

06

## Фемтосекундное многофотонное возбуждение люминесценции примесных ионов в кристаллах

© В.И. Барышников<sup>1,2</sup>, О.В. Горева<sup>1</sup>, Ю.А. Григорьева<sup>1</sup>, О.Л. Никонович<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Иркутский государственный университет путей сообщения,  
664074 Иркутск, Россия

<sup>2</sup> Иркутский филиал Института лазерной физики Сибирского отделения РАН,  
664033 Иркутск Россия

e-mail: vibh@rambler.ru

Поступила в редакцию 03.08.2018 г.

В окончательной редакции 08.10.2018 г.

Принята к публикации 06.11.2018 г.

Исследован механизм возбуждения люминесценции примесного состава в кристаллических материалах под действием интенсивного фемтосекундного лазерного излучения. Установлено, что в ходе фемтосекундной трехфотонной ионизации собственного вещества кристалла образуется высокая концентрация зонных электронов и дырок, которые последовательно захватываются примесными ионами. Эффективность электронно-дырочного возбуждения примесного состава в кристаллах, как и при воздействии электронным пучком, определяется степенью различия электронных систем *s*-, *p*-, *d*-подгрупп внешней оболочки катионов собственного вещества и активатора.

DOI: 10.21883/OS.2019.03.47375.230-18

### Введение

Кардинальное увеличение объемной плотности мощности источников фемтосекундного лазерного излучения обеспечивает высокий темп возбуждения кристаллического вещества диэлектриков, при котором происходит эффективная многофотонная ионизация собственных ионов и наводятся электроны зоны проводимости и дырки валентной зоны [1,2]. На основе данных особенностей лазерного возбуждения кристаллов значительное развитие получили исследования фундаментального и прикладного характера. Прежде всего, это определение быстропротекающих механизмов взаимодействия мощного фемтосекундного лазерного излучения с веществом и углубление фундаментальных основ высокоэнергетической физики твердого тела [3,4]. Разработка новых систем и элементов квантовой электронной техники, методов и аппаратуры эффективной диагностики диэлектрических материалов [5–7].

Известно [8–10], что в кристаллах, возбуждаемых высокоэнергетическими наносекундными электронными пучками, достигается высокий темп возбуждения вещества, при котором на временном интервале 0.1–10 ns происходит передача интенсивного ударного воздействия и лавинно наводится высокая концентрация зонных электронов и дырок ( $10^{19}$ – $10^{21}$  см<sup>-3</sup>). При этом установлено, что в ионных кристаллах выход наносекундной катодолуминесценции (КЛ) примесных ионов определяется эффективностью их взаимодействия с наведенными зонными носителями заряда, которое зависит от степени различия электронных систем *s*-, *p*-, *d*-подгрупп внешней оболочки ионов собственного вещества и активатора. То есть при различии валентных электронных структур

ионов активатора и собственного вещества, потенциал в окрестности примесных ионов, сформированный *s*-, *p*-, *d*-подгруппами валентных электронных оболочек, нерегулярен. В этом случае принцип Блоха нарушается, и зонные электроны (*e*) и дырки (*h*) в процессе миграции эффективно передают энергию примесным дефектам [8,9]. Так, например, в кристаллах Ce:YAlO<sub>3</sub>; Ce:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>; Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>; Er:BaY<sub>2</sub>F<sub>8</sub>; Tl:NaI и др. наблюдается высокий выход примесной КЛ (~10%) при незначительной концентрации активатора в веществе (0.1 wt.%).

По данным [1–3], в ходе фемтосекундного многофотонного лазерного и сильнооточного наносекундного электронного возбуждения ионных кристаллов достигается значительная по величине, наведенная в ходе ионизации собственного вещества, концентрация зонных носителей заряда. Вместе с тем в течение фемтосекундного лазерного воздействия при длительности импульса, например  $5 \cdot 10^{-14}$  s, можно считать, что наведенные зонные электроны и дырки неподвижны. И напротив, в ходе воздействия импульса наносекундного электронного пучка, который по длительности на 3–4 порядка более продолжителен, эффективность возбуждения люминесценции легирующей примеси зависит не только от степени различия электронных систем *s*-, *p*-, *d*-подгрупп внешней оболочки ионов собственного вещества и активатора, но и определяется временем миграции наведенных зонных электронов и дырок [8,9]. Такие особенности в механизмах лазерного фемтосекундного возбуждения легирующей примеси с участием наведенных зонных электронов и дырок при многофотонной ионизации собственного вещества в диэлектрических кристаллах не изучены. Таким образом, целью работы является изуче-

ние механизмов мультифотонного фемтосекундного возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) примесных ионов в диэлектрических кристаллах на фемтосекундных и наносекундных временных интервалах.

