

# 双模纠缠相干光与 Bell 态原子系统的光子统计\*

林继成<sup>1,2</sup>, 郑小虎<sup>2</sup>, 曹卓良<sup>2</sup>

(1 南京晓庄学院 物理系, 南京 210017)

(2 安徽大学 物理与材料科学学院, 合肥 230039)

**摘 要:**运用全量子理论并结合数值计算方法,研究了处于 Bell 态的两个全同二能级纠缠原子与双模纠缠相干光场相互作用系统的光子统计性质. 分析了双原子体系的初态、光场的平均光子数、双模纠缠相干光场的纠缠程度以及双原子体系的原子间耦合强度对双模光场的光子统计性质的影响. 结果表明:双原子体系的初态为  $|\beta_{00}\rangle$ 、 $|\beta_{10}\rangle$  时,光场在其演化过程中不出现光子的反聚束效应;而当原子初态为  $|\beta_{01}\rangle$  或  $|\beta_{11}\rangle$  时,在一定的条件下可出现光子的反聚束效应. 并且在光场的演化过程中,光子的反聚束效应出现的次数、时间和深度极其敏感地依赖于初始光场的平均光子数,而受到双模纠缠光场的纠缠程度以及双原子间偶极作用强度的影响很微弱.

**关键词:**量子光学; Bell 态; 双模纠缠相干光场; 光子统计性质

**中图分类号:** O431.2

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2007)06-1156-6

## 0 引言

Jaynes-Cummings(J-C)模型<sup>[1]</sup>是描述原子与光场相互作用的精确可解的理想模型,利用这个模型可以对二能级原子与光场的相互作用问题进行简单而可靠的描述. 对这个模型及其拓展形式的深入的理论研究,已经揭示出了光场和原子相互作用系统的大量的非经典特性<sup>[2-7]</sup>,这些成果对于量子光学以及基础量子理论的发展都具有非常重要的意义. 量子纠缠现象首先被 Einstein-Podolsky-Rosen(EPR)<sup>[8]</sup>和 Schrödinger<sup>[9]</sup>注意到,它是量子力学不同于经典物理最奇特的特征之一. 在量子信息学中,纠缠态扮演着重要的角色,在量子态传输、稠密编码、密钥分配等方面起着关键的作用. 近几年来,人们对单原子与纠缠相干光场相互作用体系、两全同纠缠原子与单模光场作用体系的非经典特性进行了研究<sup>[10-13]</sup>,但未见对纠缠态原子与纠缠态光场作用体系的量子特性的分析报道. 本文采用求解 Schrödinger 方程和数值计算的方法,研究双模纠缠相干光场与 Bell 态原子相互作用系统的光子的统计性质.

## 1 模型及态矢的时间演化

考虑两个全同的处在某个 Bell 态的二能级原子与一双模光场发生双模双光子相互作用,在 J-C

模型和旋波近似(Rotating Wave Approximation)条件下,系统的 Hamiltonian 可表为(取  $\hbar = 1$ )

$$H = H_0 + V \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_{i=1}^2 \omega_i a_i^\dagger a_i + \sum_{i=1}^2 \omega_0 s_3^{(i)} \quad (2)$$

$$V = g(a_1 a_2 s_+^{(1)} + a_1^\dagger a_2^\dagger s_-^{(1)} + a_1 a_2 s_+^{(2)} + a_1^\dagger a_2^\dagger s_-^{(2)}) + \Omega(s_+^{(1)} s_-^{(2)} + s_+^{(2)} s_-^{(1)}) \quad (3)$$

式中  $a_i$  和  $a_i^\dagger$  分别表示第  $i$  ( $i=1,2$ ) 模光子的湮灭算符和产生算符,  $s_3^{(i)}$  和  $s_\pm^{(i)}$  是第  $i$  ( $i=1,2$ ) 个原子的能量算符和跃迁算符,  $\omega_i$  是第  $i$  ( $i=1,2$ ) 模光子的频率,  $\omega_0$  为二能级原子能级的跃迁频率.  $g$  是辐射场与原子偶极共振相互作用的耦合常量,  $\Omega$  是两全同原子间偶极相互作用的耦合常量.

