

文章编号: 0253-2239(2006)09-1414-5

克尔介质中双原子与场拉曼作用系统的腔场谱*

张桂明 李悦科 高云峰

(聊城大学教育传播技术学院, 聊城 252059)

摘要: 研究了含克尔介质腔中两个耦合二能级原子与双模光场拉曼相互作用过程的腔场谱。通过求解本征方程导出了腔场谱的计算公式, 给出了双模初始光场均处于数态时的数值计算结果。发现在两模初始场均为弱场时, 克尔效应不仅使峰位右移, 还使峰的强度、个数和频率发生改变, 破坏峰结构的对称性。在克尔效应较强时, 原子之间的耦合对腔场的影响被抑制, 谱结构主要由克尔效应决定。在强场条件下, 无克尔介质加入时, 原子间的耦合作用使各峰的强度都得到加强; 随克尔效应的增强, 靠近中心频率的主峰迅速增长并很快达到饱和, 而远离中心频率的边峰则被抑制并产生劈裂。

关键词: 量子光学; 腔场谱; 克尔介质; 双模腔场; 拉曼相互作用

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

Cavity Field Spectrum of Two Atoms Interacting with Two-Mode Field through Raman Process in Kerr Medium

Zhang Guiming Li Yueke Gao Yunfeng

(College of Educational Technology and Mass Medium, Liaocheng University, Liaocheng 252059)

Abstract: The cavity field spectra of two coupling two-level atoms interacting with two-mode field through Raman process in Kerr medium cavity are studied. By solving the eigenequation, the cavity field spectrum expression is given out and some numerical results for the initial two-mode field in pure number states are presented. It is found that the Kerr effect shifts the position of peaks rightward, and affects the height, frequency and number of the peak in the case of weak initial fields. An asymmetric spectral structure appears. When the Kerr effect is strong, the influence of the atoms coupling on the spectra is restrained. The spectral structure is dependent on the Kerr effect mostly. If the field is strong initially intensities of all the peaks are enhanced by atoms coupling interaction for the cavity without Kerr medium; along with accretion of Kerr effect, the main peak near the resonant frequency becomes higher and saturated soon, and the side peaks split and become lower.

Key words: quantum optics; cavity field spectrum; Kerr medium; two-mode cavity field; Raman interaction

1 引 言

Jaynes-Cummings(J-C)模型^[1]是描述原子与光场相互作用最简单的模型, 利用该模型及其推广形式, 研究高 Q 腔内二能级原子与量子化光场之间的相互作用规律已获得巨大成功。自从 Buzek 和 Jex 提出了含有克尔介质的 J-C 模型并研究了其中二能级原子的动力学行为^[2]和辐射谱^[3]之后, 克尔效应对双光子 J-C 模型中光场性质和原子辐射谱的影响都得到了系统研究。继原子辐射谱之后, 腔场谱作为获得原子与光场相互作用信息的重要方法也得到较深入的探讨^[4~7]。近年来, 计及克尔效应的双原

子双光子 J-C 模型的腔场谱受到人们的关注^[8,9], 本文讨论了克尔介质和原子间的耦合作用对双原子与双模拉曼相互作用系统腔场谱的影响。

2 模型与理论推导

在充满克尔介质的高 Q 腔内, 两个原子与双模腔场间发生拉曼相互作用, 每个原子都具有两个非简并能级 $|-\rangle$ 和 $|+\rangle$, 其能量分别为 ω_- 和 ω_+ (本文取 $\hbar=1$), 原子通过虚能级 $|J\rangle$ 与双模腔场发生拉曼相互作用。在双光子共振条件下, 双模腔场光子的频率 ω_1 和 ω_2 之差恰好等于原子的跃迁频率 $\omega_a \equiv$

