

УДК 535.34

Г. Г. Демирханян<sup>1,2</sup>, Э. П. Коканян<sup>1,2</sup>, М. Айлерн<sup>1</sup>, Г. Риннерт<sup>4</sup>

Нерезонансное перераспределение энергии электронного возбуждения в  
 $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$

(Представлено академиком Э.М. Казаряном 18/IV 2011)

*Ключевые слова: ниобат лития, редкоземельные ионы, безызлучательное перераспределение энергии*

1. Введение. Как известно, процессы безызлучательного перераспределения энергии электронного возбуждения (БПЭВ) в примесной подсистеме, наиболее простым проявлением которых являются концентрационное тушение и сенсбилизация люминесценции, миграция и кросс-релаксация энергии возбуждения, оказывают существенное влияние на спектроскопические и лазерные характеристики кристаллов, легированных редкоземельными (РЗ) ионами. В определенных ситуациях, при сильно неоднородном распределении примесных ионов в матрице кристалла, БПЭВ может стать причиной пленения электронного возбуждения [1-4]. Все эти явления оказывают ощутимое, а в некоторых случаях и определяющее, влияние на динамику заселения и расселения лазерных уровней. При исследовании процессов БПЭВ в примесных кристаллах возникают две представляющие самостоятельный интерес задачи: вычисление вероятностей элементарных актов БПЭВ и определение их температурных и концентрационных зависимостей; выявление степени их влияния на спектроскопические и лазерные характеристики исследуемых материалов.

Первая удовлетворительная теория резонансного БПЭВ, индуцированного электрическим диполь-дипольным взаимодействием примесных ионов в конденсированной среде, построена Фёрстером и впоследствии обобщена Декстером для электрического мультиполь-мультипольного (ММ) и обменного взаимодействий (ОВ) [5]. В дальнейшем теория БПЭВ в примесных кристаллах

развивалась и совершенствовалась как в направлении исследования механизмов БПЭВ, в том числе с учетом штарковской структуры оптического спектра примесных ионов, так и разработки методов суммирования вероятностей элементарных актов БПЭВ по примесной подсистеме [5-7].

При рассмотрении элементарного акта БПЭВ от одного примесного иона (донора) к другому (акцептору) различают резонансные и нерезонансные механизмы, имеющие существенно отличные температурные зависимости. В первом случае энергия возбуждения донора полностью передается акцептору, а во втором часть энергии возбуждения донора переходит в энергетический (например, фононный) резервуар решетки или, наоборот, дефицит энергии возбуждения донора дополняется из фононного резервуара. В кристаллах, легированных  $R_3^{1+}$  ионами, нерезонансные (однофононные) процессы БПЭВ могут протекать достаточно эффективно, поскольку отдаленность соседних штарковских уровней в мультиплетной группе спектра  $R_3^{1+}$  иона, как правило, не превосходит энергию дебаевского фонона решетки, вследствие чего возникает множество каналов нерезонансного БПЭВ. В любом случае вероятность БПЭВ пропорциональна интегралу перекрытия  $g(\Delta)$  спектров поглощения акцептора и излучения донора, посредством которого и определяется температурная зависимость вероятности переноса. Так, для резонансных механизмов в случае лоренцевского контура спектральных линий  $g(\Delta)$  имеет вид [8]

$$g_{res}(\Delta) = \frac{1}{\pi} \times \frac{(\Gamma_{i_d f_d} + \Gamma_{i_a f_a}) \left[ (\Gamma_{i_d f_d} - \Gamma_{i_a f_a})^2 + \Delta^2 \right]}{\Delta^4 + 2\Delta^2 (\Gamma_{i_d f_d}^2 + \Gamma_{i_a f_a}^2) + (\Gamma_{i_d f_d}^2 - \Gamma_{i_a f_a}^2)^2}, \quad (1)$$

где  $\Delta$  – лежащая в пределах ширины линии расстройка резонанса,  $\Gamma$  – температурно-зависимая однородная ширина соответствующей спектральной линии. В случае нерезонансного БПЭВ температурная зависимость определяется функцией распределения фононных состояний. Так, для нерезонансного БПЭВ с поглощением одного кристаллического фонона  $g(\Delta) \sim [\exp(\hbar\Delta/kT) - 1]^{-1}$ , а для процессов с излучением одного фонона решетки  $g(\Delta) \sim 1 + [\exp(\hbar\Delta/kT) - 1]^{-1}$  ( $\hbar$  – постоянная Планка,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура).

