

文章编号: 0253-2239(2007)06-1122-7

远程控制光场的量子统计性质*

周 原 张英杰 夏云杰

(曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

摘要: 考虑双模纠缠相干光场,将其中一束光场注入腔中与一个二能级原子发生共振相互作用,总系统在腔量子电动力学演化过程中,对原子作选择性的测量,通过操纵参加相互作用的时间以及选择适当的光场参量可控制未参加相互作用光场的量子统计性质,在一定条件下可产生反聚束、压缩态等非经典光场,并且通过适当的控制和调整这些参量可以改变未参加相互作用光场的反聚束和压缩特性的强弱。这样,通过利用腔与原子之间简单的共振相互作用和相干光场之间的纠缠关联,实现了远程的、无直接量子测量的控制或改变相干光场的非经典性质这一目的。

关键词: 量子光学; 远程控制; 反聚束; 压缩态

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

Remote Control of Quantum Statistical Properties of Light Field

Zhou Yuan Zhang Yingjie Xia Yunjie

(College of physics and engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165)

Abstract: Considering two-mode entangled coherent light fields, one mode of the fields is poured into the cavity and interacts with a two-level atom. During the course of cavity-QED evolution of the total system, we have a selective measurement to the atom. Through manipulating the evolution time and the parameter of the coherent field which interacts with atom, we can control the quantum statistical property of the light fields outside of the cavity. In certain conditions, the non-classical light such as anti-bunching and squeezing state can be generated, also we can change the strength of anti-bunching and squeezing of the light fields without interaction through controlling and tunneling the parameters. In this way, by using the simple resonance interaction between cavity and atom and the entangled correlation between the coherent light fields, we have implemented the target, that is, control or change the non-classical properties of coherent light field remotely without indirect measurement.

Key words: quantum optics; controlling remotely; anti-bunching; squeezed state

1 引 言

光场的非经典性质一直是量子光学研究的热点问题,对于几种典型光场(如福克态、相干态、压缩态)的量子统计性质在文献[1]中已经有详细的介绍。以前,人们的研究大多集中在非纠缠光场与原子相互作用方面^[2~5],而对纠缠光场与原子相互作用所呈现出的非经典特性关注不多。纠缠作为量子信息学的核心^[6,7],一直受到人们的极大关注,Phoenix^[8]、Cirac^[9]、Kudryavtsev^[10]等分别提出各种方案制备两原子纠缠态,Sanders^[11]提出了双模纠缠相干态的制备,之后人们开始研究双模纠缠相干光场与原子之间的相互作用^[12],近年来利用纠缠

的奇妙关联来远程操纵原子的性质已经取得了一些研究进展,Yang等^[13]提出初始处于纠缠态的两个二能级原子,其中一个原子与腔场发生相互作用,通过控制腔外原子来操纵腔内原子的发射性质。Xiang等^[14]用相同的方法来控制腔内原子偶极矩的压缩。栗军等提出在相同模型中,通过控制演化时间和选择测量腔内原子的方法,来控制腔外原子的偶极矩的压缩。以上的研究都是集中在利用纠缠原子来实现远程操纵原子的某些性质,然而如果对光场实施相似的远程操纵也具有重要的实际意义。

与远程控制原子的性质相对应,本文研究遥控光场的量子统计性质^[15],由于纠缠光束容易制

* 国家自然科学基金重点项目(10534030)资助课题。

作者简介:周 原(1981—),男,山东淄博人,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: zhouyuan_1981@163.com

导师简介:夏云杰(1963—),男,山东泗水人,教授,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: yjxia@mail.qfnu.edu.cn

收稿日期:2006-08-09;收到修改稿日期:2006-10-19

备^[16],我们以双模纠缠相干光场作为研究对象^[17],利用一个二能级原子与其中的某一模式光场发生共振相互作用,把旋转波近似下的 J-C 模型作为原子与光场相互作用的基本模型^[18~20],通过操纵相互作用的时间和选择相干光场的参量,达到自由改变未参加相互作用光场的量子统计性质这一目的,从而实现了对光场非经典性质的远程控制。

2 理论模型及其解

设有两束处于纠缠态的相干光场 $N_{\pm}(|\alpha\rangle|\beta\rangle \pm |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ ^[21~23](其中 α, β 为复数,

$N_{\pm} = \{2 \pm 2 \exp[-2(|\alpha|^2 + |\beta|^2)]\}^{-1/2}$ 为归一化系数),将光场 $|\beta\rangle$ 注入一个含有单个二能级原子的腔中,设光场 $|\beta\rangle$ 与原子发生共振相互作用。