* 山东省自然科学基金(Y2004A09)资助课题。

作者简介: 张桂明(1952~), 男, 山东聊城人, 副教授, 主要从事量子光学的科研与物理教学工作。

E-mail: zhgm@lctu.edu.cn

收稿日期: 2005-10-24; 收到修改稿日期: 2006-01-16

$\omega_1 - \omega_2 = \omega_+ - \omega_-$ 。本文考虑两个原子相距较近的情况, 这时两个原子与双模腔场之间具有相同的耦合常数 g , 但需要计及两原子间的偶极-偶极相互作用。在旋波近似下, 该系统的哈密顿量^[4,8]为

$$H = H_0 + H_1 + H_2, \quad (1a)$$

$$H_0 = \omega_1 a_1^\dagger a_1 + \omega_2 a_2^\dagger a_2 + \frac{\omega_a}{2} \sum_{i=1}^2 \sigma_{z,i} + g \sum_{i=1}^2 (a_1 a_2^\dagger \sigma_i^\dagger + \sigma_i a_2 a_1^\dagger), \quad (1b)$$

$$H_1 = g_a (\sigma_1^\dagger \sigma_2 + \sigma_2^\dagger \sigma_1), \quad (1c)$$

$$H_2 = \chi a_1^\dagger a_1 a_2^\dagger a_2, \quad (1d)$$

式中 H_0 表示标准的“双原子-双模腔场”拉曼相互作用系统的哈密顿量, H_1 为两原子偶极-偶极相互作用哈密顿量, H_2 表示克尔介质与双模腔场的相互作用哈密顿量; a_i, a_i^\dagger ($i = 1, 2$) 分别为第 i 模腔场光子的湮没和产生算符, $\sigma_i^\dagger, \sigma_i, \sigma_{z,i}$ 分别为第 i 个原子的赝自旋算符, g 是原子与双模腔场的耦合常量, g_a 是原子之间相互作用的耦合常量, χ 是与介质三阶极化系数有关的常量, 反映介质克尔效应的强弱。

系统的对称性基矢可取为

$$\begin{aligned} |\varphi_1^N\rangle &= |+, +, n_1, n_2\rangle, \\ |\varphi_2^N\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+, -, n_1 + 1, n_2 - 1\rangle + |-, +, n_1 + 1, n_2 - 1\rangle), \\ |\varphi_3^N\rangle &= |-, -, n_1 + 2, n_2 - 2\rangle, \\ |\varphi_4^N\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+, -, n_1 + 1, n_2 - 1\rangle - |-, +, n_1 + 1, n_2 - 1\rangle), \end{aligned} \quad (2)$$

式中的 4 个量子数 $+, -$ 和 n_1, n_2 分别表示两个原子所处的能级和腔场的光子数, $|\varphi_1^N\rangle, |\varphi_2^N\rangle$ 和 $|\varphi_3^N\rangle$ 为原子交换对称态, $|\varphi_4^N\rangle$ 为原子交换反对称态, 其本身又是 H 的本征态, 本征值为

$$E_4^N = \omega_1 (n_1 + 1) + \omega_2 (n_2 - 1) + \chi (n_1 + 1)(n_2 - 1) - g_a.$$

当两原子初态全为激发态时, $|\varphi_4^N\rangle$ 对腔场谱无贡献, 此时只需在 3 个对称基矢组成的子空间中求解 H 的本征方程^[7]。(1) 式的本征方程为

$$H |\psi_i^N\rangle = E_i^N |\psi_i^N\rangle, \quad (3)$$

式中 N 表示 (n_1, n_2) 。将 H 的本征函数 $|\psi_i^N\rangle$ 按前三个基矢 $|\varphi_j^N\rangle$ 展开, 即

$$|\psi_i^N\rangle = \sum_{j=1}^3 C_{ij}^N |\varphi_j^N\rangle, \quad (i = 1, 2, 3) \quad (4)$$

把(4)式代入(3)式可得

$$\sum_{j=1}^3 (\langle \varphi_i^N | H | \varphi_j^N \rangle - E_i^N \delta_{ij}) C_{ij}^N = 0. \quad (5)$$

在共振条件下 ($\omega_a = \omega_1 - \omega_2$), 由上式可求出系统的本征能量 E_i^N :

$$E_i^N = 2 \sqrt{-p} \cos \frac{\varphi + 2(i-1)\pi}{3} - \frac{b}{3}, \quad (6)$$

