

# 非线性相干态光场与二能级原子相互作用的量子特性\*

于文健<sup>1)</sup> 王继锁<sup>1)2)†</sup> 梁宝龙<sup>1)</sup>

1) (聊城大学物理科学与信息工程学院, 聊城 252059)

2) (曲阜师范大学物理工程学院, 曲阜 273165)

(2011年6月29日收到; 2011年8月1日收到修改稿)

借助于数值计算方法, 研究了非线性相干态光场与一个二能级原子相互作用过程中原子的布局反转、光子的反聚束效应以及光场振幅平方压缩的时间演化特性, 并讨论了光场参量  $\alpha$ 、原子的初始状态以及非线性相干态 Lamb-Dicke 参数  $\eta$  对该相互作用系统量子特性的影响.

**关键词:** 非线性相干态, Jaynes-Cummings 模型, 反聚束效应, 振幅平方压缩

**PACS:** 32.80.QK, 42.50.-p

## 1 引言

众所周知, 描述光场与原子相互作用最典型的理论模型是 Jaynes-Cummings 模型<sup>[1]</sup>, 人们对它进行了广泛深入的研究并作了各种推广, 如光场与三能级原子的相互作用<sup>[2]</sup>、多模光场与原子的相互作用<sup>[3]</sup>、场与多个原子的相互作用<sup>[4-6]</sup>等. 并通过对这些相互作用系统量子特性的研究发现了很多有趣的现象, 如原子布局的周期崩塌与回复效应、光子的反聚束效应等.

1996年, Filho 等<sup>[7]</sup>提出了非线性相干态的概念, 非线性相干态(或称  $f$  相干态)可定义为  $f$  型简谐振子湮没算符  $a f(n)$  ( $f(n)$  为数算符  $n = a^\dagger a$  的函数)的本征态, 即  $a f(n) |\alpha, f\rangle = \alpha |\alpha, f\rangle$ . 由于非线性相干态能作为描述囚禁离子的质心运动的稳态并可在物理上实现, 因此, 对这类量子态的研究引起了人们的极大兴趣<sup>[8-11]</sup>, 发现了压缩、反聚束和自劈裂等非经典现象, 但有关非线性相干态与二能级原子相互作用系统的量子特性研究尚未见报道. 基于以上考虑, 本文将研究在非线性相干态光场与二能级原子相互作用过程中, 原子的布局反

转、光子的聚束和反聚束效应以及光场振幅平方压缩的时间演化特性, 并着重分析光场参量  $\alpha$ 、原子的初始状态以及非线性相干态中 Lamb-Dicke 参数  $\eta$  对该相互作用系统量子特性的影响.

## 2 理论模型

考虑单模光场与一个二能级原子的相互作用系统, 描述此系统的哈密顿量在旋波近似下可表示为 ( $\hbar = 1$ )

$$H = \omega_0 S_z + \omega a^\dagger a + g(a^\dagger S_- + a S_+), \quad (1)$$

式中  $a^\dagger, a$  分别表示频率为  $\omega$  的光场的产生和湮没算符,  $S_z, S_+$  与  $S_-$  分别为跃迁频率为  $\omega_0$  的二能级原子的赝自旋算符,  $g$  为原子与单模光场的耦合常数.

假设初始时刻原子处于其基态和激发态的叠加态

$$|\psi_A(0)\rangle = \gamma_1 |g\rangle + \gamma_2 |e\rangle, \quad (2)$$

式中参数  $\gamma_1$  和  $\gamma_2$  满足关系式  $|\gamma_1|^2 + |\gamma_2|^2 = 1$ , 而

\* 国家自然科学基金(批准号: 1147009)、山东省自然科学基金(批准号: ZR2010AQ027)和山东省高等学校科技计划项目(批准号: J09LA07, J10LA15)资助的课题.

