

06;07;12

©1993 г.

ФОРМИРОВАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ СВЕТОВОДОВ В LiTaO_3 МЕТОДОМ НЕИЗОВАЛЕНТНОГО ИОННОГО ОБМЕНА В РАСПЛАВАХ СОЛЕЙ

В.А.Ганьшин, Ю.Н.Коркишко, Т.В.Морозова, В.А.Федоров

Предлагается новый метод формирования планарных световодов в кристаллах танталата лития — неизовалентный ионный обмен в расплавах солей. Обнаружено, что световоды могут быть сформированы путем ионообменных реакций $\text{Zn}^{2+} \rightarrow 2\text{Li}^+$, $\text{Ni}^{2+} \rightarrow 2\text{Li}^+$, $\text{Mn}^{2+} \rightarrow 2\text{Li}^+$, $\text{Fe}^{2+} \rightarrow 2\text{Li}^+$, $\text{Co}^{2+} \rightarrow 2\text{Li}^+$, $\text{Ca}^{2+} \rightarrow 2\text{Li}^+$, $\text{Mg}^{2+} \rightarrow 2\text{Li}^+$, протекающих в расплавах $\text{K}_2\text{SO}_4 - \text{Na}_2\text{SO}_4 - \text{Li}_2\text{SO}_4 - \text{MeSO}_4$ (Me: Zn, Ni, Mn, Fe, Co, Ca, Mg) при температурах ниже температуры Кюри танталата лития (600°C). Разработаны методики расчета деформаций и напряжений в световодных слоях, а также определения концентрации легирующих ионов. Анализируются возможные механизмы приращения показателя преломления.

Введение

Вследствие высоких акусто- и электрооптических свойств, а также из-за значительно большего по сравнению с традиционно используемым ниобатом лития порогом оптического пробоя кристаллы танталата лития (ТЛ) находят все большее применение в элементах интегральной оптики.

Известны методы получения световодов в LiTaO_3 при температурах выше температуры Кюри (T_c) путем диффузии Ti [1], Nb [2], Zr, Hf [3], Zn [4] из металлических или оксидных пленок, а также путем диффузии Zn из газовой фазы [5].

Авторы [6] сообщали об изготовлении планарных световодов на пластинах X- и Z-среза ТЛ путем газофазной диффузии цинка в течение 115–240 ч при температуре 595°C , которая несколько ниже температуры Кюри ТЛ. Известны и другие методы получения световодов при $T < T_c$: электродиффузия меди при 550°C [7] и ионный обмен $\text{Cu}^{2+} \rightarrow 2\text{Li}^+$ и $\text{Cu}^+ \rightarrow \text{Li}^+$ в расплавах солей при $350\text{--}500^\circ\text{C}$ [8]. Однако получаемые световоды имеют большие оптические потери (3–10 дБ/см).

Широкое распространение в последнее время получил низкотемпературный метод протонного обмена [9–11]. Получаемые световоды имеют

высокое оптическое качество (0.15 дБ/см по данным [11]), однако поддерживают распространение лишь мод необыкновенного луча (e -луча).

Световоды в ТЛ, получаемые ионным обменом в расплаве нитрата серебра [12,13], формируются, по мнению авторов [14], не путем ионообменной реакции $Ag^+ \rightarrow Li^+$, а вследствие протонного обмена.

Таким образом, все известные методы получения световодов в танталате лития, за исключением очень медленно протекающего процесса диффузии Zn [6], не позволяют получать качественные структуры, поддерживающие распространение мод обеих поляризаций, при температурах ниже T_c . В данной работе рассматривается новый метод получения планарных световодов в ТЛ, который позволяет решить эту проблему. Суть метода заключается в неизовалентном ионном обмене (НИИО) $Me^{2+} \rightarrow 2Li^+$ (Me: Zn, Mn, Ni, Ca, Mg, Fe, Co) в расплавах солей.

Изготовление образцов

В качестве легирующего расплава использовалась смесь K_2SO_4 (13.5 мол%)– Na_2SO_4 (8.5 мол%)– Li_2SO_4 – $MeSO_4$ (Me: Zn, Ni, Mg, Ca, Mn, Fe, Co). Мы использовали смесь с постоянной суммой мольных долей $Li_2SO_4(m)$ и $MeSO_4(n)$: $m + n = 78$ мол%. Процессы проводились при температуре 540°C. Условия получения образцов представлены в табл. 1.

Было установлено, что после процесса НИИО интенсивность поглощения –O–H связей вблизи 3500 см^{-1} не изменяется. Это указывает на то, что в отличие от процессов в расплавах $AgNO_3$ и $TlNO_3$ [14] протонный обмен не протекает. Действительно, мы использовали сухие соли, к тому же высокая концентрация ионов лития в расплавах препятствует протонному обмену вследствие интенсивного обратного процесса $Li^+ \rightarrow H^+$ [15,16].

Таблица 1. Условия формирования Me:LiTaO₃ волноводов ($T = 540^\circ\text{C}$)

Номер образца	Срез	Me	C_{Me} , мол%	Время, ч	ПП e -луча	ПП o -луча
1	Y	Ni	0.39	60	2.2209	2.2159
2	Z	Ni	0.08	150	2.2049	2.2023
3	Z	Ni	0.78	150	2.2170	2.2142
4	Z	Ni	1.92	150	2.2333	2.2321
5	Y	Zn	0.75	110	2.2075	2.2007
6	Z	Zn	0.08	110	2.2335	2.2137
7	Y	Ca	3.06	700	2.1881	2.1831
8	Y	Mg	2.46	700	—	—*
9	Y	Mn	0.80	60	2.2108	2.2042
10	Y	Co	0.97	80	2.2261	2.2173
11	Y	Fe	0.39	80	2.1992	2.1906

* В образце наблюдаются только 2 TE- и 2 TM-моды.

