第17卷 第5期 光 学 学 报 Vol. 17, No. 5
1997年5月 ACTA OPTICA SINICA May, 1997

两等同双能级原子与三模腔场六光子共振相互作用辐射谱研究*

杨志勇
(渭南师专物理系, 渭南 714000)

摘　要　研究了两个偶极-偶极力关联的等同双能级原子与三模腔场六光子共振相互作用的辐射谱。对三模分别处于不同数态(三模均为真空场、三模均为强场、一模为真空场两模为强场以及两模为真空场一模为强场)时辐射谱的结构特征和物理特性进行了详细分析, 从而揭示出一系列重要的新特点。

关键词　两等同双能级原子,　三模腔场,　六光子共振相互作用,　辐射谱。

1 引　　言

腔内原子的辐射谱[1], 由于其结构特征直接反映了原子与原子之间、以及原子与腔场之间相互作用的性质和相互作用规律, 因而成为当前量子光学研究领域内的一个十分活跃的前沿课题[2~12]。

人们曾经分别研究了单个二能级原子以及两个二能级原子与单模腔场相互作用的辐射谱[2~9], 结果发现了诸如"真空场拉比劈裂"[2, 8]等一系列重要而有趣的非经典现象。文献[10, 11]研究了两个偶极相互作用的等同双能级原子与双模腔场非简并双光子共振相互作用的辐射谱以及拉曼相互作用的辐射谱。文献[12]则进一步研究了两偶极相互作用的等同双能级原子与三模腔场非简并三光子共振相互作用的辐射谱, 并揭示出许多既不同于现有报道又具有重要意义的新结论。

但是, 关于两个偶极-偶极力关联的等同双能级原子与三模腔场2-度简并六光子共振相互作用辐射谱的理论研究, 迄今为止尚未见有任何报道。鉴于这一问题的重要性, 本文从理论上进行探讨。

2 相互作用模型及其精确解

计及两等同双能级原子之间的偶极-偶极相互作用, 则在旋转波近似下通过绝热消除原子虚能级并忽略其它高阶效应的影响, 则"三模腔场-两原子"系统的有效哈密顿(Hamilton)可表为:

* 陕西省自然科学基金资助项目; 陕西省教委专项科研基金资助项目。
收稿日期: 1995年11月15日; 收到修改稿日期: 1996年8月7日

$$\left.\begin{aligned} H &= H_{J\text{-}C} + H_{a\text{-}a} \\ H_{J\text{-}C} &= \hbar\sum_{j=1}^{3}[\omega_j a_j^+ a_j] + \frac{1}{2}\hbar\omega_a\sum_{i=1}^{2}[\sigma_{Z,i}] \\ &\quad + \hbar g\sum_{i=1}^{2}\left[\left(\prod_{j=1}^{3} a_j^{+2}\right)\sigma_i^- + \sigma_i^+\left(\prod_{j=1}^{3} a_j^2\right)\right] \\ H_{a-a} &= \hbar g_a[\sigma_1^+\sigma_2^- + \sigma_2^+\sigma_1^-] \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

空场 单模

式中 $H_{J\text{-}C}$ 为忽略两原子间偶极相互作用时，“三模腔场-两原子”系统的 2-度简并六光子 Jaynes-Cummings 模型；它表征原子与腔场之间的相互作用。$H_{a\text{-}a}$ 为两等同双能级原子间的偶极相互作用项，它表征两个原子间的相互作用。$\hbar$ 为普朗克常数，ω_j 为第 j 模腔场的光子频率；a_j^+、a_j 分别为第 j 模腔场的产生和湮灭算符；ω_a 为原子能级的频率间隔，$\sigma_{Z,i}$ 和 $\sigma_i^{\pm}$ 分别为第 i 个原子的能级反转算符以及能级的升、降算符；g 和 g_a 分别表示原子与腔场以及原子与原子之间相互作用的耦合系数。

