УДК 535.341

# К ТЕОРИИ ОБМЕННОЙ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ И КУЛОНОВ-СКОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ПРИМЕСНЫМИ ИОНАМИ В КРИСТАЛЛАХ

Г. Г. ДЕМИРХАНЯН, Ф. П. САФАРЯН Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 мая 1982 г.) После переработки — 20 мая 1983 г.)

На основе детального вычисления матричных элементов мультипольного и электрон-фононного взаимодействий найдены вероятности обменных механизмов передачи энергии электронного возбуждения между двумя T,  $^3+$ -ионами, индуцированных электрон-фононным и кулоновским взаимодействиями. Показано, что в кристаллической системе  $VA\Gamma - Nd^{5+}$  из рассматриваемых механизмов в процессе переноса элергии более существенную роль играет резонансный электрон-фононный (ЭФ) механизм, который может привести к передаче энергии на расстояниях до 0,67 нм между двумя ионами  $Nd^{3+}$ . Приведен график зависимости вероятности резонансной ЭФ передачи энергии от расстояния R между двумя ионами  $Nd^{3+}$  для различных температур.

### 1. Введение

Известно, что исследование явлений температурного тушения и сенсибилизации люминесценции, играющих существенную роль в процессе стимулированного излучения лазерных кристаллов, сводится к изучению элементарного акта передачи энергии электронного возбуждения между двумя примесными ионами.

Передача энергии может индуцироваться как прямым кулоновским взаимодействием между оптическими электронами двух примесных ионов, так и взаимодействием этих электронов через фононы решетки [1]. Как известно, в обоих случаях передача энергии может осуществляться двумя механизмами: 1) обменным, который существенен при малых расстояниях между ионами; 2) индуктивным, который может быть эффективным на сравнительно больших расстояниях в случае, когда он индуцируется диполь-дипольным взаимодействием (см. [2] и указанные там работы). Однажо в рассматриваемом здесь случае передачи энергии между трехвалентными ионами редкоземельных элементов ( $Tr^{3+}$ -ионами) дипольные переходы между уровнями 4f-конфигурации, как известно, запрещены правилом четности. Что касается передачи энергии, индуцированной мультипольными взаимодействиями более высоких порядков (квадрупольным и т. д.), то, как показывают вычисления, они являются, как и обменная передача, короткодействующими.

Таким образом, в активированных Тг3+-ионами кристаллах все механизмы передачи энергии являются как-будто короткодействующими. Но эксперимент показывает, что во многих кристаллах (например,  $VA\Gamma -Nd^{3+}$ ,  $Al_{2}O_{3}$ — $Cr^{3+}$  и т. п.), где концентрационное тушение наступает при малых содержаниях примесных ионов, передача энергии заведомо является дальнодействующей. Для объяснения явления передачи энергии в таких кристаллах предложен механизм дальнодействующей передачи, основанный на теории вынужденных дипольных переходов. Джадда и Офелта [3]. Однако справедливость такого механизма невозможно обосновать никакими количественными расчетами, поскольку они связаны с непреодолимыми трудностями. Кроме того, в последнее время синтезировано большое количество так называемых «концентрированных» кристаллов. в которых характерная для Тг 3+-ионов люминесценция не претерпевает заметного изменения даже при очень больших концентрациях активных ионов (см., например, [4] и указанные там работы). Все вышеприведенные аргументы свидетельствуют о том, что в «концентрированных» кристаллах механизм вынужденной диполь-дипольной передачи энергии не является эффективным и в процессе передачи энергии в таких кристаллах существенную роль играют короткодействующие механизмы.

В настоящей работе мы проводим количественные вычисления вероятностей обменных переносов энергии, индуцированных как кулоновским, так и электрон-фононным взаимодействиями (ЭФВ). Будет вычислена также вероятность обменной нерезонансной электрон-фононной (ЭФ) передачи энергии\*. В качестве иллюстрации нами выбрана кристаллическая система  $VA\Gamma - Nd^{3+}$ , для которой проводятся все количественные расчеты. Аналогиченые вычисления нетрудно распространить и на другие кристаллические системы, активированные  $Tr^{3+}$ -ионами.

