

Кинетика рекомбинационных процессов в нелинейных кристаллах LiB_3O_5 с дефектами

© И.Н. Огородников, А.В. Поротников, А.В. Кружалов, В.Ю. Яковлев*

Уральский государственный технический университет,
620002 Екатеринбург, Россия

*Томский политехнический университет,
634021 Томск, Россия

E-mail: OGO@dpt.ustu.ru

(Поступила в Редакцию 23 января 1998 г.)

Представлены результаты исследования кинетики рекомбинационных процессов в кристаллах LiB_3O_5 (LBO) с использованием методов люминесцентной и абсорбционной спектроскопии с временным разрешением. На основании изучения кинетики короткоживущего оптического поглощения (КОП) и люминесценции при возбуждении электронным пучком наносекундной длительности в широких температурной (77–500 К) и спектральной (1.2–5.0 eV) областях установлено, что особенности кинетики рекомбинационных процессов в LBO определяются участием в них электронных B^{2+} - и дырочных O^- -центров захвата. В рамках модели конкурирующих дырочных центров дана интерпретация кинетик КОП и люминесценции, а также их температурной зависимости. Приведены соотношения, устанавливающие связь параметров кинетики и температурной зависимости с параметрами основных точечных дефектов LBO.

С момента появления первых сообщений о разработке технологии выращивания объемных кристаллов трибората лития LiB_3O_5 (LBO) оптического качества и об исследовании их основных физических свойств LBO выдвинулся в ряд наиболее перспективных оптических материалов современной нелинейной и интегральной оптики [1]. Это обусловлено сочетанием в нем уникальных характеристик, таких как сравнительно высокие значения нелинейных коэффициентов, широкая полоса оптической прозрачности (159–3500 nm), высокий порог поверхностного разрушения ($24.6 \text{ J} \cdot \text{cm}^2$ при длительности лазерного импульса $\tau_{\text{ex}} = 1.3 \text{ ns}$ и $25 \text{ GW} \cdot \text{cm}^2$ при $\tau_{\text{ex}} = 0.1 \text{ ns}$), химическая и механическая устойчивость и негигроскопичность [2,3]. Немаловажным обстоятельством является большая ширина углового и температурного интервалов фазового синхронизма; например, условия не критического фазового синхронизма для длин волн от 1025 до 1340 nm достигаются в области температур от -50 до 180°C [4]. Однако природа радиационно-оптической устойчивости LBO, динамика электронных возбуждений, электронная структура, точечные дефекты и рекомбинационные процессы до сих пор изучены недостаточно. Так, в [5] приведены результаты первичных исследований точечных дефектов, в [6–8] обнаружена широкополосная УФ-люминесценция и изучены ее основные свойства, в [9–12] экспериментально и теоретически исследована электронная структура совершенного и дефектного кристаллов LBO. В [13] обнаружено короткоживущее оптическое поглощение LBO и проведено первичное исследование его свойств.

Целью настоящей работы явилось изучение кинетики рекомбинационных процессов в кристаллах LiB_3O_5 с использованием методов люминесцентной и абсорбционной спектроскопии с временным разрешением.

1. Детали эксперимента

В качестве основного экспериментального метода исследований в работе использован метод люминесцентной и абсорбционной спектроскопии с наносекундным временным разрешением. Источником возбуждения служил наносекундный ускоритель электронов, генерирующий электронный пучок с параметрами $E_{\text{ex}} = 0.25 \text{ MeV}$, $t_{1/2} = 3\text{--}130 \text{ ns}$, $j_{\text{max}} = 2 \cdot 10^3 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$. Предельное временное разрешение при этом достигало 4 ns. Измерения проводились в вакууме в спектральной области 1.2–5.0 eV при температурах 77–500 К. Подробное описание экспериментальной установки приведено в [14].

Кристаллы трибората лития LiB_3O_5 высокого оптического качества были выращены Ольховой и Масловым модифицированным раствор–расплавным методом [15]. Основные кристаллографические характеристики исследованных кристаллов LBO соответствовали данным [16].

2. Результаты эксперимента

Облучение кристаллов LBO электронным пучком при 77 К приводит к аккумуляции наведенной оптической плотности по мере роста числа импульсов возбуждения (рис. 1). Затухания оптической плотности в исследованном временном диапазоне при 77 К не обнаружено. В то же время величина наведенной оптической плотности испытывает насыщение при увеличении флюенса электронов менее чем на порядок (рис. 1). Выше температурного интервала делокализации носителей заряда с основных центров захвата (130–240 К [17]) наблюдается короткоживущее оптическое поглощение (КОП), которое в [13] приписано электронным переходам с состояний валентной зоны LBO на локальный уровень дырочного O^- -центра. В [13] была предложена