(1) 式的本征方程可表为：

$$H|\psi_j^N\rangle = E_j^N|\psi_j^N\rangle \tag{2}$$

式中 $j = 1, 2, 3, 4$；$N = (n_1, n_2, n_3)$。$|\psi_j^N\rangle$ 为 H 的本征矢，E_j^N 为 H 的能量本征值。$|\psi_j^N\rangle$ 可按照以下四个正交归一的本征基矢展开：

$$|\psi_j^N\rangle = \sum_{m=1}^{4} C_{jm}^N|\Phi_m^N\rangle \tag{3}$$

式中，$j, m = 1, 2, 3, 4$。$|\Phi_m^N\rangle$ 的表式如下：

$$\left.\begin{aligned} &|\Phi_1^N\rangle = |+,+;\ n_1,\ n_2,\ n_3\rangle, && |\Phi_2^N\rangle = |+,-;\ n_1+2,\ n_2+2,\ n_3+2\rangle \\ &|\Phi_3^N\rangle = |-,+;\ n_1+2,\ n_2+2,\ n_3+2\rangle, && |\Phi_4^N\rangle = |-,-;\ n_1+4,\ n_2+4,\ n_3+4\rangle \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

将(3)、(4)两式代入(2)式之中即得：

$$\sum_{m=1}^{4} C_{jm}^N[\langle\Phi_{m'}^N|H|\Phi_m^N\rangle - E_j^N\delta_{m;m'}] = 0 \tag{5}$$

分析表明：在 2-度简并六光子共振相互作用条件下，$\omega_a = 2(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3)$；这时，(1) 式为精确可解模型。由(5) 式不难求得系统的本征能量 E_j^N 及本征函数 C_{jm}^N 的解析表达式如下：

$$\left.\begin{aligned} E_j^N &= \hbar[\omega_1(n_1+2) + \omega_2(n_2+2) + \omega_3(n_3+2)] + \hbar g\,\Delta\tilde{E}_j^N, \\ \Delta\tilde{E}_j^N &= \left[0,\ -\delta,\ \frac{1}{2}\left(\delta - \sqrt{\delta^2 + 8N_K^2}\right),\ \frac{1}{2}\left(\delta + \sqrt{\delta^2 + 8N_k^2}\right)\right] \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

$$C_{jm}^N = \begin{bmatrix} \mp\frac{K_2}{N_k}, & 0, & 0, & \pm\frac{K_1}{N_k} \\ 0, & \pm\frac{1}{\sqrt{2}}, & \mp\frac{1}{\sqrt{2}}, & 0 \\ \pm\frac{\sqrt{2}K_1}{A}, & \pm\frac{\Delta\tilde{E}_3^N}{\sqrt{2}A}, & \pm\frac{\Delta\tilde{E}_3^N}{\sqrt{2}A}, & \pm\frac{\sqrt{2}K_2}{A} \\ \pm\frac{\sqrt{2}K_1}{B}, & \pm\frac{\Delta\tilde{E}_4^N}{\sqrt{2}B}, & \pm\frac{\Delta\tilde{E}_4^N}{\sqrt{2}B}, & \pm\frac{\sqrt{2}K_2}{B} \end{bmatrix} \tag{7}$$

式中 $\delta = g_a/g$；$j, m = 1, 2, 3, 4$。且有：

$$
\left.
\begin{aligned}
&A = [(\Delta\tilde{E}_3^N)^2 + 2N_k^2]^{1/2}, \qquad B = [(\Delta\tilde{E}_4^N)^2 + 2N_k^2]^{1/2}, \qquad N_k = [K_1^2 + K_2^2]^{1/2} \\
&K_1 = [(n_1+1)(n_1+2)(n_2+1)(n_2+2)(n_3+1)(n_3+2)]^{1/2} \\
&K_2 = [(n_1+3)(n_1+4)(n_2+3)(n_2+4)(n_3+3)(n_3+4)]^{1/2}.
\end{aligned}
\right\}
\tag{8}
$$

3　辐射谱的一般计算公式

假定，在 $t = 0$ 的初始时刻，两等同双能级原子均处于激发态 $|+\rangle$，而三模腔场均处于任意态。则初始时刻“三模腔场-两原子”系统的初态可表为：

$$
|\Phi(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2, n_3}\left[\prod_{j=1}^{3} C_{n_j}^{(j)}\right] |+, +; n_1, n_2, n_3\rangle \tag{9}
$$

