

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

К 13

P17-87-756

Е.П.Каданцева, А.С.Шумовский, В.И.Юкалов

СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ
ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ

Направлено в "International Journal of Modern
Physics B"

1987

Обычно в связи с исследованием проблемы сверхизлучения - коллективного спонтанного излучения в макроскопической системе - изучается динамическое поведение N двух- или многоуровневых атомов, отличающихся друг от друга только значениями пространственных координат, т.е. образующих однокомпонентную систему. Вместе с тем, несомненный интерес представляет исследование системы с несколькими компонентами рабочего вещества. Подчеркнем, что даже в равновесной задаче о фазовом переходе в модельной системе типа Дикке ^{1,2/} увеличение числа рабочих компонент ведет к нетривиальному изменению условий фазового перехода ^{3,4/}. Решение динамической задачи для многокомпонентной сверхизлучательной системы также может привести к новым эффектам, отсутствующим в однокомпонентной системе ^{4/}. В этой связи рассмотрим здесь простейший случай многокомпонентной двухуровневой системы, характеризуемой гамильтонианом

$$H = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k + \sum_{\alpha=1}^m \left\{ \hbar \Omega_{\alpha} R_{3\alpha} + \sum_k e^{i\epsilon t} g_{k\alpha} (R_{\alpha}^+ a_k + R_{\alpha}^- a_k^+) \right\}. \quad (1)$$

Здесь a_k^+ , a_k - операторы фотонов, α - индекс компоненты, Ω_{α} - средние частоты рабочих переходов в двухуровневых атомах, $R_{\alpha}^{\pm} \equiv \sum_{\alpha'}^{N_{\alpha}} R_{\alpha'}^{\pm}(\phi)$ - атомные операторы, причем $R_{3\alpha}$ описывает полуразность населенностей рабочих уровней в α -компоненте, а $R_{\alpha}^{\pm} (R_{\alpha}^{\pm})$ - переходы вверх (вниз) с поглощением (испусканием) фотона, N_{α} - число атомов в соответствующей компоненте. Атомные операторы удовлетворяют перестановочным соотношениям

$$[R_{3\alpha}(\phi), R_{\beta}^{\pm}(\phi')] = \pm R_{\alpha}^{\pm}(\phi) \delta_{\alpha\beta} \delta\phi\phi'; \quad [R_{\alpha}^+(\phi), R_{\beta}^-(\phi')] = 2R_{3\alpha} \delta_{\alpha\beta} \delta\phi\phi'. \quad (2)$$

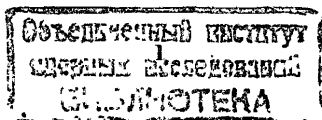
Параметр диполь-фотонной связи $g_{k\alpha}$ имеет вид ^{15/}

$$g_{k\alpha} = \sqrt{\frac{2\pi\hbar\rho_{\alpha}}{N_{\alpha}\omega_k}} \Omega_{\alpha} d_{\alpha};$$

здесь ρ_{α} - плотность соответствующей компоненты ($\rho_{\alpha} = N_{\alpha}/V$), d_{α} - дипольный момент. Предполагается, что каждая из компонент равномерно распределена в объеме V . Фактор $e^{i\epsilon t}$ обеспечивает адиабатическое включение взаимодействия между полем и атомами (при $\epsilon \rightarrow +0$, $t \rightarrow -\infty$).

Таким образом, гамильтониан (1) может рассматриваться как обобщение модели Дикке в приближении вращающейся волны на случай многокомпонентной системы.

Здесь мы ограничиваемся рассмотрением лишь двухуровневых атомов.



Заметим, однако, что гамильтониан (I) можно также использовать и для описания процессов сверхизлучательной генерации в трехуровневой однокомпонентной системе V - типа (рис. 3). Действительно, в такой системе переходы $1 \leftrightarrow 3$ и $1 \leftrightarrow 2$ можно рассматривать как относящиеся к разным двухуровневым системам (подробное обсуждение этой возможности будет дано ниже).