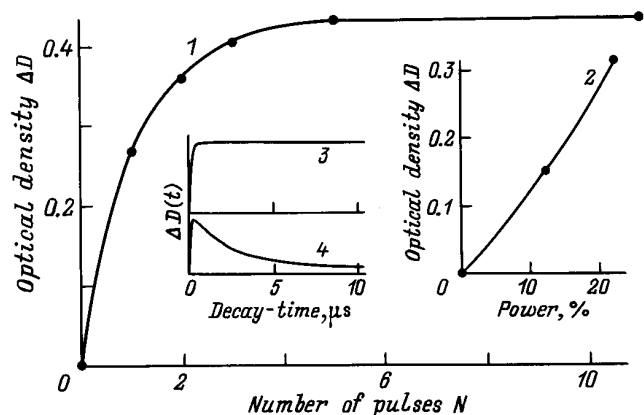


Рис. 1. Аккумуляция наведенной оптической плотности LBO в области 3.8 eV при 77 К в зависимости от числа импульсов возбуждения N при 23% мощности пучка (1), изменение начальной интенсивности КОП ΔD в зависимости от мощности пучка при 298 К (2), характерный вид кинетики затухания КОП в полосе 3.8 eV при 77 (3) и 298 К (4).

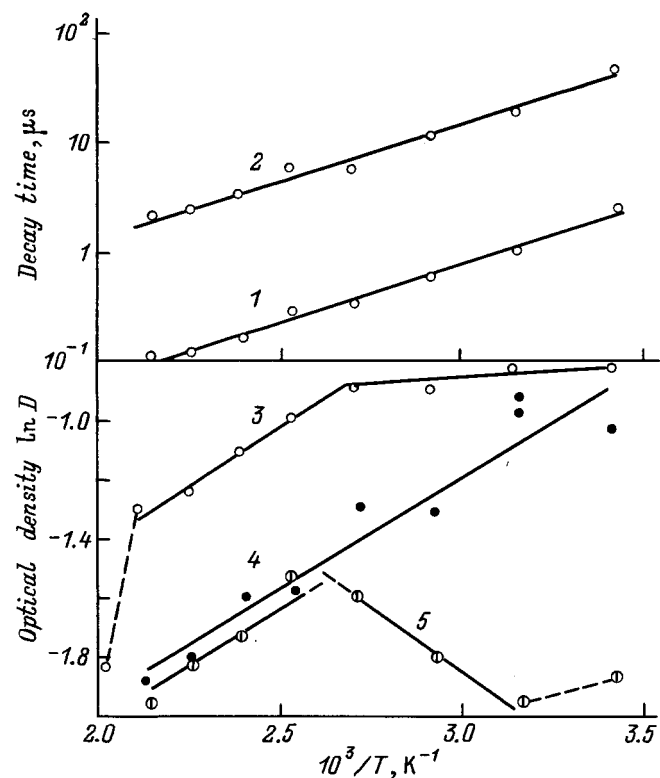


Рис. 2. Температурные зависимости постоянных времени (1, 2) и начальных интенсивностей (3–5) для первого (1, 5) и второго (2, 4) компонентов и экспериментальной кривой $D(t)$ (3) кинетики затухания КОП. Точки — экспериментальные данные, сплошные линии — предполагаемые зависимости.

аппроксимация кинетики затухания КОП LBO при 298 К в диапазоне 0.1 μ s–10 ms в виде суммы двух экспоненциальных компонентов микросекундного диапазона и одного компонента в миллисекундной области. Для под-

тверждения правомерности такого подхода в настоящей работе оценено влияние на кинетику КОП плотности возбуждения и температурных условий. Действительно, при изменении тока пучка электронов (мощности возбуждения) с 12.5 до 23% от максимального изменяются не только величина наведенной оптической плотности, но и в некоторой степени параметры компонентов кинетики затухания (см. таблицу). При аппроксимации кривой затухания КОП в микросекундном диапазоне наилучшие результаты достигаются при использовании суммы двух экспоненциальных компонентов, постоянные времени которых сопоставимы по порядку величины с временами жизни носителей заряда на актуальных центрах захвата. Кроме того, параметры экспоненциальных кривых в микросекундном диапазоне хотя и зависят в некоторой степени от плотности возбуждения (см. таблицу), но демонстрируют при этом заметную устойчивость. В связи с этим при исследовании температурных зависимостей кинетики затухания КОП LBO в микросекундном диапазоне использована аппроксимация в виде

$$D(t) = D_{10} \exp(-t/\tau_{a1}) + D_{20} \exp(-t/\tau_{a2}) + D_3, \quad (1)$$