式中

$$p = c/3 - b^2/9, \quad \varphi = \cos^{-1} \left(\frac{q}{-p\sqrt{p}} \right),$$

$$q = \frac{b^3}{27} - \frac{bc}{6} + \frac{d}{2},$$

$$b = -3\alpha - \chi(n_1 n_2 + \beta + \gamma) - g_a,$$

$$c = \chi^2 [n_1 n_2 (\beta - \gamma) + \beta \gamma] +$$

$$\chi [2\beta\alpha + g_a(n_1 n_2 + \gamma)] + \alpha^2 + 2\alpha - 2g^2 \delta,$$

$$d = -\chi^3 \beta \gamma n_1 n_2 -$$

$$\chi^2 [n_1 n_2 (\alpha \gamma + \alpha \beta + g_a \gamma) + \alpha \beta \gamma] +$$

$$\chi [2g^2 n_2 (\gamma + n_1 \lambda) - \alpha^2 (\beta + \gamma + n_1 n_2) - g_a \alpha (\gamma + \alpha n_1 n_2)] - (\alpha^3 + g_a \alpha^2 - 2g^2 \alpha \delta),$$

$$\alpha = \omega_1 (n_1 + 1) + \omega_2 (n_2 - 1),$$

$$\beta = (n_1 + 1)(n_2 - 1),$$

$$\gamma = (n_1 + 2)(n_2 - 2),$$

$$\lambda = (n_1 + 2)(n_2 - 1),$$

$$\delta = n_2 (n_1 + 1) + (n_1 + 2)(n_2 - 1).$$

由(5)式求出的本征函数 C_{ij}^N 为

$$C_{i1}^N = -g \sqrt{2n_2(n_1 + 1)} (\alpha + \chi \gamma - E_i^N) / L_i^N,$$

$$C_{i2}^N = (\alpha + \chi n_1 n_2 - E_i^N) (\alpha + \chi \gamma - E_i^N) / L_i^N, \quad (7)$$

$$C_{i3}^N = -\sqrt{2\lambda} g (\alpha + \chi n_1 n_2 - E_i^N) / L_i^N,$$

其中归一化因子

$$L_i^N = \{ (\alpha + \chi \gamma - E_i^N)^2 [2g^2 n_2 (n_1 + 1) + (\alpha + \chi n_1 n_2 - E_i^N)^2] + 2g^2 \lambda (\alpha + \chi n_1 n_2 - E_i^N)^2 \}^{1/2}.$$

按 Eberly 物理谱的定义, 该系统的腔场谱可按下式计算^[10]:

$$S(\omega) = 2\Gamma \int_0^T dt' \exp[-(\Gamma - i\omega)(T - t')] \times \int_0^T dt \exp[-(\Gamma + i\omega)(T - t)] \times \langle \varphi(0) | a^\dagger(t') a(t) | \varphi(0) \rangle, \quad (8)$$

其中 Γ 为谱仪带宽, T 为测量时间, $|\varphi(0)\rangle$ 为系统的初态。若初始时刻两原子处于激发态 $|+, +\rangle$, 而双模腔场处于任意态 $|n_1, n_2\rangle$, 即 $|\varphi(0)\rangle = |+, +, n_1, n_2\rangle$ 。经运算得

$$S = S_1(\omega) + S_2(\omega), \quad (9a)$$

其中

$$S_1(\omega) = \sum_{r=1}^4 \left| \sum_{k=1}^4 G_{kr}^{(1)} Z_{kr}^{(1)} \right|^2, \tag{9b}$$

$$G_{kr}^{(1)} = \sum_{m=1}^4 C_{k1}^N C_{km}^N C_{m1}^N b_m^{n_1}, \tag{9c}$$

$$Z_{kr}^{(1)} = \frac{\exp\{i[\omega - (E_k^N - E_r^{N_1})T]\} - \exp(-\Gamma T)}{\Gamma + i[\omega - (E_k^N - E_r^{N_1})]}. \tag{9d}$$

式中 $N = (n_1, n_2)$, $N_1 = (n_1 - 1, n_2)$,

$$N_2 = (n_1, n_2 - 1), \quad b_1^{n_1} = \sqrt{n_1},$$

$$b_2^{n_1} = \sqrt{n_1 + 1}, \quad b_3^{n_1} = \sqrt{n_1 + 2}.$$

对 $S_2(\omega)$ 只须将上述公式中的 n_1 换成 n_2 即可。

3 结果分析

依据上述公式,采用数值计算的方法,得到了克尔介质中耦合双原子与双模光场拉曼相互作用系统在不同数态时的腔场谱,见图 1~4(本文模 I 为高频峰,在图右侧,其中心频率在 0 处;模 II 为低频峰,在图的左侧,其中心频率在 $-60g$ 处)。由于原子与拉曼