Следуя развитому нами методу^{6,7/}, построим иерархию уравнений, описывающих динамические процессы в рассматриваемой системе (I). С этой целью запишем гейзенберговские уравнения движения для операторов фотонов

$$i\hbar \frac{d}{dt} a_k = \hbar \omega_k a_k + \sum_{\alpha} g_{k\alpha} R_{\alpha}^{-}; \quad i\hbar \frac{d}{dt} a_k^{\dagger} = -\hbar \omega_k a_k^{\dagger} - \sum_{\alpha} g_{k\alpha} R_{\alpha}^{+}.$$

(Здесь и далее мы не учитываем члены, исчезающие при адиабатическом включении взаимодействия, когда $\varepsilon \rightarrow +0$, $t \rightarrow -\infty$). Их формальное решение есть

$$\begin{cases} a_k(t) = a_k(t_0) e^{-i\omega_k(t-t_0)} - \frac{i}{\hbar} \sum_{\alpha} g_{k\alpha} \int_{t_0}^t e^{-i\omega_k(t-\tau)} \varepsilon^{\tau} R_{\alpha}^{-}(\tau) d\tau, \\ a_k^{\dagger}(t) = a_k^{\dagger}(t_0) e^{i\omega_k(t-t_0)} + \frac{i}{\hbar} \sum_{\alpha} g_{k\alpha} \int_{t_0}^t e^{i\omega_k(t-\tau)} \varepsilon^{\tau} R_{\alpha}^{+}(\tau) d\tau. \end{cases} \quad (3)$$

Отметим, что в правых частях (3) стоят конструкции, учитывающие вклады сразу от всех атомных компонент.

Обозначим через \mathcal{O} произвольную динамическую переменную, действующую на волновые функции лишь атомной подсистемы (\mathcal{O} коммутирует с операторами фотонов). Очевидно, в правой части уравнения

$$i\hbar \frac{d}{dt} \mathcal{O}(t) = [\mathcal{O}(t), H] \quad (4)$$

содержатся члены

$$\sum_{\kappa} \sum_{\alpha} g_{k\alpha} \{ [\mathcal{O}, R_{\alpha}^{+}] a_{\kappa} + a_{\kappa}^{\dagger} [\mathcal{O}, R_{\alpha}^{-}] \}.$$

Подставим сюда формальные выражения (3) и произведем в (4) усреднение с матрицей плотности начального состояния

$$\rho(t_0) = \rho_k \otimes \rho_a,$$

соответствующей гипотезе о начальной независимости системы атомов и поля. Воспользуемся соотношениями^{17/}

$$\begin{aligned} \langle a_k(t_0) \mathcal{O} \rangle &= (1 + n_k) \langle [a_k(t_0), \mathcal{O}] \rangle, \\ \langle a_k^{\dagger}(t_0) \mathcal{O} \rangle &= n_k \langle [\mathcal{O}, a_k^{\dagger}(t_0)] \rangle, \end{aligned}$$

где $\langle \dots \rangle \equiv \text{Tr} \dots \rho(t_0)$ и

$$n_k = e^{-\hbar \omega_k / 2\theta} / 2 \text{sh}(\hbar \omega_k / 2\theta),$$

θ - начальная температура фотонного газа. Выражая операторы $a_k(t)$, $a_k^{\dagger}(t_0)$ из (3), учитывая, что

$$[a_k(t), \mathcal{O}] = [a_k^{\dagger}(t), \mathcal{O}] = 0, \quad (t > t_0),$$

считая, что в начальный момент поле излучения отсутствует ($\rho_a = |0\rangle\langle 0|$, $n_k=0$), и выполняя процедуру адиабатического включения взаимодействия, из (4) получаем

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle \mathcal{O} \rangle + \frac{i}{\hbar} \langle [\mathcal{O}, H_M] \rangle &= \frac{1}{\hbar^2} \sum_{\kappa} \sum_{\alpha=1}^m g_{k\alpha} \{ \langle [R_{\alpha}^{+}, \mathcal{O}] A_{\kappa} \rangle + \\ &+ \langle A_{\kappa}^{\dagger} [\mathcal{O}, R_{\alpha}^{-}] \rangle \}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь

$$\begin{aligned} H_M &= \sum_{\alpha=1}^m \hbar \Omega_{\alpha} R_{\alpha}, \\ A_{\kappa}(t) &= \sum_{\beta=1}^m g_{\kappa\beta} \int_{-\infty}^t e^{-i\omega_{\kappa}(t-\tau)} R_{\beta}(\tau) d\tau. \end{aligned}$$

В случае одной компоненты ($m=1$) (5) совпадает с иерархией, полученной в работах^{16,7/}.