В настоящей статье на основе детального вычисления межштарковских матричных элементов рассчитаны вероятности элементарных актов нерезонансных однофононных процессов БПЭВ, индуцированных ММ и косвенным диполь-дипольным (КДД) взаимодействиями примесных ионов в

кристалле  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ .

2. **Нерезонансное ММ БПЭВ.** Легированные  $\text{PZ}^{3+}$  ионами диэлектрические кристаллы можно подразделить на две слабо взаимодействующие подсистемы: кристаллическую решетку и находящиеся в переменном КП примесные ионы. Гамильтониан такой системы с учетом кулоновского взаимодействия оптического электрона примесного иона с остальными ионами решетки и с оптическим электроном другого примесного иона, находящегося на расстоянии  $R$  от первого в представлении вторичного квантования, можно записать в виде

$$\hat{H} = \sum_{\nu} \varepsilon_{\nu} \hat{a}_{\nu}^{\dagger} \hat{a}_{\nu} + \sum_{\alpha} \hbar \omega_{\alpha} \hat{b}_{\alpha}^{\dagger} \hat{b}_{\alpha} + \hat{H}_{\mu\mu}, \quad (2)$$

где первые два члена представляют, соответственно, энергию примесного иона в статическом КП и энергию кристаллических фононов:  $\hat{a}_{\nu}$  и  $\hat{a}_{\nu}^{\dagger}$  ( $\hat{b}_{\alpha}$  и  $\hat{b}_{\alpha}^{\dagger}$ ) – соответственно, электронные (фононные) операторы уничтожения и рождения.  $\alpha$  – номер волнового вектора и ветвь фонона,  $\omega_{\alpha}$  – частота фонона типа  $\alpha$ ,  $\nu$  – электронные состояния примесного иона,  $\hat{H}_{\mu\mu}$  – гамильтониан ММ взаимодействия примесных ионов, разложение которого по степеням относительных смещений ( $|\Delta u|$ ) ядер примесных ионов в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\hat{H}_{\mu\mu} = \sum_{\nu, \nu'} \sum_{\lambda, \lambda'} C(\nu, \nu') C(\lambda, \lambda') \hat{a}_{\nu}^{\dagger} \hat{a}_{\nu'} \hat{a}_{\lambda}^{\dagger} \hat{a}_{\lambda'} + \\ + \sum_n \sum_{\nu, \nu'} \sum_{\lambda, \lambda'} C_{\alpha_1, \dots, \alpha_n}^{(n)}(\nu, \nu') \cdot C_{\alpha_1, \dots, \alpha_n}^{(n)}(\lambda, \lambda') \hat{a}_{\nu}^{\dagger} \hat{a}_{\nu'} \hat{a}_{\lambda}^{\dagger} \hat{a}_{\lambda'} (\hat{b}_{\alpha_1}^{\dagger} + \hat{b}_{\alpha_1}) \dots (\hat{b}_{\alpha_n}^{\dagger} + \hat{b}_{\alpha_n}) \quad (3)$$

Тогда в первом порядке теории возмущений по фононным операторам для вероятности нерезонансной прямой ММ передачи энергии в донор-акцепторной паре получим

$$W_{\mu\mu}^{(\pm)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha} |C_{\alpha}^{(1)}(i_d, f_d) C_{\alpha}^{(1)}(i_a, f_a)|^2 \binom{n_{\alpha}}{1+n_{\alpha}} \delta(\varepsilon_{i_d f_d} - \varepsilon_{i_a f_a} \mp \hbar \omega_{\alpha}), \quad (4)$$

где  $n_{\alpha} = [\exp(\hbar \omega_{\alpha} / kT) - 1]^{-1}$  – среднее число фононов типа  $\alpha$ , знаки “-” и “+” соответствуют процессам, сопровождающимся поглощением и испусканием одного фонона, соответственно. В длинноволновом приближении для колебаний решетки амплитуда вероятности перехода определяется выражением [9]

$$C_n^{(1)}(\nu', \nu) \cdot C_n^{(1)}(\lambda', \lambda) = \sum_{l_1 m_1} \sum_{l_2 m_2} \frac{4\pi e^2}{R^{2(l_1+l_2+1)}} \times \sqrt{\frac{2\pi \hbar \omega_\alpha}{3Mv_\alpha^2}} \times Y_{10}(\vartheta_k, \varphi_k) \sin \delta_\alpha \times \\ \times F_{l_1 l_2 m_1 m_2}^{(1)}(\vartheta, \varphi) \langle \nu' | D_{l_1 m_1}(d) | \nu \rangle \langle \lambda' | D_{l_2 m_2}(a) | \lambda \rangle, \quad (5)$$

