

两纠缠原子与二项式光场相互作用的动力学*

宋 军^{1)†} 曹卓良²⁾

¹⁾ 皖西学院物理系, 六安 237012)

²⁾ 安徽大学物理系, 合肥 230026)

(2004 年 1 月 31 日收到, 2004 年 5 月 8 日收到修改稿)

采用时间演化算符和数值计算方法, 研究了两个全同二能级纠缠原子与二项式光场相互作用的动力学, 结果表明原子布居和原子偶极压缩的时间演化与二项式光场系数和两纠缠原子的纠缠度有很强的关联, 选择合适的系统参数, 原子偶极矩可以被完全压缩.

关键词: 纠缠原子, 二项式态, 原子布居, 偶极压缩

PACC: 4250

1. 引言

光与 Rydberg 原子相互作用的实验研究揭示了辐射场与物质相互作用的许多量子特性, 如原子粒子数布居的崩塌与回复、原子辐射谱及其在真空场中的 Rabi 分裂等非经典现象^[1-3], 对这些重要的非经典特性的研究, 有力地推进了量子光学的发展. 人们利用 Jaynes-Cummings (J-C) 模型对光场与原子相互作用系统的许多非经典量子特性作了深入的理论研究, 并作了多种形式的推广^[4-6]. 但这些大多是建立在初始原子处在纯态而非纠缠态的假设, 随着腔量子电动力学技术在量子信息科学中的广泛应用, 如利用量子电动力学 (QED) 技术制备纠缠态、隐形传送量子态、实现量子逻辑门、普适量子克隆等^[7-11], 因而有必要对腔束缚纠缠态原子的非经典量子特性进行研究.

二项式态定义为^[12]

$$|\eta, M\rangle = \sum_{n=0}^M C_n |n\rangle, \quad (1)$$

$$C_n = \binom{M}{n}^{1/2} \eta^n (1 - \eta^2)^{\frac{M-n}{2}} \quad (0 < \eta^2 < 1), \quad (2)$$

其中 M 为正整数. 二项式态光子数分布对应概率论中的二项式分布, 表现为亚泊松分布.

自 1985 年 Stoler 等人从理论上引入二项式态后, 人们对它们的性质进行了仔细地研究^[12-17], 特别是 1987 年 Dattoli 等人^[13]提出二项式态在自由电子激光中的产生机理和 1992 年 Agarwal^[14]等人提出负二项式态的产生机理, 更增加了人们对这种量子态的兴趣. 由于当 $\eta = 0, 1$ 时, $|\eta, M\rangle$ 将分别约化为真空态和 Fock 态; 当 $\eta \rightarrow 0, M \rightarrow \infty$, 但 $\eta^2 M = \alpha^2$ (α 为实数), 则 $|\eta, M\rangle$ 为相干态, 因此二项式态是介于 Fock 和相干态的一种态, 研究光场处于二项式态时, 它与原子之间的相互作用是很有意义的. 近几年, 人们研究了偶极共振作用下腔束缚 Bell 态原子的辐射谱、纠缠态两个全同原子体系的自发辐射谱与纠缠度以及相对相位之间的关系和纠缠态原子的操纵对腔内光场压缩特性的影响^[18-20]. 本文采用时间演化算符和数值计算方法, 研究了两个全同二能级纠缠原子与二项式光场相互作用过程中, 原子布居和原子偶极压缩的时间演化特性, 着重讨论了系统参数对原子动力学的影响.

2. 模型及理论推导

我们考虑两个全同二能级原子同时与频率为 ω 的单模腔场共振相互作用, 假设原子之间的距离比作用腔场波长短得多, 在 J-C 模型和旋波近似条件下, 系统的哈密顿量为 (设 $\hbar = 1$)

* 安徽省教育厅重点项目 (批准号 2004kj005zd), 安徽省自然科学基金 (批准号 03042401) 和安徽大学人才队伍建设经费资助的课题.

