ԼՈՒՅՍԻ ԱՆՄԻՋԱԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱՊԵՍ ՂԵԿԱՎԱՐՎՈՂ ՏԱՐԱԾԱ-ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԱՅԻՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՆ ԱՊԱԿԻ–ՆՀԲ ՍԱՀՄԱՆԻՑ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Օ. Վ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Ա. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Քննարկվում է ոչ միագույն ոչ կոհերենտ բևեռացված լույսի ամպլիտուդայի անմիջական մոդուլյացիայի հնարավորությունը ապակի-ՆՀԲ սահմանից նրա լրիվ անդրադարձման ժամանակ։ Ներկայացված են նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի միջոցով գործարկված մոդուլյատորի աշխատանքը և բնութագրերը։ Նշվում են ոչ կոհերենտ լուսային փնջերի անմիջական ամպլիտուդային մոդուլյացիայի իրագործման համար անհրաժեշտ պայմանները։

DIRECT OPTICALLY-CONTROLLED SPACE-AMPLITUDE MODULATION OF LIGHT UNDER CONDITIONS OF TOTAL INTERNAL REFLECTION FROM GLASS-NLC BOUNDARY

O. V. GARIBYAN, A. G. GRIGORYAN, YU. S. CHILINGARYAN

The possibility of direct amplitude modulation of nonmonochromatic incoherent polarized light in case of total internal reflection from the glass–NLC boundary is discussed. The characteristics and operation of the modulator realized on the basis of nematic liquid crystal are considered. Necessary conditions for the realization of direct amplitude modulation of the beams of incoherent light are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 227—233 (1989)

УДК 535.341

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИМЕСНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Г. Г. ДЕМИРХАНЯН, С. С. ОГАНЕСЯН, Ф. П. САФАРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 декабря 1988 г.)

Предложен метод вычисления сил линий электродипольных переходов для активированных кристаллов, отличающийся от традиционного подхода Джадда-Офелта. При этом единственным параметром теории служит величина $Z\alpha_0$ (Z — эффективный заряд ионов первой координационной сферы примесного иона, α_0 — атомная поляризуемость примесного иона). Проведены количественные оценки вероятностей спонтанных переходов для кристалла $K_3La(PO_4)_2 - Nd^{3+}$.

1. Введение

Хорошо известно, что в диэлектрических кристаллах, активированных редкоземельными ($РЭ^{3+}$) ионами, наблюдаются интенсивные спектральные линии, обусловленные переходами между электронными состояниями примесных ионов (f—f-переходами). Но электродипольные переходы между электронными состояниями одинаковой четности запрещены (правило Лапорта), а величины электрических квадрупольных, магнитнодипольных переходов малы, чтобы только ими можно было объяснить существование этих спектральных линий.

Механизм снятия запрета на дипольные переходы впервые был предложен Ван Флеком [1] и в дальнейшем развит Джаддом [2] и Офелтом [3]. Он основан на учете перемешивания волновых функций $4f$ конфигураций с волновыми функциями возбужденных конфигураций противоположной четности ($5d$, $6g$ и т. п.). Однако эта теория не дает возможности проведения последовательных количественных расчетов и, в результате, для силы осциллятора предлагается выражение, включающее три феноменологических параметра (параметры Джадда—Офелта), величины которых определяются из спектроскопических измерений.

В настоящей работе исходя из тех же теоретических построений, что и в [1—3], получено выражение для силы линии перехода, позволяющее все количественные расчеты проводить без привлечения параметров Джадда—Офелта. Единственным параметром теории при этом является атомная поляризуемость примесного иона, величина которой для многих ионов либо известна, либо может быть определена из независимых опытов.

