

УДК 538.61

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ КОГЕРЕНТНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ АТОМА ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

А.Д. ГАЗАЗЯН, Е.Т. ПАШАЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 18 января 2002 г.)

Рассмотрено явление спонтанного излучения атома под действием лазерного поля. Исследован спектр спонтанного излучения, который зависит от интенсивности внешнего электромагнитного поля. Показано, что при дополнительном канале распада в системе отсутствует деструктивная интерференция и в спектре спонтанного излучения отсутствуют «темные» линии.

1. Введение

Исследование распада квантовомеханической системы под действием внешнего электромагнитного излучения представляет как фундаментальный, так и практический интерес. Все квантовые процессы под действием электромагнитного излучения можно разделить на две группы: 1) процессы, идущие в отсутствие поля и изменяемые полем, и 2) процессы, индуцируемые электромагнитным полем и не идущие без поля. К первой группе относятся, в частности, спонтанные переходы в атомах под действием вакуумного поля. Как известно, спонтанное излучение с изолированного уровня атома под действием вакуумного поля описывается лоренцевской формой спектра. Воздействие лазерного излучения приводит к существенному изменению как времени жизни, так и формы линий излучения спонтанных переходов. В частности, известно, что в зависимости от состояния внешнего квантованного электромагнитного поля существенно меняется закон распада атомного уровня [1,2]. При наличии многих уровней переходы между ними приводят к тому, что спектр спонтанного излучения становится более сложным и зависит от интенсивности внешнего поля.

Спектр спонтанного излучения атома под действием внешнего лазерного поля интенсивно обсуждается в литературе в последние несколько лет. В частности, особый интерес представляет наблюдение квантового эффекта Зено, который заключается в том, что распад квантовой системы замедляется (или полностью прекращается) при периодическом квантовомеханическом «наблюдении» над системой. Такое

«наблюдение» осуществляется, в частности, воздействием на систему периодически возмущающих лазерных импульсов (см., например, [3,4]). Однако, при воздействии непрерывным лазером также можно наблюдать существенное изменение спектра спонтанного излучения, а при наличии деструктивной интерференции между различными каналами перехода в атоме возможно появление «темной» линии в спектре излучения [5].

В данной работе исследуется спонтанное излучение в четырехуровневой атомной системе, которая когерентно возбуждается внешним лазерным излучением. Получены волновые функции такой системы в резонансном приближении, а также волновые функции спонтанных фотонов в рамках теории Вигнера-Вайскопфа. Найдены спектры спонтанных излучений из двух возбужденных состояний атома. Из полученных формул, в частности, следует, что отсутствует деструктивная интерференция между различными каналами переходов в атоме, которая возникает из-за расщепления уровней 1 и 2 во внешнем резонансном поле излучения. Однако при отсутствии одного из каналов в спектре спонтанного излучения появляется «темная» линия, т.е. отсутствует частота $\omega_k = \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \omega$ (см. рис.1), которая подробно исследована в работе [5].

2. Рассматриваемая модель и волновая функция системы

Рассмотрим четырехуровневый атом в поле лазерного излучения с частотой ω (рис.1), находящегося в резонансе с переходом $1 \rightarrow 2$. Под действием лазерного поля образуется связанное состояние «атом + поле» с уровнями 1 и 2. Предположим, что атом вначале находится в состоянии 1, и исследуем эволюцию этой системы, когда возможны спонтанные переходы $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 4$. Спонтанный переход $2 \rightarrow 1$ (резонансная флуоресценция) считается малым из-за малости матричных элементов и при вычислениях пренебрегается [5].

