© Физика твердого тела, том 34, № 10, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 10, 1992

ВРЕМЕННАЯ КИНЕТИКА ПОЛЯРИТОННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Н. Х. Юлдашев

В последнее время значительное внимание уделяется спектральным измерениям экситон-поляритонного излучения с высоким разрешением по времени (см., например, [1]). Такие измерения позволяют не только непосредственно определять дисперсионные кривые экситонных поляритонов, но и открывают возможность изучения релаксационных процессов и кинетики формирования экситон-поляритонной люминесценции. Последовательный теоретический анализ спектрально-временных свойств ПЛ в кинетическом приближении требует решения нестационарного уравнения переноса поляритонов с соответствующими начальными и граничными условиями. При этом необходимо учитывать пространственную дисперсию, неоднородность распределения поляритонов в пространстве и многократные процессы как упругого, так и неупругого рассеяния поляритонов. Такая задача до сих пор не имеет точного решения. В работе [2] нами рассмотрена кинетика экситонного излучения в случае слабого экситон-фотонного взаимодействия.

В данной работе мы изложим результаты расчета временнóй кинетики ПЛ при резонансном импульсном возбуждении поляритонов. Рассмотрим окрестности триплетного дипольно-активного экситонного резонанса в кубическом кристалле, где изотропный спектр поляритонов состоит из трех ветвей $\beta = 1, 2, 3$ (см., например, [3]). Аналогично [2, 3] считаем, что полуограниченный кристалл возбуждается δ-образным импульсом света, и учитываем только упругое рассеяние поляритонов на короткодействующем потенциале примесных центров, пренебрегая спиновой релаксацией кулоновских экситонов. Тогда нестационарная система уравнений переноса поляритонов, определяющих изменение 4-векторов Стокса $\mathbf{I}^{(\beta)}$ поляритонного излучения как с изменением пространственной координаты, так и со временем, имеет вид

$$\mu \frac{\partial \mathbf{I}^{(\beta)}(z, \mathbf{\Omega}, t)}{\partial z} - \frac{1}{\vartheta_\beta} \frac{\partial \mathbf{I}^{(\beta)}(z, \mathbf{\Omega}, t)}{\partial t} = \alpha_\beta \mathbf{I}^{(\beta)}(z, \mathbf{\Omega}, t) - \sum_{\beta'=1}^{3} \int \frac{d\Omega'}{4\pi} a_{\beta\beta'} \times$$
$$\times \mathbf{P}_{\beta\beta'}(\mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}') \int_0^t dt'/\tau_{\beta'}\, \mathbf{I}^{(\beta')}(z, \mathbf{\Omega}', t')\, e^{-\frac{t-t'}{\tau_{\beta'}}} - \frac{1}{4} \sum_{\beta'=1}^{3} a_{\beta\beta'} e^{-\frac{\alpha_{\beta'} z}{|\mu_{0\beta'}|}} \times$$
$$\times \mathbf{P}_{\beta\beta'}(\mathbf{\Omega}, \overline{\mathbf{\Omega}}_{0\beta'})\, \mathbf{F}^{(\beta')} e^{-\frac{t}{\tau_{\beta'}}}, \qquad (1)$$

где использованы те же обозначения, что и в работе [3], а $v_\beta = (\alpha_\beta \tau_\beta)^{-1}$ — групповая скорость поляритонов ветви b. Здесь предполагается, что поверхность кристалла ($z = 0$) в момент $t = 0$ освещается импульсом поляризованного света, направление которого задается единичным вектором $\mathbf{\Omega}_1(-\mu_1, \varphi_1)$, а полный поток — 4-вектором Стокса $\pi\mathbf{F}$. Прошедший через границу кристалла свет возбуждает поляритонные волны трех типов, распространяющихся в направлениях $\mathbf{\Omega}_{0\beta}(-\mu_{0\beta}, \varphi_1)$ с интенсивностями $\mathbf{I}_0^{(\beta)}(+0, \mathbf{\Omega}, t)$ на внутренней границе кристалла ($z = +0$), равными

