

### Заключение

Представлены результаты синтеза и применения сегнетоэлектрического кристалла  $\text{LiTaO}_3$  в опто- и акустоэлектронике. Показано, что кристаллы  $\text{LiTaO}_3$  могут быть использованы при создании резонаторов на ОАВ. Продемонстрирована возможность формирования  $180^\circ$ -ных сегнетоэлектрических доменных структур в кристаллах  $\text{LiTaO}_3$  методом прямой электронно-лучевой переполаризации. Показано, что метод электронно-лучевой переполаризации позволяет формировать большие массивы  $180^\circ$ -ных сегнетоэлектрических доменов с заданной шириной доменов. Сформированные доменные структуры могут быть использованы в качестве дифракционных решеток и для удвоения частоты оптического излучения (генерация второй гармоники оптического излучения).

### Библиографический список

1. **Campbell, C.** Surface acoustic wave devices and their signal processing applications / C. Campbell. – L.: Acad. Press, 1989. – 470 p.
2. **Dieulesaint, E.** Ondes elastique dans les solides / E. Dieulesaint, D. Royer. – Paris: Masson, 1974. – 339 p.
3. **Oliner, A.** Poverhnostnye akusticheskie volny / A. Oliner. – M.: Mir, 1981. – 390 p.
4. **Rechickii, V. I.** Akusticheskie radiokomponenty / V. I. Rechickii. – M.: Radio i svyaz', 1987. – 193 p.

5. **Kaino, G.** Akusticheskie volny / G. Kaino. – M.: Mir, 1990. – 652 p.
6. **Yariv, A.** Opticheskie volny v kristallah. / A. Yariv, P. Yuh. – M.: Mir, 1987. – 616 s.
7. **Antipov, V. V.** Formation of regular structures in the ferroelectric  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$  near the phase transition / V. V. Antipov, A. A. Blistanov, N. G. Sorokin // Sov. Phys. Crystallogr. – 1985. – V. 30. – P. 428–430.
8. **Gupta, M. C.** Second-harmonic generation in bulk and waveguide  $\text{LiTaO}_3$  with domain inversion induced by electron beam scanning / M. C. Gupta, W. Kozlovsky, A. C. G. Nutt // Ibid. – 1994. – V. 64, N 24. – P. 3210–3212.
9. **Yamada, N.** First-order quasi-phase matched  $\text{LiNbO}_3$  waveguide periodically poled by applying an external field for efficient blue second-harmonic generation / N. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, K. Watanabe // Ibid. – 1993. – V. 62, N 1. – P. 435–436.
10. **Roshchupkin, D. V.** Scanning electron microscopy observation of excitation of the surface acoustic waves by the regular domain structures in the  $\text{LiNbO}_3$  crystals / D. V. Roshchupkin, Th. Fournier, M. Brunel, O. A. Plotitsyna, N. G. Sorokin // Ibid. – 1992. – V. 60, N 19. – P. 2330–2331.
11. **Roshchupkin, D. V.** Scanning electron microscopy observation of the interaction between the surface acoustic waves and regular domain structures in the  $\text{LiNbO}_3$  crystals / D. V. Roshchupkin, Th. Fournier, M. Brunel, O. A. Plotitsyna, N. G. Sorokin // Scanning Microscopy. – 1992. – V. 6, N 4. – P. 993–996.
12. **Dremova, N. N.** Zaryadovyi mehanizm formirovaniya metastabil'nogo potencial'nogo kontrasta poverhnostnoi akusticheskoi volny v REM / N. N. Dremova, A. I. Erko, D. V. Roshchupkin // Zhurn. tehn. fiziki. – 1988. – T. 58, N 9. – S. 1763–1766.
13. **Roshchupkin, D. V.** Scanning electron microscopy visualization of surface acoustic wave propagation in a  $\text{LiNbO}_3$  crystal / D. V. Roshchupkin, M. Brunel // Acustica. – 1995. – V. 81. – P. 173–176.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (ГК № 16.513.12.3002).*

УДК 621.318

## ФОРМИРОВАНИЕ БИДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ПЛАСТИНАХ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ МЕТОДОМ СТАЦИОНАРНОГО ВНЕШНЕГО НАГРЕВА

© 2013 г. А. С. Быков, С. Г. Григорян, Р. Н. Жуков, Д. А. Киселев, С. В. Ксенич, И. В. Кубасов, М. Д. Малинкович, Ю. Н. Пархоменко  
Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

Разработан метод создания бидоменной структуры в пластинах монокристаллов ниобата лития, основанный на формировании заданного распределения градиента температуры по толщине образца путем стационарного внешнего нагрева. Нагрев пластины  $\text{LiNbO}_3$ , которая помещается между двумя пластинами кремния, осуществляют за счет поглощения кремнием световой энергии ламп установки светового отжига. Схема технологической ячейки позволяет формировать и регулировать мощности тепловых потоков, входящих в сегнетоэлектрическую пластину с обеих сторон, создавая

градиенты температур, необходимые для управляемого процесса образования двух доменов с направленными друг к другу векторами поляризации (доменная структура «голова к голове»). Экспериментально подтверждена эффективность применения светового поглощения для формирования внешних тепловых источников, при помощи которых можно осуществлять как симметричный, так и асимметричный нагрев, определяющий положение условной поверхности с нулевым температурным градиентом и, следовательно, положение междоменной границы. В пластине  $\text{LiNbO}_3$  толщиной 1,6 мм и длиной 60 мм сформирована симметрич-

ная бидоменная структура с противоположно направленными векторами поляризации. Исследована зависимость изгибной деформации консолидно закрепленного образца от электрического напряжения в интервале от  $-300$  до  $+300$  В амплитуда деформации составила более 35 мкм. Показана высокая линейность и повторяемость характеристики «электрическое напряжение — изгибная деформация».

