

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ. II¹© 2007 Е.К. Башкиров, Е.В. Гаранова²

Построена квантовая теория сверхизлучения в трехуровневых системах с учетом когерентной накачки. Исследовано влияние параметров импульса накачки на параметра импульса сверхизлучения.

Введение

В первой части настоящего обзора нами была построена квантовая теория сверхизлучения в двух- и трехуровневых макроскопических системах излучателей на основе единого подхода, базирующегося на методе исключения бозонных переменных [1]. При этом мы ограничились рассмотрением так называемого "чистого" одноимпульсного сверхизлучения. Для реализации "чистого" одноимпульсного сверхизлучения в инвертированной системе первоначально некоррелированных излучателей необходимо выполнение следующих условий:

$$\tau \ll \tau_R \ll T_1, T_2, T_2^*, \quad (1)$$

$$\tau_p \ll \tau_R, \quad (2)$$

Здесь $\tau = L/c$ — время пролета фотона через образец, где L — длина активной части излучающего образца, T_1 — однородное времена продольной релаксации (для рассматриваемой задачи эта величина представляет собой время спонтанного излучения изолированного атома τ_0), T_2 — однородное время поперечной релаксации или время релаксации дипольного момента (вследствие нерадиационных релаксационных взаимодействий, таких как столкновения в газах, рассеяние фотонов в твердом теле и др., которые возмущают дипольные осцилляции резонансного атома без изменения его энергии, инверсия может затухать со скоростью, отличной от скорости затухания дипольного момента), T_2^* — неоднородное время релаксации или время фазовой памяти, в течение которого сохраняются межатомные фазовые корреляции (в газах неоднородное уширение обусловлено эффектом Доплера), τ_p — длительность импульса накачки.

Левое неравенство в формуле (1) означает, что фотоны покидают объем за время, меньшее времени наведения межатомных корреляций, так что стимулированными процессами во время развития СИ можно пренебречь. Правое неравенство

¹Представлена доктором физико-математических наук, профессором В.А. Салеевым.

²Башкиров Евгений Константинович (bash@ssu.samara.ru), Екатерина Владимировна Гаранова, кафедра общей и теоретической физики Самарского государственного университета, 443011, Россия, г. Самара, ул. Акад. Павлова, 1

в той же формуле означает, что процессы наведения коллективных корреляций протекают быстрее, чем любые другие релаксационные процессы в индивидуальных атомах. Как отмечалось в работе [7], выполнение условия $\tau_R \ll T_2^*$ необходимо только в случае полного "накрывания" неоднородно-уширенной линии спектром возбуждающего импульса накачки. В случае селективного "накрывания" этой линии узким спектром возбуждающего импульса накачки время T_2^* в неравенство (1) входить не должно.

Неравенство (2) означает, что процесс создания инверсной населенности атомной подсистемы должен закончиться раньше, чем сформируется коллективный импульс. В противном случае вклад в создание когерентного импульса даст только часть излучателей среды. При выполнении условия (2) влиянием процессов когерентной накачки на динамику формирования коллективного импульса можно пренебречь. Накачка в этом случае выступает в качестве механизма создания инверсной населенности излучателей. При этом можно считать, что эволюция системы излучателей в процессе сверхизлучения начинается из состояния с начальной нулевой макроскопической поляризацией. Указанный процесс в квантовой оптике часто называют не сверхизлучением, а суперфлуоресценцией. Вместе с тем для всех известных экспериментов по сверхизлучению [2–8] условие "чистого" сверхизлучения (2) не выполняется. В работах К.Бодена с соавторами [9, 10] и Х.Ли [11] впервые было отмечено, что в условиях, когда длительность импульса накачки превосходит время наведения атомных корреляций, процессы когерентной накачки могут оказать заметное влияние на сверхизлучение. Процессы накачки играют также важную роль в так называемом триггерном сверхизлучении [12–19]. В этом случае на полностью инвертированную резонансную среду воздействуют слабым триггерным импульсом накачки до начала процесса коллективного излучения. Триггерный импульс накачки сокращает время необходимое для формирования сверхизлучения. При этом сверхизлучательный триггерный импульс испускается в основном в направлении триггерного импульса накачки и время задержки триггерного сверхизлучения зависит от площади импульса накачки. Это позволяет осуществлять управление процессом сверхизлучения, в том числе и направлением высвечивания импульса сверхизлучения. Определяющую роль когерентная накачка играет также при создании межатомной интерференции в трехуровневых макроскопических системах V-типа, приводящей к усилению коллективного излучения сверхизлучению) или подавлению коллективного излучения субизлучению) [16–18, 25–27].

Представляет интерес построить последовательно квантовую микроскопической теорию сверхизлучения в трехуровневых макроскопических системах, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем и когерентной накачкой в реальных экспериментальных условиях, когда длительность импульса накачки превосходит время наведения корреляций между атомами. Такая теория должна описывать на основе первых принципов процесс коллективного излучения на всех его этапах, в отличие от полуфеноменологических подходов, предложенных ранее в работах [9–11]. Как было показано в ряде наших работ [28–33], указанная теория может быть реализована на основе метода исключения бозонных переменных. Заметим, что в работах В.В.Самарцева с соавторами независимо развита квантовая теория сверхизлучения с учетом когерентной накачки на основе метода проекционного оператора Зубарева [7, 8].

Настоящая работа посвящена последовательному изложению квантовой микро-

скопической теории сверхизлучения с учетом когерентной накачки в трехуровневых системах с различными типами разрешенных переходов.

1. Кинетика сверхизлучения трехуровневых макроскопических систем Λ -типа

Обычно в качестве рабочей среды для экспериментальной реализации сверхизлучения используется система трехуровневых излучателей с переходами Λ -типа. Остановимся вначале на построении квантовой теории сверхизлучения с учетом когерентной накачки для трехуровневых систем с указанным типом переходов.

Рассмотрим систему трехуровневых атомов Λ -типа, взаимодействующих с квантовым электромагнитным полем и классическим полем накачки (см. рис. 1). Предположим, что частота поля накачки равна частоте перехода между уровнями 1 и 3 в атоме. Мы не будем также принимать во внимание коллективное излучение на этом переходе. Переход между уровнями 1 и 2 будем считать дипольно запрещенным. Гамильтониан такой системы можно выбрать в виде

$$H = H_A + H_F + H_{AF}, \quad (3)$$

где

$$H_A = \sum_{f=1}^N \sum_{\alpha=1}^3 \epsilon_{\alpha} R_{\alpha\alpha}^{(f)} + \frac{1}{2} \hbar \omega_R(t) \sum_{f=1}^N \left\{ e^{-i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{x}_f)} R_{31}^{(f)} + e^{i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{x}_f)} R_{13}^{(f)} \right\}$$

включает в себя гамильтониан системы N свободных трехуровневых атомов и гамильтониан взаимодействия трехуровневых атомов с классическим электромагнитным полем;

$$H_F = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k$$

— гамильтониан свободного электромагнитного поля и

$$H_{AF} = \sum_{f=1}^N \sum_k \hbar g_k \left\{ e^{i\vec{k}\vec{x}_f} R_{32}^{(f)} a_k + e^{-i\vec{k}\vec{x}_f} R_{23}^{(f)} a_k^+ \right\}$$

— гамильтониан взаимодействия трехуровневых атомов с квантовым электромагнитным полем. Здесь индекс f нумерует трехуровневые излучатели в образце,

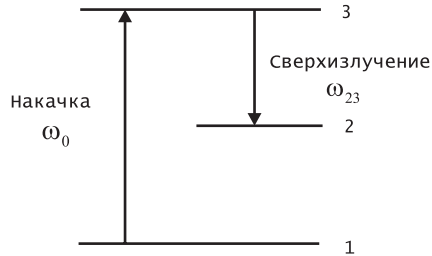


Рис. 1. Схема энергетических уровней и разрешенных переходов в трехуровневом атоме Λ -типа

$\epsilon_{\alpha} (\alpha = 1, 2, 3)$ — энергия уровня α в f -ом трехуровневом атоме; $\omega_{\alpha\beta}$ — частоты разрешенных переходов между уровнями β и α в излучателе ($\beta > \alpha$); $R_{\alpha\alpha}^{(f)}$ — оператор населенности уровня α в атоме f ; $R_{\alpha\beta}^{(f)}$ — операторы, описывающие переходы