$$\mathbf{I}_0^{(\beta)}(+0, \mathbf{\Omega}, t) = \pi \mathbf{F}^{(\beta)} \delta(\mathbf{\Omega} - \overline{\mathbf{\Omega}}_{0\beta})\, \delta(t),$$

$$\mathbf{F}^{(\beta)} = \frac{\mu_1}{\mu_{0\beta}} \mathbf{T}_{\beta 0}(\mu_{0\beta}, \mu_1)\, \mathbf{F}, \tag{2}$$

где $\mu_1 = -\cos\theta_1$, $\mu_{0\beta} = -\cos\theta_\beta$, а $\mathbf{T}_{\beta 0}$ — матрица коэффициентов пропускания по энергии границы «вакуум—кристалл».[1]

Общее решение системы уравнений (1), полученное методом преобразования Лапласа, для рассеянного назад поляритонного излучения на границе $z=+0$ кристалла без учета процессов отражения поляритонов от внутренней поверхности можно представить в виде

$$\mathbf{I}^{(\beta)}(+0, \mathbf{\Omega}, t) = \frac{1}{4\mu} \sum_{\beta'=1}^{3} \mathbf{S}_{\beta\beta'}(t, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_{0\beta'})\, \mathbf{F}^{(\beta')}, \tag{3}$$

где

$$\mathbf{S}_{\beta\beta'}(t,\ \mathbf{\Omega},\ \mathbf{\Omega}_{0\beta'}) = \frac{3}{2} \frac{a_{\beta\beta'}}{\dfrac{\alpha_\beta}{\mu} + \dfrac{\alpha_{\beta'}}{\mu_{0\beta'}}} \mathbf{U}_\beta \mathbf{\Theta}_\beta(\mathbf{\Omega}) \times$$

$$\times \left[\mathbf{u}_{\beta\beta'}(t, \mu, \mu_{0\beta'}) + \tau_\beta \frac{\partial \mathbf{u}_{\beta\beta'}(t, \mu, \mu_{0\beta'})}{\partial t} \right] \mathbf{\Theta}^{+}_{\beta'}(\overline{\mathbf{\Omega}}_{0\beta'})\, \mathbf{U}^{-1}_{\beta'}, \tag{4}$$

$$\mathbf{u}_{\beta\beta'}(t, \mu, \mu_{0\beta'}) = \frac{1}{2} \int_0^t \mathbf{h}_\beta(\mu, t-t') \frac{dt'}{\tau_\beta} \int_0^{t'} \mathbf{h}^{(\beta)}_{\beta'}(\mu, \mu_{0\beta'}, t'-t'') \times$$

$$\times \left(\frac{t''}{\tau_{\beta'}}\right)^2 e^{-\frac{t''}{\tau_{\beta'}}} \frac{dt''}{t^{(2)}_{\beta\beta'}(\mu, \mu_{0\beta'})}, \tag{5}$$

h-матрицы $\mathbf{h}_\beta(\mu, t)$ и $\mathbf{h}^{(\beta)}_{\beta'}(\mu, \mu_{0\beta'}, t)$ определяются из интегральных уравнений

$$\mathbf{h}_\beta(\mu, t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_\beta}\right) \cdot 1 + \mu \sum_{\beta'=1}^{3} a_{\beta\beta'} \int_0^1 \frac{d\mu'}{\alpha_\beta \mu' \tau_\beta + \alpha_{\beta'} \mu \tau_{\beta'}} \times$$

$$\times \int_0^t dt' \exp\left(-\frac{t-t'}{t^{(1)}_{\beta\beta'}(\mu, \mu')}\right) \int_0^{t'} \mathbf{h}_\beta(\mu, t'')\, \tilde{\mathbf{h}}_{\beta'}(\mu', t'-t'') \frac{dt''}{\tau_{\beta'}} \mathbf{\Psi}_{\beta'}(-\mu'), \tag{6}$$