**Ключевые слова:** бидоменная структура, монокристалл ниобата лития, нагрев световым излучением, стационарные тепловые потоки, электромеханические актюаторы.

## Введение

Монодоменные и полидоменные монокристаллы ниобата лития достаточно давно и широко используют в различных областях оптики, оптоэлектроники, в структурах на основе поверхностно-акустических волн благодаря их нелинейно-оптическим, электрооптическим и пьезоэлектрическим свойствам [1]. Вместе с тем в работах [2—4] была предложена идея применения этих и других сегнетоэлектрических монокристаллов в качестве рабочих элементов прецизионных электромеханических актуаторов.

Вопрос о применении монокристаллических пьезоэлектриков в качестве рабочих элементов точного позиционирования возник в связи с тем, что используемые в настоящее время пьезокерамические материалы на основе цирконата-титаната свинца (**PZT**) обладают рядом недостатков, главные из которых — большой гистерезис обратного пьезоэффекта, сильная зависимость пьезоэлектрических модулей от температуры, а также ползучесть и эффект старения, от которых в значительной степени свободны монокристаллы [5—9]. Однако функционировать монокристаллические пьезоэлектрики в устройствах позиционирования могут только по биморфной схеме (с использованием изгибной деформации), поскольку они обладают недостаточными для «обычного» применения значениями пьезомодулей.

Для получения деформаций от единиц до нескольких десятков микрометров требуется в пластинах толщиной от десятых долей до 2—2,5 мм и длиной до нескольких десятков миллиметров сформировать бидоменные структуры, что является технологически сложной и еще не решенной задачей.

В работе [9] авторами предложен метод создания бидоменной структуры в пластинах сегнетоэлектрических монокристаллов, основанный на формировании стационарных тепловых потоков и, следовательно, стационарном распределении температуры за счет поглощения светового излучения в предварительно «зачерненных» образцах. Из решения уравнения теплопроводности при наличии распределенного внутреннего источника тепла найдены условия, при которых формируется двухсторонний градиент температур, необходимый для создания доменов с разнонаправленными векторами поляризации. Показано, что положение междоменной границы определяется параметрами, характеризующими условия вхождения световых потоков и теплоотвода с обеих сторон пластины. По предложенной методике получена бидоменная структура в пластинах монокристаллов ниобата лития с четко выраженной междоменной границей. Однако проведенные эксперименты показали и недостаток этого метода, состоящий в том, что

положение междоменной границы в значительной степени зависит от случайных факторов, например: от расположения образца в ячейке, его геометрических параметров, а также от параметров светового воздействия. Поэтому были продолжены поиски оптимальных способов формирования бидоменной структуры в пластинах ниобата лития.

Ниже предложен метод создания бидоменных структур в пластинах ниобата лития путем стационарного внешнего нагрева. Идея метода заключается в нагреве пластины  $\text{LiNbO}_3$ , помещенной между двумя пластинами кремния, в которых происходит превращение световой энергии в тепловую. Предложенная авторами схема позволяет формировать и регулировать мощности тепловых потоков, входящих в сегнетоэлектрическую пластину с обеих сторон, создавая тем самым градиенты температур, необходимые для управляемого процесса образования двух доменов с направленными друг к другу векторами поляризации.

## Схема формирования температурных полей в пластинах ниобата лития

Для создания температурных полей, способствующих управляемому распределению температуры в пластинах ниобата лития толщиной от 0,5 до 2,5 мм, использовали установку фотонного нагрева/охлаждения образцов в инертной атмосфере с регулируемой в широких пределах скоростью процесса (фирма ULVAC, Япония). Схема рабочей ячейки, расположенной в камере установки, представлена на рис. 1. Пластины ниобата лития помещают между пластинами кремния, световой поток на которые попадает через набор сапфировых пластин, применяемых для формирования асимметричного светового потока. Число сапфировых пластин задается условиями эксперимента, и в случае симметричного нагрева они служат только для выравнивания световых потоков. Пластины кремния отделены от ниобата лития сапфировыми проставками диаметром ~1 мм для предотвращения взаимодействия при высоких температурах.

В отличие от условий создания бидоменной структуры, описанной в работе [9], где формирование температурных градиентов осуществляли за счет выделения тепла непосредственно внутри зачерненного образца, в представленном ниже методе градиент температур формируется внешними источниками тепла — кремниевыми пластинами, поглощающими световое излучение. Вне пределов кремниевых пластин ячейка прозрачна для светового излучения установки.

