

## ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 535.37

## ВЛИЯНИЕ КУЛОНОВСКОГО ПРИТЯЖЕНИЯ В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПАРЕ НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ КРИСТАЛЛОФОСФОРА С ЛОВУШКАМИ

А. Н. Васильев, А. В. Нестеров\*)

(кафедра оптики и спектроскопии)

В рамках двухканальной модели рекомбинационной люминесценции получена зависимость параметров рекомбинации от начального расстояния между компонентами электронно-дырочной пары. Квантовый выход и скорость рекомбинации рассчитываются с учетом кулоновского притяжения в электронно-дырочной паре. Показано, что предлагаемая модель вносит существенные поправки в результаты расчетов, полученные на основе модели «черной сферы» с радиусом, равным радиусу Онсагера.

**Введение**

Эффективность возбуждения люминесценции кристаллов при облучении светом в области фундаментального поглощения в большой мере определяется корреляционными эффектами, связанными с начальным расстоянием между компонентами электронно-дырочной пары. В ряде работ (см., напр., [1, 2]) было отмечено, что при описании подобных корреляционных эффектов для заряженных частиц необходимо учитывать их кулоновское взаимодействие. В настоящее время разработаны эффективные методы для моделирования рекомбинационных процессов в кристалле с ловушками. Результаты многих экспериментов хорошо описываются моделью, предложенной в работе [3], где уравнение для электронно-дырочной корреляционной функции решается в приближении «черной сферы». Считается, что внутри этой сферы рекомбинация мгновенна, а вне сферы электроны и дырки совершают диффузионные перемещения или поглощаются с постоянной скоростью на ловушках. Притяжение в электронно-дырочной паре при этом не учитывается. Однако, когда расстояние разлета в генетической паре равно нескольким радиусам «черной сферы» и интенсивность облучения невелика, это притяжение следует учитывать.

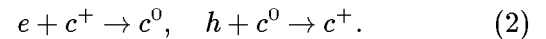
**Постановка задачи**

Опираясь на работу [3], будем рассматривать низкотемпературный этап релаксации кристалла, возбужденного излучением с интенсивностью  $I$ . На этом этапе электроны и дырки диффундируют в пространстве до момента захвата на ловушках или рекомбинации. Начальную функцию корреляции  $f(r, S_0)$  часто можно представить в виде гауссова распределения с параметром  $S_0$ , возрастающим при увеличении энергии возбуждения фотона [4].

Предположим, что электроны и дырки связываются в экситоны:



В то же время захват электронов положительно заряженными центрами может сопровождаться захватом дырки образовавшимся нейтральным центром:



Двухканальной схеме (1), (2) соответствует закон сохранения общего числа ловушек и заряда:

$$n_{c^0} + n_{c^+} = n_0, \quad n_e + n_{c^0} = n_h. \quad (3)$$

При наличии только двух каналов рекомбинации систему уравнений для концентраций электронов, дырок и центров с учетом (3) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} -n_e n_h k - n_e (n_0 - n_h + n_e) k_{ec^+} + I &= 0, \\ -n_e n_h k - n_h (n_h - n_0) k_{hc^0} + I &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь константы  $k$ ,  $k_{ec^+}$ ,  $k_{hc^0}$  определяют скорости реакций. Корреляционная функция  $G(r)$  для электронов и дырок определяется диффузионным уравнением

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 G(x)}{\partial x^2} + \left( \frac{2}{x} + \beta \frac{\partial U(x)}{\partial x} \right) \frac{\partial G}{\partial x} - \gamma^2 (G - 1) + \\ + \frac{\lambda}{DL} f(x) - \frac{L^2}{D} K(x) G(x) = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $x = r/L$ ,  $L$  — радиус Онсагера,  $\gamma^2 = L^2 S/D$ ,  $S = I(1/n_e + 1/n_h)$ ,  $\lambda = k + (n_0 + n_e - n_h) k_{ec^+}/n_h$ ,  $D = D_e + D_h$  — суммарный коэффициент диффузии электрона и дырки,  $\beta = 1/kT$ ,  $U(x)$  — кулоновский потенциал взаимодействия электрона и дырки в твер-

\*) Научно-исследовательский центр по технологическим лазерам РАН.