Деформации в Me:LiTaO_3 слоях определялись путем анализа кривых качания (КК), снятых от различных плоскостей. Y -срез: (030), (220), (240), (036), (036), (244), (042), (022); Z -срез: (00.12), (118), (108), (018) и {11, 12}. Первой здесь указана плоскость, параллельная поверхности пластины, остальные являются наклонными.

КК записывались на двукристалльном дифрактометре ДРОН-0.5 (излучение $\text{Cu } K\alpha_1$, монохроматор $\text{Si } (333)$). Обнаружено, что КК от плоскостей, параллельных поверхности пластины, снятые в различных направлениях, идентичны. Это указывает на отсутствие кристаллографической разориентации поверхности слоя и подложки.

Профили показателей преломления (ПП) восстанавливались по измеренным эффективным показателям по методике [17] ($\lambda = 633 \text{ нм}$). Оптические потери контролировались с помощью стандартной двухпризменной методики. ИК спектры регистрировались с помощью спектрофотометра SPECORD 751R. Фазовый анализ проводился на рентгеновском дифрактометре D-2 "Rigaku Denki". Распределение элементов по толщине легированных слоев исследовалось методом оже-электронной спектроскопии (Riber LAS 2000). Скорость ионного травления определялась с помощью предварительного травления стандартной пленки Ta_2O_5 .

Экспериментальные результаты

На рис. 1 представлены профили распределения элементов в Mn:LiTaO_3 световоде (образец 5). Отметим, что профили Mn и Li симметричны. Аналогичные профили наблюдаются и в других ионообменных структурах.

Фазовый анализ показал, что в отличие от аналогичных процессов в ниобате лития [18] обедненная по Li_2O фаза LiTa_3O_8 в ионообменных слоях Me:LiTaO_3 не формируется.

Авторы работы [19] сообщали об изготовлении и свойствах нестехиометричных твердых растворов (НТР) на основе танталата лития. Было обнаружено, что НТР $\text{Li}_{1-x}\text{Me}_{x/2}^{2+}[\text{Li}]_{x/2}\text{TaO}_3$, где $\text{Me} = \text{Zn, Ni, Ca}$ и Mg существуют в широком интервале концентраций x . Эти твердые растворы обладают сегнетоэлектрическими свойствами.

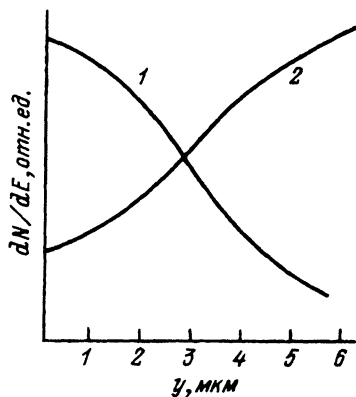


Рис. 1. Профили распределения элементов в Mn:LiTaO_3 световоде.
1 — Mn (588 эВ), 2 — Li (43 эВ).

Характер распределения элементов в формируемых световодных слоях и отсутствие фазового разделения показывают, что, как минимум, в случае образцов 1-6 формируются НТР $\text{Li}_{1-x}\text{Me}_{x/2}^{2+}[\]_{x/2}\text{TaO}_3$. В получаемых световодах распространяются моды обеих поляризаций с оптическими потерями 1-10 дБ/см. Лучшими световодами были Mn:LT, Zn:LT и Ni:LT ($\alpha < 3$ дБ/см).

Методика расчета деформаций и напряжений в слоях

Разность углов брэгговского отражения $\Delta\Psi$ от поверхности слоя и подложки, наблюдаемая на кривых качания, состоит из двух компонент [20]: $\Delta\theta$, вызванного разностью межплоскостных расстояний d , и $\Delta\varphi$, появляющегося вследствие наклона плоскости слоя относительно соответствующей плоскости подложки.

Для нахождения $\Delta\theta$ и $\Delta\varphi$ кривые качания от плоскости записываются в двух асимметричных направлениях, так чтобы $\Psi^+ = \theta + \varphi$ и $\Psi^- = \theta - \varphi$ [16]

$$\Delta\theta_{hkl} = (\Delta\Psi_{hkl}^+ + \Delta\Psi_{hkl}^-)/2, \quad (1)$$

$$\Delta\varphi_{hkl} = (\Delta\Psi_{hkl}^+ - \Delta\Psi_{hkl}^-)/2. \quad (2)$$

Задача заключается в нахождении функциональной связи между экспериментально определенными значениями (1), (2) и элементами тензора деформаций S_{ij} .

В общем случае триклинной системы межплоскостные расстояния d_{hkl} связаны с параметрами решетки a, b, c и углами α, β, γ следующим образом:

$$\frac{1}{d^2} = \frac{1}{V} \left(\frac{h^2}{a^2} \sin^2 \alpha + \frac{k^2}{b^2} \sin^2 \beta + \frac{l^2}{c^2} \sin^2 \gamma + 2 \frac{kl}{bc} (\cos \beta \cdot \cos \gamma - \cos \alpha) + 2 \frac{hl}{ac} (\cos \alpha \cdot \cos \gamma - \cos \beta) + 2 \frac{hk}{ab} (\cos \alpha \cdot \cos \beta - \cos \gamma) \right), \quad (3)$$

где $v = 1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta - \cos^2 \gamma + 2 \cos \alpha \cdot \cos \beta \cdot \cos \gamma$; h, k, l — индексы Миллера соответствующей плоскости.