где

$$F_{l_1 l_2 m_1 m_2}^{(1)}(\vartheta, \varphi) = (-1)^{l_1+l_2} \left[ \frac{4\pi [(l_1+l_2+1)]^2}{3(2l_1+2l_2+1)(2l_1+1)(2l_2+1)} \right] Y_{1-(m_1+m_2)}(\vartheta, \varphi) \times \\ \times \left[ \frac{1}{(l_1+m_1)!(l_1-m_1)!(l_2+m_2)!(l_2-m_2)!(1+m_1+m_2)!(1-m_1-m_2)!} \right]^2, \quad (6)$$

$e$  – заряд электрона,  $M$  – масса кристалла,  $v_\alpha$  – скорость фононов типа  $\alpha$ ,  $\delta_\alpha$  – случайная фаза колебаний,  $(\vartheta_k, \varphi_k)$  – сферические координаты волнового вектора фонона,  $(\vartheta, \varphi)$  – сферические координаты вектора  $\Delta \vec{U}$  – смещения ядер примесных ионов из положений равновесия (для продольных колебаний  $(\vartheta, \varphi) = (\vartheta_k, \varphi_k)$ ),  $D_{lm}(d) = \sum_l r_l^l(d) Y_{lm}(\theta_{dl}, \varphi_{dl})$  и  $D_{lm}(a) = \sum_l r_l^l(a) Y_{lm}(\theta_{al}, \varphi_{al})$  –

полные электрические моменты оптических электронов донора и акцептора (суммирование ведется по всем эквивалентным электронам). Подставляя (5) в (4) и после интегрирования по фононным состояниям (в рамках приближения Дебая с учетом только продольных акустических колебаний решетки) проводя усреднение по направлениям волнового вектора фонона, для вероятности элементарного акта нерезонансной ММ передачи энергии получим

$$W_{MM}^{(\pm)} = \frac{90 \cdot 64\pi e^4}{\rho v_\alpha^5 R^{2(l_1+l_2+1)}} \frac{1}{(2l_1+2l_2+1)(2l_1+1)(2l_2+1)} G_\pm \times \\ \times \sum_{m_1 m_2} \frac{\{\delta_{m_1+m_2, -1} + 6 \cdot \delta_{m_1+m_2, 0} + \delta_{m_1+m_2, 1}\}}{(l_1+m_1)!(l_1-m_1)!(l_2+m_2)!(l_2-m_2)!} \left| \langle f_d | D_{l_1 m_1} | i_d \rangle \langle f_a | D_{l_2 m_2} | i_a \rangle \right|^2, \quad (7)$$

где  $\rho$  – плотность кристалла,  $R$  – расстояние между донором и акцептором,  $v_\alpha$  – средняя скорость акустических волн в кристалле. Отметим, что из (7) при  $l_1 = l_2 = 1$  формально получается выражение вероятности нерезонансного БГЭВ, индуцированного КДД переходами:

$$W_{ind}^{(\pm)} = \frac{128 \cdot \pi e^4}{\rho v_\alpha^5 R^6} G_\pm \sum_{m_1 m_2} \frac{1}{(1+m_1)!(1-m_1)!(1+m_2)!(1-m_2)!} \times \\ \times \{\delta_{m_1+m_2, -1} + 6\delta_{m_1+m_2, 0} + \delta_{m_1+m_2, 1}\} \left| \langle f_d | D_{1 m_1} | i_d \rangle \langle f_a | D_{1 m_2} | i_a \rangle \right|^2. \quad (8)$$

Входящие в (8) матричные элементы КДД переходов можно вычислить по формулам, приведенным в [10]. Однако процедура расчета существенно

упростится, если матричный элемент КДД перехода заменить средним значением согласно формуле

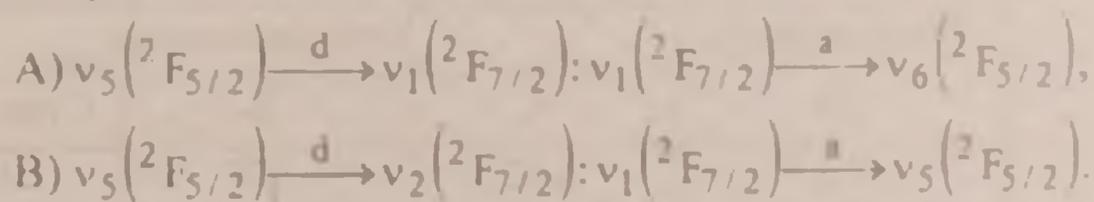
$$\left| \langle f | D_{1m} | i \rangle \right|^2 = \frac{1}{3} \sum_{m=-1}^1 \left| \langle f | D_{1m} | i \rangle \right|^2 = \frac{1}{3} \sum_i \Omega_i A_i(i \rightarrow f) \left| \langle J_f \| U_1 \| J_i \rangle \right|^2,$$

