

УДК 535.215:537.226.83

СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ
ОТКЛИКИ ПОЛЯРНЫХ КРИСТАЛЛОВ $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$

В. Г. БАБАДЖАНИАН, Г. Г. ДЕМИРХАНИАН, Р. Б. КОСТЯНИАН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 6 сентября 1991 г.)

Приводятся результаты исследований электрических откликов полярных кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ при комнатных температурах на оптические возбуждения прямоугольными импульсами в полосах поглощения примесных ионов.

Электрические отклики легированных полярных кристаллов на оптические возбуждения в полосах поглощения примесных ионов содержат информацию о таких важных спектроскопических характеристиках поглощающих центров, как времена жизни энергетических уровней, квантовые выходы излучений, с них, вероятности излучательных и безызлучательных переходов, дипольные моменты различных состояний и т. д. [1]. В работах [1, 2] из зарядовых откликов исследуемых кристаллов на соответствующие оптические возбуждения были определены эти величины для ионов Cr^{3+} в LiNbO_3 и LiTaO_3 , а также ионов Cu^{2+} в LiTaO_3 .

В данной работе приведены результаты исследований световиндуцированных электрических откликов, проведенных при комнатных температурах на кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$, при возбуждении прямоугольными световыми импульсами. Развита теоретическая модель расчета вкладов в токовый отклик различных процессов, приводящих к изменению дипольного момента единицы объема образцов.

Токовый отклик легированного полярного кристалла на оптическое возбуждение примесного иона обусловлен как прямым пирозлектрическим эффектом, связанным с многофононной безызлучательной релаксацией части поглощенной энергии возбуждения (фононный механизм), так и изменением поляризации кристалла вследствие переходов между энергетическими состояниями примесного иона (примесный механизм).

Вклад от фононного механизма в общую плотность тока имеет вид [2, 3]

$$j^{\text{ф}}(t) = \gamma \times \frac{k \times B(t) \times r}{C_v}, \quad (1)$$

где $\gamma = dP/dT$ — пирозлектрический коэффициент материала, (P — поляризация кристалла, T — температура), k — коэффициент поглощения для возбуждающего оптического излучения, $B(t)$ — интенсивность падающих световых импульсов, r — часть поглощенной энергии, безызлучательно

релаксируемая в фононный резервуар основы, C_v —удельная теплоемкость кристалла.

Вклад примесного механизма в общую плотность тока при переходах между состояниями иона λ и ν равен [3]

$$j^{\text{пр}}(t) = \sum_{\nu \neq \lambda} p_{\nu} \cdot \Delta P_{\lambda\nu}, \quad (2)$$

где p_{ν} —населенность уровня ν , $\Delta P_{\lambda\nu}$ —разность дипольных моментов примесного иона в состояниях λ и ν . В стационарных условиях ($\dot{p}_{\nu} = 0$) вклад примесного механизма равен нулю.

Для исследований в качестве модельного нами выбран кристалл $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$, который ранее спектроскопически исследован в работах [4, 5]. Такой выбор позволяет посредством возбуждения определенных энергетических уровней ионов Er^{3+} , разделить вклады примесного и фононного механизмов. Кроме того, как известно, при электронных переходах в примесных TR^{3+} ионах конфигурационные координаты мало меняются. Это позволяет предположить, что при возбуждении примесного иона изменение дипольного момента обусловлено лишь изменением электронного состояния самого примесного центра.

В рамках теории кристаллического поля (КП) лигандов, выбирая направление Z вдоль оптической оси C_3 кристалла LiNbO_3 и учитывая, что наибольший вклад в потенциал КП дают квадрупольные члены, для изменения Z компоненты дипольного момента TR^{3+} иона, можно записать [6]:

$$\Delta P_{\lambda\nu}^z = A \cdot \frac{Z_0 \cdot e \cdot \alpha_0}{R_0^2} \left(\frac{d}{R_0} \right)^3 (2J_{\lambda} + 1)(2J_{\nu} + 1) \left[\frac{|\langle J_{\lambda} \| U_2 \| J_{\lambda} \rangle|}{\sqrt{2J_{\lambda} + 1}} - \frac{|\langle J_{\nu} \| U_2 \| J_{\nu} \rangle|}{\sqrt{2J_{\nu} + 1}} \right]. \quad (3)$$

Здесь $A = (16 \cdot 7 \cdot \sqrt{7}) / (15 \cdot \sqrt{3})$; R_0 , Z_0 —радиус и эффективный заряд первой координационной сферы примесного иона; α_0 —его статическая электронная поляризуемость; d —расстояние остова примеси от центра кислородного октаэдра; J_{λ} —полный угловой момент состояния λ ; $\langle \dots \| U_2 \| \dots \rangle$ —приведенные матричные элементы неприводимого единичного тензорного оператора U_2 , значения которых табулированы в [7].