## 2. Вероятность резонансной влектрон-фононной передачи внергии

В работе [5] для вероятности резонансной ЭФ передачи энергии получено следующее общее выражение\*\*

$$W_{\circ\phi}^{(p)} = \frac{w_D^6}{16 \pi^6 p^2 v_0^{10}} \frac{1}{\Gamma} |\langle \lambda | V_0^{(1)} | \mu \rangle \langle \lambda' | V_0^{(1)} | \mu' \rangle|^2, \tag{1}$$

где ) и  $\lambda'$  ( $\mu$  и  $\mu'$ ) нумеруют основное и возбужденное электронные состояния донора (акцептора),  $\omega_D$  — частота Дебая кристалла,  $\rho$  —плотность кристалла,  $v_0$  — средняя скорость акустических волн в кристалле,  $\Gamma = \Gamma_{\lambda'} + \Gamma_{\lambda} + \Gamma_{\mu'} + \Gamma_{\mu}$  ( $\Gamma_{\nu}$  — ширина уровня  $\nu$ );  $V_0^{(1)}$  представляет собой первый член разложения потенциала ЭФВ по мультипольным моментам оптического электрона примесного иона [6]:

$$V_0^{(1)} = \frac{16 \sqrt{\pi}}{3} \frac{ze^2}{r_0} Y_{00}(\theta_i, \varphi_i), \qquad (2)$$

Результаты вычислення вероятности индуктивной мультипольной пеердачи энергии будут приведены в другом сообщении.

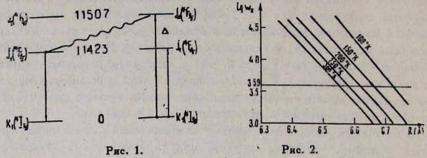
<sup>\*\*</sup> В соответствующей формуле (36) работы [5] пропущен множитель  $\overline{\sin^2\delta_\alpha}=0.5.$ 

где z и  $r_0$  — соответственно заряд ионов и радиус первой координационной сферы,  $Y_{00}(\vartheta_I, \varphi_I)$  — сферические функции оптического электрона примесного иона.

Подставляя формулу (2) в (1) и учитывая, что  $w_D/v_0 = \sqrt[3]{6 \pi^2 n/\Omega}$  (n — число ионов в элементарной ячейке кристалла,  $\Omega$  — объем элементарной ячейки), для  $W_{s\phi}^{(p)}$  получим

$$W_{a\phi}^{(p)} = \frac{9 n^2}{4 \rho^2 v_0^4 \Omega^2} \frac{1}{\Gamma} \left( \frac{16 \sqrt{\pi} Z e^2}{3 r_0} \right)^4 |\langle \lambda | Y_{00} | \mu \rangle \langle \lambda' | Y_{00} | \mu' \rangle|^2.$$
 (3)

В рассматриваемом случае передачи энергии между двумя ионами  $Nd^{3+}$  в качестве волновых функций основного и возбужденного состояний выбраны  $|\lambda\rangle = |\mu\rangle = |k_1({}^4I_{9/2})\rangle$  и  $|\lambda'\rangle = |\mu'\rangle = |j_1({}^4F_{3/2})\rangle$  (см. рис. 1).



Для вычисления матричных элементов необходимо в волновых функциях  $|\mu>$  и  $|\mu'>$  совершить преобразование параллельного переноса  $(\mathbf{r}_2(\theta_2, \phi_2) = \mathbf{r}_1(\theta_1, \phi_1) - \mathbf{R}(\theta, \phi))$ , как это сделано в [7], после чего для указанных матричных элементов получим

$$< k_1({}^4I_{9/2})|r^0Y_{00}|k_1({}^4I_{9/2})> = < j_1({}^4F_{3/2})|r^0Y_{00}|j_1({}^4F_{3/2})> = \frac{N}{\sqrt{4\pi}} < f|r^0|f>,$$
(4)

где N- число электронов в 4f-конфигурации (N=3 для иона  $Nd^{3+}$ ,

$$\langle f|r^{0}|f\rangle = \frac{1}{2}\int_{0}^{\pi}\int_{0}^{\pi}R_{4f}(r_{1})\frac{r_{1}^{5}}{r_{2}^{3}}R_{4f}(r_{2})\sin\vartheta_{1}d\vartheta_{1}dr_{1},$$
 (5)

 $R_{4f}(r)$  — радиальная волновая функция 4 f-состояния.

