

В. В. АТУЧИН, К. К. ЗИЛИНГ, А. Т. КЛИПКО
(Новосибирск)

ОПТИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ $\text{LiTaO}_3 : \text{Zr}$ И $\text{LiTaO}_3 : \text{Ni}$

Одним из перспективных материалов для интегральной оптики является танталат лития, обладающий значительным электрооптическим эффектом и высокой по сравнению с LiNbO_3 стойкостью к оптическим повреждениям. В то же время набор методов создания волноводных слоев в LiTaO_3 ограничивается в основном диффузионным легированием поверхностных слоев Nb [1] и Ti [2, 3] либо изменением состава с помощью обратной диффузии лития [4]. В связи с этим представляется целесообразным поиск других диффузантов, обеспечивающих формирование оптических волноводов на указанном материале.

В настоящей работе исследована возможность создания волноводов путем легирования LiTaO_3 цирконием и гафнием.

Оценка оптических свойств, обоснование выбора диффузантов. Для сегнетоэлектриков изменение показателей преломления (ПП) Δn может быть представлено в виде [5]

$$\Delta n = \Delta n^{(R)} + \Delta n^{(P_s)} + \Delta n^{(e)}, \quad (1)$$

где $\Delta n^{(R)}$ — изменение ПП за счет увеличения молекулярной рефракции R при легировании; член $\Delta n^{(P_s)}$ связан с изменением спонтанной поляризации P_s , а член $\Delta n^{(e)}$ описывает вклад упругооптического эффекта. Для дальнейших оценок воспользуемся соотношением [6], связывающим P_s и температуру Кюри T_s : $T_s \simeq BP_s^2$, где $B \simeq 3 \cdot 10^3 \text{ град} \times \times \text{м}^4/\text{К}^2$. Учитывая, что для системы $\text{LiTaO}_3\text{—ZrO}_2$ изменения T_s и параметров решетки a и c практически пропорциональны мольной доле легирующего элемента y [7], равенство (1) можно переписать в виде $\Delta n_e = A_e y = (A_e^{(R)} + A_e^{(P_s)} + A_e^{(e)}) y$, $\Delta n_o = A_o y = (A_o^{(R)} + A_o^{(P_s)} + A_o^{(e)}) y$. (2)

Здесь индексы o , e соответствуют обыкновенному и необыкновенному ПП. Используя приведенные в [5, 8] выражения для различных составляющих A_e и A_o , полученных для Y -среза в предположении, что $\Delta n \ll n$ и $A_o^{(R)} = A_e^{(R)}$, имеем

$$\begin{aligned} A_e &= \frac{(n_o^2 + 2)^2}{6n_o V} \frac{\Delta R}{y} - \frac{n_e^3}{2B} g_{33} \frac{\Delta T_s}{y} - \frac{n_e^3}{2} p_{31} \frac{\Theta}{y}; \\ A_o &= \frac{(n_o^2 + 2)^2}{6n_o V} \frac{\Delta R}{y} - \frac{n_o^3}{2B} g_{13} \frac{\Delta T_s}{y} - \frac{n_o^3}{2} p_{11} \frac{\Theta}{y}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь V — мольный объем LiTaO_3 ; g_{ij} — квадратичные электрооптические коэффициенты; p_{ij} — упругооптические коэффициенты;

$$\Theta = \varepsilon_1 \left[1 - \frac{\left(s_{33} - s_{13} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \right) s_{21} + \left(-s_{13} + s_{11} \frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_1} \right) s_{22}}{s_{11} s_{33} - s_{13}^2} \right],$$

где $\varepsilon_1 = \Delta a/a$; $\varepsilon_3 = \Delta c/c$; s_{ij} — упругие податливости. Величины p_{ij} и s_{ij} приведены в [9], а значения g_{ij} — в [10]. Величина $V = 31,88 \text{ см}^2$ получена из рентгенографических данных [11]. Для системы $\text{LiTaO}_3 : \text{ZrO}_2$ значения $\Delta T_s/y = -(750-800)^\circ$, $\varepsilon_1/y = +0,21 \cdot 10^{-1}$ и $\varepsilon_3/y = +0,167 \cdot 10^{-1}$ оценены исходя из данных [7], полученных на керамике. При расчете $\Delta R/y$ в соответствии с данными [7] предполагалось, что при замещении тантала цирконием сохраняется кислородный каркас кристалла, т. е.