где D_{10} , D_{20} — начальные величины и τ_{a1} , τ_{a2} — постоянные времена компонентов затухания КОП LBO, D_3 — постоянная составляющая (компонент миллисекундного диапазона, не испытывающий существенного затухания в исследуемом временном диапазоне). Для комнатной температуры эти значения приведены в таблице. При повышении температуры в области 298–500 К начальная величина КОП $D_0 = D(t = 0)$ уменьшается. При этом на кривой $D_0(T)$ можно выделить три характерных участка: 298–370 К; 370–440 К; выше 440 К. Первый из них характеризуется несущественным изменением $D_0(T)$. На втором и третьем участках $D_0(T)$ уменьшается в несколько раз, причем скорость уменьшения $D_0(T)$ значительно возрастает при $T > 440$ К. Ее оценка для этих участков дает значения энергий активации 60 и около 400 meV соответственно (рис. 2). Параметры аппроксимации также демонстрируют температурную зависимость. Так, начальные интенсивности компонентов D_{20} и D_3 с ростом температуры уменьшаются с энергией активации около 60 meV. Интенсивность быстрого компонента $D_{10}(T)$ в области температур 280–370 К изменяется антибатно зависимости $D_{20}(T)$. При дальнейшем повышении температуры $D_{10}(T)$ изменяются симбатно $D_{20}(T)$ (рис. 2).

Влияние мощности возбуждения на кинетику затухания КОП LBO при 298 К

$P_{ex}, \%$	D_1	D_2	D_3	τ_{a1}, μ s	τ_{a2}, μ s
12.5	0.03	0.06	0.06	1.2	10
23.0	0.11	0.11	0.12	1.5	15

Примечание. P_{ex} — мощность возбуждения, D_1, D_2 — начальные значения и τ_{a1}, τ_{a2} — постоянные времена экспоненциальных компонентов кинетики затухания КОП, D_3 — постоянная составляющая (компонент миллисекундного диапазона).

Характерные температурные интервалы вблизи 440 и 500 К не являются случайными. В [18] были обнаружены центры захвата с температурой делокализации 450 и 510 К. Постоянные времена обоих компонентов затухания КОП с ростом температуры уменьшаются монотонно с близкими энергиями активации около 200 meV (рис. 2). Однако предэкспоненциальные множители для быстрого и медленного компонентов при этом различны: 1.0 и 0.05 GHz соответственно. Это свидетельствует о сложной картине распада центров КОП в результате рекомбинационных процессов при участии различных типов дефектов.

В работе [19] нами было показано, что при возбуждении кристаллов LBO в области температур 77–350 К наблюдается достаточно интересная импульсная катодолюминесценция (ИКЛ). Тем большего ее проявления следует ожидать в данном эксперименте при возбуждении образца сильноточным пучком электронов. Дополнительный вклад ИКЛ в регистрируемый световой сигнал может существенно исказить кинетику КОП. Однако оценка этого вклада показала, что даже в коротковолновой области спектра он не превышал нескольких процентов от величины зондирующего светового луча и в связи с этим не может заметно сказаться на наблюдаемой кинетике КОП. На рис. 3 представлены спектры ИКЛ, измеренные непосредственно после окончания импульса возбуждения и спустя 1 μ s. Наблюдается некоторое уширение спектра быстрой компоненты по сравнению с таковым для медленной составляющей. Однако их спектральные профили в основном схожи и состоят из одних и тех же основных элементарных полос гауссовой G_1 и G_2 формы с максимумами при 3.5 и 4.2 eV. Отношение их амплитуд $I_m(G_1)/I_m(G_2) = 0.23$, степень поляризации при 3.8 eV составила 60%. Спектральные параметры наблюдаемой люминесценции близки к таковым для люминесценции LBO при синхротронном возбуждении [20]. В то же время анализ кинетики ИКЛ при сильноточном

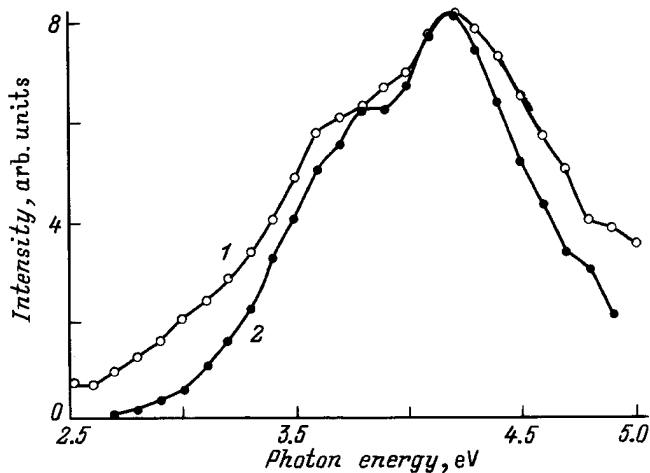


Рис. 3. Нормированные спектры ИКЛ LBO при 298 К, измеренные непосредственно после окончания импульса возбуждения (1) и спустя 1 μ s (2).