† E-mail: songjun@wxc.edu.cn

$$H = H_1 + H_2, \quad (3)$$

$$H_1 = \omega \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) + \omega \sum_{i=1}^2 |e_i \ e_i\rangle, \quad (4)$$

$$H_2 = g \sum_{i=1}^2 (a \sigma_i^+ + \sigma_i a^\dagger), \quad (5)$$

这里 a 和 a^\dagger 是腔模场的湮没和产生算符; $|e_i \ e_i\rangle$ 和 $\sigma_i = |g_i \ e_i\rangle$ 是第 i 个原子的上能级布居数和原子偶极算符; g 是原子与腔模场偶极相互作用的耦合常数. H_1 与 H_2 对易, 如选择两原子系统的基为

$\{|e_1 e_2\rangle, |e_1 g_2\rangle, |g_1 e_2\rangle, |g_1 g_2\rangle\}$, 那么总体系的时间演化算符为

$$U(t, 0) = U_1(t, 0) U_2(t, 0), \quad (6)$$

$$U_1(t, 0) = e^{-i\omega \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right) t} \begin{pmatrix} e^{-i2\omega t} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\omega t} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\omega t} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$U_2(t, 0) = \begin{pmatrix} 1 + a \frac{\cos \hat{\theta} - 1}{\hat{n}} a^\dagger & -ia \frac{\sin \hat{\theta}}{\sqrt{2\hat{n}}} & -ia \frac{\sin \hat{\theta}}{\sqrt{2\hat{n}}} & a \frac{\cos \hat{\theta} - 1}{\hat{n}} a \\ -i \frac{\sin \hat{\theta}}{\sqrt{2\hat{n}}} a^\dagger & \frac{1}{2}(\cos \hat{\theta} + 1) & \frac{1}{2}(\cos \hat{\theta} - 1) & -i \frac{\sin \hat{\theta}}{\sqrt{2\hat{n}}} a \\ -i \frac{\sin \hat{\theta}}{\sqrt{2\hat{n}}} a^\dagger & \frac{1}{2}(\cos \hat{\theta} - 1) & \frac{1}{2}(\cos \hat{\theta} + 1) & -i \frac{\sin \hat{\theta}}{\sqrt{2\hat{n}}} a \\ a^\dagger \frac{\cos \hat{\theta} - 1}{\hat{n}} a & -ia^\dagger \frac{\sin \hat{\theta}}{\sqrt{2\hat{n}}} & -ia^\dagger \frac{\sin \hat{\theta}}{\sqrt{2\hat{n}}} & 1 + a^\dagger \frac{\cos \hat{\theta} - 1}{\hat{n}} a \end{pmatrix}, \quad (8)$$

这里

$$\hat{n} = a^\dagger a + a a^\dagger, \quad (9)$$

$$\hat{\theta}(t) = \sqrt{2\hat{n}} g t. \quad (10)$$

假设腔内两原子初始处在纠缠态 $|\Psi_a(0)\rangle$, 而腔模场处于二项式态 $|\eta, M\rangle$, 则任意时刻系统的状态为

$$|\Psi_{a-j}(t)\rangle = U(t, 0) |\Psi_a(0)\rangle \otimes |\eta, M\rangle. \quad (11)$$

双原子系统中, 原子布居算符为

$$S_3(t) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 (|e_i \ e_i\rangle - |g_i \ g_i\rangle). \quad (12)$$

对于双原子系统, 定义两个缓变的正交厄米算符

$$S_1 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 (\sigma_i^+ e^{-i\omega t} + \sigma_i e^{i\omega t}), \quad (13)$$

$$S_2 = \frac{1}{2i} \sum_{i=1}^2 (\sigma_i^+ e^{-i\omega t} - \sigma_i e^{i\omega t}). \quad (14)$$

S_1, S_2 分别代表双原子偶极矩的色散分量和吸收分量, 满足对易关系 $[S_1, S_2] = iS_3$, 若对系统的某一状态, 有

$$Q_j = (\Delta S_j)^2 - \frac{1}{2} |S_3| < 0 \quad (j = 1 \text{ 或 } 2), \quad (15)$$

则称双原子算符 S_j 分量的涨落被压缩.

3. 原子布居及原子偶极压缩

设两全同二能级纠缠原子的初始纠缠态具有如下两种形式:

$$|\Psi_a(0)\rangle_{\text{I}} = |A\rangle |e^{i\alpha}\rangle |e_1 g_2\rangle + |B\rangle |e^{i\beta}\rangle |g_1 e_2\rangle \quad (16)$$

$$|\Psi_a(0)\rangle_{\text{II}} = |A\rangle |e^{i\alpha}\rangle |e_1 e_2\rangle + |B\rangle |e^{i\beta}\rangle |g_1 g_2\rangle \quad (17)$$

式中 $|A|^2 + |B|^2 = 1$, 以下讨论中, 为简单起见, 均选取 $\Delta\varphi = \alpha - \beta = 0$.