式中 $C_{n_j}^{(j)}$ 表示第 j 模腔场在初始时刻的数态展开系数。于是，按照 Eberly 和 Wodkiewicz 两人关于辐射谱的定义[1]，并根据(3)～(9)各式，不难推得“三模腔场-两原子”系统的六光子辐射谱的一般计算公式如下：

$$
S(\omega) = \sum_{n_1, n_2, n_3}\left[\prod_{j=1}^{3} \rho_{n_j, n_j}^{(j)}\right] S_{n_1, n_2, n_3}(\omega) \tag{10}
$$

$$
S_{n_1, n_2, n_3}(\omega) = 2\Gamma \sum_{L=1}^{4}\left|\sum_{k=1}^{4} G_{K;L}^{N;N'} Z_{K;L}^{N;N'}(\omega)\right|^2 \tag{11}
$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&G_{K;L}^{N;N'} = C_{K1}^{N}[C_{K1}^{N*}(C_{L2}^{N'} + C_{L3}^{N'}) + (C_{K2}^{N*} + C_{K3}^{N*})C_{L4}^{N'}] \\
&Z_{K;L}^{N;N'}(\omega) = \frac{\exp\{-i[\omega - \frac{1}{\hbar}(E_K^N - E_L^{N'})]T\} - \exp(-\Gamma T)}{\Gamma - i[\omega - \frac{1}{\hbar}(E_K^N - E_L^{N'})]}
\end{aligned}
\right\}
\tag{12}
$$

式中 Γ 和 T 分别为谱仪带宽和测量时间，ω 为辐射谱的频率。$\rho_{n_j, n_j}^{(j)} = |C_{n_j}^{(j)}|^2$，为初始时刻第 j 模腔场处于数态 $|n_j\rangle$ 时的光子几率分布函数。上角标 $N = (n_1, n_2, n_3)$，$N' = (n_1 - 2, n_2 - 2, n_3 - 2)$。

为便于讨论，仅考虑 $\rho_{n_j, n_j}^{(j)} = 1$ 的情形；这时，三模腔场可分别处于不同数态 $|n_1, n_2, n_3\rangle$。由(10)～(12)各式通过求极值可知，六光子辐射谱的峰位及相对峰高分别由 $\omega = (E_K^N - E_L^{N'})/\hbar$ 和 $\sum_{L=1}^{4}\left|\sum_{K=1}^{4} G_{K;L}^{N;N'}\right|^2$ 这两者共同决定。于是，根据(6)式、(7)式以及(10)～(12)各式可求得辐射谱的峰位和相对峰高，结果列于表 1。可以看出：在一般情况下，“三模腔场-两原子”系统的 2-度简并六光子共振相互作用的辐射谱，呈现非对称的八峰结构。

4　辐射谱的结构特征与特性分析

4.1　三模均为真空场

当 $n_1 = n_2 = n_3 = 0$ 时，三模均处于真空场。在这种情况下，辐射谱一般呈现出非对称的六峰结构，结果列于表 2。可以看出：辐射谱的结构特征与 δ 的取值情况密切相关。

1) 当不计及原子间的偶极相互作用 $(\delta = 0)$ 时，辐射谱呈对称的六峰结构。这与文献[11, 12]的结果相一致。

2) 当计及原子间的偶极相互作用 $(\delta \neq 0)$ 时，辐射谱的对称性就要受到破坏。并且，依 δ 取值的不同，上述偶极相互作用的强弱程度各不相同；与之相应，辐射谱对称性被破坏的程度明显不同。一般来讲，辐射谱对称性被破坏的程度随 δ 的增加而增强。

