

04,09

## Кинетика короткоживущего оптического поглощения в кристаллах боратов лития $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ и $\text{LiB}_3\text{O}_5$

© И.Н. Огородников, М.С. Киселева

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

E-mail: ogo@dpt.ustu.ru

(Поступила в Редакцию 4 октября 2011 г.)

Для кристаллов боратов лития  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  и  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  проведено изучение кинетики туннельного переноса электрона между электронными и дырочными центрами в условиях термостимулированной подвижности одного из партнеров рекомбинационного процесса. Предложена математическая модель, которая описывает все особенности кинетики релаксации наведенной оптической плотности, наблюдаемой в нелинейно-оптических кристаллах  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  (LTB) и  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  (LBO) в широкой временной области  $10^{-8}$ –1 s после импульсного радиационного воздействия. Выполнено сопоставление результатов расчета и экспериментальных данных по короткоживущему оптическому поглощению (КОП) кристаллов LTB и LBO в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Обсуждается природа радиационных дефектов, обуславливающих КОП, а также зависимость кинетики затухания КОП от температуры, мощности возбуждения и других условий эксперимента.

### 1. Введение

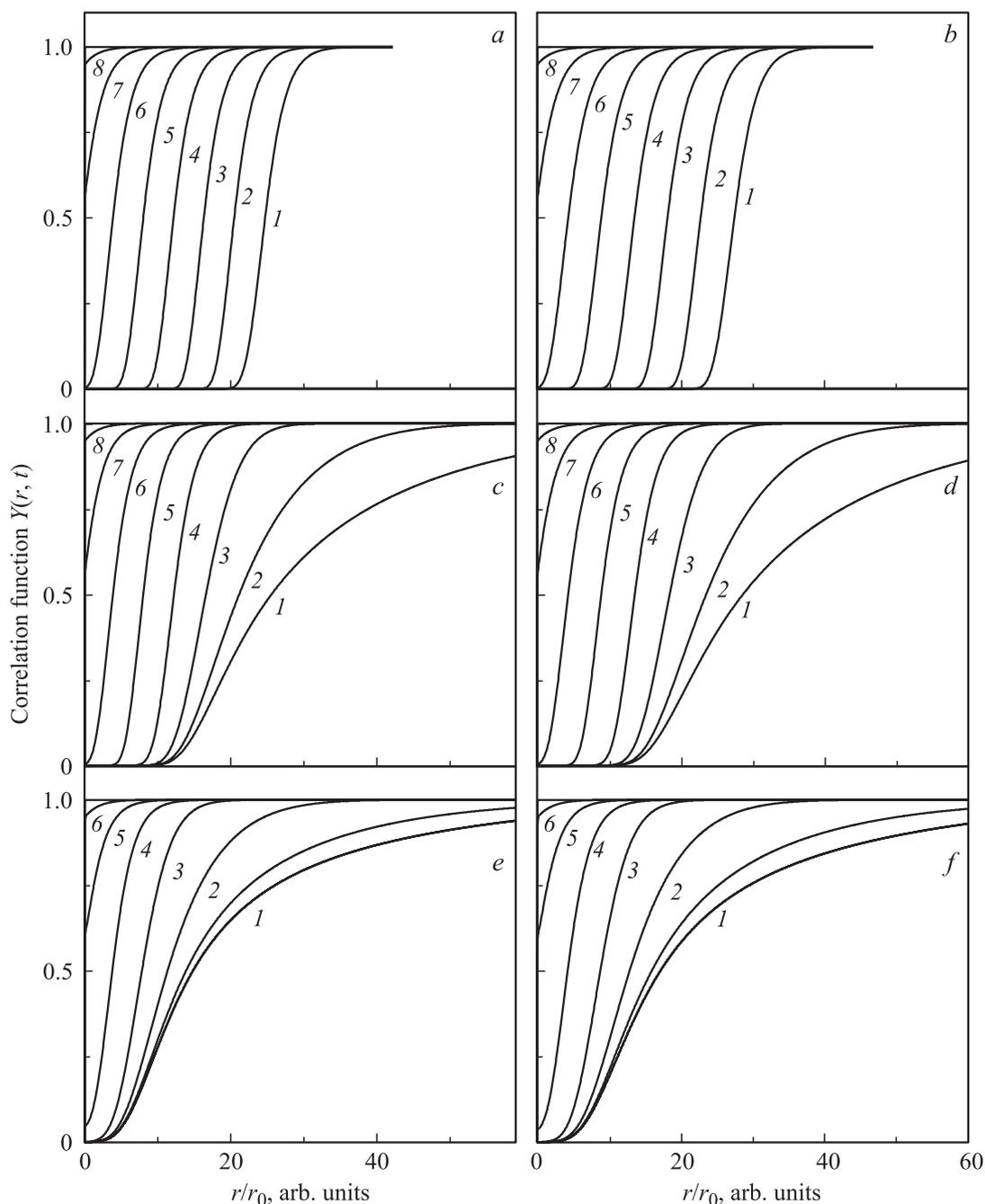
После обнаружения практически значимых нелинейно-оптических свойств у широкозонных кристаллов тетрабората лития  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  (LTB) [1] и трибората лития  $\text{LiB}_3\text{O}_5$  (LBO) [2] эти материалы интенсивно исследуются в последние годы как с точки зрения изучения фундаментальных свойств, так и в плане их практического применения в качестве детекторных, преобразующих и волноводных оптических сред, работающих в широкой области спектра от видимого диапазона до области вакуумного ультрафиолета.