† E-mail: jswang@qfnu.edu.cn; jswang@lcu.edu.cn

光场处于非线性相干态<sup>[12]</sup>

$$|\alpha, f\rangle = C_0 \sum_{n=0}^{\infty} q_n |n\rangle, \quad (3)$$

$$C_0 = \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{|\alpha|^{2n}}{n! [f(n)!]^2} \right\}^{-\frac{1}{2}},$$

$$q_n = \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!} f(n)!}. \quad (4)$$

式中  $\alpha$  为任意复数,  $C_0$  为归一化因子,  $f(n)! = f(0)f(1)\cdots f(n)$ , 且  $f(0) = 1$ . 易见, 在 (4) 式中选择不同的函数  $f(n)$ , 非线性相干态将有不同的表现形式, 这里选取函数  $f(n)$  具有在描述囚禁离子运动时曾使用过的下列形式<sup>[7]</sup>:

$$f(n) = L_n^1(\eta^2) [L_n^0(\eta^2)]^{-1}, \quad (5)$$

式中  $L_n^m(x)$  为缔合拉盖尔多项式,  $\eta$  为 Lamb-Dicke 参数, 显然, 当  $\eta = 0$  时,  $f(n) = 1$ , 这时, 非线性相干态将退化为通常的相干态.

由 (2) 和 (3) 式可得初始时刻系统的态矢为

$$|\psi(0)\rangle = C_0 \sum_{n=0}^{\infty} q_n (\gamma_1 |g, n\rangle + \gamma_2 |e, n\rangle). \quad (6)$$

系统的态矢随时间的演化在相互作用绘景中可以表示为

$$|\psi^I(t)\rangle = \sum_n a_n(t) |e, n\rangle + b_{n+1}(t) |g, n+1\rangle. \quad (7)$$

在共振情况 ( $\omega_0 = \omega$ ) 下, 利用相互作用绘景中的薛定谔方程, 可得此时的概率幅  $a_n(t)$ ,  $b_{n+1}(t)$  满足的方程

$$i\dot{a}_n(t) = \sqrt{n+1} g b_{n+1}(t),$$

$$i\dot{b}_{n+1}(t) = \sqrt{n+1} g a_n(t). \quad (8)$$

考虑到初始条件 (6) 式, 则上述方程组的解为

$$a_n(t) = \gamma_2 C_0 \sum_{n=0}^{\infty} q_n \cos(\sqrt{n+1}gt)$$

$$- i\gamma_1 C_0 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+1} \sin(\sqrt{n+1}gt), \quad (9)$$

$$b_{n+1}(t) = \gamma_1 C_0 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+1} \cos(\sqrt{n+1}gt)$$

$$- i\gamma_2 C_0 \sum_{n=0}^{\infty} q_n \sin(\sqrt{n+1}gt). \quad (10)$$

### 3 原子的布局数反转

由 (7), (9) 和 (10) 式得到  $t$  时刻原子算符  $S_z$  的

期望值为

$$\langle S_z(t) \rangle = \frac{1}{2} C_0^2 \left\{ \left[ |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_n|^2 \cos^2(\sqrt{n+1}gt) \right. \right.$$

$$+ |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_{n+1}|^2 \sin^2(\sqrt{n+1}gt) \left. \right]$$

$$- \left[ |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_{n+1}|^2 \cos^2(\sqrt{n+1}gt) \right.$$

$$\left. \left. + |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_n|^2 \sin^2(\sqrt{n+1}gt) \right] \right\}. \quad (11)$$

若初始时刻原子处于激发态, 可得到原子算符  $S_z$  的期望值为

$$\langle S_z(t) \rangle = \frac{1}{2} C_0^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_n|^2 \cos(2\sqrt{n+1}gt), \quad (12)$$

若初始时刻原子处于基态, 则有

$$\langle S_z(t) \rangle = -\frac{1}{2} C_0^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_{n+1}|^2 \cos(2\sqrt{n+1}gt). \quad (13)$$

由 (11) 式可以看出, 原子的布局数反转不仅取决于原子的初始状态 ( $\gamma_1$  和  $\gamma_2$ ), 而且还与非线性相干态光场中的参数有关.