Таблица 1

Расчетные значения A_e и A_o для волноводов $\text{LiTaO}_3 : \text{Zr}$

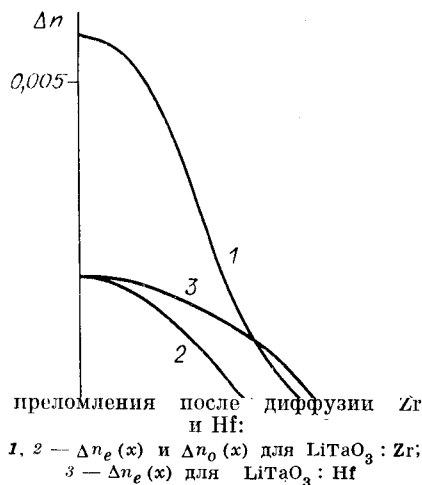
A	(R)	(T_s)	(ϵ)	Σ
A_e	0,009—(—0,013)	0,122—0,115	—0,014	0,117—0,09
A_o	0,009—(—0,013)	0,031—0,029	0,013	0,053—0,029

его химическая формула имеет вид $\text{Li}_{1-\frac{2}{3}y}\text{Ta}_{1-\frac{2}{3}y}\text{Zr}_y\text{O}_3$. В этом случае очевидно, что при $y \ll 1$ $\Delta R/y = R(\text{ZrO}_2) - \frac{2}{3}R(\text{LiTaO}_3)$, где $R(\text{ZrO}_2)$ и $R(\text{LiTaO}_3)$ — мольные рефракции соответствующих соединений. Значения $R(\text{LiTaO}_3) = 17,575 \text{ см}^3$ и $R(\text{ZrO}_2) = 11,8-11,6 \text{ см}^3$ рассчитаны по формуле Лоренц — Лорентца, исходя из мольных объемов и табличных значений ПП, соответствующих длине волны $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$. Неопределенность в $R(\text{ZrO}_2)$ обусловлена различием литературных данных [9, 12] по плотности. Результаты расчета отдельных составляющих A_e и A_o с помощью выражения (3) представлены в первых трех столбцах табл. 1, а их суммарные значения — в четвертом столбце. Видно, что легирование цирконием должно приводить к увеличению ПП и образованию волновода. Для системы $\text{LiTaO}_3 : \text{HfO}_2$ значения ϵ_1 , ϵ_3 и ΔT_s неизвестны, однако, учитывая близость ионных радиусов и рефракций Zr и Hf [13], можно ожидать увеличения ПП и в этом случае.

Экспериментальная часть. Использовались подложки Y-среза с двулучепреломлением $6,8 \cdot 10^{-3}$, предварительно отожженные при 550°C в течение 7 ч для снятия механических напряжений, возникающих при полировке. Пленки ZrO_2 и HfO_2 толщиной 120 нм нанесены с помощью электронно-лучевого распыления. Диффузия из слоя окисла осуществлена при температуре $T = 1320^\circ\text{C}$ на воздухе. Время отжига 33,5 ч для ZrO_2 и 69,5 ч для HfO_2 .

Оптические измерения проведены на длинах волн 0,63 и 0,44 мкм. Спектры эффективных ПП N_m определялись из углов резонансного возбуждения волноводных мод в условиях призмного ввода.

