

# Исследование процессов передачи энергии в кристаллах гадолиний-галлиевого граната, активированных ионами $\text{Yb}^{3+}$ и $\text{Ho}^{3+}$

А.М.Беловолов, М.И.Беловолов, Е.М.Дианов, М.А.Иванов, В.В.Кочурихин, В.В.Рандошкин

*Проведено количественное исследование кинетик люминесценции доноров ( $\text{Yb}^{3+}$ ) и акцепторов ( $\text{Ho}^{3+}$ ) в кристаллах гадолиний-галлиевого граната (GGG), активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$ . Показано, что сенсбилизация переходов ионов  $\text{Ho}^{3+}$  носит миграционно-ускоренный (прыжковый) характер. Определены значения микропараметров донор-донорного переноса энергии при температурах 300 и 77 К. При тех же температурах найдены микропараметры донор-акцепторного переноса энергии на первой ступени последовательной сенсбилизации (приводящей к заселению состояния  $^5\text{I}_6$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ ), а также на второй ступени последовательной сенсбилизации перехода  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ . Для второй ступени сенсбилизации определены также значения микропараметра обратного переноса энергии. Обсуждаются перспективы получения в кристаллах GGG:  $\text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$  лазерной генерации на сенсбилизированных переходах ионов  $\text{Ho}^{3+}$  при накачке в полосу поглощения ионов  $\text{Yb}^{3+}$ .*

**Ключевые слова:** перенос энергии, сенсбилизация переходов, кинетики люминесценции, микропараметры переноса.

## 1. Введение

Интерес к соактивированным ионами  $\text{Yb}^{3+}$  (доноры) и  $\text{Ho}^{3+}$  (акцепторы) активным средам обусловлен большим количеством эффективно сенсбилизированных переходов ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , пригодных для получения лазерной генерации [1–6]. В настоящее время лазерная генерация получена на следующих переходах ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , сенсбилизированных переносом энергии:  $^5\text{I}_6 \rightarrow ^5\text{I}_8$  (1.208 мкм [1]),  $^5\text{I}_6 \rightarrow ^5\text{I}_7$  (~2.9 мкм [1, 3]),  $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$  (~2.2 мкм [3, 4]),  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  (~0.54 мкм [5, 6]). Последний переход сенсбилизирован в результате ступенчатой (последовательной) передачи энергии, причем лазерная генерация получена только при температуре 77 К (предположительно из-за температурной активации обратного переноса энергии на второй ступени сенсбилизации).

Как правило, исследование процессов сенсбилизации ионов  $\text{Ho}^{3+}$  носит качественный или, в лучшем случае, полуколичественный характер [3–8, 11]. Данные исследования, позволяя идентифицировать основные процессы передачи и релаксации энергии в системе активаторов  $\text{Yb}^{3+} - \text{Ho}^{3+}$ , не позволяют исследовать их количественно. Трудности теоретического описания процессов переноса энергии в системе  $\text{Yb}^{3+} - \text{Ho}^{3+}$  обусловлены следующими особенностями:

- миграционно-ускоренным характером переноса энергии  $\text{Yb}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$  [7–9];
- наличием у иона  $\text{Ho}^{3+}$  долгоживущего уровня  $^5\text{I}_7$

(время жизни ~ 10 мс), из-за чего релаксацию энергии на акцепторе нельзя считать быстрой;

– обратимым характером переноса энергии на второй ступени сенсбилизации перехода  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  [8, 10].

При миграционно-ускоренном переносе энергии вокруг каждого акцептора существует сферическая пространственная область, внутри которой вероятность тушения донорного возбуждения акцептором превышает вероятность ухода донорного возбуждения от рассматриваемого акцептора за счет миграции (т.е. донор-донорного переноса энергии). Данная пространственная область получила название сферы сильного тушения, или «черной сферы», поскольку попадающее в нее донорное возбуждение в простейших моделях гарантированно погибает в результате тушения акцептором [12–15]. Физическая картина миграционно-ускоренного переноса энергии зависит от соотношения между радиусом черной сферы  $R_w$  и характерной длиной миграционного скачка  $\lambda$ , под которой обычно понимается среднее расстояние между донорами [12–15]. При выполнении неравенства  $R_w \ll \lambda$  имеет место прыжковый режим миграционно-ускоренного переноса энергии, который характеризуется настолько малой сферой сильного тушения, что донорное возбуждение не может совершать скачков внутри черной сферы, а для входа и выхода из нее достаточно одного скачка.

Теоретические исследования прыжкового режима, проведенные в работах [12–14], различались подходами к построению модели прыжкового тушения. Подходы, развитые в указанных работах, позволяют рассчитать кинетику люминесценции доноров после их возбуждения коротким оптическим импульсом. В моделях работ [12–14] уровень возбуждения доноров после окончания возбуждающего импульса предполагается малым, характер донор-акцепторного переноса энергии – необратимым, а релаксация энергии в акцепторах – мгновенной. Таким

А.М.Беловолов, М.И.Беловолов, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова 38; e-mail: bmi@fo.gpi.ru

М.А.Иванов, В.В.Кочурихин, В.В.Рандошкин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 12 апреля 2006 г., после доработки – 25 мая 2006 г.

образом, модели работ [12–14] применимы только для интерпретации кинетик люминесценции доноров, полученных при малом начальном уровне возбуждения донорной подсистемы, и принципиально не позволяют исследовать процессы последовательной сенсбилизации высоколежащих уровней акцептора. Следует отметить, что с привлечением моделей [12–14] в работе [9] были исследованы кинетики люминесценции ионов  $\text{Yb}^{3+}$  в фосфатных стеклах, активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$ . Полученные в [9] результаты позволили установить, что в случае малого возбуждения донорной подсистемы имеет место прыжковый режим сенсбилизации ионов  $\text{Ho}^{3+}$ ; были также измерены микропараметры донор-донорного и донор-акцепторного переносов энергии.

В работе [2] разработана модель прыжковой ступенчатой сенсбилизации люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в твердых телах, активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$ . В ней учитываются как конечные времена жизни уровней акцепторов, так и обратимый характер переноса энергии на второй ступени сенсбилизации перехода  ${}^5\text{S}_2, {}^5\text{F}_4 \rightarrow {}^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ . Это позволяет рассчитать кинетики люминесценции доноров и акцепторов.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование кинетик люминесценции доноров и акцепторов в кристаллах  $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$  и количественный анализ данных кинетик на основе модели прыжковой ступенчатой сенсбилизации, разработанной в [2].

## 2. Прыжковая модель сенсбилизации ионов $\text{Ho}^{3+}$ в твердых телах, активированных ионами $\text{Yb}^{3+}$ и $\text{Ho}^{3+}$ (теория)

В модели прыжковой сенсбилизации ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в твердых телах, активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$ , учитываются следующие основные каналы передачи и релаксации энергии, установленные в работах [1, 3–7, 10, 11] (рис. 1).

1. Канал линейной сенсбилизации люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , включающий в себя следующие процессы:

- необратимый перенос энергии с возбужденного иона  $\text{Yb}^{3+}$  на невозбужденный ион  $\text{Ho}^{3+}$  с переходом последнего в состояние  ${}^5\text{I}_6$ ;

- излучательная релаксация ионов  $\text{Ho}^{3+}$  из состояния  ${}^5\text{I}_6$  в состояние  ${}^5\text{I}_8$  (длина волны люминесценции  $\sim 1.2$  мкм) и релаксация иона  $\text{Ho}^{3+}$  из состояния  ${}^5\text{I}_6$  в метастабильное состояние  ${}^5\text{I}_7$ ;

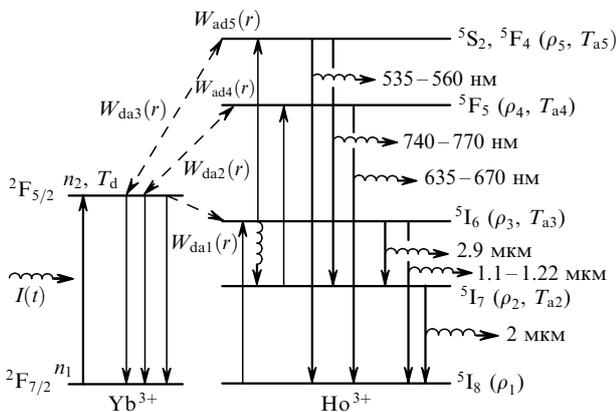


Рис. 1. Процессы передачи и релаксации энергии, учитываемые в модели прыжковой сенсбилизации ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в твердых телах, активированных ионами  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  [1, 3–7, 10, 11].

- излучение на переходе  ${}^5\text{I}_7 \rightarrow {}^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (длина волны люминесценции  $\sim 2.1$  мкм).

2. Канал последовательной сенсбилизации антистоксовой люминесценции на переходах  ${}^5\text{S}_2, {}^5\text{F}_4 \rightarrow {}^5\text{I}_8$  и  ${}^5\text{S}_2, {}^5\text{F}_4 \rightarrow {}^5\text{I}_7$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (длины волны люминесценции  $\sim 535 - 560$  нм и  $\sim 740 - 770$  нм соответственно), включающий в себя следующие процессы:

- необратимый перенос энергии от возбужденного иона  $\text{Yb}^{3+}$  на невозбужденный ион  $\text{Ho}^{3+}$  с переходом последнего в состояние  ${}^5\text{I}_6$  (первая ступень последовательной сенсбилизации);

- обратимый (в общем случае) перенос энергии от возбужденного иона  $\text{Yb}^{3+}$  на возбужденный ион  $\text{Ho}^{3+}$ , находящийся в состоянии  ${}^5\text{I}_6$ , с переходом последнего в состояние  ${}^5\text{S}_2, {}^5\text{F}_4$  (вторая ступень последовательной сенсбилизации);

- излучательная релаксация ионов  $\text{Ho}^{3+}$  на переходах  ${}^5\text{S}_2, {}^5\text{F}_4 \rightarrow {}^5\text{I}_8$  и  ${}^5\text{S}_2, {}^5\text{F}_4 \rightarrow {}^5\text{I}_7$ .