考虑旋转波近似,在相互作用绘景中,场与原子的相互作用哈密顿量为 $V = \lambda(a^+ \sigma_- + a \sigma_+)$; 设原子的初始状态为 $\sin(\theta/2)|g\rangle + \cos(\theta/2)|e\rangle$, 那么在初始时刻系统总的状态为 $|\Phi(0)\rangle = N_{\pm}(|\alpha\rangle|\beta\rangle \pm |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)[\sin(\theta/2)|g\rangle + \cos(\theta/2)|e\rangle]$, 由相互作用绘景下的薛定谔方程 $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Phi(t)\rangle = V |\Phi(t)\rangle$, 取 $\hbar = 1$, 即可求出系统任意时刻 t 的波函数

$$|\Phi(t)\rangle = N_{\pm} \{ \sin(\theta/2) |\alpha, 0, g\rangle \pm \sin(\theta/2) |-\alpha, 0, g\rangle + \sum_{n=0}^{\infty} [C_{1n} |\alpha, n, e\rangle \pm C_{2n} |-\alpha, n, e\rangle + C_{3n} |\alpha, n, e\rangle \pm C_{4n} |-\alpha, n, e\rangle + D_{1n} |\alpha, n+1, g\rangle \pm D_{2n} |-\alpha, n+1, g\rangle + D_{3n} |\alpha, n+1, g\rangle \pm D_{4n} |-\alpha, n+1, g\rangle] \}, \quad (1)$$

其中

$$\begin{aligned} C_{1n} &= \cos(\theta/2) \cos \lambda t \sqrt{n+1} \frac{\beta^n}{\sqrt{n!}} \exp\left(-\frac{|\beta|^2}{2}\right), \\ C_{2n} &= \cos(\theta/2) \cos \lambda t \sqrt{n+1} \frac{(-\beta)^n}{\sqrt{n!}} \exp\left(-\frac{|\beta|^2}{2}\right), \\ C_{3n} &= -i \sin(\theta/2) \sin \lambda t \sqrt{n+1} \frac{\beta^{n+1}}{\sqrt{(n+1)!}} \exp\left(-\frac{|\beta|^2}{2}\right), \\ C_{4n} &= -i \sin(\theta/2) \sin \lambda t \sqrt{n+1} \frac{(-\beta)^{n+1}}{\sqrt{(n+1)!}} \exp\left(-\frac{|\beta|^2}{2}\right), \\ D_{1n} &= -i \cos(\theta/2) \sin \lambda t \sqrt{n+1} \frac{\beta^n}{\sqrt{n!}} \exp\left(-\frac{|\beta|^2}{2}\right), \\ D_{2n} &= -i \cos(\theta/2) \sin \lambda t \sqrt{n+1} \frac{(-\beta)^n}{\sqrt{n!}} \exp\left(-\frac{|\beta|^2}{2}\right), \\ D_{3n} &= \sin(\theta/2) \cos \lambda t \sqrt{n+1} \frac{\beta^{n+1}}{\sqrt{(n+1)!}} \exp\left(-\frac{|\beta|^2}{2}\right), \\ D_{4n} &= \sin(\theta/2) \cos \lambda t \sqrt{n+1} \frac{(-\beta)^{n+1}}{\sqrt{(n+1)!}} \exp\left(-\frac{|\beta|^2}{2}\right). \end{aligned}$$

为了更好地研究光场 $|\alpha\rangle$ 的量子统计性质,借助于经典微波场和离子化探测器可对原子进行选择测量^[24](即原子处于基态 $|g\rangle$ 或是激发态 $|e\rangle$), 测量之后波函数塌缩为以下两类:

$$|\Psi_g(t)\rangle = \frac{N_{\pm}}{\sqrt{N_g}} [\sin(\theta/2) |\alpha, 0\rangle \pm \sin(\theta/2) |-\alpha, 0\rangle + \sum_{n=0}^{\infty} (D_{1n} |\alpha, n+1\rangle \pm D_{2n} |-\alpha, n+1\rangle + D_{3n} |\alpha, n+1\rangle \pm D_{4n} |-\alpha, n+1\rangle), \quad (2)$$

$$|\Psi_e(t)\rangle = \frac{N_{\pm}}{\sqrt{N_e}} \sum_{n=0}^{\infty} [C_{1n} |\alpha, n\rangle \pm C_{2n} |-\alpha, n\rangle + C_{3n} |\alpha, n\rangle \pm C_{4n} |-\alpha, n\rangle], \quad (3)$$

其中 N_g, N_e 为基态和激发态各自的归一化系数,如下所示:

$$\begin{aligned} N_g &= N^2 \sum_{n=0}^{\infty} 2 \exp(-|\beta|^2) \{ \sin^2(\theta/2) \cos^2(\lambda t \sqrt{n}) \frac{|\beta|^{2n}}{n!} [1 \pm (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] + \\ &\quad \cos^2(\theta/2) \sin^2(\lambda t \sqrt{n}) \frac{|\beta|^{2n-2}}{(n-1)!} [1 \pm (-1)^{n-1} \exp(-2|\alpha|^2)] \}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$N_e = N^2 \sum_{n=0}^{\infty} 2 \exp(-|\beta|^2) \{ \cos^2(\theta/2) \cos^2(\lambda t \sqrt{n+1}) \frac{|\beta|^{2n}}{n!} [1 \pm (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] + \sin^2(\theta/2) \sin^2(\lambda t \sqrt{n+1}) \frac{|\beta|^{2n-2}}{(n+1)!} [1 \pm (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] \}. \quad (5)$$