Чтобы перейти от иерархии интегро-дифференциальных уравнений (5) к чисто дифференциальным уравнениям, воспользуемся приближением Борна - Маркова^{17/}

$$R_{\alpha}^{\pm}(\tau) \approx R_{\alpha}^{\pm}(t) e^{\mp i\Omega_{\alpha}(t-\tau) - (t-\tau)/2T_{\alpha}}$$

где T_{α} - так называемое время жизни осциллятора^{15/}. Теперь в выражениях для $A_{\kappa}(t)$ интегрирование по $d\tau$ может быть выполнено точно. После замены

$$\sum_{\kappa} F(\kappa) \rightarrow \frac{V}{8\pi^3} \int d\vec{k} F(\kappa) = \frac{V}{2\pi^2} \int \kappa^2 d\kappa F(\kappa),$$

вместо (5) получаем

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle \mathcal{O} \rangle + \frac{i}{\hbar} \langle [\mathcal{O}, H_M] \rangle &= \sum_{\alpha, \beta} \{ \gamma_{\alpha\beta} \langle [R_{\alpha}^{+}, \mathcal{O}] R_{\beta}^{-} \rangle + \\ &+ \gamma_{\alpha\beta}^* \langle R_{\beta}^{+} [\mathcal{O}, R_{\alpha}^{-}] \rangle \}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\gamma_{\alpha\beta} = \frac{1}{\hbar^2 2\pi^2 c^3} V \int_0^{\infty} \omega g_{\alpha} g_{\beta} \frac{\frac{1}{2T_{\beta}} - i(\omega - \Omega_{\beta})}{(\frac{1}{2T_{\beta}})^2 + (\omega - \Omega_{\beta})^2} d\omega. \quad (7)$$

При $T_\beta \rightarrow +\infty$ имеем отсюда

$$f_{\alpha\beta} = \frac{\Omega_\alpha \Omega_\beta^2}{\hbar c^3} d_\alpha d_\beta. \quad (7a)$$

Как нетрудно видеть, иерархия (6) описывает процессы, связанные с корреляциями излучателей в одной компоненте (члены с $\alpha = \beta$); в однокомпонентных системах именно такие корреляции обуславливают сверхизлучательную генерацию. Кроме того, здесь имеют место кросс-корреляционные эффекты (члены с $\alpha \neq \beta$), обусловленные взаимодействием компонент через общее поле излучения. Нужно отметить, что вклады за счет кросс-корреляций отнюдь не малы, так как кинетические коэффициенты (7) при $\alpha = \beta$ и $\alpha \neq \beta$ близки по величине.

Запишем теперь уравнение (6) для полуразностей населенности в каждой из компонент: $\rho = R_{3\alpha}$. Имеем:

$$\frac{d}{dt} \langle R_{3\alpha} \rangle = - \sum_{\beta=1}^m \{ f_{\alpha\beta} \langle R_\alpha^+ R_\beta^- \rangle + f_{\alpha\beta}^* \langle R_\beta^+ R_\alpha^- \rangle \}. \quad (8)$$

Далее для корреляционных функций $\langle R_\alpha^+ R_\beta^- \rangle$ из (7) с учетом (2) получаем

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle R_\alpha^+ R_\beta^- \rangle + i \sum_{\alpha'=1}^m \Omega_{\alpha'} \{ \langle R_\alpha^+ R_{\beta'}^- R_{3\alpha'} \rangle - \langle R_{3\alpha'} R_\alpha^+ R_{\beta'}^- \rangle \} = \\ = \sum_{\beta'=1}^m 2 \{ f_{\alpha\beta'} \langle R_\alpha^+ R_{\beta'}^- R_{3\alpha} \rangle + f_{\alpha\beta'}^* \langle R_{\beta'}^+ R_{3\alpha} R_\alpha^- \rangle \}. \end{aligned} \quad (9)$$

Ограничимся для простоты случаем двух рабочих компонент ($m = 2$) и произведем в (9) расщепление

$$\langle R_\alpha^+ R_{3\beta} R_\gamma^- \rangle \approx \langle R_\alpha^+ R_\gamma^- \rangle \langle R_{3\beta} \rangle - \frac{1}{2} \langle R_\alpha^+ R_\gamma^- \rangle (\delta_{\alpha\beta} + \delta_{\alpha\gamma}). \quad (10)$$