3. Канал нелинейного тушения состояния  ${}^5\text{I}_7$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , включающий в себя следующие процессы:

- обратимый (в общем случае) перенос энергии от возбужденного иона  $\text{Yb}^{3+}$  на возбужденный ион  $\text{Ho}^{3+}$ , находящийся в состоянии  ${}^5\text{I}_7$ , с переходом последнего в состояние  ${}^5\text{F}_5$ ;

- излучательная релаксация ионов  $\text{Ho}^{3+}$  на переходе  ${}^5\text{F}_5 \rightarrow {}^5\text{I}_8$ ;

- безызлучательная релаксация  $\text{Ho}^{3+}$  на переходе  ${}^5\text{F}_5 \rightarrow {}^5\text{I}_6$ .

Система кинетических уравнений для населенностей состояний ионов  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  при прыжковом механизме миграции, записанная для случая активированной кристаллической решетки, имеет вид [2]

$$\frac{\partial f(r_k, t)}{\partial t} = - \left[ \sum_{i=1}^3 W_{\text{dai}}(r_k) \rho_i(t) \right] f(r_k, t) + \sigma_d \frac{I(t)}{h\nu} \frac{1-f(r_k, t)}{n_2(t)} + \sum_{i=4}^5 \frac{\rho_i(t)}{n_2(t)} W_{\text{adi}}(r_k) + \frac{1-f(r_k, t)}{\tau_0}, \quad (1)$$

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = - \frac{n_2(t)}{T_d} - yn_2(t) \times \left[ \sum_{i=1}^3 \rho_i(t) \sum_k W_{\text{dai}}(r_k) f(r_k, t) \right] + \sigma_d \frac{I(t)}{h\nu} [1 - 2n_2(t)] + y \left\{ \sum_{i=4}^5 \rho_i(t) \sum_k W_{\text{adi}}(r_k) [1 - n_2(t) f(r_k, t)] \right\}, \quad (2)$$

$$n_1(t) = 1 - n_2(t), \quad (3)$$

$$\frac{d\rho_2(t)}{dt} = - \frac{\rho_2(t)}{T_{a2}} + \sum_{i=3}^5 W_{i2} \rho_i(t) - x\rho_2(t)n_2(t) \times \sum_k W_{\text{da2}}(r_k) f(r_k, t) + x\rho_4(t) \sum_k W_{\text{ad4}}(r_k) \times [1 - n_2(t) f(r_k, t)], \quad (4)$$

$$\frac{d\rho_3(t)}{dt} = - \frac{\rho_3(t)}{T_{a3}} + \sum_{i=4}^5 W_{i3} \rho_i(t) + x\rho_1(t)n_2(t) \times$$

$$\begin{aligned} & \times \sum_k W_{\text{da}1}(r_k) f(r_k, t) - x \rho_3(t) n_2(t) \sum_k W_{\text{da}3}(r_k) f(r_k, t) \\ & + x \rho_5(t) \sum_k W_{\text{ad}5}(r_k) [1 - n_2(t) f(r_k, t)], \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_4(t)}{dt} = & -\frac{\rho_4(t)}{T_{\text{a}4}} + x \rho_2(t) n_2(t) \sum_k W_{\text{da}2}(r_k) f(r_k, t) \\ & - x \rho_4(t) \sum_k W_{\text{ad}4}(r_k) [1 - n_2(t) f(r_k, t)], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_5(t)}{dt} = & -\frac{\rho_5(t)}{T_{\text{a}5}} + x \rho_3(t) n_2(t) \sum_k W_{\text{da}3}(r_k) f(r_k, t) \\ & - x \rho_5(t) \sum_k W_{\text{ad}5}(r_k) [1 - n_2(t) f(r_k, t)], \end{aligned} \quad (7)$$

$$\rho_1(t) = 1 - \sum_{i=2}^5 \rho_i(t). \quad (8)$$

Здесь  $n_j(t)$  ( $j = 1, 2$ ) – населенность  $j$ -го состояния доноров, усредненная по расстояниям в паре донор-акцептор;  $\rho_i(t)$  ( $i = 1 - 5$ ) – населенность  $i$ -го состояния акцептора, усредненная по расстояниям в паре донор-акцептор;  $f(r_k, t)$  – вероятность в момент времени  $t$  обнаружить возбужденный донор, находящийся на расстоянии  $r_k$  от акцептора, при условии, что в момент времени  $t = 0$  данный донор был возбужден;  $T_d$  – внутрицентровое время жизни возбужденного состояния доноров;

$$\begin{aligned} T_{\text{a}2} = W_{21}^{-1}, \quad T_{\text{a}3} = (W_{31} + W_{32})^{-1}, \\ T_{\text{a}4} = \left( \sum_{i=1}^3 W_{4i} \right)^{-1}, \quad T_{\text{a}5} = \left( \sum_{i=1}^4 W_{5i} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (9)$$

– внутрицентровое время жизни  $i$ -го возбужденного состояния акцепторов ( $i = 2 - 5$ );  $W_{ik}$  – скорость внутрицентральной релаксации с  $i$ -го уровня акцептора на его  $k$ -й уровень, учитывающая как излучательные, так и безызлучательные переходы;  $\sigma_d$  – сечение поглощения излучения с частотой  $\nu$  на переходе донора;  $I(t)$  – интенсивность возбуждающего излучения с частотой  $\nu$ ;  $W_{\text{da}i}(r)$  – зависимость скорости переноса энергии с возбужденного донора на акцептор, находящийся в  $i$ -м квантовом состоянии, от расстояния  $r$  между ними;  $W_{\text{ad}i}(r)$  – зависимость скорости обратного переноса энергии с возбужденного акцептора, находящегося в  $i$ -м квантовом состоянии, на невозбужденный донор, от расстояния  $r$  между ними;  $x$  и  $y$  – соответственно концентрации доноров и акцепторов, нормированные следующим образом:

$$x = \frac{N_d}{N_v}, \quad y = \frac{N_a}{N_v}; \quad (10)$$

$N_d$  и  $N_a$  – концентрации доноров ( $\text{Yb}^{3+}$ ) и акцепторов ( $\text{Ho}^{3+}$ ) соответственно;  $N_v$  – концентрация вакансий, доступных для доноров и акцепторов в данной решетке;  $\tau_0$  – среднее время между прыжками возбуждения с донора на донор.

Суммирование по  $k$  в уравнениях (1)–(7) ведется по всем узлам кристаллической решетки, доступным для

активаторов. Система уравнений (1)–(8) получена методом усреднения кинетических уравнений для пары донор–акцептор по распределению расстояний между ними [2]. При выводе (1)–(8) предполагалось выполнение неравенства

$$\frac{4}{3} \pi R_w^3 N_a \ll 1, \quad (11)$$

где  $R_w$  – радиус черной сферы, определяемый выражением [12]

$$W_{\text{da}1}(R_w) = \tau_0^{-1}. \quad (12)$$

Система уравнений для случая неупорядоченной (непрерывной) среды получается из системы (1)–(8) при следующей формальной замене:

$$\begin{aligned} y \sum_k \dots & \rightarrow 4\pi N_a \int_{r_{\min}}^{\infty} \dots r^2 dr, \\ x \sum_k \dots & \rightarrow 4\pi N_d \int_{r_{\min}}^{\infty} \dots r^2 dr, \quad f(r_k, t) \rightarrow f(r, t), \end{aligned} \quad (13)$$

где интегрирование ведется по всему объему активированной среды, а  $r_{\min}$  – минимально возможное расстояние между донором и акцептором в данной среде.

Далее ограничимся решением системы (1)–(8) для случая возбуждения доноров коротким оптическим импульсом вида  $I(t) = E_0 \delta(t)$ , где  $\delta(t)$  – дельта-функция Дирака и  $E_0$  – энергия оптического импульса. Решение системы (1)–(8) будем искать методом последовательных приближений.

В качестве первого приближения рассмотрим приближение слабого возбуждения активаторов, задаваемое неравенствами

$$n_0 \ll 1, \quad n_0 N_d \ll N_a, \quad (14)$$

где  $n_0 = n_2(0)$  – населенность доноров непосредственно после окончания возбуждающего импульса.

При выполнении неравенств (14) в любой момент времени справедливы соотношения

$$n_2(t) \ll n_1(t), \quad (15)$$

где  $n_1(t) \approx 1$ , и

$$\rho_i(t) \ll \rho_1(t), \quad (16)$$

где  $\rho_1(t) \approx 1$ ,  $i = 2 - 5$ .

При выполнении условий (15) и (16) в уравнениях (1), (2), (4), (5) можно опустить члены, пропорциональные  $\rho_i(t)$ , где  $i = 2 - 5$ , сохранив их только в уравнениях (6), (7).

