
Ф И З И К А

ДИНАМИКА ТРЕХУРОВНЕВОГО АТОМА В РЕЗОНАТОРЕ С ПОТЕРЯМИ

Ю.В. Александров¹ Е.К. Башкиров², Е.Г. Мангулова³

На основе уравнения эволюции для матрицы плотности рассмотрена динамика трехуровневого атома, взаимодействующего с двумя модами квантового электромагнитного поля в неидеальном резонаторе. Исследовано поведение средних населенностей атомных уровней и среднего числа фотонов в модах.

В настоящее время простейшей и наиболее фундаментальной моделью для исследования взаимодействия излучения с веществом является модель Джейнса-Каммингса конечноуровневого атома, взаимодействующего с одной или несколькими модами квантового электромагнитного поля в резонаторе. Интерес к этой модели был инициирован работой Джейнса и Каммингса [1], в которой впервые было получено точное решение задачи о взаимодействии двухуровневого атома с квантованным полем в идеальном резонаторе. Позднее точные решения были найдены и для простейших обобщений двухуровневой модели, учитывающих возможные переходы между тремя энергетическими уровнями, наличие нескольких мод квантового электромагнитного поля, расстройки, многофотонных переходов [2]. На основе точных решений для данной модели был предсказан целый ряд квантовых эффектов: затухание и восстановление осцилляций Раби для населенностей атомных уровней [3] и вектора состояния атомной подсистемы [4], сжатие света [5], возможность субпуассоновской статистики для излучения и антигруппировки фотонов [6], [7] и др. В последнее время интерес к исследованию свойств модели Джейнса-Каммингса особенно возрос в связи с ее экспериментальной реализацией (см. обзор [8] и ссылки в нем). В целом ряде тонких экспериментов с сильно возбужденными (ридберговскими) атомами в сверхпроводящих резонаторах с высокой добротностью удалось подтвердить некоторые особенности квантовой динамики модели, предсказанные ранее на основе квантово-электродинамических расчетов: затухание и восстановление осцилляций Раби для населенности атомных уровней, субпуассоновскую статистику поля в резонаторе и др.

При анализе свойств одноатомного лазера и сравнении теоретических предсказаний для средних динамических переменных с экспериментальными данными важен учет возможных потерь фотонов из резонатора. В работах [9] - [10] рассмотрена

¹ Александров Юрий Владимирович, кафедра физики Поволжского института связи

² Башкиров Евгений Константинович, кафедра общей и теоретической физики СамГУ

³ Мангулова Екатерина Геннадьевна, кафедра общей и теоретической физики СамГУ

эволюция двухуровневого атома с одно- и многофотонными переходами, взаимодействующего с модой квантового электромагнитного поля в резонаторе с конечной добротностью. Влияние неидеальности резонатора на коллективную динамику системы двух двухуровневых атомов исследовалось в [12]. В работе [11] проанализировано поведение трехуровневого атома, взаимодействующего с одной модой квантового поля в неидеальном резонаторе. Представляет интерес исследовать динамику трехуровневой модели Джейнса-Каммингса, взаимодействующей с двумя различными модами квантового электромагнитного поля в резонаторе с потерями. При этом в отличие от работы [11] в нашей работе используется более точное управляющее уравнение эволюции для редуцированной матрицы плотности системы "трехуровневый атом + две моды поля". Для определенности будем рассматривать трехуровневый атом с конфигурацией возможных переходов Λ - типа (см. Рис 1). Ограничимся также рассмотрением случая, когда в системе отсутствует расстройка, т.е. случая, когда частоты двух мод поля в точности равны частотам соответствующих переходов между уровнями.

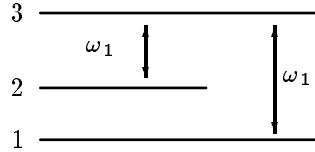


Рис. 1. Схема энергетических уровней и разрешенных переходов в трехуровневом атоме Λ - типа.