2. Теория и расчет

Вероятность спонтанных электродипольных переходов между электронными состояниями $|4f^n L_\lambda S_\lambda J_\lambda> \rightarrow |4f^n L_\mu S_\mu J_\mu>$ примесного редкоземельного иона определяется хорошо известной формулой [4]

$$A_{\lambda\mu} = \frac{4\omega^3_{\lambda\mu}}{3\hbar c^3}\frac{1}{2J_\lambda+1}\frac{n(n^2+2)^2}{9}\left|<4f^n L_\lambda S_\lambda J\,\|\mathbf{P}\|4f^n L_\mu S_\mu J_\mu>\right|^2, \quad (1)$$

где $\omega_{\lambda\mu}$ — частота перехода, c — скорость света, n — показатель преломления кристалла, L_λ, S_λ и J_λ (L_μ, S_μ и J_μ) — орбитальный, спиновый и полный угловые моменты начального (конечного) мультиплетов, $<4f^n L_\lambda S_\lambda J_\lambda\|\mathbf{P}\|4f^n L_\mu S_\mu J_\mu>$ — приведенный матричный элемент электрического дипольного момента $\mathbf{P} = e\mathbf{r}$. Однако прямые дипольные f—f-переходы, как известно, запрещены правилом Лапорта. Поэтому для вычисления матричных элементов, входящих в (1), необходимо учитывать перемешивание волновых функций основной $4f$ конфигурации с волновыми функциями возбужденных конфигураций $5d$, $6g$ и т. д. Тогда в первом порядке теории возмущений матричный элемент дипольного перехода $\lambda\rightarrow\mu$ можно представить в виде:

$$\mathbf{P}_{\lambda\mu} = \sum_\nu\left[\frac{<\lambda|\mathbf{P}|\nu><\nu|V|\mu>}{\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu} + \frac{<\lambda|V|><|\mathbf{P}|\mu>}{\varepsilon_\lambda-\varepsilon_\nu}\right], \quad (2)$$

где ν — нумерует состояния возбуждённых конфигураций, ε_λ — энергия электронного состояния λ, V — потенциальная функция кристаллического поля (КП) в точке нахождения оптического электрона примесного иона. Потенциал КП в рамках приближения точечных зарядов можно представить в виде разложения по степеням $\frac{r}{R_{oj}}$ (r и $\mathbf{R}_{oj}$ — радиус-векторы оптического электрона примесного иона j-ого лиганда)

$$V=\sum_j \frac{Ze^2}{|\mathbf{R}_{oj}-\mathbf{r}|}=Ze^2\sum_{l=0}^{\infty}\sum_j V_l^{(j)}, \qquad (3)$$

$$V_l^{(j)}=\frac{1}{l!}(\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}_{oj}})^l\frac{1}{|\mathbf{R}_{oj}|}, \qquad (4)$$

здесь Z — эффективный заряд лиганда. Из (4) не трудно определить реккурентные соотношения

$$V_o^{(j)}=\frac{1}{|\mathbf{R}_{oj}|},\ (l+1)\,V_{l+1}^{(j)}=\mathbf{r}\cdot\nabla_{\mathbf{R}_{oj}}V_l^{(j)}, \qquad (5)$$

с учетом которых формула (2) принимает вид:

$$\mathbf{P}_{\lambda\mu}=Ze^2\sum_{l,j}\sum_{\nu}\frac{1}{l+1}\Big[\frac{<\lambda|\mathbf{P}|\nu><\nu|\mathbf{r}\cdot\nabla V_l^{(j)}|\mu>}{\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu}+$$
$$+\frac{<\lambda|\mathbf{r}\cdot\nabla V_l^{(j)}|\nu><\nu|\mathbf{P}|\mu>}{\varepsilon_\lambda-\varepsilon_\nu}\Big]. \qquad (6)$$

Воспользуемся далее условием полноты волновых функций $\sum_{\nu'}|\nu'><\nu'|=1$ и выражение (6) представим в следующем виде:

$$P_{\lambda\mu}^i=Ze\sum_{l\,j}\Big[\frac{<\lambda|P^i|\nu><\nu|P^k|\nu'><\nu'|\nabla_k V_l^{(j)}|\mu>}{\varepsilon_\mu-\varepsilon_\nu}+$$
$$+\frac{<\lambda|\nabla_k V_l^{(j)}|\nu'><\nu'|P^k|\nu><\nu|P^i|\mu>}{\varepsilon_\lambda-\varepsilon_\nu}\Big]. \qquad (7)$$