На рис. 2 представлены спектры излучения ламп установки в зависимости от уровня задаваемой мощности. В соответствии со спектрами обозначим интенсивность излучения, падающего на обе поверхности ячейки, через  $I_i$ , где  $i = 1, 2, 3$

соответствует номерам кривых на рис. 2. Для оценки степени поглощения предварительно ослабленного сапфировыми отражателями светового излучения в пластинах кремния рассчитаем средневзвешенный (по спектру) коэффициент поглощения кремния  $\alpha_{\text{СВ}i}$ :

$$\alpha_{\text{СВ}i} = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\text{Si}}} I_i(\lambda)\alpha(\lambda)d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_i(\lambda)d\lambda}, \quad (1)$$

где  $\lambda_{\min}$ ,  $\lambda_{\max}$ ,  $\lambda_{\text{Si}}$  — минимальная и максимальная длины волн излучателя и красная граница поглощения кремния соответственно; интеграл в знаменателе берется по спектральным характеристикам излучателя, представленных кривыми 1—3

( $i = 1, 2, 3$ ) на рис. 2. Величина  $I_i(\lambda)d\lambda / \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_i(\lambda)d\lambda$

представляет собой долю интенсивности  $I_i(\lambda)$  (см. рис. 2) на длине волны  $\lambda$  в интервале  $d\lambda$  при  $i$ -том уровне мощности,  $\alpha(\lambda)$  — зависимость коэффициента поглощения кремния (в  $\text{см}^{-1}$ ) от длины волны  $\lambda$  (в  $\text{мкм}$ ) [10]:

$$\alpha(\lambda) = \left( \frac{84,732}{\lambda} - 76,417 \right)^2; \quad \alpha(\lambda \geq 1,11) = 0. \quad (2)$$

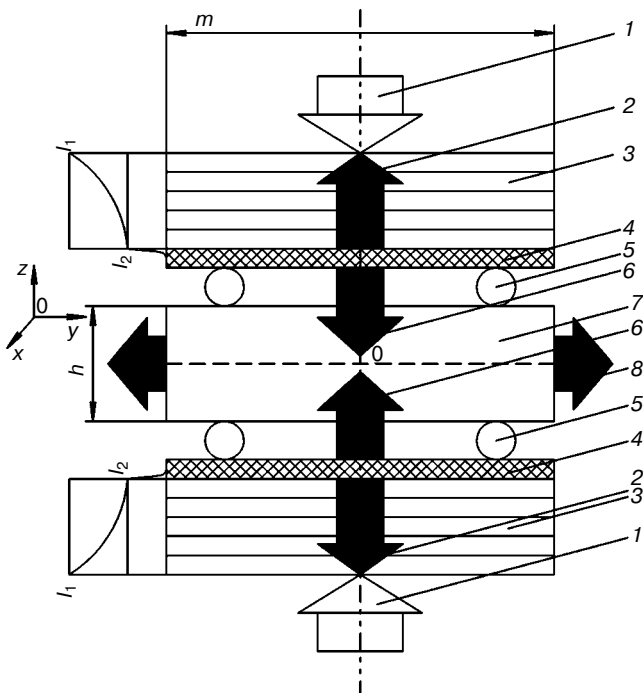


Рис. 1. Схема нагрева пластины ниобата лития: 1 — световые потоки; 2 — тепловые потоки, выходящие из системы; 3 — сапфировые пластины; 4 — кремниевые пластины толщиной ~300 мкм; 5 — сапфировые проставки диаметром ~1 мм; 6 — тепловые потоки, направленные в сторону образца; 7 — пластина ниобата лития (образец); 8 — тепловые потоки, выходящие из образца по осям X и Y через боковые грани площадью  $m \times h \text{ см}^2$ ;  $I_1, I_2$  — плотности световых потоков в сапфировых и кремниевых пластинах

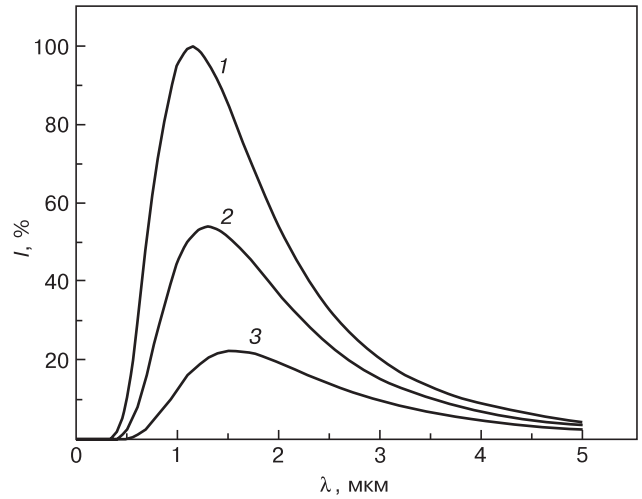


Рис. 2. Спектральные зависимости излучения ламп установки светового отжига от уровня мощности, подаваемого на лампы: 1 — 100%; 2 — 50%; 3 — 25%

Проведя численное интегрирование, получим средневзвешенные по спектру коэффициенты поглощения для режимов, соответствующих кривым 1—3 на рис. 2 (пределы интегрирования  $\lambda_{\min} = 0,25 \text{ мкм}$ ,  $\lambda_{\max} = 5 \text{ мкм}$  и  $\lambda_{\text{Si}} = 1,11 \text{ мкм}$ ):  $\alpha_{\text{СВ}1}^{-1} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ,  $\alpha_{\text{СВ}2}^{-1} = 7,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ,  $\alpha_{\text{СВ}3}^{-1} = 2,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ . Из этого следует, что в пластинах кремния толщиной 300 мкм, которые использовали в настоящей работе, при уровнях мощностей 1 и 2 свет полностью поглощается, при уровне мощности 3 (см. рис. 2) поглощается в несколько меньшей степени, но также почти полностью. В экспериментах использовали два первых уровня мощности. Схематичное изменение энергии светового потока по мере продвижения в сторону образца 7 показано на рис. 1 в виде кривых  $I_1$  и  $I_2$ . Таким образом, внутри пластин кремния световая энергия полностью трансформируется в тепловую, переходя в таком виде в образец, в отличие от работы [9], где нагрев осуществляли за счет выделения тепла только внутри пластины ниобата лития.