В этом случае угол φ между плоскостью hkl и параллельной поверхности пластины плоскостью $h'k'l'$ равен

$$\cos \varphi = \frac{dd'}{v} \left(\frac{hh'}{a^2} \sin^2 \alpha + \frac{kk'}{b^2} \sin^2 \beta + \frac{ll'}{c^2} \sin^2 \gamma + \frac{(k'l' + kl')}{bc} (\cos \beta \cos \gamma - \cos \alpha) + \frac{(h'l' + hl')}{ac} (\cos \alpha \cos \gamma - \cos \beta) + \frac{(h'k' + hk')}{ab} (\cos \alpha \cos \beta - \cos \gamma) \right). \quad (4)$$

Продифференцируем (3) и (4) по всем кристаллографическим параметрам с учетом того, что деформации S_{ij} в кристаллофизической системе тригонального кристалла выражаются в виде [21],

$$S_{11} = S_{xx}, \quad S_{33} = S_{22}, \quad S_{13} = -\Delta\beta/2, \quad S_{23} = -(\Delta\alpha + \Delta\beta/2)/\sqrt{3},$$

$$S_{22} = S_{YY} - \Delta\gamma\sqrt{3}, \quad S_{12} = -\Delta\gamma/2 + (S_{XX} - S_{YY})/2\sqrt{3}. \quad (5)$$

С учетом соотношения Вульфа-Брэгга получим выражения для $\Delta\theta_{hkl}$

$$-\frac{\Delta\theta \operatorname{ctg} \epsilon}{d^2} = \frac{h^2}{a^2} S_{11} + \frac{(h+2k)^2}{3a^2} S_{22} + \frac{l^2}{c^2} S_{33} + \frac{2l(h+2k)}{\sqrt{3}ac} S_{23} + \frac{2hl}{ac} S_{13} + \frac{2h(h+2k)}{\sqrt{3}a^2} S_{12} \quad (6)$$

и для $\Delta\varphi_{hkl}$

$$\Delta\varphi \operatorname{tg} \varphi = \Delta\theta \operatorname{ctg} \theta + \Delta\theta' \operatorname{ctg} \theta' + \frac{1}{w} \left(\frac{hh'}{a^2} S_{11} + \frac{(hh' + 4kk' + 2(hk' + kh'))}{a^2} S_{22} + \frac{ll'}{c^2} S_{33} + \frac{(l(h' + 2k') + l'(h + 2k))}{\sqrt{3}ac} S_{23} + \frac{(h'l + hl')}{ac} S_{13} + \frac{(h(h' + 2k') + h'(h + 2k))}{\sqrt{3}a^2} S_{12} \right), \quad (7)$$

где

$$w = \frac{4}{3a^2} \left(hh' + kk' + \frac{1}{2}(hk' + kh') \right) + \frac{ll'}{c^2}.$$

Отметим, что выражение (7) записано с учетом экспериментального факта отсутствия наклона параллельной поверхности плоскости слоя $(h'k'l')$ относительно подложки.

Соотношения (6) и (7) позволяют определить все компоненты S_{ij} , если известны угловые сдвиги $\Delta\Psi^{+,-}$ для, как минимум, шести плоскостей (hkl) .

Использование $n > 6$ плоскостей ($2n - 1$ уравнений вида (5) и (7)) позволяет значительно повысить точность расчета компонентов тензора деформаций.

Переопределенная система $2n - 1$ линейных неоднородных уравнений относительно 6 неизвестных (S_{ij}) решалась нами методом сингулярного разложения [23], который обеспечивает минимизацию экспериментальных данных методом наименьших квадратов и наилучшую устойчивость получаемого решения к погрешности исходных данных, что является одним из достоинств предлагаемой методики расчета тензора деформаций.

Напряжения в световодных слоях определялись в технологической системе координат, где ось $3''$ перпендикулярна поверхности пластины, а оси $1''$ и $2''$ взаимно перпендикулярны и расположены в плоскости пластины.

Известно, что наблюдаемый тензор деформаций S_{ij} складывается из двух тензоров: упругого S_{ij}^{eI} и пластического S_{ij}^{fR} (последний вызван несоответствием параметров решетки недеформированных слоя и подложки)

$$S_{ij} = S_{ij}^{eI} + S_{ij}^{fR}. \quad (8)$$

Поскольку толщина формируемого напряженного слоя существенно меньше подложки, то ненулевыми компонентами тензора S_{ij}^{el} будут только S''_{11} , S''_{22} и S''_{12} . Упругие деформации вдоль оси Z'' S''_{33} , S''_{13} и S''_{23} , возникающие вследствие эффекта Пуассона, определяются путем решения системы уравнений

$$\sigma''_{ij} = C''_{ijkl} S''_{kl}{}^{el}, \quad (9)$$

записанной при условии, что напряжения в направлении оси Z'' отсутствуют $\sigma''_{33} = \sigma''_{13} = \sigma''_{23} = 0$, C''_{ijkl} — тензор упругой жесткости ТЛ в технологической системе координат

$$C''_{ijkl} = a_{in} a_{jm} a_{ko} a_{lp} C_{nmop}, \quad (10)$$

C_{nmop} — тензор упругой жесткости ТЛ [23], a_{ij} — поворотная матрица от кристаллофизической к технологической системе координат.