Уравнение эволюции (master equation) для матрицы плотности ρ рассматриваемой системы можно записать в виде [13]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i/\hbar [H, \rho] - \sum_{i=1}^2 k_i (a_i^\dagger a_i \rho - 2 a_i \rho a_i^\dagger + \rho a_i^\dagger a_i), \quad (1)$$

где

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

$$H_A = \sum_{j=1}^3 \varepsilon_j R_{jj}$$

- гамильтониан свободного трехуровневого атома,

$$H_F = \sum_{i=1}^2 \hbar \omega_i a_i^\dagger a_i$$

- гамильтониан свободного двухмодового электромагнитного поля в резонаторе,

$$H_{AF} = \sum_{i=1}^2 \hbar g_i (a_i R_{3i} + a_i^\dagger R_{i3})$$

- гамильтониан взаимодействия трехуровневого атома Λ - типа с двумя модами квантового электромагнитного поля в дипольном приближении и приближении вращающейся волны. Здесь ε_j - энергия j - энергетического уровня в трехуровневом атоме, R_{jj} и R_{3i} - соответственно операторы населенностей атомных уровней и перехода с

общего верхнего на i энергетический уровень ($i = 1, 2$), ω_i - частоты двух мод квантового электромагнитного поля в резонаторе, g_i - константы взаимодействия атома с двумя модами поля. Заметим, что в условиях отсутствия расстройки выполняются соотношения $\varepsilon_3 - \varepsilon_1 = \hbar\omega_1$, $\varepsilon_3 - \varepsilon_2 = \hbar\omega_2$.

В уравнении (1) коэффициенты $2k_1$ и $2k_2$ определяют скорости потерь фотонов для каждой из мод резонатора.

Переходя к представлению взаимодействия

$$W(t) = e^{i/\hbar H_{AF} t} \rho(t) e^{-i/\hbar H_{AF} t},$$

$$\tilde{O}(t) = e^{i/\hbar H_{AF} t} O e^{-i/\hbar H_{AF} t},$$

(где O - произвольный оператор атомной или полевой подсистем в представлении Шредингера), уравнение для матрицы плотности (1) запишем в виде

$$\frac{\partial W}{\partial t} = - \sum_{i=1}^2 k_i (a_i^\dagger a_i W - 2 a_i W a_i^\dagger + W a_i^\dagger a_i), \quad (2).$$

Наиболее простой вид решение уравнения эволюции имеет в представлении "одетых" состояний. Предположим, что в начальный момент времени атом находится на верхнем энергетическом уровне 3, а n_1 и n_2 - начальные числа фотонов в модах 1 и 2. Тогда полный набор собственных функций ("одетых" состояний) и собственных значений гамильтониана взаимодействия H_{AF} , необходимых для описания эволюции системы без учета возможных потерь фотонов из резонатора, имеет вид

$$|\Psi_{n_1, n_2}^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|3; n_1, n_2\rangle \pm \frac{g_1 \sqrt{n_1 + 1} |1; n_1 + 1, n_2\rangle + g_2 \sqrt{n_2 + 1} |2; n_1, n_2 + 1\rangle}{\sqrt{2(g_1^2(n_1 + 1) + g_2^2(n_2 + 1))}}]$$

$$E_{n_1, n_2}^\pm = \pm \hbar \Omega(n_1, n_2), \quad \Omega(n_1, n_2) = \sqrt{g_1^2(n_1 + 1) + g_2^2(n_2 + 1)}; \quad (3)$$

$$|\Psi_{n_1, n_2}^0\rangle = \frac{g_2 \sqrt{n_2 + 1} |1; n_1 + 1, n_2\rangle - g_1 \sqrt{n_1 + 1} |2; n_1, n_2 + 1\rangle}{\sqrt{g_1^2(n_1 + 1) + g_2^2(n_2 + 1)}}, \quad (4)$$

$$E_{n_1, n_2}^0 = 0,$$

Здесь $|\alpha; n_1, n_2\rangle$ представляют собой собственные функции свободного гамильтониана $H_A + H_F$:

$$|\alpha; n_1, n_2\rangle = |\alpha\rangle_A |n_1\rangle_{F_1} |n_2\rangle_{F_2},$$

