

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P17-84-671

**Н.Н.Боголюбов (мл.), Е.К.Башкиров*,
Фам Ле Киен*, А.С.Шумовский**

**СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ
С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ НАКАЧКИ**

Направлено в журнал "Physica A"

* Московский государственный университет

1984

Обычно при теоретическом исследовании процессов коллективно-излучения в макроскопических системах рассматривают процессы, развивающиеся из начального состояния атомной подсистемы, в котором все двухуровневые излучатели полностью инвертированы и макроскопическая поляризация равна нулю. Влиянием накачки на динамику процесса при этом пренебрегают. Очевидно, что такое рассмотрение проблемы спонтанного коллективного излучения справедливо только в том случае, когда для накачки системы используются когерентные импульсы с длительностью, значительно меньшей характерного времени коллективного излучения, т.е. $\tau_p \ll \tau_R$. Вместе с тем, во всех известных в настоящее время экспериментальных работах по сверхизлучению /см., например, /1-8/ / используют оптическую накачку с длительностью импульса τ_p , превосходящей характерное для исследуемой системы время коллективного распада τ_R . Для таких условий, как впервые указали Боуден и Сунг /9/R, процессы когерентной накачки могут оказать заметное влияние на процессы излучения в системе. Таким образом, для адекватного описания динамики спонтанного коллективного излучения в реальной системе необходимо учитывать процессы накачки. Исследование таких систем было начато в работах Боудена и Сунга /9-10/. На основе метода проекционного оператора /11/ было получено обобщенное master equation для системы трехуровневых излучателей, взаимодействующей с квантовым электромагнитным полем и когерентной накачкой. Исследование обобщенного master equation проводилось в рамках приближения среднего поля. Однако в последнее время в теории сверхизлучательных процессов развит новый метод исключения бозонных операторов, позволяющий получать точную иерархию кинетических уравнений в подсистеме излучателей /12-14/. Целью настоящей работы является получение точной иерархии кинетических уравнений для спонтанного коллективного излучения в макроскопической системе трехуровневых излучателей с учетом процессов когерентной накачки и анализ некоторых следствий, полученных на основе данной иерархии.

Рассмотрим систему трехуровневых излучателей, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем и классическим электрическим полем накачки. Для простоты предположим, что частота накачки совпадает с частотой перехода 1-3 в излучателях /см. рис.1/. Мы будем пренебрегать спонтанным излучением на переходе 1-3. Предположим также, что переход между уровнями 2 и 1 запрещен. Тогда гамильтониан системы можно записать в следующем

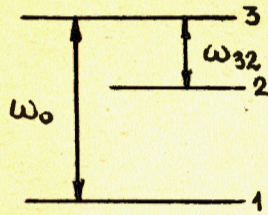


Рис.1. Схема энергетических уровней и разрешенных переходов в трехуровневой системе. ω_0 - частота накачки, совпадающая с частотой перехода между 3 и 1 уровнями ω_{31} . Коллективное излучение осуществляется на переходе между 3 и 2 уровнями.

виде /9/:

$$H = \sum_{f=1}^N \sum_{a=1}^3 \epsilon_a R_{aa}^{(f)} + \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k + \hbar N^{-1/2} \sum_{f,k} g_k \{ \exp(i \vec{k} \vec{x}_f) R_{32}^{(f)} a_k + \exp(-i \vec{k} \vec{x}_f) R_{23}^{(f)} a_k^+ \} + \frac{1}{2} \sum_f \hbar \omega_R(t) \{ \exp[-i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{x}_f)] R_{31}^{(f)} + \exp[i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{x}_f)] R_{13}^{(f)} \}. \quad /1/$$

