Краткие сообщения ОИЯИ №6[26]-87 JINR Rapid Communications No.6[26]-87
УДК 530.1 + 535.371

СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДВУХ ДВУХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ С МНОГОФОТОННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Е.К.Башкиров [1] , Фам Ле Киен [2] , А.С.Шумовский

Получено точное решение для системы двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами в идеальном резонаторе в случае одноатомного начального возбуждения. Исследована интенсивность излучений и статистика фотонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Spontaneous Radiation of Two Two-Level Atoms with Multiphoton Transitions

E.K.Bashkirov, Fam Le Kien, A.S.Shumovsky

An exact solution for a system of two atoms with multiphoton transitions in an ideal cavity is obtained. The intensity of emission and photon statistics is examined.

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

В последнее время появился ряд экспериментальных работ по наблюдению спонтанного излучения ридберговских атомов в резонаторе /1-4/ , что позволяет проверять предсказания простых точно решаемых моделей, включающих взаимодействие одной моды поля излучения с несколькими атомами. Точные решения для коллективного спонтанного излучения ансамбля N-атомов, помещенных внутри идеального резонатора и возбуждаемых в состояние, в котором только один атом возбужден, получена в /5/ . В работах /6-12/ исследованы свойства точно решаемых моделей двух двухуровневых атомов с однофотонными переходами в резонаторе без потерь. Точное решение для модели двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами в идеальном резонаторе получено в /12/. Показано, что в указанной модели возможны такие интересные явления, как самоиндуцированные осцилляции Раби, пленение излучения, ограниченное сверхизлучение, субизлучение и антигруппировка фотонов. В работе /12/ рассматри-

[1] *Куйбышевский государственный университет*
[2] *Московский государственный университет*

вался случай, когда в начальный момент времени оба атома находились в возбужденном состоянии. Представляет интерес получить и исследовать точные решения для модели двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами в резонаторе в случае одноатомного начального возбуждения.

Гамильтониан системы двух двухуровненых атомов, взаимодействующих с одномодовым полем излучения в идеальном резонаторе, посредством m-фотонных переходов, в приближении вращающейся волны имеет вид

$$H = H_A + H_F + H_{AF}, \tag{1}$$

$$H_A = \sum_{f=1}^{2} \hbar\omega_o R_f^z, \qquad H_F = \hbar\omega a^+ a,$$

$$H_{AF} = \sum_{f=1}^{2} \hbar g (R_f^+ a^m + R_f^- a^+)^m,$$

где R_f^z и $R_f^{\pm}$ — операторы инверсии населенностей и переходов f-атома, ω_o — частота одноатомного перехода, $a^+(a)$ — операторы рождения (уничтожения) фотона с частотой ω, g — константа связи. Предполагается наличие точного резонанса $\omega_0 = m\omega$.

Пусть в начальный момент времени система приготовлена в одноатомно-возбужденном состоянии

$$|\Psi(0)> = \alpha_1(0)|+,-;\,0> + \alpha_2(0)\,|\,-,+;\,0>.$$

Тогда волновая функция системы в представлении взаимодействия имеет вид

$$|\Psi(t)> = \alpha_1(t)\,|+,-;0> + \alpha_2(t)\,|-,+;0> + \beta(t)\,|-,-;\,m>, \tag{2}$$

где

$$\alpha_1(t) = \alpha_1(0)\cos^2(\sqrt{m!/2}\,gt) - \alpha_2(0)\sin^2(\sqrt{m!/2}\,gt),$$

$$\alpha_2(t) = \alpha_2(0)\cos^2(\sqrt{m!/2}\,gt) - \alpha_1(0)\sin^2(\sqrt{m!/2}\,gt),$$

$$\beta(t) = -\frac{i}{\sqrt{2}}(\alpha_1(0) + \alpha_2(0))\sin(\sqrt{2m!}\;gt).$$

Отсюда находим для среднего числа фотонов выражение

$$<N(t)> = \frac{m}{2}\,|\,\alpha_1(0) + \alpha_2(0)|^2 \sin^2(\sqrt{2m!}\;gt). \tag{3}$$

Используя (3), находим максимальное значение

$$<N>_{max} = \frac{m}{2} |a_1(0) + a_2(0)|^2 ,$$

которое достигается в моменты времени

$$t_{m'} = \frac{\pi}{2\sqrt{2m!\,g}} m', \quad m' = 0, 1, 2, \ldots$$

Таким образом, длительность излучения имеет вид

$$t_R = \frac{\pi}{2\sqrt{2m!}\,g} . \tag{4}$$

Соответственно, для скорости излучения из (3) получаем

$$I(t) = \frac{dN(t)}{dt} = g\,m\sqrt{m!/2}\,|a_1(0)+a_2(0)|^2 \sin(2\sqrt{2m!}\,gt), \tag{5}$$

откуда для максимального значения скорости излучения I_{max} и времени задержки t_D имеем

$$I_{max} = mg\sqrt{m!/2}\,|a_1(0) + a_2(0)|^2, \tag{6}$$

$$t_D = \frac{1}{4\sqrt{2m!}\,g} = \frac{t_R}{2} . \tag{7}$$

Для сравнения приведем соответствующие результаты для волновой функции, числа фотонов, интенсивности, характерного времени излучения и времени задержки в одноатомном случае:

$$|\Psi(t)>^{(1)} = \cos(\sqrt{m!}\,gt)\,|+;\,0> - i\sin(\sqrt{m!}\,gt)\,|-;\,m>,$$

$$<N(t)>^{(1)} = m\sin^2(\sqrt{m!}\,gt), \tag{8}$$

$$I^{(1)}(t) = m\sqrt{m!}\,g\sin(2\sqrt{m!}\,gt),$$

$$t_R^{(1)} = \frac{\pi}{2\sqrt{m!}\,g},$$

$$t_D^{(1)} = \frac{\pi}{4\sqrt{m!}\,g}.$$

Введем также степень пленения излучения

$$R = 1 - \frac{<N>_{max}}{m}. \tag{9}$$

Сравнивая (8) с соотношениями (4) и (7), получаем

$$t_R/t_R^{(1)} = t_D/t_D^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} < 1,$$

что свидетельствует о коллективном характере излучения рассматриваемой системы двух атомов.