где $\alpha = 1, 2, 3; n_1, n_2 = 0, 1, 2, \dots$

В случае неидеального резонатора, когда возможно уменьшение числа фотонов в системе без соответствующего изменения состояния атома, к состояниям (2) необходимо добавить также состояния

$$|\Psi_1\rangle = |1; 0, 0\rangle, \quad |\Psi_2\rangle = |2; 0, 0\rangle, \quad (5)$$

также соответствующие энергии $E = 0$.

Используя выражения (3)-(5), можно получить уравнения для матричных элементов W в представлении одетых состояний. Ограничим себя в данной работе вычислением среднего числа фотонов в каждой из мод и среднего значения населенностей атомных уровней. Полагая, что $k_1, k_2 \ll g_1, g_2$ мы можем воспользоваться секулярным приближением [9], отбросив быстроосциллирующие слагаемые (на частотах $\propto g_1, g_2$). Для диагональных матричных элементов по состояниям (3) уравнение эволюции можно получить в виде

$$\begin{aligned}
& \langle \Psi_{n_1, n_2}^\pm | \dot{W}(t) | \Psi_{n_1, n_2}^\pm \rangle = - \langle \Psi_{n_1, n_2}^\pm | W(t) | \Psi_{n_1, n_2}^\pm \rangle \\
& \left\{ 2k_1 \left(n_1 + \frac{g_1^2(n_1+1)}{2\Omega(n_1, n_2)} \right) + 2k_2 \left(n_2 + \frac{g_2^2(n_2+1)}{2\Omega(n_1, n_2)} \right) \right\} \\
& + \langle \Psi_{n_1+1, n_2}^\pm | W(t) | \Psi_{n_1+1, n_2}^\pm \rangle \\
& 2k_1 \left(\sqrt{n_1+1} + \frac{g_1^2 \sqrt{n_1+1} \sqrt{n_1+2} (\sqrt{n_1+2} - \sqrt{n_1+1})}{2\Omega(n_1, n_2) \Omega(n_1+1, n_2)} \right)^2 \\
& + \langle \Psi_{n_1, n_2+1}^\pm | W(t) | \Psi_{n_1, n_2+1}^\pm \rangle \\
& 2k_2 \left(\sqrt{n_2+1} + \frac{g_2^2 \sqrt{n_2+1} \sqrt{n_2+2} (\sqrt{n_2+2} - \sqrt{n_2+1})}{2\Omega(n_1, n_2) \Omega(n_1, n_2+1)} \right)^2 \\
& + \langle \Psi_{n_1+1, n_2}^\mp | W(t) | \Psi_{n_1+1, n_2}^\mp \rangle \\
& 2k_1 \left(\frac{g_1^2 \sqrt{n_1+1} \sqrt{n_1+2} (\sqrt{n_1+2} - \sqrt{n_1+1})}{2\Omega(n_1, n_2) \Omega(n_1+1, n_2)} \right)^2 \\
& + \langle \Psi_{n_1, n_2+1}^\mp | W(t) | \Psi_{n_1, n_2+1}^\mp \rangle \\
& 2k_2 \left(\frac{g_2^2 \sqrt{n_2+1} \sqrt{n_2+2} (\sqrt{n_2+2} - \sqrt{n_2+1})}{2\Omega(n_1, n_2) \Omega(n_1, n_2+1)} \right)^2.
\end{aligned} \tag{6}$$

Для упрощения дальнейших записей удобно ввести функцию

$$F_{n_1, n_2}(t) = \langle \Psi_{n_1, n_2}^+ | W(t) | \Psi_{n_1, n_2}^+ \rangle + \langle \Psi_{n_1, n_2}^- | W(t) | \Psi_{n_1, n_2}^- \rangle.$$