Оценим далее изменение показателей преломления слоев вследствие фотоупругого эффекта. Известно, что связь тензора диэлектрической проницаемости ε_{ij} и S_{ij}^{el} имеет вид

$$\Delta(\varepsilon_{ij})^{-1} = P_{ijkm} S_{km}^{el}. \quad (11)$$

Здесь P_{ijkm} — фотоупругий тензор таятала лития [24].

Как будет показано ниже (табл. 3), в Me:LiTaO_3 структурах (Me: Zn, Ni, Ca, Mg) изменение ПП вследствие фотоупругого эффекта весьма мало. Поэтому вполне правомерно использование измеренных значений ПП o - и e -лучей на поверхности слоев (табл. 1) в качестве соответствующих компонентов тензора диэлектрической проницаемости ненапряженного НТР $\text{Li}_{1-x}\text{Me}_x/2[\]_{x/2}\text{TaO}_3$: $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = n_o^2$ и $\varepsilon_{33} = n_e^2$. При расчетах остальных Me:LiTaO_3 световодов (Me:Mn и Co) в качестве исходных значений мы использовали ПП таятала лития.

Далее определяются главные векторы $l^{m,1}$, $l^{m,2}$ и $l^{m,3}$ и соответствующие главные значения $\varepsilon^{m,1}$, $\varepsilon^{m,2}$ и $\varepsilon^{m,3}$ тензора ε_{ij} . Очевидно, в главных направлениях должно выполняться

$$\begin{aligned} \varepsilon_{1j} \cdot l_j^{m,i} - \varepsilon^{m,i} \cdot l_1^{m,i} &= 0, \\ \varepsilon_{2j} \cdot l_j^{m,i} - \varepsilon^{m,i} \cdot l_2^{m,i} &= 0, \\ \varepsilon_{3j} \cdot l_j^{m,i} - \varepsilon^{m,i} \cdot l_3^{m,i} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

Система (12) имеет нетривиальное решение, если ее определитель равен нулю

$$(\varepsilon^{m,i})^3 - a \cdot (\varepsilon^{m,i})^2 + b \cdot \varepsilon^{m,i} - c = 0. \quad (13)$$

Здесь $a = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$, $b = A_{11} + A_{22} + A_{33}$, A_{ii} — главные миноры матрицы ε_{ij} , $c = \det(\varepsilon_{ij})$. Из (13) определяются главные значения $\varepsilon^{m,1}$, $\varepsilon^{m,2}$ и $\varepsilon^{m,3}$ матрицы ε_{ij} и затем из (12) находятся соответствующие координаты $l_j^{m,i}$ для каждого $\varepsilon^{m,i}$. Поскольку существует неопределенность в выборе главных направлений, то каждому главному значению в соответствие ставилось главное направление так, чтобы обеспечивался минимальный суммарный разворот тензоров ε_{ij} слоя относительно подложки,

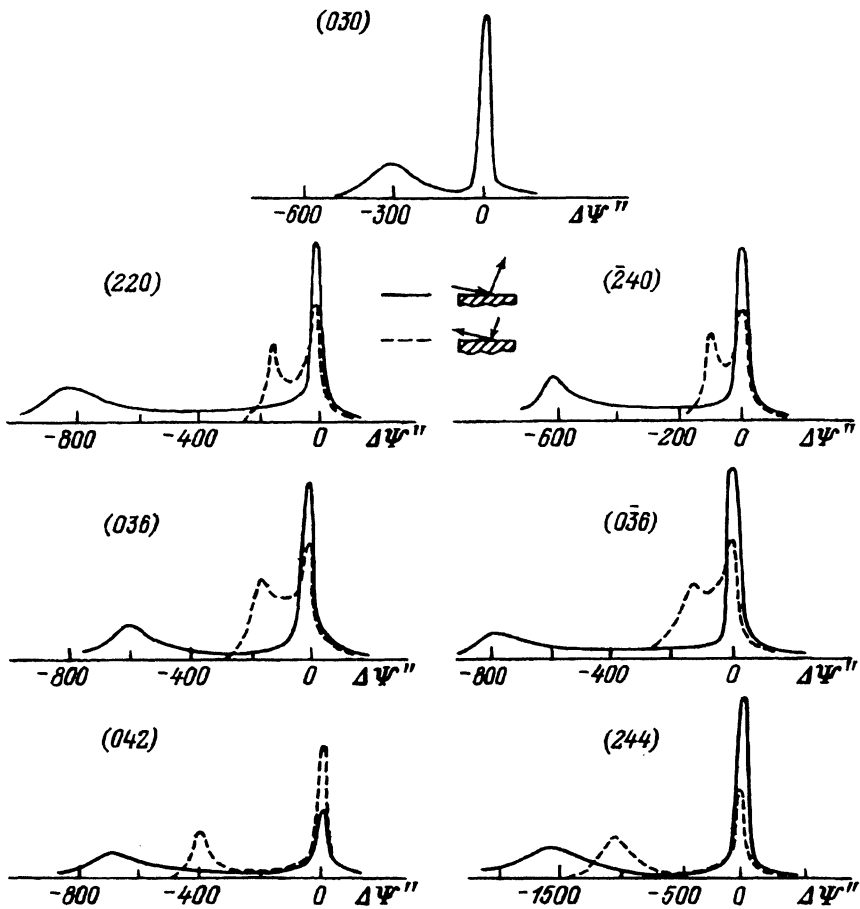


Рис. 2. Рентгеновские кривые качания от различных плоскостей образца 1.

т.е. $\Sigma\varphi_{ii} = \min(\varphi_{ii}$ — угол между i -й главной осью слоя и i -осью кристаллофизического базиса).