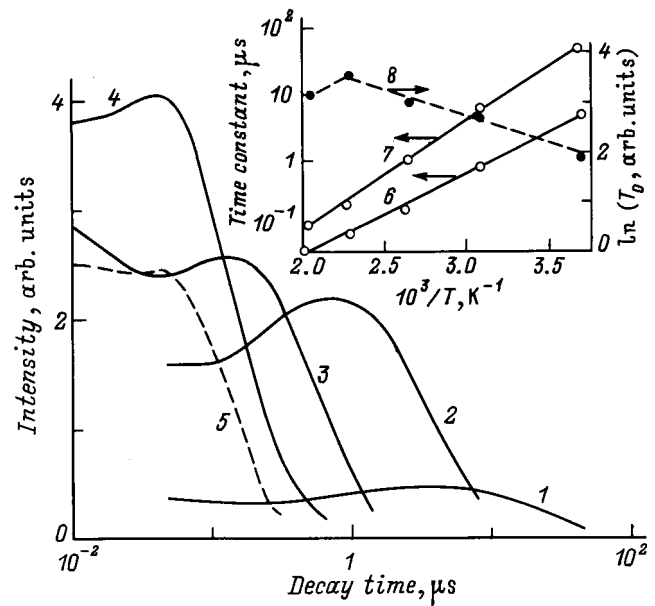


Рис. 4. Кинетика затухания ИКЛ в полосе 3.8 eV при 298 (1), 348 (2), 398 (3), 448 (4) и 493 К (5). На вставке — температурная зависимость параметров аппроксимации: τ_1 (6), τ_2 (7) и I_0 (8).

возбуждении позволил выявить дополнительные детали, важные для понимания кинетики рекомбинационных процессов LBO. Так, помимо быстрого экспоненциального компонента с характерным временем затухания короче импульса возбуждения ($t_{1/2} = 7$ ns) обнаружены компоненты микросекундного диапазона. На рис. 4 приведены кинетики затухания ИКЛ при 3.8 eV в указанном временном диапазоне, измеренные при разных температурах. Характерной особенностью этих кинетик является наличие участка "разгорания", параметры которого зависят от температуры. Формальный анализ этих кинетик позволил описать их зависимостью вида

$$I(t) = I_0(1 - I_1 \exp(-t/\tau_1)) \exp(-t/\tau_2), \quad (2)$$

где τ_1 и τ_2 — постоянные времена разгорания и затухания ИКЛ, которые при 298 К составляют 1.5 и 25 μ s соответственно, I_0 и I_1 — параметры, характеризующие начальную интенсивность ИКЛ и относительную величину "разгорания". Температурные зависимости экспериментальных ($I(0) = I(t=0)$) и рассчитанных параметров (τ_1 , τ_2 , I_0) в аррениусовых координатах представлены прямыми (рис. 4) и характеризуются энергиями активации 130 meV ($I(0)$), 310 meV (τ_1), 400 meV (τ_2) и 90 meV (I_0) (рис. 4). Параметр I_1 не обнаруживает сильной температурной зависимости: он возрастает от 0.46 при комнатной температуре до 0.60 при 400 К, затем уменьшается до 0.50 при 490 К. Предэкспоненциальные множители для τ_1 и τ_2 составили 34 и 140 GHz. При температуре около 440 К интенсивность ИКЛ достигает максимума, и дальнейшее повышение температуры ведет

к ее уменьшению. Следует отметить, что при понижении мощности возбуждающего излучения температура максимума люминесценции имеет тенденцию к понижению: она составляет 440 К в данной работе, 330 К при возбуждении слабочным электронным пучком [19] и 240 К при рентгеновском возбуждении [6]. Это может свидетельствовать о внешнем механизме термического тушения люминесценции.

3. Обсуждение результатов

Анализ известных экспериментальных результатов по динамике электронных возбуждений и дефектам LBO, как опубликованных ранее (см., например, [13,17–21]), так и представленных в настоящей работе, свидетельствует об участии основных собственных дефектов решетки B^{2+} и O^- в процессе транспорта энергии центрам свечения и о возможной обусловленности люминесценции излучательной аннигиляцией околodefектных экситонов. Этим определяется значительное влияние локализованных состояний на кинетику люминесценции. Похожая картина люминесцентных процессов установлена недавно для некоторых других нелинейных кристаллов (например, для $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ [22]). Принимая во внимание наблюдаемые в эксперименте корреляции между основными параметрами кинетики люминесценции и КОП в LBO, разумно предположить, что оба явления обусловлены одними и теми же рекомбинационными процессами с участием основных точечных дефектов LBO: B^{2+} , O^- -центров и, вероятно, центров захвата с температурами отжига 440 и 510 К. Одной из наиболее заметных особенностей кинетики рекомбинационных процессов в LBO, обнаруженных в данной работе, является наличие участка "разгорания" в кинетике затухания ИКЛ. В общем случае может быть предложено значительное количество различных объяснений этого процесса (см., например, [23,24]). Однако отсутствие такого "разгорания" в кинетике затухания КОП, а также наличие дополнительного обширного экспериментального материала [13,17–21] резко сужают круг приемлемых гипотез. Отметим также, что постоянные времена кинетики затухания люминесценции и КОП сопоставимы, причем компонента "разгорания" ИКЛ сопоставима с первым компонентом затухания КОП. В то же время полученные из температурных зависимостей люминесценции и КОП энергии активации не совпадают в большинстве случаев с таковыми для основных дефектов LBO, а имеют некоторые промежуточные усредненные значения. Это свидетельствует о том, что кинетика затухания люминесценции и КОП не может быть адекватно описана в рамках простых модельных представлений о независимых элементарных релаксационных процессах и изолированных центрах захвата (ЦЗ). Необходимо рассмотрение системы уравнений баланса для случая нескольких локальных уровней.