Исследования проводились на ориентированных пластинах размерах $10 \times 2 \times 7$ (X, Y, Z) мм.³, вырезанных из монокристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$, выращенных методом Чохральского. Концентрация примеси (Er_2O_3) в исходной шихте была порядка 1% вес. Световое возбуждение производилось в направлении оптически полированных Y-граней исследуемых пластин. Возбуждающие световые прямоугольные импульсы формировались из излучения непрерывной лампы накаливания с помощью механического прерывателя. Длительность световой засветки образцов была порядка 15 мс., частота следования импульсов—33 Гц. Выбор со-

ответствующей спектральной области возбуждения осуществлялся пропусканием излучения 100-ваттной лампы накаливания через монохроматор. Средняя мощность возбуждающего излучения на выходе монохроматора во всем исследованном спектральном диапазоне была не более 1 мВт. Измерения токовых откликов с Z-граней образцов проводились в режиме «короткого замыкания» [3] с применением селективного усилителя, настроенного на частоту модуляции светового потока. Автоматизированное управление процессами регистрации и обработки спектральных зависимостей токовых откликов исследуемых кристаллов велось с помощью ЭВМ на спектрально-аналитическом комплексе, подробно описанном в [8]. На рис. 1 приведены нормированная на поглощенную энергию спектральная зависимость токового отклика кристалла $LiNbO_3:Er^{3+}$ (а) и его же спектр поглощения (б), снятый на спектрофотометрах СФ-8 и Spexord M-40. Низкая разрешающая способность на рис. 1 (а) обусловлена малой интенсивностью светового возбуждения.

Расчет токовых откликов для системы, включающей состояния $^4I_{11/2}(1)$, $^4I_{13/2}(2)$ и $^4I_{15/2}(3)$ ионов Er^{3+} в $LiNbO_3$ при мгновенном возбуждении ее прямоугольными световыми импульсами (рис. 2, а, б) проведем предполагая, что переход $3 \rightarrow 2$ — чисто безызлучательный (так как квантовый выход с уровня $^4I_{11/2} \lesssim 0,05$), а $2 \rightarrow 1$ — чисто излучательный (ввиду большого энергетического зазора между ними $\Delta E_{21} \approx 6600$ см $^{-1}$). При возбуждении уровня 2 в интервале времени $[0, t_1]$ ток отсутствует, так как здесь стационарное освещение ($\dot{n}_2 = 0$, т. е. $j_2^{np} = 0$), а переход $2 \rightarrow 1$ — чисто излучательный ($j_2^{\Phi} = 0$). В интервале времен $[t_1, t_2]$ вклад примесного механизма запишется в виде

$$j_2^{np}(t) = \frac{k_2 \times B_2 \times \Delta P_{21}}{E_2} \times \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_2}\right). \quad (4)$$

Таким образом, в интервале $[0, t_2]$ полный ток обусловлен примесным механизмом, т. е. $j_2(t) = j_2^{np}(t)$.

При возбуждении уровня 3, вклад в общий ток дают: фоновый механизм — на переходе $3 \rightarrow 2$ во всем временном интервале $[0, t_2]$

$$j_3^{\Phi} = \gamma \times \frac{(E_3 - E_2) \times W_{32} \times n_3^0}{C_v}, \quad (5)$$

где n_3^0 — стационарная заселенность уровня 3; и примесный механизм — на переходах $3 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 1$ в интервале времен $[t_1, t_2]$

$$j_3^{np} = n_3 \times W_{32} \times \Delta P_{32} + n_2 \times A_{21} \times \Delta P_{21} \quad (6)$$

Определяя n_2 и n_3 из системы балансных уравнений для исследуемых уровней, а n_3^0 — из условия стационарной заселенности уровня 3 в ин-

тервале $[0, t_1]$ и подставляя в формулу (6), получим:

$$j_3^{sp} = \frac{k_3 \cdot B_3}{E_3} \left\{ \Delta P_{32} \cdot \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_3}\right) + \frac{\tau_3 \cdot \Delta P_{21}}{\tau_2 - \tau_3} \left[\exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_3}\right) - \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau_2}\right) \right] \right\}. \quad (7)$$

Общая плотность тока при возбуждении уровня 3 будет складываться суммой выражений (5) и (7).