相互作用的影响已在文献[4]中进行了讨论,本文只讨论克尔介质和原子间的偶极相互作用对系统的影响,而这两种因素的影响与初始场的强度有关,故对初始场为弱场和强场的情况分别进行如下的讨论。

3.1 克尔介质对腔场谱的影响

3.1.1 $n_1 = n_2 = 1$ 即双模初始场均为弱场时的腔场谱

图 1(a)给出了 $n_1 = n_2 = 1, R = g_a/g = 0$ (即不考虑两个原子间的耦合作用)、 $K = \chi/g$ 取不同数值时的腔场谱。当 $K = 0$ (即无克尔介质)时,两模均为等高的双峰结构,由于受原子和腔场间拉曼相互作用的影响,模 I 比模 II 的峰值高,但模 II 比模 I 的峰间距大;随着克尔效应的增强,两模的左峰峰高都随之减小,而右峰的峰高略有增加,且模 I 左侧出现了微弱的边峰,形成了 3 峰结构。从 $K = 0$ 至 $K = 1.0$ 两模的峰位都右移了 $0.56g$ 。表明系统受克尔效应的影响后,峰的结构发生了明显的变化,不但破坏了双峰结构的对称性,还使峰的强度、个数和频率发生改变。

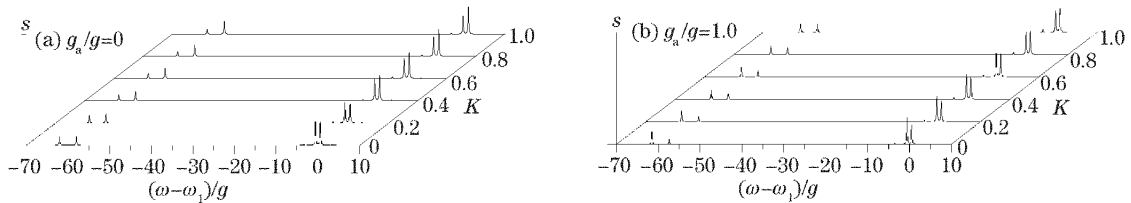


图 1 双模初始场为弱场 ($n_1 = n_2 = 1$) 时腔场谱随 K 的变化

Fig. 1 Influence of Kerr effect (K) on the cavity field spectra for weak initial fields ($n_1 = n_2 = 1$)

图 1(b)给出了 $R = g_a/g = 1.0$ 而其他条件不变时的腔场谱,即考察两个原子间的耦合作用较强时克尔效应对腔场谱的影响。与前者不同的是,模 I 在 $K = 0$ 时为 3 峰结构,左峰很微弱,中峰稍高于右峰,随克尔效应的增强,右峰缓慢增长,中峰和左峰的峰值变化很小;模 II 在 $K = 0$ 时为左高右低的双峰结构,随克尔效应的增强,右峰缓慢增长,左峰缓慢降低。从 $K = 0$ 至 $K = 1.0$ 模 I 的峰位右移 $0.44g$,模 II 的峰位右移量仍为 $0.56g$,原子间的耦合作用减少了模 I 峰位的向右偏移,表明原子间的偶极-偶极相互作用削弱了克尔介质使高频峰(模 I)峰位右移的影响。

结果表明,在初始场为弱场的条件下,克尔介质对腔场谱的峰位峰高都有影响,且与原子间的耦合作用相关。

3.1.2 $n_1 = n_2 = 8$ 即双模初始场均为强场时的腔场谱

图 2(a)给出了 $n_1 = n_2 = 8, R = g_a/g = 0$ (即不考虑两个原子间的耦合作用)、 $K = \chi/g$ 取不同数值时的腔场谱。当 $K = 0$ (即无克尔介质)时,双模均为 7 峰结构,由于受原子和腔场拉曼相互作用的影响,模 II 比模 I 的峰值低一些,但随克尔效应的增强其差别越来越小,至 $K = 1.0$ 时两模的主峰高度已相等。两模的主峰峰值在 $K < 0.4$ 时增长快速,然后缓慢递增。两模的高频和低频边峰,在有克尔介质加入后峰值都变得很小,但随克尔效应的增强,它们又缓慢增加,且两高频边峰逐渐靠拢,至 $K = 0.8$ 时已合为一体。两模有类似的规律,但模 I 的高频边峰高于低频边峰,而模 II 的高频边峰低于低频边峰。