где  $\Omega_i$  – параметры Джадда-Офельта, коэффициенты  $A_i(i \rightarrow f)$  определяют распределение интенсивности по штарковским состояниям [9,10]. Тогда вероятность КДД механизма выразится через силы линий переходов  $S^{(idd)}(i \rightarrow f)$  в донорном и акцепторном ионах:

$$W_{idd}^{(\pm)} = \frac{11 \times 128 \pi e^4}{9 \rho v_o^5 R^6} \times S^{(idd)}(i_d \rightarrow f_d) \times S^{(idd)}(i_a \rightarrow f_a) \times G_{\pm}. \quad (9)$$

Отметим, что усреднение выражений (7) и (9) по штарковским состояниям приводит к соответствующим формулам, полученным в [6].

**3. Нерезонансное БПЭВ в  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ .** Схема энергетических уровней иона  $\text{Yb}^{3+}$  в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  (LN) и соответствующие волновые функции в JM представлении, определенные диагонализацией потенциала кристаллического поля с точечной симметрией  $C_{3v}$  [9], приведены на рис.1. Видно, что первые возбужденные подуровни  $v_2$  и  $v_6$  мультиплетов  ${}^2F_{7/2}$  и  ${}^2F_{5/2}$  достаточно отдалены от соответствующих основных подуровней  $v_1$  и  $v_5$ . Поэтому можно считать, что в начальный момент времени после селективного возбуждения донорный ион находится в состоянии  $v_5$ , а акцепторный ион – в основном состоянии  $v_1$ . Таким образом, возможны нерезонансные процессы БПЭВ с поглощением фонона и, поскольку энергия дебаевского фонона кристалла LN равна  $350 \text{ см}^{-1}$  ( $T_D = 503 \text{ К}$  [11]), то эти процессы могут протекать по схемам:



Из правил отбора следует, что процессы БПЭВ индуцируются квадруполь-квадрупольными (КК) ( $l_1 = l_2 = 2$ ) и КДД переходами, вероятности которых определяются формулами (7) и (9), соответственно. Таким образом, применяя теорему Вигнера – Экарта и используя значение приведенного матричного элемента  $\langle 7/2 \| U_2 \| 5/2 \rangle = \sqrt{6}/7$ , выражение (7) можно преобразовать к виду

$$W_{qq} = \frac{32 e^4}{15 \times 49 \hbar \pi \rho v_0^5} \times \frac{\left(\frac{2}{r_{Yb}}\right)^4}{R^{10}} \times \frac{\Delta^3}{\exp(\hbar \Delta / kT) - 1} \times |A_{qq}|^2, \quad (10)$$

где

$$|A_{qq}|^2 = \sum_{m_1, m_2} \frac{1}{(2-m_1)!(2+m_1)!(2-m_2)!(2+m_2)!} \times \{ \delta_{m_1+m_2, -1} + 6\delta_{m_1+m_2, 0} + \delta_{m_1+m_2, 1} \} \times \sum_{M_1, M_2} \sum_{M_1', M_2'} b_{J_1, M_1, M_1'}^* b_{J_1, M_1, M_1'} b_{J_2, M_2, M_2'}^* b_{J_2, M_2, M_2'} C_{J_1, M_1, 2m_1}^{J_1, M_1'} C_{J_2, M_2, 2m_2}^{J_2, M_2'} \quad (11)$$

Здесь  $C_{l, m}^{JM}$  — коэффициенты Клебша — Гордана.  $b_{JM}$  — числовые коэффициенты в волновых функциях штарковских состояний (рис.1). Проводя вычисления и используя значения параметров [9,11,12]:  $\rho = 4.612 \text{ г/см}^3$ ,  $\frac{2}{r_{Yb}} = 0.613 \text{ а.е.}$ ,  $v_0 = 7.05 \times 10^5 \text{ см/с}$ ,  $\Omega_1 = 1.3 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_2 = 2.98 \times 10^{-20} \text{ см}^2$ ,  $\Omega_3 \approx 0$  для вероятностей элементарных актов КК механизма получим:

$$A) \quad W_{qq}(Yb - Yb) = 5.05 \times 10^9 \frac{1}{\exp(384.5 \text{ Т}) - 1} \times \frac{1}{R_A^{10}} \text{ с}^{-1}, \quad (12)$$

$$B) \quad W_{qq}(Yb - Yb) = 4.39 \times 10^9 \frac{1}{\exp(436.9 \text{ Т}) - 1} \times \frac{1}{R_A^{10}} \text{ с}^{-1}, \quad (13)$$