根据 Von Neuman 熵定义, 两纠缠子系统的纠缠度

$$E = -\text{tr}(\rho_A \ln \rho_A) = -\text{tr}(\rho_B \ln \rho_B), \quad (18)$$

这里 $\rho_A = \text{tr}_B\{\rho_{AB}\}$, $\rho_B = \text{tr}_A\{\rho_{AB}\}$; ρ_A 和 ρ_B 分别是子系统 A 和子系统 B 的密度算符. 对于 (16) (17) 式所描述的两原子纠缠体系, 纠缠度可写成

$$E = -\log_2(|A|^2)^{|A|^2} (|B|^2)^{|B|^2}. \quad (19)$$

若两全同原子初始时刻处于 (16) 式所示的纠缠态, 即系统的初态为

$$|\Psi_{a-j}(0)\rangle = \sum_{n=0}^M C_n (|A\rangle |e^{i\alpha}\rangle |e_1 g_2\rangle n + |B\rangle |e^{i\beta}\rangle |g_1 e_2\rangle n). \quad (20)$$

利用上述公式,计算可得

$$S_3(t) = - \sum_{n=0}^M \frac{(1 + 2|A||B|)C_n^2 \sin^2 \sqrt{4n+2}gt}{4n+2}, \quad (21)$$

$$Q_1 = \frac{1}{2} + \sum_{n=0}^M \left\{ (1 + 2|A||B|)C_{n+1}C_{n-1} \times \sqrt{\frac{n(n+1)}{(4n+6)(4n-2)}} \sin \sqrt{4n+6}gt \cdot \sin \sqrt{4n-2}gt + \frac{1}{4}C_n^2 \times [2|A||B|(1 + \cos^2 \sqrt{4n+2}gt) - \sin^2 \sqrt{4n+2}gt] \right\} - \frac{1}{2} |S_3(t)|, \quad (22)$$

$$Q_2 = \frac{1}{2} - \sum_{n=0}^M \left\{ (1 + 2|A||B|)C_{n+1}C_{n-1} \times \sqrt{\frac{n(n+1)}{(4n+6)(4n-2)}} \sin \sqrt{4n+6}gt \right.$$

$$\left. \cdot \sin \sqrt{4n-2}gt - \frac{1}{4}C_n^2 \times [2|A||B|(1 + \cos^2 \sqrt{4n+2}gt) - \sin^2 \sqrt{4n+2}gt] \right\} - \frac{1}{2} |S_3(t)| - \left\{ \sum_{n=0}^M (1 + 2|A||B|) \right\} C_{n+1}C_n \sqrt{\frac{n+1}{4n+6}} \times \sin \sqrt{4n+6}gt + C_{n-1}C_n \sqrt{\frac{n}{4n-2}} \times \sin \sqrt{4n-2}gt \Big] \cos^2 \sqrt{4n+2}gt \Big\}^2. \quad (23)$$

从(21)(22)(23)式中不难看出,原子布居和原子偶极压缩明显依赖于二项式光场参数 η , M 和两纠缠原子的纠缠度 E . 借助数值方法,可以进一步揭示原子布居和偶极压缩对系统参数的依赖关系. 有关原子布居和原子偶极压缩的计算结果由图1、图2给出,计算中取 $M=5$.