С помощью (6) для введенной функции F_{n_1, n_2} получаем уравнение

$$\dot{F}_{n_1, n_2} = -\gamma_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} + \gamma_{n_1+1, n_2}^{(1)} F_{n_1+1, n_2} + \gamma_{n_1, n_2+2}^{(2)} F_{n_1, n_2+1}, \tag{7}$$

где

$$\begin{aligned}
\gamma_{n_1, n_2} &= 2k_1 \left(n_1 + \frac{g_1^2(n_1+1)}{2\Omega(n_1, n_2)} \right) + 2k_2 \left(n_2 + \frac{g_2^2(n_2+1)}{2\Omega(n_1, n_2)} \right), \\
\gamma_{n_1, n_2}^{(1)} &= 2k_1 \left[\left(\sqrt{n_1} + \frac{g_1^2 \sqrt{n_1} \sqrt{n_1+1} (\sqrt{n_1+1} - \sqrt{n_1})}{2\Omega(n_1, n_2) \Omega(n_1-1, n_2)} \right)^2 \right. \\
& \quad \left. + \left(\frac{g_1^2 \sqrt{n_1} \sqrt{n_1+1} (\sqrt{n_1+1} - \sqrt{n_1})}{2\Omega(n_1, n_2) \Omega(n_1-1, n_2)} \right)^2 \right] \\
\gamma_{n_1, n_2}^{(2)} &= 2k_2 \left[\left(\sqrt{n_2} + \frac{g_2^2 \sqrt{n_2} \sqrt{n_2+1} (\sqrt{n_2+1} - \sqrt{n_2})}{2\Omega(n_1, n_2-1) \Omega(n_1, n_2)} \right)^2 \right.
\end{aligned}$$

$$+ \left(\frac{g_2^2 \sqrt{n_2} \sqrt{n_2 + 1} (\sqrt{n_2 + 1} - \sqrt{n_2})}{2 \Omega(n_1, n_2 - 1) \Omega(n_1, n_2)} \right)^2 \Big].$$

Для вычисления средних значений чисел фотонов и населенностей атомных уровней нам потребуются также матричные элементы, уравнения для которых приведены ниже.

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{n_1, n_2}^\pm | \dot{W}(t) | \Psi_{n_1, n_2}^\mp \rangle &= -\gamma_{n_1, n_2} \langle \Psi_{n_1, n_2}^\pm | \dot{W}(t) | \Psi_{n_1, n_2}^\mp \rangle, \\ \langle \Psi_{n_1, n_2}^0 | \dot{W}(t) | \Psi_{n_1, n_2}^\pm \rangle &= -\gamma_{n_1, n_2}^{(3)} \langle \Psi_{n_1, n_2}^0 | \dot{W}(t) | \Psi_{n_1, n_2}^\pm \rangle, \\ \langle \Psi_{n_1, n_2}^0 | \dot{W}(t) | \Psi_{n_1, n_2}^0 \rangle &= -\gamma_{n_1, n_2}^{(4)} \langle \Psi_{n_1, n_2}^0 | \dot{W}(t) | \Psi_{n_1, n_2}^0 \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_1 | \dot{W}(t) | \Psi_1 \rangle &= \gamma_1 \langle \Psi_{0,0}^+ | W | \Psi_{0,0}^+ \rangle + \\ &+ \gamma_1 \langle \Psi_{0,0}^- | W | \Psi_{0,0}^- \rangle + 2\Gamma_1 \langle \Psi_{0,0}^0 | W | \Psi_{0,0}^0 \rangle, \\ \langle \Psi_2 | \dot{W}(t) | \Psi_2 \rangle &= \gamma_2 \langle \Psi_{0,0}^+ | W | \Psi_{0,0}^+ \rangle + \\ &+ \gamma_2 \langle \Psi_{0,0}^- | W | \Psi_{0,0}^- \rangle + 2\Gamma_2 \langle \Psi_{0,0}^0 | W | \Psi_{0,0}^0 \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_{n_1, n_2}^{(3)} &= k_1 \left(2n_1 + \frac{g_1^2(n_1 + 1)}{2 \Omega(n_1, n_2)} + \frac{g_2^2(n_2 + 1)}{\Omega(n_1, n_2)} \right) \\ &+ k_2 \left(2n_2 + \frac{g_1^2(n_1 + 1)}{\Omega(n_1, n_2)} + \frac{g_2^2(n_2 + 1)}{2 \Omega(n_1, n_2)} \right), \\ \gamma_{n_1, n_2}^{(4)} &= 2k_1 \left(n_1 + \frac{g_2^2(n_2 + 1)}{\Omega(n_1, n_2)} \right) + 2k_2 \left(n_2 + \frac{g_1^2(n_1 + 1)}{\Omega(n_1, n_2)} \right), \\ \gamma_1 &= k_1 \frac{g_1^2}{g_1^2 + g_2^2}, \quad \gamma_2 = k_2 \frac{g_2^2}{g_1^2 + g_2^2}, \\ \Gamma_1 &= k_1 \frac{g_2^2}{g_1^2 + g_2^2}, \quad \Gamma_2 = k_2 \frac{g_1^2}{g_1^2 + g_2^2}. \end{aligned}$$