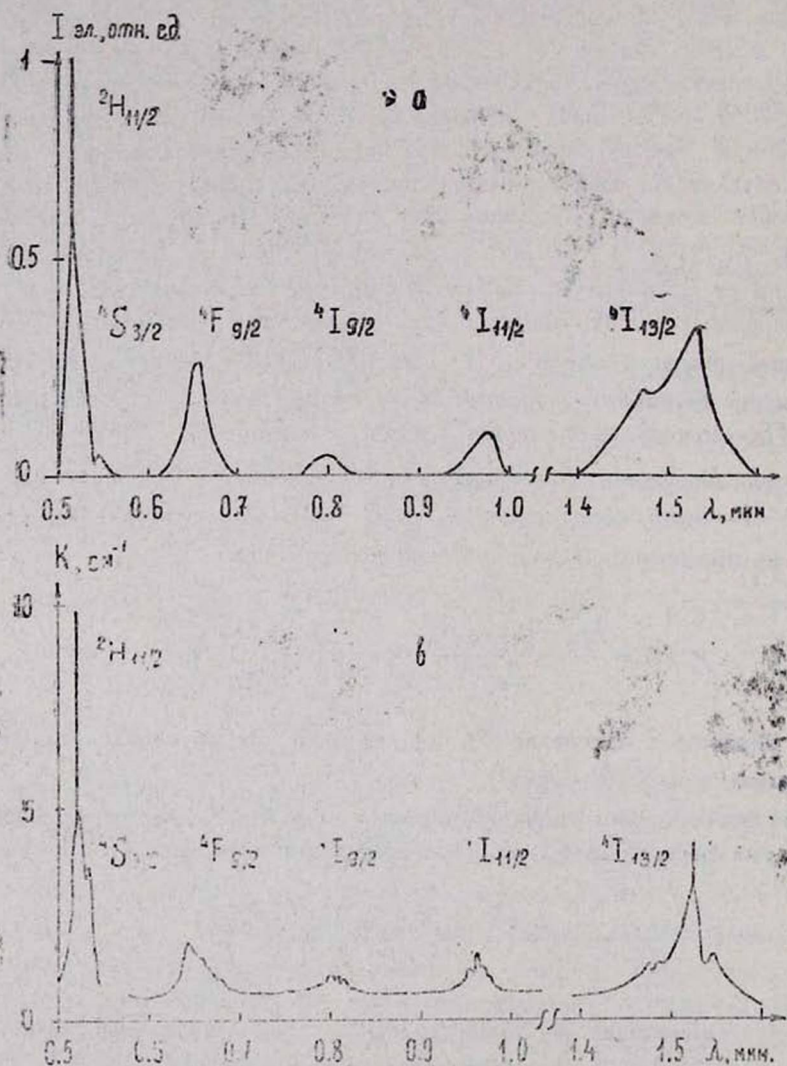


Рис. 1. (а)—Спектральная зависимость токовых откликов кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Er}^{3+}$ при 300°K , нормированная на поглощенные в соответствующих полосах примесного иона энергии. (в)—Спектр поглощения того же кристалла, снятый на спектрофотометрах СФ-8 и Specord M-40. На кривых указаны энергетические уровни, соответствующие полосам токовых откликов (а) и поглощения (в) при переходах с основного $4I_{15/2}$ уровня ионов Er^{3+} на вышележащие.

Так как в системе регистрации электрических откликов исследуемых кристаллов применен селективный усилитель со среднеквадратичным выходом измеряемой величины, то при сравнении расчетных величин с экспериментальными необходим учет этого обстоятельства. Отношение среднеквадратично усредненных значений плотностей токов, регистрируемых при возбуждении уровней 3 и 2 в интервале времен $[0, t_2]$, можно записать в виде:

$$\frac{\bar{J}_{3, \text{с.к.}}}{\bar{J}_{2, \text{с.к.}}} = \left[\frac{\frac{t_2}{\Delta t} \cdot A^2 + B^2 f\left(2 \frac{\Delta t}{\tau_2}\right) + C^2 f\left(2 \frac{\Delta t}{\tau_2}\right) + 2ABf\left(\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) + \Delta P_{12} \times f\left(2 \frac{\Delta t}{\tau_2}\right)}{+ 2ACf\left(\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) + 2BCf\left(\frac{\Delta t}{\tau_2}\right)} \right]^{1/2} \times \left[\frac{k_3 \cdot B_3 \cdot E_2}{k_2 \cdot B_2 \cdot E_1} \right], \quad (8)$$

