

КИНЕТИКА СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ТРЕХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ С УЧЕТОМ ДВУХФОТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Е.К.Башкиров* , А.С.Шумовский

Исследован процесс спонтанного коллективного излучения в трехуровневой макроскопической системе с общим верхним уровнем, взаимодействующей с квантовым электромагнитным полем. Рассмотрение проведено с учетом процессов двухфотонного обмена между тремя атомами в системе.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Kinetics of the Superradiation in the Three-Level System Allowing for the Two-Photon Transitions

E.K.Bashkirov, A.S.Shumovsky

The process of spontaneous collective radiation in the tree-level macroscopic system with the common upper level interacting with the quantum electromagnetic field is examined. The consideration is carried out allowing for the two-photon exchange processes between the three atoms in the system.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Недавние экспериментальные работы по генерации сверхизлучения в трехуровневых системах^{/1,2/} с общим верхним уровнем показали ряд особенностей когерентного излучения по сравнению с двухуровневым случаем, в частности, возможность конкуренции импульсов разных частот. Для теоретического описания таких процессов были использованы как полуфеноменологические^{/3,4/}, так и квантовомеханические уравнения, получаемые методом бозонных переменных^{/5,6/}. Однако во всех использованных подходах к проблеме описания сверхизлучения в трехуровневых системах не учитывался вклад двухфотонных процессов. Представляет интерес построить квантовомеханическую теорию сверхизлучения в трехуровневых системах с общим верхним уровнем с учетом процессов двухфотонного обмена между тремя атомами.

*Куйбышевский государственный университет.

Рассмотрим систему трехуровневых излучателей, взаимодействующих между собой через электромагнитное поле излучения. Ограничимся рассмотрением случая, когда дипольные моменты переходов между верхним и двумя нижними уровнями отличны от нуля, а переход между нижними уровнями запрещен (система с общим верхним уровнем). Гамильтониан такой системы имеет вид

$$H = H_M + H_F + H_{MF} ,$$

$$H_M = \sum_{a=1}^3 \sum_{f=1}^N \epsilon_a R_{aa}^{(f)} , \quad H_F = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k , \quad (1)$$

$$H_{MF} = \sum_{f,k} \sum_{a=1}^2 \hbar g_{a3}^{(k)} \{ e^{i\vec{k}\vec{x}_f} R_{3a}^{(f)} a_k + e^{-i\vec{k}\vec{x}_f} R_{a3}^{(f)} a_k^+ \} .$$

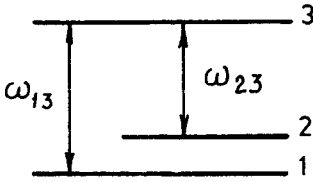


Рис. 1.

Здесь ϵ_a — энергия уровня a ($a = \overline{1,3}$) (см. рис. 1); $R_{aa}^{(f)}$ и $R_{a\beta}^{(f)}$ — операторы населенности и переходов в f -атоме, a_k^+ (a_k) — оператор рождения (уничтожения) фотона с частотой ω_k , импульсом \vec{k} и поляризацией \vec{e}_λ ($\lambda = 1,2$), $g_{a3}^{(k)}$ — константа связи для перехода $a-3$.

$$g_{a3}^{(k)} = \sqrt{\frac{2\pi\rho N}{\hbar \omega_k}} \omega_{a3} \vec{d}_{a3} \vec{e}_\lambda ,$$

где ρ — плотность излучателей, \vec{d}_{a3} и ω_{a3} — соответственно дипольный момент и частота для перехода $a-3$.

Следуя работе ¹⁶⁾, для процесса спонтанного излучения трехуровневой системы в приближении Борна-Маркова получаем иерархию кинетических уравнений вида

