

в течение одного цикла изменений. Эти результаты показывают, что замена металлического катода на катод из перовскита наиболее существенно сказывается на энергии излучения после 10^5 включений.

Влияние материала катода на энергию излучения может быть вызвано не только более высокой устойчивостью разряда в этом случае, но и проявлением каталитических свойств перовскита вследствие нагрева [5]. Неожиданно быстрое снижение энергии излучения в этих экспериментах по сравнению с данными, полученными ранее [6], по-видимому, может быть связано с неоптимальной добротностью резонатора и другими условиями возбуждения объемного разряда.

Таким образом, использование электродов с высокой эмиссионной способностью для возбуждения объемных разрядов высокого давления в импульсно-периодическом CO_2 лазере приводит к повышению устойчивости разряда, увеличению предельных энерговкладов и удельного энергосъема излучения, расширению диапазона частот, в которых разряд имеет объемный характер, и уменьшению спада энергии излучения лазера в процессе работы.

В заключение авторы благодарят С. И. Шкуратова за предоставленные данные по работе выхода перовскита типа $\text{La}_{0.3}\text{Sr}_{0.7}\text{CoO}_3$.

Список литературы

- [1] Визирь В. А., Осипов В. В., Тельнов В. А., Хамидулин Г. М. // Квантовая электроника. 1988. Т. 15. № 6. С. 1256.
- [2] Бычков Ю. И., Осипов В. В., Тельнов В. А., Хамидулин Г. М. // Изв. вузов. Физика. 1986. Т. 8. № 4. С. 89.
- [3] Бычков Ю. И., Осипов В. В., Савин В. В. // ЖТФ. 1976. Т. 46. Вып. 7. С. 1444.
- [4] Бычков Ю. И., Осипов В. В., Савин В. В. // Газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1980. С. 252—271.
- [5] Липатов Н. И., Пашинин П. П., Петров А. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 19. С. 1209.
- [6] Козырев А. В., Королев Ю. Д., Месяц Г. А. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 1. С. 58.
- [7] Осипов В. В., Тельнов В. А., Хамидулин Г. М. // ПТЭ. 1988. № 1. С. 181.

Институт электрофизики АН СССР
Уральское отделение
Свердловск

Поступило в Редакцию
14 ноября 1988 г.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА КРИСТАЛЛОВ НА ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ LiNbO_3 : Ti и LiTaO_3 : Ti

В. В. Атучин, К. К. Зилинг

При получении оптических волноводов на ниобате и танталате лития с помощью диффузии титана профили приращенния обыкновенного Δn_o и необыкновенного Δn_e показателей преломления (ПП), а следовательно, модовый состав, эффективные ПП N_m и распределение электромагнитных полей мод наряду с технологическими параметрами определяются величиной коэффициента диффузии D при данной температуре и коэффициентами A_e и A_o , связывающими мольную долю диффузанта с Δn_e и Δn_o .

При попытках предсказания условий синтеза волноводов с заранее заданными свойствами обычно принимается, что D и A — константы. Однако в работе [1] обнаружено заметное увеличение D при уменьшении мольной доли лития z в кристаллах ниобата лития, что связано, по-видимому, с увеличением концентраций катионных вакансий [2]. Учитывая, что кристаллическая структура LiNbO_3 и LiTaO_3 одинакова, можно ожидать аналогичного эффекта и в LiTaO_3 . Кроме того, различия в оцененных по результатам работ [3–6] значениях A столь велики, что их трудно связать с погрешностями эксперимента. Это заставляет предполагать наличие физического механизма изменения A .

Целью настоящей работы является исследование зависимости указанных параметров от стехиометрии исходных кристаллов ниобата и танталата лития.

Эксперимент проведен на подложках LiNbO_3 Z-среза и LiTaO_3 Y-среза различного состава. Волноводы получены диффузией титана из пленки толщиной 780 \AA на воздухе. Для LiNbO_3 температура и время t диффузии составляли соответственно 980°C и 8 ч , для LiTaO_3 1260°C и 10 ч . Для каждого материала операции по изготовлению структур проводились одновременно на всех подложках. Двулучепреломление подложек Δn^* и набор N_m волноводов определены в условиях призмного ввода света на длине волны $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$. По значениям Δn^* определен химический состав подложек, а по набору N_m с помощью обратного *WKB*-метода [7] восстановлены профили Δn_0 и Δn_e .