Table 1. Emission spectrum $S_{n_1, n_2, n_3}(\omega)$ for a pair of dipole-dipole coupled identical two-level atoms interacting with three-mode cavity fields resonantly through 6-photon process. For $N_K'^2 = K_1'^2 + K_2'^2$; where $K_1'^2 = K_1^2(n_1 - 2, n_2 - 2, n_3 - 2)$, and $K_2'^2 = K_1^2(n_1, n_2, n_3)$, respectively

positions of peaks $(\omega - \omega_a)$	relative heights of peaks
$\frac{1}{2}[-\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 8N_K'^2}]g$	$\frac{2K_2^4(\tilde{\Delta E}_{3,4}^{N'})^2}{N_K^4[(\Delta E_{3,4}^{N'})^2 + 2N_K'^2]}$
$\frac{1}{2}[\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 8N_K^2}]g$	$\frac{4K_1^2K_1'^2(\tilde{\Delta E}_{4,3}^{N})^2}{N_K'^2[(\tilde{\Delta E}_{4,3}^{N})^2 + 2N_K^2]^2}$
$\pm\frac{1}{2}[\sqrt{\delta^2 + 8N_K^2} - \sqrt{\delta^2 + 8N_K'^2}]g$	$\frac{8K_1^2[K_1(\tilde{\Delta E}_{4,3}^{N'}) + K_2'(\tilde{\Delta E}_{4,3}^{N})]^2}{[(\tilde{\Delta E}_{4,3}^{N'})^2 + 2N_K'^2][(\tilde{\Delta E}_{4,3}^{N})^2 + 2N_K^2]^2}$
$\pm\frac{1}{2}[\sqrt{\delta^2 + 8N_K^2} + \sqrt{\delta^2 + 8N_K'^2}]g$	$\frac{8K_1^2[K_1(\tilde{\Delta E}_{3,4}^{N'}) + K_2'(\tilde{\Delta E}_{4,3}^{N}]^2}{[(\tilde{\Delta E}_{3,4}^{N'})^2 + 2N_K'^2][(\tilde{\Delta E}_{4,3}^{N})^2 + 2N_K^2]^2}$

Table 2. Emission Spectrum $S_{n_1, n_2, n_3}(\omega)$ for $n_1 = n_2 = n_3 = 0$

positions of peaks $(\omega - \omega_a)$	relative heights of peaks
$\frac{1}{2}[-\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 64}]g$	$\frac{46656[\delta \mp \sqrt{\delta^2 + 64}]^2}{47089[(\delta \mp \sqrt{\delta^2 + 64})^2 + 64]}$
$\frac{1}{2}[\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 13888}]g$	0
$\pm\frac{1}{2}[\sqrt{\delta^2 + 13888} - \sqrt{\delta^2 + 64}]g$	$\frac{8192[2\delta \pm (\sqrt{\delta^2 + 13888} + \sqrt{\delta^2 + 64})]^2}{[(\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 64})^2 + 64][(\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 13888})^2 + 13888]^2}$
$\pm\frac{1}{2}[\sqrt{\delta^2 + 13888} + \sqrt{\delta^2 + 64}]g$	$\frac{8192[2\delta \pm (\sqrt{\delta^2 + 13888} - \sqrt{\delta^2 + 64})]^2}{[(\delta \mp \sqrt{\delta^2 + 64})^2 + 64][(\delta \pm \sqrt{\delta^2 + 13888})^2 + 13888]^2}$

a) 若 $0 < \delta < \frac{426}{215}\sqrt{430}$, 则辐射谱呈现出非对称的六峰结构。

b) 若 $\delta = \frac{426}{215}\sqrt{430} \approx 41.0873$, 则表 2 中第二、六两峰位重合, 结果六峰合并为五峰, 辐射谱呈现出非对称的五峰结构。

c) 若 $\frac{426}{215}\sqrt{430} < \delta < \frac{432}{109}\sqrt{109}$, 则辐射谱呈现非对称的六峰结构。

d) 若 $\delta = \frac{423}{109}\sqrt{109} \approx 41.3780$, 则表 2 中第八行因其相对峰高消失, 六峰退化为五峰, 辐射谱实际呈现出非对称的五峰结构。