LTB и LBO имеют низкую симметрию кристаллической решетки и сложную элементарную ячейку, в каждом из этих соединений можно выделить борокислородную анионную группу. Их отличительной чертой является контраст между сугубо ковалентными химическими связями внутри анионных групп и сравнительно слабыми ионными связями между катионом и соответствующей анионной группой [3–5].

С точки зрения динамики решетки, бораты щелочных металлов LTB и LBO являются представителями обширного класса широкозонных оксидных диэлектриков с подвижными катионами. Наличие подрешетки слабосвязанных катионов лития в сочетании с устойчивым анионным каркасом должно самым серьезным образом сказываться на динамике электронных возбуждений и особенностях радиационного дефектообразования. Особую остроту эта проблема приобретает в случае легких подвижных катионов малого радиуса, например в кристаллах боратов лития. Однако, несмотря на очевидную важность рассматриваемого явления, систематического исследования формирования и эволюции короткоживущих радиационных дефектов в данных кристаллах до начала наших работ никем не проводилось. Особенно это касается наносекундной временной области.

Полученные в наших предыдущих работах экспериментальные результаты по импульсной абсорбционной спектроскопии кристаллов LTB и LBO [6–9] показали, что короткий импульс сравнительно умеренного радиационного воздействия (электронный пучок  $E_e = 200$  keV,  $\tau = 10$  ns) приводит к формированию в литиевой подрешетке кристаллов LTB и LBO антиморфных дефектов „вакансия–междоузельный атом“, являющихся прекурсорами для последующего формирования различных электронных и дырочных центров. К настоящему времени в кристаллах LTB и LBO идентифицированы дырочные центры поляронного типа с общим наименованием  $\text{O}^-$ -центры (дырка, локализованная на  $2p$ -орбитали кислорода в окрестности какого-либо дефекта или структурной неоднородности) [10–15]. Электронный  $\text{Li}^0$ -центр в LTB и LBO представляет из себя междоузельный атом лития [10,16,17]. Короткоживущее оптическое поглощение (КОП) в видимой и ультрафиолетовой областях спектра в этих кристаллах обусловлено оптическими переходами между состояниями валентной зоны и локальными уровнями дырочных центров [16,17]. Релаксация наведенной оптической плотности после импульсного радиационного воздействия зарегистрирована в течение восьми декад времени затухания. На качественном уровне установлено, что кинетика затухания КОП в широкой временной области контролируется процессом туннельного переноса электрона между электронными и дырочными центрами [16,17].

Экспериментальные данные по ионной электропроводности кристаллов LTB и LBO свидетельствуют о том, что при комнатной температуре ионы лития в них являются подвижными и совершают термостимулированную миграцию [18–23]. Это дает основания для обсуждения кинетики затухания КОП в кристаллах LTB и LBO в рамках модели туннельного переноса электрона



**Рис. 1.** Корреляционные функции  $Y(r, t)$  разнотипных дефектов для кристаллов LTB (*a, c, e*) и LBO (*b, d, f*) при температурах  $T = 200$  (*a, b*),  $293$  (*c, d*) и  $400$  К (*e, f*). На каждом рисунке приведено семейство кривых  $Y(r, t)$  для  $r_0 = 0.5$  nm и моментов времени  $t$ , s:  $0.1$  (1),  $0.01$  (2),  $0.001$  (3),  $10^{-4}$  (4),  $10^{-5}$  (5),  $10^{-6}$  (6),  $10^{-7}$  (7),  $10^{-8}$  (8).

в условиях термостимулированной подвижности одного или обоих рекомбинирующих реагентов системы.

Целью настоящей работы явилось изучение кинетики туннельного переноса электрона в условиях подвижности реагентов в кристаллах LTB и LBO, выполненное методом математического моделирования в сопоставлении с экспериментальными данными по кинетике затухания КОП радиационных дефектов, индуцированных электронным пучком наносекундной длительности.