В пределе слабого возбуждения активаторов решение системы (1)–(8) с начальными условиями

$$f(r_k, 0) = 1, \quad n_2(0) = n_0, \quad \rho_i(0) = 0 \quad (i = 2 - 5) \quad (17)$$

имеет следующий вид:

$$n_2^{(1)}(t) = n_0 \exp \left[ -\frac{t}{T_d} - \int_0^t F_1^{(1)}(\tau) d\tau \right], \quad (18)$$

$$\rho_3^{(1)}(t) = \frac{N_d}{N_a} \int_0^t F_1^{(1)}(\tau) n_2^{(1)}(\tau) \exp\left(\frac{\tau-t}{T_{a3}}\right) d\tau, \quad (19)$$

$$\rho_2^{(1)}(t) = W_{32} \int_0^t \rho_3^{(1)}(\tau) \exp\left(\frac{\tau-t}{T_{a2}}\right) d\tau, \quad (20)$$

$$\rho_4^{(1)}(t) = \frac{N_d}{N_a} \int_0^t F_2^{(1)}(\tau) n_2^{(1)}(\tau) \rho_2^{(1)}(\tau) \exp\left(\frac{\tau-t}{T_{a4}}\right) d\tau, \quad (21)$$

$$\rho_5^{(1)}(t) = \frac{N_d}{N_a} \int_0^t F_3^{(1)}(\tau) n_2^{(1)}(\tau) \rho_3^{(1)}(\tau) \exp\left(\frac{\tau-t}{T_{a5}}\right) d\tau, \quad (22)$$

где

$$\bar{T}_{a4}^{-1} = T_{a4}^{-1} + \bar{W}_{ad4}, \quad \bar{T}_{a5}^{-1} = T_{a5}^{-1} + \bar{W}_{ad5}; \quad (23)$$

$$\bar{W}_{ad4} = x \sum_k W_{ad4}(r_k), \quad \bar{W}_{ad5} = x \sum_k W_{ad5}(r_k); \quad (24)$$

$$F_1^{(1)}(t) = y \sum_k W_{da1}(r_k) f^{(1)}(r_k, t); \quad (25)$$

$$F_2^{(1)}(t) = y \sum_k W_{da2}(r_k) f^{(1)}(r_k, t); \quad (26)$$

$$F_3^{(1)}(t) = y \sum_k W_{da3}(r_k) f^{(1)}(r_k, t); \quad (27)$$

$$f^{(1)}(r_k, t) = \frac{\tau_0^{-1}}{W_{da1}(r_k) + \tau_0^{-1}} + \frac{W_{da1}(r_k)}{W_{da1}(r_k) + \tau_0^{-1}} \times \exp\left\{-[W_{da1}(r_k) + \tau_0^{-1}]t\right\}. \quad (28)$$

В (23)  $\bar{W}_{adi}$  имеют физический смысл средних скоростей обратного переноса энергии с  $i$ -го уровня акцептора на невозбужденный донор. Верхний индекс у переменных  $n_2^{(1)}(t)$ ,  $f^{(1)}(r, t)$  и  $\rho_i^{(1)}(t)$  в (18)–(33) означает первое приближение (приближение слабого возбуждения активаторов). В случае мультипольного механизма взаимодействия скорости переноса энергии таковы:

$$W_{dai}(r) = \frac{C_{dai}}{r^m} \quad (i = 1 - 3), \quad W_{adj}(r) = \frac{C_{adj}}{r^m} \quad (j = 4, 5),$$

$$W_{dd}(r) = \frac{C_{dd}}{r^s}, \quad (29)$$

где  $C_{dai}$  и  $m$  – микропараметр и мультипольность донор-акцепторного переноса энергии на акцептор, находящийся в  $i$ -м состоянии;  $C_{adj}$  – микропараметр обратного (акцептор-донорного) переноса энергии с акцептора, находящегося в  $j$ -м состоянии;  $C_{dd}$  и  $s$  – микропараметр и мультипольность донор-донорного взаимодействия. Тогда из (18), (25) и (28) получаем, что кинетика люминесценции доноров для случая кристаллической решетки будет иметь вид [2]

$$n_2^{(1)}(t) = n_0 \exp\left\{-\frac{t}{\bar{T}_d} - y \sum_k \left[\left(\frac{C_{da1}/r_k^m}{C_{da1}/r_k^m + \tau_0^{-1}}\right)^2 \times\right.\right.$$

$$\left.\left. \times [1 - \exp[-(C_{da1}/r_k^m + \tau_0^{-1})t]]\right\}, \quad (30)$$

где

$$\bar{T}_d^{-1} = T_d^{-1} + \bar{W}_1; \quad (31)$$

$$\bar{W}_1 = y \sum_k \frac{C_{da1}/r_k^m}{1 + C_{da1}\tau_0/r_k^m}; \quad (32)$$

$$\tau_0 = \int_0^\infty \exp\left\{-\frac{x}{2} \sum_k \left[1 - \exp\left(-\frac{2C_{dd}t}{r_k^s}\right)\right]\right\} dt; \quad (33)$$

$\bar{W}_1$  – стационарная скорость прыжкового тушения люминесценции доноров;  $\bar{T}_d$  – постоянная времени затухания люминесценции доноров на стационарной стадии распада. Среднее время между прыжками возбуждений с донора на донор (33) определено по рецепту работы [12] с учетом обратимого характера донор-донорной передачи энергии. Кинетика люминесценции доноров для случая непрерывной среды тождественна кинетике работ [13, 14]. По этой причине выражение для данной кинетики здесь не приводится.

Кинетика (30), полученная для активированной кристаллической решетки, имеет те же качественные особенности, что и прыжковые кинетики доноров, полученные в работах [12–14] для непрерывной среды. Так, при  $t \ll r_{\min}^m/C_{da1}$  имеет место экспоненциальный распад возбужденных доноров, находящихся на минимально возможном для данной решетки расстоянии от акцепторов (стадия статического упорядоченного распада).

При  $r_{\min}^m/C_{da1} < t < \tau_0$  кинетика доноров (30) становится неэкспоненциальной, что связано с последовательным распадом донорных возбуждений, находящихся внутри черных сфер на различных расстояниях от акцептора (стадия статического неупорядоченного распада). При  $2\tau_0 < t$  кинетика доноров (30) становится экспоненциальной, поскольку на данной стадии имеет место распад донорных возбуждений, изначально находящихся вне черных сфер (стадия стационарного прыжкового распада). Указанные донорные возбуждения распадаются вследствие попадания в черные сферы в процессе миграции. Из (30)–(33) следует, что по кинетикам люминесценции доноров можно определить  $C_{dd}$  и  $s$  – параметры донор-донорного переноса энергии, а также параметры донор-акцепторного переноса энергии на первой стадии последовательной сенсбилизации  $C_{da1}$  и  $m$ . Сделано это может быть различными способами. Например,  $C_{da1}$ ,  $m$  и  $\tau_0$  могут быть определены путем аппроксимации зависимости (30) экспериментальной кинетики на всем ее протяжении. Данный метод определения  $C_{da1}$ ,  $m$  и  $\tau_0$  будет корректен, если аппроксимируемая кинетика имеет ярко выраженный участок статического распада. Если таким образом определено  $\tau_0$  для двух образцов с различными концентрациями доноров, то из системы двух уравнений вида (33) можно определить  $C_{dd}$  и  $s$  численными методами.

Учитывая (11) в формулах (19)–(22) и (30), можно получить простые приближенные выражения для кинетик люминесценции доноров и акцепторов [2]:

$$n_2^{(1)}(t) \approx n_0 \exp\left(-\frac{t}{\bar{T}_d}\right), \quad (34)$$

$$\rho_3^{(1)}(t) = \frac{\bar{W}_1 n_0}{T_{a3}^{-1} - \bar{T}_d^{-1}} \frac{N_d}{N_a} \left[ \exp\left(-\frac{t}{\bar{T}_d}\right) - \exp\left(-\frac{t}{T_{a3}}\right) \right], \quad (35)$$

$$\rho_2^{(1)}(t) = \frac{\bar{W}_1 W_{32} n_0}{T_{a3}^{-1} - \bar{T}_d^{-1}} \frac{N_d}{N_a} \left[ \frac{(T_{a3}^{-1} - \bar{T}_d^{-1}) \exp(-t/T_{a2})}{(\bar{T}_d^{-1} - T_{a2}^{-1})(T_{a3}^{-1} - T_{a2}^{-1})} - \frac{\exp(-t/\bar{T}_d)}{\bar{T}_d^{-1} - T_{a2}^{-1}} + \frac{\exp(-t/T_{a3})}{T_{a3}^{-1} - T_{a2}^{-1}} \right], \quad (36)$$

$$\rho_4^{(1)}(t) = \frac{\bar{W}_1 \bar{W}_2 W_{32} \bar{T}_d n_0^2}{T_{a3}^{-1} - \bar{T}_d^{-1}} \left( \frac{N_d}{N_a} \right)^2 \times \left[ \frac{(T_{a3}^{-1} - \bar{T}_d^{-1}) \exp(-t/T_{a2})}{(\bar{T}_d^{-1} - T_{a2}^{-1})(T_{a3}^{-1} - T_{a2}^{-1})} - \frac{\exp(-t/\bar{T}_d)}{\bar{T}_d^{-1} - T_{a2}^{-1}} + \frac{\exp(-t/T_{a3})}{T_{a3}^{-1} - T_{a2}^{-1}} \right] \exp\left(-\frac{t}{\bar{T}_d}\right), \quad (37)$$

$$\rho_5^{(1)}(t) = \frac{\bar{W}_1 \bar{W}_3 \bar{T}_d n_0^2}{T_{a3}^{-1} - \bar{T}_d^{-1}} \left( \frac{N_d}{N_a} \right)^2 \times \left[ \exp\left(-\frac{2t}{\bar{T}_d}\right) - \exp\left[-(T_{a3}^{-1} + \bar{T}_d^{-1})t\right] \right], \quad (38)$$

где

$$\bar{W}_2 = y \sum_k \frac{W_{da2}(r_k)}{1 + W_{da1}(r_k)\tau_0}, \quad (39)$$

$$\bar{W}_3 = y \sum_k \frac{W_{da3}(r_k)}{1 + W_{da1}(r_k)\tau_0} \quad (40)$$

– стационарные скорости донор-акцепторного переноса энергии на акцепторы, находящиеся в состояниях 2 и 3 соответственно, для случая кристаллической решетки.

При выводе (37) и (38) было учтено, что собственные времена жизни уровней 4 и 5 акцепторов (уровни  ${}^5S_2$ ,  ${}^5F_4$  и  ${}^5F_5$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ ) являются малыми [2], что позволяет использовать квазистационарное приближение для нахождения населенностей данных уровней.

Из (37) и (38) видно, что стационарные скорости переноса энергии  $\bar{W}_2$  и  $\bar{W}_3$ , характеризующие вторую стадию последовательной сенсбилизации, входят только в амплитуды данных кинетик. Это означает, что  $\bar{W}_2$  и  $\bar{W}_3$  (а значит, и микропараметры  $C_{da2}$  и  $C_{da3}$ ) не могут быть определены из анализа кинетик (37) и (38). На основе выражений (37), (38) и экспериментальных измерений квантового выхода сенсбилизированной люминесценции акцепторов на переходах  ${}^5S_2$ ,  ${}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$  и  ${}^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$  могут быть получены оценки  $\bar{W}_2$  и  $\bar{W}_3$ , но такой способ оценки представляется экспериментально сложным и недостаточно точным. Таким образом, зависимость от времени в выражениях (35)–(38) целесообразно использовать для экспериментальной проверки адекватности предложенной модели процессов сенсбилизации в системе активаторов  $\text{Yb}^{3+} - \text{Ho}^{3+}$ .