借助于数值计算方法可得到原子算符  $S_z$  的期望值随时间的演化. 图 1 为原子初始时刻分别处于基态、激发态和基态与激发态的叠加态时,  $\langle S_z(t) \rangle$  随时间变化的演化曲线. 从图中可以看出,  $\langle S_z(t) \rangle$  随时间的演化呈现出明显的周期性崩塌和回复特征. 通过比较图 1(a), (b) 和 (c), 可以看出当原子初始时刻处于基态 ( $|\gamma_1| = 1, |\gamma_2| = 0$ ) 和激发态 ( $|\gamma_1| = 0, |\gamma_2| = 1$ ) 时,  $\langle S_z(t) \rangle$  的时间演化曲线相似, 而当原子初始时刻处于基态与激发态的叠加态 ( $\gamma_1 = \sqrt{2}/2, \gamma_2 = \sqrt{2}/2$ ) 时,  $\langle S_z(t) \rangle$  的振荡幅度明显变小, 并且原子的回复周期变短而崩塌的衰减时间变长. 比较图 1 中的图 (c) 和 (d), 我们可以看出, 在其他条件不变, Lamb-Dicke 参数  $\eta = 0.8$  的情况下,  $\langle S_z(t) \rangle$  随时间的演化的崩塌和回复现象具有固定的周期. 所以, 通过调节 Lamb-Dicke 参数  $\eta$ , 我们可以得到周期稳定的原子算符演化曲线. 另外, 通过比较图 1(a) 和 (e) 可以看出, 光场参量  $|\alpha| = 2$  时,  $\langle S_z(t) \rangle$  随时间演化的崩塌和回复现象发生衰减, 同时从图 1 中的图 (a) 和 (f) 还可以得出, 在其他条件不变的情况下, 初始光场为相干光场 ( $\eta = 0$ ) 与初始光场为非线性相干光场 (且  $\eta = 0.7$ ) 的原子算符时间演化曲线相似, 这说明, 在合适的条件下,

本文研究的系统将表现出与场处于相干态光场相似的非经典效应, 这将对我们的研究有很大的帮助.

### 4 光子的聚束与反聚束效应

光子的聚束与反聚束效应由二阶相干度来描

述. 二阶相干度定义为

$$G^{(2)}(t) = \frac{\langle a^{+2}a^2 \rangle}{\langle a+a \rangle^2}, \quad (14)$$

若  $G^{(2)}(t) > 1$ , 则光子表现为聚束效应;  $G^{(2)}(t) < 1$  则为反聚束效应.

借助于式 (7), (9) 和 (10) 式可得

$$\begin{aligned} \langle a^{+2}a^2 \rangle = & C_0^2 \left\{ |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_{n+1}|^2 n[n + \cos(2\sqrt{n+1}gt)] + |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_n|^2 n[n - \cos(2\sqrt{n+1}gt)] \right. \\ & \left. - i\gamma_2\gamma_1^* \sum_{n=0}^{\infty} q_n q_{n+1}^* n \sin(2\sqrt{n+1}gt) + i\gamma_2^*\gamma_1 \sum_{n=0}^{\infty} q_n^* q_{n+1} n \sin(2\sqrt{n+1}gt) \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle a^\dagger a \rangle = & C_0^2 \left\{ |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_{n+1}|^2 [n + \cos^2(\sqrt{n+1}gt)] + |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_n|^2 [n + \sin^2(\sqrt{n+1}gt)] \right. \\ & \left. + \frac{1}{2}i\gamma_2^*\gamma_1 \sum_{n=0}^{\infty} q_n^* q_{n+1} \sin(2\sqrt{n+1}gt) - \frac{1}{2}i\gamma_2\gamma_1^* \sum_{n=0}^{\infty} q_n q_{n+1}^* \sin(2\sqrt{n+1}gt) \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