Для иона  $Nd^{3+}$  в качестве радиальных волновых функций нами выбраны хартри-фоковские функции, с помощью которых найдены численные значения интеграла перекрытия (5), табулированные в [7].

Подставляя в формулу (3) численные значения параметров: n=160,  $\rho=4,56\ \mathrm{r/cm^3}$ ,  $r_0=2,37\cdot 10^{-8}\ \mathrm{cm}$ ,  $v_0=5,58\cdot 10^5\ \mathrm{cm/c}$ ,  $\Omega=12^3\cdot 10^{-24}\ \mathrm{cm^3}$ , которые справедливы для кристаллической системы ИАГ— $Nd^{+3}$ , для вероятности резонансной ЭФ передачи энергии получим

$$W_{s\phi}^{(p)} = 1,05 \cdot 10^{24} \frac{Z^4}{\Gamma} |\langle f|r^0|f \rangle|^4 \text{ c}^{-1},$$
 (6)

где  $\Gamma$  — ширина в единицах см $^{-1}$ , численные значения которой получены в [8]; для Z можно выбрать значение  $Z \approx 1$ .

Зависимость вероятности  $W_{s\phi}^{(p)}$  от расстояния R между двумя примесными ионами определяется интегралом перекрытия  $\langle f|r^0|f\rangle$ , который с ростом R быстро убывает. График зависимости  $\lg W_{s\phi}^{(p)}$  от R для разных температур приведен на рис. 2.

## 3. Вероятность резонансной кулоновской передачи энергии

В работе [5] получена общая формула для вероятности резонансной передачи энергии, индуцированной кулоновским взаимодействием оптических электронов примесных ионов:

$$W_{K}^{(p)} = \left(\frac{4\pi e^{2}}{K}\right)^{2} \frac{1}{\Gamma} |\langle \lambda'| r^{0} Y_{00} | \mu' \rangle \langle \lambda| r^{0} Y_{00} | \mu \rangle|^{2}. \tag{7}$$

В формуле (7) оставлены лишь пропорциональные  $Y_{00}$  ( $\vartheta_t$ ,  $\varphi_t$ ) члены первого порядка в разложении потенциальной функции кулоновского взаимодействия по мультипольным моментам. Члены более высоких порядков (дипольные, квадрупольные и т. д.), очевидно, дают меньший вклад.

Сравнивая формулы (7) и (3), получаем выражение

$$W_{K}^{(p)} = \frac{3^{2} \rho^{2} v_{0}^{4} \Omega^{2}}{2^{10} n^{2}} \left(\frac{r_{0}}{Ze}\right)^{4} \frac{1}{R^{2}} W_{9 \phi}^{(p)}, \tag{8}$$

которое позволяет найти значение вероятности  $W_{K}^{(p)}$ , если использовать значения  $W_{\varphi \varphi}^{(p)}$ , приведенные на рис. 2.

Подставляя значения параметров для  $VA\Gamma - Nd^{3+}$  в формулу (8), получаем

$$W_{\rm K}^{(p)} = 1,23 \cdot 10^{-17} \frac{1}{R^2} W_{\rm ap}^{(p)}.$$
 (9)

# 4. Нерезонансная влектрон-фононная передача энергии

Общее выражение для вероятности нерезонансной электрон-фононной передачи энергии найдено в [5]. В случае, когда перенос энергии между донором и акцептором осуществляется с поглощением одного фонона решетки, вероятность передачи энергии определяется формулой\*

$$W_{a\phi}^{(up)} = \frac{3}{16} \frac{\omega_D^6}{\pi^5 \rho^3 v_0^{15}} \frac{\Delta^3}{\exp(\hbar \Delta/kT) - 1} |M_{\lambda\mu}^{\lambda'\mu'}|^2, \tag{10}$$

где

$$\Delta = |\epsilon_{\lambda'} - \epsilon_{\mu'}|/\hbar,$$

<sup>\*</sup> В соответствующей формуле (46) работы [5] ошибочно пропущен множитель  $(\sin^2 \delta_{_{\rm H}})^2 = 0,125$ .

$$M_{\lambda\mu}^{\lambda'\mu'} = \frac{1}{2} [\langle \lambda | V^{(1)} | \mu \rangle \langle \lambda' | V^{(2)} | \mu' \rangle + \langle \lambda | V^{(2)} | \mu \rangle \langle \lambda' | V^{(1)} | \mu' \rangle].$$

Чтобы получить выражение для вероятности передачи с испусканием одного фонона достаточно правую часть формулы (10) умножить на

 $\exp (\hbar \Delta/kT)$ .