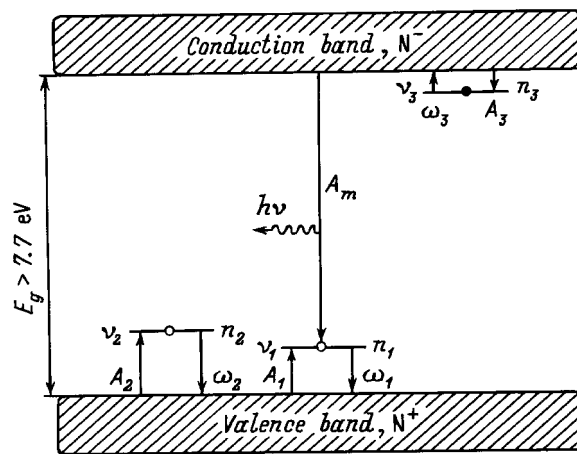


Рис. 5. Зонная диаграмма рекомбинационных процессов LBO.

На рис. 5 представлена качественная картина предполагаемых рекомбинационных процессов в LBO. Уравнения баланса, описывающие данную систему, дополнены условием электронейтральности и имеют вид

$$\begin{cases} \frac{dn_1}{dt} = -\omega_1 n_1 + A_1(\nu_1 - n_1)N^+ - A_m n_1 N^-, \\ \frac{dn_2}{dt} = -\omega_2 n_2 + A_2(\nu_2 - n_2)N^+, \\ \frac{dn_3}{dt} = -\omega_3 n_3 - A_3(\nu_3 - n_3)N^-, \\ \frac{dN^-}{dt} = \omega_3 n_3 - A_3(\nu_3 - n_3)N^- - A_m n_1 N^-, \\ \frac{dN^+}{dt} = \sum_{i=1}^2 (\omega_i n_i - A_i(\nu_i - n_i)N^+), \\ n_1 + n_2 + N^+ = n_3 + N^-, \end{cases} \quad (3)$$

где ν_i и n_i — концентрации дефектов и захваченных на них носителей заряда (cm^{-3}), причем $n_i(t=0) = n_{i0}$ — начальная концентрация носителей заряда, A_i — коэффициенты захвата электронов или дырок на i -м уровне ($\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$), A_m — коэффициент рекомбинации, $\omega_i = \omega_{i0} \exp(-E_i/k_B T)$, ω_{i0} и E_i — частотный фактор и энергия активации, k_B — постоянная Больцмана, N^- и N^+ — концентрации носителей заряда в зоне проводимости и валентной зоне, i — номер центра захвата (рис. 5).

Согласно этой схеме, актуальными являются локальные центры трех типов: мелкий электронный ЦЗ B^{2+} и два сравнительно неглубоких дырочных центра. Один из них — парамагнитный O^- -центр — исследован ранее методом ЭПР [21]. Из работы [13] следует, что наблюдаемое оптическое поглощение LBO в полосе прозрачности обусловлено электронными оптическими переходами из состояний валентной зоны на локальный уровень дырочного O^- -центра. В связи с этим с кинетикой КОП была сопоставлена зависимость $n_2(t)$. В рамках развиваемых представлений кинетика ИКЛ обусловлена главным образом процессом электронной рекомбинации на дырочных центрах n_1 . Известно [23,24],

что конкуренция между основным n_2 и дополнительным n_1 уровнями захвата при определенных условиях может привести к "разгоранию" в кинетике люминесценции. Рассмотрим это подробнее.