а для КДД механизма —

$$A) \quad W_{idd}(Yb - Yb) = 1.2 \times 10^9 \frac{1}{\exp(384.5 \text{ Т}) - 1} \times \frac{1}{R_A^6} \text{ с}^{-1}, \quad (14)$$

$$B) \quad W_{idd}(Yb - Yb) = 2.5 \times 10^9 \frac{1}{\exp(436.9 \text{ Т}) - 1} \times \frac{1}{R_A^6} \text{ с}^{-1}. \quad (15)$$

#### Критические радиусы и вероятности элементарных актов БПЭВ в $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$

Механизмы БПЭВ		Канал БПЭВ			
		Резонансного [9]	Нерезонансного		
			А	В	Суммарный
КК	$R_c, \text{ \AA}$	8.2	4.12	3.97	4.34
	${}^a W_{d-a}, \text{ с}^{-1}$	$1.51 \cdot 10^6$	$1.85 \cdot 10^3$	$1.27 \cdot 10^3$	$3.12 \cdot 10^3$
КДД	$R_c, \text{ \AA}$	7.9	8.34	9.06	9.80
	${}^a W_{d-a}, \text{ с}^{-1}$	$8.37 \cdot 10^4$	$1.13 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$	$1.85 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$	$2.98 \cdot 10^5$
ОВ [13]	$R_c, \text{ \AA}$	4.1	3.29	3.44	3.45
	${}^a W_{d-a}, \text{ с}^{-1}$	$3.34 \cdot 10^3$	$7 \cdot 10^3$	0.1	~0.1

