

非线性光子晶体中原子辐射光场的非经典性质*

鄢 嫣¹⁾²⁾ 魏 巧¹⁾ 李高翔^{1)†}

1) (华中师范大学物理科学与技术学院, 武汉 430079)

2) (长江大学物理科学与技术学院, 荆州 434023)

(2009 年 6 月 14 日收到; 2009 年 7 月 10 日收到修改稿)

讨论了非线性光子晶体微腔中二能级原子在相干场驱动下腔场的频谱特性及光子的统计性质. 研究表明, 当光子晶体的态密度很大时, 如果腔场模与原子共振荧光 Mollow 峰的中心峰共振, 则腔场的涨落压缩到量子散弹噪声之下, 且与线性光子晶体微腔的情况相比其谱线峰值变大. 当驱动场频率较大时光子服从亚 Poisson 分布, 且非常接近 Poisson 分布.

关键词: 光子晶体, 参量振荡, 非弹性谱, 二阶相关函数

PACC: 4250, 4270, 3280

1. 引 言

光学参量振荡器是量子光学研究中一个最基本的装置^[1,2]. 这种简单的耗散量子系统在光的压缩研究中发挥了很重要的作用, 已经成为制备压缩态最典型的系统. 1989 年, Agarwal^[3]指出处于简并光学参量振荡器中的二能级原子, 在强场驱动下压缩谱的 Mollow 三峰发生了明显的变化. Rice 等^[4,5]通过分析光学参量振荡器中二能级原子在弱场驱动下的发射谱和荧光谱, 发现在单光子激发时谱线呈现非经典行为, 而在双光子激发时谱线下凹且变窄. Jin 和 Xiao^[6,7]分析了 N 个二能级原子处于简并的光学参量振荡器中的双稳特性, 研究表明在好腔和强耦合的条件下, 腔内压缩被大幅度加强.

光子晶体是具有周期性的电介质结构, 出现电磁场能带结构, 大部分频率的光被屏蔽, 从而有了很多新的现象, 包括原子自发辐射的抑制^[8]及相干控制^[9]、光场局域化^[10]、原子-光场束缚态的形成^[11]、以及原子粒子布居反转^[12]或周期性振荡^[13]等等. 光子晶体的这些特征使得它具有十分重要的应用前景, 例如低阈值微腔激光^[14,15]、超快光子开关^[16]、角度滤波器^[17]等等. 而在光子晶体中设计光学微腔^[8,10]有个十分明显的优点, 这就是用光子晶体做腔既可以实现腔体积很小同时又能获得高 Q

因子. 将单个原子囚禁在高 Q 腔中且外加抽运光组成的单原子激光已经实现^[18]. 最近, Florescu 等^[19]在驱动原子的激光场是强场的情况下, 忽略主方程中的快频项^[20], 讨论了光子晶体微腔中单原子激光发射光谱的性质, 而 Tan 等^[21]利用同样的物理模型考虑了主方程中的快频项对发射光谱的影响, 发现在这种情况下腔场会有压缩.

当光子晶体中部分或者全部引入非线性光学介质时, 光场的能量主要被局域在那些由于光子晶体而局域化的模中, 因此能产生非常强而有效的非线性相互作用. Scalora 等^[22,23]指出在光子晶体中能产生次谐波和二次谐波, 这些光场和空间相位的非线性相互重叠决定了非线性过程的强度以及在非线性光子晶体中获得的光的性质, 而这些性质对具有非经典性质的光的产生(压缩光, 符合亚 Poisson 光子数统计分布的光)也适应^[24]. Perina 等^[25,26]已经得到了在非线性波导中的光学参量过程产生有效压缩光及亚 Poisson 分布光子数统计分布光的条件.

本文以非线性光子晶体微腔中二能级原子激光为研究对象, 讨论了腔场的非弹性谱的性质以及光子统计性质, 发现当光子晶体的态密度很大时, 由于非线性光子晶体微腔存在非线性特性, 腔场与线性光子晶体的情况相比变窄且峰值变大, 而且当驱动场频率较大时光子服从亚 Poisson 分布.