Известно [8], что для системы $\text{LiTaO}_3 : \text{Ti}$ величины Δn пропорциональны мольной доле титана по отношению к танталу y

$$\Delta n_e = A_e y, \quad \Delta n_0 = A_0 y. \quad (1)$$

Для системы $\text{LiNbO}_3 : \text{Ti}$ выполняется первое из этих соотношений, а для Δn_0 пропорциональность имеет место при $y \geq 0.7\%$ [8]. На основании (1) значения D определены по форме профилей Δn . Для LiNbO_3 использованы только профили Δn_e . Результаты представлены на рис. 1, а. Видно, что для обоих материалов D растет при уменьшении z . При этом качественно одинаковое поведение функций $D(z)$ связано, по-видимому, с одной и той же зависимостью концентрации катионных вакансий от z для LiNbO_3 и LiTaO_3 [9]. Видно также, что полученные данные для ниобата лития практически совпадают с результатами работы [1].

Величины A_e и A_0 для LiTaO_3 и A_e для LiNbO_3 определены из выражения

$$\int_0^\infty \Delta n(x) dx = A \mu,$$

где μ — удельное число молей диффузанта в пленке, x — расстояние от поверхности волновода.

Коэффициенты A_0 для ниобата лития найдены сопоставлением кривой $\Delta n_0(x)$ с зависимостью $y(x)$, определенной по известным $\Delta n_e(x)$ и A_e . Результаты приведены на рис. 1, б. Видно, что величины A_e в исследованном интервале меняются значительно, в то время как изменение A_0 находится в пределах погрешности эксперимента. Полученные из эксперимента значения $\Delta A/\Delta z$ с учетом погрешности измерений приведены в третьем столбце таблицы.

Проанализируем возможные причины полученных зависимостей A от z . Согласно [10], коэффициенты A могут быть представлены в виде

$$A_e = A_e^R + A_e^{P_s} + A_e^*, \quad A_0 = A_0^R + A_0^{P_s} + A_0^*,$$

где A^R отражает вклад изменения рефракции R кристалла при легировании, A^{P_s} — вклад за счет изменения спонтанной поляризации P_s , A^* — вклад упругооптического эффекта.

Простейшие оценки показывают, что наблюдаемый эффект не определяется изменением A^R . Действительно, поскольку при добавлении TiO_2 в LiTaO_3 химическая формула образующегося твердого раствора имеет вид $(\text{LiTa})_{1-y/(3-m)}\text{Ti}_y\text{O}_3$, где $m = 1.5$ [11], то из формулы Лоренц—Лорентца при $\Delta n \ll n$ непосредственно следует

$$A^R = \frac{(n^2 + 2)^2}{6nV} (R^* - R/1.5). \quad (2)$$

Здесь V — мольный объем LiTaO_3 , R^* и R — мольные рефракции TiO_2 и LiTaO_3 . Используя приведенные в [12] данные о ПП, плотности TiO_2 и соответствующие параметры LiTaO_3 ,

Материал	Параметры	Эксперимент	Расчет
LiNbO_3	$\Delta A_e/\Delta z$	$\left\{ \begin{array}{l} 16.6 \pm 4.1 \\ 2.3 \pm 3.3 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 8 \pm 2.2 \\ 2.6 \pm 0.7 \end{array} \right.$
LiTaO_3	$\Delta A/\Delta z$	$\left\{ \begin{array}{l} 9.2 \pm 2.1 \\ 1.2 \pm 2 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} - \\ - \end{array} \right.$

имеем $R^* \approx 13.0 \pm 0.2 \text{ см}^3$ и $R = 17.64 \pm 0.03 \text{ см}^3$. При отклонении от стехиометрии химическая формула танталата лития, согласно [9], имеет вид $\text{Li}_{1-F}\text{Ta}_{1+F/5}\text{O}_3$, где $F = (1 - 2z)/(1 - 0.8z)$. Легко видеть, что при изменении z рефракция кристалла изменится на величину $\Delta R =$

$=F(3R_2/5 - R)$, где вычисленная по данным работ [13, 14] молекулярная рефракция Ta_2O_5 , $R_2 = 28.7 \pm 0.2$ см³. Задавая изменение z в 1 % и подставляя R и $R + \Delta R$ в (2), легко убедиться, что абсолютное изменение A^R является величиной $\sim 1\%$, т. е. много меньше наблюдаемого экспериментального эффекта. Аналогичные оценки можно провести и для $LiNbO_3$.