光场处于二项式态时,光场的平均光子数为 $\eta^2 M$. 从图1可以看出,当 $\eta=0.1$ 时,原子布居呈现

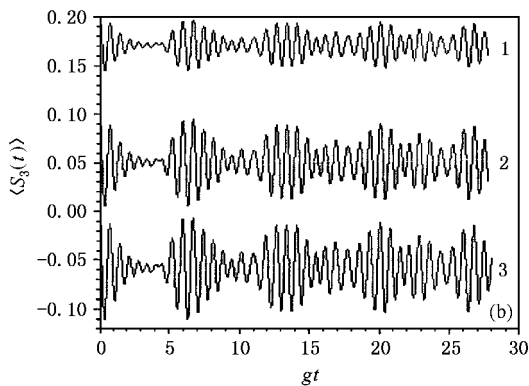
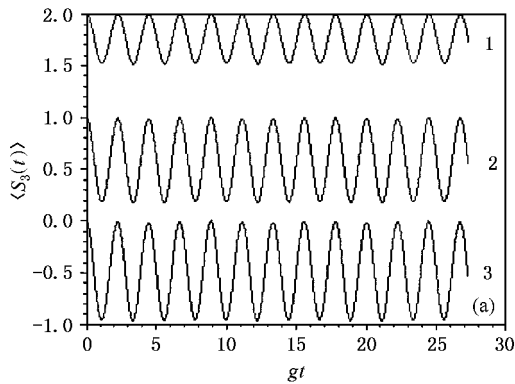


图1 $S_3(t)$ 的时间演化规律 ($M=5$) (a) $\eta=0.1$ (b) $\eta=0.9$ (a)中, 曲线1: $S_3(t) + 2, E=0$; 曲线2: $S_3(t) + 1, E=0.6$; 曲线3: $S_3(t), E=1.0$ (b)中, 曲线1: $S_3(t) + 0.2, E=0$; 曲线2: $S_3(t) + 0.1, E=0.6$; 曲线3: $S_3(t), E=1.0$

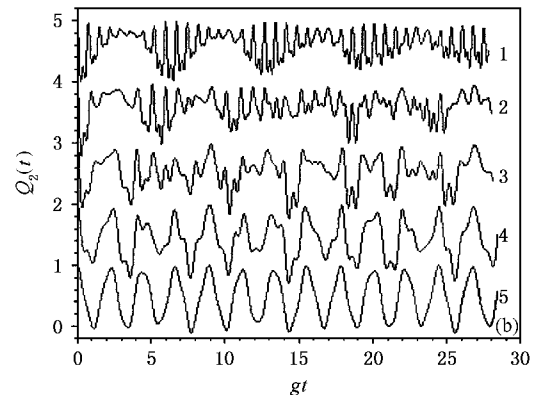
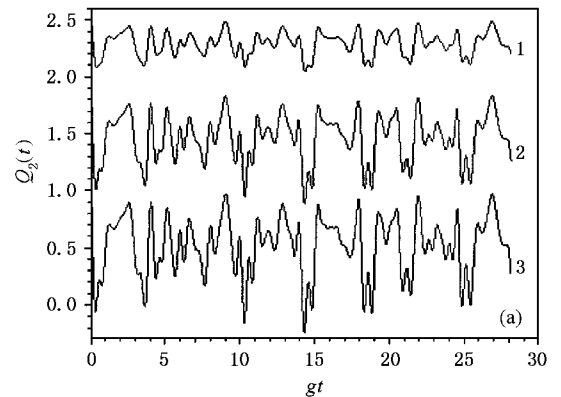


图2 $Q_2(t)$ 的时间演化规律 ($M=5$) (a) $\eta=0.5$ (b) $E=1.0$ ((a)中, 曲线1: $Q_2(t) + 2, E=0$; 曲线2: $Q_2(t) + 1, E=0.6$; 曲线3: $Q_2(t), E=1.0$ (b)中, 曲线1: $Q_2(t) + 4, \eta=0.9$; 曲线2: $Q_2(t) + 3, \eta=0.7$; 曲线3: $Q_2(t) + 2, \eta=0.5$; 曲线4: $Q_2(t) + 1, \eta=0.3$; 曲线5: $Q_2(t), \eta=0.1$)

出周期性的等幅振荡,随着 η 的增大,原子布居的 Rabi 振荡频率增大,并呈现出周期性的崩塌与回复现象,原子布居的振荡幅度随着初始时刻两原子纠缠度 E 的增大而增大,随光场平均光子数的增大而减小.