Здесь индекс f нумерует излучатели; индекс a нумерует уровни в излучателе; ϵ_a - энергия уровня a ; $R_{aa}^{(f)}$ - оператор населенности уровня a в f -атоме; $R_{a\beta}^{(f)}$ - оператор, описывающий переходы с уровня β на уровень a в f -атоме и удовлетворяющий коммутационным соотношениям вида

$$[R_{a\beta}^{(f)}, R_{a'\beta'}^{(f')}] = R_{a\beta}^{(f)} \delta_{\beta a'} \delta_{ff'} - R_{a'\beta'}^{(f')} \delta_{a\beta} \delta_{ff'}; \quad /2/$$

a_k^+ (a_k) - оператор рождения /уничтожения/ фотона с импульсом \vec{k} , частотой ω_k и поляризацией \vec{e}_λ ($\lambda = 1, 2$); $g_k = \sqrt{\frac{2\pi\rho}{\hbar\omega_k}} \omega_{32} d_{32} \vec{u}_2 \cdot \vec{e}_\lambda$, где $d_{3a} = d_{3a} \vec{u}_a$ - матричный элемент оператора дипольного момента для перехода $3-a$, \vec{u}_a - единичный вектор в направлении \vec{d}_{3a} , $\omega_{3a} = \frac{\epsilon_3 - \epsilon_a}{\hbar}$, $\rho = N/V$ - плотность излучателей; \vec{x}_f - радиус-вектор f -излучателя; $\omega_R(t) = \frac{E_0 d_{31}}{\hbar}$ - частота Раби для когерентной накачки; E_0 - амплитуда электрического поля накачки; ω_0 - частота накачки, совпадающая с ω_{31} ; \vec{k}_0 - ее волновой вектор.

Введем для удобства коллективные операторы /12/:

$$R_{a\beta}(\nu) = \sum_f R_{a\beta}^{(f)} \exp(i\nu \vec{x}_f), \quad a \geq \beta;$$

$$R_{a\beta}(\nu) = \sum_f R_{a\beta}^{(f)} \exp(-i\nu \vec{x}_f), \quad a < \beta, \quad R_{aa} = \sum_f R_{aa}^{(f)}, \quad /3/$$

где $\nu_i = \frac{2\pi n_i}{L_i}$ ($i = x, y, z$), n_i - целые числа, $\Pi L_i = V_c$. Вектор $\vec{\nu}$ соответствует модам в рабочем объеме резонатора V_c . Обратные преобразования имеют вид:

$$R_{a\beta}^{(f)} = N^{-1} \sum_\nu R_{a\beta}(\nu) \exp(-i\nu \vec{x}_f), \quad a \geq \beta,$$

$$R_{a\beta}^{(f)} = N^{-1} \sum_\nu R_{a\beta}(\nu) \exp(i\nu \vec{x}_f), \quad a < \beta. \quad /4/$$

Используя /2/-/4/, можно получить коммутационные соотношения для коллективных операторов в виде

$$[R_{a\beta}(\nu), R_{a'\beta'}(\nu')] = R_{a\beta}(\nu) (\Lambda S(a, \beta')) \delta_{a'\beta} - R_{a'\beta'}(\nu') (\Lambda S(a', \beta)) \delta_{a\beta'}.$$

где

$$S(p, q) = \begin{cases} 1 & p \geq q \\ -1 & p < q \end{cases}, \quad \Lambda \equiv \nu S(a, \beta) + \nu' S(a', \beta').$$

Используя формализм коллективных операторов, гамильтониан /1/ можно переписать в следующем виде:

$$H = \sum_a \epsilon_a R_{aa} + \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k + \hbar N^{-1/2} \sum_{k,\nu} g_k \{ R_{32}(\nu) a_k \phi(\vec{k} - \vec{\nu}) + \phi^*(\vec{k} - \vec{\nu}) R_{23}(\nu) a_k^+ \} + \frac{1}{2} \hbar \omega_R(t) \sum_\nu \{ \exp(-i\omega_0 t) \phi(\vec{k}_0 - \vec{\nu}) R_{31}(\nu) + \exp(i\omega_0 t) \phi^*(\vec{k}_0 - \vec{\nu}) R_{13}(\nu) \}, \quad /5/$$

где $\phi(\vec{\kappa}) = N^{-1} \sum_f \exp(i\vec{\kappa} \vec{x}_f)$.