Решения уравнений (8) очевидны. Решения уравнений (7), (9) в случае произвольных начальных состояний атома и поля могут быть найдены только путем численного интегрирования.

Для частного случая спонтанного излучения атома, когда поле в начальный момент времени находится в вакуумном состоянии $|0\rangle_{F_1} |0\rangle_{F_2}$ решения уравнений эволюции можно найти в аналитической форме. Будем для определенности считать, что атом в начальный момент времени находится на верхнем уровне 3 ($W(0) = |3; 0, 0\rangle \langle 0, 0; 3|$). Тогда решения уравнений (7) - (9) имеют вид:

$$\begin{aligned} \langle \psi_{0,0}^\pm | W | \Psi_{0,0}^\pm \rangle &= \langle \Psi_{0,0}^\pm | W | \Psi_{0,0}^\mp \rangle = \frac{1}{2} \exp(-(\gamma_1 + \gamma_2)t), \\ \langle \Psi_{0,0}^0 | W | \Psi_{0,0}^\pm \rangle &= \langle \Psi_{0,0}^0 | W | \Psi_{0,0}^0 \rangle = 0, \\ \langle \Psi_1 | W | \Psi_1 \rangle &= \langle \Psi_2 | W | \Psi_2 \rangle = \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} (1 - \exp(-(\gamma_1 + \gamma_2)t)). \end{aligned} \quad (10)$$

Используя решения уравнений (7) - (9), мы можем найти среднее значение любой динамической переменной O . Для вычисления средних чисел фотонов и средних населенностей будем использовать следующие выражения:

$$\begin{aligned}
\langle N_i(t) \rangle &= \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} n_i \langle n_1, n_2; 1 | W(t) | 1; n_1, n_2 \rangle \\
&+ \langle n_1, n_2; 2 | W(t) | 2; n_1, n_2 \rangle + \langle n_1, n_2; 3 | W(t) | 3; n_1, n_2 \rangle \\
&\quad (i = 1, 2), \\
\langle R_{11}(t) \rangle &= \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \langle n_1 + 1, n_2; 1 | W(t) | 1; n_1 + 1, n_2 \rangle + \\
&\quad + \langle 0, 0; 1 | W(t) | 1, 0, 0 \rangle \quad (i = 1, 2), \\
\langle R_{22}(t) \rangle &= \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \langle n_1 + 1, n_2; 1 | W(t) | 1; n_1 + 1, n_2 \rangle + \\
&\quad + \langle 0, 0; 2 | W(t) | 2, 0, 0 \rangle \quad (i = 1, 2), \\
\langle R_{33} \rangle &= \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \langle n_1, n_2; 3 | W(t) | 3; n_1, n_2 \rangle,
\end{aligned}$$