与原子布居的时间演化相似,原子偶极压缩同样明显依赖于两原子纠缠度和二项式光场参数.从图 2 可以看出,当 $\eta = 0.1$ 时, $Q_2(t)$ 呈现振幅基本相同的周期性振荡,随着 η 的增加, $Q_2(t)$ 呈现出不规则振荡和周期性的崩塌与回复现象.当 η 较小时,原子偶极矩被较为周期性地压缩;且在 $\eta = 0.3$ 附近,原子偶极矩有较深的压缩,随着 η 的增大,原子偶极压缩仅出现在时间演化的初期,当 η 增加到

0.9 以上时,原子偶极压缩消失.当初始时刻两原子具有较大的纠缠度时,压缩较深,压缩时间较长, $E = 1$ 时 ($|A| = |B| = 0.707$),即初始时刻两原子处于最大纠缠态,原子偶极矩的压缩达到最大深度;但当初始时刻两原子处于非纠缠态时, $E = \alpha|A| = 1, |B| = 0$ 或 $|A| = 0, |B| = 1$,原子偶极矩不能被压缩.

若原子-光场系统的初态为

$$|\Psi_{a-f}(0)\rangle = \sum_{n=0}^M C_n (|A\rangle e^{i\alpha} |e_1 e_2 n\rangle + |B\rangle e^{i\beta} |g_1 g_2 n\rangle), \quad (24)$$

即两全同原子初始时刻处于(17)式所示的纠缠态,计算可得

$$S_3(t) = \sum_{n=0}^M \left\{ \left[\frac{|A|C_n[(n+1)\cos\sqrt{4n+6gt+n+2}] + |B|C_{n+2}\sqrt{(n+1)(n+2)}\cos\sqrt{4n+6gt-1}}{2n+3} \right]^2 - \left[\frac{|A|C_{n-2}\sqrt{n(n-1)}\cos\sqrt{4n-2gt-1} + |B|C_n(n\cos\sqrt{4n-2gt+n-1})}{2n-1} \right]^2 \right\}, \quad (25)$$

$$Q_1 = \frac{1}{2} + \sum_{n=0}^M \left\{ \left[\frac{|A|C_n[(n+1)\cos\sqrt{4n+6gt+n+2}] + |B|C_{n+2}\sqrt{(n+1)(n+2)}\cos\sqrt{4n+6gt-1}}{2n+3} \right] \cdot \left[\frac{|A|C_{n-2}\sqrt{n(n-1)}\cos\sqrt{4n-2gt-1} + |B|C_n(n\cos\sqrt{4n-2gt+n-1})}{2n-1} \right] + \frac{(|A|C_{n-1}\sqrt{n} + |B|C_{n+1}\sqrt{n+1})\sin^2\sqrt{4n+2gt}}{4n+2} \right\} - \frac{1}{2} |S_3(t)|, \quad (26)$$

$$Q_2 = \frac{1}{2} - \sum_{n=0}^M \left\{ \left[\frac{|A|C_n[(n+1)\cos\sqrt{4n+6gt+n+2}] + |B|C_{n+2}\sqrt{(n+1)(n+2)}\cos\sqrt{4n+6gt-1}}{2n+3} \right] \cdot \left[\frac{|A|C_{n-2}\sqrt{n(n-1)}\cos\sqrt{4n-2gt-1} + |B|C_n(n\cos\sqrt{4n-2gt+n-1})}{2n-1} \right] - \frac{(|A|C_{n-1}\sqrt{n} + |B|C_{n+1}\sqrt{n+1})\sin^2\sqrt{4n+2gt}}{4n+2} \right\} - \frac{1}{2} |S_3(t)| - \left\{ \sum_{n=0}^M 2 \frac{(|A|C_{n-1}\sqrt{n} + |B|C_{n+1}\sqrt{n+1})\sin\sqrt{4n+2gt}}{\sqrt{4n+2}} \right. \\ \left. \cdot \left[\frac{|A|C_n[(n+1)\cos\sqrt{4n+6gt+n+2}] + |B|C_{n+2}\sqrt{(n+1)(n+2)}\cos\sqrt{4n+6gt-1}}{2n+3} \right] - \frac{|A|C_{n-2}\sqrt{n(n-1)}\cos\sqrt{4n-2gt-1} + |B|C_n(n\cos\sqrt{4n-2gt+n-1})}{2n-1} \right]^2 \right\}. \quad (27)$$

图 3 是(25)式原子布居的数值计算结果,从(25)式和图 3 可以看出,原子布居的演化特性也明显依赖于初始时刻两原子纠缠度和二项式光场参数,与前一种情况有所不同的是,此时原子布居与两纠缠原子的系数 $|A|, |B|$ 的大小有关联.