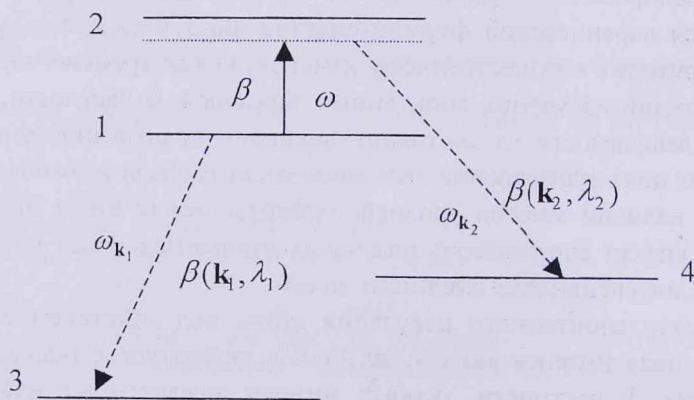


Рис.1.

Полный гамильтониан системы имеет следующий вид (см., например, [6]):

$$H = H_{at} + \omega c^+ c + \beta^+ c + c^+ \beta + \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \omega_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\lambda}^+ c_{\mathbf{k}\lambda} + \sum_{\mathbf{k}, \lambda} [\beta^+(\mathbf{k}, \lambda) c_{\mathbf{k}, \lambda} + c_{\mathbf{k}, \lambda}^+ \beta(\mathbf{k}, \lambda)], \quad (1)$$

где H_{at} – гамильтониан свободного атома:

$$H_{at} |i\rangle = \varepsilon_i |i\rangle, \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (2)$$

Здесь $|i\rangle$ – вектор состояния i -го уровня атома с энергией ε_i , β^+ и β – операторы перехода из состояния 1 в состояние 2 и обратно под действием внешнего поля с частотой ω , $\beta^+(\mathbf{k}, \lambda)$ и $\beta(\mathbf{k}, \lambda)$ – операторы переходов из состояний 1 и 2 в состояния 3 и 4 с поглощением и испусканием спонтанных фотонов, $c_{\mathbf{k}, \lambda}^+$, $c_{\mathbf{k}, \lambda}$ – операторы рождения и уничтожения спонтанных фотонов ($\mathbf{k}, \lambda$ – импульс и поляризация спонтанных фотонов).

В представлении взаимодействия гамильтониан системы (1) принимает следующий вид:

$$H_{int} = e^{iH_{at}t} \beta^+ e^{-iH_{at}t} c e^{-i\omega t} + c^+ e^{iH_{at}t} \beta e^{-iH_{at}t} e^{i\omega t} + \\ + \sum_{\mathbf{k}, \lambda} [e^{iH_{at}t} \beta^+(\mathbf{k}, \lambda) e^{-iH_{at}t} c_{\mathbf{k}, \lambda} e^{-i\omega_{\mathbf{k}}t} + c_{\mathbf{k}, \lambda}^+ e^{iH_{at}t} \beta(\mathbf{k}, \lambda) e^{-iH_{at}t} e^{i\omega_{\mathbf{k}}t}]. \quad (3)$$

Решение волнового уравнения Шредингера с гамильтонианом (3) представим в виде

$$\Phi(t) = c_1(t) |1, n, 0\rangle + c_2(t) |2, n-1, 0\rangle + \sum_{\mathbf{k}_1, \lambda_1} c_{3\mathbf{k}_1, \lambda_1}(t) |3, n, 1_{\mathbf{k}_1, \lambda_1}\rangle + \sum_{\mathbf{k}_2, \lambda_2} c_{4\mathbf{k}_2, \lambda_2}(t) |4, n-1, 1_{\mathbf{k}_2, \lambda_2}\rangle, \quad (4)$$

где n – число фотонов внешнего поля.

После подстановки разложения (4) в уравнение Шредингера для коэффициентов разложения получим следующую систему дифференциальных уравнений:

$$i \frac{dc_1(t)}{dt} = \sqrt{n} \beta_{12} e^{-i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)t} c_2(t) + \sum_{\mathbf{k}_1, \lambda_1} \beta_{13}^+(\mathbf{k}_1, \lambda_1) e^{i(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 - \omega_{\mathbf{k}_1})t} c_{3\mathbf{k}_1, \lambda_1}(t), \\ i \frac{dc_2(t)}{dt} = \sqrt{n} \beta_{21}^+ e^{i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)t} c_1(t) + \sum_{\mathbf{k}_2, \lambda_2} \beta_{24}^+(\mathbf{k}_2, \lambda_2) e^{i(\varepsilon_2 - \varepsilon_4 - \omega_{\mathbf{k}_2})t} c_{4\mathbf{k}_2, \lambda_2}(t), \\ i \frac{dc_{3\mathbf{k}_1, \lambda_1}(t)}{dt} = \beta_{31}(\mathbf{k}_1, \lambda_1) e^{-i(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 - \omega_{\mathbf{k}_1})t} c_1(t), \\ i \frac{dc_{4\mathbf{k}_2, \lambda_2}(t)}{dt} = \beta_{42}(\mathbf{k}_2, \lambda_2) e^{-i(\varepsilon_2 - \varepsilon_4 - \omega_{\mathbf{k}_2})t} c_2(t) \quad (5)$$

с начальными условиями

$$c_1(0) = 1, \quad c_2(0) = c_{3k_1\lambda_1}(0) = c_{4k_2\lambda_2}(0) = 0. \quad (6)$$

Решая последние два уравнения (5) относительно $c_{3k_1\lambda_1}(t)$ и $c_{4k_2\lambda_2}(t)$

$$\begin{aligned} c_{3k_1\lambda_1}(t) &= -i\beta_{31}(\mathbf{k}_1, \lambda_1) \int_0^t e^{-i(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 - \omega_{k_1})t'} c_1(t') dt', \\ c_{4k_2\lambda_2}(t) &= -i\beta_{42}(\mathbf{k}_2, \lambda_2) \int_0^t e^{-i(\varepsilon_2 - \varepsilon_4 - \omega_{k_2})t'} c_2(t') dt', \end{aligned} \quad (7)$$

и подставляя в первые два уравнения, получим

$$\begin{aligned} \frac{dc_1(t)}{dt} &= -i\sqrt{n}\beta_{12}e^{-i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)t} c_2(t) - \sum_{\mathbf{k}_1\lambda_1} |\beta_{13}(\mathbf{k}_1, \lambda_1)|^2 \int_0^t e^{i(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 - \omega_{k_1})(t-t')} c_1(t') dt', \\ \frac{dc_2(t)}{dt} &= -i\sqrt{n}\beta_{12}^* e^{i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)t} c_1(t) - \sum_{\mathbf{k}_2\lambda_2} |\beta_{24}(\mathbf{k}_2, \lambda_2)|^2 \int_0^t e^{i(\varepsilon_2 - \varepsilon_4 - \omega_{k_2})(t-t')} c_2(t') dt'. \end{aligned} \quad (8)$$

Применяя преобразование Лапласа $\bar{c}_i(s) = \int_0^\infty e^{-st} c_i(t) dt$ ($i = 1, 2$) и учитывая начальные условия (6), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \left[s + \sum_{\mathbf{k}_1\lambda_1} \frac{|\beta_{13}(\mathbf{k}_1, \lambda_1)|^2}{s - i(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 - \omega_{k_1})} \right] \bar{c}_1(s) &= 1 - i\sqrt{n}\beta_{12}\bar{c}_2(s + i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)), \\ \left[s + i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega) + \sum_{\mathbf{k}_2\lambda_2} \frac{|\beta_{24}(\mathbf{k}_2, \lambda_2)|^2}{s + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_4 + \omega - \omega_{k_2})} \right] \bar{c}_2(s + i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)) &= -i\sqrt{n}\beta_{12}^* \bar{c}_1(s). \end{aligned} \quad (9)$$