通过么正变换可得,在相互作用绘景中仅考虑双光子共振情况(即  $\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$ )时的相互作用哈密顿量为

$$V^I(t) = g(a_1 a_2 s_+^{(1)} + a_1 a_2 s_+^{(2)} + a_1^\dagger a_2^\dagger s_-^{(1)} + a_1^\dagger a_2^\dagger s_-^{(2)}) + \Omega(s_+^{(1)} s_-^{(2)} + s_+^{(2)} s_-^{(1)}) \quad (4)$$

初始时刻双原子体系处于如下 Bell 态之一

$$|\beta_{00}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-, -\rangle + |+, +\rangle) \quad (5a)$$

$$|\beta_{10}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-, -\rangle - |+, +\rangle) \quad (5b)$$

$$|\beta_{01}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-, +\rangle + |+, -\rangle) \quad (5c)$$

$$|\beta_{11}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|-, +\rangle - |+, -\rangle) \quad (5d)$$

而光场为双模纠缠相干光场<sup>[10]</sup>,即

$$|\Psi_F(0)\rangle = \alpha|\alpha_1\rangle|\alpha_2\rangle + \beta|-\alpha_1\rangle|-\alpha_2\rangle = \sum_{n_1, n_2=0}^{\infty} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle \quad (6)$$

\*安徽省自然科学基金(03042401)和安徽省教育厅重点项目基金(2004kj005zd)资助  
Tel: 025-86569258 Email: lcc126@163.com  
收稿日期: 2006-03-20

式中

$$F_{n_1, n_2} = e^{-\frac{(m^2+n^2)}{2} \alpha n^{n_1} m^{n_2} + \beta(-n)^{n_1} (-m)^{n_2}} / \sqrt{n_1! n_2!} \quad (7)$$

$$\alpha_1 = m e^{i\psi_1}, \alpha_2 = n e^{i\psi_2}$$

这里,  $m$  和  $n$  分别为光场两个模的平均光子数的平方根,  $\Psi_1$  和  $\Psi_2$  为双模光场的相位因子, 为方便计已取  $\Psi_1 = \Psi_2 = 0$ . 式(7)中的  $\alpha$  和  $\beta$  是描述双模纠缠相干光场纠缠度的参量(设为实数),  $\alpha, \beta \in [0, 1]$  且满足  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ . 因此, 系统的初态可表为

$$|\Psi_{AF}(0)\rangle = |\beta_{ij}\rangle \otimes |\Psi_F(0)\rangle \quad (i, j=0, 1) \quad (8)$$

系统在任意时刻  $t$  的态矢可表为

$$\begin{aligned} |\Psi_{AF}^I(t)\rangle = & \sum_{n_1, n_2} (a_{n_1 n_2}(t) |-, -, n_1, n_2\rangle + \\ & b_{n_1-1, n_2-1}(t) |+, -, n_1-1, n_2-1\rangle + \\ & c_{n_1-1, n_2-1}(t) |-, +, n_1-1, n_2-1\rangle + \\ & d_{n_1-2, n_2-2}(t) |+, +, n_1-2, n_2-2\rangle) \quad (9) \end{aligned}$$

将式(9)代入相互作用绘景下的 Schrödinger 方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_{AF}^I(t)\rangle = V^I(t) |\Psi_{AF}^I(t)\rangle \quad (10)$$

可得四个关于系数  $a_{n_1, n_2}$ 、 $b_{n_1-1, n_2-1}$ 、 $c_{n_1-1, n_2-1}$ 、 $d_{n_1-2, n_2-2}$  的一阶微分方程, 解此微分方程组可得

$$a_{n_1, n_2}(t) = \frac{2N_1 C_1}{\gamma + \lambda} e^{-i(\gamma + \lambda)gt} - \frac{2N_1 C_2}{\gamma - \lambda} e^{i(\gamma - \lambda)gt} + D \quad (11a)$$

$$b_{n_1-1, n_2-1}(t) = C_1 e^{-i(\gamma + \lambda)gt} + C_2 e^{i(\gamma - \lambda)gt} - \frac{1}{2} A e^{i2\lambda gt} \quad (11b)$$

$$c_{n_1-1, n_2-1}(t) = C_1 e^{-i(\gamma + \lambda)gt} + C_2 e^{i(\gamma - \lambda)gt} + \frac{1}{2} A e^{i2\lambda gt} \quad (11c)$$

$$d_{n_1-2, n_2-2}(t) = \frac{2N_2 C_1}{\gamma + \lambda} e^{-i(\gamma + \lambda)gt} - \frac{2N_2 C_2}{\gamma - \lambda} e^{i(\gamma - \lambda)gt} + E \quad (11d)$$