Теперь система уравнений (8), (9) становится замкнутой и может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} x_1 &= -2\Gamma_1 y_1 - 2\Gamma_k \xi + 2\Gamma_1 \eta, \\ \frac{d}{dt} x_2 &= -2\Gamma_2 y_2 - 2\bar{\Gamma}_k \xi + 2\bar{\Gamma}_2 \eta, \\ \frac{d}{dt} y_1 &= 4\Gamma_1 y_1 (x_1 - 1) + 2(\Gamma_k \xi - \Gamma_1 \eta)(2x_1 + 1), \\ \frac{d}{dt} y_2 &= 4\bar{\Gamma}_2 y_2 (x_2 - 1) + 2(\bar{\Gamma}_k \xi - \bar{\Gamma}_2 \eta)(2x_2 + 1), \\ \frac{d}{dt} \xi &= \{ \Gamma_1 (2x_1 + 1) + \Gamma_2 (2x_2 + 1) \} \xi + 4(\Gamma_k x_1 y_2 + \bar{\Gamma}_k x_2 y_1), \\ \frac{d}{dt} \eta &= \{ \tilde{\Gamma}_1 (2x_1 + 1) + \tilde{\Gamma}_2 (2x_2 + 1) \} \eta + 4(\tilde{\Gamma}_1 x_1 y_2 + \tilde{\Gamma}_2 x_2 y_1). \end{aligned} \quad (II)$$

Здесь введены обозначения $x_\alpha \equiv \langle R_{3\alpha} \rangle$; $y_\alpha \equiv \langle R_\alpha^+ R_\alpha^- \rangle$; $\xi \equiv \text{Re} \langle R_1^+ R_2^- \rangle$;

$$\Gamma_\alpha \equiv \text{Re} f_{\alpha\alpha}; \quad \tilde{\Gamma}_\alpha \equiv \text{Im} f_{\alpha\alpha}; \quad \Gamma_k \equiv \text{Re} f_{12}; \quad \tilde{\Gamma}_k \equiv \text{Im} f_{12}; \quad \bar{\Gamma}_k \equiv \text{Re} f_{21}; \quad \bar{\tilde{\Gamma}}_k \equiv \text{Im} f_{21}.$$

В силу определения кинетических коэффициентов (7) ясно, что при достаточно больших T_β параметры $\tilde{\Gamma}_\alpha$, $\tilde{\Gamma}_k$, $\bar{\tilde{\Gamma}}_k$ исчезающе малы по сравнению с Γ_α , Γ_k , $\bar{\Gamma}_k$. Поэтому вкладом соответствующих членов в уравнения (II) можно пренебречь. В результате имеем $\eta(t) = \text{const}$, и система (II) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} x_1 &= -2\Gamma_1 y_1 - 2\Gamma_k \xi, \\ \frac{d}{dt} x_2 &= -2\Gamma_2 y_2 - 2\bar{\Gamma}_k \xi, \\ \frac{d}{dt} y_1 &= 4\Gamma_1 (x_1 - 1) y_1 + 2\Gamma_k (2x_1 + 1) \xi, \\ \frac{d}{dt} y_2 &= 4\bar{\Gamma}_2 (x_2 - 1) y_2 + 2\bar{\Gamma}_k (2x_2 + 1) \xi, \\ \frac{d}{dt} \xi &= \{ \Gamma_1 (2x_1 + 1) + \Gamma_2 (2x_2 + 1) \} \xi + 4(\Gamma_k x_1 y_2 + \bar{\Gamma}_k x_2 y_1). \end{aligned} \quad (I2)$$

Исследуя систему (I2), нетрудно установить наличие интеграла движения:

$$y_1 + x_1^2 - 2x_1 - \frac{\Gamma_k}{\bar{\Gamma}_k} (y_2 + x_2^2 - 2x_2) = \text{const}. \quad (I3)$$

Отметим, что получаемый обычно в однокомпонентном случае интеграл движения имеет вид ^[6,7]

$$y + x^2 - 2x = \text{const}. \quad (I4)$$

В отличие от (I4) интеграл движения (I3) зависит от параметров взаимодействия поля с излучателями. Например, в случае $T_i \rightarrow \infty$ в силу (7a) имеем $\frac{\Gamma_k}{\bar{\Gamma}_k} = \frac{\Omega_2}{\Omega_1}$. С помощью интеграла движения (I3) можно понизить число уравнений в (I2) на единицу, а затем анализировать их численно. Мы, однако, избрали другой путь: численно исследовали непосредственно систему нелинейных уравнений (I2), контролируя правильность одновременным вычислением интеграла (I3), целиком определяемого параметрами компонент и начальными условиями.