В рассматриваемом здесь случае вычисление матричных элементов усложняется тем, что возбужденные состояния донора (λ') и акцептора (µ') отличаются по энергии. В качестве этих возбужденных состояний нами выбраны штарковские состояния уровня  ${}^4F_{3/2}$  иона  $Nd^{3+}$  (рис. 1), функции которых обозначены  $|i_1|^4F_{3/2} > =$ = +  $|3/2, 3, 3/2, \pm 1/2\rangle$   $\mu$   $|j_2(^4F_{3/2})\rangle = |3/2, 3, 3/2, \pm 3/2\rangle$ , B cootветствии с общепринятым обозначением атомных волновых функций в приближении LS-связи. Таким образом, для нахождения вероятности  $W_{\rm ad}^{\rm (np)}$  необходимо вычислить матричные элементы <3/2, 3, 3/2,  $\pm 1/2$  $|V^{(n)}|3/2$ , 3, 3/2,  $\pm 3/2 > (V^{(n)} - n$ -фононный член в разложении потенциальной функции ЭФВ). Вычисление этих матричных элементов в атомной спектроскопии осуществляется с помощью генеологической схемы. сводя тем самым задачу к вычислению матричных элементов типа  $< f_1 m_1 | Y_{em} | f_2 m_2 > (fm > -$  одновлектронная волновая функция  $4f_{-co-}$ стояния). Далее, в волновой функции | 12 m2 > электрона второго иона необходимо сделать упомянутый в разделе 2 параллельный перенос, после чего волновую функцию  $|f_2 m_2 >$  в общем случае можно представить в следующем виде [9]:

$$|f_2m_2> = \sum_{f'=0}^{3} a_{f'}|f'm_2>.$$
 (11)

Поскольку волновая функция (11) содержит нечетные составляющие (f'=1,3), то в потенциальной функции ЭФВ также нужно оставлять нечетные компоненты, матричные влементы которых уже будут отличны от нуля. Таким образом, в разложении потенциала ЭФВ можно ограничиться следующими членами, вклады которых более существенны:

$$V^{(1)} = V_0^{(1)} + V_1^{(1)},$$
  
$$V^{(2)} = V_0^{(2)} + V_1^{(2)}.$$

Выражение для  $V_0^{(1)}$  было приведено в разделе 2 (формула (2)), а  $V_1^{(1)}$ ,  $V_0^{(2)}$  и  $V_1^{(2)}$  определяются следующими формулами:

$$V_0^{(2)} = \frac{8\sqrt{\pi}}{3} \frac{Ze^2}{r_0} \left(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_4^2\right) Y_{00}, \tag{12}$$

$$V_{1}^{(1)} = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3} \frac{Ze^{2}r}{r_{0}^{2}} \left[ 2\sqrt{2} \Phi_{3} Y_{10} + (\Phi_{1} + i\Phi_{2}) Y_{1-1} - (\Phi_{1} - i\Phi_{2}) Y_{11} \right],$$

$$V_1^{(2)} = \frac{4}{9} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \frac{Ze^2r}{r_0^2} [F_0^{(2)} Y_{10} + F_1^{(2)} Y_{11} - F_1^{(2)} Y_{1-1}],$$