## 2. Математическая модель и результаты расчета

Кинетика туннельного переноса электрона в системе подвижных реагентов в общем случае может быть описана с помощью уравнения Смолуховского (1) для корреляционной функции  $Y(r, t)$  разнотипных дефектов [24,25]. В рамках линейного приближения для описания динамики процесса рекомбинации дефектов двух

типов  $A + B \rightarrow 0$  рассматривают только макроскопические концентрации этих дефектов ( $n_A, n_B$ ) и парные корреляционные функции разнотипных дефектов  $Y(r, t)$ .

$$\frac{\partial Y(r, t)}{\partial t} = \nabla D \nabla Y(r, t) - W(r) \cdot Y(r, t), \quad (1)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $m^2 \cdot s^{-1}$ ;  $E$  — энергия термической активации, eV;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура, K;  $W(r)$  — вероятность гибели дефектов при рекомбинации. Для дистанционных реакций, в частности туннельного переноса электрона

$$W(r) = W_0 \cdot \exp(-r/a_b), \quad (2)$$

где  $a_b$  — половина радиуса Бора волновой функции электронного центра;  $W_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $r$  — расстояние между дефектами. Для конкурирующего процесса — аннигиляции комплементарных дефектов в результате контактной реакции, вероятность имеет следующий вид:

$$W(r) = W_0 \cdot \Theta(r - r_0), \quad (3)$$

где  $\Theta$  функция Хэвисайда;  $r_0$  — радиус черной сферы рекомбинации для контактной реакции.

Начальные и граничные условия для данного уравнения:  $Y(r_0, t) = 0$  — условие Смолуховского;  $Y(\infty, t) = 1$  — условие нормировки при отсутствии корреляций для дефектов бесконечно удаленных друг от друга;  $Y(r, 0) = 1 + f(r)/n_0$ , где  $n_0$  — начальная концентрация дефектов, средняя по объему;  $f(r) = (1/b) \exp(-r/b)$  — начальное распределение дефектов;  $b$  — половина характерного расстояния между дефектами. Функция начального распределения дефектов нормирована на единицу:

$$\int_0^\infty f(r) dr = 1. \quad (4)$$

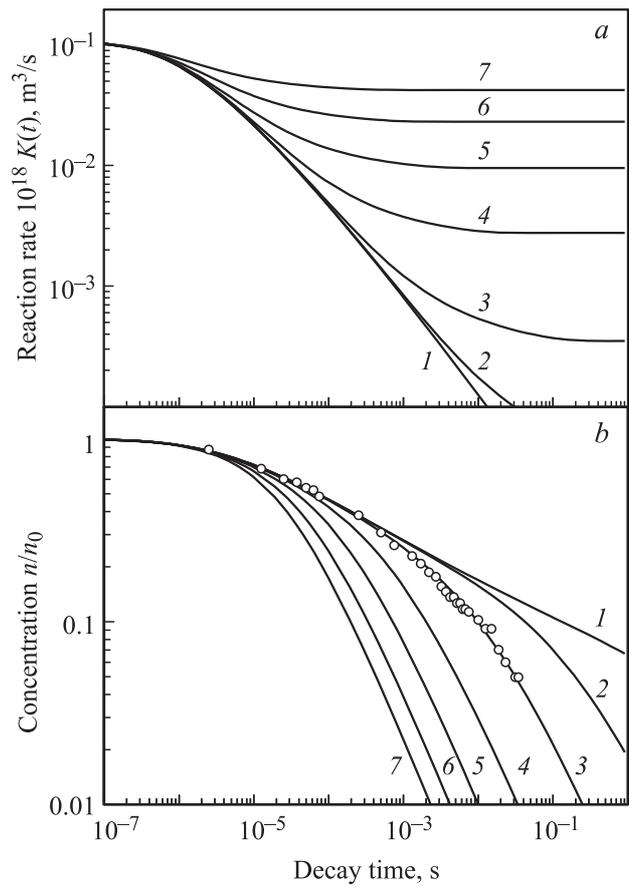
Функцию скорости реакции при этом можно записать в следующем виде:

$$K(t) = \int_V W(r) \cdot Y(r, t) dV. \quad (5)$$

Бимолекулярная стадия взаимодействия дефектов, т.е. рекомбинация между различными парами дефектов, описывается с помощью кинетического уравнения для макроскопических концентраций

$$\frac{dn_A(t)}{dt} = -K(t) \cdot n_A(t) \cdot n_B(t). \quad (6)$$

В случае переходной кинетики диффузионно-контролируемой туннельной реакции временное поведение парной корреляционной функции  $Y(r, t)$  не поддается



**Рис. 2.** Зависимости от времени скорости реакции  $K(t)$  (a) и концентрации дефектов  $n(t)$  (b) при температурах: 200 (1), 250 (2), 293 (3), 350 (4), 400 (5), 450-(6) и 500 К (7). Кружками показаны экспериментальные данные по кинетике затухания КОП кристаллов ЛТВ.