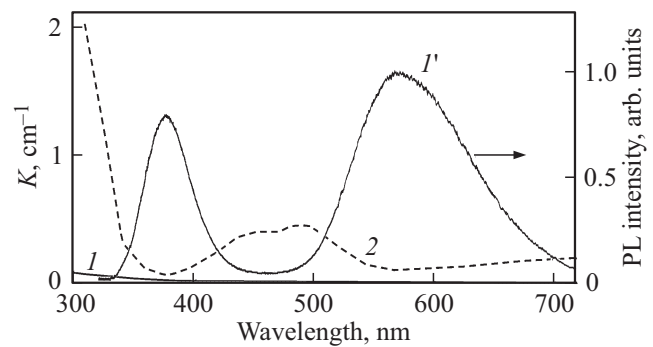
## Образцы, методы и техника исследования

В экспериментах исследовались полированные со всех сторон легированные, номинальной и высокой чистоты кристаллы  $YAlO_3$ ,  $Y_3Al_5O_{12}$ ,  $Al_2O_3$ ,  $Y_2SiO_5$ ,  $LiLuF_4$ ,  $BeAl_2O_4$ ,  $YAlO_3$ ,  $LaF_3$ ,  $NaCl$  и др. ( $20 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ ). Для возбуждения ФЛ примесей в режиме многофотонного возбуждения использовалась вторая гармоника фемтосекундного перестраиваемого  $Ti:Al_2O_3$  лазера TIF-50. Регулировка длительности фемтосекундных импульсов производилась в диапазоне 50–100 fs. Фемтосекундные лазерные импульсы посредством юстировочной системы подавались на торцевую поверхность кристалла. Прецизионная система юстировки широкополосного сферического зеркала и продольного перемещения исследуемого кристалла обеспечивала плавную регулировку интенсивности в кристалле лазерного фемтосекундного пучка, вплоть до области гауссовой перетяжки. Импульсная интенсивность лазерного излучения в области гауссовой перетяжки достигает  $2.5 \text{ GW/cm}^2$ . Зеркала изготовлены методом напыления алюминия на соответствующие стеклянные подложки.

Для возбуждения КЛ использован коаксиально сочлененный с вакуумным криостатом миниатюрный наносекундный сильноточный ускоритель электронов с энергией электронов в пучке 250 keV, плотностью тока  $0.1\text{--}2.0 \text{ kA/cm}^2$  и длительностью импульса 1 ns. Через кварцевые окна вакуумного малоиндуктивного криостата на образец направлялось излучение фемтосекундного лазера и велось измерение спектрально-кинетических параметров КЛ и ФЛ.

Контроль спектральных и временных параметров фемтосекундных лазерных импульсов производился соответственно с помощью спектрометра ASP-100M и автокоррелятора на основе прецизионного интерферометра Майкельсона. Управление работой спектрометра и интерферометра производилось посредством специального программного обеспечения.

Регистрация пространственного распределения спектральной интенсивности фотолюминесценции в кристалле производилась системой, в составе которой спектрограф МДР-4, стробируемый с наносекундным разрешением микроканальный электронно-оптический преобразователь (ЭОП), импульсная ПЗС-матрица с объективом и модулем микропроцессорного управления, контроля и передачи данных. Выбор оптимальной чувствительности импульсной ЭОП-ПЗС системы обеспечивается специальным программным обеспечением. Следует отметить, что импульсный метод регистрации спектрального