Рассмотрим особенности расчета упругих деформаций и концентрации легирующих металлов в структурах на Y - и Z -срезах.

Структуры на Y -срезе. Пространственная группа симметрии $R\bar{3}C$ характеризуется отсутствием отражений от плоскостей $hkil$ (гексагональные индексы), для которых $-h + k + l \neq 3n$, а также для плоскостей $h\bar{h}ol$ при $l = 2n$ [25]. Это позволяет различить плоскости с одинаковыми θ и φ . Так, мы можем отличить (036) от $(0\bar{3}6)$, (220) от $(\bar{2}40)$.

На рис. 2 представлены КК от различных плоскостей образца 1. Анализ аналогичных кривых позволяет определить деформации S_{11} , S_{22} , S_{33} , S_{13} , S_{12} и S_{23} , а также определить механические напряжения (табл. 2) и изменение ПП вследствие фотоупругого эффекта (табл. 3).

Напряжения в $Me:LiTaO_3$ ($Me: Zn, Ni, Ca, Mg$) и в других $Me:LiTaO_3$ световодах определялись по-разному. Как уже говорилось, в случае $Me: Zn, Ni, Ca, Mg$ формируемые ионообменные световоды представляют собой градиентные слои твердых растворов $Li_{1-x}Me_{x/2}^{2+}[]_{x/2}TaO_3$ и, следо-

Таблица 2. Деформации и напряжения в образцах Ме:ТЛ

Номер образца	$S_{11}, 10^{-3}$	$S_{22}, 10^{-3}$	$S_{33}, 10^{-3}$	$S_{12}, 10^{-3}$	$S_{13}, 10^{-3}$	$S_{23}, 10^{-3}$	$\sigma''_{11}, \text{Н/мм}^2$	$\sigma''_{22}, \text{Н/мм}^2$	$\sigma''_{12}, \text{Н/мм}^2$
2	0	0	0.9	0	0	0	33	33	0
3	0	0	1.9	0	0	0	70	70	0
4	0	0	3.5	0	0	0	129	129	0
5	-0.5	2.3	-0.3	0	0.6	-0.3	-590	-182	119
6	0	0	4.6	0	0	0	-932	-932	0
7	-0.1	3.4	0	0	0	0	-995	-565	0
8	-0.7	0.7	0	0	0	0	-296	-88	0
9	-0.6	3.1	-0.5	0	0.7	-0.3	-171	-157	124
10	-0.6	3.2	-0.5	0	0.9	0.7	-164	-165	172

вательно, при расчете напряжений необходимо учитывать тензор несоответствия параметров решеток слоя и подложки. Зависимость параметров решетки ненапряженных твердых растворов $\text{Li}_{1-X}\text{Me}_{X/2}^{2+}[\]_{X/2}\text{TaO}_3$ известна [19]

$$S_a^{fR} = A \cdot X, \quad S_c^{fR} = B \cdot X. \quad (14)$$

Поэтому, учитывая, что

$$S_{ii} = S_{ii}^{fR} + S_{ii}^{\epsilon i}, \quad (15)$$

мы можем определить все компоненты тензора упругих деформаций $S_{ij}^{\epsilon i}$.

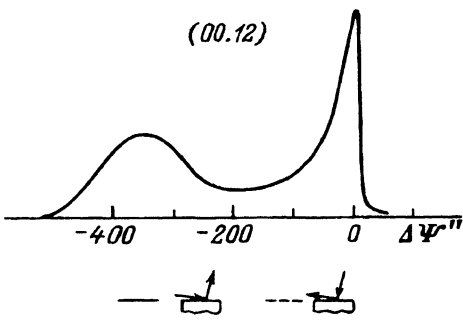
Используя соотношения (5), (14), (15) и связь между $S_{11}^{\epsilon i}$, $S_{22}^{\epsilon i}$ и $S_{33}^{\epsilon i}$ вследствие эффекта Пуассона

$$S_{22}^{\epsilon i} = -\frac{(C_{12} \cdot C_{44} + C_{14}^2)S_{11}^{\epsilon i} + C_{13} \cdot C_{44} \cdot S_{33}^{\epsilon i}}{C_{11} \cdot C_{44} - C_{14}^2}, \quad (16)$$

получаем соотношения для определения состава X на поверхности формируемого слоя и деформаций ненапряженного НТР $\text{Li}_{1-X}\text{Me}_{X/2}^{2+}[\]_{X/2}\text{TaO}_3$

Таблица 3. Изменение оптических свойств в слоях Ме:ТЛ за счет фотоупругого эффекта

Номер образца	Изменение ПП в кристаллофизических координатах, 10^{-4}			Изменение главных значений ПП, 10^{-4}		
	Δn_{11}	Δn_{22}	Δn_{33}	Δn_1	Δn_2	Δn_3
2	-0.8	-0.8	-0.7	-0.8	-0.8	-0.7
3	-1.8	-1.8	-1.1	-1.8	-1.8	-1.1
4	-3.3	-3.3	-2.7	-3.3	-3.3	-2.7
5	8.3	9.5	8.2	8.2	9.4	8.4
6	23.8	23.8	18.9	23.8	23.8	18.9
7	15.4	17.3	14.4	15.4	17.1	14.6
8	4.0	4.6	3.9	4.0	4.5	4.0
9	3.1	3.5	2.8	3.0	3.6	2.8
10	3.1	3.5	2.8	2.9	3.7	2.8



(018), (108) и (1̄18)

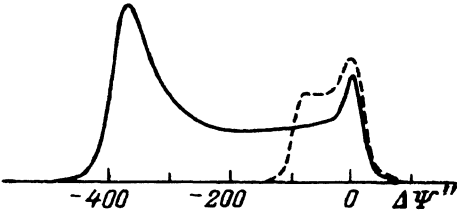


Рис. 3. Рентгеновские кривые качания от различных плоскостей образца 3.