Для восстановления $c_i(t)$ мы производим замену переменной $s = ix + \varepsilon$, где $\varepsilon \rightarrow 0$. Согласно приближению Вигнера-Вайскопфа,

$$\begin{aligned} \sum_{\mathbf{k}_1\lambda_1} \frac{|\beta_{13}(\mathbf{k}_1, \lambda_1)|^2}{x + (\omega_{k_1} - \varepsilon_1 + \varepsilon_3) - i\varepsilon} &\approx \sum_{\mathbf{k}_1\lambda_1} \frac{|\beta_{13}(\mathbf{k}_1, \lambda_1)|^2}{\omega_{k_1} - \varepsilon_1 + \varepsilon_3 - i\varepsilon} = -\Delta_1 + \frac{i\Gamma_1}{2}, \\ \sum_{\mathbf{k}_2\lambda_2} \frac{|\beta_{24}(\mathbf{k}_2, \lambda_2)|^2}{x + (\omega_{k_2} - \varepsilon_2 + \varepsilon_4) - i\varepsilon} &\approx \sum_{\mathbf{k}_2\lambda_2} \frac{|\beta_{24}(\mathbf{k}_2, \lambda_2)|^2}{\omega_{k_2} - \varepsilon_2 + \varepsilon_4 - i\varepsilon} = -\Delta_2 + \frac{i\Gamma_2}{2}, \end{aligned}$$

где

$$\Delta_1 = -P \sum_{\mathbf{k}_1 \lambda_1} \frac{|\beta_{13}(\mathbf{k}_1, \lambda_1)|^2}{\omega_{\mathbf{k}_1} - \varepsilon_1 + \varepsilon_3}, \quad \Gamma_1 = 2\pi \sum_{\mathbf{k}_1 \lambda_1} |\beta_{13}(\mathbf{k}_1, \lambda_1)|^2 \delta(\omega_{\mathbf{k}_1} - \varepsilon_1 + \varepsilon_3),$$

$$\Delta_2 = -P \sum_{\mathbf{k}_2 \lambda_2} \frac{|\beta_{24}(\mathbf{k}_2, \lambda_2)|^2}{\omega_{\mathbf{k}_2} - \varepsilon_2 + \varepsilon_4}, \quad \Gamma_2 = 2\pi \sum_{\mathbf{k}_2 \lambda_2} |\beta_{24}(\mathbf{k}_2, \lambda_2)|^2 \delta(\omega_{\mathbf{k}_2} - \varepsilon_2 + \varepsilon_4).$$

С учетом соотношений (10) система уравнений (9) принимает вид

$$\left[x + \Delta_1 - \frac{i\Gamma_1}{2} \right] \bar{c}_1(ix + \varepsilon) = -i - \sqrt{n} \beta_{12} \bar{c}_2(ix + \varepsilon + i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)),$$

$$\left[x + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega + \Delta_2 - \frac{i\Gamma_2}{2} \right] \bar{c}_1(ix + \varepsilon + i(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega)) = -\sqrt{n} \beta_{12}^* \bar{c}_1(ix + \varepsilon).$$

Решая систему уравнений (11) с помощью обратного преобразования Лапласа

$$c_i(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\varepsilon - i\infty}^{\varepsilon + i\infty} \bar{c}_i(s) e^{st} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{c}_i(ix + \varepsilon) e^{ixt} e^{\varepsilon t} dx, \quad \varepsilon \rightarrow 0 \quad (i = 1, 2),$$

восстанавливаем коэффициенты $c_1(t)$ и $c_2(t)$:

$$c_1(t) = \frac{1}{2\Omega} e^{-\frac{1}{4}(\Gamma_1 + \Gamma_2)t} e^{-\frac{i}{2}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega + \Delta_1 + \Delta_2)t} \left\{ e^{\frac{i}{2}\Omega t} \left[\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega - \Delta_1 + \Delta_2 + \frac{i}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_2) + \Omega \right] - \right.$$

$$\left. - e^{-\frac{i}{2}\Omega t} \left[\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega - \Delta_1 + \Delta_2 + \frac{i}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_2) - \Omega \right] \right\},$$

$$c_2(t) = \frac{\sqrt{n} \beta_{12}^*}{\Omega} e^{-\frac{1}{4}(\Gamma_1 + \Gamma_2)t} e^{\frac{i}{2}(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega - \Delta_1 - \Delta_2)t} \left[e^{\frac{i}{2}\Omega t} - e^{-\frac{i}{2}\Omega t} \right],$$

где

$$\Omega = \sqrt{\left[\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega - (\Delta_1 - \Delta_2) + \frac{i}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_2) \right]^2 + 4n|\beta_{12}|^2}$$

есть комплексная частота Раби.