с уровня β на уровень α в излучателе f и удовлетворяющие коммутационным соотношениям вида

$$[R_{\alpha\beta}^{(f)}, R_{\alpha'\beta'}^{(f')}] = R_{\alpha\beta}^{(f)} \delta_{\beta\alpha'} \delta_{ff'} - R_{\alpha'\beta'}^{(f')} \delta_{\alpha\beta} \delta_{ff'},$$

$a_k^\dagger(a_k)$ — оператор рождения (уничтожения) фотона с частотой ω_k , волновым вектором $\vec{k}$ и поляризацией $\vec{e}_\sigma$; $\omega_R(t) = E_0(t)d_{13}/\hbar$ — частота Раби для огибающей поля накачки $E_0(t)$, $d_{\alpha 3}$ — матричный элемент оператора дипольного момента для перехода $\alpha - 3$, ω_0 и $\vec{k}_0$ — частота и волновой-вектор поля накачки соответственно. Константа диполь-фотонного взаимодействия g_k равна

$$g_k = \sqrt{\frac{2\pi}{\hbar\omega_k V}} \omega_{23} d_{23} \vec{u} \vec{e}_\sigma,$$

где $\omega_{23} = (\epsilon_3 - \epsilon_2)/\hbar$ и $\vec{u}$ — единичный вектор в направлении дипольного момента на переходе $3 - 2$ ($\vec{u} = \vec{d}_{23}/d_{23}$).

Гамильтониан рассматриваемой системы (3) можно переписать в терминах коллективных операторов. Пусть векторы $\vec{v}$ соответствуют модам в объеме квантования поля V :

$$v_i = 2\pi n_i / L_i; \quad i = x, y, z; \quad \prod_f L_i = V,$$

где L_i — длина ребра объема квантования и n_i — целое число.

Тогда мы можем ввести коллективные атомные операторы следующим образом:

$$\begin{aligned} R_{\alpha\beta}(\vec{v}) &= \sum_f R_{\alpha\beta}^{(f)} e^{i\vec{v}\vec{x}_f} \quad (\alpha > \beta), \\ R_{\alpha\beta}(\vec{v}) &= \sum_f R_{\alpha\beta}^{(f)} e^{-i\vec{v}\vec{x}_f} \quad (\alpha < \beta), \\ R_{\alpha\alpha} &= \sum_f R_{\alpha\alpha}^{(f)}. \end{aligned}$$

Обратные соотношения для коллективных операторов есть

$$\begin{aligned} R_{\alpha\beta}^{(f)} &= \sum_v R_{\alpha\beta}(\vec{v}) e^{-i\vec{v}\vec{x}_f} \quad (\alpha > \beta), \\ R_{\alpha\beta}^{(f)} &= \sum_v R_{\alpha\beta}(\vec{v}) e^{i\vec{v}\vec{x}_f} \quad (\alpha < \beta). \end{aligned}$$

Используя определение коллективных операторов и коммутационные соотношения для операторов $R_{\alpha\beta}^{(f)}$, мы можем получить коммутационные соотношения для коллективных операторов в следующем виде

$$[R_{\alpha\beta}(\vec{v}), R_{\alpha'\beta'}(\vec{v}')] = R_{\alpha\beta'}(\vec{k}) \delta_{\beta\alpha'} - R_{\alpha'\beta}(\vec{k}) \delta_{\alpha\beta'}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{k} &= \vec{v} S(\alpha, \beta) + \vec{v}' S(\alpha', \beta'), \\ S(p, q) &= \begin{cases} 1, & p \geq q \\ -1, & p < q. \end{cases} \end{aligned}$$

Тогда в терминах коллективных операторов гамильтониан (1) можно записать как

$$H = \sum_{\alpha=1}^3 \epsilon_\alpha R_{\alpha\alpha} + \frac{1}{2} \hbar \omega_R(t) \sum_v \left\{ e^{-i\omega_0 t} \phi(\vec{k}_0 - \vec{v}) R_{31}(\vec{v}) + e^{i\omega_0 t} \phi^*(\vec{k}_0 - \vec{v}) R_{13}(\vec{v}) \right\} +$$

$$+ \sum_k \hbar \omega_k a_k^\dagger a_k + \sum_v \sum_k \hbar g_k \left\{ \phi(\vec{k} - \vec{v}) R_{32}^{(f)} a_k + \phi^*(\vec{k} - \vec{v}) R_{23}(\vec{v}) a_k^\dagger \right\}, \quad (5)$$

где

$$\phi(\vec{k}) = N^{-1} \sum_{f=1}^N e^{i \vec{k} \vec{r}_f}$$

— геометрический фактор. Величина $\phi(\vec{k})$ была приближенно вычислена для образцов в виде цилиндра, сферы и прямоугольного параллелепипеда (см. ссылки в [34]).

1.1. Вывод кинетических уравнений

Используя метод исключения бозонных переменных [1], мы можем получить точное кинетическое уравнение для системы с гамильтонианом (5)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle O(t) \rangle + (i\hbar)^{-1} \langle [H_A(t), O(t)] \rangle = \\ = \sum_{k v v'} g_k^2 \int_{-\infty}^t d\tau e^{-i\omega_k(t-\tau)} \phi(\vec{k} - \vec{v}) \phi^*(\vec{k} - \vec{v}) \langle [R_{32}(\vec{v})_t, O(t)] R_{23}(\vec{v}')_\tau \rangle + h.c., \end{aligned} \quad (6)$$

где $O(t)$ — оператор A — подсистемы (подсистемы "атомы + накачка") в представлении Гейзенберга; операция $\langle \dots \rangle = Tr(\dots \rho_0)$ означает усреднение по начальному распределению полной системы. Учитывая малость взаимодействия между атомами и квантовым электромагнитным полем, мы можем использовать для атомных операторов в подынтегральном выражении в правой части уравнения (6) "нулевое приближение" вида

$$\begin{aligned} R_{23}(\vec{v})_\tau &= R_{23}(\vec{v})_t e^{i\omega_{23}(t-\tau)} e^{-(t-\tau)/2T}, \\ R_{32}(\vec{v})_\tau &= R_{32}(\vec{v})_t e^{-i\omega_{23}(t-\tau)} e^{-(t-\tau)/2T}, \end{aligned}$$

где параметр T характеризует ширину неоднородного уширения для верхнего уровня.

Тогда, пренебрегая суммированием по $v \neq v'$, мы можем выполнить интегрирование в правой части (6) и получить марковское кинетическое уравнение

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle O(t) \rangle = \frac{i}{\hbar} \langle [H_A(t), O(t)] \rangle + \\ + \frac{1}{2} \sum_v \Gamma_v \langle [R_{32}(\vec{v})_t, O(t)] R_{23}(\vec{v})_t \rangle + \frac{1}{2} \sum_v \Gamma_v^* \langle R_{32}(\vec{v})_t [O(t), R_{23}(\vec{v})_t] \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \Gamma_v &= \gamma_v - i\Omega_v, \\ \gamma_v &= 2(2\pi)^{-3} \rho^{-1} \int d\vec{k} \frac{2T |g_k|^2 |\phi(\vec{k} - \vec{v})|^2}{1 + 4T^2(\omega_k - \omega_{32})^2}, \\ \Omega_v &= 2(2\pi)^{-3} \rho^{-1} \int d\vec{k} \frac{4T^2 |g_k|^2 |\phi(\vec{k} - \vec{v})|^2 (\omega_k - \omega_{32})}{1 + 4T^2(\omega_k - \omega_{32})^2}, \end{aligned}$$

$\rho = N/V$ и

$$H_A = \sum_\alpha \varepsilon_\alpha R_{\alpha\alpha} + \frac{1}{2} \hbar \omega_R(t) \sum_v \left\{ \phi(\vec{k} - \vec{v}) R_{31}(v) e^{-i\omega_0 t} + \phi^*(\vec{k} - \vec{v}) R_{13}(v) e^{i\omega_0 t} \right\}.$$

Предположим, что направление волнового вектора $\vec{k}_0$ когерентного импульса накачки совпадает с направлением наибольшей вытянутости образца. Воспользуемся