<sup>a</sup> Вероятность элементарного акта БПЭВ при  $R_{d-a} = 4 \text{ \AA}$

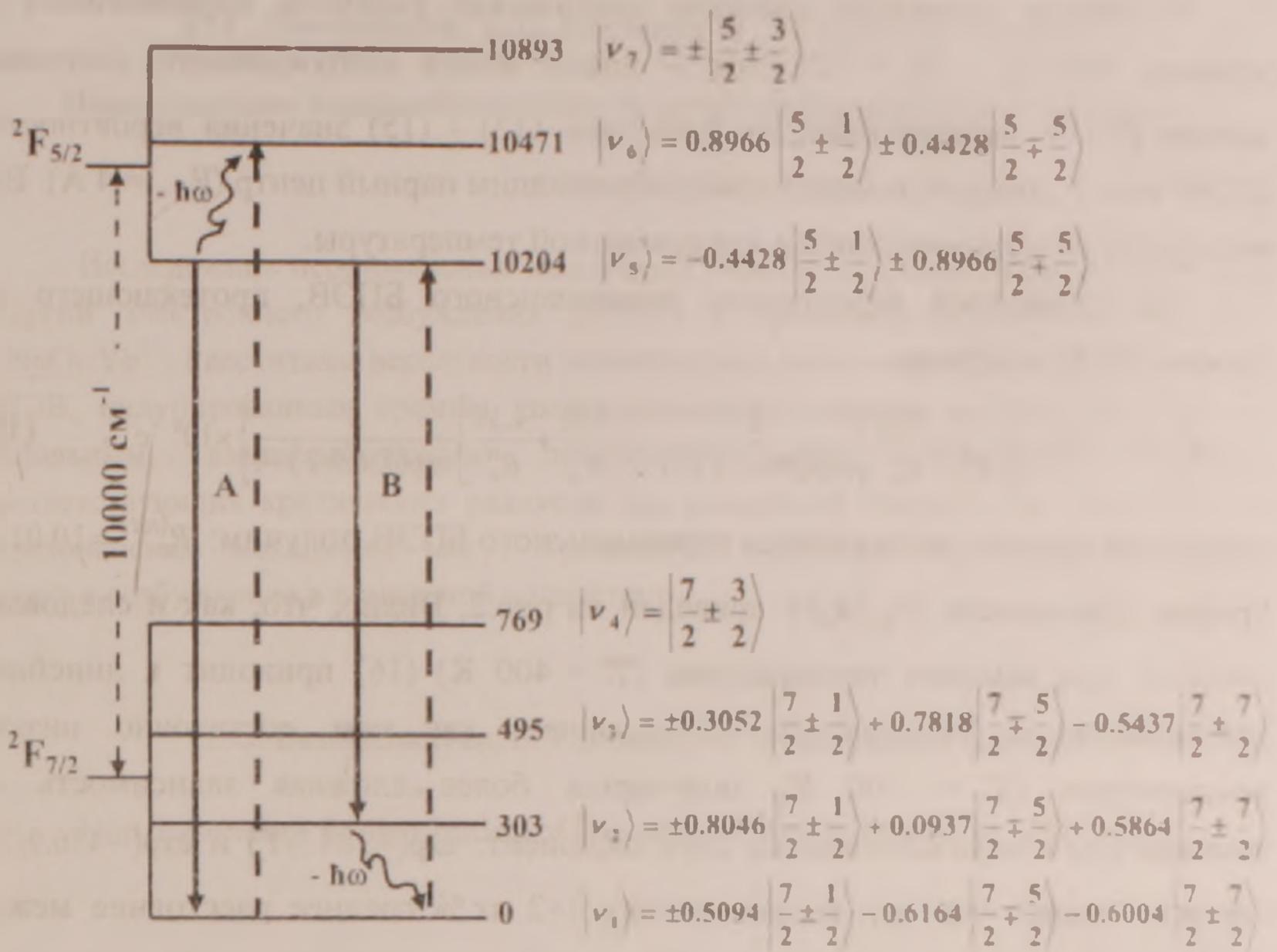


Рис. 1. Энергии (в  $\text{cm}^{-1}$ ) и волновые функции штарковских состояний иона  $\text{Yb}^{3+}$  в  $\text{LiNbO}_3$ .