Во втором приближении модели учтем в качестве малого возмущения возможность накопления акцепторов в долгоживущих состояниях  ${}^5I_6$  и  ${}^5I_7$ , а также влияние процессов последовательной сенсбилизации, идущих через указанные состояния, на тушение доноров. Для этого в уравнениях (1)–(8) учтем члены, зависящие от

$\rho_i(t)$  ( $i = 2 - 5$ ) и опущенные в первом приближении, подставляя в них  $\rho_i^{(1)}(t)$ . Кроме того, для учета возможного накопления акцепторов в долгоживущих состояниях  ${}^5I_6$  и  ${}^5I_7$  положим  $\rho_i^{(1)}(t) \approx 1 - \rho_2^{(1)}(t) - \rho_3^{(1)}(t)$ . Уравнение (1) можно преобразовать к виду (с точностью до членов порядка  $[\rho_i^{(1)}(t)]^2$ )

$$\frac{dn_2^{(2)}(t)}{dt} = -\frac{n_2^{(2)}(t)}{T_d} - yn_2^{(2)}(t) \sum_k W_{da1}(r_k) f^{(1)}(r_k, t) - yn_2^{(2)}(t) \sum_{i=2}^3 \rho_i^{(1)}(t) \sum_k [W_{dai}(r_k) \times (1 - \bar{W}_{ad(i+2)} \bar{T}_{a(i+2)} - W_{da1}(r_k))] f^{(1)}(r_k, t). \quad (41)$$

Его решение можно представить в виде

$$n_2^{(2)}(t) = n_0 \exp\left[-\frac{t}{T_d} - \int_0^t F_1^{(1)}(\tau) d\tau - \theta(t)\right], \quad (42)$$

где

$$\theta(t) = \bar{W}_1 W_{32} \frac{N_d}{N_a} (\bar{W}'_2 - \bar{W}_1) \bar{T}_d T_{a3} n_0 t + \frac{\bar{W}_1 n_0}{T_{a3}^{-1} - \bar{T}_d^{-1}} \frac{N_d}{N_a} \times [\bar{T}_d (\bar{W}'_3 - \bar{W}_1) - \bar{T}_d^2 (\bar{W}'_2 - \bar{W}_1) W_{32}] \times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\bar{T}_d}\right) \right] - \frac{\bar{W}_1 n_0}{T_{a3}^{-1} - \bar{T}_d^{-1}} \frac{N_d}{N_a} [T_{a3} (\bar{W}'_3 - \bar{W}_1) - T_{a3}^2 (\bar{W}'_2 - \bar{W}_1) W_{32}] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{T_{a3}}\right) \right]; \quad (43)$$

$$\bar{W}'_2 = \frac{\bar{W}_2}{1 + \bar{W}_{ad4} T_{a4}}; \quad \bar{W}'_3 = \frac{\bar{W}_3}{1 + \bar{W}_{ad5} T_{a5}}. \quad (44)$$

В (43)  $\bar{W}'_i$  ( $i = 2, 3$ ) имеют физический смысл эффективных скоростей передачи энергии на второй стадии последовательной сенсбилизации уровней 4 и 5 ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , т.е. скоростей передачи энергии, определенных с учетом обратимого характера передачи. Из (44) следует, что эффективная скорость передачи энергии на второй стадии последовательной сенсбилизации резко уменьшается в том случае, если средняя скорость обратного переноса энергии превышает скорость внутрицентрового распада уровней 4 и 5 ионов  $\text{Ho}^{3+}$ .

При выводе (43) учитывалось соотношение времен жизни состояний доноров и акцепторов  $T_{a2} \gg \bar{T}_d, T_{a3}$ , имеющее место для системы активаторов  $\text{Yb}^{3+} - \text{Ho}^{3+}$  [2]. На временах, меньших  $\bar{T}_d$  и  $T_{a3}$ , кинетика (42) с хорошей точностью описывается выражением (30), причем при  $2\tau_0 \leq t \ll \bar{T}_d, T_{a3}$  имеется экспоненциальный участок кинетики со скоростью тушения  $\bar{W}_1$ . При  $\bar{T}_d, T_{a3} \ll t \ll T_{a2}$  кинетика (42) имеет вид

$$n_2^{(2)}(t) = n_0 \exp(-\bar{W}_{1k} t - \Delta), \quad (45)$$

где

$$\bar{W}_{1k} = \bar{T}_d^{-1} + \frac{N_d}{N_a} \bar{W}_1 W_{32} (\bar{W}'_2 - \bar{W}_1) \bar{T}_d T_{a3} n_0; \quad (46)$$

$$\Delta \approx \bar{W}_1 \frac{N_d}{N_a} [\bar{W}'_3 - \bar{W}_1 - W_{32}(\bar{W}'_2 - \bar{W}_1)] \times (\bar{T}_d + T_{a3}) \bar{T}_d T_{a3} n_0. \quad (47)$$

Физический смысл выражений для кинетики доноров, полученных во втором приближении, заключается в следующем. Отличие скорости затухания люминесценции доноров  $\bar{W}_{1k}$  от скорости затухания  $\bar{T}_d^{-1}$ , полученной в первом приближении, объясняется изменением скорости тушения доноров акцепторами из-за накопления акцепторов в долгоживущем состоянии  ${}^5I_7$ . К началу стадии кинетики доноров, определяемой неравенствами  $\bar{T}_d, T_{a3} \ll t \ll T_{a2}$ , большая часть донорных возбуждений уже распадается, поэтому дальнейшего изменения соотношения концентраций акцепторов в основном состоянии  ${}^5I_8$  и акцепторов в долгоживущем состоянии  ${}^5I_7$  уже не происходит. В результате тушение оставшейся (малой) доли возбужденных доноров происходит со скоростью, зависящей только от соотношения концентраций акцепторов в состояниях  ${}^5I_7$  и  ${}^5I_8$ , а также от соотношения скоростей переноса энергии с донора на акцептор в состоянии  ${}^5I_7$  и с донора на невозбужденный акцептор. Именно это и отображает формула (46). В частности, если эффективная скорость переноса энергии с донора на акцептор в состоянии  ${}^5I_7$  в точности равна скорости переноса энергии с донора на невозбужденный акцептор (т. е.  $\bar{W}'_2 = \bar{W}_1$ ), то никакого изменения скорости затухания люминесценции доноров на конечном участке распада наблюдаться не будет. Таким образом, из формулы (46) следует, что изменение скорости затухания люминесценции доноров на стадии  $\bar{T}_d, T_{a3} \ll t \ll T_{a2}$  по сравнению со стадией  $2\tau_0 \leq t \ll \bar{T}_d, T_{a3}$  несет информацию о соотношении скоростей сенсбилизации на первой и второй ступенях сенсбилизации перехода  ${}^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ . Параметр  $\Delta$ , определяемый соотношением (47), имеет физический смысл доли донорных возбуждений, погибших к моменту установления стационарного соотношения концентраций акцепторов в основном состоянии и долгоживущем состоянии  ${}^5I_7$ . Он, в частности, зависит от доли донорных возбуждений, погибших вследствие последовательной сенсбилизации люминесценции на переходе акцепторов  ${}^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$ . Этим объясняется зависимость  $\Delta$  от  $\bar{W}'_3$  в (47).

Таким образом, если на стадии распада  $\bar{T}_d, T_{a3} \ll t \ll T_{a2}$  затухание люминесценции доноров происходит со скоростью, отличной от скорости затухания на стадии  $2\tau_0 \leq t \ll \bar{T}_d, T_{a3}$ , то кинетика люминесценции доноров позволяет получить информацию о характеристиках донор-акцепторного переноса энергии на вторых стадиях ступенчатой сенсбилизации переходов  ${}^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$  и  ${}^5F_5 \rightarrow {}^5I_8$ . Это основной теоретический результат работы [2].

Из выражений (46) и (47) следует, что эффективные скорости  $\bar{W}'_2$  и  $\bar{W}'_3$  выражаются через параметры  $\bar{W}_{1k}$  и  $\Delta$  следующим образом:

$$\bar{W}'_2 = \bar{W}_1 + \frac{N_a}{N_d} \frac{\bar{W}_{1k} - \bar{T}_d^{-1}}{\bar{W}_1 W_{32} \bar{T}_d T_{a3} n_0}, \quad (48)$$

$$\bar{W}'_3 = \bar{W}_1 + W_{32}(\bar{W}'_2 - \bar{W}_1)(\bar{T}_d + T_{a3}) + \frac{\Delta}{\bar{W}_1 \bar{T}_d T_{a3} n_0} \frac{N_a}{N_d}. \quad (49)$$

При этом  $\bar{W}_1$  должна определяться по начальной стадии кинетики доноров ( $t \leq \bar{T}_d, T_{a3}$ ), а  $n_0$  может быть найдено из измерений геометрических параметров области возбуждения и величины оптических потерь возбуждающего излучения в исследуемом образце.

Скорость обратного переноса энергии  $\bar{W}_{ad5}$  может быть определена из кинетики затухания люминесценции акцепторов на переходе  ${}^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , наблюдаемой при прямом оптическом возбуждении состояния  ${}^5S_2, {}^5F_4$  акцепторов, а также, как показано в [2], методом аппроксимации кинетики сенсбилизированной люминесценции на переходе  ${}^5I_6 \rightarrow {}^5I_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  выражением

$$\rho_3^{(2)}(t) = \int_0^t G_3(\tau) \exp\left(-\frac{\tau-t}{T_{a3}}\right) d\tau, \quad (50)$$

где

$$G_3(t) = W_{43} \rho_4^{(1)}(t) + \frac{N_d}{N_a} F_1^{(1)}(t) n_2^{(2)}(t) \times [1 - \rho_2^{(1)}(t) - \rho_3^{(1)}(t)] - \frac{N_d}{N_a} \frac{F_3^{(1)}(t) n_2^{(2)}(t) \rho_3^{(1)}(t)}{1 + \bar{W}_{ad5} T_{a5}}, \quad (51)$$

полученным для данной кинетики во втором приближении рассматриваемой модели [2].

