12/XII-83

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

6472/83

Р17-83-648

Н.Н.Боголюбов (мл.), Фам Ле Киен,
А.С.Шумовский

ОБ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕРХИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ

Направлено в журнал "Теоретическая и математическая физика"

1983

В наших предыдущих работах [1,2] с помощью метода исключения бозонных переменных [3] было построено точное кинетическое уравнение для двухуровневых систем сверхизлучательного типа и исследованы релаксационные процессы в таких системах. Полученное на основе такого рассмотрения уравнение коллективного спонтанного излучения /уравнение /11/ работы [1] / имеет вид

$$\operatorname*{Sp}_{(M)} \Big\{ f(M) \frac{\partial \rho_t(M)}{\partial t} + \sum_{j=1}^{N} [f(M), (\Omega_j + \Omega')r_{jz}]\, \rho_t(M) -$$

$$- \frac{i}{2} \sum_{\nu} \tilde{\Omega}_{\nu} [f(M), S_{\nu}]\, \rho_t(M) \Big\} = \frac{1}{2} \operatorname*{Sp}_{(M,F)} \sum_{\nu} \gamma_{\nu}^{-} \{ [R_{\nu}^{+}, f(M)]\, R_{\nu}^{-} + \qquad /1/$$

$$+ R_{\nu}^{+} [f(M), R_{\nu}^{-}] \} D_{t_0} + \frac{1}{2} \operatorname*{Sp}_{(M,F)} \sum_{\nu} \gamma_{\nu}^{+} \{ [R_{\nu}^{-}, f(M)]\, R_{\nu}^{+} +$$

$$+ R_{\nu}^{-} [f(M), R_{\nu}^{+}] \} D_{t_0}$$

Здесь операция $\operatorname*{Sp}_{(M)}(\ldots)$ берется по состояниям M-подсистемы /вещество/, $\operatorname*{Sp}_{(M,F)}(\ldots\ldots)$ - по состояниям полной системы /вещество + поле/, $f(M)$ - произвольный оператор, действующий на собственные функции полной системы только как на функции переменных, относящихся к M-подсистеме,

$$\rho_t(M) = \operatorname*{Sp}_{(F)} D_t\,,$$

где D_t - статистический оператор полной системы "вещество - поле" с начальными условиями [1]

$$D_{t_0} = \rho(M)\, D(F), \qquad /2/$$

соответствующими включению взаимодействия вещества с полем в момент времени t_0. Оператор $R_{\nu}^{\pm}$ реализует представление коллективных переменных для операторов M-подсистемы [1,4]:

$$R_{\nu}^{\pm} = \sum_{j=1}^{N} r_j^{\pm} e^{\pm i \nu x_j}\,,$$

$$R^z_\nu = \sum_{j=1}^{N'} r_{jz}\, e^{i\nu x_j},$$

$$S_\nu = \sum_{j,j'\neq j} r_j^+ r_{j'}^-\, e^{i\nu(x_j - x_{j'})},$$

$$r_j^{\pm} = (r_{jx} \pm i r_{jy}); \qquad r_{j\alpha} = \frac{1}{2}\sigma_{j\alpha}.$$

Здесь N - полное число излучателей в системе, x_j - радиус-вектор j -го излучателя, Ω_j - собственная частота j -го излучателя и $\sigma_{j\alpha}$ - соответствующая компонента оператора Паули. Величины Ω', $\tilde{\Omega}_\nu$ в /1/ определяют соответственно постоянную и коллективную части сдвига Лэмба. Точные выражения для Ω', $\tilde{\Omega}_\nu$ даны в работе /1/. Параметры $\gamma_\nu^{\pm}$ характеризуют затухание и также определяются в работе /1/. Как нетрудно видеть, коллективные операторы излучателей удовлетворяют следующим перестановочным соотношениям:

$$[R_\nu^+, R_{\nu'}^-] = 2R^z_{\nu-\nu'}, \qquad R^z_{\nu-\nu} = R^z,$$

$$[R^z_\nu, R^{\pm}_{\nu'}] = \pm R^{\pm}_{\nu'\pm\nu}, \tag{/3/}$$

$$[R^+_\nu, S_{\nu'}] = 2R^+_{\nu'} R^z_{\nu-\nu'} + R^+_\nu .$$

$$[R^-_\nu, S_{\nu'}] = -2R^z_{\nu'-\nu} R^-_{\nu'} - R^-_\nu ,$$

$$[R^z, S_\nu] = 0.$$

В настоящей работе на основе уравнения спонтанного излучения /1/ мы исследуем временную зависимость интенсивности излучения в двухуровневой системе. Как известно /5/, величина интенсивности определяется производной

$$\frac{d}{dt} \langle R^z(t)\rangle .$$

Положим $f(M) = R^z$ в уравнении /1/. Тогда с учетом перестановочных соотношений /3/ получаем

$$\frac{d}{dt}\langle R^z(t)\rangle = \sum_\nu \{\gamma_\nu^+ \langle R_\nu^- R_\nu^+\rangle - \gamma_\nu^- \langle R_\nu^+ R_\nu^-\rangle\}$$

или

$$\frac{d}{dt}\langle R^z(t)\rangle = \sum_\nu \{(\gamma_\nu^+ - \gamma_\nu^-)\langle R_\nu^+ R_\nu^-\rangle - 2\gamma_\nu^+ \langle R^z\rangle\}. \tag{/4/}$$

Из определения оператора S_ν имеем

$$R_\nu^+ R_\nu^- = \frac{1}{2} N + R^z + S_\nu .$$

Теперь из уравнения /4/ получаем

$$\frac{d}{dt}\langle R^z(t)\rangle = \sum_\nu \{\frac{\gamma_\nu^+ - \gamma_\nu^-}{2} N - (\gamma_\nu^+ + \gamma_\nu^-)\langle R^z(t)\rangle +$$

$$+ (\gamma_\nu^+ - \gamma_\nu^-)\langle S_\nu\rangle\}.$$

Принимая во внимание явный вид оператора S_ν, перепишем это уравнение в окончательной форме:

$$\frac{d}{dt}\langle R^z(t)\rangle = \sum_\nu \{\frac{\gamma_\nu^+ - \gamma_\nu^-}{2} N - (\gamma_\nu^+ + \gamma_\nu^-)\langle R^z(t)\rangle + \tag{/5/}$$

$$+ N^2(\gamma_\nu^+ - \gamma_\nu^-)[N^{-2} \sum_{\substack{j,j' \\ (j\neq j')}} e^{i\nu(x_j - x_{j'})} \langle r_j^+ r_{j'}^-\rangle]\}.$$

Чтобы исследовать решения уравнения /5/, необходимо задать начальное состояние подсистемы излучателей. Обычно считают, что в начальный момент времени все двухуровневые атомы одинаково возбуждены /5/. В этом случае

$$\rho(M) = \prod_{j=1}^{N} |\Theta, \phi\rangle_j \langle\phi, \Theta|_j ,$$

где

$$|\Theta, \phi\rangle_j = |+\rangle_j\, e^{-i\frac{\phi}{2}} \sin\frac{\Theta}{2} + |-\rangle_j\, e^{i\frac{\phi}{2}} \cos\frac{\Theta}{2}.$$

Здесь Θ - так называемый угол Блоха, параметр ϕ определяет фазу в начальном состоянии, $|\pm\rangle_j$ - собственная функция M -подсистемы, соответствующая возбуждению или девозбуждению двухуровневого перехода. Однако реальной ситуации более соответствует начальное состояние, в котором излучатели возбуждаются при прохождении квазимонохроматического импульса. Пусть такой импульс характеризуется волновым вектором k_0 и площадью, равной π. Тогда

$$\rho(M) = \prod_{j=1}^{N} |\Theta, \phi - k_0 x_j\rangle_j \langle \phi - k_0 x_j, \Theta|_j . \tag{/6/}$$

