

спектров поглощения сложных молекул, следует отметить, что данное допущение не всегда реализуемо. Поэтому рассмотрим, какое влияние на изучаемые нами процессы может оказать тот факт, что при возбуждении молекул донора некоторая часть световой энергии непосредственно поглощается молекулами акцептора (см. рис. 2,б и 2,в). Как видно из рис. 2,б и 2,в, с увеличением «самостоятельного» поглощения молекулы акцептора эффект влияния акцептора на поляризационные характеристики люминесценции донора снижается. Действительно, с ростом доли излучения, которое приводит к непосредственному возбуждению молекул акцептора, в возбужденном состоянии растёт доля молекул акцептора, которая получила энергию не от молекул донора в результате ПЭ, а в результате непосредственного возбуждения. Поэтому, поскольку, как мы полагали, взаимные ориентации молекулы донора и акцептора, входящих в состав бихромофора, между собой независимы, то после поглощения кванта света акцептором «включенной» окажется молекула донора бихромофора, ориентация которой по отношению к возбуждающему излучению хаотична. В результате, несмотря на квадратичную зависимость интенсивности флуоресценции бихромофора от интенсивности возбуждающего излучения, степень поляризации окажется меньше, чем если бы возбуждающее излучение не поглощалось акцептором.

1. Горбачевич С. К., Гулис И. М. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1. 1991. № 3. С. 26.

2. Сахарук С. А., Горбачевич С. К. // ЖПС. 1994. Т. 60. № 5—6. С. 416.

3. Ермолаев В. И., Бодунов Е. Н., Свешникова Е. Б., Шахвердов Т. А. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения. Л., 1977.

Поступила в редакцию 21.11.94.

УДК 535.37:530.182

О. Д. АСЕНЧИК, В. В. МОГИЛЬНЫЙ

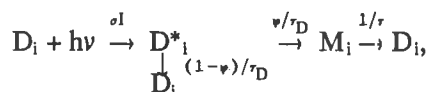
САМОМОДУЛЯЦИЯ МИГРАЦИИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ НАСЫЩЕНИИ

The ensemble of three-level absorbing nonmovable centers with saturated metastable states is considered under radiationless energy transfer processes. Migration slowing-down due to the metastable state saturation can not be explained by the decrease of average ground state population only. Another sufficient reason is selfinduced microscopic ordering in a form of compact groups. A pair correlation function is proposed to be used for the quantitative description of this phenomenon.

В работе [1] было указано на значительное отличие в характере насыщения трехуровневых донорных центров в неупорядоченных двухкомпонентных системах с миграционно-ускоренным тушением электронно-возбужденных состояний при наличии (вязкий раствор) и отсутствии (жесткий раствор) перемешивания компонентов. Различие связывалось с фотоиндуцируемой микроупорядоченностью взаимного расположения донорных центров в основном состоянии, модулирующей транспорт энергии электронного возбуждения и ее последующий захват акцепторами.

Целью настоящей работы является количественная оценка характеристик подобной микроупорядоченности в однокомпонентных системах с жесткозакрепленными поглощающими центрами, связанными безызлучательным переносом энергии электронного возбуждения в условиях самовоздействия, вызванного насыщением.

Примем следующую кинетическую схему, описывающую процессы создания возбуждения, его трансформацию и транспорт:



$$D^*_i + D_j \xrightarrow{w_{ij}} D_i + D^*_j.$$

Будем считать, что $\sigma I \ll \tau_D^{-1}$, $\sigma I \tau^{-1}$, $\tau_D \ll \tau$, т. е. существенного накопления центров в электронно-возбужденном состоянии D_i^* не происходит, а насыщение — результат заселения метастабильного состояния M_i ; индекс i обозначает номер выделенного центра. В этом случае кинетические уравнения, описывающие эволюцию населенностей $P_{D_i^*}(t)$ и $P_{D_i}(t)$ электронно-возбужденного и основного состояний i -го поглощающего центра, имеют вид:

$$\dot{P}_{D_i^*}(t) = \sigma I(t) P_{D_i}(t) - \sum_k^{N'} (w_{ik} P_{D_k}(t) P_{D_i^*}(t) - w_{ki} P_{D_i^*}(t) P_{D_k}(t)) - \frac{1}{\tau_D} P_{D_i^*}(t), \quad (1)$$

$$\dot{P}_{D_i}(t) = -\frac{\varphi}{\tau_D} P_{D_i} + \frac{1}{\tau} (1 - P_{D_i}(t)). \quad (2)$$