当 $\eta = 0.1$ 时,光场较弱,原子布居呈现周期性的振荡,光场增大后,如 $\eta = 0.9$,原子布居呈现周期性的崩塌与回复,Rabi 振荡频率也随之加大.当光场较弱($\eta = 0.1$)时,原子布居的振荡幅度与两原子初始纠缠态中系数 $|A|$ (或 $|B|$) 的大小有强烈的关

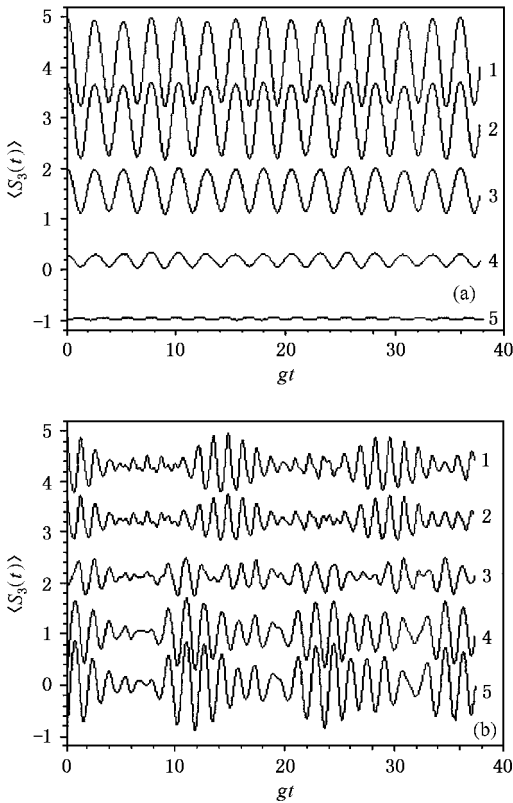


图3 $S_3(t)$ 的时间演化规律 ($M=5$) (a) $\eta=0.1$ (b) $\eta=0.9$ (曲线1: $S_3(t)+4, E=0, |A|=1, |B|=0$; 曲线2: $S_3(t)+3, E=0.6, |A|=0.924, |B|=0.382$; 曲线3: $S_3(t)+2, E=1.0, |A|=|B|=0.707$; 曲线4: $S_3(t)+1, E=0.6, |A|=0.382, |B|=0.924$; 曲线5: $S_3(t), E=0, |A|=0.382, |B|=0.924$)

联, 在 $|A|$ 从 1 减小到 0 的过程中, 原子布居的振荡幅度从最大逐步减小, 当 $|A| \leq 0.707$ 时, $S_3(t) \leq 0$ 表明此时原子布居无反转. 当 η 增大后 (如 $\eta=0.9$), 原子布居的振荡幅度与初始时刻两原子纠缠度相关联, 纠缠度 E 大, 原子布居的振荡幅度小; $E = \alpha(|A|=1, |B|=0$ 或 $|A|=0, |B|=1$) 时, 即初始两原子处于非纠缠态, 振荡幅度最大, 而当初始时刻两原子处于最大纠缠态 ($E=1, |A|=|B|=0.707$) 时, 振荡幅度最小.

从 (26) (27) 式也可以看出, 与原子布居的演化一样, 原子偶极压缩同样依赖于初始时刻两原子纠缠度和二项式光场参数, 在弱光场中, 也明显依赖于初始两原子纠缠态中的系数 $|A|$ (或 $|B|$) 的大小. 有关 $Q_2(t)$ 的数值计算结果如图 4 所示.

当 $\eta=0.1$ 时, 光场中平均光子数较少, 此时 $Q_2(t)$ 呈现出较为规则的周期性振荡; $Q_2(t)$ 的振荡幅度与初始时刻两原子纠缠态中系数 $|A|$ (或 $|B|$)