Как нетрудно видеть,

$$\langle R^z(t)\rangle = -\frac{N}{2}\cos\Theta(t). \qquad /7/$$

Определим действие операторов излучателей на функции начального состояния:

$$r_j^-|\Theta,\ \phi-k_0x_j\rangle_j = |-\rangle\, e^{-i(\phi-k_0x_j)/2}\sin\frac{\Theta}{2},$$

$$r^+|\Theta,\ \phi-k_0x_j\rangle_j = |+\rangle\, e^{i(\phi-k_0x_j)/2}\cos\frac{\Theta}{2}.$$

Теперь для бинарного среднего, стоящего в правой части уравнения /5/, получаем

$$\langle r_j^+ r_{j'}^-\rangle = \frac{1}{4}\sin^2\Theta\, e^{-ik_0(x_j-x_{j'})};\quad j\neq j'.$$

Учитывая выражение среднего $\langle R^z\rangle$ через угол Блоха Θ /7/, находим отсюда

$$\langle r_j^+ r_{j'}^-\rangle = \{\frac{1}{4}-N^{-2}\langle R^z\rangle\}e^{-ik_0(x_j-x_{j'})}\quad (j\neq j'). \qquad /8/$$

Это соотношение, очевидно, справедливо лишь для начального момента времени t_0. Однако, используя так называемое нулевое приближение [2,3], можно представить операторы излучателей в виде

$$r_j^\pm(t) \simeq r_j^\pm e^{\pm i\Omega_j t},\qquad t\geq t_0.$$

Теперь для произвольного момента времени t имеем

$$\langle r_j^+(t)\, r_{j'}^-(t)\rangle = \langle r_j^+ r_{j'}^-\rangle e^{i(\Omega_j-\Omega_{j'})t}.$$

Как и в работе [1], предположим, что собственные частоты излучателей распределены симметрично относительно некоторой частоты Ω, причем

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{i\Omega t}\, G(\Omega)\, d\Omega = e^{-|t|/2T},$$

где $G(\Omega)$ - распределение частот и T - так называемое время жизни осциллятора. Такое рассмотрение соответствует учету неоднородного лоренцева уширения. Теперь искомое бинарное среднее можно представить в виде

$$\langle r_j^+(t)\, r_{j'}^-(t)\rangle = \langle r_j^+ r_{j'}^-\rangle\, e^{-|t|/T}\qquad (j\neq j'). \qquad /9/$$

С учетом соотношений /8/, /9/ последний член в правой части уравнения /5/ можно преобразовать следующим образом:

$$N^{-2}\sum_{j,j'\neq j} e^{i\nu(x_j-x_{j'})}\langle r_j^+(t)\, r_{j'}^-(t)\rangle =$$

$$= N^{-2}\sum_{j,j'\neq j} e^{i(\nu-k_0)(x_j-x_{j'})}\left(\frac{1}{4}-N^{-2}\langle R^z\rangle^2\right)e^{-|t|/T}.$$

Так как

$$N^{-2}\sum_{j,j'\neq j} e^{i(\nu-k_0)(x_j-x_{j'})} = \left(N^{-1}\sum_j e^{i(\nu-k_0)x_j}\right)^2 - \frac{1}{N} \equiv$$

$$\equiv \Lambda(\nu-k_0) - N^{-1},$$

то

$$N^{-2}\sum_{j,j'\neq j} e^{i\nu(x_j-x_{j'})}\langle r_j^+(t)\, r_{j'}^-(t)\rangle =$$

$$= [\Lambda(\nu-k_0)-N^{-1}]\left(\frac{1}{4}-N^{-2}\langle R^z(t)\rangle^2\right)e^{-|t|/T}.$$

Подставим это выражение в уравнение /5/. Тогда

$$\frac{d}{dt}\langle R^z(t)\rangle = \sum_\nu\{\frac{\gamma_\nu^+-\gamma_\nu^-}{2}N-(\gamma_\nu^++\gamma_\nu^-)\langle R^z(t)\rangle + \qquad /10/$$

$$+N^2(\gamma_\nu^+-\gamma_\nu^-)[\Lambda(\nu-k_0)-N^{-1}]\left(\frac{1}{4}-N^{-2}\langle R^z(t)\rangle^2\right)e^{-t/T},\ t>t_0.$$