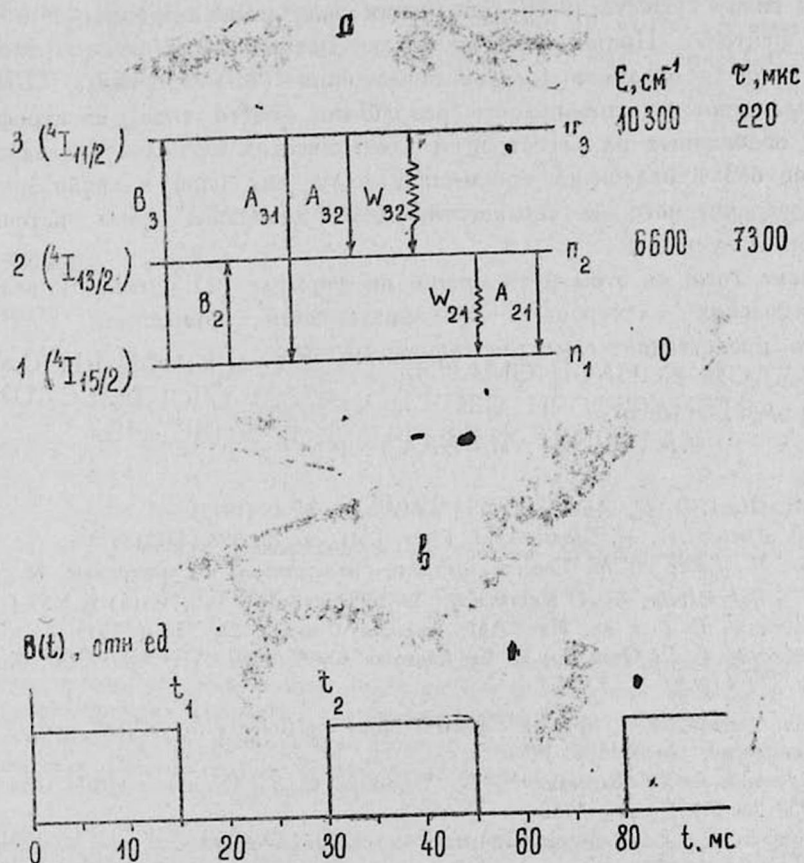


Рис. 2. (а) — Упрощенная схема энергетических уровней ионов Er^{3+} в LiNbO_3 . Предположениям в тексте соответствуют условия: $W_{32} \gg A_{32}$, A_{31} и $A_{21} \gg W_{21}$. (в) — Форма импульсов оптического возбуждения кристаллов.

где $A = (\gamma \cdot \Delta E_{32})/C_0$; $B = (\tau_3 \cdot \Delta P_{12} - \tau_2 \Delta P_{23})/(\tau_3 - \tau_2)$; $C = (\tau_3 \Delta P_{12})/(\tau_3 - \tau_2)$; $(x) = [1 - \exp(-x)]/x$; $\tau' = (\tau_2 \cdot \tau_3)/(\tau_2 + \tau_3)$; $\Delta E_{32} = E_3 - E_2$; $\Delta t = t_2 - t_1$. Значения ΔF_{ij} , вычисленные по формуле (3) со значениями параметров $d = 0.44 \text{ \AA}$; $R_0 = 2.03 \text{ \AA}$ [9]; $Z_0 = 1.8$ а. е. заряда (найденное из условия статического равновесия первой координационной сферы); а также $\alpha_0 \approx 1 \text{ \AA}^3$, дают: $\Delta P_{12} = 0.483D$, $\Delta P_{23} = 0.096D$, $\Delta P_{13} = 0.524D$. Подстановка экспериментальных значений $B_3/B_2 = 1$, $E_2/E_3 = 0.64$, $k_3/k_2 = 4.405$ (из интегральных коэффициентов поглощений); $\Delta t = 15000$ мкс.; а также $\tau_3 = 220$ мкс.; $\tau_2 = 7300$ мкс. [8]; $C_0 = 2.8 \cdot 10^6 \text{ Дж м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$; $\gamma = 0.4 \cdot 10^{-4} \text{ Кл} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$ [3, 10]; в формулу (8) с вышеприведенными значениями ΔP_{ij} дает $(j_{3, \text{эк}}^{\text{с.к.}}/j_{2, \text{эк}}^{\text{с.к.}})_{\text{эк}} \approx 53.3$, что неплохо согласуется с измеренным значением $(j_{3, \text{эк}}^{\text{с.к.}}/j_{2, \text{эк}}^{\text{с.к.}})_{\text{эк}} \approx 50$. Полученное соответствие позволяет надеяться на правомерность предложенной модели и приближений расчета.