аналитическому исследованию [25], в этом случае более информативен численный расчет  $Y(r, t)$  и соответствующих кинетик  $n(t)$ . В настоящей работе решение уравнения (1) осуществляли численным методом с использованием конечно-разностной схемы Кранка–Никлсона в сферической системе координат, при этом аппроксимация производных проводилась с двойной точностью. Данная конечно-разностная схема обладает сходимостью, но на каждом шаге требует решения трехточечного конечно-разностного уравнения. Трехдиагональный вид матрицы системы уравнений позволяет применить безытерационный метод „прогонки“ для решения трехточечного конечно-разностного уравнения. Реализация конечно-разностной численной схемы осуществлена в программируемой среде MATLAB.

На рис. 1–3 представлены результаты расчета кинетики туннельного переноса электрона в условиях диффузионно-контролируемой подвижности дефектов: приведены парные корреляционные функции разнотипных дефектов  $Y(r, t)$  в фиксированные моменты времени  $t$ , а также временное поведение скоростей реакций

$K(t)$  и концентраций дефектов  $n(t)$  для кристаллов ЛТВ и ЛВО при различных параметрах расчета.

Параметризацию модели проводили путем сопоставления с экспериментальными данными по кинетике затухания КОП при комнатной температуре. При сопоставлении экспериментальных и расчетных данных принято, что в соответствии с формулой Смакулы величина регистрируемой в эксперименте наведенной оптической плотности пропорциональна концентрации актуальных дефектов, поэтому кинетика затухания КОП с точностью до масштабного множителя сопоставима по профилю с кинетикой изменения концентрации дефектов  $n(t)$ . На рис. 2 и 3 расчетные значения  $n(t)$  сопоставлены с экспериментальными данными по кинетике затухания КОП кристаллов ЛТВ и ЛВО в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, измеренными при 293 К. В табл. 1 приведены численные значения параметров модели, полученные в результате аппроксимации этих экспериментальных данных.

Как видно из рис. 2, 3, данная модель вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, полученными с помощью метода импульсной

Параметры расчета модели, полученные в результате аппроксимации экспериментальных данных

Параметр	Кристалл	
	ЛТВ	ЛВО
$D_0, \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$1.06 \cdot 10^{-4}$	$1.03 \cdot 10^{-4}$
$E, \text{eV}$	0.38*	0.38*
$W_0, \text{MHz}$	6	6
$a_b, \text{nm}$	0.9	1.0
$n_0, \text{cm}^{-3}$	$1 \cdot 10^{18}$	$1 \cdot 10^{18}$

Примечание. \* Энергии активации взяты из работ [18] (ЛТВ) и [19] (ЛВО).

абсорбционной оптической спектроскопии с наносекундным временным разрешением. Кинетика затухания КОП в области  $10^{-7}$ – $0.1$  с при 293 К полностью описывается моделью туннельного переноса электрона в условиях термостимулированной подвижности одного или обоих рекомбинирующих реагентов системы. Это дает основания перейти к обсуждению кинетики затухания КОП при различных температурах в области 200–500 К.

### 3. Обсуждение результатов

3.1. Система неподвижных дефектов. При  $T < 200$  К в кристаллах ЛТВ и ЛВО имеет место система неподвижных дефектов, для которых основной реакцией является туннельный перенос электрона. При  $D = 0$  кинетическое уравнение (1) приобретает простой вид

$$\frac{\partial Y(r, t)}{\partial t} = -W(r) \cdot Y(r, t), \quad (7)$$

и для хаотического начального распределения ( $Y(r, 0) = 1$ ) имеет аналитическое решение

$$Y(r, t) = \exp(-W(r) \cdot t). \quad (8)$$

Вычисления корреляционной функции по формуле (8) и численный расчет  $Y(r, t)$  кристаллов ЛТВ и ЛВО при 200 К дают идентичные результаты, рис. 1, *a* и *b*. Как видно из рис. 1, *a* и *b*, фронт туннельной рекомбинации перемещается с течением времени в пространстве одинаково (синхронно) для различных значений корреляционной функции  $Y(r, t)$  (кривые 1–8 на рис. 1, *a* и *b*).

Введем характерное время  $t_0 = W_0^{-1}$ . При малых временах ( $t \ll t_0$ ) корреляционная функция  $Y(r, t) \approx 1$ . Из (5) следует, что в этом случае скорость реакции не зависит от времени:

$$K(t) \approx \int_V W(r) dV = 8\pi a_b^3 W_0. \quad (9)$$

Из табл. 1 видно, что для кристаллов ЛТВ и ЛВО характерное время  $t_0$  составляет около  $2 \cdot 10^{-7}$  с. При больших временах затухания ( $t \gg t_0$ ) функция  $K(t)$  в