Обозначим через \mathcal{D}_t статистический оператор M - F системы /под M -системой понимается система, состоящая из N излучателей и классической накачки, а под F -системой - квантовое электромагнитное поле/, удовлетворяющей уравнению Лиувилля

$$i\hbar \frac{\partial \mathcal{D}_t}{\partial t} = [\mathcal{H}_t, \mathcal{D}_t]$$

с начальными условиями

$$\mathcal{D}_{t_0} = \rho(M) \mathcal{D}(F), \quad \mathcal{D}(F) = |0\rangle \langle 0|, \quad \text{вр } \rho(M) = 1, \quad (M)$$

причем взаимодействие с F -системой считается включенным в момент времени $t = t_0$. Тогда для произвольного оператора $f(M)$,

действующего на собственные функции гамильтониана /5/ только как на функции переменных, относящихся к M -системе, с помощью метода исключения бозонных переменных /12,14/ можно получить точное кинетическое уравнение в представлении Гейзенберга:

$$\text{sp}_{(M)} \left\{ f(M) \frac{\partial \rho_t(M)}{\partial t} + (i \hbar)^{-1} [H(M), f(M)] \rho_t(M) \right\} =$$

$$= N^{-1} \sum_{k, \nu} g_k^2 \int_{t_0}^t d\tau \exp\{-i\omega_k(t-\tau)\} \text{sp}_{(M, F)} \left\{ \phi(\vec{k}-\vec{\nu}) \phi^*(\vec{k}-\vec{\nu}) \right\}$$

$$[R_{32}(\nu)_t, f(M_t)] R_{23}(\nu)_t \mathcal{D}_{t_0} + \quad /6/$$

$$+ N^{-1} \sum_{k, \nu} g_k^2 \int_{t_0}^t d\tau \exp\{i\omega_k(t-\tau)\} \text{sp}_{(M, F)} \left\{ \phi(\vec{k}-\vec{\nu}) \phi^*(\vec{k}-\vec{\nu}) \right\}$$

$$R_{32}(\nu)_t [f(M_t), R_{23}(\nu)_t] \mathcal{D}_{t_0}.$$

Используя для вычисления интегралов в правой части /6/ "нулевое" приближение для коллективных операторов атомной подсистемы с учетом лоренцева неоднородного уширения /13/

$$R_{23}(\nu)_t = R_{23}(\nu)_t \exp\{i\omega_{23}(t-\tau)\} \exp\{-(t-\tau)/2T\},$$

$$R_{32}(\nu)_t = R_{32}(\nu)_t \exp\{-i\omega_{23}(t-\tau)\} \exp\{-(t-\tau)/2T\}.$$

/где T - так называемое время жизни осциллятора/ и переходя к пределу $t_0 \rightarrow -\infty$, получим марковское уравнение

$$\frac{d}{dt} \langle f(M_t) \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle [f(M_t), H(M_t)] \rangle +$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\nu} \Gamma_{\nu} \langle [R_{32}(\nu)_t, f(M_t)] R_{23}(\nu)_t \rangle + \frac{1}{2} \sum_{\nu} \Gamma_{\nu}^* \langle R_{32}(\nu)_t [f(M_t), R_{23}(\nu)_t] \rangle. \quad /7a/$$

Здесь $\Gamma_{\nu} = \gamma_{\nu} - i\Omega_{\nu}$ - параметры системы, определяющие после перенормировки соответственно затухание и сдвиг частоты:

$$\gamma_{\nu} = 2(2\pi)^{-3} \rho^{-1} \int dk \frac{2T g_k^2 |\phi(\vec{k}-\vec{\nu})|^2}{1 + 4T^2 (\omega_k - \omega_{23})^2},$$

$$\Omega_{\nu} = 2(2\pi)^{-3} \rho^{-1} \int dk 4T^2 g_k^2 |\phi(\vec{k}-\vec{\nu})|^2 \frac{\omega_k - \omega_{23}}{1 + 4T^2 (\omega_k - \omega_{23})^2}.$$

$$a \quad H(M) = \sum_a \epsilon_a R_{aa} + \frac{\hbar \omega_R(t)}{2} \sum_{\nu} \{ \phi(\vec{k}-\vec{\nu}) R_{31}(\nu) \exp(-i\omega_0 t) + \phi^*(\vec{k}-\vec{\nu}) R_{13}(\nu) \exp(i\omega_0 t) \}.$$