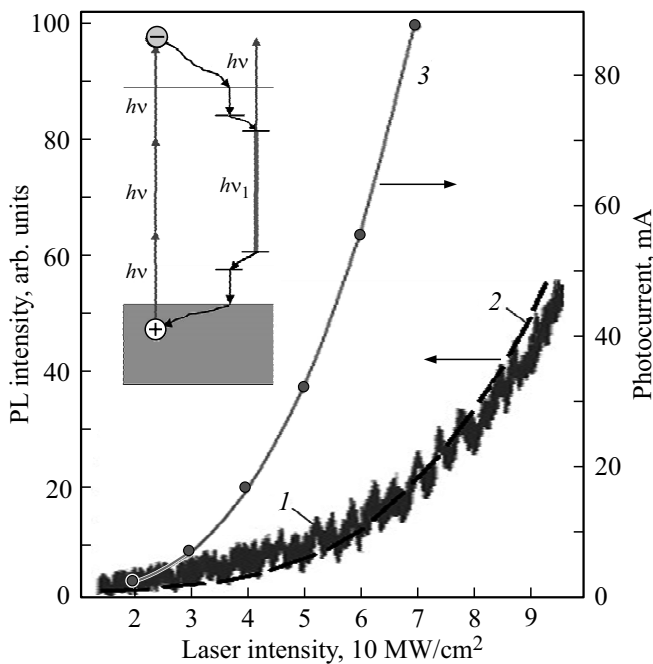
**Рис. 1.** Спектры поглощения (1, 2) номинально чистого (содержание Ce и Ti около  $10^{-4}$  wt.%) (1) и легированного ( $10^{-1}$  wt.% Ti) (2) кристалла  $YAlO_3$ , спектр одноимпульсной ФЛ  $Ti^{3+}$  и  $Ce^{3+}$  (1') при 300 K. Возбуждение:  $2\omega:Ti:Sp$  лазер,  $\lambda = 390 \text{ nm}$ . Регистрация: задержка 5 ns, экспозиция  $10 \mu s$ .

распределения интенсивности ФЛ и КЛ примесей в канале лазерного возбуждения даже при микросекундных экспозициях позволяет устранить внешние оптические шумы.

Импульсный фототок в кристаллах измерялся в специальной коаксиальной малоиндуктивной кювете при помощи осциллографа Tektronix TDS3032B. Титановые электроды размером  $2.0 \times 2.0 \text{ mm}^2$  прижимались к кристаллу толщиной 2.0 mm через индий-галлиевую эвтектику и токосъем производился на коаксиальный разъем. Коаксиальный кабель-накопитель импульсно заряжался до напряжения 5 kV и разряжался через образец на нагрузку 50  $\Omega$ . Лазерный пучок диаметром 1 mm подавался на кристалл через вышеуказанную юстировочную систему перпендикулярно к линиям напряженности электрического поля. Эта серия экспериментов проводилась на полированных образцах в виде пластин  $8 \times 8 \times 1 \text{ mm}^3$ . Временное разрешение кювета-осциллограф соответствует 1 ns.

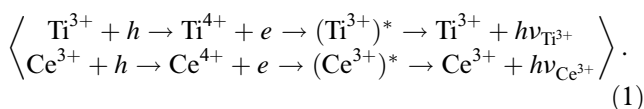
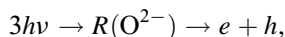
## Фемтосекундное лазерное возбуждение в кристаллах примесных ионов и наведенная фотопроводимость

В ходе возбуждения номинально чистых кристаллов  $YAlO_3$  (содержание Ce и Ti около  $10^{-4}$  wt.%) перестраиваемым излучением  $2\omega:Ti:Sp$ -лазера (390 nm, 80 MHz, 50 fs) обнаружены две полосы люминесценции при 380 и 575 nm (рис. 1), которые идентифицированы по методу [11] и связаны соответственно с излучением примеси  $Ce^{3+}$  и  $Ti^{3+}$ . Установлено, что при фемтосекундном возбуждении на длине волны  $\lambda_b = 480 \text{ nm}$  ( $3h\nu = 7.8 \text{ eV} \approx E_g = 7.8 \text{ eV}$ ) указанная ФЛ не наблюдается, а при возбуждении на  $\lambda_b = 470 \text{ nm}$  ( $3h\nu = 7.9 \text{ eV} > E_g$ ) появляется и до  $\lambda_b = 450 \text{ nm}$  ( $3h\nu = 8.3 \text{ eV} > E_g$ ) ее интенсивность существенно возрастает. Кроме того, выход ФЛ  $Ce^{3+}$  и  $Ti^{3+}$



**Рис. 2.** Зависимость интенсивности ФЛ (1, 2) примесных ионов  $\text{Ce}^{3+}$  и импульсного фототока (3) в кристаллах  $\text{YAlO}_3$  при 300 К от плотности мощности фемтосекундного лазерного возбуждения,  $\lambda = 390 \text{ nm}$ : 1 — эксперимент, 2 — компьютерное моделирование. На вставке: квантовая система и электронные переходы при трехфотонном возбуждении ФЛ ионов  $\text{Ce}^{3+}$ .