также одномодовым приближением [2]. В этом случае в уравнении (7) мы оставим только слагаемые с $\vec{\nu} = \vec{k}_0$. Тогда марковское одномодовое кинетическое уравнение (7) примет вид

$$\frac{d}{dt}\langle O(t) \rangle = \frac{i}{\hbar} \langle [H_{At}, O(t)] \rangle + \frac{1}{2} \Gamma \langle [R_{32t}, O(t)] R_{23t} \rangle + \frac{1}{2} \Gamma^* \langle R_{32t} [O(t), R_{23t}] \rangle. \quad (8)$$

Удобно перейти в уравнении (8) к представлению медленно меняющихся амплитуд. Для этого воспользуемся унитарным преобразованием

$$U = \prod_f e^{i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \cdot \vec{x}_f) \sum_f R_{\alpha\alpha}^{(f)}}.$$

Преобразованный гамильтониан A — подсистемы есть

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

Тогда из (8) мы можем получить систему марковских кинетических уравнений для медленно меняющихся амплитуд коллективных атомных операторов

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle R_{11} \rangle &= \frac{i}{2} \omega_R(t) \{ \langle R_{31} \rangle - \langle R_{13} \rangle \}, & \frac{d}{dt} \langle R_{22} \rangle &= \gamma \langle R_{32} R_{23} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{33} \rangle &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) \{ \langle R_{31} \rangle - \langle R_{13} \rangle \} - \gamma \langle R_{32} R_{23} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{13} \rangle &= \frac{i}{2} \omega_R(t) \{ \langle R_{33} \rangle - \langle R_{11} \rangle \} - \frac{\gamma}{2} \langle R_{12} R_{23} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{32} \rangle &= \frac{i}{2} \omega_R(t) \langle R_{12} \rangle + \frac{\gamma}{2} \langle R_{32} (R_{33} - R_{22}) \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{12} \rangle &= \frac{i}{2} \omega_R(t) \langle R_{32} \rangle + \frac{\gamma}{2} \langle R_{32} R_{13} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{32} R_{23} \rangle &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) \{ \langle R_{32} R_{21} \rangle - \langle R_{12} R_{23} \rangle \} + \\ &\quad + \gamma \langle (R_{33} - R_{22} - 2) R_{32} R_{23} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{32} R_{21} \rangle &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) \{ \langle R_{32} R_{21} \rangle - \langle R_{12} R_{21} \rangle \} + \\ &\quad + \frac{\gamma}{2} \langle R_{31} R_{32} R_{23} \rangle - \frac{\gamma}{2} \langle (R_{22} - 1) R_{32} R_{21} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{12} R_{23} \rangle &= \frac{i}{2} \omega_R(t) \{ \langle R_{32} R_{23} \rangle - \langle R_{12} R_{21} \rangle \} + \\ &\quad + \frac{\gamma}{2} \langle R_{13} R_{32} R_{23} \rangle - \frac{\gamma}{2} \langle (R_{22} - 1) R_{12} R_{23} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{12} R_{21} \rangle &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) \{ \langle R_{12} R_{23} \rangle - \langle R_{32} R_{21} \rangle \} + \\ &\quad + \frac{\gamma}{2} \langle R_{31} R_{12} R_{23} \rangle + \frac{\gamma}{2} \langle (R_{32} R_{21} R_{13}) \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

При записи уравнений (9) мы пренебрегли слагаемыми, содержащими малый множитель Ω , описывающий коллективный сдвиг частоты для резонансного перехода $3 - 2$ в трехуровневых атомах.

В результате нами получена бесконечная цепочка зацепляющихся кинетических уравнений. Для замыкания цепочки уравнений будем использовать стандартные расщепления трехчастичных корреляторов

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

$$\begin{aligned}\langle R_{22} R_{32} R_{21} \rangle &\approx \langle R_{22} \rangle \langle R_{32} R_{21} \rangle, \\ \langle R_{31} R_{32} R_{23} \rangle &\approx \langle R_{31} \rangle \langle R_{32} R_{23} \rangle\end{aligned}\quad (10)$$

и пренебрежем корреляторами вида $\langle R_{31} R_{12} R_{23} \rangle$ и $\langle R_{32} R_{21} R_{13} \rangle$, описывающими двухфотонные процессы. В общем случае решение уравнений (9) даже с учетом сделанных приближений возможно только численными методами. Поэтому проанализируем решения указанных уравнений для некоторых частных случаев.

1.2. Вычисление начального угла Блоха

Предположим, что длительность импульса накачки τ_p значительно меньше времени задержки сверхизлучательного импульса t_D , т.е. $\tau_p \ll t_D$. В этом случае весь процесс эволюции системы мы можем разбить на два этапа. На первом этапе определяющими являются процессы взаимодействия атомов с когерентной накачкой. На втором этапе в полностью инвертированной системе реализуется коллективное излучение.

На временах действия импульса накачки населенность промежуточного уровня значительно меньше населенности верхнего уровня, т.е.

$$\langle R_{33} \rangle \gg \langle R_{22} \rangle.$$

Тогда мы можем положить в уравнениях (9)

$$\langle R_{22} \rangle = \langle \dot{R}_{22} \rangle = 0. \quad (11)$$

Используя соотношение (2.11), расщепления (10) и пренебрегая коллективными слагаемыми, связанными с накачкой $\langle R_{12} R_{23} \rangle \approx \langle R_{13} \rangle$, $\langle R_{32} R_{21} \rangle \approx \langle R_{31} \rangle$, получаем из (9) следующую систему уравнений

$$\begin{aligned}\langle \dot{R}_{11} \rangle &= \frac{i\omega_R(t)}{2} (\langle R_{31} \rangle - \langle R_{13} \rangle), \\ \langle \dot{R}_{33} \rangle &= -\frac{i\omega_R(t)}{2} (\langle R_{31} \rangle - \langle R_{13} \rangle), \\ \langle \dot{R}_{13} \rangle &= \frac{i\omega_R(t)}{2} (N - 2\langle R_{11} \rangle), \\ \frac{d}{dt} \langle R_{32} R_{23} \rangle &= \gamma (\langle R_{33} - R_{22} - 2 \rangle \langle R_{32} R_{23} \rangle + \frac{i\omega_R(t)}{2} (\langle R_{13} - R_{31} \rangle)).\end{aligned}\quad (12)$$

Предположим, что в момент начала действия импульса накачки все трехуровневые атомы находились в основном состоянии 1. Тогда решения уравнений (12) с начальными условиями

$$\langle R_{33}(0) \rangle = \langle R_{13}(0) \rangle = 0, \quad \langle R_{11}(0) \rangle = N$$

есть

$$\begin{aligned}\langle R_{11}(t) \rangle &= N \cos^2 \frac{1}{2} \phi, & \langle R_{33}(t) \rangle &= N \sin^2 \frac{1}{2} \phi, \\ \langle R_{13}(t) \rangle &= -\frac{i}{2} N \sin \phi,\end{aligned}$$

где $\phi(t) = \int_0^t \omega_R(t') dt'$ — площадь импульса накачки. Для прямоугольной огибающей импульса накачки, т.е. в случае $\dot{\omega}_R = 0$, имеем $\phi(t) = \omega_R t$. Тогда для макроскопической поперечной поляризации системы $\langle R_{32} R_{23} \rangle$ мы можем получить следующее уравнение

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \langle R_{32} R_{23} \rangle &= \frac{\gamma N}{2} (1 - \cos \omega_R t) \langle R_{32} R_{23} \rangle + \frac{i\omega_R(t)}{2} \sin \omega_R t, \\ \langle R_{32}(0) R_{23}(0) \rangle &= 0.\end{aligned}\quad (13)$$

Решение уравнения (13) есть

$$\langle R_{32}R_{23} \rangle = \int_0^t \exp \left\{ \frac{t-t'}{\tau_R^*} - \frac{\sin \omega_R(t-t')}{\tau_R^* \omega_R} \right\} \frac{\omega_R N}{2} \sin \omega_R t' dt', \quad (14)$$