$$\mathbf{h}^{(\beta)}_{\beta'}(\mu, \mu_{0\beta'}, t) = \exp\left(-\frac{t}{t^{(2)}_{\beta\beta'}(\mu, \mu_{0\beta'})}\right) \cdot 1 + \sum_{\beta''=1}^{3} \frac{a_{\beta'\beta''}}{\alpha_{\beta''}} \int_0^t \frac{dt'}{\tau_{\beta''}} \times$$

$$\times \int_0^{t'} \frac{dt''}{\tau_{\beta''}} \mathbf{h}^{(\beta)}_{\beta'}(\mu, \mu_{0\beta'}, t'') \int_0^1 d\mu' \exp\left(-\frac{t-t'}{t^{(2)}_{\beta''\beta'}(\mu', \mu_{0\beta'})}\right) \tilde{\mathbf{h}}_{\beta''}(\mu', t'-t'')\, \mathbf{\Psi}_{\beta''}(-\mu'), \tag{7}$$

[1] Выбор координат и направлений отсчета сферических углов θ, φ такой же , как и в [3].

где

$$t^{(1)}_{\beta\beta'}(\mu, \mu') = \frac{\alpha_\beta \mu' \tau_\beta + \alpha_{\beta'} \mu \tau_{\beta'}}{\alpha_\beta \mu' + \alpha_{\beta'} \mu},$$

$$t^{(2)}_{\beta\beta'}(\mu, \mu_{0\beta'}) = \frac{\alpha_\beta \mu_{0\beta'} \tau_\beta}{\alpha_\beta \mu_{0\beta'} + \alpha_{\beta'} \mu}, \tag{8}$$

а матрицы $\mathbf{U}_\beta$ и $\mathbf{\Theta}_\beta$ определяются формулами (8) и (10) из работы [3].

При учете многократных процессов зеркального отражения поляритонов от внутренней поверхности кристалла в (3) $\mathbf{S}_{\beta\beta'}$ заменяется на $\mathbf{S}^R_{\beta\beta'}$. Матрица $\mathbf{S}^R_{\beta\beta'}$ определяется следующей системой интегральных уравнений:

$$\mathbf{S}^{R}_{\beta\beta'}(t, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_{0\beta'}) = \mathbf{S}_{\beta\beta'}(t, \mathbf{\Omega}, \mathbf{\Omega}_{0\beta'}) + \sum_{\beta_1, \beta_2 = 1}^{3} \int\limits_{\mu' > 0} \frac{d\mathbf{\Omega}'}{4\pi\mu'} \times$$
$$\times \int\limits_0^t \mathbf{S}_{\beta\beta_1}(t - t', \mathbf{\Omega}, \widetilde{\mathbf{\Omega}}') \, \mathbf{R}_{\beta_1\beta_2}(\mu') \, \mathbf{S}^R_{\beta_2\beta'}(t', \mathbf{\Omega}', \mathbf{\Omega}_{0\beta'}) \frac{dt'}{\tau_{\beta_1}}, \tag{9}$$

где $\mathbf{R}_{\beta_1\beta_2}$ — матрица коэффициентов зеркального отражения по энергии.

Приводим результаты расчета $\mathbf{S}^R_{\beta\beta'}$ по (4)—(9) с учетом только однократного рассеяния поляритонов при $\mu_1 = \mu = 1$, $\varphi_1 = \varphi = 0$

$$\mathbf{S}^{R(I)}_{\beta\beta'}(t) = \mathbf{S}^{(I)}_{\beta\beta'}(t) = \frac{a_{\beta\beta'}}{\alpha_\beta} \mathbf{P}_{\beta\beta'}(\mu = 1, \ \mu'_0 = -1) \, e^{-\frac{t}{\tau_{\beta'}}} f_{\beta\beta'}(t), \tag{10}$$