### Расчет распределения температуры в образце

Поскольку в пластине  $\text{LiNbO}_3$  выделение тепла не происходит, то распределение температуры  $T$  определяется стационарным уравнением теплопроводности (см., например, работу [11]) без источника тепла:

$$\Delta T = 0. \quad (3)$$

Систему координат поместим в центр 0 прямоугольной пластины (см. 7 на рис. 1), направив ось Z вертикально, а оси X и Y перпендикулярно к торцам пластины. Грани пластины, через которые тепловые потоки заходят в нее, являются квадратами со стороной  $m$ , находящимися на расстоянии  $\pm h/2$  от

центра, где  $h$  — толщина пластины. Выход тепла осуществляется через боковые грани, являющиеся прямоугольниками размером  $m \times h$ . Вообще говоря, через верхнюю и нижнюю грани возможен как вход, так и выход тепла, а также частичный вход и выход в пределах одной и той же грани. В рамках данного рассмотрения эти случаи не исследуются. Решение уравнения (3) ищем в виде степенного ряда, удовлетворяющего, помимо уравнения (3), еще и условиям симметрии:

$$T(x, y, z) = T(-x, y, z);$$

$$T(x, -y, z) = T(x, y, z).$$

После наложения этих условий имеем в третьем порядке по  $X, Y, Z$ :

$$T(x, y, z) = l_1 z^3 + c_1 z^2 - \left[ \frac{3l_1}{2}(x^2 + y^2) + c \right] z - \frac{1}{2} c_1 (x^2 + y^2) + T_0, \quad (4)$$

где  $l_1, c_1, c, T_0$  — некоторые постоянные. В данной постановке, как и в работе [1], мы не решаем краевую задачу для уравнения (3), а используем лишь следствия из закона сохранения тепловой энергии, обеспечиваемые выполнением уравнения (3). Отказываясь от решения краевой задачи, мы не можем определить абсолютную величину температуры  $T$ , но получаем возможность связать относительное изменение  $T(x, y, z) - T_0$  с потоками тепла, входящими в пластину. Таким образом, постоянную  $T_0$  исключаем из рассмотрения. Такая формулировка позволяет также избежать рассмотрения проблемы граничных условий, в которых существенную роль играет излучение [1]. В силу симметрии, одной из постоянных величин является разность температур между верхней и нижней гранями:

$$\Delta T = \frac{l_1 h^3}{4} - c h, \quad (5)$$

где  $\Delta T$  — независимая величина, которую можно регулировать, меняя тепловые сопротивления для потоков, выходящих сверху и снизу из сапфировых пластин (см. рис. 1). Помимо  $\Delta T$ , система нагрева имеет два независимых параметра  $\Phi_{\downarrow}$  и  $\Phi_{\uparrow}$ , представляющих потоки тепла, входящие в пластину сверху ( $z = h/2$ ) и снизу ( $z = -h/2$ ):

$$\Phi_{\downarrow} = \iint_{S(h/2)} \alpha \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h/2} dS;$$

$$\Phi_{\uparrow} = \iint_{S(-h/2)} \alpha \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=-h/2} dS, \quad (6)$$

где  $\alpha$  — теплопроводность  $\text{LiNbO}_3$ , а интегрирование ведется по верхней и нижней ( $z = \pm h/2$ ) граням

параллелепипеда (см. рис. 1), имеющим площадь  $m^2$ . Из уравнений (4) и (6) получим

$$c_1 = \frac{\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow}}{2\alpha h m^2}. \quad (7)$$

В дальнейшем вместо независимых потоков  $\Phi_{\downarrow}$  и  $\Phi_{\uparrow}$  удобнее будет пользоваться их суммой и разностью  $\Delta\Phi = \Phi_{\downarrow} - \Phi_{\uparrow}$ , которую можно определить из уравнений (4) и (6):

$$\Delta\Phi = 2\alpha m^2 \left[ \frac{3}{4} h^2 - \frac{1}{4} m^2 \right] l_1 - 2c\alpha m^2. \quad (8)$$

Из уравнений (5) и (8) получим

$$l_1 = \frac{4}{m^2 - 2h^2} \left( \frac{\Delta T}{h} - \frac{\Delta\Phi}{2\alpha m^2} \right); \quad (9)$$

$$A = \frac{1}{m^2 - 2h^2} \left[ (3h^2 - m^2) \frac{\Delta T}{h} - h^2 \frac{\Delta\Phi}{2\alpha m^2} \right].$$

Уравнения (9) вместе с выражением (7) дают связь между независимыми параметрами и распределением температуры, отсчитываемым от  $T(0, 0, 0)$ .