Будем рассматривать, как обычно /11/, динамику системы в одномодовом приближении. Тогда уравнение /7a/ можно упростить:

$$\frac{d}{dt} \langle f(M_t) \rangle = -\frac{i}{\hbar} \langle [f(M_t), H(M_t)] \rangle +$$

$$+ \frac{1}{2} \Gamma \langle [R_{32}, f(M_t)] R_{23} \rangle + \frac{1}{2} \Gamma^* \langle R_{32} [f(M_t), R_{23}] \rangle. \quad /7b/$$

Перейдем к рассмотрению медленно меняющихся амплитуд операторов атомной подсистемы. Для этого используем преобразование вида

$$U = \prod_f \exp\{i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{x}_f)\} \sum_a R_{aa}^{(f)}.$$

В новом представлении для оператора $H(M)$ имеем

$$H(M) = \frac{1}{2} \hbar \omega_R(t) (R_{31} + R_{13}).$$

Тогда для средних значений медленно меняющихся амплитуд операторов атомной подсистемы получаем следующую систему уравнений:

$$\langle \dot{R}_{11} \rangle = \frac{i\omega_R(t)}{2} \langle (R_{31} - R_{13}) \rangle,$$

$$\langle \dot{R}_{22} \rangle = \gamma \langle R_{32} R_{23} \rangle,$$

$$\langle \dot{R}_{33} \rangle = -\gamma \langle R_{32} R_{23} \rangle - \frac{i\omega_R(t)}{2} \langle (R_{31} - R_{13}) \rangle,$$

$$\langle \dot{R}_{13} \rangle = \frac{i\omega_R(t)}{2} \langle (R_{33} - R_{11}) \rangle - \frac{\gamma - i\Omega}{2} \langle R_{12} R_{23} \rangle,$$

$$\langle \dot{R}_{12} \rangle = \frac{i\omega_R(t)}{2} \langle R_{32} \rangle + \frac{\gamma + i\Omega}{2} \langle R_{32} R_{13} \rangle,$$

$$\langle \dot{R}_{32} \rangle = \frac{i\omega_R(t)}{2} \langle R_{12} \rangle + \frac{\gamma + i\Omega}{2} \langle R_{32} (R_{33} - R_{22}) \rangle.$$

В правые части уравнений для населенностей верхних уровней входит коррелятор более высокого порядка $\langle R_{32} R_{23} \rangle$. Для него с помощью уравнения /7b/ получаем

$$\frac{d}{dt} \langle R_{32} R_{23} \rangle = \gamma \langle R_{32} (R_{33} - R_{22}) R_{23} \rangle + \frac{i\omega_R(t)}{2} (\langle R_{12} R_{23} \rangle - \langle R_{32} R_{21} \rangle). \quad /9a/$$

Используя для членов в правой части уравнения /9а/, связанных с коллективным излучением на переходе 2-3, расщепление

$$\langle R_{32}(R_{33} - R_{22})R_{23} \rangle = \langle R_{32}R_{23}(R_{33} - R_{22} - 2) \rangle \approx \\ \approx \langle R_{32}R_{23} \rangle \langle (R_{33} - R_{22} - 2) \rangle,$$

а для членов, связанных с процессами накачки на переходе 1-3, пренебрегая коллективными эффектами

$$\langle R_{12}R_{23} \rangle \approx \langle R_{13} \rangle, \quad \langle R_{32}R_{21} \rangle \approx \langle R_{31} \rangle,$$

получим уравнение вида

$$\frac{d}{dt} \langle R_{32}R_{23} \rangle = \gamma \langle (R_{33} - R_{22} - 2) \rangle \langle R_{32}R_{23} \rangle + \frac{i\omega_R(t)}{2} (\langle R_{13} \rangle - \langle R_{31} \rangle). \quad /9б/$$