Упругооптический эффект также не может быть основной причиной наблюдаемых изменений A , поскольку уменьшение параметров решетки $LiNbO_3$ при легировании титаном практически одинаково для кристаллов стехиометрического [9] и конгруэнтного [15] составов. Кроме того, при наблюдаемых экспериментально изменениях параметров решетки абсолютный вклад упругооптического эффекта в A_e и A_0 мал [16].

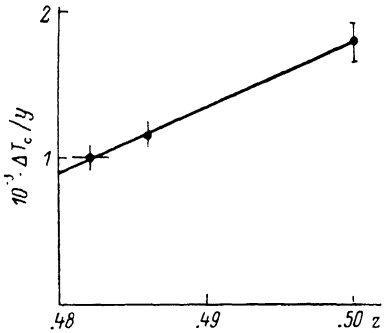
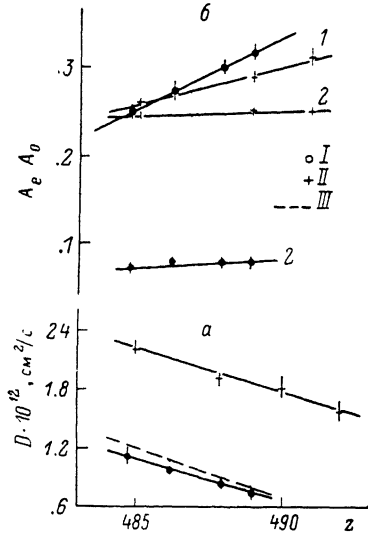


Рис. 2. Зависимость $\Delta T_c/y$ от z для системы $LiNbO_3 : Ti$.

Рис. 1. Зависимости D (а), A_e и A_0 (б) от z .

I — $LiNbO_3 : Ti$, II — $LiTaO_3 : Ti$, III — $LiNbO_3 : Ti$ [1]; 1 — A_e , 2 — A_0 .

Рассмотрим эффект увеличения III за счет уменьшения P_e . С учетом соотношения $T_c = BP_e^2$ [17] и результатов [18] выражения для A^{Ps} можно записать в виде

$$A_e^{Ps} = -\frac{n_e^3}{2B} g_{33} \frac{\Delta T_c}{y}, \quad A_0^{Ps} = -\frac{n_o^3}{2B} g_{13} \frac{\Delta T_c}{y}, \quad (3)$$

где T_c — температура Кюри; g_{ij} — квадратичные электрооптические коэффициенты; B — константа, величина которой приведена в [17].

Анализ литературных данных показал, что для $LiNbO_3$ величина $\Delta T_c/y$ заметно уменьшается при переходе от кристаллов с $z=0.5$ [9] к кристаллам с $z=0.486$ [15]. В настоящей работе емкостным методом дополнительно произведены измерения T_c на монокристаллах $LiNbO_3$ с $z=0.482 \pm 0.0014$ и содержанием титана от 0 до $y=0.03$. Результаты всех перечисленных измерений приведены на рис. 2, а выполненные на их основе оценки $\Delta A/\Delta z$ помещены в 4-м столбце таблицы. Приведенная погрешность соответствует экспериментальным ошибкам определения T_c и не учитывает возможные неточности значений B и g_{ij} . Видно, что результаты эксперимента достаточно близки к расчетным оценкам, следовательно, наблюдаемая зависимость $A(z)$ является в основном следствием более медленного снижения T_c при легировании титаном бедных литием кристаллов. Для системы $LiTaO_3 : Ti$ надежные количественные данные по измерению $\Delta T_c/y$ при разных z отсутствуют, однако результаты работы [11] указывают на то, что эти изменения имеют качественно тот же характер.