имеет нелинейную зависимость от интенсивности фемтосекундного лазерного воздействия (рис. 2) и практически не зависит от температуры в интервале 78–300 К. Полученные результаты указывают на трехфотонный механизм возбуждения ионов  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Ti}^{3+}$  в кристаллах  $\text{YAlO}_3$  и позволяют считать, что процесс возбуждения ФЛ  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Ti}^{3+}$  происходит путем последовательного захвата зонных дырок и электронов по реакции (1), которые наводятся по механизму трехфотонной ионизации собственного вещества кристаллов:



Для проверки данного утверждения была измерена зависимость импульсной фотопроводимости кристалла  $\text{YAlO}_3$  от интенсивности фемтосекундного лазерного возбуждения на длине волны 390 nm. При этом использовались кристаллы номинальной частоты (примесей 10<sup>-4</sup> wt.%).

Кристалл в соответствии со схемой эксперимента устанавливался так, что лазерный пучок полностью перерывал торцевую площадь кристалла. Величина импульсного тока фотопроводимости имеет кубическую зависимость от интенсивности фемтосекундного лазерного возбуждения  $\text{YAlO}_3$  кристалла (рис. 2). Зависи-

мость импульсного тока фотопроводимости от интенсивности фемтосекундного лазерного возбуждения на длине 360 nm имеет близкую кубическую закономерность для кристаллов  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{LaF}_3$ ,  $\text{NaCl}$ . Таким образом, в указанных кристаллах, как и в  $\text{YAlO}_3$ , примесные дефекты могут возбуждаться путем последовательного взаимодействия с наведенными зонными электронами и дырками в результате трехфотонной ионизации собственного вещества кристалла.

Анализ зависимости величины импульсного фототока и интенсивности люминесценции примесных центров от плотности мощности фемтосекундных лазерных импульсов показывает их принципиальное различие (рис. 2). Так, в соответствии с механизмом трехфотонной ионизации собственного вещества кристалла величина импульсного тока фотопроводимости имеет кубическую зависимость от интенсивности фемтосекундного лазерного возбуждения, а выход примесной ФЛ — квадратичную (рис. 2). Данное различие зависимостей тока проводимости и выхода люминесценции примесей от объемной плотности фемтосекундного лазерного возбуждения кристаллов обусловлено тем, что концентрация наведенных электронов в зоне проводимости соответствует выражению

$$n_e = \frac{\gamma I^3}{3h\nu} = \frac{jn}{ce}, \quad (2)$$

где  $I$  — интенсивность фемтосекундных лазерных импульсов,  $\gamma = \text{cm}^3 \cdot \text{s} \cdot \text{W}^{-2}$  — коэффициент трехфотонного поглощения,  $h\nu$  — энергия фотона,  $j$  — плотность тока фотопроводимости,  $e$  — заряд электрона,  $n$  — показатель преломления кристалла,  $c$  — скорость света.

Известно, что процесс возбуждения примесных ионов, наведенными зонными электронами и дырками, состоит из этапов миграции и захвата, когда электрон достигает сферу действия примеси и передает энергию в соответствии с сечением взаимодействия [8,12]. Отсюда время возбуждения примеси составляет  $t_r + t_c$ , где  $t_r$  — время миграции,  $t_c$  — время захвата ионом электрона или дырки примесью. Поскольку  $t_r \gg t_c$ , то время возбуждения примеси практически определяется временем  $t_r$ . В течение времени  $t_r = 10^{-11} \text{ s}$  и электрон, и дырка в процессе миграции могут попасть в поле действия примесного иона, пройдя дистанцию более 100 регулярных узлов кристаллической решетки [8,12]. Зонные носители заряда, не попавшие в поле действия примесного иона, в ходе миграционного процесса теряют кинетическую энергию и спустя время  $t_r$  достигают соответственно дна зоны проводимости и потолка валентной зоны (рис. 2), переходя в малоподвижное (термализованное) состояние с временем жизни  $t_t = 10^{-9} \text{ s}$  [10]. Эффективность процесса захвата примесными ионами термализованных носителей заряда на временном интервале от 10<sup>-11</sup> s до 10<sup>-9</sup> s на два порядка ниже, чем в ходе их миграционного процесса [8,12]. Тогда при условии