Используя (2), легко вычислить функцию когерентности второго порядка

$$g^{(2)}(t) = \frac{\langle N^2(t)\rangle - \langle N(t)\rangle}{\langle N(t)\rangle^2} = \frac{2(1-1/m)}{|a_1(0)+a_2(0)|^2 \sin^2(\sqrt{2m!}\,gt)} .$$

Рассмотрим подробнее различные возможности выбора начального состояния атомной системы.

1. $a_1(0) = 1,\ a_2(0) = 0.$

Это — ситуация, когда первоначально один атом находится в возбужденном, а второй — в девозбужденном состоянии. Для такого случая с использованием формул (6) - (9) получаем

$$R = \frac{1}{2}, \qquad I_{max}/I_{max}^{(1)} = \frac{\sqrt{2}}{2};$$

мы видим, что в системе имеют место явления пленения излучения (система атомов не излучает всю запасенную энергию и, соответственно, $R > 0$) и субизлучения ($I_{max}/I_{max}^{(1)} < 1$). Оба эти эффекта являются результатами интерференции и обмена фотонами между атомами. Отметим, что для случая, когда оба атома в начальный момент времени возбуждены, коллективное излучение может носить как характер ограниченного сверхизлучения (в случае $m = 1$), так и субизлучения (в случае $m \geq 2$) /12/ .

В рассматриваемом случае для функции когерентности второго порядка $g^{(2)}(t)$ имеем

$$g^{(2)}(t) = 0 \qquad \text{для} \quad m = 1,$$

$$g^{(2)}(t) \geq 1 \qquad \text{для} \quad m \geq 2,\ t \neq \frac{\pi}{\sqrt{2m!}\,g}k \quad (k = 0,1,\ldots).$$

Это значит, что спонтанное излучение имеет субпуассоновскую статистику (антигруппировка фотонов) в случае однофотонного перехода, а в других многофотонных случаях — суперпуассоновскую статистику (группировка фотонов) для почти всех времен кроме моментов времени, когда поле находится в состоянии вакуума.

2. $a_1(0) = a_2(0) = 1/\sqrt{2}.$

Это — ситуация, когда система первоначально приготовлена в симметричном одноатомно-возбужденном состоянии. В этом случае $R = 0$, т.е. в системе отсутствует пленение излучения, а $I_{max}/I^{(1)}_{max} = \sqrt{2}$. Таким образом, в системе имеет место ограниченное сверхизлучение $(1 < I_{max}/I^{(1)}_{max} < 2)$.

Заметим, что для времен $gt \ll 1$ имеем

$$I(t)/I^{(1)}(t) \simeq 2,$$

что указывает на сверхизлучательное поведение процесса на коротких временах. Функция когерентности второго порядка в рассматриваемом случае имеет вид

$$g^{(2)}(t) = \frac{1 - 1/m}{\sin(\sqrt{2m!}\, gt)}.$$

Таким образом, статистика фотонов является субпуассоновской на определенных интервалах времени, при которых

$$\sin^2(\sqrt{2m!}\, gt) > 1 - 1/m.$$

3. $a_1(0) = -a_2(0) = 1/\sqrt{2}$.

Это — ситуация, когда система приготовлена в антисимметричном одноатомно-возбужденном состоянии. В этом случае имеем

$$\langle N(t)\rangle = 0, \qquad I(t) = 0, \qquad R = 1,$$

что указывает на абсолютное пленение излучения.

В настоящей работе мы дали строгое рассмотрение коллективного спонтанного излучения двух двухуровневых атомов с многофотонными переходами в идеальном резонаторе для случая одноатомного начального возбуждения системы. Исследована динамика и статистика фотонов спонтанного излучения. Показано, что кооперативность атомов приводит к укорочению характерных времен излучения.Исследована возможность таких интересных эффектов, как субизлучение, ограниченное сверхизлучение, генерация субпуассоновской статистики и пленение излучения. Интересной представляется возможность абсолютного пленения излучения в случае антисимметричного начального одноатомного возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Goy P., Raimond I.M., Gross M., Haroche S. Phys.Rev.Lett., 1983, 50, 1903.*
2. *Raimond I.M., Goy P., Gross M., Fabre C., Haroche S. Phys.Rev.Lett., 1982,49, 117, 1924.*
3. *Kaluzny Y., Goy P., Raimond I.M., Haroche S. Phys.Rev.Lett., 1983, 51,1175.*

4. *Meschede D., Walther H., Mueller G. Phys.Rev.Lett., 1985, 54, 551.*
5. *Cummings F.W., Dorri A.G. Phys.Rev., 1983, A28, 2282.*
6. *Papadopoulos G.S. J.Phys., 1980, A13, 1423.*
7. *Van C.L. Act.Phys.Pol., 1985, A68, 647.*
8. *Deng Z. Opt.Comm., 1985, 54, 222.*
9. *Walls L.F. J.Phys., 1971, A4, 813.*
10. *Barnett S.M., Knight P.L. Optica Acta, 1984, 31, 435, 1203.*
11. *Agarwal G.S. J.Opt.Soc.Am., 1985, B2, 480.*
12. *Shumovsky A.S., Fam Le Kien, Aliskenderov E.A. J.Physique (Paris), 1987,48, 195.*

Рукопись поступила 26 ноября 1987 года.