式中

$$N_1 = \sqrt{n_1 n_2} \quad (12)$$

$$N_2 = \sqrt{(n_1 - 1)(n_2 - 1)} \quad (13)$$

$$\lambda = \frac{\Omega}{2g} \quad (14)$$

$$\gamma = \sqrt{\lambda^2 + 2(N_1^2 + N_2^2)} \quad (15)$$

而  $A, C_1, C_2, D, E$  均为待定常量, 它们的值可由初始时刻双原子体系所处的状态确定. 将不同初始状态下这些常量的取值分别代入式(11), 得到四组对应于不同初态的系数  $a_{n_1, n_2}$ 、 $b_{n_1-1, n_2-1}$ 、

$c_{n_1-1, n_2-1}$ 、 $d_{n_1-2, n_2-2}$ , 将每组系数分别代入式(9)即可得到四种原子初态下系统的态矢量.

## 2 光子的统计性质

### 2.1 光子的聚束效应与反聚束效应

光子的聚束与反聚束效应可用二阶关联函数来描述, 双模光场第  $i$  模的二阶关联函数定义为<sup>[14]</sup>

$$g_i^{(2)}(t) = \frac{\langle (a_i^+ a_i)^2 \rangle - \langle a_i^+ a_i \rangle^2}{\langle a_i^+ a_i \rangle^2} \quad (i=1, 2) \quad (16)$$

令

$$G_i(t) = g_i^{(2)}(t) - 1 \quad (i=1, 2) \quad (17)$$

若满足  $G_i(t) > 0$ , 则称光子呈现聚束效应, 此时光场呈现出经典特性; 若满足  $G_i(t) < 0$ , 则称光子呈现反聚束效应, 此时光场呈现出纯量子的特性; 若  $G_i(t) = 0$ , 光场处于经典和非经典之间的临界状态.

采用数值计算方法, 通过对计算结果的分析发现: 当原子初态为  $|\beta_{00}\rangle$ 、 $|\beta_{10}\rangle$  时, 无论在什么样的条件下光场在其演化过程中均不出现光子的反聚束效应; 而当原子初态为  $|\beta_{01}\rangle$  或  $|\beta_{11}\rangle$  时, 在一定的条件下可出现光子的反聚束效应.

图 1(a)~(d) 给出原子初态为  $|\beta_{01}\rangle$  且  $\alpha=0.2, \lambda=0.1$  时, 初始光场的平均光子数对  $G_1$  的时间演化曲线的影响. 当平均光子数较少时,  $G_1$  的值在零点附近来回振荡, 表现为模 1 光场在演化过程中光子的聚束效应和反聚束效应交替出现(如图 1(a)). 随着平均光子数的增加, 振荡的幅度减小且曲线中心下移, 光子出现聚束效应的的时间片减小而出现反聚束效应的的时间片增大(如图 1(a)~(b)). 当平均光子数增大到某个值时,  $G_1$  的时间演化曲线完全处于  $gt$  轴的下方(如图 1(c)), 光场在演化过程中将自始至终呈现反聚束效应. 随着光子数的进一步增大, 一方面振荡幅度继续减小使得曲线几乎变成与  $gt$  轴平行的直线, 另一方面曲线中心向下到达最低位置后开始反向(向上)移动并随平均光子数的继续增大而移至  $gt$  轴的上方(如图 1(d)). 这也就是说, 当平均光子数大于某个值时, 光场的演化过程将不再出现反聚束效应而自始至终呈现聚束效应.

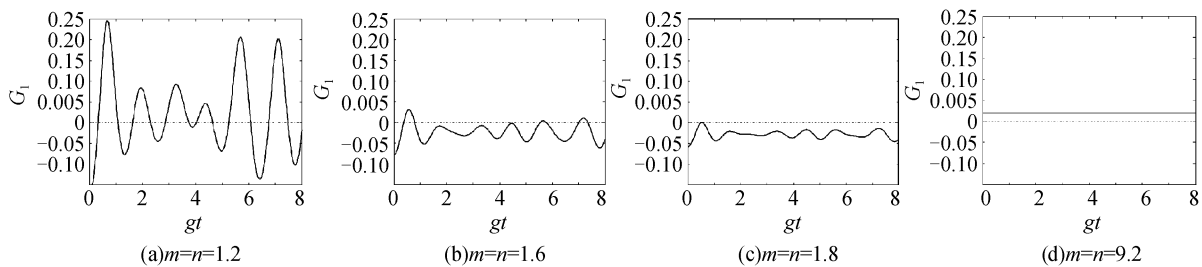


图 1  $G_1$  的时间演化曲线(原子初态  $|\beta_{01}\rangle, \alpha=0.2, \lambda=0.1$ )