* 国家自然科学基金(批准号:60878004)和教育部高等学校博士学科点专项科研基金(批准号:200805110002)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: gaox@phy.ccnu.edu.cn

2. 物理模型及主方程

在一个非线性光子晶体微腔中存在一个频率为 ω_c 的高 Q 腔模, 该腔模用产生、湮没算符 a^+ , a 描述, 同时在微腔中掺杂一个二能级原子, 原子的本征跃迁频率为 ω_a , 原子与微腔模之间的耦合强度为 g . 原子同时还受到频率为 ω_L 的外加激光场的驱动, 原子本征频率 ω_a 、腔模频率 ω_c 以及激光场频率 ω_L 近共振. 此外另一频率为 $2\omega_c$ 激光场与光子晶体中的非线性材料发生耦合强度为 $2\kappa_1$ 的简并参量振荡作用. 在电偶极近似和旋波近似下体系的 Hamilton 量为

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

其中

$$H_0 = \hbar\Delta_c a^+ a + \frac{1}{2}\hbar\Delta_a \sigma_3 + \hbar\varepsilon(\sigma_{12} + \sigma_{21}). \quad (2)$$

(2) 式右边前两项描述的是单模腔场、原子体系的自由 Hamilton 量, 第三项是原子与激光的相互作用. 这里, ε 是激光场驱动下原子的拉比频率, σ_{ij} 是裸原子的跃迁算符且 $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$, $\sigma_3 = \sigma_{22} - \sigma_{11}$ 表示裸原子的反转算符. Δ_a 和 Δ_c 反映的是激光场频率与腔模、原子的失谐量, 分别定义为 $\Delta_a = \omega_a - \omega_L$ 和 $\Delta_c = \omega_c - \omega_L$. 而 H_1 代表的是非线性光子晶体的参量振荡过程以及原子与微腔的相互作用,

$$H_1 = i\hbar\kappa_1(a^2 - a^{+2}) + i\hbar g(a^+ \sigma_{12} - \sigma_{21} a). \quad (3)$$

H_2 刻画的是光子晶体真空辐射库、原子与光子晶体辐射库的相互作用以及腔场的衰减,

$$H_2 = \hbar \sum_{\lambda} \Delta_{\lambda} a_{\lambda}^+ a_{\lambda} + i\hbar \sum_{\lambda} g_{\lambda} (a_{\lambda}^+ \sigma_{12} - \sigma_{21} a_{\lambda}) + i\hbar \sum_m g_m (b_m^+ a - a^+ b_m). \quad (4)$$

这里, 原子与非线性光子晶体的耦合强度为 g_{λ} , 腔场与真空库的耦合强度为 g_m , b_m 是真空库的湮没算符. Δ_{λ} 反映的是激光场频率光子晶体辐射库之间的失谐量, 即 $\Delta_{\lambda} = \omega_{\lambda} - \omega_L$.

这里假设驱动原子的激光场很强, 我们选择原子-激光场相互作用的本征表象中讨论问题比较方便, 其中 $|\hat{1}\rangle = c|1\rangle + s|2\rangle$ 和 $|\hat{2}\rangle = s|1\rangle - c|2\rangle$ 是修饰态基矢, 这里 $c \equiv \cos\phi$, $s \equiv \sin\phi$, 满足

$$c^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\Delta_a}{\sqrt{4\varepsilon^2 + \Delta_a^2}} \right) \text{ 且 } 0 \leq \theta \leq \pi/2. \text{ 利用}$$

Born-Markov 近似^[27], 可以得到原子-腔耦合系统的主方程为

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} = & gsc[\kappa_1(a^{+2} - a^2), \rho] \\ & + g\{sc[a^+R_3e^{i\Delta_c t} - Ra_3e^{-i\Delta_c t}, \rho] \\ & + c^2[a^+R_{12}e^{i(\Delta_c-2\Omega)t} - R_{21}ae^{-i(\Delta_c-2\Omega)t}, \rho] \\ & - s^2[a^+R_{21}e^{i(\Delta_c+2\Omega)t} - R_{21}ae^{-i(\Delta_c+2\Omega)t}, \rho]\} \\ & + L_a\rho + L_c\rho, \end{aligned} \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} L_a\rho = & \left[\gamma_0 s^2 c^2 (R_3\rho R_3 - \rho) \right. \\ & + \frac{\gamma_- s^4}{2} (2R_{21}\rho R_{12} - R_{11}\rho - \rho R_{11}) \\ & \left. + \frac{\gamma_+ c^4}{2} (2R_{12}\rho R_{21} - R_{22}\rho - \rho R_{22}) \right], \end{aligned}$$