Полагая $A_m n_1 N^- \ll |\omega_1 n_1 - A_1 \nu_1 N^+|$, воспользуемся решением [24] задачи о двух конкурирующих центрах захвата, которое в обозначениях рис. 5 выглядит следующим образом:

$$n_1(t) = (n_{10} - A) \exp(-\lambda_1 t) + A \exp(-\lambda_2 t), \quad (4)$$

$$n_2(t) = (n_{20} - B) \exp(-\lambda_1 t) + B \exp(-\lambda_2 t), \quad (5)$$

где λ_1, λ_2 — постоянные, определяемые из соотношений [24]

$$\lambda_1 = a_1 + a_2, \quad \lambda_2 = a_1 - a_2, \quad (6)$$

$$a_1 = \frac{1}{2}(\omega_1(1 - \delta_1) + \omega_2(1 - \delta_2)), \quad (7)$$

$$a_2 = \left(\frac{1}{4}(\omega_1(1 - \delta_1) - \omega_2(1 - \delta_2))^2 + \omega_1 \omega_2 \delta_1 \delta_2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

$$\delta_k = A_k \nu_k / \sum_{i=1}^2 A_i \nu_i, \quad (9)$$

При этом коэффициенты A и B являются функциями параметров ЦЗ

$$A = \left[\omega_2 \delta_1 n_{20} - (\omega_1(1 - \delta_1) - \lambda_1) n_{10} \right] / (\lambda_1 - \lambda_2), \quad (10)$$

$$B = \left[\omega_1 \delta_2 n_{10} - (\omega_2(1 - \delta_2) - \lambda_1) n_{20} \right] / (\lambda_1 - \lambda_2). \quad (11)$$

Имея в виду, что КОП пропорционально концентрации ЦЗ $n_2(t)$, можно записать

$$D(t) = \gamma_a \left((n_{20} - B) \exp(-\lambda_1 t) + B \exp(-\lambda_2 t) \right), \quad (12)$$

где γ_a — коэффициент пропорциональности. Из (12) совершенно очевидно существование в кинетике КОП двух экспоненциальных компонентов с постоянными времени

$$\tau_{a1} = \lambda_1^{-1}, \quad \tau_{a2} = \lambda_2^{-1}. \quad (13)$$

Начальные интенсивности КОП определим из (12) при $t \rightarrow 0$

$$D_0 = \gamma_a n_{20}, \quad D_{10} = \gamma_a (n_{20} - B), \quad D_{20} = \gamma_a B. \quad (14)$$

Кинетика ИКЛ в рассматриваемой модели определяется соотношением

$$I(t) = \gamma A_m n_1 N^-, \quad (15)$$

где γ имеет смысл квантового выхода рекомбинационной люминесценции. Для определения $N^-(t)$ воспользуемся третьим и четвертым уравнениями системы (3), полагая $\nu_i \gg n_i$ и $dN^-/dt \rightarrow 0$. Легко видеть, что

$$\frac{dn_3}{dt} = -\lambda_3 n_3, \quad \lambda_3 = (1 - \delta_3) \omega_3. \quad (16)$$

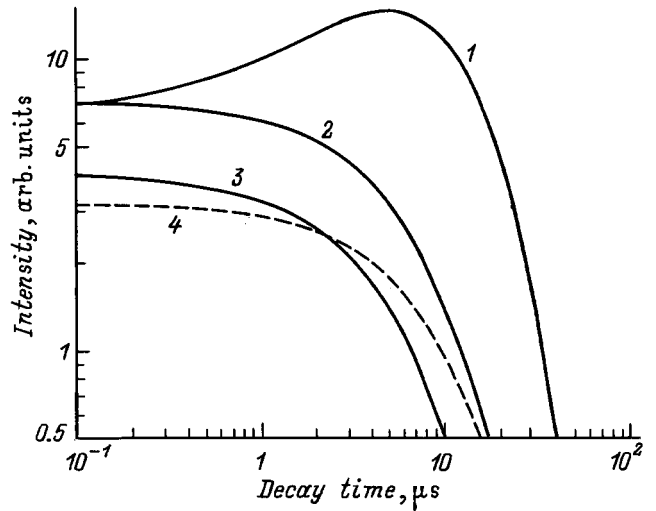


Рис. 6. Модельные кинетики затухания ИКЛ и КОП, полученные при $E_1 = 300$ meV, $E_2 = 400$ meV, $E_3 = 130$ meV, $\omega_1 = 28.5$ GHz, $\omega_2 = 1000$ GHz, $\omega_3 = 0.005$ GHz, $\delta_1 = 0.4$, $\delta_2 = 0.1$, $\delta_3 = 0.5$, $A_m = 5 \cdot 10^{-7}$ cm³ · s⁻¹, $\nu_1 = \nu_2 = \nu_3 = 5 \cdot 10^{14}$ cm⁻³, $n_1 = n_3 = 10^9$ cm⁻³, $n_2 = 10^{10}$ cm⁻³.