$t_r = 10^{-11} \text{ s} \gg t_{\text{exc}} = 5 \cdot 10^{-14} \text{ s}$  концентрация возбужденных примесных ионов после первого фемтосекундного лазерного импульса определяется по формуле

$$N_a^* = \frac{\gamma I^3}{3h\nu} \sigma_a N_a t_r, \quad (3)$$

где  $N_a$  — концентрация примеси в кристалле,  $\sigma_a$  — сечение взаимодействия зонных носителей заряда с примесными ионами. На последующих импульсах фемтосекундного лазерного возбуждения с периодом следования  $T_{\text{exc}} = 1.2 \cdot 10^{-8} \text{ s}$  при времени жизни в возбужденном состоянии примесных ионов  $\tau$  от  $2.5 \cdot 10^{-8}$  до  $11 \cdot 10^{-6} \text{ s}$  справедливо выражение

$$N_{a_{m+1}}^* = \frac{\gamma I^3}{3h\nu} \sigma_a N_a t_r - \alpha N_{a_m}^* I t_{\text{exc}}, \quad (4)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения из возбужденного состояния примесного иона (рис. 2),  $t_{\text{exc}}$  — длительность фемтосекундного импульса. Близкие к квадратичной зависимости выход ФЛ примесей от интенсивности фемтосекундного лазерного возбуждения, полученный в эксперименте и путем компьютерного моделирования формулы (4) по параметрам эксперимента для  $\text{Ce}^{3+}$  в кристаллах  $\text{YAlO}_3$ , практически совпадают (рис. 2). Данный результат указывает на мультифотонный механизм возбуждения ФЛ, в основе которого фемтосекундная трехфотонная ионизация собственного вещества кристалла с последующим захватом примесными ионами зонных дырок и электронов. При этом с возбужденного состояния происходит конкурирующий переход электрона при поглощении четвертого фотона возбуждающего лазерного импульса (вставка рис. 2).

### Эффективность возбуждения примесных ионов фемтосекундными лазерными импульсами и наносекундными электронными пучками

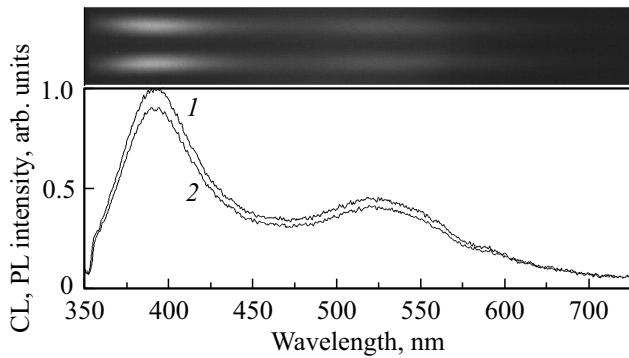
В кристаллах, возбуждаемых высокоэнергетическими наносекундными электронными пучками при плотности тока  $0.05\text{--}2.0 \text{ kA/cm}^2$ , лавинно наводится высокая концентрация зонных электронов и дырок ( $10^{19}\text{--}10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ). При этом последовательные взаимодействия одной пары зонных  $e$  и  $h$  охватывает не менее 100 собственных узлов регулярной решетки [8,12]. В таком случае при возбуждении плотными наносекундными электронными пучками ( $1 \text{ kA/cm}^2$ ,  $250 \text{ keV}$ ,  $1 \text{ ns}$ ) кристаллов, наведенные зонные  $e$  и  $h$  с объемной плотностью  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , последовательно взаимодействуя практически со всеми собственными и примесными ионами решетки кристалла, обеспечивают 100% возбуждение примесных ионов. Именно этим объясняется аномально короткоживущее просветление примесных полос поглощения в кристаллах, подвергнутых электронной бомбардировке [8,9].