e) 若 $\delta \gg 8\sqrt{217}$, 则表 2 中第一、三、四、六这四行的峰高消失; 第二、八两行的峰位重合, 两峰合并为一峰, 相对峰高为 $\frac{2(216^2 + 4)}{217^2}$。在这种情况下, 整个辐射谱将呈现出峰位对称、相邻两峰间距相等(等于 g_a)、但峰高不等的"准对称"三峰结构。其中, 峰位在 $\omega = \omega_a -$

g_a 处的左峰, 相对峰高不依赖于 δ; 峰位在 $\omega = \omega_a + g_a$ 处的右峰, 相对峰高与 δ^2 成反比; 峰位在 $\omega = \omega_a$ 处的中心峰, 相对峰高与 δ^4 成反比。利用这一结果, 可直接从实验上测定两原子间偶极相互作用的耦合系数 g_a。

若 g_a 恒定, 则左、右峰及中心峰的峰位固定不变。随着 δ 的增加(g 的减小), 左峰的相对峰高保持不变, 右峰的相对峰高按平方反比律 δ^{-2} 降低, 中心峰则按 δ^{-4} 这一规律迅速降低。反之, 亦然。可以料定: 当 δ 足够大(亦即 $g \ll g_a$) 时, 将会导致中心峰消失, 而右峰降至很低。这时, 辐射谱将呈现出峰位对称、但峰高不等的"准对称" 双峰结构。当 $\delta \to \infty$(即 $g \to 0$) 时, 中心峰及右峰完全消失, 辐射谱将呈现出峰高不变、峰位不在中心的非对称单(左) 峰结构。这种现象, 称为偶极 - 偶极相互作用的"极限饱和效应" 。若 g_a 变化, 则随着 δ 的增加, 左峰向左侧移动, 右峰向右侧移动, 中心峰固定不动; 其相对峰高的变化情况与上述情形相同。

因此, 在三模均处于真空场的条件下, 辐射谱对称与否是判定原子间是否存在偶极- 偶极相互作用的重要标志; 辐射谱对称性被破坏的程度, 是判断原子间偶极- 偶极相互作用强弱程度的重要理论根据。

4.2　三模均为强场

当 $n_1 \gg 2$、$n_2 \gg 2$、$n_3 \gg 2$ 时, 三模均处于强场。在这种情况下, 辐射谱呈现出对称的四峰结构。结果列于表 3。与文献[11 ~ 12] 相比, 六光子辐射谱的相对峰高是与腔模总数、腔场所处的数态、参与相互作用的光子数目等都无关的一组恒定的常数。随着腔模总数的增加、随着参与相互作用的光子数目的增多、随着 n_1, n_2 和 n_3 的增大, 辐射谱的峰位将以 $\omega = \omega_a$ 为中心向左、右两侧对称移动。

Table 3. Emission spectrum $S_{n_1, n_2, n_3}(\omega)$ for $n_1 \gg 2$, $n_2 \gg 2$ and $n_3 \gg 2$, respectively, the data of reference [11] and [12] has been enclosed

positions of peaks $(\omega - \omega_a)$			relative heights of peaks
reference [11] $n_1, n_2 \gg 1$	reference [12] $n_1, n_2, n_3 \gg 1$	$n_1, n_2, n_3 \gg 2$	
$\pm 2\sqrt{n_1 n_2}g$	$\pm 2\sqrt{n_1 n_2 n_3}g$	$\pm 2 n_1 n_2 n_3 g$	1/4
$\pm 2\sqrt{n_1 n_2}g$	$\pm 2\sqrt{n_1 n_2 n_3}g$	$\pm 2 n_1 n_2 n_3 g$	1/8
$\pm 2g$	$\pm 6\sqrt{2}g$	$\pm 1984g$	1/4
$\pm 4\sqrt{n_1 n_2}g$	$\pm 4\sqrt{n_1 n_2 n_3}g$	$\pm 4 n_1 n_2 n_3 g$	0

4.3　一模为真空场两模为强场

当 $n_1 = 0$、$n_2 \gg 2$、$n_3 \gg 2$ 时, 一模为真空场, 两模处于强场。在这种情况下, 辐射谱呈现出对称的六峰结构, 结果列于表 4。与文献[12] 相比, 辐射谱的峰位均与 $n_2 n_3$ 成正比, 但六光子辐射谱的峰位及相对峰高均较文献[12] 发生明显变化。