В частном случае спонтанного излучения с учетом соотношений (10) для среднего числа фотонов в каждой из мод и средних населенностей атомных уровней имеем:

$$\begin{aligned}
\langle N_1(t) \rangle &= \frac{g_1^2}{g_1^2 + g_2^2} \exp(-(\gamma_1 + \gamma_2)t) \sin^2(\Omega t), \\
\langle N_2(t) \rangle &= \frac{g_2^2}{g_1^2 + g_2^2} \exp(-(\gamma_1 + \gamma_2)t) \sin^2(\Omega t), \\
\langle R_{11}(t) \rangle &= \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} + \left(\frac{g_1^2}{g_1^2 + g_2^2} \sin^2(2\Omega t) - \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \gamma_2} \right) \exp(-(\gamma_1 + \gamma_2)t), \\
\langle R_{22}(t) \rangle &= \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} + \left(\frac{g_2^2}{g_1^2 + g_2^2} \sin^2(2\Omega t) - \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \right) \exp(-(\gamma_1 + \gamma_2)t), \\
\langle R_{33}(t) \rangle &= (1 - \sin^2(2\Omega t)) \exp(-(\gamma_1 + \gamma_2)t).
\end{aligned} \tag{11}$$

Более интересным представляется исследование динамики модели при когерентном начальном состоянии поля. Заметим также, что именно такое начальное состояние поля использовалось в экспериментах с одноатомными лазерами. В этом случае матрица плотности в начальный момент времени будет иметь вид

$$\begin{aligned}
\rho(0) &= \rho_A(0) \rho_F(0), \\
\rho_F(0) &= \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} p_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle \langle n_1, n_2|,
\end{aligned}$$

где

$$p_{n_1, n_2} = \exp(-(\bar{n}_1 + \bar{n}_2)) \frac{\bar{n}_1^{n_1} \bar{n}_2^{n_2}}{n_1! n_2!},$$

где $\bar{n}_1, \bar{n}_2$ - средние числа фотонов в каждой из мод. Явный вид матрицы плотности для атомной подсистемы будет определяться способом накачки и может варьироваться.

По формулам (11) для когерентного начального поля и атома, находящегося в начальный момент времени на верхнем уровне 3, для среднего числа фотонов и средних населенностей имеем

$$\begin{aligned}
 \langle N_i \rangle &= \frac{1}{2} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \left\{ F_{n_1, n_2}(t) \left(2n_i + \frac{g_i^2(n_i+1)}{\Omega^2(n_1, n_2)} \right) - \right. \\
 &\quad \left. - \left[\exp(-2i\Omega(n_1, n_2)t) \frac{g_i^2(n_i+1)}{\Omega^2(n_1, n_2)} \langle \Psi_{n_1, n_2}^+ | W(t) | \Psi_{n_1, n_2}^- \rangle + h.c. \right] \right\} \quad (i = 1, 2), \\
 \langle R_{ii} \rangle &= \frac{1}{2} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \frac{g_i^2(n_i+1)}{2\Omega(n_1, n_2)} \{ F_{n_1, n_2} - [\exp(2i\Omega(n_1, n_2)t) \langle \Psi_{n_1, n_2}^+ | W(t) | \Psi_{n_1, n_2}^- \rangle + \\
 &\quad + h.c.] \} + \langle \Psi_i | W(t) | \Psi_i \rangle \quad (i = 1, 2), \\
 \langle R_{33} \rangle &= \frac{1}{2} \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \{ F_{n_1, n_2}(t) + [\exp(2i\Omega(n_1, n_2)t) \langle \Psi_{n_1, n_2}^+ | W(t) | \Psi_{n_1, n_2}^- \rangle + h.c.] \}.
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