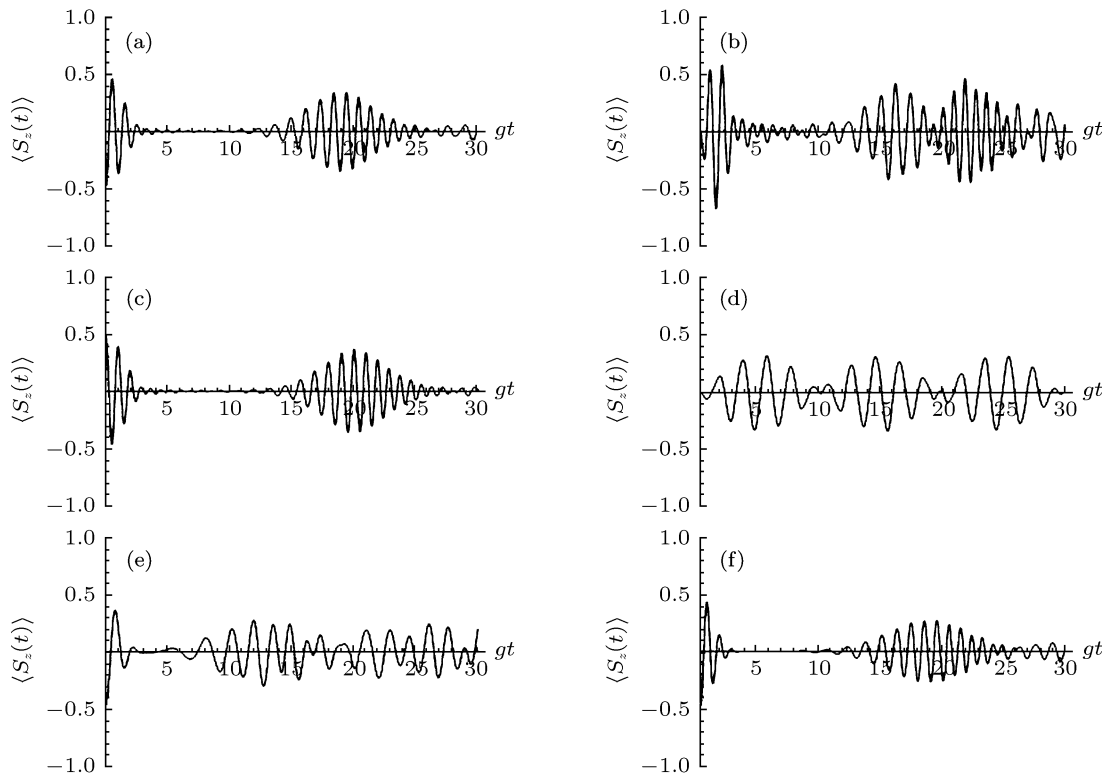


图 1  $\langle S_z(t) \rangle$  的时间演化曲线 (a)  $|\gamma_1| = 1, |\gamma_2| = 0, |\alpha| = 3, \eta = 0.7$ ; (b)  $|\gamma_1| = \sqrt{2}/2, |\gamma_2| = \sqrt{2}/2, |\alpha| = 3, \eta = 0.7$ ; (c)  $|\gamma_1| = 0, |\gamma_2| = 1, |\alpha| = 3, \eta = 0.7$ ; (d)  $|\gamma_1| = \sqrt{2}/2, |\gamma_2| = \sqrt{2}/2, |\alpha| = 3, \eta = 0.8$ ; (e)  $|\gamma_1| = 1, |\gamma_2| = 0, |\alpha| = 2, \eta = 0.7$ ; (f)  $|\gamma_1| = 1, |\gamma_2| = 0, |\alpha| = 3, \eta = 0$

将 (15) 和 (16) 式代入 (14) 式, 借助于数值计算, 可得二阶相干度  $G^{(2)}(t)$  随时间的演化, 如图 2 所示. 图 2(a)—(c) 分别对应于原子初始时刻处于

基态、激发态和基态与激发态的叠加态时  $G^{(2)}(t)$  随时间的演化规律. 可以看出, 随着原子初始状态的变化, 光子的聚束效应与反聚束效应交替出现,

并且在图 2(b) 和 (c) 中光子呈现出明显的反聚束效应. 图 2(d) 是当系统处于初始时刻 ( $t = 0$ ) 时,  $G^{(2)}(t)$  随光场参量  $|\alpha|$  的演化曲线. 值得注意的是在  $1.9 < |\alpha| < 3.5$  和  $4.3 < |\alpha| < 7.9$  范围内  $G^{(2)}(t)$

与场处于相干光场的二阶相干度 ( $G^{(2)}(t) = 1$ ) 相近. 这再次验证, 在合适的条件下, 本文研究的系统将表现出与场处于相干态光场相似的非经典效应.