Fig. 1 The time evolution of  $G_1$  (atomic initial state  $|\beta_{01}\rangle, \alpha=0.2, \lambda=0.1$ )

原子初态为  $|\beta_{11}\rangle$  时,光场演化曲线是一条与  $gt$  轴平行的直线. 初始光场的平均光子数较少时光子呈现反聚束效应. 随着初始平均光子数的增大,演化曲线向上移动,反聚束效应的深度减小. 当初始平均光子数增大到某个值时,演化曲线将与  $gt$  轴重合,此时光场在其整个演化过程中均处于经典和非经典之间的临界状态. 若继续增大初始平均光子数,则演化曲线移到  $gt$  轴上方,此后光场将始终呈现聚束效应.

图 2(a)~(c)给出原子初态为  $|\beta_{01}\rangle$  且取  $m=n=1.6, \lambda=0.1$  时,光场的纠缠程度对  $G_1$  的时间演化曲线的影响. 可以看出,纠缠程度的大小对演化曲线的振荡频率和曲线中心位置没有明显的影响而仅仅对振幅产生影响:当纠缠程度增大时, $gt$  轴上各处的振幅随之做不均匀的增减,原来振幅较大处基本保持不变或略有减少,而原来振幅较小处得到较大的增长. 在图示条件下,这使得光场演化过程中光子呈现聚束效应的次数变多时间变长.

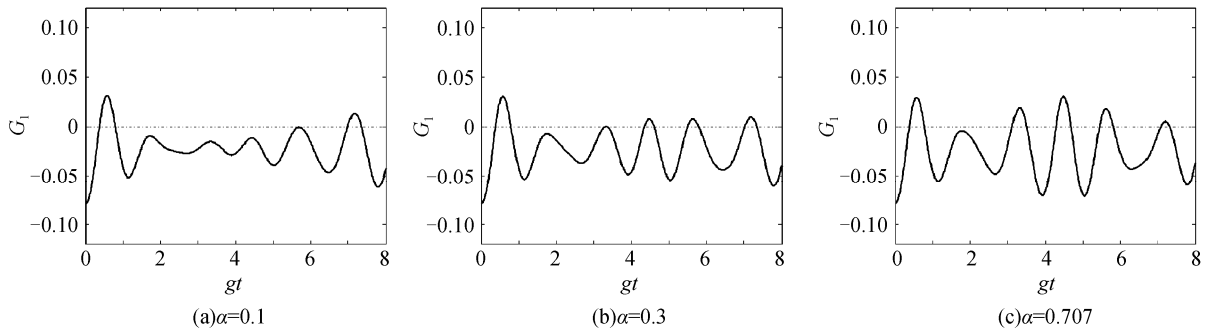


图 2  $G_1$  的时间演化曲线(原子初态  $|\beta_{01}\rangle, m=1.6, n=1.6, \lambda=0.1$ )

Fig. 2 The time evolution of  $G_1$  (atomic initial state  $|\beta_{01}\rangle, m=1.6, n=1.6, \lambda=0.1$ )

图 3(a)~(c)给出了原子初态为  $|\beta_{01}\rangle$  且  $m=n=1.6, \alpha=0.2$  时,原子间偶极相互作用强度对  $G_1$  的时间演化曲线的影响. 可以看出,两原子间偶极相

互作用强度对  $G_1$  的时间演化曲线的影响也仅限于曲线的振荡幅度:随着偶极相互作用强度的增加,演化曲线的振幅稍稍减小.

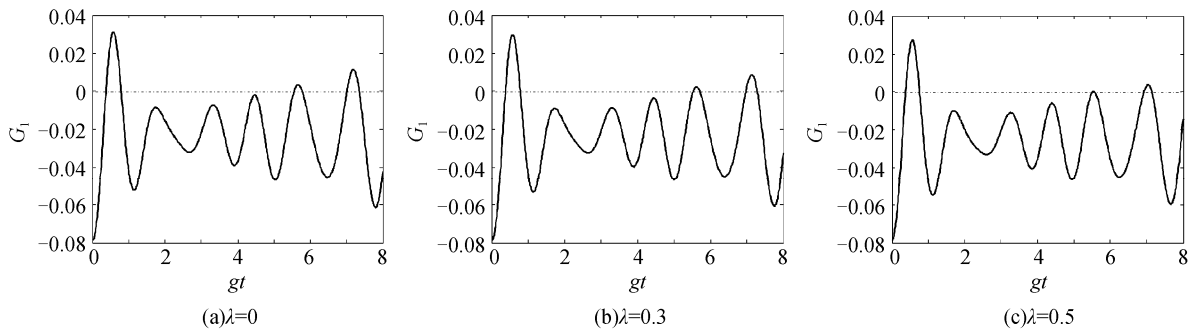


图 3  $G_1$  的时间演化曲线(原子初态  $|\beta_{01}\rangle, m=n=1.6, \alpha=0.2$ )