Кроме того, при плотности тока электронного пучка  $0.05 \text{ kA/cm}^2$  наблюдается аномально высокий выход ( $\eta \sim 10\%$ ) КЛ ионов  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Ti}^{3+}$  при их концентрации  $0.1 \text{ wt.}\%$  в кристаллах  $\text{Ce:YAlO}_3$ ;  $\text{Ce:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ;  $\text{Ce:Y}_2\text{SiO}_5$ ;  $\text{Ce:LiLuF}_4$ ;  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ;  $\text{Ti:BeAl}_2\text{O}_4$ ;  $\text{Ti:YAlO}_3$  и др. Данные результаты прямо указывают на то, что сечение взаимодействия зонных дырок и электронов с ионами примесного ( $\sigma_a$ ) и собственного ( $\sigma$ ) вещества отличается более чем на два порядка:  $\sigma_a \gg \sigma$  [8,9]. Это связано с тем, что в окрестности примесных дефектов потенциал, сформированный главным образом  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -подгруппами валентных электронных оболочек примесных ионов, нерегулярен, принцип Блоха нарушается [8,9,13]. В этом случае электроны и дырки эффективно передают энергию примесным дефектам, что соответствует неравенству  $\sigma_a \gg \sigma$  [8,9].

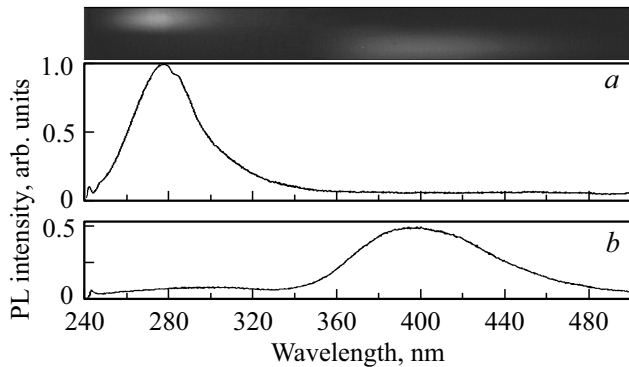
В ходе фемтосекундного лазерного возбуждения  $\text{YAlO}_3$  кристаллов по механизму трехфотонной ионизации кристаллического вещества ( $n = 1.94$ ) в соответствии с данными импульсной фотопроводимости (рис. 2) и правой части формулы (2), при интенсивности  $60 \text{ MW/cm}^2$ , длительности  $50 \text{ fs}$  и диаметре пучка  $1 \text{ mm}$  в дисковом филаменте протяженностью  $5 \mu\text{m}$ , где объемная интенсивность соответствует  $1.2 \text{ GW/cm}^{-3}$ , наводится концентрация зонных электронов  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Вблизи гауссовой перетяжки объемная интенсивность соответствует  $\sim 10 \text{ TW/cm}^{-3}$ , концентрация зонных электронов и дырок в филаменте диаметром  $10 \mu\text{m}$  достигает  $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  и соответствует объемной плотности зонных носителей заряда, наводимых высокоэнергетическим наносекундным пучком электронов ( $1 \text{ kA/cm}^2$ ,  $250 \text{ keV}$ ,  $1 \text{ ns}$ ).

На основе представленного анализа проведено одновременное исследование ФЛ и КЛ в кристаллах  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  номинальной чистоты (примесей  $< 10^{-5} \text{ wt.}\%$ ) при синхронном фемтосекундном лазерном и электронном возбуждении. При этом сфокусированный фемтосекундный лазерный луч диаметром  $50 \mu\text{m}$  проходил по кристаллу выше  $200 \mu\text{m}$ -слоя, возбуждаемого наносекундным электронным пучком с плотностью тока  $0.25 \text{ kA/cm}^2$ . Электронный пучок был диафрагмирован так, что система регистрации наблюдала примерно одинаковый объем свечения КЛ и ФЛ каналов. В этой серии экспериментов система регистрации запускалась по фронту наносекундного импульса пучка электронов.