Оценим теперь влияние совокупности обсуждаемых эффектов на оптические характеристики волноводных структур. В качестве примера рассмотрим планарный волновод с гауссовым распределением III. В рамках геометрической оптики дисперсионные характеристики записываются в универсальных координатах b_m и V [19], которые для данного случая можно представить в виде

$$b_m = \Delta N_m K_1 (t^{1/2}/\mu) (D^{1/2}/A), \quad V = K_2 (t^{1/2}\mu)^{1/2} (AD^{1/2})^{1/2}, \quad (4)$$

а условие отсечки записывается как

$$(m + 3/4)^2 = K_3 (t^{1/2}\mu) (AD^{1/2}). \quad (5)$$

Здесь $\Delta N_m = N_m - n_b$, n_b — ПП подложки, K_i — численные коэффициенты. Примем, что для материала LiNbO_3 поляризация соответствует необыкновенному лучу, а z меняется на 0.5%. Используя приведенные на рис. 1 данные, легко показать, что в этом случае изменение ответственной за положение отсечки и значение V величины $AD^{1/2}$ составляет $\sim 6\%$, а изменение ответственной за значение ΔN_m величины $D^{1/2}/A \sim 70\%$. Столь значительное изменение ΔN_m вызовет гораздо большее изменение электромагнитных полей мод, длины эффективного взаимодействия и интегралов перекрытия оптических и электростатических полей, чем это можно было ожидать, исходя из анализа, проведенного в работе [2], учитывающего только изменение D .

Таким образом, подтверждена для ниобата лития и обнаружена для танталата лития зависимость коэффициента диффузии титана от состава кристаллов. Впервые обнаружен и интерпретирован эффект изменения коэффициентов A при изменении стехиометрии. На основе численных оценок показано, что совокупность указанных эффектов является, по-видимому, основной причиной плохой воспроизводимости оптических характеристик волноводов на ниобате и танталате лития и приборов на их основе.

Список литературы

- [1] Holmes R. J., Smyth D. M. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 10. P. 3531—3535.
- [2] Holmes R. J., Minford W. J. // Ferroelectrics. 1987. Vol. 75. N 1-2. P. 63—70.
- [3] Зилинг К. К., Покровский Л. Д., Шашкин В. В., Шипилова Д. П. // Автометрия. 1978. № 1. С. 103—108.
- [4] Minakata M., Saito S., Shibata M., Miyazawa S. // J. Appl. Phys. 1978. Vol. 49. N 9. P. 4677—4682.
- [5] Vollmer J., Nisius J. P., Hertel P., Krätzig E. // Appl. Phys. A. 1983. Vol. 32. N 3. P. 125—127.
- [6] Ctyroky J., Hofman M., Janta J., Schröfel J. // IEEE J. of Quant. Electronics. 1984. Vol. QE-20. N 4. P. 400—409.
- [7] Панькин В. Г., Пчелкин В. Ю., Шашкин В. В. // Квантовая электрон. 1977. Т. 4. № 7. С. 1497—1502.
- [8] Атучин В. В., Зилинг К. К., Шипилова Д. П. // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. № 5. С. 994—998.
- [9] Elouadi B., Zriouil M. // J. Sol. State Chem. 1986. Vol. 64. N 1. P. 22—29.
- [10] Sugii K., Fukuma M., Iwasaki H. // J. Mat. Sci. 1978. Vol. 13. P. 523—533.
- [11] Elouadi B., Zriouil M. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. N 19. P. 1099—1106.
- [12] Бацанов С. С. Структурная рефрактометрия. М.: Высшая школа, 1976. 304 с.
- [13] Oehrlein G. S., D'Heurle F. M., Reisman A. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 10. P. 3715—3725.
- [14] Terao N. // Jap. J. Appl. Phys. 1967. Vol. 6. N 1. P. 21—34.
- [15] Guenais B., Baudet M., Minier M., Le Cun M. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. N 6. P. 643—653.
- [16] Зилинг К. К., Надолинный В. А., Шашкин В. В. // Неорган. материалы. 1980. Т. 16. № 4. С. 701—706.
- [17] Abrahams S. C., Kurtz S. K., Jamieson P. B. // Phys. Rev. 1968. Vol. 172. N 2. P. 551—553.
- [18] DiDomenico M., Wemple S. H. // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 2. P. 720—734.
- [19] Hocker G. B., Burns W. K. // IEEE J. of Quant. Electronics. 1975. Vol. QE-11. N 6. P. 270—276.

Институт физики полупроводников СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
15 декабря 1988 г.

ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ГЕТЕРОСТРУКТУРНОМ ФОТОДИОДЕ $n\text{-ZnSe-p-GaAs}$

Б. В. Жук, И. А. Жуков, А. А. Зленко, Е. А. Разов

В работе [1] нами было показано, что в переходе $n\text{-ZnSe-p-GaAs}$ вблизи гетерограницы существует слой компенсированного широкозонного материала с глубокими ловушками и глубокими отрицательно заряженными центрами. Следовательно, за счет встроенного отри-