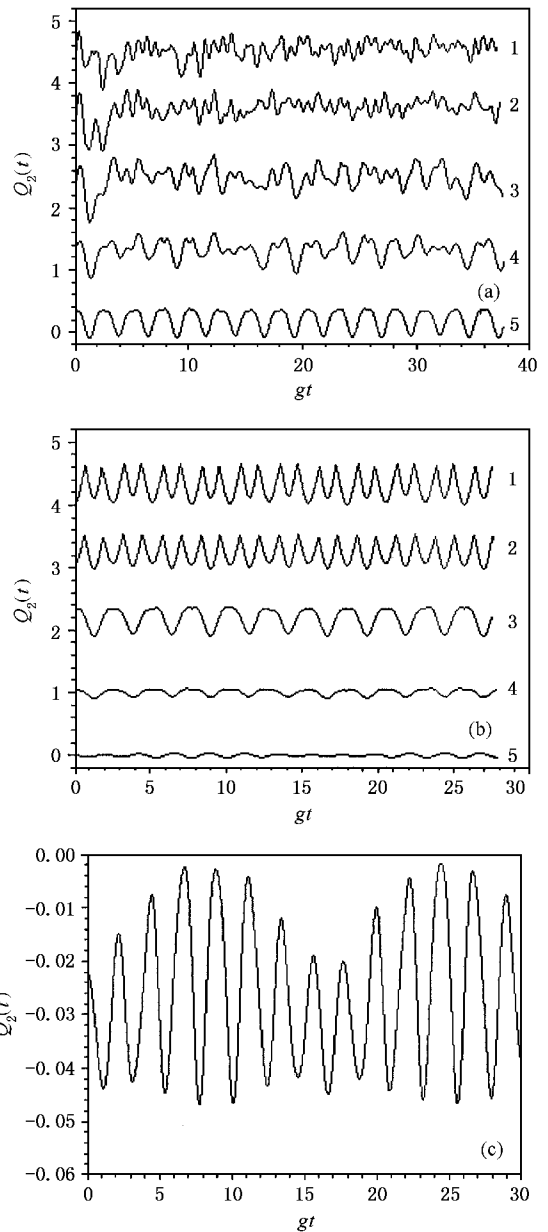


图4 $Q_2(t)$ 的时间演化规律 ($M=5$) (a) $E=1.0$ (b) $\eta=0.1$ (c) $\eta=0.1, E=0.078, |A|=0.098, |B|=0.995$ (a)中, 曲线1: $Q_2(t)+4, \eta=0.9$; 曲线2: $Q_2(t)+3, \eta=0.7$; 曲线3: $Q_2(t)+2, \eta=0.5$; 曲线4: $Q_2(t)+4, \eta=0.3$; 曲线5: $Q_2(t), \eta=0.1$ (b)中, 曲线1: $Q_2(t)+4, E=0, |A|=1, |B|=0$; 曲线2: $Q_2(t)+3, E=0.6, |A|=0.924, |B|=0.382$; 曲线3: $Q_2(t)+2, E=1.0, |A|=|B|=0.707$; 曲线4: $Q_2(t)+1, E=0.6, |A|=0.382, |B|=0.924$; 曲线5: $Q_2(t), E=0, |A|=0.382, |B|=0.924$)

有强烈的关联, 当 $|A|$ 从 1 减小到 0 的过程中, $Q_2(t)$ 的振荡幅度从最大逐步减至最小, 但原子偶极压缩深度经历一次从浅加深再变浅的过程, 在 $0.707 > |A| > 0$ 之间, 原子偶极压缩时间较长, 特别是在

$|A| = 0.098$ (纠缠度 $E = 0.078$) 附近, 在整个时间演化过程中, 原子偶极矩出现完全被压缩现象. 当 η 增大后, $Q_2(t)$ 的时间演化变得较为杂乱, 原子偶极矩仅在初始时刻有被压缩的可能, 且压缩时间很短.

4. 结 论

采用时间演化算符和数值计算方法, 研究了两全同二能级纠缠原子与相干态光场相互作用过程中, 原子布居和原子偶极压缩的时间演化特性, 分析了系统参数对原子动力学行为的影响. 结果表明:

1. 当二项式光场参数 η 较小(如 $\eta = 0.1$) 时, 若初始两原子处于 (16) 式表示的纠缠态, 原子布居差 $S_3(t)$ 恒为负值, 随着初始时刻两原子纠缠度的增大, 原子布居的振荡幅度增大, 原子偶极压缩逐渐加

深, 压缩时间延长. 若初始两原子处于 (17) 式表示的纠缠态, 随着纠缠态中系数 $|A|$ 从 1 减小到 0 (对应纠缠度 E 从 0 增加到 1 再从 1 减小到 0), 原子布居的振荡幅度由大变小, 原子偶极压缩经历一次由浅变深再变浅的过程. 选择适当的初始两原子的纠缠度和二项式光场参数, 原子偶极矩可以完全被压缩.