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о перспективности подобного рода исследований для легированных полярных кристаллов ввиду существенного дополнения получаемой информации о примесных центрах. Приведенные на рис. 1, кривые спектральной зависимости токовых откликов (1а) и поглощения (1в) кристалла $\text{LiNbO}_3: \text{Er}^{3+}$ указывают на возможность разработки нового типа спектрофотометров, основанных на регистрации электрических сигналов исследуемых образцов без привлечения приемников излучения (при наличии мощного, перестраиваемого в соответствующем диапазоне длин источника светового излучения).

Кроме того, на этом пути можно по формуле (4) оценивать величины статических электронных поляризуемостей примесных TR^{3+} ионов, что представляет самостоятельный интерес.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Glass, D. H. Auston, Opt. Commun., v. 5, 45 (1972).
2. D. H. Auston, A. M. Glass, Appl. Phys. Lett., v. 20, 393 (1972).
3. Лайнс М., Гласс А. М. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М., 1981.
4. W. T. Gabrielyan, A. A. Kaminskii, Li L. Phys. stat. sol., v. (a) 3, K37 (1970).
5. Бабаджанян В. Г. и др. Изв. АН Армении, Физика, 25, 356 (1991).
6. Демирханян Г. Г., Оганесян С. С., Сафарян Ф. П. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 21, 227 (1989).
7. S. W. Nielsen, G. F. Koster, Spectroscopic coefficients for p^n , d^n and f^n configurations. Cambridge, 1963.
8. Бабаджанян В. Г., Барсегян Э. В., Оганесян С. В. Препринт ИФИ АН Арм. ССР, № 131, Ереван, 1988.
9. Кузьминов Ю. С. Электро-оптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М., 1987.
10. Кременчуцкий А. С., Ройцина О. В. Пирозлектрические приемники излучения. Киев, 1979.

$LiNbO_3:Er^{3+}$ բեկնուցիչի բնութագրերի լուսահեղուկացված
լինկաքաղցր սրբապատկերներ

Վ. Գ. ԲԱԲԱԶՅԱՆ, Գ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Ռ. Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ

Բերված են խառնուրդային իոնների կլանման տիրույթներում լուսային իմպուլսներով գրգռված $LiNbO_3:Er^{3+}$ բեկնուցիչի բյուրեղների էլեկտրական արձագանքների ուսումնասիրման արդյունքները: Չարգացված է TR^{3+} իոններով ակտիվացված բեկնուցիչի բյուրեղների էլեկտրական արձագանքներում տարբեր երևույթների ներդրումները հաշվի առնելու մոդել: Քննարկվում են խառնուրդային իոնների հատկությունների որոշման նմանատիպ մոտեցման առավելությունները և հնարավոր կիրառությունները:

LIGHT-INDUCED ELECTRICAL RESPONSES OF $LiNbO_3:Er^{3+}$
POLAR CRYSTALS

V. G. BABADJANYAN, G. G. DEMIRKHANYAN, R. B. KOSTANYAN

Results of an investigation of electrical responses from $LiNbO_3:Er^{3+}$ polar crystals excited by rectangular optical pulses in the absorption bands of impurity ions are reported. The calculational model for contributions of various processes to the electrical responses of the polar hosts, doped with TR^{3+} ions, is presented. The advantages and possible applications of such investigations are discussed.

Изв. АН АрмССР, Физика, т. 27, вып. 3, с. 163—174 (1992)

УДК 550.388.2

ТЕОРИЯ ИОНОСФЕРНОГО ДИНАМО ПОЛНОЙ МОДЕЛИ
ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА
ВЫСОКИХ И УМЕРЕННЫХ ШИРОТАХ

Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт радиопизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 28 декабря 1990 г.)

В приближении бесконечно проводящей Земли рассчитаны возмущаемые ионосферными ветрами электрические и магнитные поля, токи и неоднородности плотности заряженных частиц для многослойной модели околоземного космического пространства на высоких и умеренных широтах. Причем область F ионосферы подразделена на слои F_1 и F_2 .

Известно, что верхние слои Земли обладают хорошей проводимостью и что ее радиус R_3 и высота ионосферного слоя намного больше толщины нейтральной атмосферы. Отсюда ясно, что электромагнитные процессы, протекающие в верхних слоях ионосферы и в недрах Земли, должны взаимодействовать через атмосферу и иметь взаимное отражение. Таким образом, необходимо решить самосогласованную задачу для