дом теле,  $K(r)$  — вероятность рекомбинации двух частиц, для которой  $k = 4\pi \int_0^\infty K(x)G(x) dx$ .

Ограничимся исследованием квантового выхода экситонной рекомбинации. Структура уравнения (5) дает возможность представить этот процесс в виде двух стадий. Первая стадия (первые два члена уравнения (5)) — это диффузионное сближение частиц на расстояние  $L$ , при котором энергия взаимодействия оказывается большей, чем тепловая ( $kT$ ). Вторая стадия (последний член в (5)) — непосредственная рекомбинация на расстояниях порядка постоянной решетки. Предполагается, что  $L \gg R$ . Таким образом, учет кулоновского притяжения приводит к замене модели «черной сферы» сферой Онсагера, внутри которой скорость рекомбинации считается конечной, за исключением малой области в центре — сферы с радиусом порядка постоянной решетки.

Интегрируя уравнение (5) аналогично тому, как это сделано в работе [3], получим приближенное выражение для  $k$ :

$$k = k_0 F_1, \quad (6)$$

где

$$F_1 = \left\{ 1 + 4\pi \left[ (n_0 - n_h + n_e) / [n_h(1 + d)] \right] \times \right. \\ \left. \times \left( \int_0^\infty \xi^2 \left[ 1 - (1 - \gamma) e^{-1/\xi} \right] e^{-\gamma\xi} f(\xi) d\xi \right) \right\} \times \\ \times \left[ 1 - 4\pi \left( \int_0^\infty \xi^2 \left[ 1 - (1 - \gamma) e^{-1/\xi} \right] e^{-\gamma\xi} f(\xi) d\xi \right) \right]^{-1}.$$

**Обсуждение результатов**

Сравним результаты расчетов, полученных на основе двух моделей. На рис. 1 представлены графики зависимости квантового выхода от радиуса разлета электрона и дырки после высокоэнергетического этапа релаксации. Кривые 1, 2 получены в ходе решения системы (4), (6) при разном значении параметра  $S_0$ . Для расчета кривых 3, 4 применялась модель, предложенная в работе [4]; радиус «черной сферы» считался равным радиусу Онсагера. При больших радиусах разлета кривые, соответствующие одинаковой интенсивности, сходятся асимптотически. Различие, например, между кривыми 1 и 3 существенно при малых радиусах разлета. Приближение эквивалентной «черной сферы» подразумевает мгновенную рекомбинацию, и как следствие квантовый выход при этом близок к единице. Тем самым квантовый выход в этом приближении переоценивается.

В рассматриваемых моделях квантовый выход экситонной рекомбинации с ростом интенсивности возбуждающего света стремится к своему максимальному значению. На рис. 2 эта тенденция отражена на примере двух кривых, рассчитанных с учетом кулоновского потенциала и без него. Безразмерная интенсивность  $\tilde{I} = I / (n_0^2 k_{ee+})$ . Различия между кривыми 1