**Моделирование положения поверхности с разнонаправленными градиентами температуры.** Система нагрева, представленная на рис. 1, сводится, по сути, к созданию двух тепловых потоков, идущих от нагревателей (пластин кремния 4) к образцу 7. При достаточной симметрии картины посередине между нагревателями существует некоторая поверхность, которую потоки тепла не пересекают, а расходятся в стороны, уходя через боковые грани. Координаты этой поверхности найдем из условия  $\partial T / \partial z = 0$ :

$$z_0 = (6l_1)^{-1} \left\{ -2c_1 + \sqrt{4c_1^2 + 12l_1 \left[ \frac{3}{2} l_1 (x^2 + y^2) + c \right]} \right\}. \quad (10)$$

В уравнении (10) мы не рассматриваем отрицательное значение перед радикалом, не представляющее физический интерес. Для выяснения возможностей перехода в уравнении (10) к плоской границе раздела перепишем формулу (4) в виде

$$T - T_0 = l_1 h^3 \left[ \frac{c_1}{l_1 h} H^2 \left( \frac{l_1 h}{c_1} + 1 \right) - \frac{c_1 P^2 m^2}{l_1 h^3} \left( \frac{3}{2} \frac{l_1 h}{c_1} H + \frac{1}{2} \right) - \frac{c}{l_1 h^2} H \right], \quad (11)$$

где  $H = z/h$ ;  $P = m^{-1} \sqrt{x^2 + y^2}$ . При  $l_1 h c_1^{-1} \ll 1$  уравнение (11) имеет вид

$$T - T_0 = c_1 h^2 H^2 - c h H - \frac{1}{2} c_1 m^2 P^2. \quad (12)$$

Из уравнения (12) следует, что поверхность, задаваемая уравнением (10), на которой  $\partial T / \partial z = 0$ , переходит в плоскость с координатой

$$z_0 = \frac{c}{2c_1}. \quad (13)$$

Для оценки условий перехода к плоской поверхности раздела тепловых потоков в формуле (13) выразим через независимые параметры  $\Delta T$ ,  $\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow}$ ,  $\Delta\Phi$ , используя систему уравнений (9):

$$\frac{l_1 h}{c_1} = \frac{8\alpha h^2 m^2}{(m^2 - 2h^2)} \left[ \frac{\Delta T}{(\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow})h} - \frac{\Delta\Phi}{(\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow})2\alpha m^2} \right]. \quad (14)$$

Определим также безразмерную координату плоскости  $z_0$  в единицах полувысоты пластины:

$$\frac{2z_0}{h} = \frac{\left[ (3h^2 - m^2) \frac{\Delta T}{h} - h^2 \frac{\Delta\Phi}{2\alpha m^2} \right] 2\alpha m^2}{(m^2 - 2h^2)(\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow})}. \quad (15)$$

Поскольку  $\Delta\Phi$  и  $\Delta T$  независимы, то вместо них удобнее пользоваться безразмерным отношением

$$k = \frac{2\alpha m^2 \Delta T}{h \Delta\Phi}. \quad (16)$$

С учетом выражения (16) перепишем уравнения (14) и (15) в виде

$$\begin{aligned} l_1 h c_1^{-1} &= 4h^2 m^{-2} \Delta\Phi (\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow})^{-1} (k - 1); \\ 2z_0 h^{-1} &= (m^2 - 2h^2)^{-1} \Delta\Phi (\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow})^{-1} \times \\ &\times \left[ (3h^2 - m^2)k - h^2 \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

При  $k \ll m$  последнее соотношение принимает вид

$$2z_0 h^{-1} = -k \Delta\Phi (\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow})^{-1}.$$

При соблюдении условий  $k \approx 1$ ,  $\Delta\Phi (\Phi_{\uparrow} + \Phi_{\downarrow})^{-1} \ll 1$  имеем  $l_1 h c_1^{-1} \ll 1$  и  $2z_0 h^{-1} \ll 1$ . Таким образом, поверхность раздела тепловых потоков является плоскостью, лежащей вблизи середины пластины. Компоненты  $\partial T/\partial z$  градиента температуры по разные стороны от этой плоскости направлены противоположно друг другу. Если сегнетоэлектрическую пластину с осью спонтанной поляризации  $Z$  нагреть до температуры  $T > T_C$  (точка Кюри) (рис. 3), то, начиная от момента времени  $t = t_1$ , дипольный момент  $P = 0$ . При последующем охлаждении весь образец перейдет в сегнетофазу с векторами поляризации, направленными навстречу друг другу, в сторону уменьшения температуры. Нагревание необходимо проводить

достаточно медленно, чтобы температурное поле соответствовало стационарному, определяемому выражением (10). Понятие медленного нагрева уточнено в работе [1].

Рассмотрим режим, при котором соблюдается условие плоской границы раздела  $l_1 h c_1^{-1} \ll 1$ , но при этом  $2z_0 h^{-1} = 1$ . В этом случае за счет сильного потока сверху  $\Phi_{\downarrow}$  плоскость  $\partial T/\partial z = 0$  смещается к краю пластины  $z = -h/2$ , т. е. внутри пластины всегда выполнимо условие  $\partial T/\partial z > 0$  (потоки тепла направлены в сторону  $z = -h/2$ ). Соответствующая структура бидоменов представлена на рис. 4 и аналогична предыдущей (см. рис. 3). Если направление вектора  $P_0$  (см. рис. 4, а) поменять на обратное, то в конечной стадии (см. рис. 4, в) оба вектора будут иметь одно и то же направление, в отличие от предыдущего режима (см. рис. 3), в котором бидоменная структура получается независимо от исходного направления  $P_0$ .