$$L_c\rho = \frac{\kappa}{2} (2apa^+ - a^+ a\rho - \rho a^+ a),$$

分别描述的是修饰态原子的自发辐射及腔场的衰减. 其中, κ 是腔场的衰减速率. $\gamma_0 = 2\pi \sum_{\lambda} g_{\lambda}^2 \delta(\omega_{\lambda} - \omega_L)$ 描述的是原子在修饰态 $|\hat{1}\rangle \rightarrow |\hat{1}\rangle$ 和 $|\hat{2}\rangle \rightarrow |\hat{2}\rangle$ 间的自发辐射速率, $\gamma_- = 2\pi \sum_{\lambda} g_{\lambda}^2 \delta(\omega_{\lambda} - \omega_L + 2\Omega)$ 描述的是原子在修饰态 $|\hat{2}\rangle \rightarrow |\hat{1}\rangle$ 间的自发辐射速率, $\gamma_+ = 2\pi \sum_{\lambda} g_{\lambda}^2 \delta(\omega_{\lambda} - \omega_L - 2\Omega)$ 描述的是原子在修饰态 $|\hat{1}\rangle \rightarrow |\hat{2}\rangle$ 间的自发辐射速率.

我们考虑腔模和 Mollow 峰^[28]的中心峰共振的情况, 即 $\Delta_c = 0$. 由于这里所讨论的驱动原子的激光场是强场, 因此主方程(5)中的 $e^{+2i\Omega t}$ 和 $e^{+4i\Omega t}$ 是快速振荡项, 我们可以忽略, 从而原子和腔场耦合系统的主方程(5)简化为

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} = & [\kappa_1(a^{+2} - a^2), \rho] \\ & + g_1[(a^+ - a)R_3, \rho] + L_a\rho + L_c\rho, \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $g_1 \equiv gcs$ 是有效耦合常数. 从上式出发, 我们可以方便讨论腔场-原子系统的量子性质.

3. 腔场的谱

腔场的频谱是描述原子-腔场之间相互作用的一个重要的物理量. 下面, 我们将着重讨论腔场的谱的性质. 从主方程(6)可以得到原子和腔场算符的期望值的运动方程

$$\frac{d}{dt}\langle a \rangle = -\frac{\kappa}{2}\langle a \rangle + g_1\langle R_3 \rangle - 2\kappa_1\langle a^+ \rangle, \quad (7a)$$

$$\frac{d}{dt}\langle R_3 \rangle = -\gamma_1 \langle R_3 \rangle - \gamma_2, \quad (7b)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\langle a^+ a \rangle &= g_1(\langle R_3 a \rangle + \langle R_3 a^+ \rangle) \\ &\quad - \kappa \langle a^+ a \rangle - 2\kappa_1(\langle a^{+2} \rangle + \langle a^2 \rangle), \end{aligned} \quad (7c)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\langle R_3 a \rangle &= -\left(\gamma_1 + \frac{\kappa}{2}\right)\langle R_3 a \rangle + g_1 - \gamma_2 \langle a \rangle \\ &\quad - 2\kappa_1 \langle R_3 a^+ \rangle, \end{aligned} \quad (7d)$$

$$\frac{d}{dt}\langle a^2 \rangle = 2g_1 \langle R_3 a \rangle - \kappa \langle a^2 \rangle - 2\kappa_1(2\langle a^+ a \rangle + 1), \quad (7e)$$

其中 $\gamma_1 = \gamma_+ c^4 + \gamma_- s^4$, $\gamma_2 = \gamma_+ c^4 - \gamma_- s^4$. 从 γ_1, γ_2 的表达式可以看出 γ_1, γ_2 仅仅与拉比边带峰对应的修饰态共振中心的跃迁速率有关. 由于在非线性光子晶体中存在参量振荡过程, 因而体系可以工作在阈值之上, 也可以工作在阈值之下. 而我们所讨论的体系在 $\kappa > 4\kappa_1$ 时是一个衰减的过程, 原子-腔场系统可以达到稳态, 此时系统工作在阈值之下. 容易得出

$$\langle R_3 \rangle_s = -\frac{\gamma_2}{\gamma_1}, \quad (8a)$$

$$\langle a^+ \rangle_s = \langle a \rangle_s = -\frac{2g_1\gamma_2}{\gamma_1 a_1}, \quad (8b)$$

$$\langle a^+ a \rangle_s = \frac{8\kappa_1^2}{a_1 a_2} + \frac{4g_1^2 n_1}{\gamma_1 a_1^2 m_1}, \quad (8c)$$

$$\langle a^{+2} \rangle_s = \langle a^2 \rangle_s = -\frac{2\kappa_1 \kappa}{a_1 a_2} + \frac{4g_1^2 n_1}{\gamma_1 a_1^2 m_1}. \quad (8d)$$