Уравнение /10/ описывает процесс спонтанного излучения при начальном возбуждении подсистемы двухуровневых атомов /М - подсистемы/ вида /6/. Как нетрудно видеть из определения, функция $\Lambda(\nu-k_0)$ имеет максимум при $\nu=k_0$. Таким образом, в рассматриваемой изотропной системе атомов с топологией сферы спонтанное излучение будет направлено преимущественно вдоль направления возбуждающего π -импульса.

Рассмотрим теперь некоторые физические следствия из уравнения /10/. Чтобы упростить его запись, прежде всего введем следующие обозначения:

$$\sum_\nu (\gamma_\nu^+ + \gamma_\nu^-) \equiv \frac{1}{\tau},$$

$$\sum_\nu (\gamma_\nu^- - \gamma_\nu^+) \equiv \frac{\alpha}{\tau},$$

$$\sum_\nu (\gamma_\nu^- - \gamma_\nu^+) [\Lambda(\nu - k_0) - N^{-1}] \equiv \frac{\mu}{\tau}.$$

Теперь уравнение /10/ можно представить в виде

$$\frac{d}{dt} \langle R^z(t) \rangle = -\frac{1}{\tau} \{ \frac{\alpha N}{2} + \langle R^z(t) \rangle + \mu [\frac{N^2}{4} - \langle R^z(t) \rangle^2] e^{-t/T} \}. \qquad /11/$$

В частном случае бесконечного времени жизни осциллятора ($T = \infty$), что соответствует предположению об отсутствии уширения, из определения коэффициентов $\gamma_\nu^\pm$ /1/ имеем

$$\gamma_\nu^+ = 0,$$

$$\gamma_\nu^- = (2\pi)^{-2}\, v \int d^3k\; g_k^2 |\phi(k - \nu)|^2 \delta(\omega_k - \Omega).$$

Здесь g_k - параметр диполь-фотонной связи в гамильтониане Дикке, v - удельный объем системы и функция $\phi(\kappa)$ определена соотношением

$$\phi(\kappa) = N^{-1} \sum_j e^{i\kappa x_j}.$$

Теперь, как нетрудно видеть, коэффициент $\alpha = 1$ и уравнение /11/ преобразуется к виду

$$\frac{d}{dt} \langle R^z(t) \rangle = -\frac{1}{\tau} \{ \frac{N}{2} + \langle R^z(t) \rangle + \mu [\frac{N^2}{4} - \langle R^z(t) \rangle^2] \}, \qquad /12/$$

согласующемуся с известным результатом Релера и Эберли /6/. Отметим, что уравнение Релера-Эберли типа /12/ было получено на основе полуфеноменологического подхода, связанного с исследованием выражения для скорости изменения числа фотонов при излучении в приближении вращающейся волны /5/.

Вернемся теперь к исследованию общего уравнения /11/. Введем обозначение

$$x(t) \equiv \langle R^z(t) \rangle$$

и будем искать решение уравнения /11/ в виде

$$x(t) = e^{t/T} y(t).$$

Тогда уравнение для $y(t)$ примет вид

$$\frac{d}{dt} y(t) = \frac{\mu}{\tau} [y - \frac{\tau}{2\mu}(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T})]^2 - \frac{\tau}{4\mu}(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T})^2 - \frac{N\alpha}{2\tau} e^{-t/T} - \frac{\mu N^2}{4\tau} e^{-2t/T}.$$

Нетрудно видеть, что в результате замены

$$z \equiv y - \frac{\tau}{2\mu}(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T})$$

оно преобразуется в общее уравнение Риккати:

$$\frac{d}{dt} z(t) = \frac{\mu}{\tau} z^2 - a - bN e^{-t/T} - cN^2 e^{-2t/T}, \qquad /13/$$