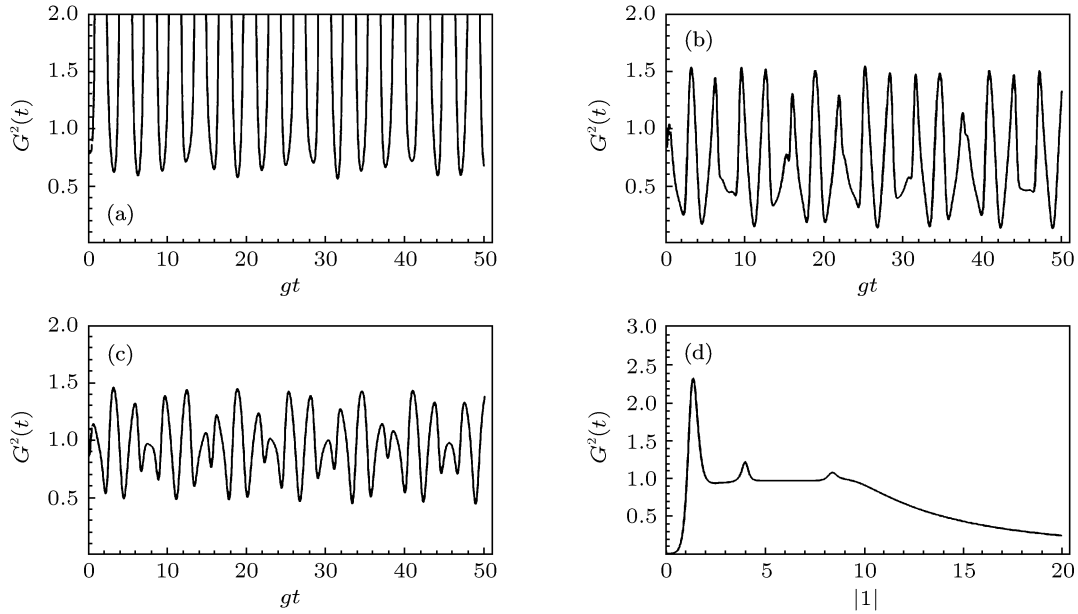


图 2  $G^{(2)}(t)$  的时间演化曲线 (a)  $|\gamma_1| = 1, |\gamma_2| = 0, |\alpha| = 1, \eta = 0.7$ ; (b)  $|\gamma_1| = 0, |\gamma_2| = 1, |\alpha| = 1, \eta = 0.7$ ; (c)  $|\gamma_1| = \sqrt{2}/2, |\gamma_2| = \sqrt{2}/2, |\alpha| = 1, \eta = 0.7$ ; (d)  $|\gamma_1| = 1, |\gamma_2| = 0, \eta = 0.7, gt = 0$

## 5 振幅平方压缩

定义两个可测量即厄米算符

$$Y_1 = \frac{(a^\dagger + a)^2}{2}, \quad Y_2 = \frac{i(a^{\dagger 2} - a^2)}{2}, \quad (17)$$

它们分别表示光场复振幅平方的实部和虚部, 容易证明它们满足如下的对易关系和不确定关系:

$$[Y_1, Y_2] = \frac{i}{2}[a^2, a^{\dagger 2}] = i(2N + 1),$$

$$(N = a^\dagger a), \quad (18)$$

$$\langle (\Delta Y_1)^2 \rangle \langle (\Delta Y_2)^2 \rangle \geq |\langle N + 1/2 \rangle|^2. \quad (19)$$

如果

$$\langle (\Delta Y_i)^2 \rangle < |\langle N + 1/2 \rangle| \quad (i = 1, 2) \quad (20)$$

成立, 则称光场存在振幅平方压缩效应<sup>[13]</sup>. 另外, 为了表征光场振幅平方压缩的程度, 可定义振幅平方压缩的压缩度为

$$D_i = \frac{\langle (\Delta Y_i)^2 \rangle - \frac{1}{4} \langle [a^2, a^{\dagger 2}] \rangle}{\frac{1}{4} \langle [a^2, a^{\dagger 2}] \rangle}, \quad (i = 1, 2), \quad (21)$$