Подставляя (12) в соотношения (7), получим выражения для коэффициентов $c_{3\mathbf{k}_1\lambda_1}(t)$ и $c_{4\mathbf{k}_2\lambda_2}(t)$:

$$c_{3\mathbf{k}_1\lambda_1}(t) = \frac{\beta_{31}(\mathbf{k}_1, \lambda_1)}{2\Omega} \left\{ \left[\varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \omega - \Delta_1 + \Delta_2 + \frac{i}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_2) + \Omega \right] \times \right.$$

$$\begin{aligned}
& e^{-i\left[\varepsilon_1-\varepsilon_3-\omega_{k_1}+\frac{1}{2}\left(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega+\Delta_1+\Delta_2-\frac{i}{2}(\Gamma_1+\Gamma_2)-\Omega\right)\right]t} -1 \\
& \times \frac{1}{\varepsilon_1-\varepsilon_3-\omega_{k_1}+\frac{1}{2}\left(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega+\Delta_1+\Delta_2-\frac{i}{2}(\Gamma_1+\Gamma_2)-\Omega\right)} \\
& -\left[\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega-\Delta_1+\Delta_2+\frac{i}{2}(\Gamma_1-\Gamma_2)-\Omega\right] \times \\
& \left. \times \frac{e^{-i\left[\varepsilon_1-\varepsilon_3-\omega_{k_1}+\frac{1}{2}\left(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega+\Delta_1+\Delta_2-\frac{i}{2}(\Gamma_1+\Gamma_2)+\Omega\right)\right]t} -1}{\varepsilon_1-\varepsilon_3-\omega_{k_1}+\frac{1}{2}\left(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega+\Delta_1+\Delta_2-\frac{i}{2}(\Gamma_1+\Gamma_2)+\Omega\right)} \right\}, \\
c_{4k_2\lambda_2}(t) = & \frac{\sqrt{n}\beta_{12}^*\beta_{42}(k_2,\lambda_2)}{\Omega} \left\{ \frac{e^{-i\left[\varepsilon_2-\varepsilon_4-\omega_{k_2}-\frac{1}{2}\left(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega-\Delta_1-\Delta_2+\frac{i}{2}(\Gamma_1+\Gamma_2)+\Omega\right)\right]t} -1}{\varepsilon_2-\varepsilon_4-\omega_{k_2}-\frac{1}{2}\left(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega-\Delta_1-\Delta_2+\frac{i}{2}(\Gamma_1+\Gamma_2)+\Omega\right)} \right. \\
& \left. - \frac{e^{-i\left[\varepsilon_2-\varepsilon_4-\omega_{k_2}-\frac{1}{2}\left(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega-\Delta_1-\Delta_2+\frac{i}{2}(\Gamma_1+\Gamma_2)-\Omega\right)\right]t} -1}{\varepsilon_2-\varepsilon_4-\omega_{k_2}-\frac{1}{2}\left(\varepsilon_2-\varepsilon_1-\omega-\Delta_1-\Delta_2+\frac{i}{2}(\Gamma_1+\Gamma_2)-\Omega\right)} \right\}.
\end{aligned} \tag{14}$$

Подставляя коэффициенты разложения (12) и (14) в (4), получим волновую функцию системы с учетом спонтанных переходов.

3. Волновые функции и спектр спонтанных фотонов

Как видно из полученных выражений для коэффициентов $c_1(t)$ и $c_2(t)$, при $t \rightarrow \infty$ они затухают: $c_1(\infty) = 0$ и $c_2(\infty) = 0$. Тогда волновая функция системы $\Phi(t)$ при $t \rightarrow \infty$ будет иметь вид

$$\Phi(\infty) = \sum_{k,\lambda} c_{3k,\lambda}(\infty) |3, n, 1_{k,\lambda}\rangle + \sum_{k,\lambda} c_{4k,\lambda}(\infty) |4, n-1, 1_{k,\lambda}\rangle. \tag{15}$$