Здесь и далее по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. (i, $k=x,y,z$ — декартовые координаты). Введем обозначения:

$$T_l^{(k)}=\sum_j\frac{\nabla_k V_l^{(j)}}{l+1}\quad(8),\qquad \alpha_{\lambda\nu'}^{ik}=-2\sum_\nu\frac{<\lambda|P^i|\nu><\nu|P^k|\nu'>}{\varepsilon_\lambda-\varepsilon_\nu}. \quad (8^1)$$

Тогда, поскольку $|\varepsilon_\lambda-\varepsilon_\mu|\ll|\varepsilon_\nu-\varepsilon_\lambda|,|\varepsilon_\nu-\varepsilon_\mu|$, то (7) можно записать в следующем виде:

$$P_{\lambda\mu}^i=-\frac{Ze}{2}\sum_{\nu',l}\Big[\alpha_{\lambda\nu'}^{ik}<\nu'|T_l^{(k)}|\mu>+<\lambda|T_l^{(k)}|\nu'>\alpha_{\nu'\mu}^{ki}\Big], \qquad (9)$$

Выделяя в (9) диагональные по электронным индексам члены, получим

$$P_{\lambda\mu}^i=-\frac{Ze}{2}\sum_l\,[\alpha_{\lambda\mu}^{ik}(<\lambda|T_l^{(k)}|\lambda>+<\mu|T_l^{(k)}|\mu>)+(\alpha_{\lambda\lambda}^{ik}+\alpha_{\mu\mu}^{ik})\times$$
$$\times<\lambda|T_l^{(k)}|\mu>+\sum_{\nu'\neq\lambda,\mu}(\alpha_{\lambda\nu'}^{ik}<\nu'|T_l^{(k)}|\mu>+<\lambda|T_l^{(k)}|\nu'>\alpha_{\nu'\mu}^{ki})]. \qquad (10)$$

Величины $\alpha_{\lambda\lambda}^{ik}$, $\alpha_{\mu\mu}^{ik}$ ($\alpha^{ik}=\alpha^{ki}$) — представляют собой компоненты тензора электронной поляризуемости (8') примесного иона в состояниях λ и μ [4], а $(\alpha^{lk}_{\lambda\mu})$ — компоненты тензора поляризуемости перехода $\lambda \to \mu$. Они хорошо известны в теории поглощения и комбинационного рассеяния света. Величины $\alpha^{lk}_{\lambda\nu}$ можно оценить следующим образом. Заменив знаменатель в (8') некоторой средней величиной $\Delta\varepsilon = \varepsilon_\lambda - \varepsilon_\nu$ и вынося его из-под знака суммы, получим [4]

$$\alpha^{lk}_{\lambda\nu} = -\frac{2e^2}{\Delta\varepsilon} < \lambda | r_l r_k | \nu > = \alpha_0^2 [\delta_{lk} \delta_{\lambda\nu} + \sum_{m=-2}^{2} a^{lk}_{2m} < \lambda | Y_{2m} | \nu >], \quad (11)$$

где $\alpha_0 = \dfrac{2e^2 \overline{r^2} N}{3\Delta\varepsilon}$ — поляризуемость конфигурации $4f^n$, $\overline{r^2}$ — среднее значение квадрата радиус-вектора оптического электрона, N — число эквивалентных электронов (дырок) $4f^n$ конфигурации, если она заполнена менее (более) половины, Y_{2m} — сферическая угловая функция оптического электрона, a^{lk}_{2m} — числовые коэффициенты, которые можно представить в виде следующих матриц:

$$a^{lk}_{20} = 2\sqrt{\frac{\pi}{5}} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}, \qquad a^{lk}_{2\pm1} = \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \mp 1 \\ 0 & 0 & i \\ \mp 1 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$a^{lk}_{2\pm2} = \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \begin{pmatrix} 1 & \mp i & 0 \\ \mp i & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Для проведения дальнейших вычислений необходимо, исходя из конкретной модели КП, построить операторы $T^{(k)}_l$ (8). При этом, правила отбора по чётности накладывают ограничения на значение l (для $f-f$ - переходов $l = 0, 2, 4, 6$, а для $d-d$ переходов $l = 0, 2, 4$). Кроме того, поскольку параметром малости является величина $\dfrac{\overline{r^l}}{R_0^l}$ (R_0 — радиус первой координационной сферы), то в случае, когда квадрупольные переходы между состояниями λ и μ разрешены, то наибольший вклад можно ожидать от первого слагаемого в формуле (10). В противном случае необходимо учитывать вклады всех слагаемых.