С помощью численного счета из уравнений (I2) определялось временное поведение средних полуразностей населенностей x_1 , x_2 и интенсивности излучения I . Последняя определяется соотношением ^[5]

$$I(t) = \frac{d}{dt} \sum_k \hbar \omega_k \langle a_k^\dagger a_k \rangle. \quad (I5)$$

Отсюда с помощью (3) имеем

$$I(t) = \frac{d}{dt} \sum_k \left\{ \frac{1}{\hbar} \sum_{\alpha\beta} \omega_k g_{k\alpha} g_{k\beta} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t d\tau' d\tau'' e^{i\omega_k(\tau'-\tau'')} \langle R_\alpha^+(\tau) R_\beta^-(\tau') \rangle \right\} =$$

$$= \sum_k \sum_{\alpha\beta} \frac{\omega_k}{\hbar} g_{k\alpha} g_{k\beta} \left\{ F_{k\alpha\beta}(t; t) + \int_{t_0}^t d\tau' \frac{\partial}{\partial t} F_{k\alpha\beta}(t; \tau') \right\},$$

где

$$F_{k\alpha\beta}(t; \tau) \equiv \int_{-\infty}^t d\tau' e^{i\omega_k(\tau'-\tau)} \langle R_\alpha^+(\tau) R_\beta^-(\tau') \rangle.$$

Переходя к приближению Борна - Маркова для парной функции

$$\langle R_\alpha^+(t) R_\beta^-(\tau) \rangle \equiv \langle R_\alpha^+(t) R_\beta^-(t) \rangle e^{i\Omega_\beta(t-\tau)} e^{-(t-\tau)/2T_\beta}$$

выполняя интегрирование по времени τ' и переходя к интегрированию по K , получаем:

$$I(t) = \sum_{\alpha\beta} (\xi_{\alpha\beta} + \xi_{\beta\alpha}^*) \langle R_\alpha^+(t) R_\beta^-(t) \rangle, \quad (I6)$$

где

$$\xi_{\alpha\beta} = \frac{V}{c^2 \hbar 2\pi^2} \int_0^\infty \omega^3 g_{k\alpha} g_{k\beta} \frac{\frac{1}{2T_\beta} - i(\omega - \Omega_\beta)}{\left(\frac{1}{2T_\beta}\right)^2 + (\omega - \Omega_\beta)^2} d\omega.$$

Как нетрудно видеть, при $T_\beta \rightarrow \infty$, $\xi_{\alpha\beta} \rightarrow \hbar \Omega_\beta g_{\alpha\beta}^2$,

$$I(t) = - \sum_\alpha \hbar \Omega_\alpha \frac{d}{dt} x_\alpha, \quad (I7)$$

т.е. полная интенсивность складывается из интенсивностей компонент.

Перейдем теперь к численному анализу решений системы (2) и соответствующих значений интенсивности (I6).

Случай I. Пусть $N_1 = 10^5$, $N_2 = \epsilon N_1$, $\epsilon = 0,8$. Выберем начальные условия в виде

$$x_\alpha(0) = N_\alpha / 2,$$

соответствующем полной начальной инверсии для обеих компонент^{x)}

Пусть далее $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_R n^{-1/2} = \bar{\Gamma}_R n^{1/2}$, где $n \equiv \Omega_2 / \Omega_1$.

x) Такое начальное состояние получается при прохождении через систему \mathcal{F} - импульсов /7/