这里, $a_1 = 4\kappa_1 + \kappa$, $a_2 = \kappa - 4\kappa_1$, $m_1 = 2\gamma_1 + 4\kappa_1 + \kappa$, $n_1 = 2\gamma_2^2 + \gamma_1(4\kappa_1 + \kappa)$. (8)式表明, 原子在两修饰态之间粒子数布居之差 $\langle R_3 \rangle_s$ 仅与光子晶体态密度有关而与 κ_1 无关. 而且驱动场与原子作用产生的激光光子, 由于要和光子晶体中非线性介质发生参量振荡作用, 从而产生更高频率的光子, 且光子数目与 $\kappa_1 = 0$ 的情况相比减少.

下面我们考察腔场的谱的性质. 由于本文中的模型是假设加在原子上的光场是强场(即 $\Omega \gg \kappa$)的条件下得到的, 所以我们设定参数 $\kappa = 0.1\gamma_+$, $g = 10\kappa$, $\kappa_1 = 0.1\kappa$ 且原子的共振频率与驱动场频率间的失谐量为负即 $\Delta_a < 0$ (下面所有的讨论如果没有特别说明均基于这些参数取值的情况下).

在相互作用绘景中, 腔场的谱被定义为腔场算符的双时关联函数 $\langle a^+(t)a \rangle_s$ 的 Fourier 变换的实部

$$S(\omega) = 2\text{Re} \int_0^\infty dt \exp[i(\omega - \omega_L)t] \langle a^+(t)a \rangle_s. \quad (9)$$

由(7)及(8)式, 并利用量子回归定理^[29], 可以得到腔场的谱为

$$S(\omega) = S_{el}(\omega) + S_{inel}(\omega), \quad (10)$$

其中弹性谱为

$$\begin{aligned} S_{el}(\omega) &= 2\pi \langle a^+ \rangle_s \langle a \rangle_s \delta(\omega - \omega_L) \\ &= \frac{8\pi g_1^2 \gamma_2^2}{\gamma_1^2 a_1^2} \delta(\omega - \omega_L), \end{aligned} \quad (11)$$

而非弹性谱为

$$\begin{aligned} S_{inel}(\omega) &= \frac{8g_1^2(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)}{\gamma_1[\gamma_1^2 + (\omega - \omega_L)^2][a_1^2 + 4(\omega - \omega_L)^2]} \\ &\quad + \frac{64\kappa_1^2 \kappa}{[a_2^2 + 4(\omega - \omega_L)^2][a_1^2 + 4(\omega - \omega_L)^2]}. \end{aligned} \quad (12)$$

当 $\kappa_1 = 0$ 时上述结果与文献[19]的结果是一致的, 此时如果有 $\gamma_1 = \gamma_2$, 即 $\gamma_- = 0$, 此时 Mollow 边带峰消失, 光子晶体形成全光子带隙, 腔场的非弹性谱消失, 只剩下弹性谱, 类似完美的经典散射; 而当 $\gamma_1 \neq \gamma_2$ 时, (12)式中非弹性谱只剩下第一项, 第二项为零, 此时非弹性谱描述的是修饰态原子的自发辐射以及腔场的衰减. 而本文讨论的光子晶体是加入了非线性介质的, 从而增加了激光与非线性介质的参量振荡作用, 此时 $\kappa_1 \neq 0$, 非弹性谱由两部分组成, 第一部分是修饰态原子的自发辐射以及腔场的衰减, 第二部分描述的是腔场的衰减和非线性光子晶体的参量振荡过程.

