], в процессе нагревания кристалла на полярных срезах появляется пироэлектрический заряд с плотностью  $\sigma_p$ , перераспределяющийся в соответствии с формой проводящей маски, при этом полагалось, что под маской  $\sigma_p = 0$ . На основании этого предположения делается вывод о появлении неоднородности поля деполяризации, т.е. возникновении тангенциальных  $E_x$  и  $E_y$  компонент внутрикристаллического поля.

Действительно, при изменении температуры сегнетоэлектрического кристалла меняется его поляризация  $P_0$  и в случае короткозамкнутого кристалла во внешней цепи возникает пироэлектрический ток, вызванный перераспределением экранирующих зарядов на полярных поверхностях кристалла и поддерживается условие экранирования поля вне кристалла. Однако в случае нагрева разомкнутого кристалла перераспределения экранирующего заряда не происходит и внешнее экранирование может происходить только за счет сорбции на поверхности кристалла ионов из воздушной среды, что является достаточно медленным процессом. Таким образом, механизм возникновения термоиндуцированного внутрикристаллического электрического поля предложенный в [2] является слабо обоснованным, а сам эффект требует дополнительного исследования.

### ЭКСПЕРИМЕНТ

В кристаллах с точечной группой симметрии  $3m$ , к которым относится НЛ, связь изменения экранирующего заряда  $dQ$  с изменением температуры  $dT$  и материальными

параметрами имеет вид [3]:

$$-\gamma' = \frac{1}{A} \left( \frac{dQ}{dT} \right) = \frac{dP_o}{dT} + 2P_o(T) \cdot \alpha_1 + 2e_{31} \cdot \alpha_1 + e_{33} \alpha_3 \quad (1)$$

где  $A$  – площадь полярных граней кристалла;  $e_{ij}$  – пьезоэлектрические модули;  $\alpha_j$  – коэффициенты температурного расширения;  $i, j = 1, 2, 3$  обозначают направления осей (ось 3 совпадает с полярной осью  $c$  кристалла НЛ). Первый член в правой части выражения (1) является первичным пироккоэффициентом  $-\gamma_1$ .

Для исследования пьезоэлектрических свойств обычно используется т.н. квазистатический метод, когда температура образца меняется со скоростью  $V = dT/dt$ , а электроды, нанесенные на полярные поверхности кристалла подключаются ко входу электрометрического усилителя. Регистрируемое напряжение  $U(t)$  на входе усилителя при этом описывается следующим образом:

$$U(t) = I(t) \cdot R_t = \frac{dQ}{dt} R_t = \frac{dQ}{dT} \cdot V \cdot R_t \quad (2)$$

где  $I(t)$  – пьезоэлектрический ток;  $R_t$  - эквивалентное сопротивление входной цепи.

Нами было исследовано влияние скорости нагрева кристалла на величину обобщенного пьезоэлектрического коэффициента  $\gamma'$  в двух номинально беспримесных образцах НЛ конгруэнтного состава в области температур, близких к комнатной. Результаты представлены на рис. 1.

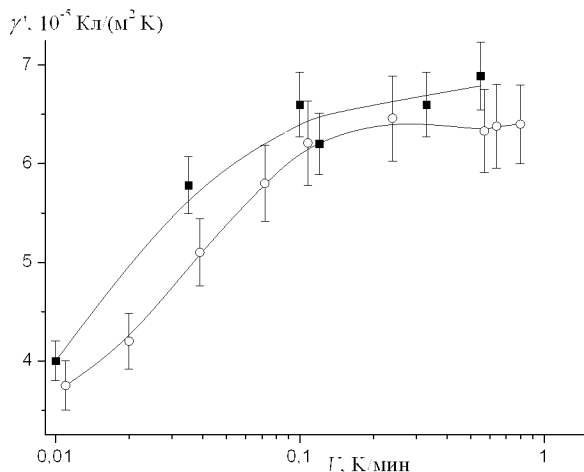


Рис.1. Зависимость  $\gamma'$  от скорости нагрева кристалла при  $T=305$  К: (■)– пластинка толщиной 1.5 мм. (○) – пластинка толщиной 3 мм.

Как видно из рис.1, даже при сравнительно небольших скоростях нагрева  $V$  наблюдается увеличение значения  $\gamma'$ , которое может быть вызвано только третичным пирозэффектом, который проявляется при наличии градиента температуры вдоль полярной оси кристалла.