где $\tau_R^* = 2\tau_R = 2/\gamma N$. Обычно эволюцию поперечной макроскопической поляризации описывают в терминах угла Блоха [9]. Определим угол Блоха стандартным способом $|R_{32}| = \frac{1}{2}N \sin \Theta_p$. Учитывая, что в момент окончания действия импульса накачки угол Блоха мал, мы можем записать $|R_{32}(\tau_p)| \approx \frac{1}{2}N\Theta_p(\tau_p)$. Тогда из формулы (14) для угла Блоха в момент окончания действия импульса накачки получаем

$$\begin{aligned} \Theta_p(\tau_p) &= \frac{2}{N} |R_{32}(\tau_p)| = \frac{2}{N} \langle R_{32}(\tau_p)R_{23}(\tau_p) \rangle^{1/2} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{N/2}} \left(\int_0^{\tau_p} \exp \left\{ \frac{\tau_p-t'}{\tau_R^*} - \frac{\sin \omega_R(\tau_p-t')}{\tau_R^* \omega_R} \right\} \omega_R N \sin \omega_R t' dt' \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Для коротких импульсов накачки $\tau_p \ll \tau_R$ для поперечной макроскопической поляризации и угла Блоха в момент окончания действия импульса накачки из формул (14) и (15) получаем

$$\begin{aligned} \langle R_{32}(\tau_p)R_{33}(\tau_p) \rangle &= \exp \left\{ \frac{\tau_p}{2\tau_R^*} - \frac{\sin(\omega_R \tau_p/2)}{\tau_R^* \omega_R} \right\} N \sin^2 \frac{\omega_R \tau_p}{2}, \\ \Theta_p(\tau_p) &= \frac{2}{\sqrt{N}} \exp \left\{ \frac{\tau_p}{4\tau_R^*} - \frac{\sin(\omega_R \tau_p/2)}{2\tau_R^* \omega_R} \right\} \sin \frac{\omega_R \tau_p}{2}. \end{aligned}$$

Заметим, что огибающая поперечной поляризации и начальный угол Блоха, как и в работе [9], растут экспоненциально с увеличением длительности импульса накачки и одновременно промодулированы на частоте Раби накачки. Однако сами выражения заметно отличаются от соответствующих выражений работы [9], полученных с использованием кинетических уравнений лишь одночастичных корреляционных функций атомной подсистемы.

В работе К. Врехена и М. Шуурманса [20] проведено прямое измерение эффективного начального угла Блоха для сверхизлучения в парообразном цезии. В указанном эксперименте атомы Cs инвертировались из основного состояния $6S_{1/2}$ в возбужденное состояние $7P_{3/2}$ импульсом накачки с длиной волны 455 нм. Длительность импульса накачки составляла 2 нс. Сверхизлучение наблюдалось на переходе $7P_{3/2} - 7S_{3/2}$ с длиной волны 2931 нм. В эксперименте удалось создать условия необходимые для наблюдения "чистого" одноимпульсного сверхизлучения.

Величина начального угла Блоха определялась через время задержки импульса сверхизлучения. Для эксперимента с $N = 2 \times 10^8$ и $\tau_R = 0.4$ нс наиболее вероятное значение начального угла Блоха оказалось равным $\Theta_p = 5 \times 10^{-4}$. В экспериментах значение времени задержки импульса сверхизлучения заметно флуктуировали, поэтому авторы оценили неопределенность измеренного начального угла Блоха как $10^{-4} \leq \Theta_p \leq 2.5 \times 10^{-3}$. Численные расчеты начального угла Блоха по формуле (2.15) для данных эксперимента [20] дают значение $\Theta_p(\tau_p) = 2 \times 10^{-4}$, что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными. Причем согласие между

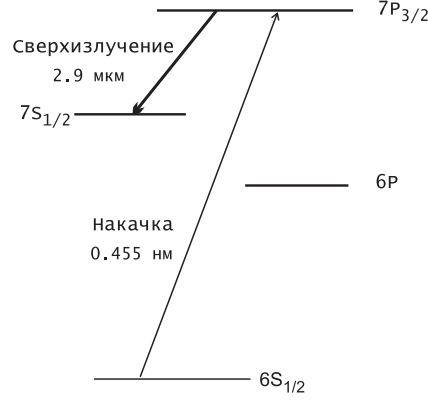


Рис. 2. Схема энергетических уровней и использованных переходов в экспериментах по прямому измерению начального угла Блоха в парообразном Cs

теоретическим и экспериментальным значением для начального угла Блоха оказывается лучшим, чем в других последовательно квантовых теориях сверхизлучения. Так, в теории Р.Рэлера и Дж.Эберли $\Theta_p = 1/(\mu N)^{1/2} = 3 \times 10^{-2}$ [21], в теории Р.Бонифасио и Л.Луджиато $\Theta_p = (2/N)^{1/2} = 10^{-4}$ [22].

1.3. Зависимость времени задержки импульса сверхизлучения от длительности импульса накачки

Рассмотрим теперь другую стадию процесса коллективного излучения в исследуемой системе, соответствующую временам после окончания действия импульса накачки. Для времен $t > \tau_p$ с учетом расщеплений (10) получаем из (9) замкнутую цепочку кинетических уравнений

$$\begin{aligned} \langle \dot{R}_{22} \rangle &= \gamma \langle R_{32} R_{23} \rangle, & \langle \dot{R}_{33} \rangle &= -\gamma \langle R_{32} R_{23} \rangle, \\ \frac{d}{dt} \langle R_{32} R_{23} \rangle &= \gamma \langle R_{33} - R_{22} - 2 \rangle \langle R_{32} R_{23} \rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

Вводя обозначения

$$x = (\langle R_{33} \rangle - \langle R_{22} \rangle)/2, \quad y = \langle R_{32} R_{23} \rangle,$$

мы можем переписать систему уравнений (16) в виде

$$\dot{x} = -\gamma y, \quad \dot{y} = -2\gamma y + 2\gamma x y \quad (17)$$

с начальными условиями

$$\begin{aligned} x(\tau_p) &= x_0 = \frac{N}{2} \sin^2 \frac{\omega_R \tau_p}{2}, \\ y(\tau_p) &= y_0 = \int_0^{\tau_p} \exp \left\{ \frac{\tau_p - t'}{\tau_R^*} - \frac{\sin \omega_R(\tau_p - t')}{\tau_R^* \omega_R} \right\} \frac{\omega_R N}{2} \sin \omega_R t' dt'. \end{aligned}$$

Из уравнений (2.17) следует закон сохранения

$$y + x^2 - 2x = A \equiv y_0 + x_0^2 - x_0. \quad (18)$$

Принимая во внимание соотношение (18), мы можем получить замкнутое кинетическое уравнение для величины x

$$\dot{x} = -\gamma(A + 2x - x^2) = \gamma(x - x_1)(x - x_2), \quad x(\tau_p) = x_0, \quad (19)$$

где $x_{1,2} = 1 \pm \sqrt{1 + A}$.

Решение уравнения (19) есть

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

Легко видеть, что область $x > x_2$ соответствует процессам излучения. Для этой области решение уравнения (19) принимает вид

$$x = x_2 + \frac{x_1 - x_2}{1 + \exp\{\gamma(x_1 - x_2)(t - t_0^*)\}}. \quad (20)$$

Константа t_0^* может быть определена из начального условия

$$x_0 = x_2 + \frac{x_1 - x_2}{1 + \exp\{\gamma(x_1 - x_2)(\tau_p - t_0^*)\}}. \quad (21)$$

Для наших целей вместо константы t_0^* удобнее использовать время задержки импульса сверхизлучения $t_D = t_0^* - \tau_p$. Для времени задержки из (21) получаем

$$t_D = \frac{1}{\gamma(x_1 - x_2)} \ln \frac{x_0 - x_2}{x_1 - x_0}. \quad (21)$$

Используя решение (20) мы можем найти интенсивность сверхизлучения

$$I(t) = -\hbar\omega_{23} \frac{dx}{dt} = \hbar\omega_{23} \frac{\gamma(x_1 - x_2)^2}{4} \operatorname{sech}^2 \frac{\gamma}{2} (x_1 - x_2)(t - \tau_p - t_D).$$

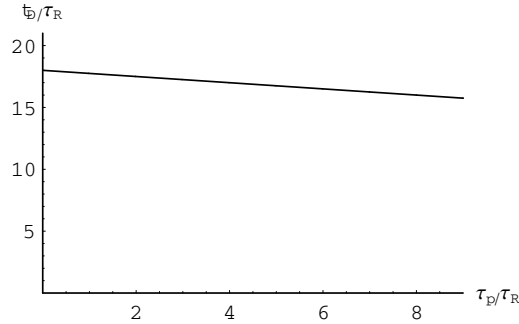


Рис. 3. Зависимость времени задержки сверхизлучательного импульса от длительности импульса накачки для модели с $N = 2 \times 10^8$

На рис. 3 показана зависимость времени задержки импульса сверхизлучения t_D от длительности импульса накачки τ_p . Хорошо видно, что с увеличением длительности импульса накачки время задержки уменьшается. Это связано с увеличением макроскопической поляризации системы при увеличении длительности когерентной накачки и соответственно сокращением времени, необходимого для

наведения корреляций между излучателями. Сокращение времени задержки сверхизлучения при использовании импульсов накачки с длительностью сравнимой с временем наведения корреляций необходимо учитывать при интерпретации реальных экспериментов по сверхизлучению.