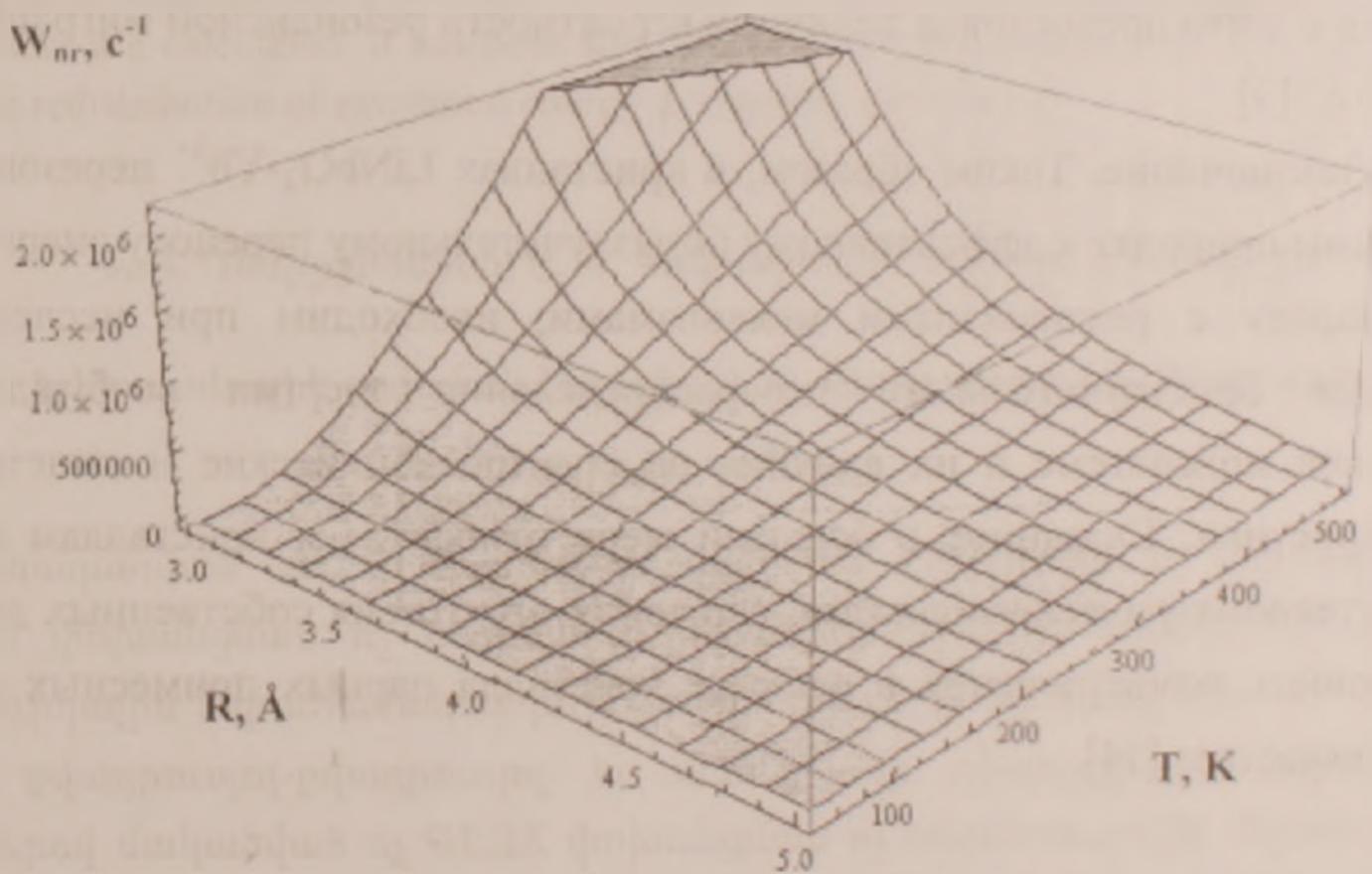


Рис. 2. Зависимость вероятности элементарного акта нерезонансного БПЭВ от температуры и расстояния между донором и акцептором

В таблице приведены значения критических радиусов, определенные из условия  $W(R_c)\tau=1$  ( $\tau = 728.2$  мкс – время жизни возбужденного состояния донора [9]), и рассчитанные по формулам (12) - (15) значения вероятностей БПЭВ между донором и акцептором, образующим парный центр ( $R_{d..} = 4$  Å). Все численные расчеты выполнены для комнатной температуры.

Для суммарной вероятности нерезонансного БПЭВ, протекающего по схемам А и В, получим

$$W_{nr}(Yb - Yb) = \left\{ \left[ \frac{1.2}{R_d^6} + \frac{5.05}{R_d^{10}} \right] \frac{1}{\exp(384.5/T) - 1} + \left[ \frac{3.02}{R_d^6} + \frac{4.39}{R_d^{10}} \right] \frac{1}{\exp(436.9/T) - 1} \right\} \times 10^9 \text{ c}^{-1}, \quad (16)$$

откуда для критического радиуса нерезонансного БПЭВ получим:  $R_c^{(tot)} = 10.01$  Å.

График зависимости  $W_{nr}(R, T)$  приведен на рис.2. Видно, что, как и следовало ожидать, при высоких температурах ( $T > 400$  К) (16) приводит к линейной зависимости от температуры, в то время как при достаточно низких температурах ( $T < 100$  К) получается более сложная зависимость от температуры в виде комбинации двух экспонент:  $\exp(-384.5/T)$  и  $\exp(-436.9/T)$ . Отметим также, что при концентрациях 1÷2 ат.% среднее расстояние между примесными ионами (в предположении их равномерного распределения в матрице кристалла ниобата лития) равно 14 - 18 Å. Для этих расстояний вероятность нерезонансной миграции при  $T=300$  К согласно (16) равна  $W_{nr} = (180 - 50) \text{ c}^{-1}$ , что превосходит величину вероятности резонансной миграции  $W_r = (40 - 10) \text{ c}^{-1}$  [9].

**4. Заключение.** Таким образом, в кристаллах  $\text{LiNbO}_3\text{-Yb}^{3+}$  нерезонансные механизмы приводят к эффективному безызлучательному переносу энергии и их учет, наряду с резонансными механизмами, необходим при исследовании процессов безызлучательного перераспределения энергии возбуждения в примесной подсистеме и их влияния на спектроскопические и кинетические характеристики. Сказанное в большей мере относится к кристаллам ниобата лития стехиометрического состава, где ввиду отсутствия собственных дефектов возможность возникновения в решетке кристалла парных примесных центров резко возрастает [14].

<sup>1</sup> Институт физических исследований НАН РА

<sup>2</sup> Армянский государственный педагогический университет им. Х. Абовяна

<sup>3</sup> ЛМОПС, Университет Паул Верлан Мец и Супелек

<sup>4</sup> Институт Жан Ламур, Университет Нанси, УПВМ. CNRS

Գ. Գ. Демирханян, Э. П. Коканян, М. Айлерн, Г. Риннерт

Нерезонансное перераспределение энергии электронного возбуждения в

$\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$

Исследованы нерезонансные механизмы безызлучательного перераспределения энергии электронного возбуждения (БПЭВ) в примесной подсистеме кристалла  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ . Рассчитаны вероятности элементарных актов нерезонансных механизмов БПЭВ, индуцированных прямым квадруполь-квадрупольным и косвенным диполь-дипольным взаимодействиями примесных ионов, определены значения соответствующих критических радиусов при комнатной температуре. Показано, что нерезонансные механизмы могут привести к эффективному перераспределению энергии возбуждения в примесной подсистеме.