Рассмотрим решение системы уравнений /8/-/9/ для случая $t < \tau_p$ и интенсивного импульса накачки $\omega_R \tau_R \gg 1$. Для рассматриваемой стадии процесса коллективного излучения средняя населенность промежуточного уровня остается малой по сравнению с населенностью верхнего уровня, т.е. $\langle R_{33} \rangle \gg \langle R_{22} \rangle$. Таким образом, мы можем положить $\langle R_{22} \rangle = \langle R_{22} \rangle = 0$. Тогда из /8/ можно получить замкнутую систему уравнений:

$$\langle \dot{R}_{11} \rangle = \frac{i\omega_R(t)}{2} (\langle R_{31} \rangle - \langle R_{13} \rangle),$$

$$\langle \dot{R}_{33} \rangle = -\frac{i\omega_R(t)}{2} (\langle R_{31} \rangle - \langle R_{13} \rangle), \quad /10/$$

$$\langle \dot{R}_{13} \rangle = \frac{i\omega_R(t)}{2} (N - 2\langle R_{11} \rangle).$$

Решение системы уравнений /10/ с начальными условиями $\langle R_{33}(0) \rangle = \langle R_{13}(0) \rangle = 0$, $\langle R_{11}(0) \rangle = N$ есть

$$\langle R_{11}(t) \rangle = N \cos^2(\Phi/2), \quad \langle R_{33}(t) \rangle = N \sin^2(\Phi/2), \quad \langle R_{13}(t) \rangle = -(i/2)N \sin \Phi,$$

где $\Phi(t) = \int_0^t \omega_R(t') dt'$ - площадь импульса накачки. Выбирая для простоты прямоугольный импульс накачки $\omega_R = 0$, имеем $\Phi(t) = \omega_R t$. Тогда для макроскопической поляризации системы $y = \langle R_{32}R_{23} \rangle$ легко получить следующее уравнение:

$$\dot{y} = \frac{\gamma N}{2} (1 - \cos \omega_R t) y + \frac{\omega_R N}{2} \sin \omega_R t, \quad y(0) = 0. \quad /11/$$

Решение уравнения /11/ есть

$$y(t) = \int_0^t \exp\left\{ \frac{t-t'}{r_R^*} - \frac{\sin \omega_R(t-t')}{r_R^* \omega_R} \right\} \frac{\omega_R N}{2} \sin \omega_R t' dt', \quad /12/$$

где $r_R^* = 2/\gamma N = 2\tau_R$.

Рассмотрим теперь другую стадию процесса коллективного излучения, соответствующую временам $t > \tau_p$. Для времен, больших времени действия импульса накачки, из уравнений /8/-/9/ получаем

$$\langle \dot{R}_{22} \rangle = \gamma y, \quad \langle \dot{R}_{33} \rangle = -\gamma y, \quad \dot{y} = \gamma (\langle R_{33} \rangle - \langle R_{22} \rangle - 2)y. \quad /13/$$

С использованием новой переменной $x = (\langle R_{33} \rangle - \langle R_{22} \rangle)/2$ систему уравнений /13/ можно записать в виде

$$\dot{x} = -\gamma y, \quad \dot{y} = -2\gamma y - 2\gamma x y, \quad /14/$$

с начальными условиями

$$x(\tau_p) \equiv x_0 = N/2 \sin^2 \frac{\omega_R \tau_p}{2},$$

$$y(\tau_p) \equiv y_0 = \int_0^{\tau_p} \exp\left\{ \frac{\tau_p - t'}{r_R^*} - \frac{\sin \omega_R(\tau_p - t')}{r_R^* \omega_R} \right\} \frac{\omega_R N}{2} \sin \omega_R t' dt'.$$

Легко заметить, что из уравнений /14/ следует закон сохранения

$$\dot{y} + x^2 - 2x = A \equiv y_0 + x_0^2 - 2x_0. \quad /15/$$

С учетом /15/ получаем для переменной x уравнение

$$\dot{x} = -\gamma(A + 2x - x^2) = \gamma(x - x_1)(x - x_2), \quad x(\tau_p) = x_0, \quad /16/$$

где $x_{1,2} = 1 \pm \sqrt{1 + A}$.

