

09,08

Специфика кинетики импульсной катодолюминесценции иона неодима в иттрий-алюминиевом гранате и оксиде иттрия

© В.И. Соломонов^{1,2}, А.В. Спирина¹, А.С. Макарова¹

¹ Институт электрофизики УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

² Уральский федеральный университет,
Екатеринбург, Россия

E-mail: anniebubnova@mail.ru

Поступила в Редакцию 8 июля 2021 г.

В окончательной редакции 13 июля 2021 г.

Принята к публикации 16 июля 2021 г.

Исследовалась кинетика импульсной катодолюминесценции ионов Nd^{3+} в монокристаллах, керамиках и нанопорошках $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$) и $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ при возбуждении электронным пучком длительностью 2 ns со средней энергией электронов 130, 150 и 170 keV. При таком воздействии люминесценция в этих веществах возникает после прекращения электронного пучка. В $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ она наблюдается в ультрафиолетовой и видимой области спектра на оптических переходах с уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона неодима, а также с уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$ — в ближней инфракрасной области. В $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ переходы с уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона неодима не наблюдаются, а проявляется инфракрасная люминесценция с уровнями ${}^4\text{F}_{5/2}$ и ${}^4\text{F}_{3/2}$. Кинетика люминесценции характеризуется разгоранием и затуханием и описывается разностью двух экспоненциальных функций. Определено, что характерные времена затухания люминесценции являются временами жизни излучательных уровней ${}^2\text{F}_{5/2}$, ${}^4\text{F}_{5/2}$ и ${}^4\text{F}_{3/2}$, а время разгорания определяется их подкачкой в рекомбинационных и релаксационных процессах. Механизмы разгорания импульсной катодолюминесценции существенно отличаются от механизмов „разгорания люминофоров“, которые протекают во время процессов ионизации и возбуждения люминофора внешним источником.

Ключевые слова: импульсная катодолюминесценция, ион неодима, иттрий-алюминиевый гранат, оксид иттрия, кинетика, разгорание, затухание.

DOI: 10.21883/FTT.2021.11.51581.24s

1. Введение

Ион Nd^{3+} используется в качестве активатора в монокристаллических и керамических активных элементах $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ($\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$) и $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ высокоэффективных и мощных лазеров [1–4]. Эти материалы интересны с точки зрения изучения люминесценции, так как в них ион Nd^{3+} может иметь в люминесценции две активные [5–6] электронные конфигурации $4f^3$ и $4f^25d^1$. Существует много работ, посвященных изучению люминесценции ионов Nd^{3+} в этих кристаллических матрицах, включающих изучение кинетики люминесценции [5–9]. Причем в большинстве работ изучается стадия затухания люминесценции без учета процессов дополнительного подселения излучательных уровней, что может привести к ошибочной интерпретации результатов измерения. В данной работе приводятся результаты исследования импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) ионов неодима в монокристаллах и керамиках иттрий-алюминиевого граната, а также в керамических и нанопорошковых образцах оксида иттрия в широком оптическом диапазоне с целью определения специфики кинетики полос импульсной катодолюминесценции, включающей процессы и разгорания, и затухания.

2. Методы и объекты исследования

В качестве объектов исследования использовались лазерные монокристаллы и керамические образцы $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ с содержанием неодима 0.85 at.% и около 1 at.% соответственно, а также керамические образцы и нанопорошки $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ кубической структуры с содержанием неодима около 1 at.%. Монокристаллы были выращены в ФГУП НИИ „Полус“ (Москва) методом горизонтально направленной кристаллизации, а керамика и нанопорошки были изготовлены в ИЭФ УрО РАН по методике, описанной в [4].