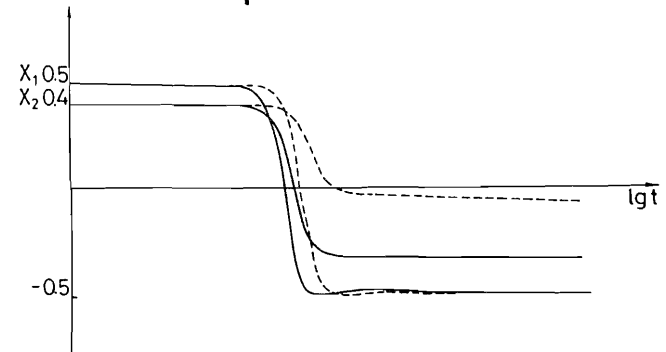


Рис. Iа. Временная зависимость полуразностей населенностей x_1 и x_2 при начальном условии $x_1(0) = x_2(0) = N_\alpha / 2$. Сплошная линия соответствует $n = 0,75$, пунктирная $n = 0,5$.

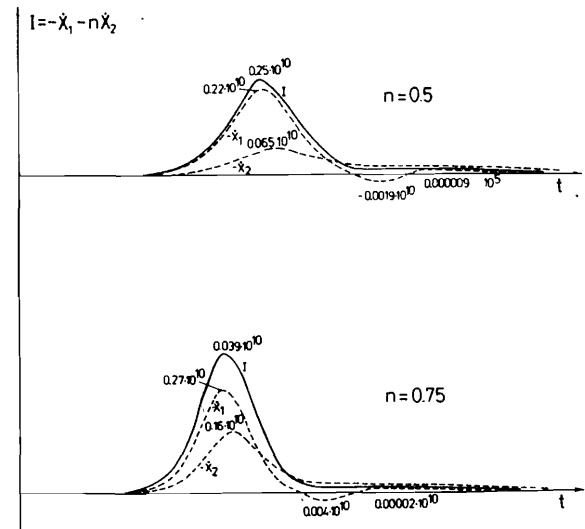


Рис. Iб. Интенсивность излучения для тех же начальных условий, что и на рис. Iа. Сплошная линия - полная интенсивность, пунктирная - интенсивности компонент.

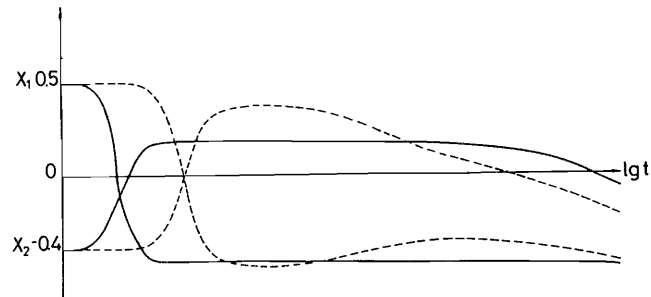


Рис.2а. Временная эволюция полуразностей населенностей x_1 и x_2 для начальных условий $x_1(0) = N_1/2$, $x_2(0) = N_2/2$. Сплошная линия $n = 0,75$, пунктирная $n = 0,99$.

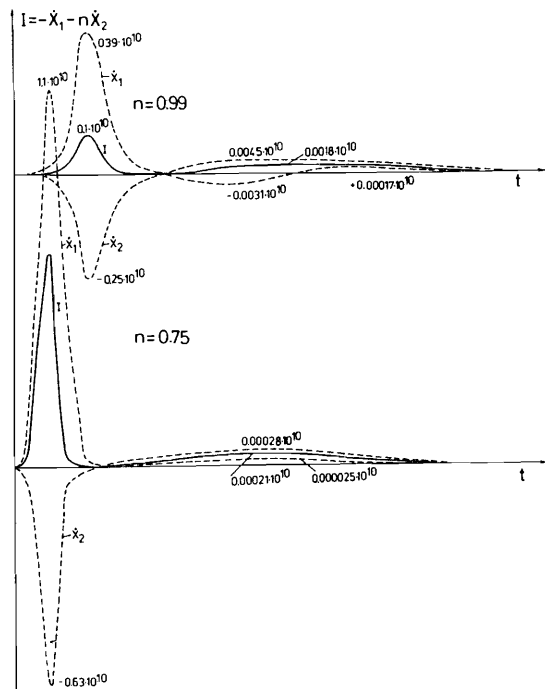


Рис.2б. Интенсивность излучения для тех же начальных условий, что и на рис.2а. Сплошная линия - полная интенсивность, пунктирная - интенсивность компонент.