G. G. Demirkhanyan, E. P. Kokanyan, M. Aillerie, H. Rinnert

Non-Resonance Redistribution of Electron Excitation Energy in  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$

Non-resonance mechanisms of non-radiative transfer of electronic excitation energy (NEET) in impurity subsystem of  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$  crystal, are investigated. The elementary act probabilities of non-resonance NEET induced by direct quadrupole-quadrupole and indirect dipole-dipole interactions between  $\text{Yb}^{3+}$  ions, as well corresponding critical radii at room temperature are calculated. It has been shown, that non-resonance mechanisms can lead to an effective redistribution of excitation energy in impurity subsystem.

Գ. Գ. Դեմիրխանյան, Է. Պ. Կոկանյան, Մ. Այլերի, Հ. Ռիններտ

Էլեկտրոնային գրգռման էներգիայի ոչ ճառագայթային վերաբաշխումը

$\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ -ում

Հետազոտված են էլեկտրոնային գրգռման էներգիայի ոչ ճառագայթային (ԳԷՈՃ) փոխանցման ոչ ռեզոնանսային մեխանիզմները  $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$  բյուրեղի խառնուրդային ենթահամակարգում: Հաշվարկված են միմյանց հետ  $\text{Yb}^{3+}$  իոնների ուղիղ քվադրուպոլ-քվադրուպոլ եւ անուղղակի դիպոլ-դիպոլ փոխազդեցություններով մակաձված ոչ ԳԷՈՃ փոխանցման ոչ ռեզոնանսային մեխանիզմների տարրական ակտերի հավանականությունները, որոշված են նրանց կրիտիկական շառավիղները սենյակային ջերմաստիճաններում: Ցույց է տրված, որ ոչ ռեզոնանսային մեխանիզմները կարող են հանգեցնել խառնուրդային ենթահամակարգում գրգռման էներգիայի արդյունավետ վերաբաշխմանը:

## Литература

1. *Demirkhanyan G. G., Kostanyan R. B.* – Phys. Rev. 2008. V. 77 N 9. P. 094305 – 094311.
2. *Demirkhanyan G. G., Demirkhanyan H. G., Kostanyan R. B.* – J. of Cont. Phys. (Arm. Ac. of Sci.), 2010. V. 45. N 5. P. 215–220.
3. *Demirkhanyan G. G., Demirkhanyan H. G., Kostanyan R. B.* – Armenian J. of Phys. 2010. V. 3 N 3. P. 263-271.
4. *Babajanyan V. G., Demirkhanyan G. G., Gruher J. B., Kokanyan E. P., Kostanyan R. B., Zandi B.* – Laser Phys. 2005. V. 15. N 11. P. 1150 – 1156.
5. *Агранович В. М., Галанин М. Д.* – Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М. Наука. 1978. 378 с.
6. *Kushida T.* – J. of Soc. of Japan. 1973. V.34 № 5 P. 1318-1326.
7. *Сафарян Ф. П., Демирханян Г. Г.* – ЖЭТФ. 1984. Т. 86 № 6 С. 2170 – 2178.
8. *Демирханян Г. Г., Сафарян Ф. П.* – ДАН АрмССР. 1986. Т.82. №4. С. 180 –183.
9. *Демирханян Г.Г.* – Количественная теория оптических спектров редкоземельных ионов в лазерных кристаллах. Докт. дис. 2008. 255 с.
10. *Demirkhanyan G. G., Kostanyan R. B.* – Proc. SPIE. 2010. V. 7998, 799805; doi: 10.1117/12890880.
11. *Кузьминов С.* Электро-оптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. Т. 1. М. Наука. 1987. 256 с.
12. *Абрагам А., Блунд Б.* – Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. М. Мир. 1973. 483 с.
13. *Демирханян Г. Г.* – Сб. тр. конф. ЛФ-2006. Аштарак. 2007. С. 5 – 8.
14. *Malovichko G., Bratus V., Grachev V., Kokanyan E. P.* – Phys. Stat. Sol. (b). 2009 V. 246. Issue 1. P. 215-225.