где

$$a \equiv \frac{\tau}{4\mu} (\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T})^2,$$

$$b \equiv \frac{\alpha}{2\tau},$$

$$c \equiv \frac{\mu}{4\tau}.$$

В общем случае такое уравнение не интегрируется в квадратурах, и его решение не может быть выражено в конечном виде через элементарные функции /7/. В этой связи рассмотрим специальный случай больших T, когда

$$e^{-t/T} \cong 1 - \frac{t}{T}.$$

Теперь уравнение /13/ принимает вид

$$\frac{d}{dt} u(t) = u^2(t) + t\frac{D}{T} - E,$$

где

$$u \equiv \frac{\mu}{\tau} z,$$

$$D \equiv \frac{a\mu}{2\tau^2} N + \frac{\mu^2}{2\tau^2} N^2,$$

$$E \equiv \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T}\right)^2 + \frac{a\mu}{2\tau^2} N + \frac{\mu^2}{4\tau^2} N^2.$$

Это уже специальное уравнение Риккати /7/, решение которого может быть найдено стандартными методами /7,8/. В результате для среднего $\langle R^z(t)\rangle$ получаем

$$\langle R^z(t)\rangle = \frac{\tau}{\mu} e^{t/T}\left\{\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\tau} + \frac{1}{T}\right) - \frac{v'(t)}{v(t)}\right\}, \qquad /14/$$

где

$$v(t) = \left(\frac{T}{D}\right)^{1/3} \sqrt{\frac{t}{T} D - E}\; Z_{1/3}\left(\frac{2}{3}\, \frac{T}{D}\left[\frac{t}{T} D - E\right]^{3/2}\right).$$

Здесь

$$Z_{1/3}(\chi) \equiv C_1\, J_{1/3}(\chi) + C_2\, N_{1/3}(\chi)$$

и $J_a(\chi)$, $N_a(\chi)$ - соответственно функции Бесселя 1-го и 2-го рода. Параметры C_1 и C_2 определяются начальными условиями /7/.

Рассмотрим теперь три частных случая.

1. $t \ll T$, так что $e^{-t/T} \approx 1$. Тогда уравнение /12/ существенно упрощается и принимает вид

$$\frac{d}{dt} x(t) = -A^2 - \frac{x}{\tau} + \frac{\mu}{\tau} x^2, \qquad /15/$$

$$A \equiv \left(\frac{Na}{2\tau} + \frac{\mu N^2}{4\tau}\right)^{1/2}.$$

Стандартное решение такого уравнения:

$$x \equiv \langle R^z(t)\rangle = \frac{1}{2\mu} - C \,\mathrm{th}\, \frac{\mu C}{\tau}(t - t_m), \qquad /16/$$

$$C \equiv \sqrt{\frac{1}{4\mu^2} + \frac{Na}{2\mu} + \frac{N^2}{4}},$$

и t_m - некоторый момент времени, соответствующий максимуму интенсивности. Для такого решения зависимость интенсивности

$$I(t) = -\hbar\Omega \frac{d}{dt}\langle R^z(t)\rangle \qquad /17/$$

от времени имеет вид

$$I(t) = \frac{\hbar\Omega C}{2\tau_N} \mathrm{sech}^2 \frac{t - t_m}{2\tau_N} =$$

$$= \hbar\Omega \frac{\mu}{\tau}\left(\frac{N^2}{4} + \frac{Na}{2\mu} + \frac{1}{4\mu^2}\right) \mathrm{sech}^2 \frac{t - t_m}{2\tau_N}, \qquad /18/$$

где

$$\tau_N \equiv \frac{\tau}{2\mu C}$$

/см. рис.1/. В частном случае $T \to \infty$ имеем

$$\gamma^+_\nu \to 0, \quad a \to 1, \quad C \to \frac{N}{2} + \frac{1}{2\mu}.$$

Поэтому

$$\tau_N = \frac{\tau}{N\mu + 1}$$

и

$$\langle R^z(t)\rangle = -\frac{N}{2}\left[\left(1 + \frac{1}{N\mu}\right) \mathrm{th}\, \frac{t - t_m}{2\tau_N} - \frac{1}{N\mu}\right],$$

$$I(t) = \frac{\hbar\Omega}{4\mu\tau}(N\mu + 1)^2 \mathrm{sech}^2 \frac{t - t_m}{2\tau_N}, \qquad /19/$$