Таким образом, меняя интенсивность световых потоков, падающих на пластины кремния, являющиеся источником тепловых потоков, можно найти условия, при которых в пластинах монокристаллов ниобата лития градиенты температур, формирующие доменную поляризацию, будут направлены в противоположные стороны. Причем граница с нулевым градиентом, являющаяся междоменной границей, может быть расположена как симметрично, так и смещена к одной из граней пластины.

### Определение зависимости «электрическое напряжение — изгибная деформация» бидоменной структуры

Согласно разработанной модели, в условиях симметричного нагрева проведены эксперименты по формированию бидоменной структуры в пла-

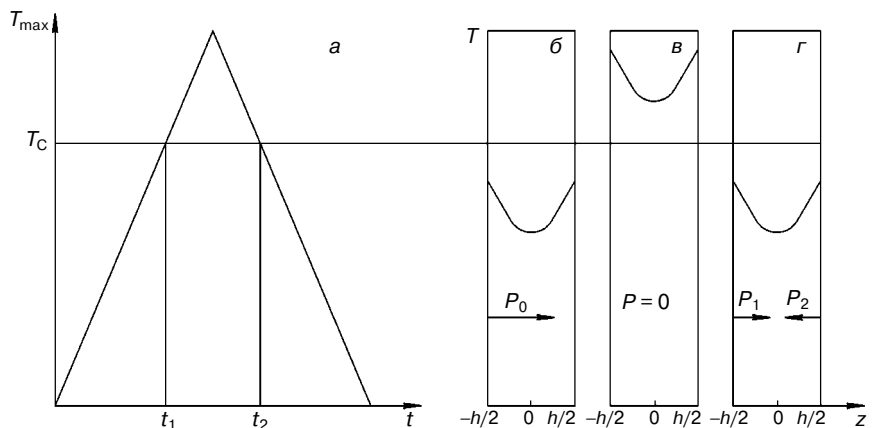


Рис. 3. Зависимость направления вектора поляризации в пластине  $\text{LiNbO}_3$  от температуры  $T$ : а — зависимость максимальной температуры пластины  $T_{\max}$  от времени  $t$ ; б–г — распределения температуры по оси  $Z$  для плоской границы раздела тепловых потоков, расположенной вблизи  $Z = 0$  (б —  $t < t_1$ ,  $T < T_C$  — вся пластина находится в сегнетофазе,  $P_0$  — исходный вектор поляризации; в —  $t_1 < t < t_2$ ,  $T > T_C$  — пластина в парафазе,  $P = 0$ ; г —  $t > t_2$ ,  $T < T_C$  — пластина переходит в сегнетофазу; вновь образующиеся векторы поляризации  $P_1$  и  $P_2$  направлены навстречу друг другу независимо от направления исходного вектора  $P_0$ )

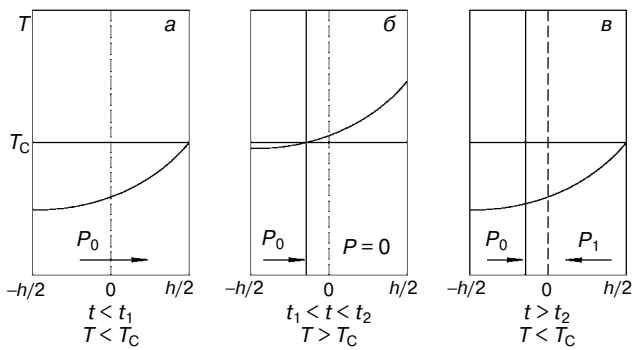


Рис. 4. Получение бидоменной структуры при асимметричном распределении температуры  $T$  внутри пластины  $\text{LiNbO}_3$ . При выполнении условий  $2z_0h^{-1} \approx 1$  и  $l_1hc_1^{-1} \ll 1$  внутри пластины всегда  $\partial T/\partial z > 0$ ; при  $t < t_1$ ,  $T < T_C$  (см. рис. 3) вектор поляризации  $P_0 \neq 0$  (см. рис. 4, а); при  $t_1 < t < t_2$ ,  $P_0 = 0$  только в верхней части пластины, для которой  $T > T_C$  (см. рис. 4, б); если максимальному нагреву образца соответствует случай 4, б, то при охлаждении ниже температуры Кюри в пластине формируется бидоменная структура (см. рис. 4, в)

стинах монокристаллов ниобата лития толщиной от 0,5 до 1,6 мм и длиной от 40 до 60 мм. Типичная сформированная бидоменная структура, выявленная селективным травлением, представлена на рис. 5.

На консольно-закрепленном образце бидоменной пластины ниобата лития толщиной 1,6 мм и длиной 60 мм проведены электромеханические испытания: определена зависимость деформации свободного конца от напряжения на электродах, нанесенных на противоположные поверхности пластины.

Измерение зависимости деформации от напряжения проводили двумя способами: при помощи атомно-силового и оптического микроскопов. Первым из этих способов измеряли малые деформации — примерно до 3 мкм, вторым — «большие». Общий диапазон подаваемых на электроды напряжений находился в пределах от  $-300$  до  $+300$  В.