Импульсная катодолюминесценция возбуждалась пучком электронов длительностью $t_e = 2$ ns со средней энергией $E_e = 130, 150$ и 170 keV при плотностях тока $j_e = 85, 100$ и 115 A/cm² соответственно. Поток люминесценции от образца выводился посредством многожильного световода и через коллиматор направлялся в монохроматор МДР-41. В качестве приемников оптического излучения использовались фотоумножители ФЭУ-62 и ФЭУ-100. Сигнал с ФЭУ регистрировался осциллографом Keysight DSOX2014A. Облучение электронами проводилось в воздухе при комнатной температуре образцов. Обзорный спектр люминесценции в диапазоне 200–1200 nm регистрировался на этой же

аппаратуре. Погрешность измерения длины волны составила 0.5 nm.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Спектры ИКЛ монокристаллов и керамики $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ имеют одинаковую структуру полос (рис. 1, *a*). В ультрафиолетовом (УФ) и видимом (ВД) диапазонах спектра наблюдаются полосы оптических переходов с уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$ с электронной конфигурацией $4f^25d^1$, расщепленного на три штарковские компоненты ($\nu_0 = 37775$, $\nu_1 = 37864$ и $\nu_2 = 38153 \text{ cm}^{-1}$ [5–6]), на уровни $4f^3$ конфигурации иона неодима. В ближней инфракрасной области (ИК) наблюдается внутрицентровая $f-f$ люминесценция иона неодима на переходах с уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$ на уровни ${}^4\text{I}_{9/2}$ и ${}^4\text{I}_{11/2}$ [10].

Спектры ИКЛ керамики и нанопорошков на основе оксида иттрия, активированного неодимом, также подобны

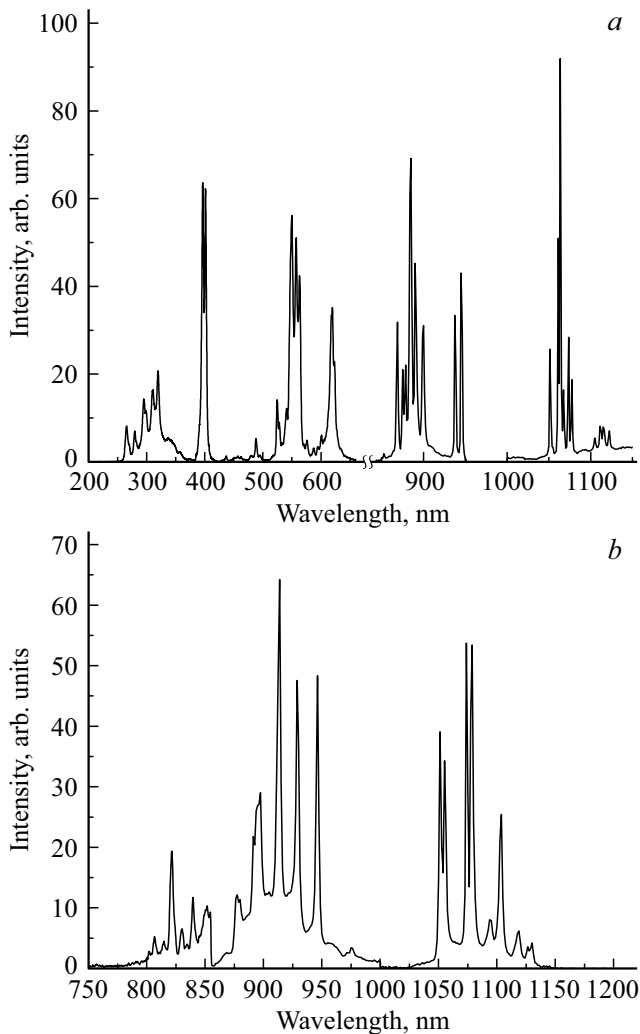


Рис. 1. Спектры импульсной катодолуминесценции монокристалла $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ (*a*) и керамического образца $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ (*b*).