По определенным значениям  $\bar{W}_{ad5}$  и  $\bar{W}'_3$  из (44) находится  $\bar{W}_3$ . Далее с использованием  $\bar{W}_3$  и  $\bar{W}_{ad5}$  ((40) и (24)) определяются микропараметры  $C_{da3}$  и  $C_{ad5}$ , характеризующие прямой и обратный перенос энергии на второй стадии ступенчатой сенсбилизации перехода  ${}^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ .

Очень маленькая постоянная времени внутрицентрального распада состояния  ${}^5F_5$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  ( $T_{d4} \sim 1$  мкс) и слабое влияние ступенчатой сенсбилизации на тушение промежуточного состояния  ${}^5I_7$  [3, 4] делают маловероятной возможность экспериментального нахождения  $\bar{W}_{ad4}$  одним из способов, предложенных для определения  $\bar{W}_{ad5}$ .

Таким образом, второе приближение рассматриваемой модели позволяет находить все количественные характеристики второй ступени сенсбилизации перехода  ${}^5S_2, {}^5F_4 \rightarrow {}^5I_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ . Чтобы определение характеристик второй ступени сенсбилизации по кинетике (42) оказалось возможным, начальный уровень возбуждения доноров  $n_0$  должен удовлетворять условию [2]

$$\frac{\bar{W}_1}{T_d^{-1} + \bar{W}_1} \frac{N_d}{N_a} n_0 \sim 10^{-1} - 1. \quad (52)$$

В работе [2] получены выражения для кинетик сенсбилизированной люминесценции на остальных рассматриваемых переходах ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , соответствующие второму приближению рассматриваемой модели. Здесь данные кинетики не приводятся, поскольку они не сильно отличаются от (36)–(38), а их анализ не позволяет получить какую-либо новую информацию о процессах переноса и релаксации энергии в системе активаторов  $\text{Yb}^{3+} - \text{Ho}^{3+}$ .

### 3. Установка для исследования кинетик люминесценции кристаллов $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$ и исследуемые образцы

Схема экспериментальной установки для исследования спектральных и кинетических характеристик антистоксовой люминесценции в кристаллах  $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} :$

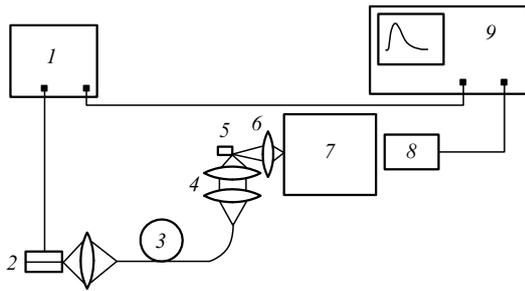


Рис.2. Экспериментальная установка для исследования кинетик люминесценции в кристаллах  $\text{GGG}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ :

1 – блок формирования импульсов тока накачки диодного лазера и синхроимпульсов; 2 – лазерный диод ( $\lambda = 970.5$  нм) или  $\text{YAG}:\text{Nd}$ -лазер; 3 – оптическое волокно; 4, 6 – фокусирующая оптика; 5 – исследуемый образец кристалла  $\text{GGG}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ ; 7 – монохроматор МДР-4; 8 – оптический приемник (на основе ФЭУ-100, ФД-10Г или  $\text{InSb}$ -фотодиода); 9 – цифровой осциллограф TDS 5104 фирмы Tektronix.

$\text{Ho}^{3+}$  представлена на рис.2. В качестве источника оптического возбуждения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  использовался полупроводниковый инжекционный лазер или  $\text{YAG}:\text{Nd}$ -лазер, функционирующий в режиме модуляции добротности. Длительность импульса возбуждения  $\text{YAG}:\text{Nd}$ -лазера составляла  $\sim 100$  нс, длина волны генерации  $\lambda = 1.064$  мкм. Инжекционный лазер имел длину волны генерации  $\lambda = 970.5$  нм. Импульсный режим работы инжекционного лазера обеспечивался путем пропускания прямоугольных импульсов тока с длительностью 50 мкс и периодом 30 мс. Мощность излучения полупроводникового лазера в импульсе составляла 1.0 Вт. Излучение полупроводникового лазера вводилось в многомодовое оптическое волокно с диаметром сердцевины  $\sim 300$  мкм и числовой апертурой NA, равной 0.2. С выходного торца оптического волокна излучение фокусировалось на исследуемые образцы кристаллов с помощью двух линз.

Излучение люминесценции кристаллов собиралось с помощью высокоапертурного объектива в направлении, перпендикулярном возбуждающему пучку, и вводилось в монохроматор МДР-4. Прошедшее монохроматор излучение люминесценции регистрировалось оптическим приемником, в качестве которого для длин волн антистоксовой люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (538 или 665 нм) использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-100. Для регистрации кинетик люминесценции ионов  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  в диапазоне 0.97–1.21 мкм применялся фотоприемник на основе фото диода ФД-10Г. Кинетики двухмикронной люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$  регистрировались  $\text{InSb}$ -фотодиодом, охлаждаемым жидким азотом. В последнем случае для выделения двухмикронной люминесценции ионов  $\text{Ho}^{3+}$  использовался не монохроматор, а оптический фильтр (германиевая пластинка толщиной 2 мм). Постоянная времени каждого из перечисленных оптических приемников не превышала 1 мкс.

Электрический сигнал с выхода оптического приемника регистрировался цифровым осциллографом TDS-5104 фирмы Tektronix. Кинетики регистрировались в режиме усреднения по  $10^2 - 10^4$  реализациям с временным разрешением не хуже 2 мкс на отсчет, что позволяло значительно улучшить отношение сигнал/шум в канале регистрации. Осциллограф тактировался по переднему фронту возбуждающего оптического импульса. Обработка кинетик проводилась с помощью программ ORIGIN 6.0 и Mathcad 2001 Professional.

Исследуемые кристаллы были выращены методом Чохральского. Исследовались два образца  $\text{GGG}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ . В образце 1 атомная концентрация  $\text{Yb}^{3+}$  и  $\text{Ho}^{3+}$  составляла соответственно 10 % и 0.1 %, в образце 2 – 20 % и 0.3 %. Образцы кристаллов, используемые при исследовании кинетик люминесценции, представляли собой тонкие плоскопараллельные пластинки (толщиной  $l = 0.1$  мм), чтобы избежать перепоглощения люминесценции ионов  $\text{Yb}^{3+}$  и вызванного этим искажения кинетик доноров.

В экспериментах, требующих определения уровня возбуждения ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , использовалась методика, основанная на оценке поглощенной в исследуемых образцах энергии возбуждающего оптического импульса  $E_{\text{abs}}$  и на измерении радиуса  $R$  перетяжки возбуждающего оптического пучка в образце. Уровень  $n_0$  начального возбуждения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  определялся по формуле

$$n_0 = \frac{P\tau_{\text{imp}}\lambda\{1 - \exp[-\sigma_d(\lambda)N_d l]\}}{\pi R^2 h c N_d}, \quad (53)$$

где  $l$  – толщина образца;  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света;  $\lambda = 970.5$  нм;  $P$  – мощность излучения инжекционного лазера в непрерывном режиме;  $\tau_{\text{imp}}$  – длительность возбуждающего импульса;  $\sigma_d(\lambda)$  – сечение поглощения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  на длине волны  $\lambda$ . Радиус  $R$  измерялся в фокусе возбуждающего пучка путем сканирования пучка в поперечном сечении с помощью одномодового оптического волокна (радиус сердцевины 5 мкм), укрепленного на трехкоординатном столике с микрометрической подачей. За величину  $R$  принята полуширина на полувысоте зависимости интенсивности излучения с выхода одномодового оптического волокна от смещения в поперечном сечении пучка.

#### 4. Экспериментальное исследование процессов донор-донорного и донор-акцепторного переноса энергии в кристаллах $\text{GGG}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$

##### 4.1. Исследование характеристик первой ступени сенсбилизации ионов $\text{Ho}^{3+}$

На рис.3 представлены кинетики люминесценции доноров, полученные для температуры 300 К при слабом возбуждении исследуемых образцов импульсами  $\text{YAG}:\text{Nd}$ :

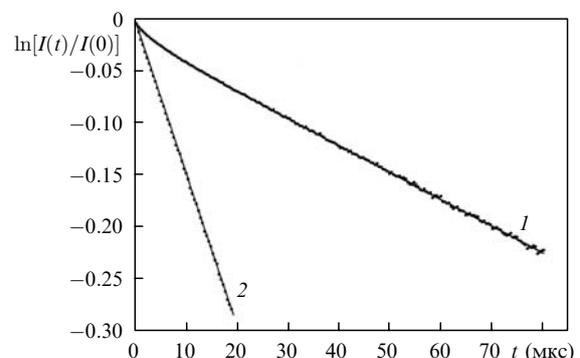


Рис.3. Кинетики затухания люминесценции доноров (ионов  $\text{Yb}^{3+}$ ) в кристаллах  $\text{GGG}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$  при температуре 300 К и возбуждении  $\text{Yb}^{3+}$  импульсом  $\text{YAG}:\text{Nd}$ -лазера (точки – экспериментальная кинетика, сплошная кривая – теоретическая зависимость (30)) для первого (1) и второго (2) образцов.