3 光场的量子统计性质

3.1 聚束与反聚束效应

光场的二阶相干度为

$$g^{(2)}(t) = \langle a_1^{\dagger 2} a_1^2 \rangle / \langle a_1^{\dagger} a_1 \rangle^2. \quad (6)$$

对于初态 $t = 0$ 时, 两种不同的双模纠缠相干光场, 通过简单计算便可以得到光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度为

$$g_{\pm}^{(2)}(0) = [1 \pm \exp(-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2)]^2 / [1 \mp \exp(-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2)]^2, \quad (7)$$

其中 $g_+^{(2)}(0)$ 为初始时刻纠缠光场为 N_+ ($|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle$) 的情况下的光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度, $g_-^{(2)}(0)$ 为初始时刻纠缠光场为 N_- ($|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle$) 的情况下的光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度, 由(6)式可以看出, 二阶相干度是无单位、归一化的量。

在初始时刻, 光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度为 $g_+^{(2)}(0)$ 和 $g_-^{(2)}(0)$, 如(7)式所示。可以看出, 在 $|\alpha|$ 、 $|\beta|$ 的取值范围内 $(0, \infty)$, $g_+^{(2)}(0) > 1$, $0 < g_-^{(2)} \leq 1$ 。也就是说, 初态为 N_+ ($|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle$) 时, 光场 $|\alpha\rangle$ 没有反聚束效应; 而对于初态为 N_- ($|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle$) 时, 光场 $|\alpha\rangle$ 有反聚束效应。

而在演化过程的 t 时刻, 由于对原子的选择测量结果分为基态和激发态, 对于初态有两种不同的双模纠缠相干光场, 我们把相干光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度分为四种情况考虑:

由(2)式~(6)式化简, 当初态双模纠缠相干光场为 N_+ ($|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle$) 的情况下, 在演化过程中, 选择测量原子处于基态时,

$$g^{(2)}(t) = \frac{\left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\beta|^{2n-2}}{(n-1)!} \left\{ \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \lambda t \sqrt{n} \frac{|\beta|^2}{n} [1 + (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] + \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2 \lambda t \sqrt{n} [1 - (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] \right\} \right\}^2}{\left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\beta|^{2n-2}}{(n-1)!} \left\{ \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \lambda t \sqrt{n} \frac{|\beta|^2}{n} [1 + (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] + \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2 \lambda t \sqrt{n} [1 - (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] \right\} \right\}^2}; \quad (8)$$

当选择测量原子处于激发态时,

$$g^{(2)}(t) = \frac{\left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\beta|^{2n}}{n!} \left\{ \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \lambda t \sqrt{n+1} [1 + (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2 \lambda t \sqrt{n+1} \frac{|\beta|^2}{n+1} [1 - (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] \right\} \right\}^2}{\left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\beta|^{2n}}{n!} \left\{ \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \lambda t \sqrt{n+1} [1 + (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2 \lambda t \sqrt{n+1} \frac{|\beta|^2}{n+1} [1 - (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] \right\} \right\}^2}. \quad (9)$$

当初态纠缠光场为 N_- ($|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle$) 时, 在演化过程中, 选择测量原子处于基态, 在这种情况下,

$$g^{(2)}(t) = \frac{\left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\beta|^{2n-2}}{(n-1)!} \left\{ \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \lambda t \sqrt{n} \frac{|\beta|^2}{n} [1 - (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] + \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2 \lambda t \sqrt{n} [1 + (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] \right\} \right\}^2}{\left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\beta|^{2n-2}}{(n-1)!} \left\{ \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \lambda t \sqrt{n} \frac{|\beta|^2}{n} [1 - (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] + \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2 \lambda t \sqrt{n} [1 + (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] \right\} \right\}^2}; \quad (10)$$

当选择测量原子处于激发态时,

$$g^{(2)}(t) = \frac{\left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\beta|^{2n}}{n!} \left\{ \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \lambda t \sqrt{n+1} [1 - (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2 \lambda t \sqrt{n+1} \frac{|\beta|^2}{n+1} [1 + (-1)^n \exp(-2|\alpha|^2)] \right\} \right\}^2}{\left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\beta|^{2n}}{n!} \left\{ \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \cos^2 \lambda t \sqrt{n+1} [1 - (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] + \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \sin^2 \lambda t \sqrt{n+1} \frac{|\beta|^2}{n+1} [1 + (-1)^{n+1} \exp(-2|\alpha|^2)] \right\} \right\}^2}. \quad (11)$$

由(8)式~(11)式, 得出了这四种情况下的二阶相干度 $g^{(2)}(t)$ 随时间 t 和 β 的变化关系, 如图 1 所示。

在图 1 中实线表示 $|\beta| = 0.15$ 的情况, 虚线表示 $|\beta| = 0.55$ 的情况, 虚点线表示 $|\beta| = 1$ 的情况,

点线表示 $|\beta| = 2$ 的情况, 其中, 图 1(a) 和图 1(c) 描述的是初态双模纠缠相干光场为 N_+ ($|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle$) 时对原子选择测量结果分别为基态和激发态时光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度随时间的演化;