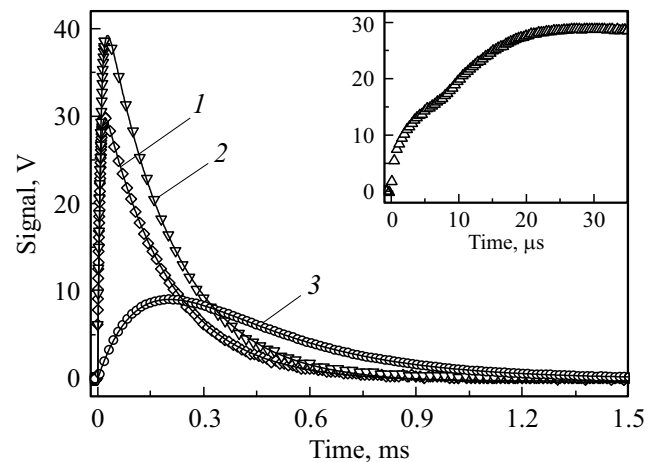


Рис. 2. Характерная кинетика люминесценции спектральных полос $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$, лежащих в: 1 — УФ ($\lambda = 321 \text{ nm}$), 2 — ВД ($\lambda = 461 \text{ nm}$) и 3 — ИК ($\lambda = 1052 \text{ nm}$) областях. На вставке приведен характерный участок разгорания полосы при $\lambda = 396 \text{ nm}$.

между собой (рис. 1, *b*). Заметим, что люминесценция с уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$ в данной кристаллической матрице не наблюдалась, а проявлялись только $f-f$ -переходы в ИК-области, где выделяются две группы полос с излучательных уровней ${}^4\text{F}_{5/2}$ и с уровня ${}^4\text{F}_{3/2}$ на уровни ${}^4\text{I}_{9/2}$ и ${}^4\text{I}_{11/2}$.

Важнейшая информация о центрах свечения заложена в кинетике люминесценции [11]. Характерные кривые кинетики полос для трех областей спектра $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ приведены на рис. 2. Картина кинетики интенсивности полос для керамики и нанопорошков системы на основе оксида иттрия подобна кривой 3 рис. 2. В кинетике всех полос неодима характерно наличие максимума, причем времена его достижения у полос ультрафиолетовой (кривая 1) и видимой (кривая 2) областей Nd^{3+} в YAG близки и составляют 21 и 27 μs соответственно, тогда как для полос инфракрасной области YAG и Y_2O_3 (кривая 3) это время на порядок больше и составляет в среднем около 200 μs .

Для определенности назовем временное поведение интенсивностей до достижения максимума разгоранием, а после максимума — затуханием люминесценции. Для каждой полосы люминесценции, соответствующей оптическому переходу с излучательного уровня i на нижерасположенный уровень k , кинетическая кривая $I_{ik}(t)$ описывается линией регрессии с коэффициентом $r^2 = 0.99$ (на рис. 2 сплошные линии) в виде разности двух экспоненциальных функций

$$I_{ik}(t) = I_{0ik}(t) \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \right]. \quad (1)$$

В этой формуле $I_{0ik}(t)$ — интенсивность в максимуме, t — текущее время, $\tau_1 < \tau_2$ — постоянные времени процессов разгорания и затухания люминесценции.

Для выяснения природы этих процессов, рассмотрим кинетическое уравнение, описывающее временное поведение интенсивности люминесценции спектральной полосы при λ_{ik} центра люминесценции (ЦЛ), которое пропорционально заселенности C_i его излучательного уровня. После выключения электронного пучка заселенность i -го излучательного уровня будет определяться кинетическим уравнением

$$\frac{dC_i}{dt} = f(t) - \frac{C_i}{\tau_i}, \quad (2)$$

где τ_i — это эффективное время жизни излучательного уровня, $f(t)$ — функция, учитывающая процессы подкачки этого уровня в процессах рекомбинации созданных в образце электронами пучка электронно-дырочных пар с концентрацией неравновесных носителей зарядов n_e и процессами передачи энергии с верхних возбужденных уровней ЦЛ с заселенностью C_j ($j > i$).