Решение уравнения /16/ имеет вид

$$\left| \frac{x - x_1}{x - x_2} \right| = \exp\{\gamma(x_1 - x_2)(t - t_0)\}.$$

Легко заметить, что $x_1 > N/2 > 0 > x_2$. Область $x > x_2$ отвечает процессам излучения. Соответствующее решение уравнения /16/ принимает вид

$$x = x_2 + \frac{x_1 - x_2}{1 + \exp\{\gamma(x_1 - x_2)(t - t_0)\}}. \quad /17/$$

Постоянная величина t_0 легко может быть найдена из начального условия

$$x_0 = x_2 + \frac{x_1 - x_2}{1 + \exp\{\gamma(x_1 - x_2)(\tau_p - t_0)\}} \quad /18/$$

В нашем случае вместо t_0 удобнее использовать величину $t_D = t_0 - \tau_p$, имеющую смысл времени задержки коллективного импульса. Для величины t_D из уравнения /16/ получаем

$$t_D = \frac{1}{\gamma(x_1 - x_2)} \ln \frac{x_0 - x_2}{x_1 - x_0} \quad /19/$$

Соответствующая решению /17/ интенсивность коллективного излучения есть

$$I(t) = \frac{1}{2} \omega_{23} \frac{\gamma(x_1 - x_2)^2}{4} \operatorname{sech}^2 \frac{\gamma}{2} (x_1 - x_2) (t - \tau_p - t_D) \quad /20/$$

Во многих работах, посвященных исследованию второй стадии процесса спонтанного коллективного излучения, используют формализм угла Блоха /см., например, /17,9/. Введем угол Блоха стандартным образом: $|R_{32}| \equiv \frac{1}{2} N \sin \Theta$. Считая угол Блоха в момент окончания действия импульса накачки малой величиной, можно положить $|R_{32}(\tau_p)| \approx \frac{1}{2} N \Theta_p(\tau_p)$. Тогда для угла Блоха в момент окончания действия импульса накачки имеем

$$\Theta_p(\tau_p) = \frac{2}{N} |R_{32}(\tau_p)| = \frac{2}{N} \left(\frac{\gamma(\tau_p)}{2} \right)^{1/2} = \frac{1}{(N/2)^{1/2}} \left(\frac{1}{2} \int_0^{\tau_p} \exp\left\{ \frac{\tau_p - t'}{\tau_R^*} - \frac{\sin \omega_R(\tau_p - t')}{\tau_R^* \omega_R} \right\} \omega_R \sin \omega_R t' dt' \right)^{1/2} \quad /21/$$

В частном случае короткого импульса накачки $\tau_p \ll \tau_R$ из /12/ получаем аналитическое выражение для поперечной макроскопической поляризации системы в момент окончания действия импульса накачки

$$\gamma(\tau_p) = \exp\left\{ \frac{\tau_p}{2\tau_R^*} - \frac{\sin(\omega_R \tau_p / 2)}{\tau_R^* \omega_R} \right\} N \sin^2 \frac{\omega_R \tau_p}{2} \quad /22/$$

и соответственно для угла Блоха

$$\Theta_p(\tau_p) = \frac{1}{(N/2)^{1/2}} \exp\left\{ \frac{\tau_p}{4\tau_R^*} - \frac{\sin(\omega_R \tau_p / 2)}{2\tau_R^* \omega_R} \right\} \sin \frac{\omega_R \tau_p}{2} \quad /23/$$

Выражение /23/ для угла Блоха в момент окончания действия импульса накачки отличается от соответствующего выражения, полученного в /9/. По нашему мнению, это связано с тем, что в настоящей работе использован более адекватный подход к проблеме, позволяющий получать уравнения для корреляторов атомной подсистемы более высокого порядка.