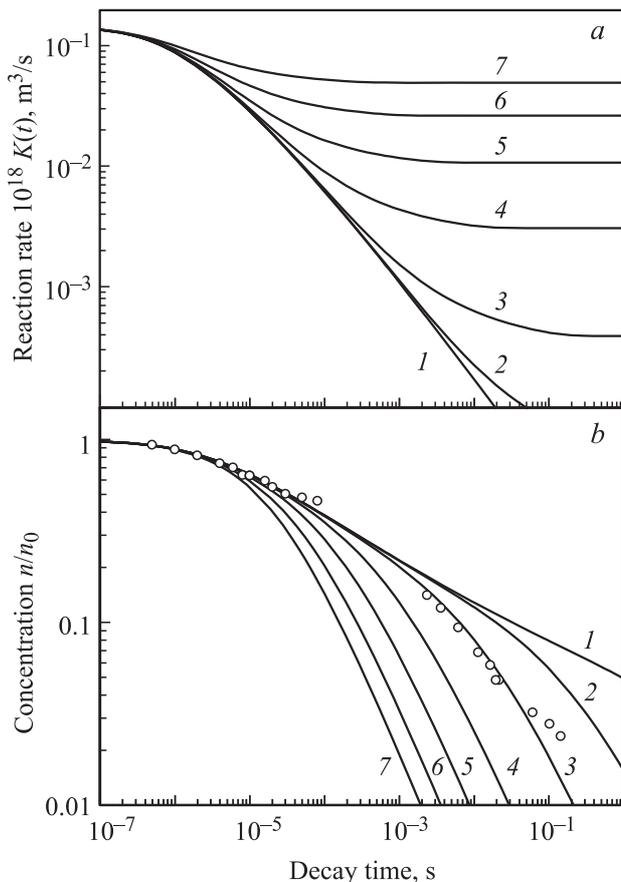


Рис. 3. Зависимость от времени скорости реакции  $K(t)$  (a) и концентрации дефектов  $n(t)$  (b) при температурах: 200 (1), 250 (2), 293 (3), 350 (4), 400 (5), 450 (6) и 500 К (7). Кружками показаны экспериментальные данные по кинетике затухания КОП кристаллов ЛВО.

двойных логарифмических координатах уменьшается со временем практически по линейному закону, кривая  $I$  на рис. 2, *a* и 3, *a*. Действительно, вероятность туннельного переноса электрона  $W(r)$  экспоненциально зависит от расстояния  $r$  между дефектами. Близкие пары дефектов с наибольшими значениями  $W(r)$  рекомбинируют первыми. С течением времени фронт рекомбинации смещается на большие расстояния  $r$ , характеризующиеся меньшими значениями  $W(r)$ , что и обуславливает наблюдаемое уменьшение скорости реакции  $K(t)$  со временем.

Из (6) следует, что временное поведение скорости реакции  $K(t)$  полностью определяет кинетику затухания  $n(t)$ . Действительно, в диапазоне времен затухания  $10^{-7}$ – $10^{-3}$  с расчетная кинетика в двойных логарифмических координатах изменяется от постоянного уровня до спадающей прямой с тангенсом угла наклона  $p$ , несколько зависящим от времени затухания. Приближенная оценка  $p$  для момента времени  $t$  может быть выполнена по формуле [26]

$$p = 4\pi a_b^3 n_0 \ln^2(W_0 t). \quad (10)$$

В области  $10^{-3}$ – $1$  с в двойных логарифмических координатах кинетика представлена спадающей прямой с тангенсом угла наклона  $p = 0.21$  (LBO) и  $0.19$  (LTB). Это соответствует известному эмпирическому степенному закону затухания процесса туннельной рекомбинации в системе неподвижных дефектов  $n(t) \sim t^{-p}$ , рис. 2, *b* и 3, *b*.

В [25] для системы неподвижных дефектов введен эффективный радиус статической туннельной перезарядки (ТП)

$$R(t) = a_b \ln(W_0 t), \quad (11)$$

имеющий смысл расстояния, ближе которого все дефекты к моменту времени  $t \gg t_0$  уже прорекомбинировали. В этом случае при хаотическом распределении дефектов равной концентрации [26]

$$n^{-1}(t) = n_0^{-1} + \frac{4}{3} \pi R^3(t). \quad (12)$$

Первое слагаемое соответствует объему, приходящемуся на один дефект в начальный момент времени. Второе слагаемое соответствует объему, в котором к моменту времени  $t$  все дефекты уже прорекомбинировали. Зависимость (12) в области времен затухания  $t \gg t_0$  позволяет удовлетворительно аппроксимировать кинетику затухания  $n(t)$  для системы неподвижных дефектов.