1.4. Сверхизлучение, возбуждаемое длительными импульсами накачки

При возбуждении атомной системы когерентными импульсами с длительностью $\tau_p > \tau_R$, т.е. в случае, когда не выполняется одно из условий "чистого" сверхизлучения, процессы накачки и формирования коллективного излучения происходят одновременно. В этом случае эволюция атомной системы может быть описана только на основе полной системы кинетических уравнений (9). Исследуем решения указанной системы. Для этого введем вещественные переменные

$$\begin{aligned} X &= N^{-1} \langle R_{11} \rangle, & Y &= N^{-1} \langle R_{22} \rangle, \\ W &= N^{-2} \langle R_{32} R_{23} \rangle, & Z &= N^{-1} (\langle R_{31} \rangle - \langle R_{13} \rangle), \\ U &= N^{-2} (\langle R_{32} R_{21} \rangle - \langle R_{12} R_{23} \rangle), \\ V &= N^{-1} \langle R_{12} R_{21} \rangle, & E(t) &= \omega_R(t) \tau_R, \\ \tau_R &= 1/(\gamma N). \end{aligned}$$

Тогда, принимая во внимание закон сохранения числа частиц

$$\langle R_{11} \rangle + \langle R_{22} \rangle + \langle R_{33} \rangle = N,$$

мы можем получить из (9) систему уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\tau} X &= \frac{1}{2} E(t) Z, & \frac{d}{d\tau} Y &= W, \\ \frac{d}{d\tau} Z &= E(t) (1 - 2X - Y) - \frac{1}{2} U, \\ \frac{d}{d\tau} W &= -\frac{1}{2} E(t) U + (1 - X - 2Y) W, \\ \frac{d}{d\tau} U &= E(t) (W - V) + \frac{1}{2} Z W - \frac{1}{2} Y W, \\ \frac{d}{d\tau} V &= \frac{1}{2} E(t) V. \end{aligned} \tag{22}$$

При записи уравнений (22) мы учли, что $N \gg 1$, и использовали приведенное время $\tau = t/\tau_R$.

Уравнения (22) могут быть решены только численно. Выберем медленно меняющуюся огибающую для импульса накачки в виде гауссовой кривой. Тогда частоту Раби мы можем записать как

$$\omega_R(t) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi} \alpha \tau_p} \exp \left\{ -\frac{(t - t_0)^2}{2 \alpha^2 \tau_p^2} \right\}, \tag{23}$$

где Φ — площадь импульса накачки и $\alpha = 1/\sqrt{8 \ln 2}$.

Решение уравнений (22) позволяет определить не только временное поведение атомных наблюдаемых, но и временную зависимость интенсивности сверхизлучения на переходе 3-2. Действительно, используя закон сохранения энергии, мы

можем записать для интенсивности сверхизлучения выражение вида

$$I(t) = -N \hbar \omega_{23} \dot{X}.$$

К сожалению, в настоящее время нам неизвестны эксперименты, в которых для возбуждения атомных систем, использовались бы импульсы накачки с длительностью, удовлетворяющей условию $\tau_p > \tau_R, t_D$, но при этом для которых выполнялось бы соотношение $t_D < T_1, T_2, T_2^*$. В этом случае мы могли бы непосредственно провести количественное сравнение экспериментальных данных с расчетами, проведенными на основе уравнений (22). В настоящем разделе мы ограничимся качественным сравнением развитой нами квантовой теории сверхизлучения с экспериментальными данными, полученными в работе З.Купрениса и В.Швядаса [23, 24] которые исследовали сверхизлучение в парообразном Na при возбуждении атомов длительными импульсами накачки. Схема энергетических уровней и переходов в атомах Na, использованных в экспериментах З.Купрениса и В.Швядаса показана на рис. 4.

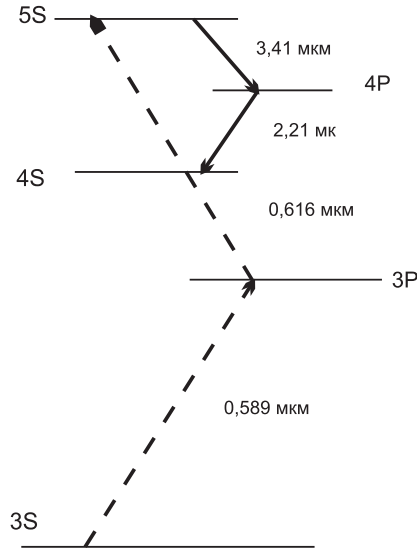


Рис. 4. Схема энергетических уровней и разрешенных переходов в атоме Na) без учета неоднородного уширения уровней

Атомы Na возбуждались двумя ступенями на уровень 5S лазерными импульсами длительностью 15 нс. Сверхизлучение наблюдалось на переходах 4P – 4S (длина волны излучения 2,21 мкм), 4S – 3P (1,14 мкм), 3D – 3P (0,82 мкм), 3P – 3S (0,59 мкм). Для перехода 4P – 4S время наведения корреляций τ_R и время неоднородного уширения T_2^* (за счет эффекта Доплера) составляли около 1 нс. Это означает, что из-за эффекта Доплера для перехода 4P – 4S скооперироваться могут лишь атомы, которые возбуждаются в течении $T_2^* \approx 1$ нс, что много меньше длительности лазерного импульса накачки $\tau_p \approx 15$ нс. Поскольку в уравнениях (22) в явном виде не учитываются эффекты дефазировки, мы при примем во внимание при расчетах интенсивности сверхизлучения указанную выше особенность эксперимента, выбирая в выражении (23) ширину импульса накачки равной 1 нс. Кроме того учтем, что в экспериментах З. Купрениса и В. Швядаса мы имеем

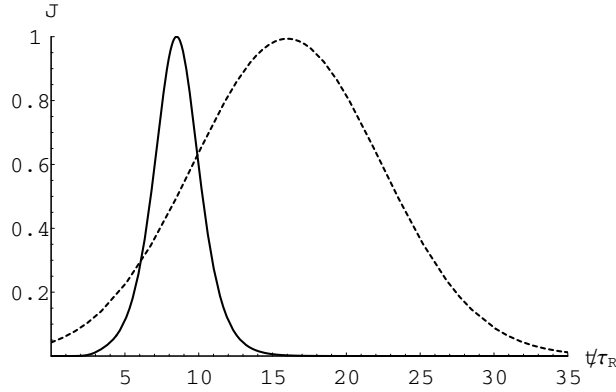


Рис. 5. Временное поведение приведенных интенсивностей импульсов сверхизлучения (сплошная линия) и накачки (штриховая линия) с учетом неоднородного уширения уровней

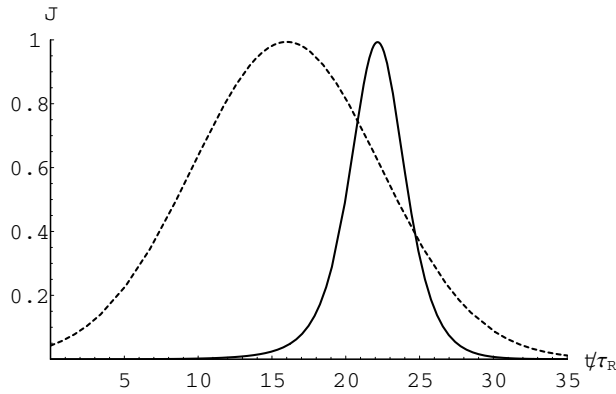


Рис. 6. Временное поведение приведенных интенсивностей импульсов сверхизлучения (сплошная линия) и накачки (штриховая линия) без учета неоднородного уширения уровней