где

$$t_m = \frac{\tau}{N\mu + 1} \ln N\mu$$

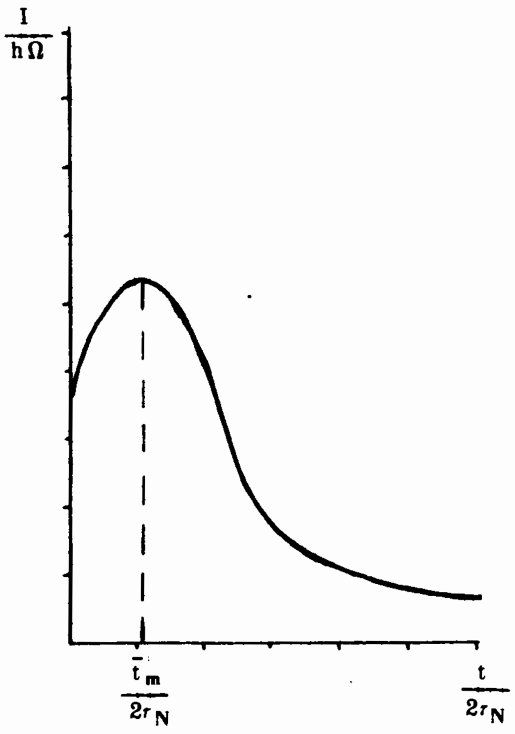

Рис.1. Зависимость от времени интенсивности излучения /19/.

при начальном условии $\langle R^z(t_0)\rangle = \frac{N}{2}$. Подчеркнем, что /19/ согласуется с результатами Релера-Эберли /6/.

Возвращаясь к выражению /18/, отметим, что оно описывает процессы нормального излучения и сверхизлучения. Последнее связано с максимумом интенсивности, достигаемом при $t = t_m$ /рис.1/, причем t_m можно считать малым по сравнению с T.

2. Для $t \sim T$ уже нельзя пренебрегать фактором $e^{-t/T}$. Однако, если предположить, что сверхизлучение все еще преобладает над обычным излучением, то из /11/ нетрудно получить

$$\frac{d}{dt}\langle R^z(t)\rangle \cong \frac{N}{2}\,\mathrm{th}\,\left(\frac{\mu N T}{2\tau}e^{-t/T} - \delta\right),$$

где величина δ определяется условием сшивки выражения для интенсивности

$$I(t) \cong N^2 h\Omega\frac{\mu}{4\tau}e^{-t/T}\,\mathrm{sech}^2\left(\frac{\mu N T}{2\tau}e^{-t/T} - \delta\right) \qquad /20/$$

с решением /18/ в области $t \ll T$. Учет влияния неоднородного уширения в области $t \sim T$ приводит к тому, что спад пика интенсивности происходит быстрее, чем в случае отсутствия неоднородного уширения, а это приводит к асимметрии кривой относительно максимума /рис.2/, в отличие от результатов работы /6/.

3. Рассмотрим теперь очень большие времена $t \gg T$. В этом случае $e^{-t/T} \sim 0$ и уравнение /11/ принимает вид

$$\frac{d}{dt}\langle R^z(t)\rangle = -\frac{N\alpha}{2\tau} - \frac{1}{\tau}\langle R^z(t)\rangle,$$

откуда

$$\langle R^z(t)\rangle = -\frac{N\alpha}{2} + N\xi e^{-t/\tau}.$$

Соответствующая интенсивность есть

$$I(t) = \frac{h\Omega}{\tau}N\xi e^{-t/T},$$

то есть имеет место лишь обычное излучение.