即

$$D_1 = \frac{2\langle a^{\dagger 2} a^2 \rangle + \langle a^{\dagger 4} + a^4 \rangle - \langle a^{\dagger 2} + a^2 \rangle^2}{\langle a^2 a^{\dagger 2} \rangle - \langle a^{\dagger 2} a^2 \rangle}, \quad (22)$$

$$D_2 = \frac{2\langle a^{\dagger 2} a^2 \rangle - \langle a^{\dagger 4} + a^4 \rangle + \langle a^{\dagger 2} - a^2 \rangle^2}{\langle a^2 a^{\dagger 2} \rangle - \langle a^{\dagger 2} a^2 \rangle}. \quad (23)$$

式中  $-1 \leq D_i < 0 (i = 1, 2)$  表示光场在  $Y_i$  分量上存在振幅平方压缩, 其中  $D_i$  的大小反映其被压缩的程度, 当  $D_i = -1$  时表示光场在  $Y_i$  分量上 100% 被压缩.

由式 (7), (9) 和 (10) 式可得

$$\langle a^4 \rangle = \langle a^{\dagger 4} \rangle^*$$

$$\begin{aligned} &= C_0^2 \left\{ |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} q_n^* q_{n+4} \left[ \prod_{i=1}^4 \sqrt{(n+i)} \right] \right. \\ &\quad \times \cos(\sqrt{n+5}gt) \cos(\sqrt{n+1}gt) \\ &\quad - i\gamma_2 \gamma_1^* \sum_{n=0}^{\infty} q_n^* q_{n+5} \left[ \prod_{i=1}^4 \sqrt{(n+i)} \right] \\ &\quad \times \cos(\sqrt{n+1}gt) \sin(\sqrt{n+5}gt) \\ &\quad + i\gamma_2^* \gamma_1 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+1}^* q_{n+4} \left[ \prod_{i=1}^4 \sqrt{(n+i)} \right] \\ &\quad \times \cos(\sqrt{n+5}gt) \sin(\sqrt{n+1}gt) \\ &\quad \left. + |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+1}^* q_{n+5} \left[ \prod_{i=1}^4 \sqrt{(n+i)} \right] \right. \\ &\quad \times \sin(\sqrt{n+1}gt) \sin(\sqrt{n+5}gt) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+1}^* q_{n+5} \left[ \prod_{i=2}^5 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \cos(\sqrt{n+1}gt) \cos(\sqrt{n+5}gt) \\
 & - i\gamma_2 \gamma_1^* \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+1}^* q_{n+4} \left[ \prod_{i=2}^5 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \cos(\sqrt{n+1}gt) \sin(\sqrt{n+5}gt) \\
 & + i\gamma_2^* \gamma_1 \sum_{n=0}^{\infty} q_n^* q_{n+5} \left[ \prod_{i=2}^5 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \cos(\sqrt{n+5}gt) \sin(\sqrt{n+1}gt) \\
 & + |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} q_n^* q_{n+4} \left[ \prod_{i=2}^5 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \sin(\sqrt{n+5}gt) \sin(\sqrt{n+1}gt) \Big\}, \quad (24) \\
 \langle a^{\dagger 2} \rangle & = \langle a^2 \rangle^* \\
 & = C_0^2 \left\{ |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+2}^* q_n \left[ \prod_{i=1}^2 \sqrt{(n+i)} \right] \right. \\
 & \times \cos(\sqrt{n+3}gt) \cos(\sqrt{n+1}gt) \\
 & - i\gamma_2 \gamma_1^* \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+2}^* q_{n+1} \left[ \prod_{i=1}^2 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \cos(\sqrt{n+3}gt) \sin(\sqrt{n+1}gt) \\
 & + i\gamma_2^* \gamma_1 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+3}^* q_n \left[ \prod_{i=1}^2 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \cos(\sqrt{n+1}gt) \sin(\sqrt{n+3}gt) \\
 & + |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+3}^* q_{n+1} \left[ \prod_{i=1}^2 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \sin(\sqrt{n+1}gt) \sin(\sqrt{n+3}gt) \\
 & + |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+3}^* q_{n+1} \left[ \prod_{i=2}^3 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \cos(\sqrt{n+1}gt) \cos(\sqrt{n+3}gt) \\
 & - i\gamma_2 \gamma_1^* \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+3}^* q_n \left[ \prod_{i=2}^3 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \cos(\sqrt{n+3}gt) \sin(\sqrt{n+1}gt) \\
 & + i\gamma_2^* \gamma_1 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+2}^* q_{n+1} \left[ \prod_{i=2}^3 \sqrt{(n+i)} \right] \\
 & \times \cos(\sqrt{n+1}gt) \sin(\sqrt{n+3}gt) \\
 & \left. + |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} q_{n+2}^* q_n \left[ \prod_{i=2}^3 \sqrt{(n+i)} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \sin(\sqrt{n+3}gt) \sin(\sqrt{n+1}gt) \Big\}, \quad (25) \\
 \langle a^2 a^{\dagger 2} \rangle & = C_0^2 \left\{ |\gamma_1|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_{n+1}|^2 2(n+2) \cos^2(\sqrt{n+1}gt) \right. \\
 & - |\gamma_2|^2 \sum_{n=0}^{\infty} |q_n|^2 2(n+2) \cos^2(\sqrt{n+1}gt) \\
 & + i\gamma_2^* \gamma_1 \sum_{n=0}^{\infty} q_n^* q_{n+1} (n+2) \sin(2\sqrt{n+1}gt) \\
 & \left. - i\gamma_2 \gamma_1^* \sum_{n=0}^{\infty} q_n q_{n+1}^* (n+2) \sin(2\sqrt{n+1}gt) \right\}. \quad (26)
 \end{aligned}$$