Исследования на атомно-силовом микроскопе проводили следующим образом. Образец устанавливали в держателе специально изготовленной приставки таким образом, чтобы свободный конец верхней поверхности биморфа находился под кантилевером микроскопа. Площадкой взаимодействия кантилевера с образцом служила тонкая полированная пластина кремния, которую приклеивали к пластине ниобата лития у незакрепленного конца для исключения влияния электрических наводок от электродов, поляризации и шероховатости поверхности биморфа на результаты измерений. Приставку устанавливали на измерительном столике атомно-силового микроскопа NTEGRA Prima (NT-MDT, г. Москва). Измерения деформации проводили в одной точке — без сканирования — в контактной моде АСМ. Пьезотрубку сканера микроскопа устанавливали приблизительно на половине ее полного перемещения при нулевом напряжении на образце с тем, чтобы в одном ци-

кле измерить деформацию при обеих полярностях приложенного напряжения.

Напряжение на образец подавали ступенчато с шагом 10 В от стабилизированного источника с некоторым разрывом во времени, шаг во времени подбирали экспериментально. Главными критериями являлись различимость «ступеньки» на графике перемещения и стабилизация положения пьезодатчика на данной высоте. Идентичные измерения проводили в двух полярностях, процесс повторяли несколько раз в различных точках поверхности для минимизации ошибок. Точность измерения деформации составляла  $\sim 10$  нм. Результаты измерения с помощью атомно-силового микроскопа представлены на рис. 6 (треугольные метки).

Область больших деформаций (более  $\sim 3$  мкм) исследовали при помощи оптического микроскопа высокого разрешения Axio Imager D1 фирмы Carl Zeiss.

Образец закрепляли в держателе, изготовленном из изолирующего материала, и помещали на предметный столик микроскопа. Плоскость бидоменной структуры выставляли перпендикулярно к плоскости предметного столика, объектив микроскопа фокусировали на торцевую часть свободного конца образца. Напряжение подавали на электроды бидоменной пластины ступенчато с шагом 50 В от стабилизированного источника. Перемещение изображения в фокусе объектива фиксировали видеокамерой. Деформацию определяли по смещению изображения (выбирали некоторую выделяющуюся часть, например царапину) с увеличением напряжения на электродах от нулевого значения при двух полярностях и многократно. Результаты измерений представлены на рис. 6. Из рис. 6 видно, что точность измерения на оптическом микроскопе

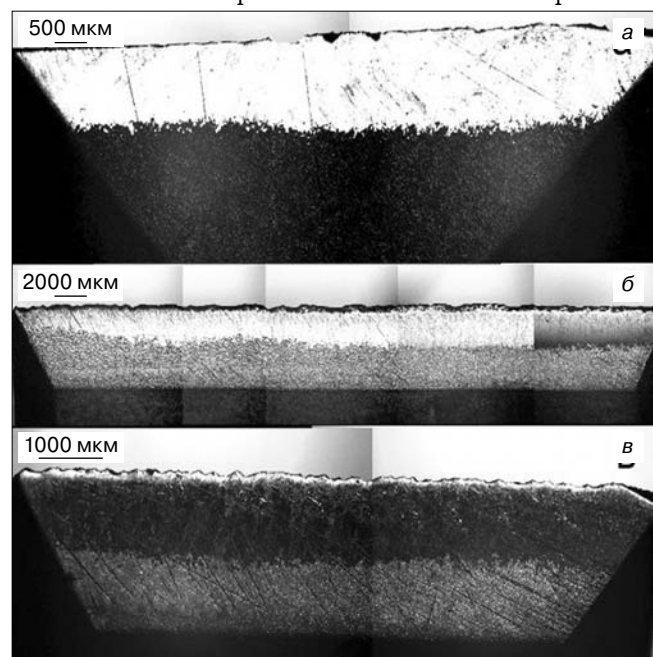


Рис. 5. Бидоменная структура в пластине ниобата лития: а, в — на торцах образца; б — вдоль пластины

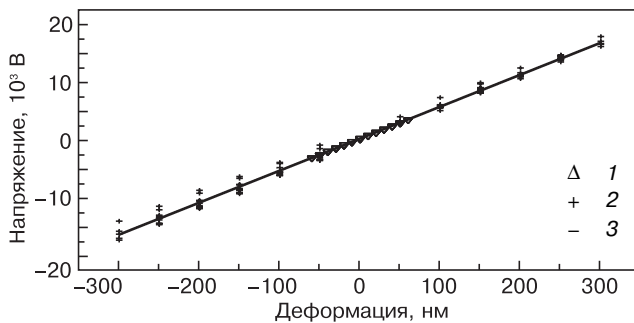


Рис. 6. Зависимость деформации свободного конца консолюно-закрепленного образца бидоменной пластины ниобата лития от напряжения: 1 — результаты измерений на атомно-силовом микроскопе; 2 — на оптическом; 3 — линейная аппроксимация ( $y = 54,95x + 97,07$  нм)

ниже, чем на атомно-силовом, но при этом показано, что зависимость «напряжение — деформация» носит линейный характер и может быть аппроксимирована прямой  $y = 54,95x + 97,07$  нм.