Nd-лазера. Кинетика доноров в образце 1 имеет вид, характерный для миграционно-ускоренного режима тушения, с начальным участком статического распада и экспоненциализацией распада на дальней стадии. Аппроксимация данной кинетики люминесценции доноров зависимостью (30) позволила определить параметры  $C_{\text{dal}}$  и  $m$ , а также величину  $\tau_0$ . Наилучшее соответствие зависимости (30) экспериментальной кинетике наблюдается при диполь-дипольном ( $m = 6$ ) механизме донор-акцепторного переноса энергии,  $C_{\text{dal}} = 9.9 \times 10^{-39}$  см<sup>6</sup>/с и  $\tau_0 = 22$  мкс. Следует отметить, что начальный участок статического распада на кинетике доноров образца 2 (кривая 2 на рис.3) не выражен. Это связано с сокращением длительности стадии статического распада из-за роста скорости миграции при увеличении концентрации доноров. Измеренная при температуре 300 К постоянная времени затухания люминесценции доноров  $\bar{T}_d$  на стационарной стадии кинетики равна 388 мкс для образца 1 и 66 мкс для образца 2. С учетом того, что  $T_d = 1.06$  мс при температуре 300 К, из (31) получим  $\bar{W}_1 = 1.1 \times 10^3$  с<sup>-1</sup> для образца 1 и  $1.4 \times 10^4$  с<sup>-1</sup> для образца 2. Концентрации активаторов и полученные значения  $\bar{W}_1$  вместе с (33) были подставлены в (32). Полученные уравнения относительно  $C_{\text{dal}}$  и  $C_{\text{dd}}$  решались численно в Mathcad 2000 Professional (операторы Given и Find).

Решение данной системы уравнений для  $C_{\text{dal}} = 11 \times 10^{-39}$  см<sup>6</sup>/с и  $C_{\text{dd}} = 3.5 \times 10^{-67}$  см<sup>10</sup>/с существует только при  $s = 10$  (квадруполь-квадрупольный механизм донор-донорной передачи энергии). Заметим, что  $C_{\text{dal}} = 11 \times 10^{-39}$  см<sup>6</sup>/с, найденное из решения системы уравнений вида (32), хорошо совпадает с  $C_{\text{dal}} = 9.9 \times 10^{-39}$  см<sup>6</sup>/с, полученным путем аппроксимации выражением (30) кинетики доноров в образце 1.

Кинетики доноров при температуре 77 К имели экспоненциальный вид с  $\bar{T}_d = 240$  мкс для образца 1 и 39 мкс для образца 2. При температуре 77 К  $T_d = 864$  мкс, поэтому  $\bar{W}_1 = 2.9 \times 10^3$  с<sup>-1</sup> для образца 1 и  $2.5 \times 10^4$  с<sup>-1</sup> для образца 2. Микропараметры  $C_{\text{dal}}$  и  $C_{\text{dd}}$  определялись также, как и при температуре 300 К, и составили  $8.8 \times 10^{-39}$  см<sup>6</sup>/с и  $1.8 \times 10^{-66}$  см<sup>10</sup>/с соответственно.

Следует отметить, что полученные данные согласуются с теоретическими и экспериментальными результатами работы [9], в которой показано, что микропараметр донор-акцепторного переноса энергии слабо зависит от температуры в том случае, когда перенос энергии является нерезонансным и сопровождается рождением фононов. Именно таков характер донор-акцепторной передачи энергии на первой ступени сенсбилизации в системе активаторов Yb<sup>3+</sup> и Ho<sup>3+</sup> (см. рис.1). Значительное увеличение  $C_{\text{dd}}$  при переходе от температуры 300 К к 77 К объясняет экспоненциальный характер кинетик доноров при температуре 77 К. Кроме того, рост  $C_{\text{dd}}$  при переходе от 300 к 77 К качественно согласуется с результатами работы [16], в которой максимум скорости миграции ионов Yb<sup>3+</sup> в решетке граната имеет место при температуре, близкой к 77 К, и объясняется равенством однородной и неоднородной ширины линий ионов Yb<sup>3+</sup> при данной температуре.

Для проверки корректности применения прыжкового приближения при описании сенсбилизации ионов Ho<sup>3+</sup> в кристаллах GGG: Yb<sup>3+</sup>: Ho<sup>3+</sup> следует проверить выполнение критерия прыжкового приближения для полученных значений  $m$ ,  $s$ ,  $C_{\text{dd}}$  и  $C_{\text{dal}}$ . Данный критерий имеет следующий вид [12]:

$$N_d > N_{dc} = \left( \frac{C_{\text{dal}}}{\gamma C_{\text{dd}}} \right)^{3/(s-m)}, \quad (54)$$

где

$$\gamma = 6 \left[ \frac{2\pi}{3} \Gamma \left( 1 - \frac{3}{s} \right) \right]^{s/3} \left[ s \Gamma \left( \frac{s}{3} \right) \right]^{-1};$$

$\Gamma(\xi)$  – гамма-функция Эйлера.

При температуре 300 К из (54) следует, что прыжковый режим миграции имеет место в случае  $N_d > N_{dc} = 0.6 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup> (атомная концентрация  $N_{dc} = 4.7\%$ ), при температуре 77 К – в случае  $N_d > N_{dc} = 1.5 \times 10^{20}$  см<sup>-3</sup> ( $N_{dc} = 1.2\%$ ). Таким образом, для образцов 1 и 2 применение прыжкового приближения оправдано.

Полученные результаты позволяют также оценить квантовый выход первой ступени сенсбилизации переходов ионов Ho<sup>3+</sup>, определяемый выражением [7, 12]

$$\eta = 1 - \frac{\bar{T}_d}{T_d}. \quad (55)$$

Из (55) получим, что при температуре 300 К квантовый выход  $\eta = 0.63$  для образца 1 и 0.94 для образца 2. При температуре 77 К  $\eta = 0.72$  для образца 1 и 0.96 для образца 2. Данные значения  $\eta$  свидетельствуют о перспективности исследуемых кристаллов с точки зрения получения лазерной генерации на переходах  ${}^5I_6 \rightarrow {}^5I_8$ ,  ${}^5I_6 \rightarrow {}^5I_7$  и  ${}^5I_7 \rightarrow {}^5I_8$  ионов Ho<sup>3+</sup>, сенсбилизированных однократным переносом энергии от возбужденных ионов Yb<sup>3+</sup>.

#### 4.2. Исследование характеристик второй ступени сенсбилизации ионов Ho<sup>3+</sup>

В экспериментах данного раздела для возбуждения ионов Yb<sup>3+</sup> использовался полупроводниковый инжекционный лазер. На рис.4 представлены кинетики люминесценции ионов Yb<sup>3+</sup>, наблюдавшиеся при различных уровнях начального возбуждения донорной подсистемы в образце 2. На начальной стадии рассматриваемые кинетики люминесценции доноров совпадают. Таким образом, скорость затухания люминесценции доноров на начальной стадии кинетик не зависит от начального уровня возбуждения донорной подсистемы и численно равна стационарной скорости затухания люминесценции доноров, измеренной в п.4.1. Это понятно, поскольку на начальной стадии доля возбужденных акцепторов пре-

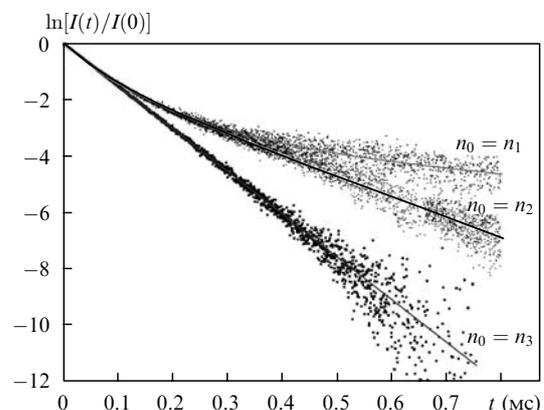


Рис.4. Кинетики затухания люминесценции доноров (ионов Yb<sup>3+</sup>) в кристаллах GGG: Yb<sup>3+</sup>: Ho<sup>3+</sup> (образец 2) при различных начальных уровнях возбуждения доноров  $n_0$  (температура 300 К,  $n_1 > n_2 > n_3$ ).

небрежимо мала. Скорость затухания люминесценции доноров на конечной стадии кинетик, напротив, существенно зависит от начального уровня возбуждения донорной подсистемы (см.(46)), причем чем он больше, тем меньше скорость затухания. С точки зрения кинетики (42) это свидетельствует о том, что скорость переноса энергии на невозбужденный ион  $\text{Ho}^{3+}$  превышает эффективную скорость переноса энергии на ион  $\text{Ho}^{3+}$ , находящийся в состоянии  $^5I_7$ .

На рис.4 качественно иллюстрируется влияние накопления акцепторов в долгоживущем состоянии на кинетику доноров. На рис.5 представлена кинетика доноров для образца 1, имеющая достаточное малое отклонение конечной скорости затухания от начального значения, что позволяет провести ее количественный анализ с помощью выражений (42)–(49). Аппроксимация данной кинетики выражением (42) проводилась в два этапа. Сначала с применением (48) по скоростям тушения люминесценции на начальной ( $\bar{W}_1$ ) и конечной ( $\bar{W}_{1k}$ ) экспоненциальных стадиях кинетики определялось  $\bar{W}'_2$ . Затем при фиксированном  $\bar{W}'_2$  значение  $\bar{W}'_3$  в (42) и (43) варьировалось до достижения наилучшего соответствия между зависимостью (42) и экспериментальной кинетикой. Результат аппроксимации кинетик доноров зависимостью (42) также представлен на рис.5. Видно хорошее соответствие (42) экспериментальным данным.

В результате аппроксимации найдено, что  $\bar{W}'_3 = 0.8 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$  в образце 1 при температуре 300 К. Аналогично из анализа кинетики доноров образца 2, наблюдавшейся при температуре 77 К, получено  $\bar{W}'_3 = 1.5 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$ .