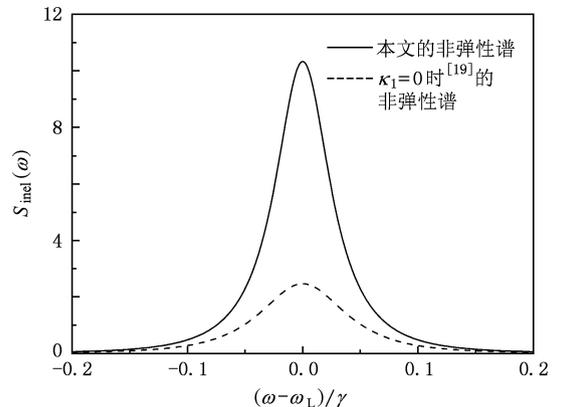


图1 非弹性谱随频率 $(\omega - \omega_L)/\gamma$ 变化的演化曲线, 其中 $\gamma_-/\gamma_+ = 1/10000$, $\varepsilon/|\Delta_a| = 1.440701$

我们从图1中可以观察到, 当光子晶体能带带

边辐射场态密度有很大的跳跃时,外加的激光场通过非线性光子晶体后,腔场的谱线与 $\kappa_1 = 0$ 的情况相比,峰值有显著增加且谱线宽度变窄.

为了更清楚地看出非线性光子晶体的参量振荡过程对腔场频谱的影响,将非弹性谱改写成

$$S_{\text{inel}}(\omega) = \frac{4\kappa_1}{a_2^2 + 4(\omega - \omega_L)^2} - \frac{8g_1^2(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)}{\gamma_1[4\gamma_1^2 - (\kappa + 4\kappa_1)^2]} \frac{1}{\gamma_1^2 + (\omega - \omega_L)^2} + \frac{4}{a_1^2 + 4(\omega - \omega_L)^2} \times \left\{ \frac{8g_1^2(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)}{\gamma_1[4\gamma_1^2 - (\kappa + 4\kappa_1)^2]} - \kappa_1 \right\}. \quad (13)$$

从上式可以看出,非弹性谱是由三个 Lorentz 型组成,这三个 Lorentz 型有正有负.其中第一项始终为正,而对于第二项,由于 $\gamma_1 \gg \kappa$ 且 $\gamma_1 > \gamma_2$ (其中 $\gamma_1 = \gamma_2$ 的情况已有讨论)使得第二项始终为负,第三项可能为正也可能为负.我们从第一项及第三项的表达式可以看出,第一项 Lorentz 谱线比第三项窄.为了更加明确光子晶体中参量振荡过程对腔场频谱的影响,我们取 $\varepsilon \gg |\Delta_a| = 1.440701$ 使得非弹性谱的第三项为零,此时第二项始终为负,由于 $\gamma_1 \gg \kappa$,所以第二项 Lorentz 谱线比第一项要宽的多.而且因为讨论的是光子晶体中的情况,我们取 $\gamma_- \gg \gamma_+ = 1 \gg 10000$,有 $\gamma_1 \gg \gamma_2$,此时第二项 Lorentz 谱线的峰值比第一项要小很多(见图 2),所以实际上第二项对整个非弹性谱的贡献很小,整个非弹性谱的线宽及峰高主要由第一项决定.我们从第一项可以看出,此时的非弹性谱与 $\kappa_1 = 0$ 时相比要窄.

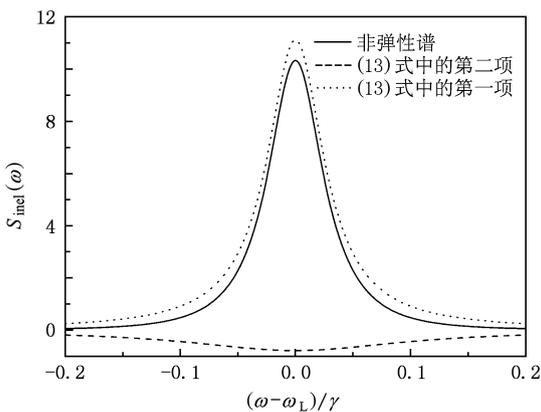


图 2 非弹性谱随频率 $(\omega - \omega_L)/\gamma$ 变化的演化曲线

4. 腔场的非经典性质

下面我们进一步考察光场的量子特性,主要讨论光场的压缩和光子数的亚 Poisson 分布.

4.1. 光场的压缩性质

光场量子特性的其中一种表现就是光场量子涨落的压缩特性.下面我们对腔场的稳态方差进行分析.