4.4　两模为真空场一模为强场

当 $n_1 = n_2 = 0$、$n_3 \gg 2$ 时, 两模为真空场, 一模处于强场。在这种情况下, 辐射谱呈现出对称的六峰结构, 结果列于表 5。与非简并三光子辐射谱[12] 的特征不同, 六光子辐射谱的峰位及各对称峰间距均与 n_3 成正比, 而非简并三光子辐射谱则与 $\sqrt{n_3}$ 成正比。

Table 4. Emission spectrum $S_{n_1,\ n_2,\ n_3}(\omega)$ for $n_1 = 0$, $n_2 \gg 2$ and $n_3 \gg 2$, respectively, the data of reference [12] has been enclosed

positions of peaks ($\omega - \omega_a$)		relative heights of peaks	
reference [12] $n_1 = 0,\ n_2、n_3 \gg 1$	$n_1 = 0;$ $n_2,\ n_3 \gg 2$	reference [12] $n_1 = 0,\ n_2、n_3 \gg 1$	$n_1 = 0;$ $n_2,\ n_3 \gg 2$
$\pm 2n_2n_3g$	$\pm 2n_2n_3g$	$(2/3)^2$	$(6/7)^2$
$\pm 6n_2n_3g$	$\pm 2\sqrt{7}n_2n_3g$	0	0
$\pm 2(\sqrt{3}-1)n_2n_3g$	$\pm\sqrt{2}(\sqrt{7}-1)n_2n_3g$	$\left[3\frac{\sqrt{3}+1}{6}\right]^2$	$\left[\frac{\sqrt{7}+1}{14}\right]^2$
$\pm 2(\sqrt{3}+1)n_2n_3g$	$\pm\sqrt{2}(\sqrt{7}+1)n_2n_3g$	$\left[\frac{\sqrt{3}-1}{6}\right]^2$	$\left[\frac{\sqrt{7}-1}{14}\right]^2$

Table 5. Emission spectrum $S_{n_1,\ n_2,\ n_3}(\omega)$ for $n_1 = n_2 = 0$, $n_3 \gg 2$, respectively, the data of reference [12] has been enclosed

positions of peaks ($\omega - \omega_a$)		relative heights of peaks	
reference [12] $n_1,\ n_2 = 0;\ n_3 \gg 1$	$n_1,\ n_2 = 0;$ $n_3 \gg 2$	reference [12] $n_1,\ n_2 = 0;\ n_3 \gg 1$	$n_1,\ n_2 = 0;$ $n_3 \gg 2$
$\pm\sqrt{2n_3}g$	$\pm 2\sqrt{2}n_3g$	$(4/5)^2$	$(36/37)^2$
$\pm\sqrt{10n_3}g$	$\pm 2\sqrt{74}n_3g$	0	0
$\pm(\sqrt{5}-1)\sqrt{2n_3}g$	$\pm 2\sqrt{2}(\sqrt{37}-1)n_3g$	$\left[\frac{\sqrt{5}+1}{10}\right]^2$	$\left[\frac{\sqrt{37}+1}{74}\right]^2$
$\pm(\sqrt{5}+1)\sqrt{2n_3}g$	$\pm 2\sqrt{2}(\sqrt{37}+1)n_3g$	$\left[\frac{\sqrt{5}-1}{10}\right]^2$	$\left[\frac{\sqrt{37}-1}{74}\right]^2$

由此可见，在三模腔场中只要至少有一个模为强场，辐射谱就呈现出对称结构。因此，强场作用的结果，不仅抵消了原子间偶极-偶极相互作用对于辐射谱对称性的影响，而且还使得辐射谱在此基础上产生了新的对称结构。