Относительный коэффициент захвата δ_3 определен аналогично (9). Интегрирование (16) от $t = 0$ до t и подстановка в четвертое уравнение системы (3) дают

$$N^- = C \exp(-\lambda_3 t), \quad C = n_{30} \omega_3 / (A_3 n_3). \quad (17)$$

Используя явный вид n_1 (4) и N^- (17), из (15) получим выражение для кинетики ИКЛ в виде суммы двух экспоненциальных компонентов

$$I(t) = \gamma C \left((n_{10} - A) \exp(-\lambda_1^* t) + A \exp(-\lambda_2^* t) \right), \quad (18)$$

$$\lambda_1^* = \lambda_1 + \lambda_3, \quad \lambda_2^* = \lambda_2 + \lambda_3. \quad (19)$$

Отметим, что для реализации эффекта "разгорания" необходимо $A > n_{10}$. Сопоставляя (18) с экспериментальной кривой (2), получим выражения, связывающие коэффициенты этих зависимостей,

$$I(0) = \gamma n_{10} C, \quad I_0 = \gamma C A, \quad I_1 = 1 - n_{10} / A, \quad (20)$$

$$\tau_1 = (\lambda_1 - \lambda_2)^{-1}, \quad \tau_2 = (\lambda_2 + \lambda_3)^{-1}. \quad (21)$$

Положение максимума "разгорания" в кинетике ИКЛ определяется из условия экстремума функции (18)

$$t_m = (\lambda_1 - \lambda_2)^{-1} \ln \left(I_1 \frac{\lambda_1 + \lambda_3}{\lambda_2 + \lambda_3} \right). \quad (22)$$

Подытоживая выкладки, можно заключить, что теоретические зависимости (12) и (18) качественно правильно объясняют появление двух экспоненциальных компонентов кинетики КОП и "разгорание" ИКЛ в рассматриваемой временной области (рис. 6), а также

устанавливают зависимость параметров кинетики от параметров точечных дефектов и условий эксперимента. В частности, из сопоставления (13) и (20) следует, что теоретические постоянные времена кинетик КОП и ИКЛ должны несколько различаться: $\tau_1 > \tau_{a1}$ и $\tau_2 < \tau_{a2}$. Именно такое соотношение наблюдается в эксперименте.

Установление приближенного аналитического вида кинетик КОП и ИКЛ позволяет обсудить их температурные зависимости. Начальная интенсивность кинетики КОП D_0 при постоянных γ_a и n_{20} не должна зависеть от температуры, тогда как компоненты D_{10} и D_{20} с ростом температуры должны изменяться антибатно по закону $B = B(T)$. При температурах ниже 400 К это вполне согласуется с экспериментом (рис. 2). Однако при дальнейшем повышении температуры D_0 и D_{10} уменьшаются по тому же закону, что и компонент D_{20} . Следует констатировать, что при $T > 400$ К начинает доминировать некоторый термофлуктуационный процесс с энергией активации около 60 meV, который с ростом температуры обуславливает понижение величины наведенной оптической плотности.

Более удовлетворительное согласие с экспериментом достигается при моделировании температурной зависимости кинетики ИКЛ. В самом деле, в предположении, что квантовый выход рекомбинационной люминесценции γ и начальные концентрации n_{10} и n_{30} не зависят от температуры, множитель $C = C(T)$ будет определять температурную зависимость начальной интенсивности ИКЛ $I(0)$. Из (17) следует, что в аррениусовых координатах C будет представлен прямой с тангенсом угла наклона $-E_3/k_B$. Экспериментальное значение энергии активации процесса (130 meV) хорошо согласуется с энергией активации электронного ЦЗ B^{2+} в LBO, сопоставляемого в рассматриваемой модели с n_3 . Однако наблюдаемое отклонение от прямой при температурах выше 440 К (рис. 4) заставляет предположить, что при этих температурах либо γ , либо n_{10} или n_{30} перестают быть постоянными. Это может быть следствием как температурного тушения люминесценции, так и вступления в действие более глубоких ЦЗ. Из (20) следует, что температурная зависимость параметра I_0 кинетики ИКЛ близка к таковой для ее начальной интенсивности $I(0)$, но $I_0(T)$ должна характеризоваться несколько меньшей энергией активации, как это и наблюдается в эксперименте. Рассмотрение температурной зависимости параметра $I_1(T)$ (20) показывает, что при постоянном n_{10} изменение $I_1(T)$ с температурой должно быть антибатно таковому для $I_0(T)$. В то же время заметного изменения I_1 ожидать не следует, поскольку $A \gg n_{10}$. Для температур ниже 400 К это вполне согласуется с экспериментом. Температурные зависимости постоянных времени τ_1 и τ_2 , оцененные по формулам (21), характеризуются энергиями термической активации $E_1 = 300$ meV и $E_2 = 400$ meV и совпадают с экспериментальными зависимостями (рис. 4).

Таким образом, результаты совместного изучения кинетик короткоживущего поглощения и люминесценции

кристаллов LBO при возбуждении электронным пучком однозначно свидетельствуют о том, что КОП и люминесценция LBO являются следствием одних и тех же рекомбинационных процессов с участием основных точечных дефектов: электронных B^{2+} - и дырочных O^- -центров. Особенности кинетик КОП и люминесценции, взаимосвязь между ними и их зависимость от параметров точечных дефектов, температуры и условий возбуждения могут быть описаны в рамках модели конкурирующих дырочных центров. При этом наиболее удовлетворительное численное согласие с экспериментом было достигнуто при моделировании кинетики люминесценции и ее температурной зависимости. В то же время некоторые особенности температурного поведения кинетик КОП не нашли адекватного отражения в предложенной модели и требуют дальнейшего дополнительного исследования оптических и люминесцентных переходов в центрах КОП и люминесценции трибората лития.