После отключения возбуждения концентрация неравновесных носителей заряда спадает в соответствии с кинетическим уравнением

$$\frac{dn_e}{dt} = -Bn_e^2 - An_e, \quad (3)$$

где B — константа скорости образования свободных и автолокализованных экситонов, $A = kN^+$ — вероятность захвата свободного электрона локализованными дырками, концентрация которых равна N^+ , k — константа скорости этого захвата и имеет величину порядка 10^{-10} см³/с (линейная рекомбинация). В этом случае функция подкачки для уровня, выше которого нет возбужденных состояний, принимает вид

$$f(t) = \beta_i B n_e^2 + \alpha_i A n_e, \quad (4)$$

где β_i и α_i — коэффициенты ветвления, определяющие долю процессов рекомбинации, приводящих к возбуждению именно i -го уровня ЦЛ.

Чтобы решение уравнения (2) имело вид экспериментально наблюдаемой зависимости (1) функция подкачки $f(t)$ должна иметь экспоненциальный вид. Такая ситуация возникает тогда, когда доминирующим механизмом подкачки является линейная рекомбинация электронно-дырочных пар, в которой захват свободного электрона e осуществляется ионизованным центром люминесценции C^+ , при этом образуется возбужденный на i -й уровень центр люминесценции C_i



с выделением избыточной энергии ΔE , например, в виде генерации фононов. Тогда в формулах (3) и (4) можно пренебречь первым слагаемым в правой части и выражение для функции подкачки и кинетическое уравнение для заселенности уровня C_i принимают вид

$$f(t) = \alpha_i A n_e, \quad (6a)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \alpha_i \frac{n_{e0}}{\tau_r} \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) - \frac{C_i}{\tau_i}. \quad (6b)$$

Здесь $\tau_r = A^{-1} = (kC^+)^{-1}$ — характерное время линейной рекомбинации в реакции (5), n_{e0} — концентрация свободных электронов, созданных электронами пучка к концу импульса.

При длительности электронного пучка 2 ns мы имеем дело с „мгновенным“ импульсом возбуждения, во время действия которого люминесценция не успевает развиться. Поэтому в качестве начального условия уравнения (6b) следует принять $C_i(t = 0) = 0$, и тогда решение принимает вид

$$C_i = \alpha_i \frac{n_{e0}\tau_i}{\tau_i - \tau_r} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right], \quad (7)$$

качественно совпадающий с экспериментальной кривой (1).

При наличии возбужденных состояний ЦЛ j , располагающихся выше излучательного уровня i , происходит его дополнительная подкачка путем передачи энергии с уровней j . В этом случае в функцию возбуждения $f(t)$ (6a) следует включить дополнительные члены

$$f(t) = \alpha_i A n_e + \sum_{j>i} \frac{C_j}{\tau_{ji}}, \quad (8)$$

в которых заселенности C_j описываются формулами, подобными (7), τ_{ji} — характерное время передачи энергии с уровня j на уровень i излучательным и безызлучательным путями. Эта подкачка приводит, в первую очередь, к затягиванию во времени процесса разгорания люминесценции и, во вторую очередь, к изменению закона спада люминесценции. А именно, при $\tau_{ji} > \tau_i$ спад интенсивности определяется суммой экспонент с характерными временами τ_{ji} и τ_i , а в дальнейшем послесвечении — с характерным временем, равным большему из τ_{ji} и τ_i .

Заметим, что эффект разгорания люминесценции хорошо известен для люминофоров [12]. В них стадия разгорания проявляется как нарастание интенсивности люминесценции до стационарного значения во время действия возбуждения, т.е. за счет ионизационных и возбуждающих процессов. В нашем же случае разгорание люминесценции наблюдается после действия возбуждения за счет рекомбинационных и релаксационных процессов. На этот факт следует обращать внимание при измерении характерных времен жизни излучательных уровней в условиях стационарной катодолюминесценции [7] и электронного пучка большой длительности [13], для которых абсолютный максимум интенсивности достигается к концу электронного пучка. В этих условиях в момент выключения электронного пучка заселенность излучательного уровня $C_i(t = 0) = C_{i0} > 0$, которая и является начальным условием уравнения (6b).