где

$$f_{\beta\beta'}(t) = \frac{(\tau_\beta / \tau_{\beta'})^2}{\alpha_{\beta\beta'}} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau_\beta} \right)^2 - \frac{1}{\alpha_{\beta\beta'}} \frac{t}{\tau_\beta} + \frac{1}{\alpha^2_{\beta\beta'}} \left(1 - e^{-\alpha_{\beta\beta'} \frac{t}{\tau_\beta}} \right) \right], \tag{11}$$

$$\alpha_{\beta\beta'} = 1 + \frac{\alpha_{\beta'}}{\alpha_\beta} - \frac{\tau_\beta}{\tau_{\beta'}},$$

$$\mathbf{P}_{\beta\beta'}(\mu = 1, \ \mu'_0 = -1) = \frac{3}{2} \mathrm{U}_\beta \Theta_\beta (\mu = 1) \, \Theta^+_{\beta'}(\mu'_0 = -1) \, \mathrm{U}^{-1}_{\beta'}.$$

При β, $\beta' = 1,2$

$$\mathbf{P}_{\beta\beta'} = \frac{3}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}, \qquad \mathbf{P}_{\beta 3} = \mathbf{P}_{3\beta'} = \mathbf{0},$$

а при β, $\beta' = 3$

$$P_{33} = 3/2.$$

Заметим, что возгорание и затухание резонансной ПЛ, обусловленной даже однократным рассеянием поляритонов, как видно из (10) и (11), носят неэкспоненциальный характер, а при $t/\tau_\beta \ll 1$

$$f_{\beta\beta'}(t) = \frac{1}{6} t^3 / (\tau_\beta \tau_{\beta'}^2).$$

Результаты численного расчета будут приведены и проанализированы в отдельной статье.

В заключение автор пользуется случаем сердечно поблагодарить Г. Е. Пикуса за ценные советы при обсуждении.

Список литературы

[1] Аавиксоо Я. Ю., Липпмаа Я. Э., Фрейберг А. М., Савихин С. Ф. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 3. С. 203—210.
[2] Пикус Г. Е., Собиров М. М., Юлдашев Н. Х. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. № 2 (8). С. 635—641.
[3] Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е., Юлдашев Н. Х. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. № 3. С. 1228—1245.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
16 мая 1992 г.

УДК 538.945:539.166

ТЕНЗОР КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ГЭП В УЗЛАХ МЕДИ РЕШЕТОК $RBa_2Cu_3O_7$. КОЭФФИЦИЕНТ ШТЕРНХЕЙМЕРА ДЛЯ ЦЕНТРОВ Cu^{2+}

Д. Ф. Мастеров, Ф. С. Насрединов, П. П. Серегин, Ч. С. Саидов, Е. Б. Шадрин, О. К. Щербатюк

Пространственное распределение дырок в решетках высокотемпературных сверхпроводников типа $RBa_2Cu_3O_7$ (R = Nd, Sm, Eu, Gd, Yb, Er, Ho) может быть определено из сравнения экспериментальных и расчетных параметров диагонализированного тензора градиента электрического поля (ГЭП), создаваемого в узлах меди ионами кристаллической решетки [1]. По-видимому, наиболее надежная информация такого рода может быть получена методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе $^{67}Cu(^{67}Zn)$: после распада изотопа ^{67}Cu в узлах меди оказываются центры $^{67}Zn^{2+}$, для которых считается пренебрежимо малым вклад валентных электронов в суммарный ГЭП на ядрах ^{67}Zn [2]. Последнее утверждение носит принципиальный характер и требует дополнительного обоснования.

Настоящая работа посвящена определению параметров тензора ГЭП в узлах меди решеток $RBa_2Cu_3O_7$ (R = Nd, Gd, Y, Yb) методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии на изотопе ^{67}Cu (^{67}Zn). Демонстрируется корреляция между изменением главной компоненты тензора кристаллического ГЭП на ядрах