Особенностью исходных экспериментов [1, 2] является то, что в процессе их проведения использовались достаточно большие скорости изменения температуры кристалла – от 3 до 6 К/мин. Как показано выше, такому режиму нагрева должен сопутствовать значительный градиент температуры вдоль полярной оси кристалла. Более того, если на полярные срезы кристалла наносятся симметрично

расположенные проводящие электроды (например, аквадаг [2]), то при быстром нагреве кристалла это приведет к возникновению градиента температур на поверхности образца между подэлектродной областью и вне электродов.

### МОДЕЛЬ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В случае очень тонкого кристалла НЛ z- среза и круглых электродов возникающая ситуация может быть упрощенно описана скачкообразным изменением поляризации кристалла в пространстве между электродами. Нами был рассмотрен случай бесконечной тонкой пластинки НЛ z- среза с нанесением на полярные поверхности круглых электродов с радиусом  $R=4d$ , где  $d$  - толщина кристалла. Полагалось, что разница температур  $\delta T$  между межэлектродным пространством и открытым кристаллом составляет 0.1 К, а  $\gamma I = 8 \cdot 10^{-5}$  Кл/(м<sup>2</sup>·К) [4]. Результаты расчета  $E_r$ -компоненты пирополя нормальной оси z в точках, отстоящих на расстояние  $r$  от оси системы электродов приведены на рис.2.

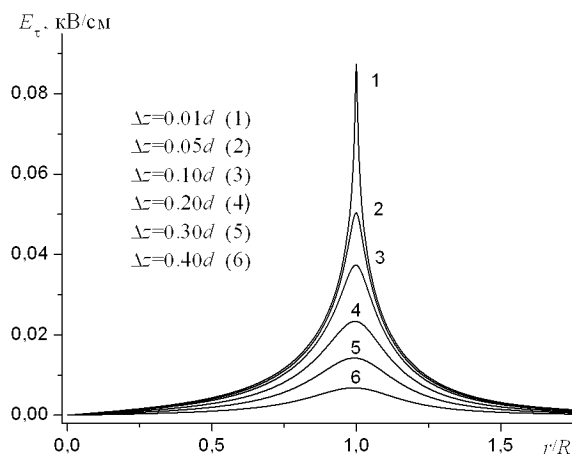


Рис.2. Радиальные зависимости  $E_r$  при смещении на расстояние  $\Delta z$  от поверхности.

Видно, что в рамках обсуждаемой модели действительно возникает тангенциальная компонента пирополя, которая максимальна в зоне около границы электродов и у поверхности образца.  $E_r$  пропорционально  $\delta T$  и при быстром нагреве вполне может достигнуть величины порядка (0.5 ÷ 2) кВ/см, достаточных для появления наблюдаемой локальной оптической двуосности кристалла и изменения разности показателей преломления [2].

проводимости играют ионы  $H^+$ . Поэтому механизм "запоминания" возникающих искажений внутрикристаллического потенциального рельефа вероятно аналогичен механизму температурной фиксации оптических фазовых голограмм и связан с термоактивированной диффузией ионов  $H^+$  [5].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диапазоне температур (80÷150)°С, где наблюдаются рассматриваемые эффекты, определяющую роль в пирозлектрическом эффекте действительно является главной причиной возникновения термостимулированной долговременной памяти кристаллов ниобата лития. Однако фактором, определяющим эффективность этого механизма

являются не электрические, а тепловые свойства масок, наносящихся на поверхность кристалла.

#### Список литературы

1. Педько Б.Б., Лебедев Э.В., Кислова И.Л., Волк Т.Р. Новые эффекты долговременной памяти в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ . // ФТТ. – 1998. – Т.40. №2. – с.337-339.
2. Педько Б.Б., Кислова И.Л., Волк Т.Р., Исаков Д.В. Новые эффекты памяти в кристаллах ниобата лития // Изв.РАН, сер. физ. – 2000. – Т.64, №6. – с.1145-1153.
3. Vieira S. Primary and secondary contributions to spontaneous polarization of  $\text{LiNbO}_3$  // Phys. Rev. B. –1981. – V.24, №11. – p.6694-6697.
4. Grabmaier B.C., Wersing W., Koestler W. Properties of undoped and MgO-doped  $\text{LiNbO}_3$ : correlation to the defect structure // J. Cryst. Growth. – 1991. – V.110. – p.339-347.
5. Vormann H., Weber G., Kapphan S., Krätzig E. Hydrogen as origin of thermal fixing in  $\text{LiNbO}_3$ : Fe // Solid St. Commun. –1981. - v.40. - p.543-545.

*Поступила в редакцию 19.02.2005 г.*