2. 随着 η 的增大, 光场中平均光子数增大, 原子布居差 $S_3(t)$ 呈现出周期性的崩塌与回复. 若初始两原子处于 (16) 式表示的纠缠态, 原子布居的振荡幅度随着两原子纠缠度 E 的增加而增大, 原子偶极矩不能被压缩. 若初始两原子处于 (17) 式表示的纠缠态, 原子布居的振荡幅度随着两原子纠缠度 E 的增加而减小, 原子偶极矩在初始时会有极短时间的压缩.

-
- [1] Loudon R and Knight P L 1987 *J. Mod. Opt.* **34** 709
- [2] Eberly J H, Narozhny N B and Sanchez-Mondragon J J 1980 *Phys. Rev. Lett.* **44** 1323
- [3] Agarwal G A 1985 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 480
- [4] Zhang L H, Li G X and Gan Z W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1168 (in Chinese) [张立辉、李高翔、甘仲惟 2003 物理学报 **52** 1168]
- [5] Huang Y X, Wang Y and Zhan M S 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2249 (in Chinese) [黄燕霞、汪 毅、詹明生 2002 物理学报 **51** 2249]
- [6] Huang C J, He H Y, Li J F and Zhou M 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1049 (in Chinese) [黄春佳、贺慧勇、厉江帆、周 明 2002 物理学报 **51** 1049]
- [7] Zheng S B and Guo G C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2392
- [8] Zheng S B and Guo G C 2001 *Phys. Rev. A* **63** 044302
- [9] Guo G P, Li C F, Li J and Guo G C 2002 *Phys. Rev. A* **65** 042102
- [10] Sleator T and Weingurter H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4087
- [11] Domokos P, Raimond J M, Brune M and Haroche S 1995 *Phys. Rev. A* **52** 3554
- [12] Stoler D, Saleh B E A and Teich M C 1985 *Opt. Acta* **32** 345
- [13] Dattoli G, Galarde J, Torre A 1987 *J. Opt. Soc. Am. B* **2** 185
- [14] Agarwal G S 1992 *Phys. Rev. A* **45** 1787
- [15] Fan H Y and Jing S C 1994 *Phys. Rev. A* **50** 1909
- [16] Barranco A V and Roversi J 1994 *Phys. Rev. A* **50** 5233
- [17] Wang X G, Yu R J and Li W 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1798 (in Chinese) [王晓光、于荣金、李 文 1998 物理学报 **47** 1798]
- [18] Cao Z L, Zhou Z W, Guo G C and Han Z F 2002 *Chinese J. Lasers* **B 11** 413
- [19] Guo G C and Yang C P 1998 *Physica A* **260** 173
- [20] Yang C P and Guo G C 1999 *Phys. Lett. A* **255** 129

Dynamical properties in the system of two identical two-level entangled atoms interacting with radiation fields in binomial states ^{*}

Song Jun^{1,2)} Cao Zhuo-Liang²⁾

¹⁾(Department of Physics , West Anhui University , Lu 'an 237012 , China)

²⁾(Department of Physics , Anhui University , Hefei 230039 , China)

(Received 31 January 2004 ; revised manuscript received 8 May 2004)

Abstract

In this article , the dynamical properties in the system of two identical two-level entangled atoms interacting with a binomial optical field are studied by means of time evolution operator and numerical calculations . The results show that the time evolution of atomic population and atomic dipole squeezing depends on the degree of entanglement of the initial two identical two-level entangled atoms and the parameters of the binomial state optical field . The atomic dipole moment can be completely squeezed via choosing appropriate parameters of the system .

Keywords : entangled atoms , binomial state , atomic population , atomic dipole squeezing

PACC : 4250

^{*} Project supported by the Key Program of the Education Bureau of Anhui Province , China (Grant No. 2004kj0052zd) , the Natural Science Foundation of Anhui Province , China (Grant No. 03042401) and the Talent Foundation of Anhui University , China .