将(15), (16), (24)—(26)式代入(22)和(23)式, 并注意到(4)和(5)式, 可以求出  $D_1$  和  $D_2$  的具体表达式, 在 Lamb-Dicke 参数取某一固定值时, 借助于数值计算可以分别得到系统的压缩度  $D_1$  和  $D_2$  随时间的演化规律. 由于  $Y_1$  和  $Y_2$  彼此正交, 它们只是相位因子相差  $\pi/2$ , 故这里我们仅以  $Y_1$  分量的压缩为例. 如图3所示, 在  $\eta = 0.7$ , 原子初始时刻处

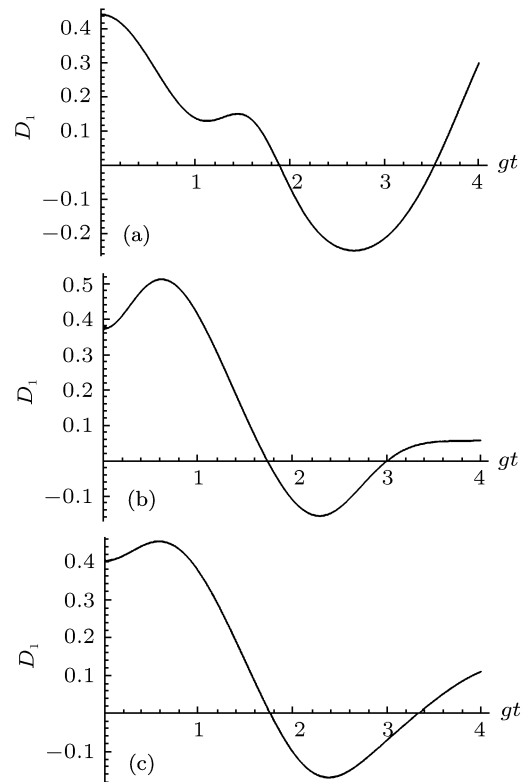


图3  $D_1$  的时间演化曲线 (a)  $|\gamma_1| = 1, |\gamma_2| = 0, |\alpha| = 1$ ; (b)  $|\gamma_1| = 0, |\gamma_2| = 1, |\alpha| = 1$ ; (c)  $|\gamma_1| = \sqrt{2}/2, |\gamma_2| = \sqrt{2}/2, |\alpha| = 1, \eta = 0.7$

于基态且  $|\alpha| = 1$  时, 大约在  $1.872 \leq gt \leq 3.524$  的范围内, 系统表现出较好的压缩效应. 而当

原子初始时刻处于激发态和基态与激发态的叠加态时, 压缩范围明显变小, 并且压缩程度变浅. 由此我们得出, 要想在较长的时间范围内观察到较好的振幅平方压缩效应, 对于本文研究的系统, 将原子初始时刻的状态置于基态是一个有效的途径.