若同时考虑两原子间的耦合作用 ($R = g_a/g = 1.0$) 时,结果如图 2(b) 所示,明显的差异在于 $K = 0$ 时双模为 6 峰结构,远离两模共振中心的高频和低频边峰没有因为克尔介质的加入变得很小,而是随克尔效应的增强模 I 高频边峰的峰高缓慢降低,并

在 $K \geq 0.6$ 后劈裂成双峰,其间距随 K 值的增加而加宽;左侧的两个低频边峰则先增长后下降, $K=0.2$ 时有极大值;模 II 有类似的规律,但右侧的高频边峰在

$K \geq 0.8$ 后才产生劈裂;另一差异是模 II 主峰的高度增长较快,至 $K=0.4$ 时其主峰峰值已高于模 I 的主峰。

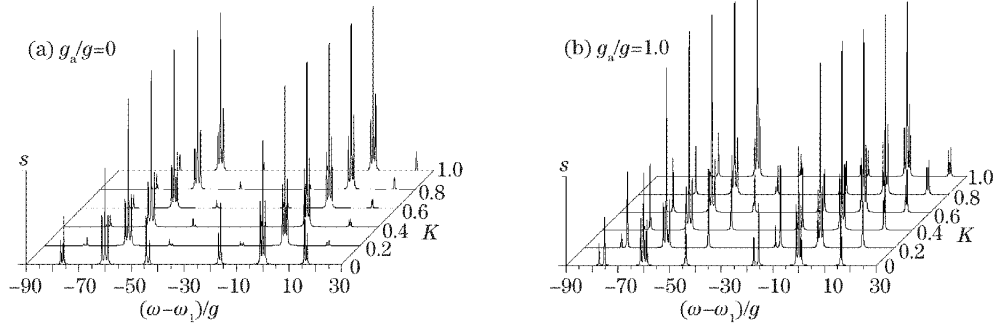


图 2 双模初始场为强场($n_1 = n_2 = 8$)时的腔场谱随 K 的变化

Fig. 2 Influence of Kerr effect (K) on the cavity field spectra for strong initial fields ($n_1 = n_2 = 8$)

两种情况下,从 $K=0$ 至 $K=1.0$ 各峰向右的平均偏移量模 I 均为 $7.01g$ 、模 II 均为 $8.98g$,说明在强场条件下原子间的耦合作用不影响两模峰位的向右偏移。无原子间的耦合作用时两模按 $7 \rightarrow 6$ 峰的规律变化,有原子间的耦合作用($R=1.0$)时两模则按 $6 \rightarrow 7$ 峰的规律变化。结果表明,在强场条件下,靠近中心频率的主峰对克尔效应比较敏感,在克尔效应还较弱($K < 0.4$)时其强度就已快速增长到饱和状态;克尔效应还对远离中心频率的边峰有较强的抑制作用,然而两原子相距较近时,原子之间的耦合又部分抵消了这种作用,但对靠近中心频率的主峰影响不大。

耦合作用的增强峰值逐渐降低,中间的主峰略有增长,左峰很微弱,变化亦不大。峰间距缓慢减小;模 II 随 R 的增加,右峰峰值降低,左峰峰值增加,两峰的间距加大。

3.2 原子间的耦合作用对腔场谱的影响

3.2.1 $n_1 = n_2 = 1$ 即双模初始场均为弱场时的腔场谱

图 3(a)给出了 $n_1 = n_2 = 1, K = \chi/g = 0$ (即不考虑克尔效应)、 $R = g_a/g$ 取不同数值时的腔场谱。模 I 为 3 峰模 II 为 2 峰结构。模 I 的右峰随两原子间