Для образца 1 была определена скорость  $\bar{W}_{ad5}$  обратного переноса энергии с иона  $\text{Ho}^{3+}$ , находящегося в возбужденном состоянии  $^5S_2, ^5F_4$ , на невозбужденный ион  $\text{Yb}^{3+}$ . Использовался описанный в разд.2 метод аппроксимации кинетики сенсibilизированной люминесценции на переходе  $^5I_6 \rightarrow ^5I_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  зависимостью (50). Результат аппроксимации представлен на рис.6. Видно, что кинетика, рассчитанная во втором приближении ( по формуле (50)), гораздо лучше описывает кинетику сенсibilизированной люминесценции на переходе  $^5I_6 \rightarrow ^5I_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , чем кинетика, рассчитанная в первом приближении (35). Определенная таким образом ско-

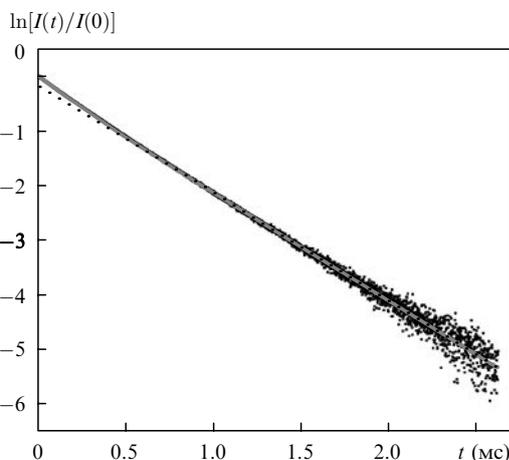


Рис.5. Кинетика затухания люминесценции доноров (ионов  $\text{Yb}^{3+}$ ) в кристаллах  $\text{GGG}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$  (образец 1) при начальном уровне возбуждения доноров  $n_0 = 1.6\%$  и температуре 300 К; точки – эксперимент, пунктир – экспоненциальная асимптотика конечной стадии кинетики, серая линия – аппроксимирующая зависимость (42).

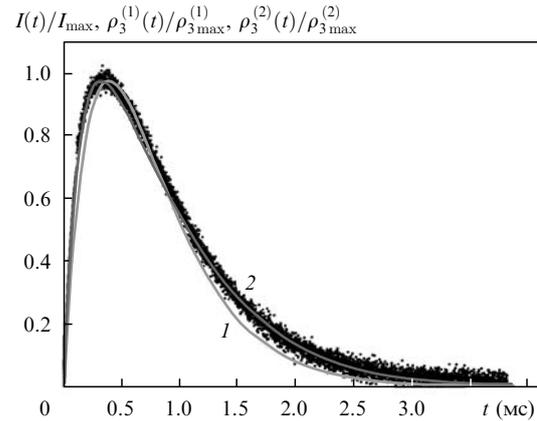


Рис.6. Кинетики сенсibilизированной люминесценции на переходе  $^5I_6 \rightarrow ^5I_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (образец 1,  $n_0 = 1.6\%$ , температура образца 300 К), рассчитанные в первом приближении (без учета обратного переноса энергии от иона  $\text{Ho}^{3+}$  в состоянии  $^5S_2, ^5F_4$  на невозбужденный ион  $\text{Yb}^{3+}$  и накопления акцепторов в долгоживущих состояниях) (1) и во втором приближении (с учетом обратного переноса энергии от иона  $\text{Ho}^{3+}$  в состоянии  $^5S_2, ^5F_4$  на невозбужденный ион  $\text{Yb}^{3+}$  и накопления акцепторов в долгоживущих состояниях) (2); точки – эксперимент.

рость обратного переноса энергии  $\bar{W}_{ad5} = 7.5 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$  при температуре 300 К и  $4.8 \times 10^4 \text{ c}^{-1}$  при температуре 77 К. С использованием (24), (29), (40) и (44) получаем, что  $C_{ad5} = 4.4 \times 10^{-40} \text{ cm}^6/\text{c}$  и  $C_{da3} = 2.1 \times 10^{-38} \text{ cm}^6/\text{c}$  при температуре 300 К и  $C_{ad5} = 1.4 \times 10^{-40} \text{ cm}^6/\text{c}$  и  $C_{da3} = 2.4 \times 10^{-38} \text{ cm}^6/\text{c}$  при температуре 77 К.

Из полученных данных следует, что при 77 и 300 К различие между микропараметрами второй ступени сенсibilизации  $C_{da3}$  невелико (как и в случае первой ступени). Микропараметры обратного переноса энергии, напротив, различаются значительно. Это объясняется тем, что обратный перенос энергии с уровня  $^5S_2, ^5F_4$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  на невозбужденный ион  $\text{Yb}^{3+}$  характеризуется дефицитом энергии порядка  $200 \text{ cm}^{-1}$ , который должен покрываться поглощением одного или нескольких фононов. Отсюда следует активация процесса обратного переноса энергии с ростом температуры. Прямой перенос энергии на второй стадии последовательной сенсibilизации рассматриваемого перехода идет с рождением фононов и потому имеет слабую температурную зависимость.

Аналогичные соображения о характере переноса энергии на второй стадии последовательной сенсibilизации в системе активаторов  $\text{Yb}^{3+} - \text{Ho}^{3+}$  были высказаны в работах [8, 10]. Полученные в настоящей работе экспериментальные результаты их подтверждают.

На рис.7 представлены результаты аппроксимации экспериментальных кинетик люминесценции на сенсibilизированных переносом энергии переходах ионов  $\text{Ho}^{3+}$  теоретическими зависимостями (36)–(38). Хорошее соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей подтверждает правильность схемы процессов сенсibilизации и релаксации энергии в кристаллах  $\text{GGG}:\text{Yb}^{3+}:\text{Ho}^{3+}$ , предложенной в разд.2.

На рис.8 представлены зависимости  $\bar{W}'_3$  от концентрации ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , рассчитанные по (24), (33), (40) и (44) для измеренных параметров прямого и обратного переноса энергии. При увеличении концентрации доноров, с одной стороны, возрастает скорость миграции, а с другой – скорость обратного переноса энергии с уровня  $^5S_2$ ,

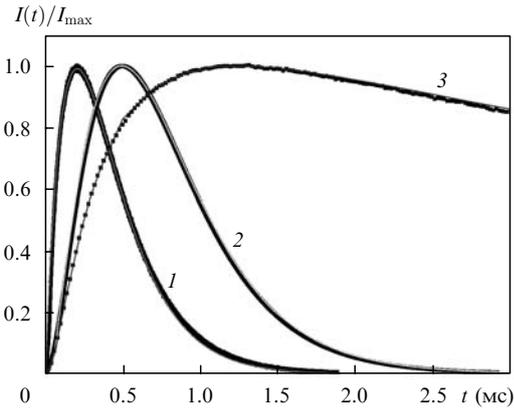


Рис. 7. Кинетики сенсibilизированной люминесценции на переходах ионов  $\text{Ho}^{3+}$  (образец 1, температура образца 300 К): на переходе  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  (точки – эксперимент, сплошная кривая – зависимость (38)) (1), на переходе  $^5\text{F}_5 \rightarrow ^5\text{I}_8$  (точки – эксперимент, сплошная кривая – зависимость (37)) (2) и на переходе  $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$  (точки – эксперимент, сплошная кривая – зависимость (36)) (3).

$^5\text{F}_4$ , что и объясняет наличие максимума на зависимостях рис. 8. Заметим, что концентрация ионов  $\text{Yb}^{3+}$   $N_{d\text{max}}$ , отвечающая максимуму  $\bar{W}'_{3\text{max}}$  зависимости  $\bar{W}'_3$  от концентрации ионов  $\text{Yb}^{3+}$ , является оптимальной для получения генерации на сенсibilизированном переходе  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ .

Следует подчеркнуть, что атомная концентрация  $N_{d\text{max}}$  одинакова для всех концентраций ионов  $\text{Ho}^{3+}$  и составляет 41 % при температуре 300 К и 27 % при температуре 77 К. Из рис. 8 видно, что при температуре 300 К максимальная скорость переноса энергии  $\bar{W}'_{3\text{max}} = 1.7 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$  меньше скорости релаксации промежуточного состояния  $^5\text{I}_6$   $T_{a3}^{-1} = 2.6 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$ . При температуре 77 К максимальная скорость переноса энергии  $\bar{W}'_{3\text{max}} = 5.1 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$  значительно превышает скорость релаксации этого промежуточного состояния  $T_{a3}^{-1} = 2.4 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$ . Как следует из (40) и (44), скорость  $\bar{W}'_3$  прямо пропорциональна концентрации ионов  $\text{Ho}^{3+}$ .

Зависимости на рис. 8 построены для атомной концентрации ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , равной 0.1 %, поэтому при  $N_d \approx N_{d\text{max}}$  и концентрации ионов  $\text{Ho}^{3+}$  порядка 0.3 %–0.5 % эффективная скорость переноса энергии  $\bar{W}'_3$  будет значительно превышать скорость релаксации промежуточного уровня  $^5\text{I}_6$  при температуре как 77, так и 300 К. С

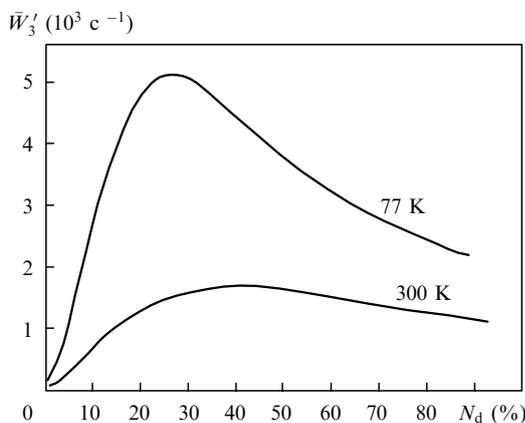


Рис. 8. Зависимости эффективной скорости переноса энергии на второй ступени сенсibilизации перехода  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  от атомной концентрации доноров (0.1 %  $\text{Ho}^{3+}$ ) при разных температурах образца.