Здесь $P_{D_i^*}$ — стационарная населенность состояния D_i^* , $\sigma I(t)$ — скорость возбуждения i -го центра, w_{ik} — вероятность элементарного акта переноса от i -го центра к k -му, кроме того, $w_{ik} = w_{ki}$; N' — полное число поглощающих центров в рассматриваемом объеме V . В дальнейшем будем интересоваться динамикой транспорта возбуждения при установившемся распределении населенностей состояний D и M , т. е. $\dot{P}_{D_i}(t) = 0$. Тогда, усредняя (1), (2) по большому промежутку времени $T \gg \tau$, получим для стационарных населенностей выражения:

$$P_{D_i^*} \equiv \langle P_{D_i^*}(t) \rangle_T = J / (1 + \xi J),$$

$$P_{D_i} = 1 / (1 + \xi J),$$

где $\langle \dots \rangle_T$ — усреднение по T ; $J = \tau_D \langle \sigma I(t) \rangle_T$ — стационарная безразмерная скорость возбуждения системы; $\xi = \varphi \tau / \tau_D$.

С учетом вышесказанного, (1) переписывается в следующем виде:

$$P_{D_i^*}(t) = \int_0^t \frac{\sigma I(t')}{1 + \xi J} p_i(t - t') \exp\left(-\frac{t - t'}{\tau_D}\right) dt', \quad (3)$$

$$\dot{p}_i(t) = -\sum_k^N \frac{w_{ik}}{1 + \xi J} (p_i(t) - p_k(t)).$$

Уравнение (3) для $p_i(t)$ — общеизвестное линейное уравнение, отталкиваясь от которого и изучают транспорт возбуждений (например, [2]), с тем отличием, что вместо скоростей w необходимо использовать скорости $w/(1 + \xi J)$.

Усреднения уравнения (3) по пространственным реализациям взаимного расположения центров для получения наблюдаемых характеристик процесса переноса могут быть проведены различными способами [2, 3]. В методе непрерывных случайных блужданий ключевой величиной, через которую могут быть выражены все усредненные пространственно-временные распределения, является функция $\psi(r, t)$ — вероятность возбуждению сделать шаг длиной r в интервале времени от t до $t + dt$ [2, 4]. В случае диполь-дипольного переноса энергии, согласно [2] и учитывая (3), стационарное значение $\psi(r)$ задается выражениями:

$$\psi(r) = \bar{w}(r) \int_0^{+\infty} \exp(-\bar{w}(r)t) R(\bar{w}, t) dt, \quad (4)$$

$$\bar{w}(r) = \frac{1}{1 + \xi J} w(r) = \frac{1}{1 + \xi J} \frac{1}{\tau_D} \left(\frac{R_0}{r} \right)^6, \quad (5)$$

где $R(t)$ — «функция истечения» [2]; R_0 — критический радиус переноса. Функция $R(t)$ содержит информацию как о характере взаимодействия, приводящего к переносу, так и о характере пространственного расположения центров. Так, для неупорядоченного ансамбля [2]:

$$R(t) = \exp \left(-\gamma \sqrt{\frac{\pi t}{\tau_D}} \right), \quad (6)$$

где $\gamma = 4\pi R_0^3 c_0/3$, $c_0 = N/V$ — общая концентрация поглощающих центров. А если формально рассмотреть упорядоченное, трансляционно-инвариантное расположение центров, по которым осуществляется миграция, с той же концентрацией c_0 , то

$$R(t) = \exp \left(-\gamma \left(\frac{R_0}{r_0} \right)^3 \frac{t}{\tau_D} \right), \quad (7)$$

r_0 — постоянная решетки матрицы-носителя примесных центров.

С другой стороны, уравнение (3), описывающее миграцию в системе с насыщением, можно записать без замены $w_{ik} \rightarrow w_{ik}/(1 + \xi J)$, а путем модификации пределов суммирования $N \rightarrow N/(1 + \xi J)$, т. е. рассматривая миграцию по N' -центрам, находящимся в основном состоянии. Если бы взаимное расположение центров оставалось таким же, как и при $J \approx 0$, то функция распределения по длинам прыжков имела бы вид:

$$\psi_0(r) = w(r) \int_0^{+\infty} \exp(-w(r)t) R \left(\frac{C_0}{1 + \xi J}, t \right) dt. \quad (8)$$

Тогда функцию $\rho(r)$, определяемую из

$$\psi(r) = \rho(r) \psi_0(r), \quad (9)$$

опираясь на физическую интерпретацию $\psi(r)$, можно рассматривать как количественную характеристику вероятности найти центр в основном состоянии на расстоянии r от выделенного центра — условие, необходимое для совершения прыжка. Приведенные ниже расчеты показывают, что $\rho(r)$, которую назовем функцией парных корреляций, равна 1 только при $r \rightarrow \infty$.