такого же состава (S_{ac}^{fR})

$$X = \frac{4S_{YY} + (3N_X - 1) \cdot S_{XX} + 3N_Z \cdot S_{ZZ}}{3(1 + N_X)A + 3N_Z C - (3N_X - 1)AS_{XX} - 3N_Z AS_{ZZ}}, \quad (17)$$

где $N_X = (C_{12}C_{44} + C_{14}^2)/(C_{11}C_{44} - C_{14}^2)$, $N_Z = C_{13}C_{44}/(C_{11}C_{44} - C_{14}^2)$.

Упругие деформации в плоскости пластины определяются как

$$S_{11}^{el} = S_{11} - S_a^{fR}, \quad (18)$$

$$S_{33}^{el} = S_{33} - S_c^{fR}. \quad (19)$$

Для Mn и Co НТР $\text{Li}_{1-x}\text{Me}_{x/2}^{2+}[\text{TaO}_3]$ неизвестны, и приходится предполагать, что деформациям подвергается подложка, т.е. $\text{Me}:\text{LiTaO}_3$ световоды рассматриваются как деформированные слои ТЛ, т.е.

$$S_{ij}^{el} = S_{ij}. \quad (20)$$

Далее, по вышеописанной методике рассчитывались напряжения в световодах (так как C_{ijkl} $\text{Li}_{1-x}\text{Me}_{x/2}^{2+}[\text{TaO}_3]$ неизвестны, то мы использовали C_{ijkl} чистого ТЛ).

Структуры на Z-срезе. Анализ КК от плоскостей (018), ($\bar{1}$ 08) и ($1\bar{1}$ 8) показал их полную идентичность (рис. 3). Как следует из (6), (7), это означает, что сдвиговые компоненты тензора деформаций отсутствуют и $S_{11} = S_{22}$. Тогда S_{33} , S_{11} и S_{22} определяются из соотношений

$$S_{33} = -\Delta\theta_{00,12} \text{ctg } \theta_{00,12}, \quad (21)$$

$$\frac{4}{3a^2} S_{22} + \frac{64}{c^2} S_{33} = -\frac{\Delta\theta_{018}}{d_{018}^2 \text{tg } \theta_{018}}, \quad (22)$$

$$\frac{2}{a^2}(S_{11} + S_{22}) + \frac{144}{c^2}S_{33} = -\frac{\Delta\theta_{11,12}}{d_{11,12}^2 \operatorname{tg} \theta_{11,12}}. \quad (23)$$

Используя связь между S_{33}^{el} , S_{11}^{el} и S_{22}^{el} вследствие эффекта Пуассона

$$S_{33}^{el} = -\frac{C_{13}}{C_{33}}(S_{11}^{ei} + S_{22}^{ei}) \quad (24)$$

и учитывая (14), получаем выражение для определения поверхностного состава X и деформаций соответствующего недеформированного НТР

$$X = \frac{S_{33} \cdot C_{33}/C_{13} + S_{11} + S_{22}}{2A + C \cdot (C_{33}/C_{13} - S_{11} - S_{22})}. \quad (25)$$

Обсуждение результатов

На рис. 4 представлены профили показателей преломления в световодах. Рассмотрим возможные механизмы приращения ПП.

Первым возможным механизмом является изменение ПП вследствие замены менее поляризуемого иона на более поляризуемый (Δn^r). Второй причиной может быть изменение спонтанной поляризации сегнетоэлектрика (Δn^{ps}). И наконец, определенный вклад вносит фотоупругий