3.2. Система подвижных дефектов. Собственные дефекты подрешетки катионов лития в кристаллах LTB и LBO становятся подвижными при  $T > 200$  К [10,11]. Нам не известны экспериментальные работы по диффузии антиморфных дефектов литиевой подрешетки в этих материалах, однако есть надежные данные по ионной электропроводности  $\sigma(T)$  на переменном токе кристаллов LTB [18] и LBO [19] для области

температур от комнатной до  $T > 500$  К. Экспериментальные данные свидетельствуют, что при комнатной температуре ионы лития в кристаллах LTB и LBO являются подвижными и совершают термостимулированную миграцию. Для оценки коэффициента диффузии использовали соотношение Нернста–Эйнштейна

$$\frac{D(T)}{\sigma(T)} = \frac{k_b T}{ne^2}, \quad (13)$$

где  $e$  — заряд электрона. Температурная зависимость коэффициента диффузии

$$D(T) = D_0 \exp(-E/k_b T), \quad (14)$$

где  $D_0$  — константа;  $E$  — энергия активации диффузии. Ввиду отсутствия экспериментальных данных для температур ниже комнатной данная зависимость  $D(T)$  без дополнительного обсуждения возможных механизмов миграции была распространена также на область температур 200–300 К. Дальнейшее уточнение значений параметра  $D_0$  для кристаллов LTB и LBO проводили при параметризации модели, табл. 1.

Относительный вклад туннельного процесса и диффузионно-контролируемой реакции в рекомбинационный процесс характеризуется параметром [24]

$$\eta = \frac{W(r_0) a_b^2}{D}. \quad (15)$$

При  $\eta \gg 1$  имеет место случай сильной ТП. При повышении температуры параметр  $\eta$  уменьшается по экспоненциальному закону и выше определенной температуры диффузионный процесс будет доминировать. На основании данных табл. 1 оценим параметр  $\eta$  для кристаллов LTB и LBO при 400 К. Легко заметить, что при  $r_0 = 0.5$  нм параметр  $\eta = 16$  (LTB) и 22 (LBO). Это означает, что во всей исследованной области температур в кристаллах LTB и LBO имеет место сильная ТП. Для характеристики процессов в условиях сильной ТП введено понятие характерного радиуса сильной ТП [24]

$$R_s = a_b \cdot \ln\left(\frac{W_0 \cdot a_b^2}{D}\right). \quad (16)$$

При 200 К характерный радиус сильной ТП  $R_s$  составляет 14.6 (LBO) и 12.9 нм (LTB). При нагреве до 500 К происходит уменьшение  $R_s$  на порядок, рис. 4.

На рис. 1–3 представлены результаты расчета для температурного диапазона 200–500 К, выполненные в предположении температурной независимости начальной концентрации дефектов  $n_0$ , создаваемых импульсным радиационным воздействием.

Появление подвижности у дефектов приводит к искажению фронта рекомбинации: большим значениям функции  $Y(r, t)$  (кривые 1–8 на рис. 1, *c* и *d*) соответствуют большие перемещения в пространстве. При малых временах затухания доминирует туннельный процесс, при больших — диффузионно-контролируемая реакция. При

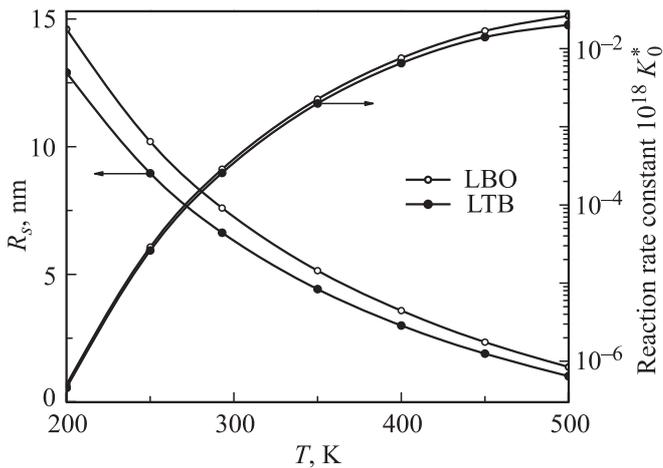


Рис. 4. Температурные зависимости расчетных значений  $R_s$  и  $K_0^*$ .

повышении температуры до 400 К искажения фронта рекомбинации становятся еще значительнее (кривые 1–6 на рис. 1, *e* и *f*). Туннельный процесс наблюдается при этом лишь в области очень коротких времен. Возрастание коэффициента диффузии с ростом температуры приводит к смещению распределения дефектов в область меньших расстояний  $r$ . Это обуславливает некоторую компенсацию падения скорости реакции  $K(t)$  при больших временах затухания, кривые 2–3 на рис. 2, *a* и 3, *a*. При дальнейшем повышении температуры полная компенсация падения скорости реакции достигается в исследованном диапазоне времен затухания и зависимость  $K(t)$  выходит на постоянный уровень  $K_0^*$  (константа скорости реакции)

$$K_0^* = 4\pi DR_s, \quad (17)$$

соответствующий завершению переходной кинетики, кривые 4–7 на рис. 2, *a* и 3, *a*. При нагреве от 200 до 500 К константа скорости реакции возрастает по величине примерно на 4.5 порядка, рис. 4. Из результатов расчета следует, что при большей подвижности дефектов быстрее происходит завершение переходных процессов и переход к стационарной кинетике рекомбинационного процесса.