Соответственно, используя (6) и (7) совместно с (4), (5), (8), (9), получим выражения для функции $\rho(r)$ в случаях начально неупорядоченного (10) и упорядоченного (11) ансамблей:

$$\rho(r) = (1 + \xi J) (1 - f(z)) / \left(1 - f \left(z (1 + \xi J)^{-\frac{3}{2}} \right) \right), \quad (10)$$

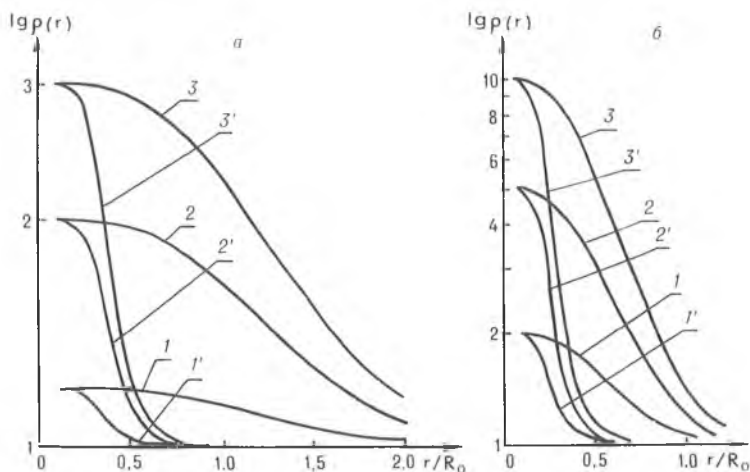
$$f(z) = \sqrt{\pi} z \exp(z^2) \operatorname{erfc}(z),$$

$$z = \sqrt{\pi} \gamma r^3 / 2,$$

$$\rho(r) = 1 + \xi J / (1 + y^6), \quad (11)$$

$$y = \gamma^{\frac{1}{6}} \frac{r}{\sqrt{r_0 R_0}}.$$

На рисунке приведены результаты расчетов по формулам (10), (11), демонстрирующие возрастание $\rho(r)$ в ограниченном интервале r с развитием насыщения, которое в рамках изложенного подхода можно интерпретировать как фотоиндуцируемое зарождение компактных групп центров в основном состоянии. Причем исходная упорядоченность системы оказывает существенное влияние на размер этих групп.



Вид функции парных корреляций $\rho(r/R_0)$ при различных интенсивностях J стационарного возбуждения. Значения использованных параметров:

а) $\gamma = 0.5$, $r_0 = 0.1R_0$, кривым 1, 2, 3 соответствует $J = 0.2, 1, 2$; б) $\gamma = 5$, $r_0 = 0.1R_0$, кривым 1, 2, 3 соответствует $J = 1, 4, 9$. Номера без штриха — случай неупорядоченного ансамбля, со штрихом — упорядоченного

1. Асенчик О. Д., Могильный В. В. // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77. Вып. 2. С. 260.
2. Бурштейн А. И. // Успехи физ. наук. 1984. Т. 143. Вып. 4. С. 10.
3. Бодунов Е. Н. // Оптика и спектроскопия. 1993. Т. 74. Вып. 3. С. 518.
4. Klafter J., Blumen A., Shlesinger M. F. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. № 7. P. 3081.

Поступила в редакцию 14.11.94.

УДК 534. 42:534.8

Г. В. КУЛАК

СОЛИТОНЫ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ В ПЛАНАРНЫХ И ВОЛОКОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ НИОБАТА ЛИТИЯ

The peculiarities of formation parametrically coupled solitary states, developing via codirectional acoustooptical interaction, of the orthogonally polarized optical modes of planar — and fiber-optic waveguides made on the bases lithium niobate crystals is considered. The influence of the acoustical attenuation and group duration of light pulses on the specific features of the acoustooptical diffraction are studied.

Для создания высокоскоростных оптических систем обработки информации предлагалось использовать последовательности пикосекундных оптических импульсов с малой скважностью [1]. Однако формирование таких последовательностей сверхкоротких импульсов является сложной технической задачей. В ряде работ предполагалось кодировать короткие оптические импульсы, следующие с большой скважностью, а затем осуществлять их уплотнение электронными методами. В этом случае возникает проблема жесткой синхронизации оптико-электронной системы (состоящей из большого числа оптических элементов) вследствие вероятности смещения разрядов разных чисел.

Для ослабления требований к синхронизации оптической системы предложено использовать плотные кодовые посылки информационной емкостью 10^3 бит и уплотнение самих этих посылок [2]. В этом случае