ГДС

$$F_0^{(2)} = 10 \sqrt{3} (\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_4^2) - 2 \sqrt{2} (\Phi_5 - 1/3) - \sqrt{2} (\Phi_1^2 + \Phi_2^2),$$

$$\begin{split} F_1^{(2)} &= \left[ (5\sqrt{6} + 1) \, \Phi_1 + (10\sqrt{6} + 1) \, \Phi_2 \Phi_4 + \Phi_1 \Phi_6 - \Phi_1 \, (\Phi_5 - 1/3) \right] + \\ &+ i \left[ (5\sqrt{6} - 1) \, \Phi_2 + (10\sqrt{6} - 1) \, \Phi_1 \Phi_4 + \Phi_2 \Phi_6 + \Phi_2 \, (\Phi_5 - 1/3) \right], \\ \Phi_1 &= \sin 2 \, \theta \cos \varphi, \quad \Phi_2 = \sin 2 \, \theta \sin \varphi, \quad \Phi_3 = \sin^2 \theta, \\ \Phi_4 &= \sin^2 \theta \sin 2 \, \varphi, \quad \Phi_5 = \cos^2 \theta, \quad \Phi_6 = \sin^2 \theta \cos 2 \varphi. \end{split}$$

Эдесь  $\vartheta$  и  $\varphi$  — сферические координаты волнового вектора акустических волн в кристалле. Для учета акустических волн всех направлений в конечных физических результатах необходимо провести усреднение по углам  $\varphi$  и  $\vartheta$  ( $0 \leqslant \vartheta \leqslant \pi$ ,  $0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi$ ).

Вычисление матричных элементов, входящих в формулу (10), приводит к следующим отличным от нуля значениям:

Подставляя значения матричных элементов (13) в формулу (10) и усредняя по сферическим углам ( $\vartheta$ ,  $\varphi$ ) волнового вектора, для нерезонансной ЭФ передачи энергии получаем

$$W_{s\phi}^{(up)} = \frac{2^{10} \cdot 3 \cdot 16,38}{5^{5}} \frac{\omega_{D}^{6}}{\pi^{4} \rho^{3} v_{0}^{15}} \frac{\Delta^{3}}{\exp(\hbar \Delta/kT) - 1} \times \left(\frac{Z^{2} e^{4}}{r_{0}^{3}}\right)^{2} R^{2} Y_{10}^{2} (\theta, \Phi) | \langle f | r^{0} | f \rangle |^{4}.$$
(14)

Выполнив в формуле (14) усреднение по сферическим углам ( $\Theta$ ,  $\Phi$ ) вектора R для учета всевозможных ориентаций акцептора относительно донора  $(Y_{10}^2(\theta, \Phi) = 1/4\pi)$  и перейдя от параметра  $\omega_D$  к n и  $\Omega$ , для вероятности  $W_{9\Phi}^{(up)}$  получаем выражение

$$W_{3\Phi}^{(9p)} = \frac{2^{10} \cdot 3^3 \cdot 16,38}{5^5} \frac{n^2}{\pi \dot{\nu}^3 v_0^9 \Omega^2} \frac{\Delta^3 R^2}{\exp(\hbar \Delta/kT) - 1} \left(\frac{Z^2 e^4}{r_0^3}\right)^2 |\langle f|r^0, f\rangle|^4. \quad (15)$$

Из сравнения формул (3) и (15) находим

$$W_{\rm *\phi}^{\rm (np)} = \frac{3 \cdot 16,38}{4 \cdot 5^5} \frac{\Delta^3 R^2}{\pi \rho r_0^2 v_0^5} \frac{\Gamma}{\exp{(\hbar \Delta/kT)} - 1} W_{\rm *\phi}^{\rm (p)}$$

или, подставляя численные значения параметров,

$$W_{s\phi}^{(iip)} = 7,1 \cdot 10^6 R^2 \frac{\Gamma}{\exp(121/T) - 1} W_{s\phi}^{(p)}.$$
 (16)

Анализ формулы (16) показывает, что  $W_{s\phi}^{(np)} < W_{s\phi}^{(p)}$ . Действительно, если учесть, что обменные взаимодействия могут оказывать влияние на расстояниях  $R \leqslant 10^{-7}$  см, а суммарная ширина не может превосходить штарковского расщепления уровней ( $\Gamma \leqslant 200$  см<sup>-1</sup>), то для тем-

пературы, при которой  $W_{*\Phi}^{(np)} = W_{*\Phi}^{(p)}$ , получается значение  $T \sim 10^7$  K, что, конечно, нереально. Сравнивая формулы (16) и (9), нетрудно видеть также, что  $W_{*\Phi}^{(np)} \subset W_{K}^{(p)}$ .