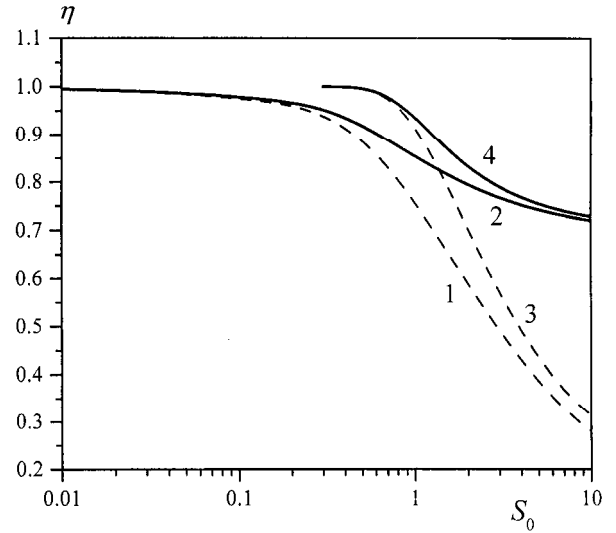


Рис. 1. Зависимость квантового выхода  $\eta$  от радиуса разлета электрона и дырки  $S_0$ . Радиус разлета выражен в радиусах Онсагера. Кривые 1, 2 рассчитаны с учетом притяжения в электронно-дырочной паре, кривые 3, 4 — в приближении «черной сферы» с радиусом, равным радиусу Онсагера. Кривые 1, 2, 3, 4 соответствуют относительным интенсивностям 0,1; 0,001; 0,1 и 0,001

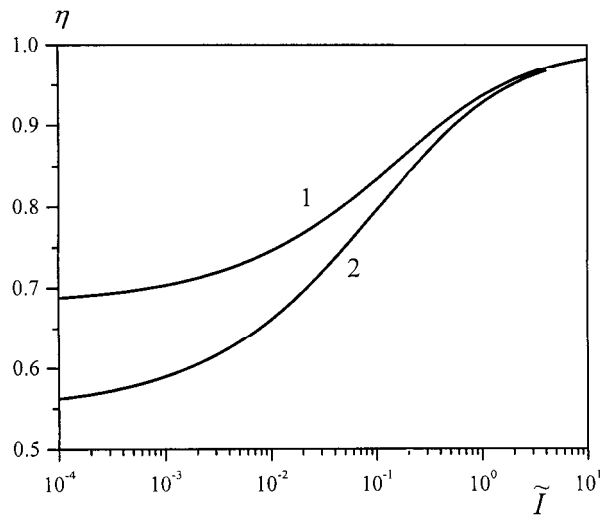


Рис. 2. Зависимость квантового выхода  $\eta$  от безразмерной интенсивности  $\tilde{I}$  при фиксированном радиусе разлета  $S_0 = 2$ . Кривая 1 рассчитана с учетом притяжения в электронно-дырочной паре, кривая 2 — в приближении «черной сферы» с радиусом, равным радиусу Онсагера

и 2 наблюдаются при малых  $\tilde{I}$ : порядка единицы и меньше. Именно на этом интервале значений учет корреляционных эффектов, связанных с кулоновским взаимодействием рекомбинирующих частиц, вносит существенные поправки к квантовому выходу. При  $\tilde{I} > 1$  кривые 1 и 2 сближаются. Рост  $\tilde{I}$  соответствует увеличению числа электронно-дырочных пар и как следствие перекрытию их сфер Онсагера, а значит, уменьшению роли дальнедействующего кулоновского потенциала.

### Заклнение

Рассмотренная в настоящей работе модель электронно-дырочной рекомбинации при учете кулоновского притяжения позволяет более корректно описать зависимость спектров возбуждения от параметров кристалла и от энергии фотонов и интенсивности падающего света. При таком подходе остаются невыясненными вопросы, связанные с более детальным учетом дальнедействующего характера кулоновского взаимодействия, в частности влияние поля, создаваемого группой возбужденных электронов, на скорость рекомбинации. Эти вопросы будут рассмотрены в дальнейшем.

УДК 621.373.8

## ДВУХВОЛНОВОЙ ТВЕРДОТЕЛЬНЫЙ ЛАЗЕР С ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗДЕЛЕНИЕМ ВОЛН

В. Г. Воронин, О. Е. Наний

(НИИЯФ)

Экспериментально реализован и исследован двухволновой лазер на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$ , генерирующий на длинах волн 1,32 и 1,06 мкм. Повышение стабильности двухволнового режима генерации обеспечивается за счет ослабления конкуренции генерируемых волн путем пространственного разделения каналов генерации в дисперсионном резонаторе специальной конструкции.