Fig. 3 The time evolution of  $G_1$  (atomic initial state  $|\beta_{01}\rangle, m=n=1.6, \alpha=0.2$ )

当原子初态为  $|\beta_{11}\rangle$  时,光场的纠缠程度和偶极相互作用强度对  $G_1$  的时间演化曲线均无明显的影响.

过程中两模间均始终呈现正相关特性.

### 2.2 模间相干性

双模光场模间相干度的定义为<sup>[12]</sup>

$$g_{12}^{(2)}(t) = \frac{\langle a_1^+ a_2^+ a_1 a_2 \rangle}{\langle a_1^+ a_1 \rangle \langle a_2^+ a_2 \rangle} \quad (18)$$

令

$$G_{12}(t) = g_{12}^{(2)}(t) - 1 \quad (19)$$

若满足  $G_{12}(t) > 0$ , 则称双模光场两模间呈现正相关; 反之, 若满足  $G_{12}(t) < 0$ , 则双模光场两模间呈现负相关.

图 4(a)~(b)给出原子初态为  $|\beta_{01}\rangle$  且  $\alpha=0.2, \lambda=0.1$  时,  $G_{12}$  的时间演化曲线. 图 5(a)给出在同样条件下, 在给定时刻  $t=3/g$ ,  $G_{12}$  的值随平均光子数的变化规律. 由图 4(a)~(b)配合图 5(a)可见, 光场的初始光子数的多少会对  $G_{12}$  的演化曲线产生如下影响: 随着初始光子数的增加演化曲线的振幅减小频率增加, 整个曲线中心下移至最低点后反向上移, 但两模间始终保持正相关特性(在图 5(a)中, 曲线始终位于  $gt$  轴上方). 当原子初态为  $|\beta_{00}\rangle, |\beta_{10}\rangle$  时,  $G_{12}$  的演化规律与上述相同; 而当原子初态为  $|\beta_{11}\rangle$  时,  $G_{12}$  的演化曲线是一条与  $gt$  轴平行的直线. 当初始光子数较少时, 这条直线位置基本保持不变且其上  $G_{12}$  的取值仅比零大一个非常小的量(约  $10^{-5}$ ).

计算结果表明: 无论原子初态为四种 Bell 态中的哪一种, 也无无论在什么样的条件下, 光场在其演化

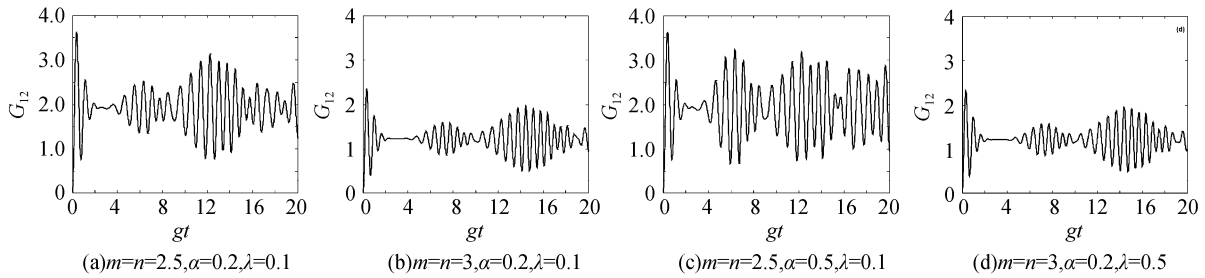


图 4  $G_{12}$  的时间演化曲线(原子初态  $|\beta_{01}\rangle$ )  
Fig. 4 The time evolution of  $G_{12}$  (atomic initial state  $|\beta_{01}\rangle$ )