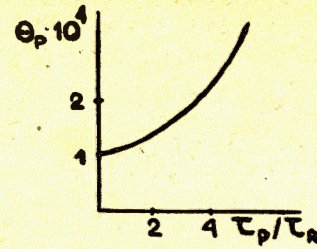


Рис.2. Зависимость начального эффективного угла Блоха /21/ от длительности импульса накачки; кривая получена при $N = 2 \cdot 10^8$.

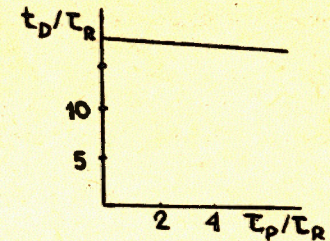


Рис.3. Зависимость времени задержки /19/ от длительности импульса накачки, график получен при $N = 2 \cdot 10^8$.

В общем случае найти аналитическое решение уравнения /11/ не представляется возможным. Результаты численных расчетов по формулам /11/-/21/ представлены на рис.2 и 3, где показаны зависимости величины угла Блоха в момент окончания действия импульса накачки $\Theta_p(\tau_p)$ /21/ и времени задержки t_D /19/ от длительности импульса накачки τ_p в случае π -импульса; кривые получены для системы с $N = 2 \cdot 10^8$. Представляет интерес сравнить полученные результаты с экспериментальными. В /15/ проведено прямое измерение эффективного начального угла Блоха $\Theta_0 = \Theta_p(\tau_p)$ для сверхизлучения в парах Cs. В условиях эксперимента /р/ $N = 2 \cdot 10^8$, $\tau_R = 0,4$ нс, $\tau_p = 2$ нс/ для Θ_0 было найдено значение $5 \cdot 10^{-4}$. До настоящей работы для описанного эксперимента наилучшее согласование с полученным в /15/ значением угла Блоха давали теории Бонифацио-Лугиато /11/ / $\Theta_0^{\text{БЛ}} = 1,0 \cdot 10^{-4}$ / и Шурмана и др. /16/ / $\Theta_0^{\text{Ш}} = 2,3 \cdot 10^{-4}$ / . С помощью численного решения уравнений /11/, /21/ мы находим для Θ_0 значение $2,7 \cdot 10^{-4}$, что соответствует его экспериментальному значению. Для времени задержки t_D в экспериментах с парами Cs /15,7/ было найдено значение $25\tau_R$. По формуле /19/ для величины t_D получаем значение $17\tau_R$. Для времени задержки теоретическое значение не очень хорошо согласуется с экспериментальным, что, по-видимому, связано с недостатками использованного в настоящей работе одно-модового приближения.

Таким образом, на основе метода исключения бозонных операторов в настоящей работе удалось получить точную иерархию кинетических уравнений, описывающую динамику спонтанного коллективного излучения с учетом процессов когерентной накачки. Последовательный анализ обобщенных кинетических уравнений для двух стадий коллективного излучения позволил получить зависимости основных параметров сверхизлучательного импульса, таких, как начальный эффективный угол Блоха и время задержки, от параметров

импульса накачки. Анализ формул /11/-/19/ показывает, что после действия импульса накачки система всегда остается в состоянии с отличным от нуля макроскопическим дипольным моментом. При этом за счет флуктуаций площади и длительности импульса накачки в условиях эксперимента возможны широкие флуктуации параметров коллективного импульса /амплитуды, ширины, времени задержки/. Полученное в настоящей работе значение эффективного начального угла Блоха находится в хорошем согласии с экспериментальным значением работы /15/.