令 $X_+ = \frac{a^+ + a}{2}$, 将方程(8)代入,可得稳态方差为

$$\begin{aligned} & \langle (\Delta X_+)^2 \rangle_s \\ &= \frac{\langle (a + a^+)^2 \rangle - (\langle a + a^+ \rangle)^2}{4} \\ &= \frac{1}{4} - \frac{\kappa_1}{a_1} + \frac{4g_1^2(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)}{\gamma_1^2 a_1 m_1}. \end{aligned} \quad (14)$$

当 $\kappa_1 = 0$, 如果 $\gamma_1 = \gamma_2$, 则稳态方差等于 $1/4$, 为一定值,这表明在全光子带隙中腔中光场达到了量子散射噪声的最大限制.这是因为此时原子处在修饰态 $|\hat{\Gamma}\rangle$, 原子将驱动激光场的光子弹性地散射到腔场中,因而腔场光子的量子涨落均为 $1/4$, 此时没有压缩产生.而当 $\kappa_1 \neq 0$ 时,如果 $\gamma_1 = \gamma_2$ 即光子晶体处于全光子带隙时,则方差 $\langle (\Delta X_+)^2 \rangle_s < 1/4$, 说明当光子晶体为全光子带隙时,腔场在 X_+ 方向上总有压缩.从方程(14)中可以得到,当 $\varepsilon/|\Delta_a| = 0.87253$ 时,方差 $\langle (\Delta X_+)^2 \rangle = 1/4$, 此后,随着 $\varepsilon/|\Delta_a|$ 的增加,方差一直减小.从图 3 我们可以很明显看到当稳态方差达到最大值后,随着 $\varepsilon/|\Delta_a|$ 的增加,方差逐渐减小,最后达到一个稳定值.从图 3 的小图我们可以知道,当 $\kappa_1 = 0$ (即图中的实线部分),方差总是大于 $1/4$,说明腔场没有压缩;而当 $\kappa_1 \neq 0$ (即图中的虚线部分),在 $\varepsilon/|\Delta_a| > 0.87253$ 时,方差小于 $1/4$,说明腔场在 X_+ 方向上有压缩.

4.2. 光场的亚 Poisson 分布

计算光子相关函数已经成为量子光学中单量子系统光谱的主要工具^[30].激光的腔模辐射出来的光的二阶相干性可以用量子二阶相干度来分析,即

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle a^{+2} a^2 \rangle_s}{\langle a^+ a \rangle_s^2}. \quad (15)$$

通过对约化主方程(5)进行一系列计算可以得到单

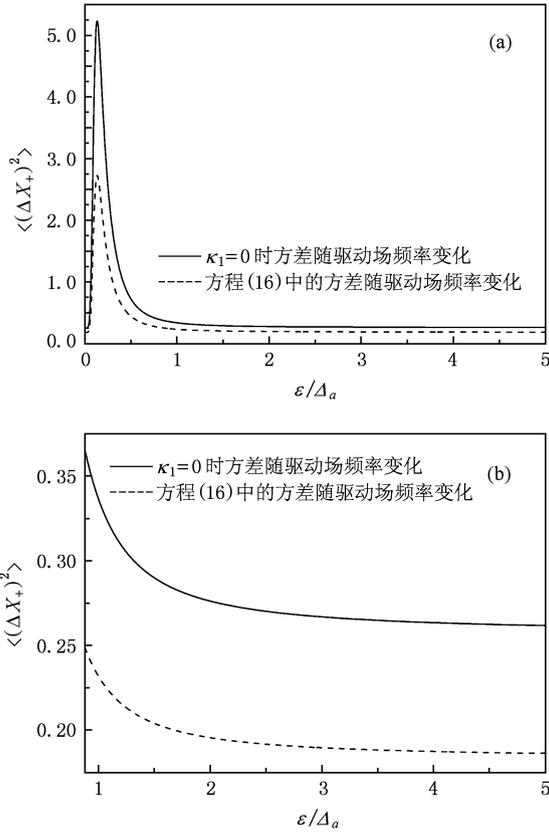


图3 方差 $\langle (\Delta X_+)^2 \rangle$ 随驱动场频率 $\varepsilon / |\Delta_a|$ 变化的曲线,其中取参数 $\gamma_- / \gamma_+ = 1/10000$.