图 1(b) 和图 1(d) 描述的是初态双模纠缠相干光场为 $N_- (|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 时对原子选择测量结果分别为基态和激发态时光场 $|\alpha\rangle$ 的二阶相干度随时间的演化。

在腔量子电动力学演化过程中, 对于初态为 $N_+ (|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况, 由图 1(a) 和图 1(c) 可以发现, 当原子选择测量结果为基态时,

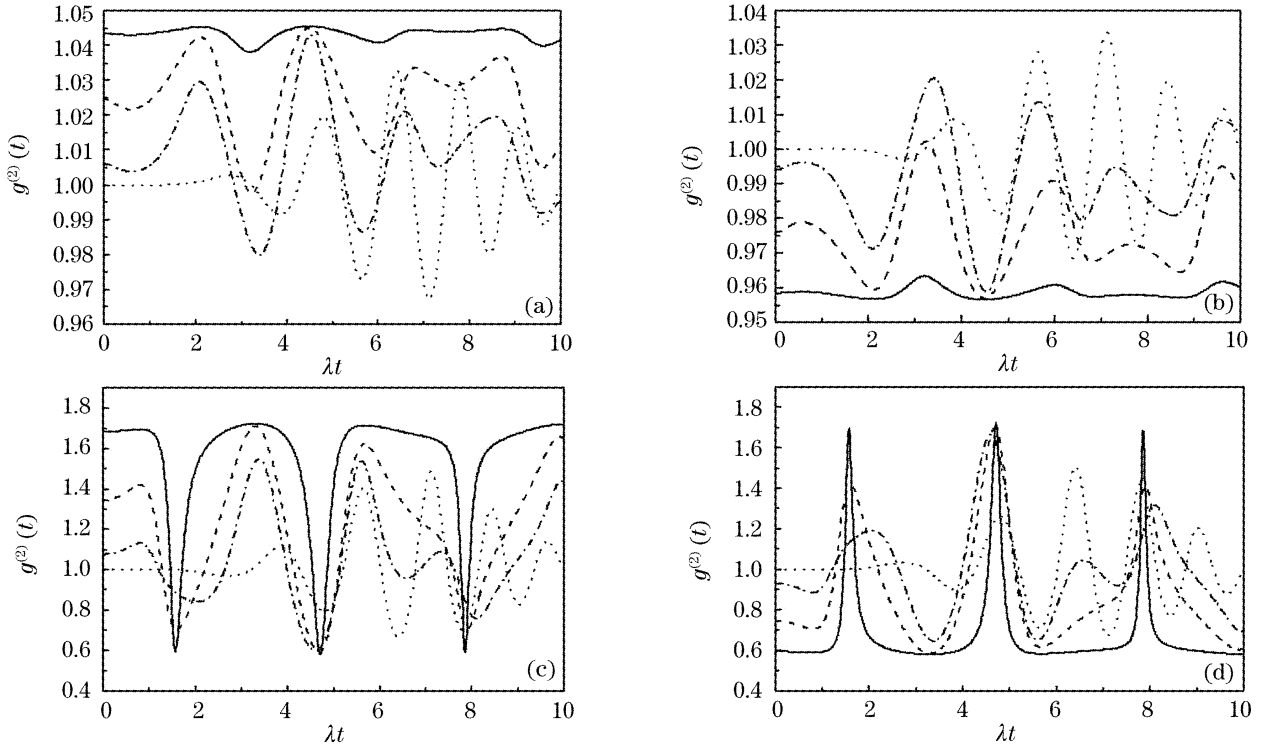


图 1 二阶相干度随时间的演化曲线。取 $\theta = \pi/3$, $|\alpha| = 1$

Fig. 1 The curves of time evolution for the second-order correlation functions. $\theta = \pi/3$, $|\alpha| = 1$

而对于初态为 $N_- (|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况, 由图 1(b) 和图 1(d) 可以发现, 当原子选择测量结果为基态时, $|\beta|$ 较小时, 光场 $|\alpha\rangle$ 在绝大部分时间内都有反聚束 (即 $|\beta|$ 越小, 反聚束越容易保持住), 但是随着 $|\beta|$ 增大, 光场 $|\alpha\rangle$ 产生了较弱的聚束和反聚束交替振荡的现象 (其中聚束现象很弱也很短暂), $|\beta|$ 越大, 振荡的周期越短, 随着 $|\beta|$ 继续增加, 二阶相干度逐渐的趋近于 1; 当原子选择测量结果为激发态时, 光场 $|\alpha\rangle$ 可在比较长的时间间隔内有较强的反聚束效应, $|\beta|$ 越小, 反聚束的时间段越长, 随着 $|\beta|$ 的继续增大, 其二阶相干度也同样的趋近于 1。

总之, 在相同 $|\beta|$ 的情况下, 在演化过程中, 初态为 $N_- (|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况比初态为 $N_+ (|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 更能使光场 $|\alpha\rangle$ 产生反聚束。