## 6 结论

借助于数值计算方法, 研究了非线性相干态光场与一个二能级原子相互作用过程中原子和光场的量子特性, 分析了原子的初始状态、光场参量  $\alpha$  和 Lamb-Dicke 参数  $\eta$  对系统量子特性的影响. 结果表明:  $\langle S_z(t) \rangle$  随着时间的演化呈现出周期性的崩

塌和回复特征, 其回复周期与非线性相干态光场参量  $\alpha$  有关, 崩塌的衰减时间不随  $\alpha$  明显变化; 当原子初始时刻分别处于基态、激发态和基态与激发态的叠加态时, 光子的聚束效应与反聚束效应交替出现, 且主要呈现反聚束效应; 当选取合适的原子初始状态、光场参量  $\alpha$  和 Lamb-Dicke 参数  $\eta$ , 系统光场将表现出与相干态光场相似的非经典效应; 当原子初始时刻处于基态时, 系统表现出较好的压缩效应. 总之, 非线性相干态光场与二能级原子相互作用过程所展现出来的量子特性对研究囚禁离子的质心运动以及一些非线性过程具有十分重要的物理意义.

- 
- [1] Jaynes E T, Cummings F W 1963 *Proc. IEEE* **51** 89
  - [2] Lai W K, Buzek V, Knight P L 1991 *Phys. Rev. A* **44** 2003
  - [3] Alexanian M, Bose S K 1995 *Phys. Rev. A* **52** 2218
  - [4] Tavis M, Cummings F W 1968 *Phys. Rev.* **170** 379
  - [5] Peng J S, Li G X 1993 *Phys. Rev. A* **47** 3167
  - [6] Tian Y H, Peng J S 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 2060 (in Chinese) [田永红, 彭金生 1999 物理学报 **48** 2060]
  - [7] de Matos Filho R L, Vogel W 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4560
  - [8] Man'ko V I, Marmo G, Sudarshan E C G 1997 *Phys. Scr.* **55** 528
  - [9] Junker G, Roy P 1999 *Phys. Lett. A* **257** 113
  - [10] Sivakumar S 2000 *J. Phys. A* **33** 2289
  - [11] Roy B, Roy P 2000 *J. Opt. B* **2** 65
  - [12] Wang J S, Feng J, Liu T K, Zhan M S 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2509 (in Chinese) [王继锁, 冯健, 刘堂昆, 詹明生 2002 物理学报 **51** 2509]
  - [13] Hillery M 1987 *Phys. Rev. A* **36** 3796

# Quantum properties of two-level atoms interacting with nonlinear coherent states\*

Yu Wen-Jian<sup>1)</sup> Wang Ji-Suo<sup>1)2)†</sup> Liang Bao-Long<sup>1)</sup>

1) (*School of Physics Science and Information Technology, Liaocheng University, Liaocheng 252059, China*)

2) (*School of Physics and Engineering, Qufu Normal University, Qufu 273165, China*)

(Received 29 June 2011; revised manuscript received 1 August 2011)

## Abstract

Using the numerical method, we study the collapse and the recovery of atom, the anti-bunching and the amplitude-squared squeezing of two-level atoms interacting with nonlinear coherent field. The variations of the quantum properties with the parameter of light field, the initial state of the atom and the Lamb-Dicke parameter of the nonlinear coherent state are discussed.

**Keywords:** nonlinear coherent state, Jaynes-Cummings model, antibunching effect, amplitude-squared squeezing

**PACS:** 32.80.QK, 42.50.-p

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 1147009), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2010AQ027) and the Shandong Provincial Higher Educational Science and Technology Program, China (Grant Nos. J09LA07, J10LA15).

† E-mail: jswang@qfnu.edu.cn; jswang@lcu.edu.cn