时二阶相关函数为

$$\begin{aligned}
 g^{(2)}(0) &= \frac{\langle a^{+2} a^2 \rangle_s}{\langle a^+ a \rangle_s^2} \\
 &= 1 + \frac{1}{4(2\gamma_1 \kappa_1^2 a_1 m_1 + g_1^2 n_1 a_2)^2} \\
 &\quad \times \left[\gamma_1^2 \kappa_1^2 a_1^2 m_1^2 (\kappa^2 + 16\kappa_1^2) \right. \\
 &\quad - 4g_1^2 \kappa_1 a_1 a_2^2 \gamma_1 m_1 n_1 \\
 &\quad \left. + \frac{16g_1^4 a_1 a_2^2 (\gamma_1^2 - \gamma_2^2) (a_1 n_3 + \gamma_1 n_2)}{m_2 m_3} \right]. \tag{16}
 \end{aligned}$$

这里, $m_2 = \gamma_1 + 4\kappa_1 + \kappa$, $m_3 = 2\gamma_1 + 3(4\kappa_1 + \kappa)$, $n_2 = 4\gamma_2^2 + (4\kappa_1 + \kappa)^2$, $n_3 = \gamma_1^2 + 3\gamma_2^2$. 当 $\gamma_1 = \gamma_2$ 时, 令 $e^{2r} = \frac{a_1}{a_2}$, 且 $|\beta|^2 = \frac{8g_1^2}{\kappa^2} \text{ch}^2 r$, 则有

$$g^{(2)}(0) = 1 + \frac{1}{\text{ch}^2 r} \frac{\text{sh}^2 r \text{ch} 2r - 2|\beta|^2 e^{-3r} \text{sh} r}{(\text{sh}^2 r + |\beta|^2 e^{-2r})^2}. \tag{17}$$

此时,如果 r 满足 $|\beta|^2 > \frac{e^{3r}}{2} \text{sh} r \text{ch} 2r$, 那么 $g^{(2)}(0)$

< 1 , 说明在这种情况下,光子统计服从亚 Poisson 分布.

由于本文中的驱动场是强场,且 $\Omega = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_a^2}$, 其中 $\Delta_a = \omega_a - \omega_L$, 而原子共振频率 ω_a 与激光场频率 ω_L 近共振,所以 $\varepsilon \gg |\Delta_a|$. 下面均是针对 $\varepsilon / |\Delta_a|$ 较大时的讨论.

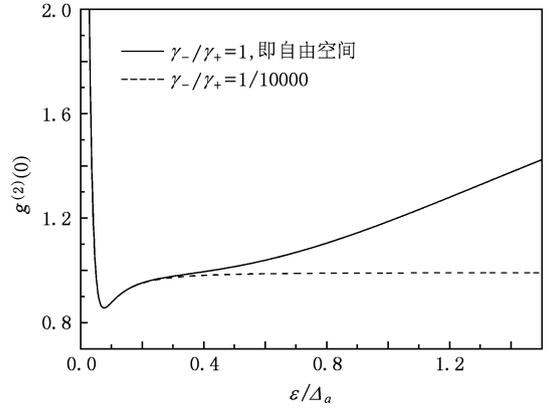


图4 二阶相关函数 $g^{(2)}(0)$ 随驱动场拉比频率 $\varepsilon / |\Delta_a|$ 变化的曲线

当 $\gamma_- / \gamma_+ = 1$ 时,即体系工作在导带中,腔场辐射出的光子统计服从超 Poisson 分布(如图4实线所示). 而在线性光子晶体中,即 $\kappa_1 = 0$ 时,光子统计服从超 Poisson 分布 ($\gamma_- \neq 0$) 或 Poisson 分布 ($\gamma_- = 0$),此时光子晶体微腔中的光子处于热场态或相干态^[31]. 而对于这里讨论的非线性光子晶体,在非线性光子晶体中非线性介质作用下光子由于简并参量振荡过程的影响,使得处于热场态或相干态的光子转换为压缩相干态或混合态^[32],此时微腔中辐射出的光子统计服从亚 Poisson 分布,而且非常接近 Poisson 分布,如图4虚线所示.

5. 结 论

本文主要讨论了单个二能级原子处于非线性光子晶体微腔中,在外加驱动相干场作用下其腔场的性质. 通过研究腔场的非弹性谱的性质以及光子统计性质,发现当光子晶体的态密度很大时,非线性光子晶体微腔的腔场比线性晶体情况下更窄,且峰值更大,而且当驱动场频率较大时光子服从亚 Poisson 分布.