Заметим, что при $t \to \infty$

$$\langle R^z(t)\rangle \to -\frac{N\alpha}{2} \geq -\frac{N}{2}.$$

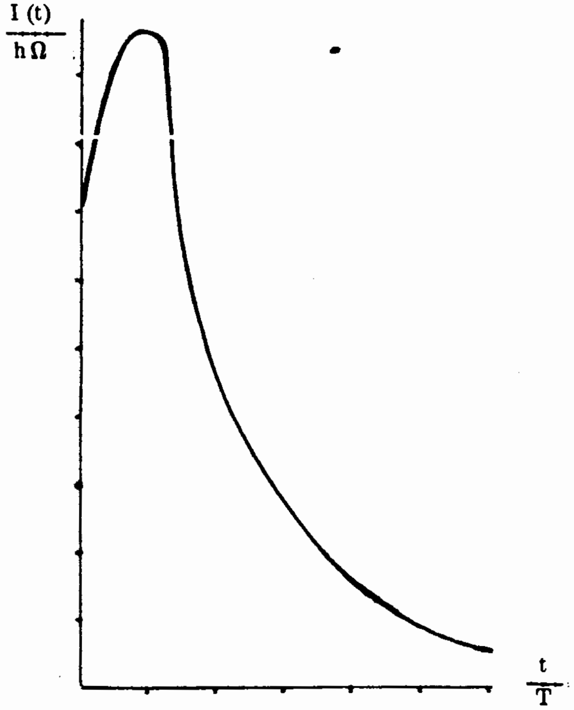

Рис.2. Зависимость от времени интенсивности излучения /20/.

При отсутствии неоднородного уширения $\alpha = 1$ и

$$\lim_{t\to\infty} \langle R^z(t)\rangle = -\frac{N}{2}.$$

Иначе говоря, вся энергия начального возбужденного состояния перешла в энергию излучения. При наличии неоднородного уширения

$$\alpha < 1, \qquad \lim_{t\to\infty} \langle R^z(t)\rangle = -\frac{N\alpha}{2} \ge -\frac{N}{2}.$$

Это последнее неравенство означает, что после процесса излучения остается еще некоторая энергия. Именно с наличием такой остаточной энергии связан процесс возникновения фотонного эха, вызываемого обратным затуханием /5/.

Таким образом, на основе точного кинетического уравнения работы /1/ удается описать процессы спонтанного излучения в макроскопической двухуровневой системе, в частности, получить уравнение /11/, обобщающее известное уравнение Релера-Эберли в теории сверхизлучения.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить П.Н.Боголюбова, А.Ф.Писарева, Н.А.Черникова и В.И.Юкалова за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1982, 52, с. 423-430; ОИЯИ, Р17-81-465, Дубна, 1981.
2. Боголюбов Н.Н./мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. ТМФ, 1982, 53, с. 108-113; ОИЯИ, Р17-81-514, Дубна, 1981.
3. Боголюбов Н.Н., Боголюбов Н.Н. /мл./. ЭЧАЯ, 1980, 11, с.245.
4. Banfi G., Bonifatio R. Phys.Rev., 1975, A12, p. 2068.
5. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. "Мир", М., 1978.
6. Rehler N.E., Eberly J.H. Phys.Rev., 1971, A3, p. 1735.
7. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. Физматгиз, М., 1965.
8. Степанов В.В. Курс дифференциальных уравнений. Гостехиздат, М., 1953.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 сентября 1983 года.

Боголюбов Н.Н. /мл./, Фам Ле Киен, Шумовский А.С. Р17-83-648
Об интенсивности сверхизлучательной генерации в двухуровневых системах

На основе кинетического уравнения работы /1/ исследована временная зависимость интенсивности излучения с учетом неоднородного лоренцева уширения линии.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Bogolubov N.N. Jr., Fam Le Kien, Shumovsky A.S. P17-83-648
On the Intensity of Superradiant Generation in Two-Level Systems

On a base of the kinetic equation of paper /1/ the temporal behaviour of the radiation intensity is examined. The inhomogeneous Lorentz broading is taken into account.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод Т.Ю.Думбрайс