Волновую функцию (15) можно представить в виде

$$\Phi(\infty) = |Ph_1, 3, n\rangle + |Ph_2, 4, n-1\rangle, \tag{16}$$

где

$$|Ph_1\rangle = \sum_{k\lambda} c_{3k\lambda}(\infty) |1_{k\lambda}\rangle, \quad |Ph_2\rangle = \sum_{k\lambda} c_{4k\lambda}(\infty) |1_{k\lambda}\rangle \tag{17}$$

представляют собой волновые функции спонтанных фотонов, которые образуются соответственно при переходах $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 4$. Исходя из выражений (14), для коэффициентов $c_{3k\lambda}(\infty)$ и $c_{4k\lambda}(\infty)$ получим следующие выражения:

$$c_{3k\lambda}(\infty) = -\beta_{31}(\mathbf{k}, \lambda) \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \omega - \omega_k + \Delta_2 - \frac{i\Gamma_2}{2}}{\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 - \omega_k + \Delta_1 - \frac{i\Gamma_1}{2} \right) \left(\varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \omega - \omega_k + \Delta_2 - \frac{i\Gamma_2}{2} \right) - n|\beta_{12}|^2}, \quad (18)$$

$$c_{4k\lambda}(\infty) = -\frac{\sqrt{n}\beta_{12}^* \beta_{42}(\mathbf{k}, \lambda)}{\left(\varepsilon_1 - \varepsilon_4 + \omega - \omega_k + \Delta_1 - \frac{i\Gamma_1}{2} \right) \left(\varepsilon_2 - \varepsilon_4 - \omega_k + \Delta_2 - \frac{i\Gamma_2}{2} \right) - n|\beta_{12}|^2}.$$

Из выражений (18) для спектра спонтанного излучения получим

$$\begin{aligned} S(\omega_k) &\sim |c_{3k\lambda}(\infty)|^2 + |c_{4k\lambda}(\infty)|^2 = \\ &= |\beta_{31}(\mathbf{k}, \lambda)|^2 \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \omega - \omega_k + \Delta_2)^2 + \frac{\Gamma_2^2}{4}}{\left| \left(\varepsilon_1 - \varepsilon_3 - \omega_k + \Delta_1 - \frac{i\Gamma_1}{2} \right) \left(\varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \omega - \omega_k + \Delta_2 - \frac{i\Gamma_2}{2} \right) - n|\beta_{12}|^2 \right|^2} + \\ &+ \frac{n|\beta_{12}|^2 |\beta_{42}(\mathbf{k}, \lambda)|^2}{\left| \left(\varepsilon_1 - \varepsilon_4 + \omega - \omega_k + \Delta_1 - \frac{i\Gamma_1}{2} \right) \left(\varepsilon_2 - \varepsilon_4 - \omega_k + \Delta_2 - \frac{i\Gamma_2}{2} \right) - n|\beta_{12}|^2 \right|^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Из выражения (19) следует, что отсутствует деструктивная интерференция между каналами переходов и, следовательно, в спектре спонтанного излучения отсутствуют «темные» линии. Это связано с появлением дополнительного канала распада $2 \rightarrow 4$, который нарушает деструктивную

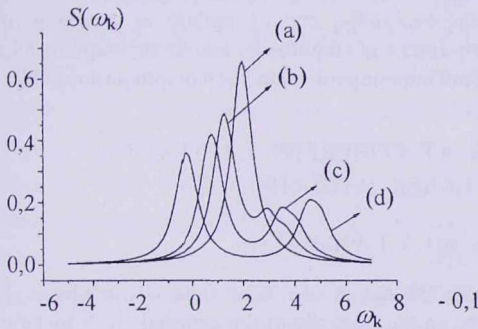


Рис.2. Спектр спонтанного излучения $S(\omega)$ для $\omega_{23} = 3\Gamma_1$, $\omega_{13} = 2\Gamma_1$, $\omega_{24} = 2\Gamma_1$, $\omega_{14} = 2\Gamma_1$, $\Gamma_1 = \Gamma_2$ и (а) $\Omega = 0.3$, и (б) $\Omega = 2.0$, (с) $\Omega = 3.0$, (д) $\Omega = 5.0$, (в единицах Γ_1).