Для обоих кристаллов искажение фронта рекомбинации на семействе корреляционных функций  $Y(r, t)$  соответствует в двойных логарифмических координатах началу отклонения кинетики  $n(t)$  от низкотемпературной прямой и последующему спаду по линейному закону с  $p = 1$ , рис. 2, *b* и 3, *b*. Известно [25], что для диффузионно-контролируемой реакции асимптотическое описание спада с единичным наклоном соответствует гиперболе первого порядка с постоянной времени затухания  $t_h$ :

$$1/t_h = n_0 \cdot K_0^*. \quad (18)$$

Возрастание значения  $K_0^*(t)$  с ростом температуры приводит к уменьшению значения  $t_h$ , рис. 2, *b* и 3, *b*. Для

кристаллов LTB и LBO постоянная времени изменяется с температурой от  $t_h = 3.5 \cdot 10^{-3}$  s при 293 К до  $5 \cdot 10^{-5}$  s при 500 К. Очевидно, что энергия активации, определенная по положению гиперболического спада кинетики, будет соответствовать таковой для диффузионного процесса. Это вполне согласуется с данными эксперимента [16,17].

Почти все наблюдаемые особенности кинетики затухания КОП могут быть объяснены особенностями временного поведения функции скорости реакции  $K(t)$ . Однако в рамках допущения независимости  $n_0$  от температуры начальный участок расчетной кинетики на рис. 2, *b* и 3, *b* при всех температурах имеет неизменный отрицательный наклон. В эксперименте наблюдается несколько иная ситуация: с увеличением температуры тангенс угла наклона начального участка кинетики затухания КОП в двойных логарифмических координатах также возрастает по модулю с энергией активации, соответствующей таковой для диффузионного процесса [16,17]. В свете развиваемой модели это означает, что при импульсном радиационном воздействии начальная концентрация создаваемых дефектов  $n_0$  в действительности зависит от температуры. Из общих соображений можно предположить, что при импульсном радиационном воздействии происходит образование „близких“ пар антиморфных дефектов „вакансия–междоузельный ион“. При высокой вероятности рекомбинации в „близких“ парах, вероятность выживания этих дефектов напрямую зависит от подвижности междоузельного иона. С увеличением температуры подвижность возрастает, что приводит к возрастанию количества „выживших“ дефектов, т. е. к возрастанию с температурой начальной концентрации дефектов  $n_0$ . Однако количественное описание этого процесса требует отдельного исследования.

## 4. Заключение

В настоящей работе для нелинейно-оптических кристаллов LTB и LBO методом математического моделирования выполнено исследование кинетики туннельного переноса электрона в условиях термостимулированной подвижности партнеров рекомбинации; развит математический формализм и выполнено численное моделирование. Сопоставление результатов расчета и экспериментальных данных по короткоживущему оптическому поглощению кристаллов LTB и LBO в видимой и ультрафиолетовой областях спектра позволяет с учетом известных литературных данных сформулировать следующие выводы.

1. Импульсное радиационное воздействие приводит к формированию в кристаллах LTB и LBO дырочных центров поляронного типа с общим названием  $O^-$ -центр (дырка, локализованная на  $2p$ -орбитали кислорода в окрестности вакансии лития) и электронных  $Li^0$ -центров в виде междоузельных атомов водорода. Короткоживущее оптическое поглощение при этом обусловлено

оптическими переходами между состояниями валентной зоны и локальным уровнем дырочного центра.

2. Модель туннельного переноса электрона между электронными и дырочными центрами в условиях термостимулированной подвижности одного из партнеров рекомбинационного процесса адекватно описывает все особенности кинетики релаксации наведенной оптической плотности, наблюдаемой в кристаллах LTB и LBO в широкой временной области  $10^{-7}$ –1 с после импульсного радиационного воздействия.

3. Кинетика затухания КОП состоит из двух характерных участков. Начальный участок контролируется процессом туннельного переноса электрона и для его приближенного описания применима формула кинетики туннельной рекомбинации в системе неподвижных дефектов. Конечный участок кинетики контролируется преимущественно диффузионным процессом и проявляется в виде спада интенсивности по закону гиперболы первого порядка. При повышении температуры данный участок кинетики смещается в область меньших времен затухания. Термостимулированное „укорочение“ кинетики характеризуется энергией активации, соответствующей диффузионному процессу.

4. Сложное поведение скорости реакции  $K(t)$  во всей наблюдаемой области времен затухания свидетельствует о протекании нестационарной диффузионно-контролируемой туннельной перезарядки дефектов. Кинетика при этом является переходной и простые асимптотические формулы (например, закон Беккереля) неприменимы для описания такой кинетики.