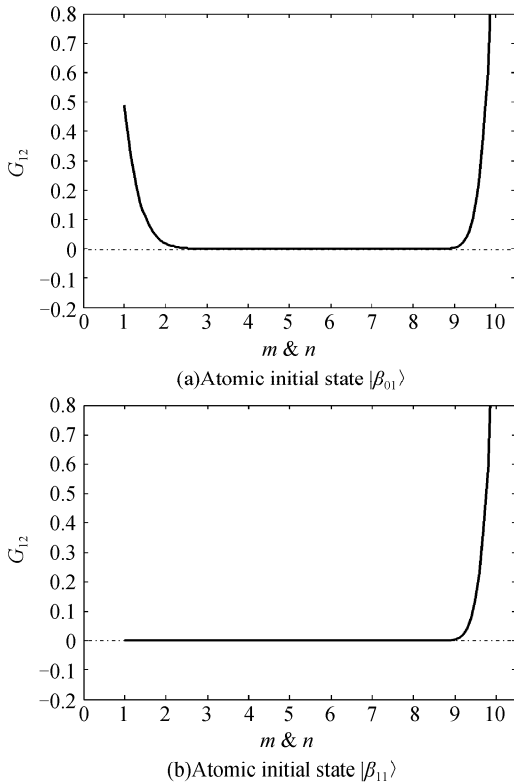


图 5 在  $t=3/g$ ,  $G_{12}$  随光子数的变化 ( $\alpha=0.2, \lambda=0.1$ )  
Fig. 5  $G_{12}$  vs  $m$  and  $n$  for  $\alpha=0.2$  and  $\lambda=0.1$  at the time  $t=3/g$

当初始光子数超过某个值之后,  $G_{12}$  直线的位置将迅速上升(图 5(b)).

比较图 4(a) 和图 4(c) 可见, 光场纠缠程度对  $G_{12}$  的演化曲线振荡频率及曲线中心位置均没有明显影响, 但振幅会随纠缠程度的增大而增大. 比较

图 4(b) 和图 4(d) 可见, 原子间耦合强度的大小对  $G_{12}$  的演化曲线没有明显的影响.

### 2.3 模间相关性

对于双模光场, Cauchy-Schwartz 不等式写为<sup>[15]</sup>

$$\langle a_1^+ a_2^+ a_1 a_2 \rangle^2 \leq \langle a_1^{+2} a_1^2 \rangle \langle a_2^{+2} a_2^2 \rangle \quad (20)$$

令

$$I(t) = \frac{(\langle a_1^{+2} a_1^2 \rangle \langle a_2^{+2} a_2^2 \rangle)^{1/2}}{|\langle a_1^+ a_2^+ a_1 a_2 \rangle|} - 1 \quad (21)$$

若满足  $I(t) \geq 0$ , 则表示 Cauchy-Schwartz 不等式成立, 光场的两模间为经典相关; 反之, 若  $I(t) < 0$ , 则表示光场的两模间为非经典相关.

经过对计算结果仔细分析得知, 当双原子体系的初态为四种 Bell 态中的任意一种时, 无论其他条件如何, 光场在其演化过程中两模间均始终呈现非经典相关特性.

图 6(a)~(d) 给出了原子初态为  $|\beta_{01}\rangle$  时,  $I(t)$  的时间演化曲线. 由图可见, 整个  $I(t)$  曲线始终位于  $gt$  轴的下方, 即光场在其演化过程中两模间始终为非经典相关. 比较图 6(a) 和 (b) 可知, 随着光场的初始光子数的增多,  $I(t)$  曲线的振荡幅度迅速变小且整个曲线上移. 比较图 6(a) 和 (c) 可知, 光场的纠缠程度的大小不影响  $I(t)$  曲线的振荡频率和中心位置, 但振荡幅度会随着纠缠程度的增大而非均匀地增大, 使得原本较小振幅处得到较大的增加. 比较图 6(a) 和 (d) 可知, 原子间耦合强度的大小对  $I(t)$  曲线没有明显影响.

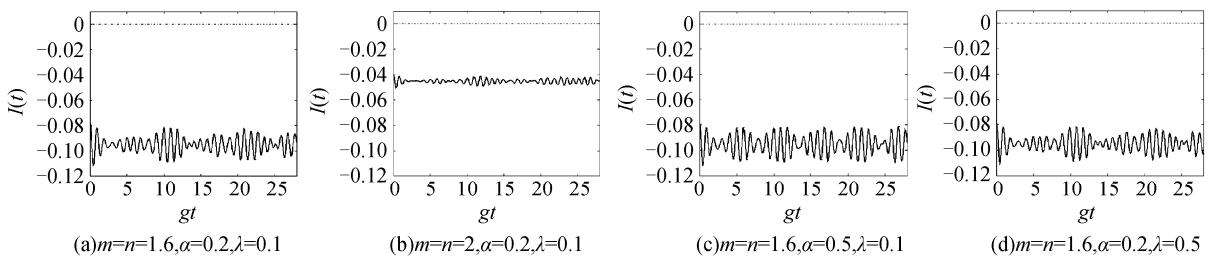


图 6  $I(t)$  的时间演化曲线(原子初态  $|\beta_{01}\rangle$ )  
Fig. 6 The time evolution of  $I(t)$  (atomic initial state  $|\beta_{01}\rangle$ )