дело с протяженной системой излучателей, в то время как система уравнений (22) получена при использовании одномодового приближения. Для адекватного описания времени задержки импульса сверхизлучения протяженной системы мы можем использовать кинетические уравнения одномодового приближения с заменой реального числа излучателей в образце N на эффективное число $N^* = \mu N$ [1], где

$$\mu = \sum_{\sigma} \int g_k^2 \Gamma(\vec{k} - \vec{k}_0) d\Omega(\vec{k}) / \sum_{\sigma} \int g_k^2 d\Omega(\vec{k}),$$

$$\Gamma(\vec{k}) = \frac{1}{N^2} \left(\sum_{f=1}^N \sum_{f'=1}^N e^{i\vec{k}(\vec{x}_f - \vec{x}_{f'})} - N \right).$$

Геометрический фактор μ учитывает эффекты интерференции мод поля, связанные с конечными размерами и формой области, в которой расположены излучатели. Для образца в виде круглого протяженного цилиндра в случае

больших и малых чисел Френеля хорошей аппроксимацией для геометрического фактора служат выражения [1]

$$\mu = \begin{cases} \frac{3}{8\pi} \frac{\lambda^2}{S}, & S \gg \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2, & F \gg 1 \\ \frac{3}{8} \frac{\lambda}{L}, & L \gg \frac{\lambda}{2\pi}, & F \ll 1. \end{cases}$$

Для оценки эффективного числа излучателей воспользуемся соотношением $N^* = \tau_0/\tau_R$. Время спонтанного излучения для перехода $4P - 4S$ составляло около 200 нс. В результате получаем, что $N^* \approx 200$. На рис. 5 показано временное поведение приведенных интенсивностей $J = I(t)/I_{max}$ импульсов накачки и сверхизлучения. Из рисунка хорошо видно, что импульс сверхизлучения развивается на переднем фронте возбуждающего импульса, что согласуется с результатами эксперимента З.Купрениса и В.Швядаса. Для сравнения на рис. 6 показаны также временные зависимости для приведенных интенсивностей импульсов накачки и сверхизлучения для тех же значений параметров, что и в предыдущем случае, но при условии $T_2^* > t_D$. В этом случае импульс сверхизлучения развивается на заднем фронте возбуждающего импульса.

2. Кинетика сверхизлучения трехуровневых макроскопических систем V-типа.

Сверхизлучение и субизлучение

Перейдем к рассмотрению кооперативных эффектов в трехуровневых излучателях V-типа, обусловленных когерентной накачкой. В таких системах когерентная накачка может приводить как к конструктивной так и деструктивной межатомной интерференции излучателей. В результате оказывается возможным как усиление, так и ослабление спонтанного излучения многоатомных систем, взаимодействующих с электромагнитными полями. Первый из рассмотренных случаев соответствует сверхизлучению. Подавление коллективного излучения, связанное с деструктивной межатомной интерференцией, получило название субизлучения. Впервые экспериментальное и теоретическое изучение таких процессов в рамках полуклассического приближения в трехуровневых системах с разрешенными переходами V-типа было проведено А.Грубеллер с соавторами [16–18]. В работах С.Н. Андрианова и В.В. Самарцева [25, 26] было высказано предположение о том, что такие системы можно использовать в качестве логических элементов квантовых компьютеров и проведено аналитическое исследование субизлучения на основе метода неравновесного статистического оператора Зубарева для коротких импульсов накачки. Представляет интерес использовать развитую в предыдущих разделах теорию сверхизлучения с учетом эффектов накачки для более детального исследования динамического поведения трехуровневой модели V-типа в случае использования импульсов накачки произвольной длительности.

Рассмотрим систему N трехуровневых атомов с V конфигурацией разрешенных переходов и близко расположенными возбужденными уровнями 3 и 2, взаимодействующих с двумя модами квантового электромагнитного поля на разрешенных

переходах $2 - 1$ и $3 - 1$ и классической накачкой радиодиапазона с частотой, совпадающей с частотой перехода между уровнями 2 и 3 (см. рис. 7).

Гамильтониан рассматриваемой модели аналогичен по структуре гамильтониану (3) и может быть записан в виде

$$H = H_A + H_F + H_{AF},$$

где

$$\begin{aligned} H_A &= \sum_{f=1}^N \sum_{\alpha=1}^3 \varepsilon_{\alpha} R_{\alpha\alpha}^{(f)} + \frac{1}{2} \hbar \omega_R(t) \sum_{f=1}^N \left\{ e^{-i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{x}_f)} R_{32}^{(f)} + e^{i(\omega_0 t - \vec{k}_0 \vec{x}_f)} R_{23}^{(f)} \right\}, \\ H_F &= \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k, \\ H_{AF} &= \sum_k \sum_{f=1}^N g_{(13)}^{(k)} (e^{i\vec{k}\vec{x}_f} R_{31}^{(f)} a_k + e^{-i\vec{k}\vec{x}_f} R_{13}^{(f)} a_k^+) + \\ &\quad + \sum_k \sum_{f=1}^N g_{(12)}^{(k)} (e^{i\vec{k}\vec{x}_f} R_{21}^{(f)} a_k + e^{-i\vec{k}\vec{x}_f} R_{12}^{(f)} a_k^+). \end{aligned}$$

Используя подход, развитый в первом разделе настоящего обзора, мы можем получить бесконечную иерархию кинетических уравнений для медленно меняющихся амплитуд атомных корреляторов вида

$$\begin{aligned} \frac{d\langle R_{22} \rangle}{dt} &= \frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{32} \rangle - \langle R_{23} \rangle) - \gamma' \langle R_{21} R_{12} \rangle, \\ \frac{d\langle R_{33} \rangle}{dt} &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{32} \rangle - \langle R_{23} \rangle) - \gamma \langle R_{31} R_{13} \rangle, \\ \frac{d\langle R_{32} \rangle}{dt} &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{22} \rangle - \langle R_{33} \rangle) - \gamma \langle R_{21} R_{13} \rangle, \\ \frac{d\langle R_{21} R_{12} \rangle}{dt} &= \frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{31} R_{12} \rangle - \langle R_{21} R_{13} \rangle) - \\ &\quad - \gamma' \langle R_{21} (R_{11} - R_{22}) R_{12} \rangle + \gamma \langle R_{21} R_{31} R_{13} \rangle \\ \frac{d\langle R_{31} R_{13} \rangle}{dt} &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{31} R_{12} \rangle - \langle R_{21} R_{13} \rangle) + \\ &\quad + \gamma \langle R_{31} (R_{11} - R_{33}) R_{13} \rangle - \gamma' \langle R_{31} R_{23} R_{12} \rangle, \\ \frac{d\langle R_{31} R_{12} \rangle}{dt} &= \frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{21} R_{12} \rangle - \langle R_{31} R_{13} \rangle) + \\ &\quad + \gamma \langle R_{21} (R_{33} - R_{11}) R_{13} \rangle - \gamma' \langle R_{21} R_{23} R_{12} \rangle, \\ \frac{d\langle R_{21} R_{13} \rangle}{dt} &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{21} R_{12} \rangle - \langle R_{31} R_{13} \rangle) + \\ &\quad + \gamma \langle R_{21} (R_{33} - R_{11}) R_{13} \rangle - \gamma' \langle R_{21} R_{23} R_{12} \rangle, \end{aligned} \tag{24}$$

где γ, γ' — вероятности спонтанного излучения на переходах $1 - 3$ и $1 - 2$ соответственно. Для того, чтобы оборвать бесконечную цепочку зацепляющихся уравнений (24), воспользуемся стандартным расщеплением для трехчастичных корреляторов

$$\langle (R_{11} - R_{\alpha\alpha}) R_{\beta\beta'} R_{\beta'\beta''} \rangle \approx \langle R_{11} - R_{\alpha\alpha} \rangle \langle R_{\beta\beta'} R_{\beta'\beta''} \rangle$$

и пренебрежем малыми корреляторами типа $\langle R_{21} R_{13} \rangle$ и $\langle R_{31} R_{23} R_{12} \rangle$, которые соответствуют виртуальным двух- и трехфотонным взаимодействиям излучателей.