Характерные времена τ_1 и τ_2 спектральных полос системы $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ и $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$

$\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$				
Излучательный уровень (штарковская компонента)	$\tau_1, \mu\text{s}$		$\tau_2, \mu\text{s}$	
	кристалл	керамика	кристалл	керамика
${}^2\text{F}_{5/2} (\nu_2)$	4.5 ± 0.2		175.0 ± 2.0	190.0 ± 3.0
${}^2\text{F}_{5/2} (\nu_1)$	7.0 ± 0.2		180.0 ± 3.0	192.0 ± 3.0
${}^2\text{F}_{5/2} (\nu_0)$	12.0 ± 0.9		195.0 ± 4.0	210.0 ± 2.0
${}^4\text{F}_{3/2}$	135.0 ± 5.0	95.0 ± 3.0	290.0 ± 2.0	
$\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$				
Излучательный уровень	$\tau_1, \mu\text{s}$		$\tau_2, \mu\text{s}$	
	нанопорошок	керамика	нанопорошок	керамика
${}^4\text{F}_{5/2}$	90.0 ± 6.0	112.0 ± 13.0	530.0 ± 18.0	308.0 ± 60.0
${}^4\text{F}_{3/2}$	91.0 ± 2.0	95.0 ± 8.0	533.0 ± 9.0	331.0 ± 18.0

Тогда решение (6b) принимает вид

$$C_i = \alpha_i \frac{n_{e0}\tau_i}{\tau_i - \tau_r} \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] + C_{i0} \exp\left(-\frac{t}{\tau_i}\right). \quad (9)$$

График функции (9) представляет собой немонотонно спадающую кривую с локальным максимумом или перегибом, обусловленным дополнительным подселением излучательного уровня в рекомбинационных и релаксационных процессах. При $\tau_i > \tau_r$ спад интенсивности в ближнем послесвечении определяется характерным временем τ_r , а в дальнем послесвечении — τ_i . Картина качественно не изменяется при учете дополнительного подселения излучательного уровня другими механизмами (8). Соответственно неучет дополнительного подселения приводит к ошибочной интерпретации кинетических данных.

Корректная аппроксимация полученных экспериментальных зависимостей выражением (1) позволила определить для наблюдаемых полос в исследуемых образцах кинетические параметры τ_1 и τ_2 . Следует заметить, что измерения, проведенные при разных значениях средней энергии электронов (130, 150 и 170 keV), не выявили особенностей и различий в кинетических параметрах. Поэтому все характерные времена по разгоранию и затуханию люминесценции, приведенные ниже, соответствуют измерениям при средней энергии электронов 150 keV.

Во всех образцах $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ наблюдаемые линии люминесценции ионов неодима четко разделяются на 4 группы. Излучательными уровнями первых трех групп спектральных полос являются три штарковских компонента уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$ иона неодима с электронной конфигурацией $4f^25d^1$. Из них наиболее многочисленная группа полос наблюдается с верхнего штарковского уровня с $\nu_2 = 38153 \text{ cm}^{-1}$ ($\lambda = 265.6, 270.0, 280.0, 283.0, 295.5, 300.6, 310.8, 321.0, 413.0, 429.5, 450.0, 456.0,$