图 3(b)是 $K = \chi/g = 1.0$ (即考虑克尔效应)其它条件不变时的腔场谱。模 I 右峰峰值和 R 无关,中间和左侧两峰的峰值都随 R 的增加缓慢增长;模 II 为 2 峰结构,右峰峰值缓慢减小,左峰峰值缓慢增加。两模的峰间距都随 R 的增加而缓慢减小。注意到在克尔效应较强的情况下随 R 的增加两模又有形成对称双峰的趋势[即图 3(a)中 $R=0$ 的情况],说明在两模初始场为弱场的条件下,两原子间的耦合作用对腔场谱的影响逐渐减弱,原子间的耦合被抑制,谱结构主要由克尔效应决定。这是因为当克尔介质与腔场达到强耦合时,原子将较长时间地被束缚在激发态,它与光场基本不能交换能量,接近于退耦合的缘故,这种现象在两原子相距越近时越明显。

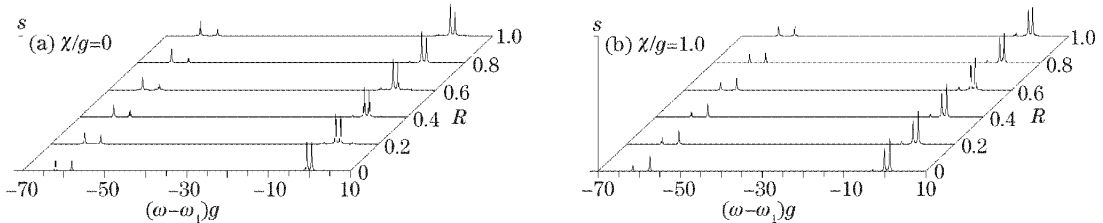


图 3 双模初始场为弱场($n_1 = n_2 = 1$)时腔场谱随 R 的变化

Fig. 3 Influence of atomic coupling constant (R) on the cavity field spectra for weak initial fields ($n_1 = n_2 = 1$)

3.2.2 $n_1 = n_2 = 8$ 即双模初始场均为强场时的腔场谱

图 4(a)给出了 $n_1 = n_2 = 8, K = \chi/g = 0$ (即不考虑克尔效应)、 $R = g_a/g$ 取不同数值时的腔场谱。

$R=0$ 时两模均为 7 峰结构,各峰的高度都随 R 的增加按线性规律增加。模 I 中间三峰的间距缓慢减小,右侧的两个高频边峰靠拢的较快,至 $R=0.6$ 时已合为一体,模 II 右侧的两个高频边峰在 $R=1.0$

时才合并在一起,两模左侧的两个低频边峰随 R 的增加峰值和峰间距都逐渐变大。

图 4(b)给出了 $K=\chi/g=1.0$ (考虑克尔效应)其它条件不变时的腔场谱,由于克尔介质的加入使谱结构发生了较大变化,差别之一是两模的主峰明显增强,且随 R 的增加模 II 的主峰比模 I 主峰的增

长更快,至 $R=0.4$ 时已高出了模 I 的主峰;差别之二是两模的高频和低频边峰的峰值小得多,这是克尔介质的影响,但随 R 的增加会消弱这种影响使峰值缓慢增长。模 I 的高频边峰在 $R\geq 0.6$ 后产生劈裂,形成两个拉比峰,其间距也逐渐增大,峰值缓慢增长,而模 II 在 $R\geq 0.8$ 时才出现这种情况。

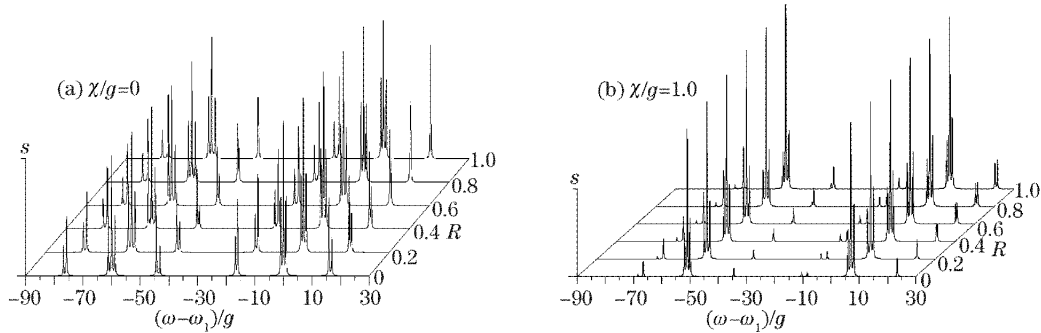


图 4 双模初始场为强场($n_1 = n_2 = 8$)时腔场谱随 R 的变化

Fig. 4 Influence of atomic coupling constant (R) on the cavity field spectra for strong initial fields ($n_1 = n_2 = 8$)