3.2 压缩效应

首先定义光场的两个正交相位分量

随着时间 t 的推移, 光场 $|\alpha\rangle$ 产生了较弱的聚束和反聚束交替振荡的现象, $|\beta|$ 越大, 振荡的周期越短, 随着 $|\beta|$ 继续增加, 二阶相干度逐渐的趋近于 1; 当原子选择测量结果为激发态时, 光场 $|\alpha\rangle$ 产生了较强的聚束和反聚束交替振荡的现象, $|\beta|$ 越大, 振荡的周期越短, 随着 $|\beta|$ 继续增加, 二阶相干度逐渐的趋近于 1。

$X_1 = (a_I + a_I^\dagger)/2$, $X_2 = (a_I - a_I^\dagger)/(2i)$, (12)
光场的量子起伏为

$$\begin{cases} (\Delta X_1)^2 = \langle X_1^2 \rangle - \langle X_1 \rangle^2, \\ (\Delta X_2)^2 = \langle X_2^2 \rangle - \langle X_2 \rangle^2, \end{cases} \quad (13)$$

在初始时刻, 对于两种不同的双模纠缠相干光场, 由 (12) 式、(13) 式可得到光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏分别为

$$\begin{aligned} (\Delta X_1)_\pm^2 &= \frac{1}{4} + (\text{Re}\alpha)^2 + \\ &|\alpha|^2 \frac{\mp \exp(-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2)}{1 \pm \exp(-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2)}, \\ (\Delta X_2)_\pm^2 &= \frac{1}{4} + (\text{Im}\alpha)^2 + \\ &|\alpha|^2 \frac{\mp \exp(-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2)}{1 \pm \exp(-2|\alpha|^2 - 2|\beta|^2)}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $(\Delta X_1)_\pm^2$ 、 $(\Delta X_2)_\pm^2$ 为初态纠缠光场为 $N_+ (|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况下光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏, $(\Delta X_1)_\pm^2$ 、 $(\Delta X_2)_\pm^2$ 为初态纠缠光场为 $N_- (|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况下光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏。

子起伏,其中量子起伏为归一化的量。

在初始时刻,光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏为 $(\Delta X_1)_\pm^2$ 、 $(\Delta X_2)_\pm^2$ 和 $(\Delta X_1)^2$ 、 $(\Delta X_2)^2$ 两种情况,如(14)式所示。可以看出,在 $|\alpha|$ 、 $|\beta|$ 的取值范围 $(0, \infty)$ 内, $(\Delta X_1)^2 > 1/4$ 且 $(\Delta X_2)^2 > 1/4$,也就是说,初态为 $N_- (|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 时,光场 $|\alpha\rangle$ 没有压缩效应;而对于初态为 $N_+ (|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 时, $(\Delta X_1)_\pm^2$ 和 $(\Delta X_2)_\pm^2$ 皆有可能出现小于 $1/4$ 的情况,即光场 $|\alpha\rangle$ 可以产生压缩效应。

而在腔量子电动力学演化过程中,由(2)式~

(5)式、(12)式、(13)式可以得到各种情况下光场 $|\alpha\rangle$ 的量子起伏 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$ 。由上述的计算分析可知, ΔX_1^2 和 ΔX_2^2 是 $|\alpha|$ 、 $\text{Re}\alpha$ 、 $\text{Im}\alpha$ 、 $|\beta|$ 、 $\text{Re}\beta$ 、 $\text{Im}\beta$ 、 λ 、 ω 、 θ 、 t 诸多变量的复杂函数。考虑到其实际意义以及为了表征 β 和 t 对光场 $|\alpha\rangle$ 的影响,取 β 为实数,那么 $\text{Im}\beta = 0$, $\text{Re}\beta = \beta$;对于 $|\alpha|$ 、 $\text{Re}\alpha$ 、 $\text{Im}\alpha$ 、 λ 、 ω 、 θ 给它们赋予一定的数值(基于更一般的意义,仍然取 α 为复数,只是 $\text{Re}\alpha > 0$, $\text{Im}\alpha > 0$)。由此,便可以得到量子起伏在各种情况下的变化关系如图 2 和图 3 所示。