#### 5. Выводы

Таким образом, из рассмотренных здесь трех обменных механизмов передачи энергии в кристаллической системе ИАГ—Nd³ + наиболее эффективным оказывается механизм резонансной передачи, индуцированный электрон-фононным взаимодействием. В зависимости от конкретной кристаллической системы существенными могут оказаться также резонансный кулоновский и, возможно, нерезонансный электрон-фононный механизмы.

Отметим, что зависимость вероятностей рассмотренных типов передачи энергии от расстояния между примесными ионами почти одинакова, так как она в основном определяется интегралом перекрытия  $(\langle f|r^0|f\rangle)^4$ , который экспоненциально убывает с ростом расстояния R между  $Tr^{3+}$ ионами.

В заключение авторы выражают благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за внимание к работе.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

- Forster Th. Ann. Physik, 2, 55 (1948); Zs. Naturf, 4a, 321 (1949).
   Dexster D. L. J. Chem. Phys., 21, 831 (1953).
- 2. Агранович В. М., Галанин М. Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. Изд. Наука, М., 1978.
- Judd B. R. Phys. Rev., 127, 750 (1962).
   Ofeld G. S. J. Chem. Phys., 37, 511 (1962).
- 4. Ткачик А. М. В сб. «Спектроскопия кристаллов». Изд. Наука. Л., 1978.
- Сафарян Ф. П. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 295 (1981).
- 6. Демирханян Г. Г., Сафарян Ф. П. Ученые записки ЕрГУ, № 2, 61 (1981).
- 7. Сафарян Ф. П. ДАН АрмССР, 72, 243 (1981).
- 8. Сафарян Ф. П. ФТТ, 19, 1947 (1977); ФТТ, 20, 1563 (1978).
- 9. Варшалович Д. А. и др. Квантовая теория углового момента. Изд. Наука, М., 1967.

ՔՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԻՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԷԼԵԿՐՈՆ-ՖՈՆՈՆ ԵՎ ԿՈՒԼՈՆՅԱՆ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՇՈՒՐՋԸ

#### Գ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՑԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՑԱՆ

Մուլաիպոլ-մուլաիպոլ և էլեկտրոն-ֆոնոն փոխաղդեցության մատրիցական էլեմենաների հաշվման միջոցով դանված են էլեկտրոնային դրդոման էներդիայի փոխանցման հավանակահությունները բյուրեղներում դանվող երկու խարնուրդային իոնների միջև։ Ծնթադրվում է, որ այդ փոխանցումը կատարվում է շնորհիվ կուլոնյան և էլեկտրոն-ֆոնոն փոխաղդեցությունների։ Տույց է տրված, որ, օրինակ, YAG-Nd3+ բյուրեղային համակարդում, դիտարկված կարձ մեխանիզմներից առավել էֆեկտիվը էներդիայի փոխանցման էլեկտրոն-ֆոնոնային մեխանիզմն է, որը կարող է բերել էներդիայի փոխանցման, երբ երկու Nd3+ իոնների միջև հեռավորությունը տանում է մինչև R<sub>m</sub> =0,67 նմ։ Այդպիսի փոխանցման հավանականության իոնների հեռավորությունը կարմին կարմանության դրաֆիկը, տարբեր ջերմատաիճաններում, բերված է հոդվածում։

## ON THE THEORY OF EXCHANGE ELECTRON-PHONON TRANSFER OF ELECTRON EXCITATION ENERGY BETWEEN IMPURITY IONS IN CRYSTALS

#### G. G. DEMIRKHANYAN, F. P. SAFARYAN

Based on detailed calculation of the matrix elements of multipole and electron-phonon interactions, the probabilities of exchange mechanisms of excitation energy transfer between  $Tr^{3+}$  impurity ions have been obtained. It was shown that the mechanism of electron-phonon energy transfer played an essential role in the YAG- $Nd^{3+}$  system, and could lead to the energy transfer up to the distance of 0.67 nm. The dependence of the probability of resonance electron-phonon energy transfer on the distance between ions was given for different temperatures.

and the second s

and the little says the desired the says to be the