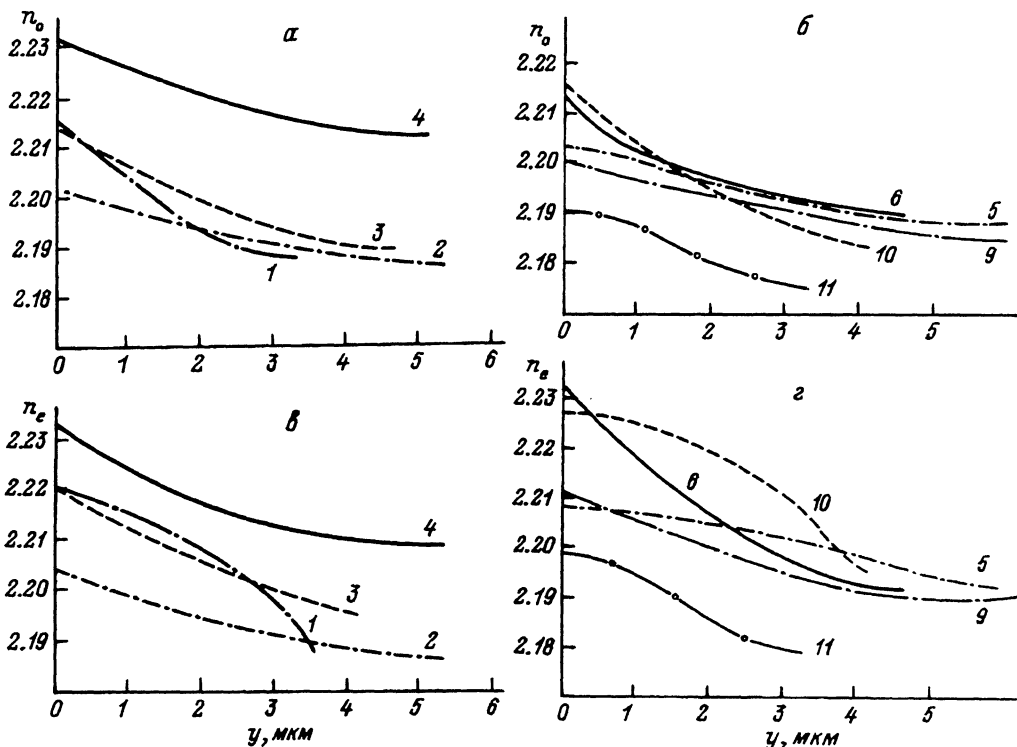


Рис. 4. Профили показателей преломления обыкновенного (а,б) и необыкновенного (в,г) лучей в Me:LiTaO₃ световодах.

Номера кривых соответствуют номерам образцов в табл. 1.

эффект (Δn^{el}). Таким образом, общее изменение ПП можно представить в виде [26,27]

$$\Delta n_{e,o} = \Delta n^r + \Delta n^{ps} + \Delta n^{el}. \quad (26)$$

Так как в результате ионного обмена формируется твердый раствор $Li_{1-X}Me_{X/2}^{2+}[]_{X/2}TaO_3$, то из соотношения Лоренц-Лоренца пренебрегая изменением мольного объема получаем

$$\Delta n_{e,o}^r = \frac{(n_{e,o}^2 + 2)^2}{6n_{e,o}V} (R(MeO) - R(Li_2O)) \frac{x}{2}, \quad (27)$$

где V — мольный объем ТЛ, R — мольные рефракции соответствующих оксидов [28].

Изменение спонтанной поляризации вследствие эффекта Керра приводит к следующим изменениям ПП:

$$\begin{aligned} \Delta n_e^{ps} &= -n_e^3 \cdot g_{33} \cdot P_s \cdot \Delta P_s, \\ \Delta n_o^{ps} &= -n_o^3 \cdot g_{13} \cdot P_s \cdot \Delta P_s, \end{aligned} \quad (28)$$

где g_{ij} — квадратичные электрооптические коэффициенты, g_{ij} для формируемых твердых растворов неизвестны, и мы использовали соответствующие коэффициенты танталата лития $g_{13} = 0.03m^4 \cdot C^{-2}$, $g_{33} = 0.17m^4 \cdot C^{-2}$ [29].

Принимая во внимание $P_s = B \cdot T_c^2$, можно рассчитать изменение температуры Кюри в формируемом слое по сравнению с исходным ТЛ. Как видно из табл. 3, слои $Me:LiTaO_3$ являются двухосными, как и в случае $Ti:LiNbO_3$ и $H:LiNbO_3$ световодов [31,32], т.е. $\Delta n_1^{el} \neq \Delta n_2^{el}$. Следовательно, выражение “изменение ПП о-луча вследствие фотоупругого эффекта” не

Таблица 4. Расчетные значения X и ΔT_c в твердом растворе $Li_{1-X}Me_{X/2}^{2+}[]_{X/2}TaO_3$

Номер образца	X (расчет по (17), (25))	X (расчет по (26))	ΔT_c
1	—	0.69	-4
2	0.10	0.46	7
3	0.20	0.66	-8
4	0.39	0.90	14
5	0.25	0.23	-13
6	0.38	0.32	-76
7	0.15	0.10	-5
8	0.09	—	—
9	—	0.25	-12
10	—	0.50	-23
11	—	0.09	-22

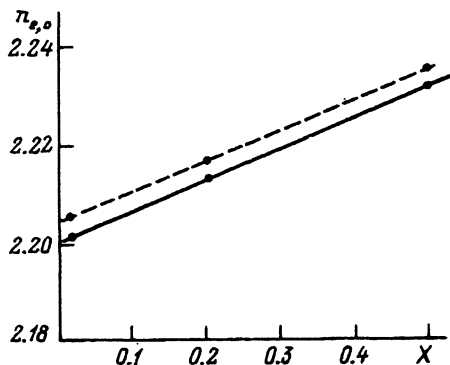


Рис. 5. Зависимость показателей преломления o - (штриховая линия) и e -лучей (пунктир) от состава твердого раствора $\text{Li}_{1-x}\text{Ni}_{x/2}^{2+}[\text{X}/2]\text{TaO}_3$.

имеет смысла. Однако заметим, что Δn_1^{e1} и Δn_2^{e1} весьма малы по сравнению с экспериментально наблюдаемыми значениями (табл. 1,3) и в (26) мы пренебрегали вкладом фотоупругого эффекта.

Таким образом, решая систему (26), можно независимо определить концентрацию X в формируемом НТР $\text{Li}_{1-x}\text{Me}_{x/2}[\text{X}/2]\text{TaO}_3$ и изменение его температуры Кюри по сравнению с ТЛ. Эти значения и соответствующие концентрации, определенные из (17), (25), представлены в табл. 4. Отметим, что результаты, полученные различными методами для металлов, чьи оксиды не являются окрашенными, весьма близки. Для окрашенных оксидов (в нашем случае это NiO , CoO , FeO) большая ошибка вызвана, вероятно, тем, что приводимые справочные значения их ПП неточны, так как у ПП имеется значительная мнимая часть.