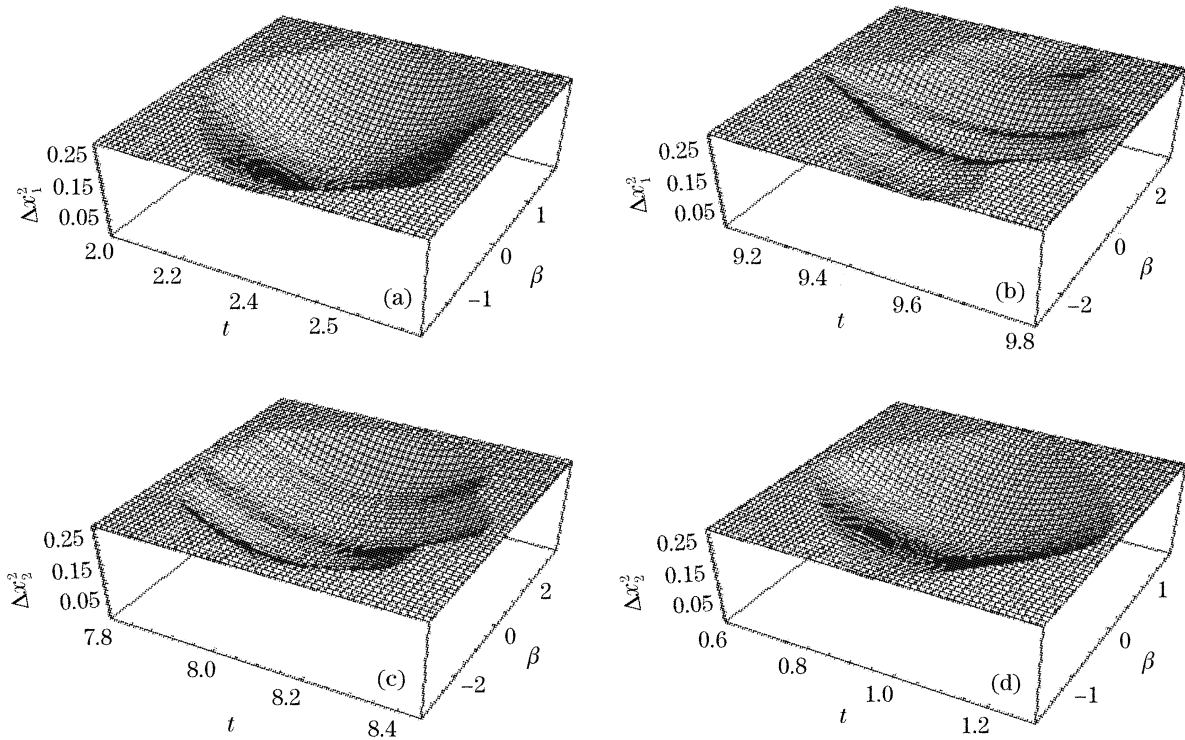


图 2 双模纠缠相干光场为 $N_+ (|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 时,起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$ 随时间 t 和 β 的变化关系图

Fig. 2 The plots of $(\Delta X_1)^2$ and $(\Delta X_2)^2$ with the varying of parameters t and β when the initial two-mode entangled coherent light fields are $N_+ (|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$

在图 2 和图 3 中,均取 $|\alpha| = 1$, $\theta = \pi/3$, $\text{Re}\alpha = 1/2$, $\text{Im}\alpha = \sqrt{3}/2$, $\omega = 1.1$,在这两组图中对于两种不同的双模纠缠相干光场,(a)、(b)表示的是对原子选择测量结果为基态时光场 $|\alpha\rangle$ 的两起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 、 $(\Delta X_2)^2$ 的变化关系图,而(c)、(d)则是对原子选择测量结果为激发态时光场 $|\alpha\rangle$ 的两起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 、 $(\Delta X_2)^2$ 的变化关系图。

在演化过程中,对于初始时刻双模纠缠相干光场为 $N_+ (|\alpha\rangle|\beta\rangle + |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况,由图 2 可以发现,当对原子选择测量结果为基态时,如(a)、(b)所示,光场 $|\alpha\rangle$ 可产生比初态更强的压缩,而且可以保持一段较长的时间;当对原子的选择测量结果为激发态时,光场 $|\alpha\rangle$ 也同样可以产生比初态更

强的压缩,也可以在较长的时间内保持;不管对原子选择测量结果如何,压缩效应都随着 $|\beta|$ 的增大而逐渐消失。

而对于初始时刻双模纠缠相干光场为 $N_- (|\alpha\rangle|\beta\rangle - |-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 的情况,由图 3 可以发现,当对原子选择测量结果为基态或激发态时,光场 $|\alpha\rangle$ 都能产生较强的压缩效应,并且可以持续一段较长的时间;随着 $|\beta|$ 的增加,压缩效应也都逐渐地消失。

总之,不管初始时刻光场 $|\alpha\rangle$ 有无压缩,在演化的过程中,都能使光场 $|\alpha\rangle$ 产生比较强的压缩效应,并且都可以持续一段较长的时间。