Авторы признательны В.А. Маслову за предоставленные кристаллы LBO для исследования.

Работа выполнена при поддержке программы INCO-COPERNICUS (грант IC15CT960721).

Список литературы

- [1] C. Chen, Y. Wu, A. Jaing, B. Wu, G. You, S. Lin. J. Opt. Soc. Am. **В6**, 4, 616 (1989).
- [2] Lin Wei Guiqing, Huang Qingzhen, Zhen An, Liang Jing Kni. J. Phys. D: Appl. Phys. **23**, 8, 1073 (1990).
- [3] Z. Shuqing, H. Chaoen, Z. Hongwu. J. Cryst. Growth **99**, 805 (1990).
- [4] Т.Н. Харциева. Лазерная техника и оптоэлектроника. **1–2(62–63)**, 76 (1992).
- [5] M.P. Scripsick, X.H. Fang, G.J. Edwards, L.E. Halliburton, J.K. Tuminisky. J. Appl. Phys. **73**, 3, 1114 (1993).
- [6] И.Н. Огородников, В.Ю. Иванов, А.Ю. Кузнецов, А.В. Кружалов, В.А. Маслов, Л.А. Ольховая. Письма в ЖТФ **19**, 2, 14 (1993).
- [7] I.N. Ogorodnikov, A.Yu. Kuznetsov, A.V. Kruzhalov, V.A. Maslov. Rad. Measurements **24**, 4, 423 (1995).
- [8] V.Yu. Ivanov, A.Yu. Kuznetsov, I.N. Ogorodnikov, V.A. Pustovarov, A.V. Kruzhalov. Nucl. Instrum. Method. Phys. Res. **359**, 339 (1995).
- [9] А.Ю. Кузнецов, М.В. Кузнецов, И.Н. Огородников, А.В. Кружалов, В.А. Маслов. ФТТ **36**, 3, 845 (1994).
- [10] А.Б. Соболев, А.Ю. Кузнецов, И.Н. Огородников, А.В. Кружалов. ФТТ **36**, 5, 1517 (1994).
- [11] А.Ю. Кузнецов, А.Б. Соболев, И.Н. Огородников, А.В. Кружалов. ФТТ **36**, 12, 3530 (1994).
- [12] A.Yu. Kuznetsov, A.B. Sobolev, I.N. Ogorodnikov, A.V. Kruzhalov. Rad. Eff. Defect. Sol. **134**, 69 (1995).
- [13] И.Н. Огородников, А.В. Поротников, С.В. Кудяков, А.В. Кружалов. В.Ю. Яковлев. ФТТ **39**, 9, 1535 (1997).
- [14] В.Ю. Яковлев. ФТТ **26**, 11, 3334 (1984).
- [15] V.A. Maslov, L.A. Olkhovaya, V.V. Osiko, E.A. Shcherbakov. Presented at the 10th Int. Conf. on Crystal Growth. San Diego, USA (1992). Book of Abstracts. P. 11.

- [16] С.Ф. Радаев, Н.И. Сорокин, В.И. Симонов. ФТТ **33**, 12, 3597 (1991).
- [17] I.N. Ogorodnikov, A.Yu. Kuznetsov, A.V. Kruzhalov, V.A. Maslov. Rad. Eff. Defect. Sol. **136**, 233 (1995).
- [18] И.Н. Огородников, В.И. Кирпа, А.В. Кружалов, А.В. Поротников. ЖТФ **67**, 7, 121 (1997).
- [19] И.Н. Огородников, А.Ю. Кузнецов, А.В. Кружалов, В.А. Маслов. Письма в ЖТФ **20**, 5, 63 (1994).
- [20] I.N. Ogorodnikov, A.V. Porotnikov, V.A. Pustovarov, A.V. Kruzhalov. J. Lumin. **72–74**, 703 (1997).
- [21] А.В. Поротников, И.Н. Огородников, С.В. Кудяков, А.В. Кружалов, С.Л. Вотяков. ФТТ **39**, 8, 1380 (1997).
- [22] V. Kisand, R. Kink, J. Maksimov, M. Kirm, I. Martinson. Phys. Scripta **54**, 542 (1996).
- [23] М.В. Фок. Введение в кинетику люминесценции кристаллофосфоров. Наука, М. (1964). 283 с.
- [24] В.В. Антонов-Романовский. Кинетика фотолюминесценции кристаллофосфоров. Наука, М. (1966). 324 с.