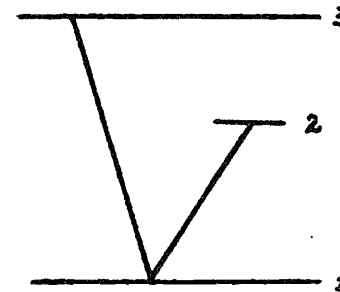


Рис. 3. Схема процесса ∇ -типа для трехуровневого атома.

Положим $\Gamma_1 = 10^{-6}$ I/c, $\Gamma_2 = 10^3$ I/c, $\Gamma_3 = 0.5 \cdot 10^3$ I/c. Тогда временная зависимость полуразностей населенностей компонент имеет вид, представленный на рис. 1а (сплошная линия соответствует случаю $n = 0,75$, пунктирная - $n = 0,5$). Наличие корреляций между компонентами ведет к возникновению дополнительного возбуждения заселенностей в компонентах на больших временах, что проявляется в появлении длинного хвоста спонтанного излучения, следующего за сверхизлучательным импульсом (рис. 1б).

Случай 2. Как и прежде $N_1 = 10^5$, $N_2 = eN_1$, $e = 0,8$, но $x_1(0) = N_1/2$, $x_2(0) = -N_2/2$.

Иначе говоря, компонента "1" полностью инвертирована, тогда как компонента "2" полностью девозбуждена в начальный момент времени. Здесь наличие корреляций приводит к созданию инверсной заселенности в компоненте "2" за счет излучения в компоненте "1" (рис. 2а). В этом случае имеется два пика интенсивности; второй пик на два порядка ниже первого и имеет значительно большую длительность (рис. 2б).

Таким образом, наличие корреляций, обусловленных взаимодействием через общее поле излучения между компонентами, приводит к качественному изменению картины сверхизлучения в однокомпонентной системе. Такая специфика поведения может быть проверена экспериментально в газовых смесях. Другая возможность экспериментальной проверки связана с рассмотрением сверхизлучательного процесса в трехуровневой системе ∇ -типа (рис. 3). Такую систему можно приближенно рассматривать как совокупность двух двухуровневых систем (пренебрегая корреляциями в одном атоме и сохраняя лишь коллективные корреляции). Поэтому полученные здесь уравнения пригодны и в этом случае.

Авторы благодарны Н.Н. Боголюбову (мл.) за полезные обсуждения.

Литература

1. Dicke R.H. - Phys. Rev., 93, 1954, 99 .
2. Nepp K., Lieb.- Ann . Phys. , 76 (1973) 360.
3. Кудрявцев И.К., Мелешко А.Н., Шумовский А.С. - Квантовая электродинамика, 6 (1979) 2434.
4. Gross M., Haroche S.- Phys. Rep., 93 (1932) 301.
5. Allen L., Eberly J.H. - Optical Resonance and Two-Level Atoms (Wiley, New York, 1975).
6. Боголюбов Н.Н. (мл.), Фам Ле Кьен, Шумовский А.С. - ТМФ, 1982, 52, 456; ОИЯИ, Р17-81-456, Дубна (1981).
7. Bogolubov N.N. Jr., Fam Le Kien, Shumovsky A.S. Physica, 128A, (1984) 82.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 октября 1987 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Каданцева Е.П., Шумовский А.С., Юкалов В.И. P17-87-756
Сверхизлучение в двухкомпонентной двухуровневой системе

Для многокомпонентной сверхизлучательной системы построена точная иерархия уравнений для атомных средних. На примере двухкомпонентной системы показано, что наличие корреляций между компонентами, возникающих за счет взаимодействия с общим полем излучения, приводит к качественному изменению процесса по сравнению со случаем двух независимых компонент. В частности, возможно появление двух последовательных импульсов сверхизлучения в системе, в которой в начальный момент возбуждена лишь одна компонента.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Kadantseva E.P., Shumovsky A.S., Yukalov V.I. P17-87-756
Super-Radiation in the Two-Component Two-Level System

An exact hierarchy of equations for atomic averages is constructed for a multicomponent super-radiative system. By an example of a two-component system it is shown that the correlations between components arising from the interaction with a common field of radiation change the process qualitatively in comparison with the case of two independent components. In particular, two successive super-radiation pulses may appear in the system that initially had only one excited component.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987