当原子初态为  $|\beta_{00}\rangle$  或  $|\beta_{10}\rangle$  时,  $I(t)$  的时间演化特性与上述基本相同; 而原子初态为  $|\beta_{11}\rangle$  时,  $I(t)$  的

时间演化曲线是一条与  $gt$  轴平行的直线, 除了不存在振幅和频率变化的问题其余与上述相同.

光场本质上是量子场,因此它具有某些纯属于量子特征的性质,这些经典理论(如波动理论和经典概率统计理论)所无法解释的特性称之为非经典特性. 本文从光子聚束与反聚束效应、双模光场模间正相关与负相关以及模间经典相关与非经典相关三个不同的角度分析了光场呈现非经典特性的情况,这三者之间不存在关联. 对这些量子特性的理解可以通过 HBT(Hanbury Brown-Twiss) 实验及其相似实验的量子理论来说明,光子反聚束效应是第一个在实验上观察到的光场非经典效应<sup>[14]</sup>.

### 3 结论

本文研究了处于 Bell 态的两个全同二能级纠缠原子与双模纠缠相干态光场发生双模双光子共振相互作用时系统的光子统计特性,分析了初始光场的强弱、纠缠程度、原子初始状态和双原子间偶极相互作用对光子统计特性的影响. 结果表明:原子处在初态  $|\beta_{00}\rangle$ 、 $|\beta_{10}\rangle$  时,无论在什么样的条件下光场在其演化过程中均不出现光子的反聚束效应. 而当原子初态为  $|\beta_{01}\rangle$  或  $|\beta_{11}\rangle$  时,在一定的条件下可出现光子的反聚束效应. 并且在光场的演化过程中,光子的反聚束效应出现的次数、时间和深度极其敏感的依赖于初始光场的平均光子数,而受到双模纠缠光场的纠缠程度以及双原子间偶极作用强度的影响微弱. 当原子初态为四种 Bell 态中的任意一种时,无论在什么样的条件下,双模光场在其演化过程中两模间始终呈现正相关和非经典相关特性.