Необходимо отметить, что при исследовании излучения системы на первой стадии при включенной накачке мы пренебрегали влиянием коллективных процессов на динамику населенностей атомных уровней. Более последовательное изучение данного процесса на основе уравнений /8/-/9/ является предметом дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Skribanowitz N. et al. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.309.
2. Rosenberger A.T., Petuchowsky S.J., Temple T.A. In: Cooperative Effects in Matter and Radiation. (Ed. by C.M.Bowden, D.W.Howgate and H.R.Robl). Plenum Press, N.Y., 1977.
3. Ehlich J.J. et al. In: Coherence and Quantum Optics IV. (Ed. by L.Mandel, E.Wolf). Plenum Press, N.Y., 1978.
4. Rosenberger A.T. et al. J.Opt.Soc.Am., 1978, 68, p.700.
5. Gross M. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.1035.
6. Flusberg A., Mossberg T., Hartman S.R. Phys.Lett., 1976, 58A, p.373.
7. Vrehan Q.H.F., Hikspoors H.M.J., Gibbs H.M. Phys.Rev.Lett., 1977, 39, p.764; 39, p.547.
8. Florian R., Schwan L.O., Schmid D. Solid State Comm., 1982, 42, p.55.
- 12 — 9. Bowden C.M., Sung C.C. Phys.Rev., 1978, A18, p.1558.
- 7 — 10. Bowden C.M., Sung C.C. Phys.Rev., 1979, A20, p.2033.
- 14 — 11. Bonifacio R., Lugiato L.A. Phys.Rev., 1975, A11, p.1507; A12, p.587.
- 8 — 12. Боголюбов Н.Н./мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1982, 52, с.423.
- 7 — 13. Боголюбов Н.Н./мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ОИЯИ, P17-83-648, Дубна, 1983.
- ← 14. Боголюбов Н.Н./мл./, Плечко В.Н., Шумовский А.С. ЭЧАЯ, 1983, 14, с.1443.
- есть погр. 15. Vrehan Q.H.F., Schuurmans M.F.H. Phys.Rev.Lett., 1979, 42, p.224.
- эксц. 16. Schuurmans M.F.H., Polder D., Vrehan Q.H.F. J.Opt.Soc.Am., 1978, 68, p.699.

17. Bonifacio R., Shwendiman P., Haake F. Phys.Rev., 1971, A4, p.302.

11 стр.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 октября 1984 года.

В Объединенном институте ядерных исследований начал выходить сборник "Краткие сообщения ОИЯИ". В нем будут помещаться статьи, содержащие оригинальные научные, научно-технические, методические и прикладные результаты, требующие срочной публикации. Будучи частью "Сообщений ОИЯИ", статьи, вошедшие в сборник, имеют, как и другие издания ОИЯИ, статус официальных публикаций.

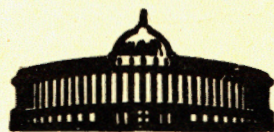
Сборник "Краткие сообщения ОИЯИ" будет выходить регулярно.

The Joint Institute for Nuclear Research begins publishing a collection of papers entitled *JINR Rapid Communications* which is a section of the *JINR Communications* and is intended for the accelerated publication of important results on the following subjects:

Physics of elementary particles and atomic nuclei.
Theoretical physics.
Experimental techniques and methods.
Accelerators.
Cryogenics.
Computing mathematics and methods.
Solid state physics. Liquids.
Theory of condensed matter.
Applied researches.

Being a part of the *JINR Communications*, the articles of new collection like all other publications of the Joint Institute for Nuclear Research have the status of official publications.

JINR Rapid Communications will be issued regularly.



Боголюбов Н.Н./мл./ и др.
Сверхизлучение с учетом процессов накачки

P17-84-671

Получена точная иерархия кинетических уравнений для трехуровневой системы, взаимодействующей с электромагнитным полем, с учетом когерентной накачки. На основе точной иерархии в марковском пределе исследована кинетика спонтанного коллективного излучения в системе. Найдена связь параметров сверхизлучательного импульса с параметрами импульса накачки.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Bogolubov N.N. (jr.) et al.
Superradiance Allowing for the Pumping Processes

P17-84-671

An exact hierarchy for a three-level macroscopic system interacting with an electromagnetic field is obtained taking into account the coherent pumping processes. On its basis the collective spontaneous radiation of the system is examined in the markovian limit. The relations between the parameters of the superradiant pulse and the parameters of the pumping pulse are obtained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984