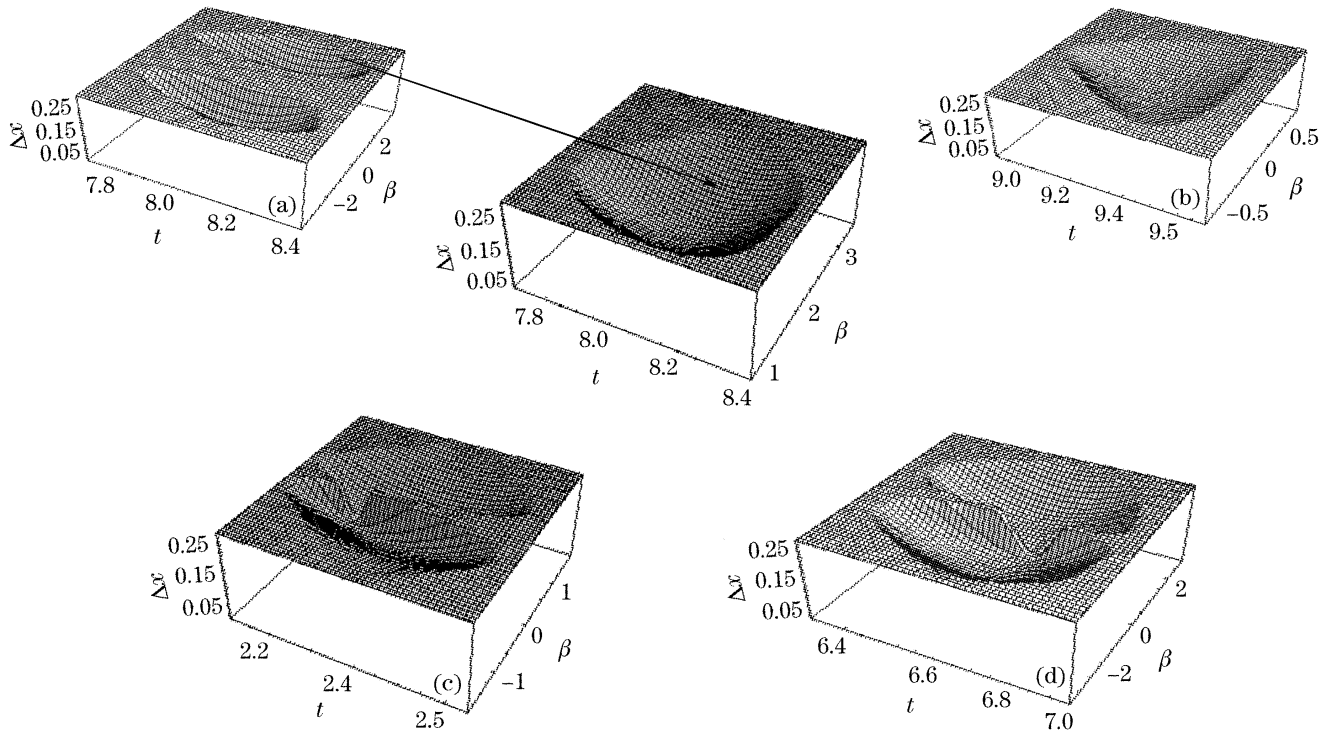


图 3 双模纠缠相干光场为 $N-(|\alpha\rangle|\beta\rangle+|-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$ 时,起伏分量 $(\Delta X_1)^2$ 和 $(\Delta X_2)^2$ 随时间 t 和 β 的变化关系图

Fig. 3 The plots of $(\Delta X_1)^2$ and $(\Delta X_2)^2$ with the varying of parameters t and β when the initial two-mode entangled coherent light fields are $N-(|\alpha\rangle|\beta\rangle+|-\alpha\rangle|-\beta\rangle)$

4 结 论

本文利用腔场与原子之间的相互作用理论,考虑旋转近似下的 J-C 模型,以双模纠缠相干光场和单个二能级原子作为研究对象,取其中某一模光场与原子发生共振相互作用,对原子进行选择性的测量,并对测量之后的系统进行研究。求解了未参与相互作用的光场的任意时刻的二阶相干度和量子起伏,对比初始时刻的情况发现:如果对相互作用的时间和参与相互作用的相干光场的参量 $|\beta|$ 实行一定的操纵,对于未参与相互作用的光场 $|\alpha\rangle$,可以控制、改变它的反聚束效应、压缩效应,通过调节参量,可以得到想要得到的各种性质的非经典光场。也就是说,通过利用相干光场之间的纠缠关联实现了远程操纵光场的量子统计性质这一目的。

在量子光学和量子信息等研究领域,以可控的方式制备或得到人们所期望的量子态始终是个重要而有趣的课题。本文的研究结果表明利用双模纠缠相干光场之间的特殊的纠缠关联,可以通过控制改变单模腔场与原子相互作用的条件而控制改变与其纠缠的另一模光场的非经典特性,由于激光也是相干态光场,因而这就为远程控制或改变激光的某些量子特性提供了一个研究方案,另外这一研究对于连续变量的量子态控制和量子通信也具有一定的