Проведем количественную оценку вероятности для системы $K_3La(PO_4)_2 - Nd^{3+}$. Ближайшее окружение иона Nd в этом кристалле состоит из семи ионов кислорода (O^{2-}), шесть из которых образуют комплекс с центром инверсии в точке нахождения примесного иона [5]. Таким образом, приближенно можно считать, что ион Nd находится в поле седьмого иона кислорода, удаленного от него на расстояние $R_0 = 1{,}5$ Å [5]. Совмещая начало координат с ядром примесного иона и направляя ось z вдоль вектора $\mathbf{R}_0$, соединяющего ядро примесного иона с лигандом, для декартовых компонент оператора $\mathbf{T}_e$ (8) получим:

$$T_l^{\binom{x}{y}} = \binom{1}{-i} \sqrt{\frac{\pi l}{(2l+1)(l+1)}} \frac{\overline{r^l}}{R_0^{l+2}} \left[Y_{l-1}(\theta\varphi) \mp Y_{l1}(\theta\varphi) \right],$$

$$T_l^z = -\sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}}\,\frac{\overline{r^l}}{R_0^{l+2}}\,Y_{l0}(\theta\,\varphi). \tag{13}$$

Подставляя (11) в (10) и используя явные выражения оператора (13), для усредненного по штарковским состояниям квадрата матричного элемента дипольного момента, обусловленного диагональными матричными элементами $<\mu|T_l^{(k)}|\mu>$ и $<\lambda|T_l^{(k)}|\lambda>$, (первое слагаемое в (10)), получим:

$$|<J_\lambda\|\mathbf{P}\|J_\mu>|_1^2 = \frac{8\cdot 7}{3\cdot 5}\left(\frac{Ze\alpha_0}{R_0^2}\right)^2 |<J_\lambda\|U_2\|J_\mu>|^2, \tag{14}$$

а для второго слагаемого в (10)

$$|<J_\lambda\|\mathbf{P}\|J_\mu>|_2^2 = \left(\frac{Ze\alpha_0}{R_0^2}\right)^2 \sum_{l=2,4,6}\frac{2f+1}{2l+1}\left(\frac{\overline{r^l}}{R_0^l}\right)^2 \times$$

$$\times (C_{fol0}^{fo})^2 |<J_\lambda\|U_l\|J_\mu>|^2, \tag{15}$$

где $C_{l_1m_1l_2m_2}^{LM}$ —коэффициенты Клебша — Гордана, $<\cdots\|U_l\|\cdots>$— приведённый матричный элемент единичного неприводимого тензорного оператора. Для оценки вклада последнего слагаемого формулы (10) подставим выражение поляризуемости $\alpha_{\lambda\nu}^{lk}$ (11) в (10) и повторно воспользуемся условием полноты волновых функций $|\nu'>$. Тогда получим

$$(P_{\lambda\mu}^l)_3 = -(Ze\alpha_0)\sum_{m=-2}^{2} a_{2m}^{lk} <\lambda|Y_{2m}\,T_l^{(k)}|\mu>. \tag{16}$$

Далее, подставляя в (16) явные выражения $T_l^{(k)}$ (13), воспользуемся известным разложением [6]

$$Y_{l_1m_1}(\theta,\varphi)\,Y_{l_2m_2}(\theta,\varphi) = \sum_{LM}\sqrt{\frac{(2l_1+1)(2l_2+1)}{4\pi(2L+1)}}\,C_{l_10l_20}^{L0}\,C_{l_1m_1l_2m_2}^{LM}\,Y_{LM}(\theta,\varphi).$$