$461.0, 480.0, 487.5, 494.5, 540.5, 576.5, 586.5, 596.0, 601.0$ и 619.0 nm). Для второй группы полос ($\lambda = 435.0, 525.0, 549.0, 556.0$ и 560.5 nm) излучательным является средний штарковский уровень с $\nu_1 = 37864 \text{ cm}^{-1}$. Для третьей группы полос ($\lambda = 396.0$ и 400.5 nm) излучательным является нижний штарковский уровень с $\nu_0 = 37775 \text{ cm}^{-1}$. Для четвертой группы полос ближнего ИК диапазона ($\lambda = 869.0, 885.0, 891.0, 900.0, 938.0, 946.0, 1052.0, 1064.0, 1074.0, 1104.0, 1111.0, 1115.0$ и 1120.0 nm) излучательным является уровень ${}^4\text{F}_{3/2}$ иона Nd^{3+} с электронной конфигурацией $4f^3$. Заметим, что на него нет излучательных переходов с уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$. В таблице приведены характерные времена τ_1 и τ_2 для спектральных полос с соответствующих излучательных уровней.

В системе $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ уровень ${}^2\text{F}_{5/2}$ является самым высоким излучательным уровнем, который, как выше было отмечено, расщеплен на три штарковских подуровня. Самый верхний подуровень ν_2 не имеет дополнительных источников подкачки. Измеренное время разгорания спектральных полос, для которых этот подуровень является излучательным, равно $\tau_1 = \tau_r = (kC^+)^{-1} = 4.5 \mu\text{s}$. Это означает, что концентрация ионизованных электронным пучком центров люминесценции составляет величину порядка 10^{16} cm^{-3} , которая много меньше концентрации примесных ионов неодима (порядка 10^{20} cm^{-3}). На два других штарковских подуровня (ν_1 и ν_0) уровня ${}^2\text{F}_{5/2}$ осуществляется дополнительная подкачка за счет безызлучательных переходов с верхних компонентов. Эти источники приводят к появлению перегиба на кривых разгорания (вставка на рис. 2) полос люминесценции, начинающихся с подуровней ν_1 и ν_0 , вследствие чего увеличивается время разгорания до 7 и 12 μs соответственно. С увеличением числа каналов подкачки кривые разгорания снова становятся гладкими и хорошо описываются экспоненциальным законом. Это уже про-

является для полос с самого нижнего подуровня v_0 в системе ${}^2F_{5/2}$, а особенно наглядно для спектральных полос, начинающихся с излучательного уровня ${}^4F_{3/2}$ иона Nd^{3+} . Для последних время разгорания на порядок больше, чем у полос с излучательного уровня ${}^2F_{5/2}$. Причем в спектре отсутствуют полосы оптических переходов ${}^2F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$, т.е. основным механизмом подкачки уровня ${}^4F_{3/2}$ являются безызлучательные переходы с верхних уровней. Время затухания τ_2 для всех полос с этого уровня составляет $290 \mu s$ (таблица) в керамических и монокристаллических образцах. Эта величина хорошо соответствует времени жизни уровня ${}^4F_{3/2}$, измеренного при фотовозбуждении ($230 \mu s$) [1]. Для данных полос характерно сильное различие времени разгорания τ_1 для монокристаллов ($135 \mu s$) и керамических образцов ($95 \mu s$), которое связано с наличием в керамике конкурирующего канала передачи с верхних уровней $4f^3$ конфигурации иона неодима, например, передача энергии на структурные центры, образованные ионами спекающих добавок. Этот эффект проявляется также в ослаблении интенсивности всех ИК-полос в керамике по сравнению с монокристаллами.

В нанопорошковых и керамических образцах $Nd^{3+}:Y_2O_3$ наблюдается излучение с уровней ${}^4F_{5/2}$ (821.6, 830.1, 839.6, 851.8), ${}^4F_{3/2}$ (878.0, 880.0, 894.0, 897.5, 914.0, 929.0, 946.3) на ${}^4I_{9/2}$ и с уровня ${}^4F_{3/2}$ на ${}^4I_{11/2}$ (1051.3, 1055.0, 1073.8, 1078.8, 1094.0, 1103.8). Для указанных спектральных полос иона неодима в системе оксида иттрия кинетические характеристики также сведены в таблице. Излучательные уровни ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4F_{5/2}$ являются сильно связанными, на что указывает близость времен разгорания и затухания люминесценции с этих уровней в разных образцах. Эти уровни, как и в системе $Nd:YAG$, заселяются за счет каскадных переходов с верхних уровней иона неодима. Однако механизм заселения верхних уровней не ясен, т.к. уровень иона неодима ${}^2F_{5/2}$ не проявляется в люминесценции. Обращает на себя внимание меньшее время жизни τ_2 в керамических образцах по сравнению с наночастицами, что может быть связано с наличием в керамике большего количества структурных дефектов. Кроме того, стоит отметить и большой разброс значений времен τ_1 и τ_2 в $Nd:Y_2O_3$, чем в $Nd:YAG$, обусловленный, скорее всего, присутствием в системе оксида иттрия неконтролируемых примесей, способных расселять излучательные уровни.