参考价值。

参 考 文 献

- Peng Jinsheng, Li Gaoxiang. *Introduction of Modern Quantum Optics* [M]. Beijing: Science Press, 1996. 156 ~ 198 (in Chinese)
彭金生,李高翔. 近代量子光学导论[M]. 北京: 科学出版社, 1996. 156~198
- D. F. Walls, P. Zoller. Reduced quantum fluctuations in resonance fluorescence[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**(10): 709~711
- Song Jun, Cao Zhuoliang. Dynamical properties in the system of two identical two-level entangled atoms interacting with radiation fields in binomial states[J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(2): 696~702 (in Chinese)
宋 军,曹卓良. 两纠缠原子与二项式光场相互作用的动力学[J]. 物理学报, 2005, **54**(2): 696~702
- Tian Yonghong, Peng Jinsheng. Influences of dipole-dipole interaction between atoms on the properties of light in the Tavis-Cummings model[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(9): 1187~1193 (in Chinese)
田永红,彭金生. Tavis-Cummings 模型中原子间偶极作用对光场性质的影响[J]. 光学学报, 2000, **20**(9): 1187~1193
- Tian Yonghong, Peng Jinsheng. Phase properties of two two-level atoms interacting with two-mode cavity fields via multi photon process[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(9): 583~591 (in Chinese)
田永红,彭金生. 两个原子与双模腔场多光子相互作用过程中光场的相位性质[J]. 光学学报, 2000, **20**(9): 583~591
- Liu Tangkun, Wang Jisuo, Liu Xiaojun *et al.*. Fidelity of quantum information in a pair atoms of entanglement state interacting with coherent state[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(11): 1449~1455 (in Chinese)

- 刘堂昆,王继锁,柳晓军等. 纠缠态原子与相干光场作用的量子信息保真度[J]. 光学学报, 2000, **20**(11): 1449~1455
- 7 C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crepeau *et al.*. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(13): 1895~1899
- 8 S. J. D. Phoenix, S. M. Barnett. Non-local interatomic correlations in the macromaser[J]. *J. Mod. Opt.*, 1993, **40**(6): 979~983
- 9 J. I. Cirac, P. Zoller. Preparation of macroscopic superpositions in many-atom systems[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **50**(4): 2799~2802
- 10 I. K. Kudryavtsev, P. L. Knight. Atomic entanglement and Bell's inequality violation [J]. *J. Mod. Opt.*, 1993, **40**(9): 1673~1679
- 11 B. C. Sanders. Entangled coherent states[J]. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(9): 6811~6815
- 12 Zheng Xiaohu, Shi Shouhua, Cao Zhuoliang. Statistic properties of photon in the system of the two-mode entangled coherent states interacting with a V-type three-level atom[J]. *J. Atomic and Molecular Physics*, 2005, **22**(2): 325~331 (in Chinese)
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 C. P. Yang, G. C. Guo. Controllable emission properties of an atom inside a cavity by manipulating the atom outside the cavity [J]. *Phys. Lett. A*, 1999, **255**(3): 129~132
- 14 Yang Xiong, Xiang Shaohua, Song Kehui. Entanglement and thermal entanglement in two-photon Jaynes-Cummings model [J]. *J. Atomic and Molecular Physics*, 2004, **21**(1): 68~72 (in Chinese)
杨 雄,向少华,宋克慧. 双光子 Jaynes-Cummings 模型中的纠缠演化和热纠缠态现象[J]. 原子与分子物理学报, 2004, **21**(1): 68~72
- 15 B. Deb, G. Gangopadhyway, D. S. Ray. Generation of a class of arbitrary two-mode field states in a cavity[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(3): 2651~2653
- 16 Luo Yu, Li Ying, Pan Qing *et al.*. Experimental generation of entangled lights from resonating frequency doubler [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(2): 305~310 (in Chinese)
罗 玉,李 莹,潘 庆等. 利用谐振倍频产生纠缠光束[J]. 光学学报, 2006, **26**(2): 305~310
- 17 Xiaoguang Wang. Quantum teleportation of entangled coherent states[J]. *Phys. Rev. A*, 2001, **64**(2): 022302-1~022302-4
- 18 E. T. Jaynes, F. W. Cummings. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser [J]. *Proc. IEEE*, 1963, **51**(1): 89~109
- 19 Marcela A. Marchioli, Ricardo J. Messori, José A. Roversi. Qualitative aspects of entanglement in the Jaynes-Cummings model with an external quantum field[J]. *Preprint*, 2004, **quant-ph/0404008**: 1~15
- 20 Xu Dahai, Peng Jinsheng, Tian Yonghong *et al.*. Phase properties of the field in the intensity-dependent coupling Jaynes-Cummings model in a high-Q cavity filled with a Kerr-like medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(1): 56~61 (in Chinese)
徐大海,彭金生,田永红等. 高Q克尔介质腔中依赖强度耦合的J-C模型中光场相位特性[J]. 光学学报, 2000, **20**(1): 56~61
- 21 Xia Yunjie, Guo Guangcan. Squeezing and entanglement in continuous variable systems [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(10): 1877~1880
- 22 Huaixin Lu, Zengbing Chen, Jianwei Pan *et al.*. Calculation of entanglement for continuous variable states[J]. *Preprint*, 2002, **quant-ph/0204098**: 1~4
- 23 A. I. Magunov, I. Rotter, S. I. Strakhova. Fano resonances in the overlapping regime[J]. *Preprint*, 2003, **quant-ph/0305064**: 1~12
- 24 Song Kehui. Comparison of squeezing properties of a cavity field via selective different atomic ionization and measurement [J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(12): 1599~1603 (in Chinese)
宋克慧. 不同原子的选择电离和测量产生腔场压缩的比较[J]. 光学学报, 1999, **19**(12): 1599~1603