结果表明,在初始场为强场时原子间的耦合作用对腔场谱的影响,在无克尔介质加入时,随 R 的增加各峰的强度都得到加强,并使边峰合并;而有克尔效应时则使得靠近中心频率的主峰高度进一步加强,但会使边峰强度明显下降,并促使高频边峰产生拉比劈裂。由此看出原子间的耦合作用和克尔效应对系统的影响都是不可忽视的。

4 结 论

在双模初始场为弱场时,系统受克尔效应的影响,使峰位右移,并破坏了峰结构的对称性。在强场条件下,靠近中心频率的主峰对克尔效应比较敏感,并对远离中心频率的边峰有较强的抑制作用。

在双模初始场为弱场时,在克尔效应较强的条件下,两原子间的耦合作用对腔场谱的影响逐渐减弱,原子间的耦合被抑制,谱结构主要由克尔效应决定。初始场为强场且无克尔介质加入时,原子间的耦合作用使各峰的强度都得到加强,并使边峰合并;而有克尔效应时中心主峰的高度进一步加强,但使边峰强度下降并产生拉比劈裂。

参 考 文 献

- 1 E. T. Jaynes, F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to beam maser [J]. *IEEE*, 1963, **51**(1): 89~109
- 2 V. Buzek, I. Jex. Dynamics of a two-level atom in a Kerr-like medium[J]. *Opt. Commun.*, 1990, **78**(5/6): 425~435
- 3 V. Buzek, I. Jex. Emission spectra of a two-level atom in a

- Kerr-like medium[J]. *J. Mod. Opt.*, 1991, **38**(5): 987~996
- 4 Zhang Guiming, Li Yueke, Gao Yunfeng. Cavity field spectrum of two different atoms interacting with two-mode field through Raman process[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(11): 3739~3743 (in Chinese)
- 张桂明,李悦科,高云峰. 非等同双原子与双模腔场拉曼相互作用模型的腔场谱[J]. *物理学报*, 2004, **53**(11): 3739~3743
- 5 Li Yueke, Zhang Guiming, Gao Yunfeng. Cavity-field spectrum of two nonidentical atoms interacting with single-mode quantized radiation field[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(8): 1131~1135 (in Chinese)
- 李悦科,张桂明,高云峰. 非等同两原子与光场相互作用系统的腔场谱[J]. *光学学报*, 2005, **25**(8): 1131~1135
- 6 Zhang Guiming, Li Yueke, Gao Yunfeng. Raman interacting of two different atoms with two-mode superposition field[J]. *J. At. Mol. Phys.*, 2005, **22**(3): 535~540 (in Chinese)
- 张桂明,李悦科,高云峰. 非等同两原子与双模叠加态腔场的拉曼相互作用[J]. *原子与分子物理学报*, 2005, **22**(3): 535~540
- 7 Gao Yunfeng, Feng Jian, Song Tongqiang. Cavity field spectra of two-atom in a cavity with two-mode radiation field [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(9): 1194~1200 (in Chinese)
- 高云峰,冯健,宋同强. “两原子-双模腔场”系统的腔场谱[J]. *光学学报*, 2000, **20**(9): 1194~1200
- 8 Fang Maofa, Liu Huien. Evolution of the field entropy in the Jaynes-Cummings model with an additional Kerr medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 1994, **14**(5): 475~479 (in Chinese)
- 方卯发,刘惠恩. 附加克尔介质 Jaynes-Cummings 模型的场熵演化[J]. *光学学报*, 1994, **14**(5): 475~479
- 9 Fang Jiayuan, Huang Chunjia, Huang Zuhong *et al.*. Statistic properties of photon in the system of two coupling atoms interacting with two-mode squeezed vacuum field in Kerr medium [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(4): 1081~1087 (in Chinese)
- 方家元,黄春佳,黄祖洪等. Kerr 介质中耦合双原子与双模压缩真空场相互作用系统的光子统计性质[J]. *物理学报*, 2004, **53**(4): 1081~1087
- 10 J. H. Eberly, K. Wodkiewicz. The time-dependent physical spectrum of light[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1977, **67**(9): 1252~1261