4. Заключение

Таким образом, кинетика импульсной катодолюминесценции всех полос неодима в иттрий-алюминиевом гранате и в оксиде иттрия характеризуется разгоранием и затуханием, описываемых разностью двух экспоненциальных функций. Характерное время затухания люминесценции для данных материалов не зависит от энергии электронов и является временем жизни из-

лучательного уровня, а время разгорания определяется механизмом его подкачки. При малой длительности возбуждающего электронного пучка (2 ns) подкачка излучательного уровня осуществляется в процессе рекомбинации электронно-дырочных пар, созданных в веществе электронами возбуждающего пучка, и за счет релаксации энергии возбуждения верхних уровней. Т.е. для импульсной катодолюминесценции характерен рекомбинационно-релаксационный механизм подкачки излучательных уровней, что существенным образом отличается от процессов „разгорания люминофоров“, которые протекают во время ионизации и возбуждения люминофора внешним источником.

Финансирование работы

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 20-08-00018.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.М. Прохоров. Справочник по лазерам / Под ред. А. М. Прохорова. Сов. радио, М. (1978).Т.1. 504 с.
- [2] A. Ikesue, T. Kinoshita, K. Kamata, K. Yoshida. Am. Ceram. Soc. **78**, 4, 1033 (1995).
- [3] J. Lu, M. Prabhu, J. Xu., K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, A. Kaminskii. Jpn. J. Appl. Phys. **39**, 10B, 1048 (2000).
- [4] S.N. Bagayev, V.V. Osipov, V.I. Solomonov, V.A. Shitov, R.N. Maksimov, K.E. Lukyashin, S.M. Vatrik, I.A. Vedin. Opt. Mater. **34**, 8, 1482 (2012).
- [5] А.И. Коломыйцев, М.Л. Мейльман, И.С. Володина, М.В. Чукичев, А.Г. Смагин, Х.С. Багдасаров. Оптика и спектроскопия **56**, 2, 365 (1984).
- [6] В.В. Осипов, В.И. Соломонов, А.В. Спирина. Опт. журн. **78**, 6, 81 (2011).
- [7] К.Н. Гуляева, А.Н. Трофимов, М.В. Заморянская. **114**, 5, 773 (2013).
- [8] K.K. Deb, R.G. Buser, J. Paul. Appl. Opt. **20**, 7, 1203 (1981).
- [9] V. Lupei, A. Lupei, C. Tisceanu, S. Georgescu, C. Stoicescu, P.M. Nanau. Phys. Rev. B **51**, 1, 8 (1995).
- [10] А.А. Каминский. Лазерные кристаллы. Наука, М. (1975). 256 с.
- [11] В.И. Соломонов. Оптика и спектроскопия **95**, 2, 266 (2003).
- [12] О.Н. Казгикин, Л.Я. Марковский, И.А. Миронов, Ф. М. Пскерман, Л.Н. Петошина. Неорганические люминофоры. Химия, М. (1975). 192 с.
- [13] Е.И. Липатов, В.М. Лисицын, В.И. Олешко, В.Ф. Тарасенко. Изв. вузов. Физика **50**, 1, 53 (2007).

Редактор Т.Н. Василевская