### Заключение

Разработан метод создания бидоменной структуры в пластинах одноосных сегнетоэлектрических монокристаллов, основанный на формировании тепловых потоков в образце, вызванных стационарным внешним двухсторонним нагревом пластинами кремния, в которых происходит превращение световой энергии в тепловую.

Расчет по предложенной модели показал, что внешним нагревом пластин сегнетоэлектрика можно сформировать тепловые потоки в образце таким образом, чтобы градиенты температур по толщине образца были направлены в противоположные стороны, способствуя образованию двух монодоменных областей, векторы поляризации в которых направлены навстречу друг другу, т. е. сформировать бидоменную структуру «голова к голове».

Использование в качестве источников тепловых потоков пластин монокристаллов кремния продиктовано спектральными характеристиками источников света используемой установки и областью поглощения кремния.

Экспериментально подтверждена эффективность применения светового поглощения для формирования внешних тепловых источников. Этот способ имеет, в частности, те преимущества, что с помощью стопы сапфировых пластин, устанавливаемой между излучателями и пластинами кремния, можно, используя френелевское отражение, балансировать мощность тепловых источников, создавая как симметричный, так и асимметричный

нагрев. Условия нагрева определяют положение условной поверхности с нулевым температурным градиентом и, следовательно, положение междоменной границы. Эта теоретическая модель полностью подтверждена экспериментально на образцах монокристаллических пластин ниобата лития.

Создана технология формирования бидоменных структур в пластинах монокристаллов ниобата лития, предназначенных для применения в прецизионных электромеханических системах. Показана высокая линейность и повторяемость характеристики «электрическое напряжение — изгибная деформация». Причем при размерах пластин толщиной 1,6 мм и длиной 60 мм и изменении напряжения от  $-300$  до  $+300$  В величина деформации составила более 35 мкм. Такой результат получен впервые.

Следует отметить, что полученные характеристики не являются предельными, а сам метод применим для широкого класса одноосных монокристаллических сегнетоэлектриков.

### Библиографический список

1. Blistanov, A. A. Kristally kvantovoi i nelineinoy optiki / A. A. Blistanov — M.: MISiS, 2000. — 431 p.
2. Parhomenko, Yu. N. Skaniruyushii zondovyi mikroskop: nekotorye novye resheniya / Yu. N. Parhomenko, M. D. Malinkovich, V. V. Antipov // Izv. vuzov. Materialy elektron. tehniki. — 2005. — N. 4. — P. 42—49.
3. Antipov, V. Application of piezoelectric monocrystals in devices of precision displacement / V. Antipov, M. Malinkovich, Yu. Parkhomenko // Internat. Symp. «Micro- and nano-scale domain structuring in ferroelectrics». — Ekaterinburg (Russia): Ural State University, 2005. — P. 48.
4. Antipov, V. V. Application of piezoelectric monocrystals devices of exact positioning of probe microscopes / V. V. Antipov, M. D. Malinkovich, Y. N. Parkhomenko // Book of abs. 4-th Int. Conf. Solid State Crystall. — Zakopane (Poland), 2004. — P. B-53.
5. Antipov, V. V. Formation of bidomain structure in lithium niobate single crystals by electrothermal method / V. V. Antipov, A. S. Bykov, M. D. Malinkovich, Yu. N. Parkhomenko // Ferroelectrics. — 2008. — V. 374, N 1. — P. 65—72.
6. Antipov, V. V. Formirovanie bidomennoy struktury v plastinakh monokristalla niobata litiya elektrotermicheskim metodom / V. V. Antipov, A. S. Bykov, M. D. Malinkovich, Yu. N. Parhomenko // Izv. vuzov. Materialy elektron. tehniki. — 2008. — N 3. — P. 18—22.
7. Antipov, V. V. Formirovanie bidomennoy struktury v plastinakh monokristalla niobata litiya metodom impul'snogo svetovogo otzhiga / V. V. Antipov, A. S. Bykov, M. D. Malinkovich, Yu. N. Parhomenko // Izv. vuzov. Materialy elektron. tehniki. — 2009. — N 3. — P. 23—26.
8. Kugel, V. D. Ferroelectric domain switching in heat-treated  $\text{LiNbO}_3$  crystals / V. D. Kugel, G. Rosenman // Ferroelectrics Lett. — 2006. — V. 15. — P. 55—60.
9. Bykov, A. S. Formirovanie bidomennoy struktury v plastinakh monokristallicheskih segnetoelektrikov stacionarnym raspredeleniem temperaturnykh polei / A. S. Bykov, S. G. Grigoryan, R. N. Zhukov, D. A. Kiselev, I. V. Kubasov, M. D. Malinkovich, Yu. N. Parhomenko // Izv. vuzov. Materialy elektron. tehniki. — 2013. — N 1. — P. 11—17.
10. Annual Book of ASTM Standards: Electrical insulation and electronics. Electronics (II). Section 10, V. 10.05, ASTM, 1990. — 750 p.
11. Dzheffris, G. Metody matematicheskoy fiziki / G. Dzheffris, B. Svirls. Vyp. 3. — M.: Mir, 1970. — 344 p.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (госконтракт №14.513.12.0005).

Исследования проведены на оборудовании ЦКП «Материаловедение и металлургия» на базе НИТУ «МИСиС» в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технического комплекса России на 2007—2013 годы».