Результаты, представленные на рис. 3, хорошо согласуются с приведенным выше анализом на основе данных фотопроводимости (рис. 2) и показывают высокую эффективность электронно-дырочного механизма при трехфотонном лазерном и электронном возбуждении люминесценции примеси  $\text{Ce}^{3+}$  с полосой при  $525 \text{ nm}$  и временем затухания  $\tau = 60 \text{ ns}$  и  $\text{Pr}^{3+}$  при  $380 \text{ nm}$  и  $\tau = 28 \text{ ns}$  в кристаллах  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (рис. 3). Таким образом, при интенсивном фемтосекундном лазерном облучении указанных кристаллов механизм возбуждения

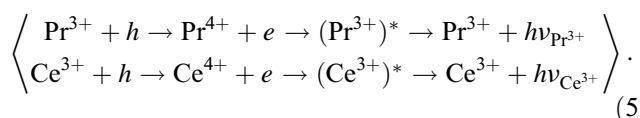
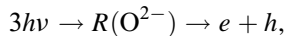


**Рис. 3.** Одноимпульсный спектр люминесценции  $\text{Ce}^{3+}$  (полоса с максимумом 525 nm) и  $\text{Pr}^{3+}$  (полоса с максимумом 380 nm) в кристаллах  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  при одновременном возбуждении плотным наносекундным электронным пучком (1) и фемтосекундными лазерными импульсами,  $\lambda = 450$  nm (2). Регистрация: задержка 5 ns, экспозиция 125 ns. Сверху спектрограмма. Температура 300 K.



**Рис. 4.** Одноимпульсный одновременный спектр ФЛ  $\text{Ce}^{3+}$  в кристаллах  $\text{Ce}:\text{LaF}_3$  (a) и  $\text{Ce}:\text{YAlO}_3$  (b) при 300 K. Возбуждение:  $2\omega:\text{Ti}:\text{Sp}$  лазера,  $\lambda = 360$  nm. Сверху спектрограмма. Регистрация: задержка 5 ns, экспозиция 100 ns.

примеси  $\text{Ce}^{3+}$  и  $\text{Pr}^{3+}$  соответствует реакции



Единовременное наблюдение ФЛ и КЛ примесей в номинально чистых кристаллах  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{YAlO}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ,  $\text{YLiF}_4$ ,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{CsI}$  (примесей  $< 10^{-4}$  wt.%) и высокой частоты кристаллах  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (примесей  $< 10^{-6}$  wt.%) при синхронном фемтосекундном лазерном ( $\lambda_{\text{exc}} = 360$  nm, диаметр пучка 10  $\mu\text{m}$ ) и электронном наносекундном (0.25  $\text{kA}/\text{cm}^2$ ) возбуждениях зарегистрирован близкий по величине выход ФЛ и КЛ. Таким образом, при фемтосекундной многофотонной ионизации собственного вещества кристаллов возбуждение примесного состава происходит по механизму последовательного захвата примесными ионами зонных дырок и электронов.

Выше отмечено, что при электронном облучении кристаллов эффективность возбуждения примесей будет низкой при незначительном различии  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -подгрупп внешней электронной оболочки активатора и собственных катионов решетки кристалла. Такими кристаллами являются  $\text{Ce}:\text{LaF}_3$  ( $\text{La}^{3+}-5p^6$ ,  $\text{Ce}^{3+}-5p^6$ ). Действительно выход КЛ  $\text{Ce}^{3+}$  ( $5d-4f$ : 285 nm, 20 ns, 300 K) в кристаллах  $\text{Ce}:\text{LaF}_3$ , соотносится с их концентрацией ( $\text{Ce}^{3+}$  0.1 wt.%) и на два порядка ниже эффективности КЛ  $\text{Ce}^{3+}$  — ( $5d-4f$ : 360 nm, 35 ns, 300 K) в  $\text{Ce}:\text{YAlO}_3$  ( $\text{Ce}^{3+}-5p^6$ ,  $\text{Y}^{3+}-4p^6$ ) с такой же концентрацией  $\text{Ce}^{3+}$  0.1 wt.% [9].

В соответствии с данной закономерностью исследована единовременная одноимпульсная ФЛ  $\text{Ce}^{3+}$  при фемтосекундном лазерном возбуждении сборки из двух кристаллов  $\text{Ce}:\text{LaF}_3$  и  $\text{Ce}:\text{YAlO}_3$ . В кристалле  $\text{Ce}:\text{LaF}_3$  концентрация  $\text{Ce}^{3+}$  соответствовала 0.1 wt.%, а в  $\text{Ce}:\text{YAlO}_3$  концентрация  $\text{Ce}^{3+}$  на два порядка меньше 0.001 wt.%. При этом лазерный пучок был разделен на два одинаковых по интенсивности (50  $\text{MW}/\text{cm}^2$ ) возбуждающих луча.