При измерениях на $\lambda = 0,44 \text{ мкм}$ волноводы, полученные диффузией циркония, поддерживали 4 ТЕ-моды, что позволило для восстановления профилей приращения необыкновенного ПП $\Delta n_e(x)$ использовать метод [14]. Найдено, что зависимость $\Delta n_e(x)$ близка к функции Гаусса. Зависимости $\Delta n_o(x)$ для $\lambda = 0,44 \text{ мкм}$, а также $\Delta n_e(x)$ и $\Delta n_o(x)$ для $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ определены методом [14] по двум модам в предположении, что функциональный вид профиля не зависит от λ и поляризации. Для волноводов, полученных диффузией гафния, профили $\Delta n_e(x)$ для $\lambda = 0,44$ и $0,63 \text{ мкм}$ восстановлены соответственно по трем и двум модам методом [15] при аналогичных допущениях. Мод ТМ-поляризации не обнаружено. Восстановленные профили для $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$ приведены на рисунке. Величины A_e и A_o найдены по известной удельной массе диффузанта и площади под кривыми $\Delta n(x)$. Результаты представлены в табл. 2. Максимально возможное значение A_o для волноводов $\text{LiTaO}_3 : \text{Hf}$ оценено из условия, что ТМ-мода находится вблизи отсечки. Для сопоставления приведены также величины A_e и A_o для волноводов $\text{LiTaO}_3 : \text{Ti}$, полученные в [3]. Указанные в таблице погрешности соответствуют возможным ошибкам в измерении толщины нанесенных пленок. В третьей графе приведены значения коэффициентов диффузии D , полученные из наклона графиков $\ln \Delta n_e(x) - x^2$. Видно, что для волноводов $\text{LiTaO}_3 : \text{Zr}$ наблюдается достаточно хорошее соответствие экспериментально определенных и оцененных по формулам (3) коэффициентов A_e и A_o , подтверждающее правомерность использованных при выводе (3) допущений. Из сопоставления коэффициентов A_e и A_o для волноводов, полученных диффузией Ti, Zr и Hf, видно, что эти вели-



Т а б л и ц а 2
Экспериментальные значения A_e , A_o и D для волноводов $\text{LiTaO}_3:\text{Ti}$, $\text{LiTaO}_3:\text{Zr}$, $\text{LiTaO}_3:\text{Hf}$

Эле-мент	A_e	A_o	$10^{12} D$, см ² /с
Ti	0,34 $\pm 0,04$	0,265 $\pm 0,03$	0,7
Zr	0,123 $\pm 0,015$	0,054 $\pm 0,006$	0,42
Hf	0,067 $\pm 0,007$	$< 0,023$	0,5

преломления после диффузии Zr и Hf:
1, 2 — $\Delta n_e(x)$ и $\Delta n_o(x)$ для $\text{LiTaO}_3:\text{Zr}$;
3 — $\Delta n_e(x)$ для $\text{LiTaO}_3:\text{Hf}$

ную поляризацию решетки при переходе от Ti к Zr. Значения коэффициентов диффузии Ti, Zr и Hf в LiTaO_3 близки.

Попытки получить волноводные слои с помощью диффузии Zr и Hf в LiNbO_3 не дали результатов. Диффузия Hf из пленки окисла толщиной 160 нм при температуре 1100 °С в течение 27 ч не привела к образованию волновода. Диффузия Zr из пленки такой же толщины при указанной температуре привела к появлению TE₀-моды для $\lambda = 0,63$ мкм только при длительности диффузии 80 ч. Из-за отсутствия необходимых данных для систем $\text{LiNbO}_3:\text{Zr}$ и $\text{LiNbO}_3:\text{Hf}$ расчет значений A_e и A_o из (3) невозможен. Оценка величины $A^{(R)}$ для системы $\text{LiNbO}_3:\text{Zr}$ дает отрицательное значение: $A^{(R)} \approx -(0,072 \div 0,096)$. Можно предполагать, что в данном случае увеличение Δn при легировании за счет уменьшения спонтанной поляризации почти полностью компенсируется уменьшением рефракции кристалла.

ВЫВОДЫ

Показана возможность формирования волноводных слоев в LiTaO_3 с помощью диффузии циркония и гафния.

Определены коэффициенты диффузии этих элементов при температуре 1320 °С.

Продемонстрировано хорошее соответствие расчетных и экспериментальных приращений показателей преломления LiTaO_3 при легировании цирконием.