结　论　在一般情况下，“三模腔场-两原子”系统的2-度简并六光子共振相互作用的辐射谱，呈现非对称的八峰结构。当三模均为真空场时，随着 δ 的增大，非对称的六峰、五峰结构交替出现。若 $\delta \gg 8\sqrt{217}$，则辐射谱呈现“准对称”三峰结构。若 δ 继续增大(增至足够大)，辐射谱又表现为“准对称”双峰结构。若 $\delta \to \infty$，辐射谱将呈现出非对称的单左峰结构。这种现象，称为偶极-偶极相互作用的“极限饱和效应”。利用这一效应，可直接从实验上则定 g_a。当三模均为强场时，辐射谱呈对称四峰结构。其相对峰高是与腔模数目、腔场所处的数态以及参与相互作用的光子数目等都无关的一组恒定值。这种现象，称为场-原子之间的“强场耦合效应”。利用这一效应，可对系统及其内部的相互作用过程进行特征标识。当一模为真空场两模为强场、或者两模为真空场一模为强场时，辐射谱均呈对称的六峰结构。这就表明：在三模腔场中，只要至少有一个模为强场，辐射谱就呈现对称结构。因此，强场作用的结果，不仅抵消了原子间的偶极-偶极相互作用对于辐射谱对称性的破坏作用，而且还使得辐射谱在此基础上产生并形成新的对称结构。

参 考 文 献

[1] J. H. Eberly, K. Wodkiewicz, The time-dependent physical spectrum of light. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(9): 1252~1261

[2] J. H. Eberly, N. B. Barozhny, J. J. Sanchez-Mondragon, Periodic spontaneous collapse and revival in a sample quantum model. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **44**(20): 1323~1326

[3] T. Nasreen, M. S. K. Razmi, Atomic emission and cavity field spectra for a two-photon Jaynes-Cummings model in the presence of the stark shift. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(7): 1292~1300

[4] I. Jex, Emission spectra of a two-level atom under the presence of another two-level atom. *J. Mod. Opt.*, 1992, **39**(4): 835~844

[5] C. L. Chai, F. L. Li, Z. M. Zhang, Effects of atomic coopertion on emission spectrum of atoms in a cavity. *Phys. Lett. (A)*, 1990, **150**(2): 85~88

[6] Z. F. Luo, L. Xu, Z. Z. Xu, Multiphoton emisson spectrum of atoms in a cavity. *Phys. Lett. (A)*, 1992, **164**(1): 83~86

[7] 罗振飞, 徐至展, 徐　磊, 两个双能级原子与辐射场的拉曼相互作用. 物理学报, 1992, **41**(12): 1950~1954

[8] 罗振飞, 徐至展, 徐　磊等, 两原子自发辐射线型的一般理论. 物理学报, 1993, **42**(6): 925~929

[9] 徐　磊, 罗振飞, 徐至展等, 原子间的偶极相互作用对其在腔场中场辐射谱的影响. 光学学报, 1992, **12**(12): 1089~1093

[10] 冯　健, 宋同强, 王文正等, 两个双能级原子与双模腔场的拉曼相互作用. 光学学报, 1994, **14**(12): 1272~1276

[11] 冯　健, 宋同强, 王文正等, 双模腔场中两偶极相互作用原子的辐射谱. 物理学报, 1994, **43**(12): 1966~1972

[12] 杨志勇, 张纪岳, 两等同双能级原子与三模腔场非简并 3-光子共振相互作用辐射谱研究. 量子光学学报, 1997 年, 待发表

Emission Spectrum for a Pair of Indentical Two-Level Atoms Interacting with Three-Mode Cavity Fields Resonantly Through 6-Photon Process

Yang Zhiyong

(Department of Physics, Wei'nan Normal College, Weinan 714000)

(Received 15 November 1995; revised 7 August 1996)

Abstract The emission spectrum for a pair of dipole-dipole coupled identical two-level atoms interacting with three-mode cavity fields resonantly through 6-photon process has been studied. The structure features and physical properties of the spectrum were discussed in detail when the three-mode cavity fields are initially in various number states (such as the three-mode are all initially in the vaccum-field, or in the intensive-field, one mode in the vaccum-field the other two in the intensive-field, and two mode in the vaccum-field the other one in the intensive-field). Then a series of new important properties of the spectra were revealed.

Key words a pair of identical two-level atoms, three-mode cavity fields, 6-photon resonant interaction, emission spectrum.