Результаты, представленные на рис. 4, показывают незначительное различие интенсивности ФЛ  $\text{Ce}^{3+}$  в кристаллах  $\text{Ce}:\text{LaF}_3$  и  $\text{Ce}:\text{YAlO}_3$  и свидетельствуют о том, что эффективность возбуждения ФЛ  $\text{Ce}^{3+}$  в  $\text{Ce}:\text{YAlO}_3$  на два порядка выше, чем в  $\text{Ce}:\text{LaF}_3$ . Поэтому с учетом результатов, представленных в [8,9], можно утверждать, что при фемтосекундной лазерной мультифотонной ионизации кристаллического вещества эффективность электронно-дырочного возбуждения примесного состава в кристаллах, как и при воздействии электронным пучком, определяется степенью различия электронных систем  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -подгрупп внешней оболочки катионов собственного вещества и активатора и выход примесной ФЛ соответствует выражению

$$\eta = \frac{N_a}{N - N_a} \frac{\sigma_a}{\sigma} \approx \frac{N_a}{N} \frac{\sigma_a}{\sigma}, \quad (6)$$

где  $N$  — концентрация узлов кристаллической решетки.

Таким образом, в ходе интенсивного фемтосекундного лазерного возбуждения кристаллов в результате трехфотонной ионизации кристаллического вещества в электронно-дырочном филаменте концентрация зонных носителей заряда достигает  $10^{21} \text{cm}^{-3}$  и соответствует объемной плотности зонных дырок и электронов, наводимых сильноточным наносекундным пучком электронов. При этом в результате трехфотонной ионизации кристаллического вещества эффективность электронно-дырочного возбуждения примесного состава в кристаллах, как и при воздействии электронным пучком, определяется степенью различия электронных систем  $s$ -,  $p$ -,  $d$ -подгрупп внешней оболочки катионов собственного вещества и активатора.

## Список литературы

- [1] Барышников В.И., Колесникова Т.А. // Опт. и спектр. 2003. Т. 95. № 4. С. 638; *Varyshnikov V.I., Kolesnikova T.A. // Opt. Spectrosc. 2003. V. 95. N 4. P. 638.*
- [2] Перлин Е.Ю., Елисеев К.А., Идрисов Э.Г., Халилов Я.Т. // Опт. и спектр. 2012. Т. 112. № 6. С. 920; *Perlin E.Y., Eliseev K.A. Idrisov E.G., Khalilov Y.T. // Opt. Spectrosc. 2012. V. 112. N 6. P. 920.*
- [3] Барышников В.И., Колесникова Т.А. // ФТТ. 2005. Т. 47. № 10. С. 1776.
- [4] Иванов А.В., Перлин Е.Ю. // Опт. и спектр. 2009. Т. 106. № 5. С. 764; *Ivanov A.V., Perlin E.Y. // Opt. Spectrosc. 2009. V. 106. N 5. P. 764.*
- [5] Кнох В.Н. // IEEE J. Quant. Electron. 1986. V. 24. P. 388.
- [6] Чекалин С.В. // УФН. 2006. Т. 176. P. 657.
- [7] Барышников В.И., Горева О.В. Патент РФ № 2650093, 2018.
- [8] Барышников В.И., Колесникова Т.А. // ФТТ. 1998. Т. 40. № 6. С. 1030.
- [9] Барышников В.И., Колесникова Т.А., Квапил И. // ФТТ. 1994. Т. 36. № 9. С. 2788.
- [10] Вайсбурд Д.И., Семин Б.И., Таванов Э.Г., Матлис С.В., Балычев И.Н., Геринг Г.И. Высокоэнергетическая электроника твердого тела. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
- [11] Барышников В.И., Щепина Л.И., Колесникова Т.А. Патент РФ № 1795738, 1993.
- [12] Алукер Э.Д., Лусис Д.Ю., Чернов С.А. Электронные возбуждения и радиoluminescence щелочно-галогидных кристаллов. Рига: Зинатне, 1979. 252 с.
- [13] Ильинский Ю.А., Келдыш Л.В. Взаимодействие электромагнитного излучения с веществом. М.: МГУ, 1989. 300 с.