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \langle \mathcal{O}_t \rangle + (i\hbar)^{-1} \langle [H_M, \mathcal{O}_t] \rangle = \\ & = \sum_{a=1}^2 \frac{\Gamma_{a3}}{2} \sum_{ff'} \sum_{\vec{k}_{a3}} C_{ff'}^{a3} \langle [R_{3a}^{(f)}(t), \mathcal{O}_t] R_{a3}^{(f')}(t) \rangle + \\ & + \sum_{a=1}^2 \frac{\Gamma_{a3}}{2} \sum_{ff'} \sum_{\vec{k}_{a3}} C_{ff'}^{a3} \langle R_{3a}^{(f)}(t) [\mathcal{O}_t, R_{a3}^{(f')}(t)] \rangle . \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $k_{a3} = \omega_{a3}/c$, $\Gamma_{a3} = 4/3 \omega_{a3}^3 d_{a3}^2 / \hbar c^3$ — представляет собой вероятность спонтанного распада изолированного атома на переходе $a-3$,

$$C_{ff'}^{a3} = \sum_{\vec{k}_{a3}} e^{i\vec{k}_{a3}(\vec{x}_f - \vec{x}_{f'})} = \frac{\sin k_{a3} |\vec{x}_f - \vec{x}_{f'}|}{k_{a3} |\vec{x}_f - \vec{x}_{f'}|}$$

- матрица взаимодействия, определяемая геометрией образца ⁷, а \hat{O} — произвольный оператор атомной подсистемы; усреднение проводится по начальному распределению.

Выбирая в качестве \hat{O} коллективный оператор населенности нижних уровней $R_{aa} = \sum_f R_{aa}^{(f)}$, получаем из (2) уравнение вида

$$\dot{X}_a = \frac{1}{\tau_{a3}} X_3 + \frac{1}{\tau_{a3}} S_{a3}, \quad (3)$$

где

$$X_a = \langle R_{aa} \rangle, \quad S_{a3} = \sum_{f=f'} C_{ff'}^{a3} \langle R_{3a}^{(f)} R_{a3}^{(f')} \rangle,$$

а $\tau_{a3} = \Gamma_{a3}^{-1}$ — время спонтанного распада. Для двухчастичных корреляторов S_{a3} из иерархии (2) с учетом расщепления типа

$$\langle R_{aa}^{(f)} R_{3\beta}^{(f')} R_{\beta3}^{(f'')} \rangle \approx \langle R_{aa}^{(f)} \rangle \langle R_{3\beta}^{(f')} R_{\beta3}^{(f'')} \rangle \quad (4)$$

и приближенного суммирования матриц взаимодействия ⁸

$$\sum_{f'} C_{ff'}^{a3} C_{f'f''}^{a3} \approx \mu_{a3} C_{ff''}^{a3} \quad (5)$$

(где геометрический фактор μ_{a3} для образца иглообразной формы в случае больших и малых чисел Френеля имеет вид ⁷)

$$\mu_{a3}^{-1} = \begin{cases} \frac{A\omega_{a3}^2}{N\pi c} & F_\Phi \gg 1, \\ \frac{L\omega_{a3}}{N\pi c} & F_\Phi \ll 1, \end{cases}$$

$F_\Phi = A\omega_{a3}/2\pi L$ — число Френеля, A — площадь поперечного сечения образца и L — его длина) получаем следующее уравнение:

$$S_{a3} = \frac{1}{\tau_{Ra3}} (X_3 - X_a)(S_{a3} + X_3) - \frac{1}{\tau_{\beta3}} S_{a3} - \frac{1}{2\tau_{\beta3}} \mathcal{F}, \quad (6)$$

$(a \neq \beta, \quad a, \beta = 1, 2).$

Здесь

$$\tau_{Ra3} = \tau_{a3} / \mu_{a3} ,$$

$$\mathcal{F} = \sum_{f, f', f''} \{ C_{ff''}^{13} C_{ff''}^{23} \langle R_{12}^{(f)} R_{31}^{(f')} R_{23}^{(f'')} \rangle + \\ (f \neq f' \neq f'') + C_{ff''}^{13} C_{f''f'}^{23} \langle R_{21}^{(f')} R_{13}^{(f)} R_{32}^{(f'')} \rangle \} .$$

Заметим, что уравнения (3), (4) без учета \mathcal{F} -члена получены нами в работе /6/.

Трехчастичный коррелятор \mathcal{F} связан с процессом двухфотонного обмена между тремя различными атомами в образце.