Интерес к исследованию твердотельных лазеров, генерирующих одновременно две волны (двухволновые лазеры), объясняется широкими возможностями их практического применения [1–8], в первую очередь для прецизионных измерений с использованием дифференциальной методики. При подобных измерениях требуется высокая стабильность выходных параметров двухволновых лазеров.

Ранее была продемонстрирована возможность получения двухволновых режимов генерации ( $\lambda_1 = 1,32$  мкм и  $\lambda_2 = 1,06$  мкм) в лазерах на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  различных конструкций [9–12]. Однако высокая чувствительность двухволновой генерации к потерям (на любой из двух волн) не позволила достигнуть стабильности, близкой к стабильности излучения одноволнового лазера с монохроматической накачкой. Так, относительная величина нестабильности выходной мощности генерации на длине волны  $\lambda_1$  в отсутствие генерации на  $\lambda_2$  составляла  $\sim 0,1\%$  и определялась в основном нестабильностью источника накачки. В двухволновом режиме амплитудная нестабильность на  $\lambda_1$  превышала 5%.

В настоящей работе предложена новая конструкция двухволнового твердотельного лазера на  $\text{YAG:Nd}^{3+}$  с пространственным разделением генерируемых волн.

Оптическая схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Активный элемент 1 лазера выполнен в виде прямоугольного параллелепипеда длиной 20 мм с одним торцом, срезанным под углом Брюстера для длины волны  $\lambda_1 = 1,32$  мкм. Выходное сферическое зеркало 2 с радиусом кривизны

### Литература

1. Абакумов В.Н., Перель В.И., Ясиевич И.Н. // ФТП. 1978. 12, № 1. С. 4.
2. Закис Ю.Р., Канторович Л.Н., Котомин Е.А. и др. Модели процессов в широкощелевых твердых телах с дефектами. Рига, 1991.
3. Васильев А.Н., Михайлин В.В., Овчинникова И.В. // Изв. АН СССР. 1985. 49, № 10. С. 2044.
4. Васильев А.Н., Михайлин В.В. Введение в спектроскопию твердого тела. М., 1986.

Поступила в редакцию  
23.10.98

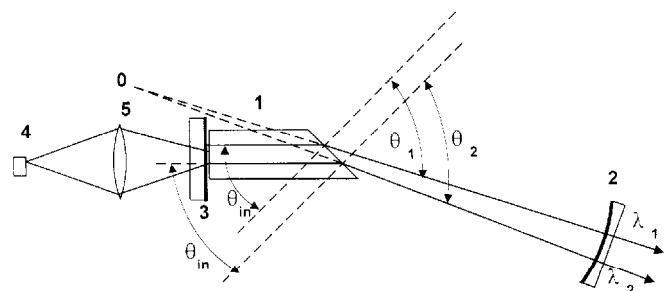


Рис. 1. Оптическая схема двухволнового лазера с дисперсионным резонатором: 1 — активный элемент, 2 — выходное дихроичное сферическое зеркало, 3 — входное дихроичное зеркало, 4 — лазер накачки, 5 — фокусирующая система, O — центр сферической поверхности выходного зеркала,  $\theta_{in}$  — угол падения,  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы преломления соответственно для лучей с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$

$R = 200$  мм имеет различные для двух волн коэффициенты отражения:  $R_1 = 97\%$  и  $R_2 = 82\%$  соответственно для длин волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Дихроичное зеркало 3 имеет высокие коэффициенты отражения (99%) на обеих длинах волн генерации и коэффициент пропускания  $T = 92\%$  на длине волны накачки.

Источником накачки служил аргоновый лазер 4, в излучении которого с помощью интерференционного фильтра выделялась линия с длиной волны  $\lambda = 0,5145$  мкм, лежащая в полосе поглощения ионов  $\text{Nd}^{3+}$ . Максимальная мощность пучка накачки после прохождения интерференционного фильтра составляла около 1,5 Вт. Луч аргонового лазера фокусировался линзой 5 с фокусным расстоянием 180 мм на передний торец активного элемента. Управление