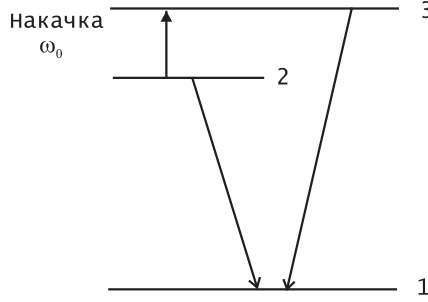


Рис. 7. Схема энергетических уровней и использованных переходов в трехуровневом атоме V-типа

Не будем также принимать в расчет коллективные процессы, связанные с накачкой, т.е. в слагаемых, описывающих взаимодействие излучателей с накачкой будем использовать приближение

$$\langle R_{\alpha\beta} R_{\beta\gamma} \rangle \approx \langle R_{\alpha\gamma} \rangle.$$

В результате из (24) получаем замкнутую систему кинетических уравнений следующего вида

$$\begin{aligned} \frac{d\langle R_{22} \rangle}{dt} &= \frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{32} \rangle - \langle R_{23} \rangle) - \gamma' \langle R_{21} R_{12} \rangle, \\ \frac{d\langle R_{33} \rangle}{dt} &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{32} \rangle - \langle R_{23} \rangle) - \gamma \langle R_{31} R_{13} \rangle, \\ \frac{d\langle R_{32} \rangle}{dt} &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{22} \rangle - \langle R_{33} \rangle) \\ \frac{d\langle R_{21} R_{12} \rangle}{dt} &= \frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{32} \rangle - \langle R_{23} \rangle) - \\ &\quad - \gamma' \langle R_{11} - R_{22} \rangle \langle R_{21} R_{12} \rangle \\ \frac{d\langle R_{31} R_{13} \rangle}{dt} &= -\frac{i}{2} \omega_R(t) (\langle R_{32} \rangle - \langle R_{23} \rangle) + \\ &\quad + \gamma \langle R_{11} - R_{33} \rangle \langle R_{31} R_{13} \rangle - \gamma' \langle R_{31} R_{23} R_{12} \rangle. \end{aligned} \tag{25}$$

Будем искать решения уравнений (25) в предположении, что

$$\omega_{13} = \omega_{12} = \omega, \quad g_{(13)}^{(k)} = g_{(12)}^{(k)} = g^{(k)}$$

и соответственно $\gamma' = \gamma$. Тогда, вводя действительные переменные

$$X = \langle R_{22} \rangle / N, \quad Y = \langle R_{33} \rangle / N, \quad Z = i(\langle R_{32} \rangle - \langle R_{23} \rangle) / N,$$

$$X_1 = \langle R_{21} R_{12} \rangle / N^2, \quad Y_1 = \langle R_{31} R_{13} \rangle / N^2$$

и используя безразмерное время $\tau = t/\tau_R$, $\tau_R = 1/(\gamma N)$, мы можем переписать урав-

нения (25) как

$$\begin{aligned}
 \dot{X}(t) &= \frac{1}{2}\omega_R(t)Z(t) - X_1(t), \\
 \dot{Y}(t) &= -\frac{1}{2}\omega_R(t)Z(t) - Y_1(t), \\
 \dot{Z}(t) &= \omega_R(t)(Y(t) - X(t)), \\
 \dot{X}_1(t) &= (-1 + 2X(t) + Y(t))X_1(t), \\
 \dot{Y}_1(t) &= -\omega_R(t)Z(t)/N + (-1 + 2Y(t) + X(t))Y_1(t).
 \end{aligned} \tag{26}$$

Система уравнений (26) может быть решена только численными методами. Для компьютерных расчетов мы выбрали медленно меняющуюся огибающую для импульса накачки $\omega_R(t)$ в виде гауссовой кривой (23) и число излучателей в системе $N = 10^6$. Мы также предполагали, что в начальный момент времени все излучатели находились на возбужденном уровне 2 и в системе отсутствовала макроскопическая поляризация. В этом случае начальные условия для уравнений (26) есть

$$X(0) = 1, \quad Y(0) = Z(0) = Y_1(0) = 0, \quad X_1(0) = N^{-1} = 10^{-6}.$$

Для анализа различных режимов эволюции системы удобно проследить за временным поведением средних населенностей возбужденных атомных уровней в трехуровневых излучателях. Отличие населенностей верхних возбужденных атомных уровней от нуля на временах, больших времени задержки импульсов сверхизлучения, будет свидетельствовать о подавлении спонтанного излучения, т.е. о режиме субизлучения изучаемой системы. Результаты компьютерных расчетов временной зависимости средних населенностей атомных уровней для различных значений площади импульса накачки, проведенных на основе уравнений (26), приведены на рис. 2, а–в. Здесь зависимости средних населенностей уровней 3 и 2 представлены сплошной и пунктирной линиями соответственно. Кривые соответствуют площадям импульса накачки: $\Phi = \pi$ (рис. 2, а), $\Phi = \pi/2$ (рис. 2, б) и $\Phi = 51/50(\pi/2)$ (рис. 2, в). Как видно из рисунков, для импульса накачки с площадью близкой к π реализуется режим сверхизлучения. В этом случае вся запасенная системой энергия высвечивается в виде коллективного импульса. Для импульсов накачки с площадью близкой к $\pi/2$ имеет место коллективное пленение населенностей возбужденных атомных уровней или режим субизлучения. Под субизлучением мы, следуя А. Грубеллер и др. [16–18], понимаем коллективное излучение системы, в результате которого только часть запасенной энергии испускается в виде коллективного импульса. Для приготовления системы трехуровневых атомов в начальный момент времени на уровне 2 мы можем использовать поляризованные π импульсы накачки. Для перевода излучателей с уровня 2 на уровень 3 в реальных экспериментальных условиях мы можем использовать два импульса накачки с частотами $\omega_0/2$. В результате для выбранной схемы появляется возможность управления интенсивностью коллективного излучения на разрешенных переходах посредством изменения площади импульса накачки и использования трехуровневых атомов V-типа в качестве логических элементов оптических запоминающих устройств.

Таким образом, в настоящей работе построена последовательная микроскопическая квантовая теория сверхизлучения в макроскопических системах с учетом когерентной накачки. Полученные на основе развитой теории результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

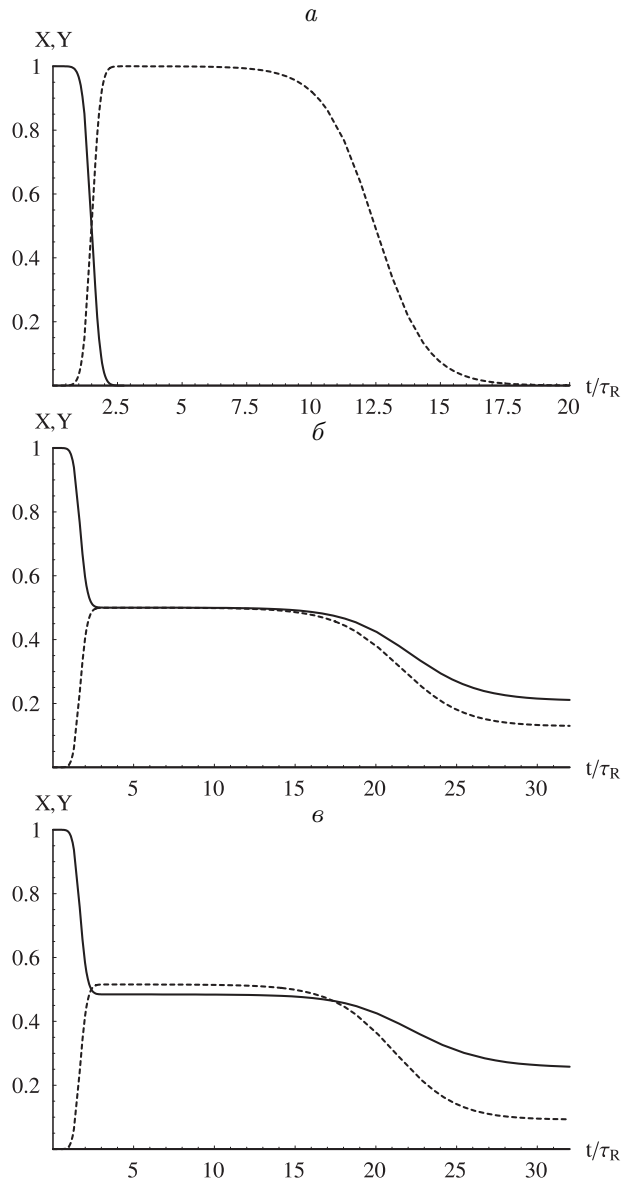


Рис. 8. Временные зависимости средних населенностей возбужденных уровней 2 (сплошная линия) и 3 (штриховая линия) для различных значений площади импульса накачки: $\Phi = \pi$ (а), $\Phi = \pi/2$ (б) и $\Phi = 51/50(\pi/2)$ (в)

Литература

- [1] Башкиров, Е.К. Квантовая теория сверхизлучения. I / Е.К. Башкиров // Вестник Самарского госуниверситета. Естественная серия. – 2006. – №4(44). С. 85–114.
- [2] Gross, M.S. Superradiance: An essay on the theory of collective spontaneous emission / M.S. Gross, S. Haroche // Physics Reports. – 1982. – V. 93. – №5. – P. 301–396.