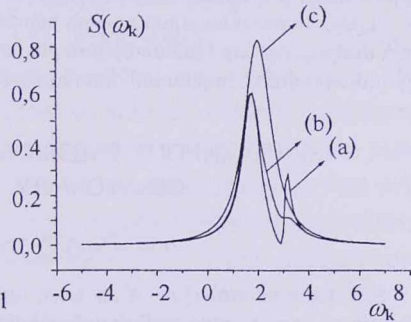


Рис.3. Спектр спонтанного излучения $S(\omega)$ для $\omega_{23} = 3\Gamma_1$, $\omega_{13} = 2\Gamma_1$, $\omega_{24} = 2\Gamma_1$, $\omega_{14} = 2\Gamma_1$, $\Omega = 1.0$ и (а) $\Gamma_2 = 0.1$, (б) $\Gamma_2 = 0.8$, (с) $\Gamma_2 = 4.0$ (в единицах Γ_1).

интерференцию. При отсутствии этого канала в спектре спонтанного излучения возникает «темная» линия с частотой $\omega_k = \varepsilon_2 - \varepsilon_3 - \omega$, которая подробно исследована в [5].

На рис.2 представлен спектр спонтанного излучения. Различные кривые соответствуют различным значениям частоты Раби. Видно, что с увеличением частоты Раби пики в спектре спонтанного излучения отдаляются друг от друга. Когда частота Раби порядка нескольких десятых от Γ_1 , второй пик в спектре исчезает (см. кривую а на рисунке). На рис.3 представлены примеры спектров спонтанного излучения для различных значений скорости распада верхнего уровня Γ_2 .

Авторы выражают благодарность М.Л.Тер-Микаеляну за обсуждения результатов.

Работа выполнена в рамках программы INTAS 99-00019.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.A.Alimov, V.P.Krainov, and A.A.Mikheev. Laser Physics, **4**, 551 (1994).
2. A.D.Gazazyan. Laser Physics, **5**, 852 (1995).
3. W.M.Itano, D.J.Heinzen, J.J.Bollinger, D.J.Wineland. Phys. Rev. A, **41**, 2295 (1990).
4. Chr.Balzer, R.Huesmann, W.Neuhauser, P.E.Toschek. Opt. Com., **180**, 115 (2000).
5. Shi-Yao Zhu, L.M.Narducci, and M.O.Scully. Phys. Rev. A, **52**, 4791 (1995).
6. А.И.Алексеев, Ю.А.Вдовин, В.М.Галицкий. ЖЭТФ, **46**, 320 (1964).

ՄՊՈՆՏԱՆԻ ԴԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԴԱՌԱԳԱՅԹՄԱՄԲ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԳՐԳՈՍԱՆ ԴԵՊՐՈՒՄ

Ա.Դ.ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Ե.Թ.ՓԱՇԱՅԱՆ

Դիտարկված է ատոմի սպոնտան ճառագայթման երևույթը լազերային դաշտի ազդեցության պայմաններում: Հետազոտված է սպոնտան ճառագայթման սպեկտրը, որը կախված է էլեկտրամագնիսական դաշտի ինտենսիվությունից: Ցույց է տրված, որ լրացուցիչ անցուղու առկայությամբ համակարգում բացակայում է դեստրուկտիվ ինտերֆերենցիան, ինչով պայմանավորված է սպոնտան ճառագայթման սպեկտրում “մութ” գծի բացակայությունը:

SPONTANEOUS EMISSION AT COHERENT EXCITATION OF ATOM BY LASER RADIATION

A.D. GAZAZYAN and Y.T. PASHAYAN

Spontaneous emission of an atom under the action of a laser field is considered. The spectrum of spontaneous emission depending on the intensity of the external electromagnetic field is studied. It is shown that there are no destructive interference in the system and no “dark” lines in the spectrum of spontaneous emission in the presence of an additional decay channel.