#### 参考文献

- [1] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theory with application to the beam maser[J]. *Proc IEEE*, 1963, **51**(1): 89-109.
- [2] LU Hong, GUO Guang-can. Statistical properties of squeezed odd and even coherent states[J]. *Acta Photonica Sinica*, 1998, **27**(12): 1686-1688.  
路洪, 郭光灿. 压缩奇偶相干态的量子统计性质[J]. *光子学报*, 1998, **27**(12): 1686-1688.
- [3] ZHOU P, PENG J S. Dipole squeezing in the two-photon Jaynes-Cummings model with superposition state preparation[J]. *Phys Rev A*, 1991, **44**(5): 3331-3335.
- [4] LAI Zhen-jiang, HOU Xun, YANG Zhi-yong, et al. Periodic sum-frequency generation via two-mode field interacting with V-type three-level atom in the higher-Q Kerr medium cavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(12): 1425-1429.  
赖振讲, 侯洵, 杨志勇, 等. 两模光场与原子相互作用中光场周期性和频效应-理想 Kerr 介质腔中非关联双模相干态光场与 V 型三能级原子相互作用系统中光场的不等阶和压缩效应[J]. *光子学报*, 2002, **31**(12): 1425-1429.
- [5] ZHANG Shao-wu, SHI Du-fang, CHEN Jian-song. Statistics properties of photons in the non-degenerate two-photon JCM with atomic motion[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(8): 1017-1021.  
张少武, 是度芳, 陈建松. 含原子运动非简并双光子 JCM 的光子统计性质[J]. *光子学报*, 2003, **32**(8): 1017-1021.
- [6] Huang Chun-qing, Jiang Jun-qin. Quantum statistic properties of superposition of the excited two-mode squeezed vacuum states[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(5): 523-526.  
黄纯青, 江俊勤. 叠加激发双模压缩真空态的量子统计特性[J]. *光子学报*, 2001, **30**(5): 523-526.
- [7] ZHANG Gui-ming, LI Rui-ke, GAO Yun-feng. Cavity field spectra of two atoms interacting with two-mode field in superposition states[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(7): 1117-1120.  
张桂明, 李锐科, 高云峰. 双模相干态和压缩真空态光场—非等同两原子体系的腔场谱[J]. *光子学报*, 2005, **34**(7): 1117-1120.
- [8] EINSTEIN A, PODOLSKY B, ROSEN N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete[J]. *Phys Rev*, 1935, **47**(10): 777-780.
- [9] SCHRÖDINGER E. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik[J]. *Naturwissenschaften*, 1935, **23**(50): 807-812, 823-828, 844-849.
- [10] ZHENG Xiao-hu, CAO Zhuo-liang. The statistics of photon of entangled fields interacting with a three-level atom in Kerr medium[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(3): 419-424.  
郑小虎, 曹卓良. 克尔介质中纠缠光与三能级原子作用的光子统计[J]. *光学学报*, 2005, **25**(3): 419-424.
- [11] YANG Qing-yi, SUN Jing-wen, DING Liang-en. Anti-bunching effects of the photon-added squeezed vacuum states[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(11): 1745-1747.  
杨庆怡, 孙敬文, 丁良恩. 增光子压缩真空态的反聚束效应[J]. *光子学报*, 2005, **34**(11): 1745-1747.
- [12] ZHENG Xiao-hu, SHI Shou-hua, CAO Zhuo-liang. Statistic properties of photon in the system of the two-mode entangled coherent states interacting with a V-type three-level atom[J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2005, **22**(2): 325-331.  
郑小虎, 史守华, 曹卓良. 双模纠缠相干光场与 V 型三能级原子相互作用系统的光子统计性质[J]. *原子与分子物理学报*, 2005, **22**(2): 325-331.
- [13] LIU Su-mei. The interaction of two coupling-atoms between a single-mode squeezed coherent state light field[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **33**(1): 113-117.  
刘素梅. 耦合双原子与单模压缩相干态光场的相互作用[J]. *光子学报*, 2004, **33**(1): 113-117.
- [14] PENG Jin-sheng, LI Gao-xiang. Introduction of modern quantum optics[M]. Beijing: Science Press, 1996: 410-426.  
彭金生, 李高翔. 近代量子光学导论[M]. 北京: 科学出版社, 1996: 410-426.
- [15] ZHANG Li-hui, LI Gao-xiang, PENG Jin-sheng. Interaction between SU(2) coherent field and  $\Lambda$ -type three-level atom embedded in a high-Q cavity filled with Kerr medium[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(12): 1425-1430.  
张立辉, 李高翔, 彭金生. 高 Q Kerr 介质腔中 SU(2) 相干态光场与  $\Lambda$  型三能级原子的相互作用[J]. *光子学报*, 2001, **30**(12): 1425-1430.

## Statistic Properties of Photon in the System of the Two-mode Entangled Coherent Field Interacting with Atoms in Bell States

LIN Ji-cheng<sup>1,2</sup>, ZHENG Xiao-hu<sup>2</sup>, CAO Zhuo-liang<sup>2</sup>

(1 *Department of Physics, Nanjing Xiaozhuang College, Nanjing 210017, China*)

(2 *School of Physics and Material Science, Anhui University, Hefei 230039, China*)

Received date: 2006-03-20

**Abstract:** The statistic properties of photon of a light-atoms interaction system, and two atoms in Bell states interacting with two-mode entangled coherent field, were investigated by means of quantum theory and numerical method. The effect on the statistic properties of photon induced by the atomic initial state, mean photon numbers of field, the degree of the entanglement for the entangled coherent fields, and the coupling strength of dipole-dipole interaction between atoms were analyzed by numerical calculations. The results indicate that photon anti-bunching effect does not appear for the Bell state  $|\beta_{00}\rangle$  or  $|\beta_{10}\rangle$ , however there can appear the photon anti-bunching effect under some conditions for the Bell state  $|\beta_{01}\rangle$  or  $|\beta_{11}\rangle$  appears. In the case, the photon anti-bunching effect depends on the mean photon numbers intensively. The influence of the degree of entanglement for the two-mode entangled coherent fields and the coupling strength of dipole-dipole interaction between atoms on the statistic properties of photon is small.

**Key words:** Quantum optics; Bell states; Two-mode entangled coherent field; Statistic properties of photon



**LIN Ji-cheng** was born in the Zhejiang Province, and in 1956. He graduated from Department of Physics of Anqing Teachers College, Anqing, China. He is an associate professor in at Department of Physics at Nanjing Xiaozhuang College. Now he is engaged in the studies on quantum optics.