точки зрения получения лазерной генерации на переходе  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  атомные концентрации ионов  $\text{Ho}^{3+}$ , превышающие 0.5 %, нежелательны по причине кросс-релаксационного тушения состояний  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4$  [6, 8, 10]. Таким образом, полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что кристаллы  $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$  могут быть перспективны с точки зрения получения лазерной генерации в зеленой области спектра на сенсibilизированном переходе  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ . Следует отметить, что скорость внутрицентральной релаксации  $W_{32}$  из промежуточного состояния  $^5\text{I}_6$  в долгоживущее состояние  $^5\text{I}_7$  для исследуемых кристаллов составляет  $1.3 \times 10^3 \text{ c}^{-1}$ . Поэтому для получения генерации на переходе  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  целесообразен импульсный режим накачки на переходе  $^2\text{F}_{7/2} \rightarrow ^2\text{F}_{5/2}$  ионов  $\text{Yb}^{3+}$ . При этом длительность импульса накачки не должна превышать  $W_{32}^{-1} \sim 0.7 - 0.8 \text{ мс}$ , а период повторения импульсов накачки должен быть не меньше 30 мс, чтобы избежать накопления ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в долгоживущем состоянии  $^5\text{I}_7$  ( $T_{a2} \sim 8 - 9 \text{ мс}$ ). Такой же режим накачки целесообразен для получения генерации на сенсibilизированных переходах  $^5\text{I}_6 \rightarrow ^5\text{I}_8$  и  $^5\text{I}_6 \rightarrow ^5\text{I}_7$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ .

С точки зрения получения лазерной генерации на переходе  $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  процесс ступенчатой сенсibilизации перехода  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4 \rightarrow ^5\text{I}_8$  этих ионов играет негативную роль. Для получения генерации на данном переходе целесообразно использовать кристаллы  $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$  с атомной концентрацией  $\text{Ho}^{3+}$  2 %–5 %, чтобы обеспечить эффективное кросс-релаксационное тушение состояния  $^5\text{S}_2, ^5\text{F}_4$  [6, 8, 10]. Расчет зависимости  $\bar{W}'_1$  от  $N_d$  показал, что для генерации на данном переходе концентрация  $\text{Yb}^{3+}$  должна быть больше 50 % при температуре 300 К и 30 % при температуре 77 К. Следует также отметить, что в исследуемых кристаллах процесс ступенчатой сенсibilизации перехода  $^5\text{F}_5 \rightarrow ^5\text{I}_8$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$  является слабым и не приводит к существенному тушению промежуточного состояния  $^5\text{I}_7$  ионов  $\text{Ho}^{3+}$ .

### 5. Заключение

Экспериментально исследованы кинетики люминесценции доноров (ионов  $\text{Yb}^{3+}$ ) и акцепторов (ионов  $\text{Ho}^{3+}$ ), наблюдаемые в кристаллах  $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$  в условиях оптического возбуждения ионов  $\text{Yb}^{3+}$  коротким импульсом. Количественный анализ экспериментальных кинетик люминесценции выполнен на основе модели прыжковой ступенчатой сенсibilизации люминесценции, разработанной в [2]. Получено хорошее соответствие экспериментальных и теоретических данных. Качественный и количественный анализ кинетик люминесценции, наблюдаемых в кристаллах  $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$ , позволил установить следующее:

1. Механизм донор-акцепторного переноса энергии в кристаллах  $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$  является диполь-дипольным.

2. Механизм донор-донорного переноса энергии в кристаллах  $\text{GGG} : \text{Yb}^{3+} : \text{Ho}^{3+}$  является квадруполь-квадрупольным с микропараметром  $C_{dd} = 3.5 \times 10^{-67} \text{ см}^{10}/\text{с}$  при температуре 300 К и  $1.8 \times 10^{-66} \text{ см}^{10}/\text{с}$  при температуре 77 К.

3. Перенос энергии с возбужденного иона  $\text{Yb}^{3+}$  на невозбужденный ион  $\text{Ho}^{3+}$  носит нерезонансный необратимый характер и происходит с переходом иона  $\text{Ho}^{3+}$  в

состояние  $^5I_6$ . Микропараметр указанного процесса переноса энергии  $C_{da1} = 11 \times 10^{-39}$  см<sup>6</sup>/с при температуре 300 К и  $8.8 \times 10^{-39}$  см<sup>6</sup>/с при температуре 77 К.

4. Перенос энергии с возбужденного иона  $Yb^{3+}$  на возбужденный ион  $Ho^{3+}$ , находящийся в состоянии  $^5I_6$ , носит обратимый характер и происходит с переходом иона  $Ho^{3+}$  в состояние  $^5S_2, ^5F_4$ . Микропараметр переноса  $C_{da3} = 2.1 \times 10^{-38}$  см<sup>6</sup>/с при температуре 300 К и  $2.4 \times 10^{-38}$  см<sup>6</sup>/с при температуре 77 К. Микропараметр  $C_{ad5}$  обратного переноса энергии (с иона  $Ho^{3+}$  в состоянии  $^5S_2, ^5F_4$  на невозбужденный ион  $Yb^{3+}$ ) составляет  $4.4 \times 10^{-40}$  см<sup>6</sup>/с при температуре 300 К и  $1.4 \times 10^{-40}$  см<sup>6</sup>/с при температуре 77 К.

5. В кристаллах GGG:  $Yb^{3+}$ :  $Ho^{3+}$  экспериментально наблюдались предсказанные в модели работы [2] особенности кинетик доноров и акцепторов, связанные с накоплением акцепторов в долгоживущих состояниях и с влиянием процессов двухступенчатой сенсбилизации. Данные особенности наблюдаются уже при уровне возбуждения доноров  $\sim 1\%$  в том случае, когда концентрация доноров на два порядка превышает концентрацию акцепторов.

6. На основе анализа экспериментальных данных показано, что при оптимальном выборе концентраций доноров и акцепторов в кристаллах GGG:  $Yb^{3+}$ :  $Ho^{3+}$  эффективная скорость передачи энергии на второй стадии сенсбилизации перехода  $^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_8$  может превысить скорость релаксации промежуточного уровня  $^5I_6$ . На этом основании сделан вывод о том, что исследуемые кристаллы GGG:  $Yb^{3+}$ :  $Ho^{3+}$  могут быть перспективными с точки зрения получения лазерной генерации в зеленой области спектра на переходе  $^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_8$  ионов  $Ho^{3+}$  при накачке в полосу поглощения на переходе  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$  ионов  $Yb^{3+}$ . Согласно оценке, оптимальные атомные концентрации доноров и акцепторов для генерации на сенсбилизированном переходе  $^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_8$  составляют 30%–50%  $Yb^{3+}$ , 0.3%–0.5%  $Ho^{3+}$  при температуре 300 К и 20%–35%  $Yb^{3+}$ , 0.3%–0.5%  $Ho^{3+}$  при температуре 77 К. Показано, что для получения лазерной генерации на переходе  $^5S_2, ^5F_4 \rightarrow ^5I_8$  ионов  $Ho^{3+}$  целесообразен импульсный режим накачки на пере-

ходе  $^2F_{7/2} \rightarrow ^2F_{5/2}$  ионов  $Yb^{3+}$ . При этом длительность импульса накачки не должна превышать 0.7–0.8 мс, а период следования импульсов должен быть не менее 30 мс, чтобы избежать накопления ионов  $Ho^{3+}$  в долгоживущем состоянии  $^5I_7$ .

7. На основе анализа экспериментальных данных показано, что исследуемые кристаллы являются перспективными с точки зрения получения лазерной генерации на переходе  $^5I_7 \rightarrow ^5I_8$  ионов  $Ho^{3+}$  при накачке в полосу поглощения ионов  $Yb^{3+}$ . Оптимальные атомные концентрации доноров и акцепторов для данного случая составляют 50%–60%  $Yb^{3+}$ , 2%–5%  $Ho^{3+}$  при температуре 300 К и 30%–40%  $Yb^{3+}$ , 2%–5%  $Ho^{3+}$  при температуре 77 К.

1. Dienes A, Kuck S. *J. Appl. Phys.*, **87** (9), 4063 (2000).
2. Беловолов А.М., Беловолов М.И., Дианов Е.М., Тимошечкин М.И. *Препринт ИОФРАН № 10* (М., 2006).
3. Rothacher T., Luthy W., Weber H.P. *Opt. Commun.*, **155**, 68 (1998).
4. Заварцев Ю.Д., Осико В.В., Семенов С.Г., Студеникин П.А., Умысков А.Ф. *Квантовая электроника*, **20**, 366 (1993).
5. Johnson L.F., Guggenheim H.J. *Appl. Phys. Lett.*, **19**, 44 (1971).
6. Trash R.J., Jarman R.H., Chai B.N.T., Pham A. *Compact Blue-Green Lasers* (Washington, DC: OSA Techn. Digest Series, 1994, Vol. 1, Paper CFA5).
7. Walti R., Luthy W., Weber H.P., Rusanov S.Ya., Yakovlev A.A., Zagumenyi A.I., Shcherbakov I.A., Umyskov A.F. *J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transfer*, **54** (4), 671 (1995).
8. Martin I.R., Rodrigues V.D., Lavin V., Rodrigues-Mendoza U.R. *J. Alloys and Compounds*, **227–228**, 345 (1998).
9. Алексеев Н.Е., Гапонцев В.П., Жаботинский М.Е., Кравченко В.Б., Рудницкий Ю.П. *Лазерные фосфатные стекла* (М.: Наука, 1980).
10. Zhang X.X., Hong P., Bass M., Chai B.H.T. *Compact Blue-Green Lasers* (Washington, DC: OSA Techn. Digest Series, 1994, Vol.1, Paper CFA4).
11. Kir'yanov A.V., Aboites V., Belovolov A.M., Timoshechkin M.I., Belovolov M.I., Damzen M.J., Minassian A. *Opt. Express*, **10** (16), 832 (2002).
12. Бурштейн А.И. *УФН*, **143** (4), 553 (1984).
13. Зусман Л.Д. *Оптика и спектроскопия*, **36**, 497 (1974).
14. Зусман Л.Д. *ЖЭТФ*, **73**, 662 (1977).
15. Привис Ю.С., Смирнов В.А., Щербakov И.А. *ЖЭТФ*, **87** (2), 589 (1984).
16. Басиев Т.Т. *Канд. дис.* (М., ФИАН, 1976, с. 79–94).