ЛИТЕРАТУРА

1. Phillips W., Hammer J. M. Formation of lithium niobate-tantalate waveguides // J. Electron. Mater.— 1975.— V. 4, N 3.— P. 549.
2. Tangonan G. L., Barnoski M. K., Lotspeich J. F., Lee A. High optical power capabilities of Ti-diffused LiTaO_3 waveguide modulator structures // Appl. Phys. Lett.— 1977.— V. 30, N 5.— P. 238.
3. Агучин В. В., Зилинг К. К., Шипилова Д. П. Исследование оптических волноводов, полученных диффузией титана в LiTaO_3 // Квантовая электрон.— 1984.— Т. 11, № 5.
4. Carruthers J. R., Kaminow I. P. Diffusion kinetics and optical waveguiding properties of outdiffused layer in LiNbO_3 and LiTaO_3 // Appl. Opt.— 1974.— V. 13, N 10.— P. 2333.
5. Sugii K., Fukuma M., Iwasaki H. A study on titanium diffusion into LiNbO_3 waveguides by electron probe analysis and X-ray diffraction methods // J. Materials Sci.— 1978.— V. 13.— P. 523.
6. Кузьминов Ю. С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением.— М.: Наука, 1982.

7. Zriouil M., Elouadi B., Raves J., Hagenmuller P. Effect of zirconium substitution on the crystallographic and dielectric properties of LiTaO_3 // J. Solid State Chem.— 1984.— V. 51, N 1.— P. 53.
8. Зилинг К. К., Надолинный В. А., Шашкин В. В. Диффузия титана в LiNbO_3 и ее влияние на оптические свойства // Неорган. материалы.— 1980.— Т. 16, № 4.
9. Акустические кристаллы/Под ред. М. П. Шаскольской.— М.: Наука, 1982.
10. DiDomcnico M., Wemple S. H. Oxygen-octahedra ferroelectrics // J. Appl. Phys.— 1969.— V. 40, N 2.— P. 720.
11. Barns R. L., Carruthers J. R. Lithium tantalate single crystal stoichiometry // J. Appl. Cryst.— 1970.— V. 3.— P. 395.
12. Кэй Д., Лэби Т. Таблица физических и химических постоянных.— М.: Физматгиз, 1962.
13. Бацанов С. С. Структурная рефрактометрия.— М.: Высш. шк., 1976.
14. Zriouil M., Elouadi B., Raves J., Hagenmuller P. Crystallographic and dielectric properties of $(\text{TiO}_2)_2$ // Mat. Res. Bull.— 1981.— V. 16, N 9.— P. 1099.

Поступила в редакцию 17 февраля 1988 г.

УДК 681.327.68

О. Н. МОТРУК

(Киев)

РАСЧЕТ ДОПУСТИМЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ПОДЛОЖКИ НОСИТЕЛЯ ИНФОРМАЦИИ ОПТИЧЕСКОГО ЗАПОМИНАЮЩЕГО УСТРОЙСТВА С ПОБИТОВЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЕМ ДАННЫХ

Для оптических запоминающих устройств (ОЗУ) с побитовым представлением данных, в которых подложка носителя информации (НИ) дополнительно используется в целях защиты информации от механических повреждений и пыли, требования к разнотолщинности и изменению показателя преломления подложки НИ определены в работе [1].

При изготовлении подложек НИ требуется знание допустимых отклонений еще ряда параметров, влияющих на процессы записи и воспроизведения информации. К таким параметрам следует отнести клиновидность и наклоны НИ, плоскостность, двойное лучепреломление, мутность, размер непрозрачных включений.

Расчет допусков на эти параметры проведем для монохроматического излучения при условии, что остаточная абберация фокусирующего объектива в осевой точке равна нулю и его входной зрачок заполняется гауссовым пучком.

Определение допусков на клиновидность и наклоны подложки НИ. Допуск определяется двумя явлениями, отрицательно влияющими на работу ОЗУ: 1) ухудшение фокусировки лазерного излучения за счет возникновения абберации комы; 2) смещение оси отраженного пучка, что в некоторых системах слежения за фокусом и дорожкой может привести к возникновению ложного сигнала рассогласования.

Ход лучей сходящегося пучка через подложку НИ при отсутствии клиновидности (сплошные линии) и при ее наличии (штриховые линии) представлен на рис. 1. Поперечная абберация наклонного луча, лежащего в меридиональной плоскости, равна

$$\delta g = \left(d - \frac{\kappa}{\text{tg } \alpha} \right) \text{tg} (\nu + \Theta) + \kappa - d \text{tg } \alpha' - d \text{tg} (\Theta - \Theta'),$$