Окончательно, после усреднения по штарковским состояниям, получим:

$$|<J_\lambda\|\mathbf{P}\|J_\mu>|_3^2 = \left(\frac{Ze\alpha_0}{R_0^2}\right)^2 \left\{\sum_{l=2,4,6}\frac{l^2(2f+1)}{(l+1)(2l+3)^2}\left(\frac{\overline{r^l}}{R_0^l}\right)^2 \times\right.$$

$$\times (C_{fol0}^{fo})^2 |<J_\lambda\|U_l\|J_\mu>|^2 + \sum_{l=2,4}\frac{9(l+2)(2f+1)}{(2l+3)^2}\left(\frac{\overline{r^l}}{R_0^l}\right)^2 \times$$

$$\times (C_{fol+20}^{fo})^2 |<J_\lambda\|U_{l+2}\|J_\mu>|^2 + \sum_{l=2,4}\frac{6(l+2)^2(2f+1)}{(2l+3)(2l+5)(2l+7)} \times$$

$$\left.\times \frac{\overline{r^l}}{R_0^l}\left(\frac{\overline{r^{l+2}}}{R_0^{l+2}}\right)(C_{fol+20}^{fo})^2 |<J_\lambda\|U_{l+2}\|J_\mu>|^2\right\}. \tag{17}$$

Итак, квадрат матричного элемента дипольного перехода, входящего в (1), приближенно можно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$|\langle J_\lambda \| \mathbf{P} \| J_\mu \rangle|^2 = |\mathbf{P}_{\lambda\mu}|_1^2 + |\mathbf{P}_{\lambda\mu}|_2^2 + |\mathbf{P}_{\lambda\mu}|_3^2, \tag{18}$$

где $|\mathbf{P}_{\lambda\mu}|_1^2$, $|\mathbf{P}_{\lambda\mu}|_2^2$, $|\mathbf{P}_{\lambda\mu}|_3^2$ — определяются формулами (14), (15) и (17). Используя табулированные в [7] величины приведенных матричных элементов $\langle \cdots \| U_l \| \cdots \rangle$, а также следующие значения параметров: $n = 1{,}7$; $\overline{r^2_{Nd}} = 1{,}01$ а. е., $\overline{r^4_{Nd}} = 2{,}401$ а. е., $\overline{r^6_{Nd}} = 12{,}4$ а. е. [8], оценим величину вероятности спонтанных переходов с уровня ${}^4F_{3/2}$: $A({}^4F_{3/2} \to {}^4I_x)$, $(\chi = 9/2,\ 11/2,\ 13/2,\ 15/2)$. Частоты соответствующих переходов равны:

$$\omega({}^4F_{3/2} \to {}^4I_{9/2}) = 2{,}1212 \cdot 10^{15}\ \text{сек}^{-1},\ \omega({}^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}) = 1{,}771 \cdot 10^{15}\ \text{сек}^{-1},$$

$$\omega({}^4F_{3/2} \to {}^4I_{13/2}) = 1{,}398 \cdot 10^{15}\ \text{сек}^{-1},\ \omega({}^4F_{3/2} \to {}^4I_{15/2}) = 1{,}012 \cdot 10^{15}\ \text{сек}^{-1}.$$

Тогда для вероятностей соответствующих переходов получим:

$$A({}^4F_{3/2} \to {}^4I_{9/2}) = 1{,}44 \cdot 10^{50}(Z\alpha_0)^2;\ A({}^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}) = 4{,}35 \cdot 10^{49}(Z\alpha_0)^2,$$

$$A({}^4F_{3/2} \to {}^4I_{13/2}) = 6 \cdot 10^{47}(Z\alpha_0)^2,\ A({}^4F_{3/2} \to {}^4I_{15/2}) = 1{,}8 \cdot 10^{46}(Z\alpha_0)^2,$$

откуда величина суммарной вероятности спонтанных переходов с уровня ${}^4F_{3/2}$ равна $A({}^4F_{3/2}) = \sum\limits_{\chi} A({}^4F_{3/2} \to {}^4I_\chi) = 1{,}88 \cdot 10^{50}(Z\alpha_0)^2$. Сравнивая полученное значение времени жизни $\tau({}^4F_{3/2}) = 1/A({}^4F_{3/2})$ уровня ${}^4F_{3/2}$ с его экспериментальным значением $\tau({}^4F_{3/2}) = 460$ мкс [5], определим величину единственного параметра $Z\alpha_0 = 3{,}41 \cdot 10^{-24}\ \text{см}^3$. Отсюда принимая, что эффективный заряд ионов первой координационной сферы изменяется в пределах $Z = 1{,}2 - 1{,}5$ а. е., для поляризуемости α_0 получим $\alpha_0 = (2{,}8 - 2{,}2)\,10^{-24}\text{см}^3$, что вполне согласуется с экспериментальным значением $\alpha_{экс} = 2{,}24 \cdot 10^{-24}\ \text{см}^3$ [9].