Для трехчастичного коррелятора с учетом указанных приближений (4), (5) получаем из (2) следующее уравнение:

$$\dot{\mathcal{F}} = \frac{1}{2\tau_{R13}} (N - 2X_1 - X_2) (\mathcal{F} + S_{13}) + \frac{1}{2\tau_{R23}} (N - 2X_2 - X_1) (\mathcal{F} + S_{23}) + \\ + \frac{1}{\tau_{R13}} S_{13} (S_{23} + X_1 - X_2) + \frac{1}{\tau_{R23}} S_{23} (S_{13} + (N - X_1 - X_2)) . \quad (7)$$

При выводе (7) мы учли также очевидное соотношение

$$X_1 + X_2 + X_3 = N .$$

Нелинейные уравнения (3), (6), (7) образуют замкнутую систему, позволяющую описать кинетику сверхизлучения трехуровневых излучателей. Решения этих уравнений, в частности, могут быть использованы для определения интенсивностей когерентных импульсов, соответствующих двум разрешенным переходам

$$I_1 = \hbar \omega_{13} \frac{d}{dt} \sum_{k_{13}} \langle a_{k_{13}}^+ a_{k_{13}} \rangle = \frac{1}{\tau_{13}} (N - X_1 - X_2) + \frac{1}{\tau_{13}} S_{13} , \quad (8) \\ I_2 = \hbar \omega_{23} \frac{d}{dt} \sum_{k_{23}} \langle a_{k_{23}}^+ a_{k_{23}} \rangle = \frac{1}{\tau_{23}} (N - X_1 - X_2) + \frac{1}{\tau_{23}} S_{23} .$$

Выясним влияние \mathcal{F} -члена, связанного с двухфотонными обменами трех атомов, на интенсивность спонтанного коллективного излучения. Численные расчеты показывают, что роль \mathcal{F} -члена оказывается существенной для систем с малым значением геометри-

ческого фактора μ . Такая ситуация может быть реализована, например, в слабоусиливающих средах [7]. На рис. 2 показаны временные зависимости интенсивностей $I_1(t)$ и $I_2(t)$, полученные путем численного интегрирования уравнений (3), (6) - (8) для образца с $r = 1,1$, $\mu_{13} = 50$, $\mu_{23} = 48$. Для сравнения на том же рисунке показаны временные зависимости интенсивностей $I_1^*(t)$ и $I_2^*(t)$, вычисленные без учета \mathcal{F} -члена в уравнениях (3), (6), (8). Заметим, что учет двухфотонных переходов приводит к замедлению процессов коллективного излучения и, соответственно, к уширению сверхизлучательных импульсов.

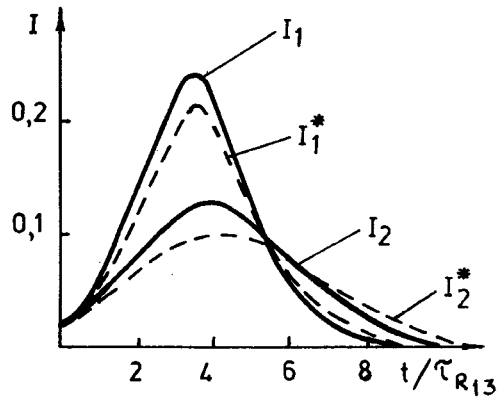


Рис. 2.

Таким образом, в настоящей работе получена иерархия марковских кинетических уравнений для системы трехуровневых излучателей, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем. На основе иерархии исследован процесс спонтанного коллективного излучения. Показано, что в случае слабоусиливающих сред существенным является учет в кинетических уравнениях трехчастичных корреляторов, связанных с процессами двухфотонного обмена между тремя атомами в образце.

ЛИТЕРАТУРА

1. Florian R., Schwan L.O., Schmid L. – *Solid State. Comm.*, 1982, 42, p.55.
2. Florian R., Schwan L.O., Schmid L. – *Phys. Rev.*, 1984, A29, p.2709.
3. Haake F., Reibold L. – *Phys. Lett.*, 1982, A92, p.29.
4. Schwendimann P. – *Optica Acta*, 1984, 31, p.107.
5. Андреев А.В., Енаки Н.А., Ильинский Ю.А. – *ТМФ*, 1985, 64, с.465.
6. Боголюбов Н.Н. (мл.), Башкиров Е.К., Фам Ле Куен, Шумовский А.С. *Сообщение ОИЯИ P17-84-665*, Дубна, 1984.
7. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. – *УФН*, 1980, 141, с.653.
8. Арутюнян Р.В., Енаки Н.А., Ильинский Ю.А. – *Изв. вузов, Радиоп физика*, 1984, 27, с.28.

Рукопись поступила 26 ноября 1987 года.