- [3] Набойкин, Ю.В. Когерентная спектроскопия молекулярных кристаллов / Ю.В.Набойкин [et al.]. – Киев: Наукова Думка, 1986. – 204 с.
- [4] Андреев, А.В. Кооперативные явления в оптике / А.В. Андреев, В.И. Емельянов, Ю.А. Ильинский. – М.: Наука, 1988. – 288 с.
- [5] Андреев, А.В. Оптическое сверхизлучение: Новые идеи и новые эксперименты / А.В. Андреев // УФН. – 1990. – Т. 160. – Вып. 12. – С. 1–46.
- [6] Benedict, M.G. Superradiance: Multiatomic coherent emission / M.G. Benedict [et al.]. – IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1996.
- [7] Андрианов, С.Н. Оптическое сверхизлучение и лазерное охлаждение в твердых телах / С.Н. Андрианов, В.В. Самарцев. – Казань: Изд-во Казан. гос. ун-та, 1988. – 132 с.
- [8] Калачев, А.А. Когерентные явления в оптике / А.А. Калачев, В.В. Самарцев. – Казань: Изд-во Казан. гос. ун-та, 2003. – 281 с.
- [9] Bowden, C.M. Cooperative behaviour among three-level systems: Transient effects of coherent pumping: I / C.M. Bowden, C.C. Sung // Phys. Rev. – 1978. – V. A18. – No. 4. – P. 1558–1570.
- [10] Mattar, F.P. Coherent pump dynamics, propagations, transverse, and diffraction effects in three-level superfluorescence and control of light by light / F.P. Mattar, C.M. Bowden // Phys. Rev. – 1983. – V. A27. – № 1. – P. 345–359.
- [11] Lee, C.T. Effects of pumping process on the tipping angle and quantum fluctuations in superfluorescence / C.T. Lee // Phys. Rev. Lett. – 1979. – V. 43. – No. 15. – P. 1110–1112.
- [12] Carlson, N.W. Superradiance triggering spectroscopy / N.W. Carlson, D.J. Jackson, A.L. Schawlow // Opt. Commun. – 1980. – V. 32. – No. 2. – P. 350–354.
- [13] Keitel, C.H. Triggered superradiance / C.H. Keitel, M.O. Scully, O. Sussman // Phys. Rev. A. – 1992. – V. 45. – No. 5. – P. 3242–3249.
- [14] Lee, H. Quenching of spontaneous emission via quantum interference / H. Lee [et al.] // Phys. Rev. A. – 1997. – V. 55. – №6. – P. 4454–4465.
- [15] Andrianov, S.N. Triggering superradiance / S.N. Andrianov, V.V. Samartsev // Laser Physics. – 1998. – Vol. 8. – No. 6. – P. 1–4.
- [16] Crubellier, A. Superradiance and subradiance in three-level systems / A. Crubellier, S. Liberman, P. Pillet // Optics Commun. – 1980. – V. 33. – No. 2. – P. 143–148.
- [17] Pavolini, D. Experimental evidence for subradiance / D. Pavolini [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1985. – V. 54. – No. 17. – P. 1917–1920.
- [18] Crubellier, A. Superradiance and subradiance: I. Interatomic interference and symmetry properties in three-level systems / A. Crubellier [et al.] // J. Phys. – 1985. – V. B18. – P. 3811–3833.
- [19] Башкиров, Е.К. Триггерное сверхизлучение в трехуровневых системах / Е.К. Башкиров, Е.Г. Мангулова // Международный семинар "Нелинейное моделирование и управление": тез. докл. – Самара, 2000. – С. 27.
- [20] Vrehen, Q.H.F. Direct measurement of the effective initial tipping angle in superfluorescence / Q.H.F. Vrehen, M.F.H. Schuurmans // Phys. Rev. Lett. – 1979. – V. 42. – No. 4. – P. 224–227.
- [21] Rehler, N.E. Superradiance / N.E. Rehler, J.H. Eberly // Phys. Rev. – 1971. – V. A3. – No. 5. – P. 1735–1751.
- [22] Bonifacio, R. Cooperative radiation processes in two-level systems: Superfluorescence. I, II / R. Bonifacio, L.A. Lugiato // Phys. Rev. – 1975. – V. A11. – No. 5. – P. 1507–1521; 1975. – V. A12. – No. 2. – P. 587–597.

- [23] Купренис, З. Сверхизлучение атомов Na, возбуждаемых длительными импульсами / З.Купренис, В.Швядас // Известия АН СССР. Серия Физическая. – 1989. – Т. 53. – №12. – С. 2390–2392.
- [24] Купренис, З. Свойства сверхизлучения при возбуждении атомов длительными импульсами / З.Купренис, В.Швядас //. В кн.: Световое эхо и проблемы когерентной оптики; под ред. В.В.Самарцева и др. – Куйбышев: Изд-во КГУ, 1990. – С. 75–81.
- [25] Andrianov, S.N. Superradiance and subluminescence in a V configuration / S.N.Andrianov, V.V.Samartsev // Laser Physics. – 2001. – V. 11. – No. 4. – P. 5–8.
- [26] Андрианов, С.Н. Сверхизлучение и сублюминесценция в V-конфигурации атомных уровней / С.Н.Андрианов, В.В.Самарцев // Известия РАН. Сер. "Физическая". – 2000. – Т. 64. – №12. – С. 2505–2508.
- [27] De Voe, R.G. Observation of superradiant and subradiant spontaneous emission of two trapped ions / R.G.DeVoe, R.G.Brewer // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 76. – No. 12. – P. 2049–2052.
- [28] Superradiance allowing for the pumping processes / Е.К.Bashkirov [et al.] // Physica. – 1985. – V. A133. – P. 413–424.
- [29] Башкиров, Е.К. К теории сверхизлучения с учетом когерентной накачки / Е.К.Башкиров, Н.Н.Боголюбов (мл.), А.С.Шумовский // Избранные проблемы статистической механики. – Дубна: Изд-во ОИЯИ. Д17-88-95, 1988. – С. 30–37.
- [30] Bashkirov, E.K. Superradiance in the three-level systems taking into account a pump / E.K.Bashkirov // Proc. SPIE. – 1999. – V. 4061. – P. 284–290.
- [31] Башкиров, Е.К. Сверхизлучение в трехуровневых системах с учетом когерентной накачки / Е.К.Башкиров // Известия РАН. Сер. "Физическая". – 2000. – Т. 64. – №10. – С. 1920–1923.
- [32] Bashkirov, E.K. Subradiance and superradiance in V-type three level systems / E.K.Bashkirov // Proc. SPIE. – 2004. – V. 5773. – P. 91–96.
- [33] Башкиров, Е.К. Коллективное спонтанное излучение макроскопических трехуровневых систем V-типа / Е.К.Башкиров // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2005. – Т. 8. – №2. – С. 17–21.
- [34] Аллен, Л. Оптический резонанс и двухуровневые атомы / Л.Аллен, Дж.Эберли. – М.: Мир, 1978. – 224 с.

Поступила в редакцию 26/XII/2006;
в окончательном варианте — 26/XII/2006.

QUANTUM THEORY OF SUPERRADIANCE. II³© 2007 E.K. Bashkirov, E.V. Garanova⁴

The quantum theory of superradiance in the three-level systems with coherent pump is considered. The effect of pumping pulse on superradiance parameters is studied.

Paper received 26/*XII*/2006.

Paper accepted 26/*XII*/2006.

³Communicated by Dr. Sci. (Phys. & Math.) Prof. Prof. V.A. Saleev.

⁴Bashkirov Eugene Konstantinovich (bash@ssu.samara.ru), Ekaterina Vladimirovna Garanova, Dept. of General and Theoretical Physics, Samara State University, Samara, 443011, Russia.