Таким образом, методика (26) позволяет определять концентрацию легирующих ионов в $\text{Me}:\text{LiTaO}_3$ световодах, для которых твердые растворы $\text{Li}_{1-x}\text{Me}_{x/2}^{2+}[\text{X}/2]\text{TaO}_3$ неизвестны и методика (17), (25) не может быть применена.

Полученные результаты позволяют построить зависимости состав-показатели преломления o - и e -лучей для твердого раствора $\text{Li}_{1-x}\text{Ni}_{x/2}^{2+}[\text{X}/2]\text{TaO}_3$ (рис. 5). Аналогичные результаты могут быть получены и для других твердых растворов $\text{Li}_{1-x}\text{Me}_{x/2}^{2+}[\text{X}/2]\text{TaO}_3$.

Заключение

Представленные результаты показывают, что планарные световоды, поддерживающие распространение мод обеих поляризаций, могут быть получены неизовалентным ионным обменом. Процесс протекает при температурах ниже температуры Кюри танталата лития. Разработанные методики позволяют определять концентрацию легирующих ионов, а также деформации и напряжения в световодах.

Вероятно, в процессах ионного обмена могут принимать участие не только рассмотренные, но и другие двух- и трехвалентные ионы.

Список литературы

- [1] *Tangonan G.L., Barnoski M.K., Lotspeich J.F., Lee A.* // Appl. Phys. Lett. 1977. Vol. 30. N 5. P. 238-239.
- [2] *Hammer J.M., Phillips W.* // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 24. N 11. P. 545-547.
- [3] *Атучин В.В., Зилинг К.К., Шипилова Д.П.* // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 5. С. 994-999.

- [4] Атучин В.В., Зилинг К.К., Клипко А.Т. // Автометрия. 1988. Т. 5. № 5. С. 52–55.
- [5] Екпоуан О., Yoon D.W., Taylor H.F. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. N 6. P. 384–386.
- [6] Yoon D.W., Екпоуан О. // J. Lightwave Technol. 1988. Vol. 6. N 6. P. 877–880.
- [7] Noda J., Saku T., Uchida N. // Appl. Phys. Lett. 1974. Vol. 25. N 5. P. 308–310.
- [8] Bobrov Yu.A., Ganshin V.A., Ivanov V.Sh. et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 1991. Vol. 123. N 1. P. 317–324.
- [9] Копылов Ю.Л., Кравченко В.Б., Мургородская Е.Н., Бобылев А.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 10. С. 801–804.
- [10] Ganshin V.A., Korkishko Yu.N., Morozova T.V. // Phys. St. Sol. (a). 1988. Vol. 110. N 2. P. 397–402.
- [11] Findakly T., Suchoski P., Leonberger F. // Opt. Lett. 1988. Vol. 13. N 9. P. 797–799.
- [12] Jackel J.L. // Appl. Opt. 1980. Vol. 19. N 12. P. 1996–1999.
- [13] Ангелов А.К., Золотов Е.М., Прохоров А.М., Черных В.А. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 22. С. 1345–1349.
- [14] Jackel J.L., Rice C.E. // Appl. Phys. Lett. 1982. Vol. 41. N 6. P. 508–510.
- [15] Ганшин В.А., Иванов В.Ш., Коркишко Ю.Н., Петрова В.З. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 7. С. 1354–1362.
- [16] Ганшин В.А., Коркишко Ю.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 9. С. 153–156.
- [17] White J.M., Heidrich P.F. // Appl. Opt. 1978. Vol. 15. N 1. P. 151–155.
- [18] Ivanov V.Sh., Ganshin V.A., Korkishko Yu.N. // Vacuum. 1992. Vol. 43. P. 552–558.
- [19] Torii Y., Sekia T., Yamamoto T. // Mat. Res. Bull. 1983. Vol. 18. N 12. P. 1569–1574.
- [20] Bartels W.J., Nijman W. // J. Cryst. Growth. 1978. Vol. 44. N 5. P. 518–525.
- [21] Fedorov V.A., Ganshin V.A., Korkishko Yu.N. // Phys. St. Sol. (b). 1992. Vol. 173. N 2. P. 390–395.
- [22] Форсайт Дж., Малькольм М., Муллер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980. 279 с.
- [23] Smith R.T., Welsh F.S. // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 6. P. 2219–2233.
- [24] O'Brien R.J., Rosasoo G.J., Weber A. // J. Opt. Soc. Am. 1970. Vol. 60. N 5. P. 716–722.
- [25] Megaw H.D. // Acta Cryst. 1952. Vol. 7. N 1. P. 187–199.
- [26] Sugii K., Fukuma M., Iwasaki H. // J. Mat. Sci. 1978. Vol. 13. N 2. P. 523–533.
- [27] Atuchin V.V., Ziling C.C., Shipilova D.P., Beizel N.F. // Ferroelectrics. 1989. Vol. 100. N 1. P. 261–266.
- [28] Бацанов С.С. Структурная рефрактометрия. М.: Высшая школа, 1976. 352 с.
- [29] Yamada T., Iwasaki H., Niizeki N. // Jap. J. Appl. Phys. 1969. Vol. 8. P. 1127–1132.
- [30] Кузьминов Ю.С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. М.: Наука, 1982. 399 с.
- [31] Ganshin V.A., Korkishko Yu.N. // J. Opt. Commun. 1991. Vol. 11. N 4. P. 410–415.
- [32] Fedorov V.A., Ganshin V.A., Korkishko Yu.N. // Opt. Commun. 1992. Vol. 87. N 3. P. 295–301.

Московский институт
электронной техники

Поступило в Редакцию
7 мая 1992 г.
В окончательной редакции
4 ноября 1992 г.