Таким образом, предлагаемый метод вычисления сил линий электродипольных переходов приводит к удовлетворительным результатам и может стать основой количественных оценок интенсивностей спектральных линий диэлектрических кристаллов, активированных РЗ$^{3+}$ ионами.

Авторы выражают свою благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за постоянное внимание к нашей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Van Vleck J. H.* J. Phys. Chem., 41, 61 (1937).
2. *Judd B. R.* Phys. Rev., 127, 750 (1962).
3. *Ofelt G. S.*, J. Chem Phys., v. 37, 511 (1962).
4. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. Изд. Наука, М., 1974.
5. *Hong H. Y.—P., Chinn S. R.* Mat. Res. Bull., 11, 421 (1976).
6. *Варшалович Д. А., Москалов А. И., Херсонский В. К.* Квантовая теория углового момента. Изд. Наука, Л., 1975..
7. *Nielson C. W., Köster G. F.* Spectroscopic coefficients for p^n, d^n and f^n configqurations. The M. J. T. Press, Cembridge, Massachusets 1963.
8. *Абрагам А., Блини Б.* Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, т. 1. Изд. Мир, М., 1973.
9. *Faucher M., Garcia D.* Phys. Rev., 23B, 5451 (1982).

ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

Գ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Ս. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Դիէլեկտրիկական բյուրեղներում գտնվող խառնուրդային իոնների մեջ տեղի ունեցող էլեկտրական անցումների օսցիլյատորների ուժը հաշվելու համար առաջարկվում է նոր մեթոդ, որը տարբերվում է Ջադի-Օֆելտի հանրահայտ եղանակից նրանով, որ այստեղ որպես տեսության պարամետր հանդես է գալիս էլեկտրոնային բևեռացման մեծությունը, որն ունի ավելի խիստ ֆիզիկական իմաստ, քան Ջադի պարամետրերը։ Էլեկտրոնային բևեռացման մեծությունը մի շարք իոնների համար աղյուսակավորված է և կարելի է չափել նաև ելնելով ուրիշ, ոչ սպեկտրոսկոպիկական փորձերից։ Կոնկրետ հաշված է սպոնտանային անցման հավանականությունը $K_3La(PO_4)_2—Nd^{3+}$ *բյուրեղի համար։*

CALCULATION OF SPECTRAL LINES INTENSITIES IN IMPURE DIELECTRIC CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, S. S.HOVHANNISYAN, F. P. SAFARYAN

A method differing from the conventional Judd—Ofelt approach is proposed for the calculation of line strength of electric dipole transitions for activated crystals. Here the only parameter in the theory is the product of effective ion charge of the first coordinational sphere of an impurity ion with the atomic polarizability of the impurity ion. Quantitative estimates of spontaneous probabilities for the $K_3 La (Po_4)_2$-Nd^{+3} crystal are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 233—238 (1989)

УДК 621.378.325

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФОРМЫ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Д. Л. ОГАНЕСЯН

Ереванский филиал ВНИИОФИ

(Поступила в редакцию 4 декабря 1988 г.)

Исследовано обращение временного профиля сверхкороткого светового импульса (СКИ) в линейных диспергирующих средах. Обсуждается возможность определения формы СКИ с помощью измерения их свертки.

Во многих исследованиях, связанных с изучением быстропротекающих процессов, возникает необходимость определения формы СКИ.

Как известно, форма импульса не может быть однозначно найдена только из измерений автокорреляционной функции интенсивности.

В работе [1] обсуждается возможность определения формы СКИ с помощью измерения их свертки, которую можно получить, используя нелинейное взаимодействие исходного и обращенного во времени импульсов.