- [1] Slusher R E, Hollberg L W, Yurke B, Mertz J C, Valley J F 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 2409
- [2] Wu L A, Kimble H J, Hall J L, Wu H 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 2520
- [3] Agarwal G S 1989 *Phys. Rev. A* **40** 4138
- [4] Clemens J P, Rice P R, Rungta P K, Brecha R J 2000 *Phys. Rev. A* **62** 033802
- [5] Strimbu C E, Leach J, Rice P R 2005 *Phys. Rev. A* **71** 013807
- [6] Jin S Z, Xiao M 1993 *Phys. Rev. A* **48** 1473
- [7] Jin S Z, Xiao Min 1994 *Phys. Rev. A* **49** 499
- [8] Yablonovitch E 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2059
- [9] Quang T, Woldeyohannes M, John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5238
- [10] John S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 2486
- [11] John S, Quang T 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1764
- Yang Y P, Zhu S Y 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013805
- [12] Painter O, Lee R K, Scherer A, Yariv A, O'Brien J D, Dapkus P D, Kim I 1999 *Science* **284** 1819
- [13] Zhu S Y, Chen H, Huang H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 205
- [14] Scalora M, Dowling J P, Bowden C M, Bloemer M J 1993 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1368
- [15] Li G X, Luo M, Ficek Z 2009 *Phys. Rev. A* **49** 499
- [16] John S, Quang T 1996 *Phys. Rev. Lett.* **78** 1888
- [17] Xu J P, Wang L G, Yang Y P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2765 (in Chinese) [许静平、王立刚、羊亚平 2006 物理学报 **55** 2765]
- [18] McKeever J, Boca A, Boozer A D, Buck J R, Kimble H J 2003 *Nature* **425** 268
- [19] Florescu L 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063828
- [20] Agarwal G S, Narducci L M, Feng D H, Gilmore R 1979 *Phys. Rev. Lett.* **42** 1260
- [21] Tan R, Li G X, Ficek Z 2008 *Phys. Rev. A* **78** 023833
- [22] Scalora M, Bloemer M J, Manka A S, Dowling J P, Bowden C M, Viswanathan R, Haus J W 1997 *Phys. Rev. A* **56** 3166
- [23] Dumeige Y, Vidakovic P, Sauvage S, Sagnes I, Levenson J A, Sibilia C, Centini M, D'Aguanno G, Scalora M 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 3021
- [24] Sakoda K 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2060
- [25] Perina J Jr., Sibilia C, Tricca D, Bertolotti M 2004 *Phys. Rev. A* **70** 043816
- [26] Perina J Jr. 2005 *Phys. Rev. A* **71** 043813
- [27] Carmichael H J 1999 *Statistical Methods in Quantum Optics* (Vol. 1) (Berlin: Springer-Verlag) p6
- [28] Mollow B R 1969 *Phys. Rev.* **188** 1969
- [29] Lax M 1967 *Phys. Rev.* **157** 213
- [30] Brown R H, Twiss R Q 1956 *Nature* **177** 27
- [31] Florescu L, John S, Quang T, Wang R Z 2004 *Phys. Rev. A* **69** 013816
- [32] Zhou P, Peng J S 1991 *Chin. Sci. Bull.* **36** 585 (in Chinese) [周 鹏、彭金生 1991 科学通报 **36** 585]

Nonclassical properties of atomic radiation field in a nonlinear photonic crystal^{*}

Yan Yan^{1,2)} Wei Qiao¹⁾ Li Gao-Xiang^{1) †}

1) (*Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China*)

2) (*School of Physical Science and Technology, Yangtze University, Jingzhou 434023, China*)

(Received 14 June 2009; revised manuscript received 10 July 2009)

Abstract

We study spectral properties and photon statistical characteristics of a strongly driven two-level atom produced within a nonlinear photonic crystal. This study reveals that when a large discontinuity in the local photon density of states and the cavity field mode is resonant with the central component of the Mollow spectrum of atomic resonance fluorescence, there is squeezing of the cavity field below the quantum shot noise limit and the peak of the cavity field spectrum that is achieved in the nonlinear photonic crystal is higher than that in the linear photonic crystal. Furthermore, we can see the statistics of the photons emitted by the atom into the microcavity is sub-Poissonian and close to Poissonian when the frequency of the driving field is high.

Keywords: nonlinear photonic crystal, parametric oscillation, inelastic spectral, second-order correlation function

PACC: 4250, 4270, 3280

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60878004) and the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (Grant No. 200805110002).

[†] Corresponding author. E-mail: gaiox@phy.ccnu.edu.cn