5. При повышении температуры происходит возрастание начальной концентрации дефектов  $n_0$ , создаваемых импульсом возбуждения постоянной интенсивности. Температурная зависимость отрицательного наклона начального участка кинетики затухания КОП в двойных логарифмических координатах характеризуется энергией активации, соответствующей ключевому процессу, контролирующему накопление дефектов во время действия возбуждающего импульса. При температуре выше комнатной в кристаллах с подвижными катионами таким процессом выступает диффузия. Поэтому энергия активации, определенная по температурной зависимости начального участка кинетики соответствует таковой для диффузионного процесса.

## Список литературы

- [1] R. Komatsu, T. Sugawara, K. Sassa, N. Sarukura, Z. Liu, S. Izumida, Y. Segawa, S. Ida, T. Fukuda, K. Yamanouchi. *Appl. Phys. Lett.* **70**, 3492 (1997).
- [2] C.T. Chen, Y. Wu, A. Jiang, B. Wu, G. You, R.K. Li, S. Lin. *J. Opt. Soc. Am. B-Opt. Physics* **6**, 616 (1989).
- [3] H. König, R. Hoppe. *Z. Anorg. Allg. Chem.* **439**, 71 (1978).
- [4] J. Krogh-Moe. *Acta Crystallogr.* **15**, 190 (1962).
- [5] J. Krogh-Moe. *Acta Crystallogr.* **B24**, 179 (1968).
- [6] И.Н. Огородников, А.В. Поротников, С.В. Кудяков, А.В. Кружалов, В.Ю. Яковлев. *ФТТ* **39**, 1535 (1997).
- [7] И.Н. Огородников, А.В. Поротников, А.В. Кружалов, В.Ю. Яковлев. *ФТТ* **40**, 2008 (1998).
- [8] I.N. Ogorodnikov, A.V. Kruzhalov, A.V. Porotnikov, V.Y. Yakovlev. *J. Luminesc.* **76-77**, 464 (1998).
- [9] I.N. Ogorodnikov, A.V. Kruzhalov, A.V. Porotnikov, V.Y. Yakovlev. *Radiat. Eff. Defect. Solid.* **150**, 299 (1999).
- [10] И.Н. Огородников, С.В. Кудяков, А.Ю. Кузнецов, В.Ю. Иванов, А.В. Кружалов, В.А. Маслов, Л.А. Ольховая. *Письма в ЖТФ* **19**, 77 (1993).
- [11] И.Н. Огородников, В.Ю. Иванов, А.А. Маслаков, А.Ю. Кузнецов, В.А. Маслов. *Письма в ЖТФ* **19**, 42 (1993).
- [12] I.N. Ogorodnikov, A.Y. Kuznetsov, A.V. Kruzhalov, V.A. Maslov. *Radiat. Eff. Defect. Solid.* **136**, 233 (1995).
- [13] А.В. Поротников, И.Н. Огородников, С.В. Кудяков, А.В. Кружалов, С.Л. Вотяков. *ФТТ* **39**, 1380 (1997).
- [14] I.N. Ogorodnikov, A.V. Porotnikov, S.V. Kudyakov, A.V. Kruzhalov. *Material Science Forum* 239-**241**, 337 (1997).
- [15] I.N. Ogorodnikov, L.I. Isaenko, A.V. Kruzhalov, A.V. Porotnikov. *Radiat. Measurements* **33**, 577 (2001).
- [16] И.Н. Огородников, В.Ю. Яковлев, А.В. Кружалов, Л.И. Исаенко. *ФТТ* **44**, 1039 (2002).
- [17] И.Н. Огородников, В.Ю. Яковлев, Л.И. Исаенко. *ФТТ* **45**, 803 (2003).
- [18] M. Maeda, H. Tachi, K. Honda, I. Suzuki. *Jpn. J. Appl. Phys.* **33**, 1965 (1994).
- [19] С.Ф. Радаев, Н.И. Сорокин, В.И. Симонов. *ФТТ* **33**, 3597 (1991).
- [20] А.Э. Алиев, Я.В. Бурак, И.Т. Лысейко. *Неорган. материалы* **26**, 1991 (1990).
- [21] А.Э. Алиев, Р.Р. Валетов. *Кристаллография* **36**, 1507 (1991).
- [22] А.Э. Алиев, Р.Р. Валетов. *ФТТ* **34**, 3061 (1992).
- [23] А.Э. Алиев, I.N. Kholmanov, P.K. Khabibullaev. *Solid State Ionics* **118**, 111 (1999).
- [24] E.A. Kotomin, V.N. Kuzovkov. *Modern Aspects of Diffusion-Controlled Reactions: Cooperative Phenomena in Bimolecular Processes*. Elsevier, North Holland (1996). 636 p.
- [25] Ю.Р. Закис, Л.Н. Канторович, Е.А. Котомин, В.Н. Кузовков, И.А. Тале, А.Л. Шлюгер. *Модели процессов в широкощелевых твердых телах с дефектами*. Зинатне, Рига (1991). 382 с.
- [26] В.Н. Пармон, Р.Ф. Хайрутдинов, К.И. Замараев. *ФТТ* **16**, 2572 (1974).