На рисунке 2 представлены результаты численных расчетов для зависимости среднего значения населенности верхнего атомного уровня 3 и среднего числа фотонов от относительного времени $T = t/g_1$ для модели с $g_1 = g_2$, $\bar{n}_1 = \bar{n}_2 = 3$ и различными значениями коэффициентов потерь из резонатора k_1 и k_2 . В случае идеального резонатора ($k_1 = k_2 = 0$) для средних значений рассматриваемых величин имеют место характерные затухания и восстановления осцилляций Раби, обусловленные интерференцией состояний с различным числом фотонов в когерентном состоянии поля. При наличии затухания амплитуды осцилляций населенности и среднего числа фотонов уменьшаются и при достаточно больших коэффициентах потерь осцилляции Раби подавляются и временная эволюция средних носит релаксационный характер. Средняя населенность верхнего атомного уровня 3 при наличии затухания в процессе эволюции стремится не к нулю, как среднее число фотонов, а к некоторому квазистационарному значению. Аналогично ведут себя и средние населенности двух других атомных уровней. В таком квазистационарном состоянии скорость изменения средних населенностей очевидно становится малой по сравнению со скоростями изменения средних чисел фотонов. Это приводит к тому, что в течение времени жизни квазистационарных состояний средние числа фотонов затухают экспоненциально.

В настоящей статье мы ограничились исследованием эволюции средних населенностей атомных уровней и средних чисел фотонов с учетом потерь фотонов из резонатора. экспериментах по одноатомным лазерам [8] исследовались более тонкие характеристики атома и поля, такие, как, например, полевые корреляционные функции второго порядка, определяющие тип статистики электромагнитного поля. Исследование двухчастичных корреляционных функций, параметров сжатия и фазовых свойств поля и дипольных моментов для разрешенных переходов в трехуровневом атоме, взаимодействующем с двумя модами квантового электромагнитного поля в неидеальном резонаторе, будет являться предметом следующей работы.

Литература

- [1] Janes E.T., Cummings F.W. //Proc. IEEE. 1963. V.51. P.89.
- [2] Yoo H.I., Eberly J.H. //Phys. Repts. 1985. V.118. P.239.
- [3] Eberly J.H., Narozhny N.B., Sanches-Mondragon J.J. //Phys. Rev. Lett. 1980. V. 44. P.1323.
- [4] Gea-Banacloche J. //Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 3385.
- [5] Meystre P., Zubairy M.S. //Phys. Lett. 1982. V.89A. P.390.
- [6] Diedrich F., Walter H. //Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. P.203.
- [7] Carmichael H.J., Walls D.F.//J.Phys. 1976. V.B9. P.1199.
- [8] Вальтер Г. //УФН. 1996. Т.166. С. 777. 1978. V.43A. N4. P.643.
- [9] Agarwal G.S., Puri R.R. //Phys. Rev. A. 1986. V.36. P.1757; Phys. Rev. A. 1987. V.35. P.3433; Phys. Rev. A. 1988. V.37. P.3879.
- [10] Seke J., Rattay F. //Phys. Rev. A. 1989. V.39. P.171.
- [11] Adam G., Seke J., Hittmair O. // Opt. Comm. 1989. V.73. P.121.
- [12] Bashkirov E.K. et al //Physica. 1990. V.167A. P.433.
- [13] Репке Г. *Неравновесная статистическая механика*. М.: Мир, 1990.

DYNAMICS OF THE THREE-LEVEL ATOM IN THE FINITE-Q CAVITY

Yu.V.Aleksandrov,¹ E.K. Bashkirov,² E.G. Mangulova³

On the basis of the master equation for the density matrix the dynamics of the three level atom interacting with two mode of quantum electromagnetic field in nonideal resonator has been considered. The behaviour of the mean populations of the atomic levels and mean photon numbers in modes has been investigated.

¹ Aleksandrov Yuri Vladimirovich, Dep. of General Physics PIIRS

² Bashkirov Eugene Konstantinovich, Dep. of General & Theoretical Physics Samara State University

³ Mangulova Ekaterina Gennadievna, Dep. of General & Theoretical Physics Samara State University