

doi:10.3788/gzxb20164509.0927003

# 强度关联耦合下两个二能级原子与 Pólya 态光场相互作用系统的量子特性

李斌<sup>1</sup>, 萨楚尔夫<sup>1,2</sup>, 郭彩丽<sup>1</sup>

(1 内蒙古师范大学 物理与电子信息学院, 呼和浩特 010022)

(2 内蒙古师范大学 图书馆, 呼和浩特 010022)

**摘要:**利用全量子理论计算方法,探究了在强度关联耦合下两个二能级原子与单模 Pólya 态光场相互作用系统中原子线性熵粒子布局数反转以及信息熵压缩随时间的演化规律.分析了原子初态、光场参量  $p$  和  $r$  以及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  对原子线性熵、粒子布局数反转以及信息熵压缩的影响.结果表明:当原子处于不同的初态时,相互作用系统表现出完全不同的量子特性;光场参量  $p$  增大使得各个物理量振荡周期增大;光场参量  $r$  增大,使振幅发生变化,破坏粒子布局数反转崩塌-复现现象以及信息熵压缩效应.

**关键词:**量子光学; Pólya 态光场; 线性熵; 粒子布局数反转; 信息熵压缩

中图分类号:O431.2

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2016)09-0927003-11

## Quantum Properties of Double Two-level Atoms Interacting with Pólya State Light under Intensity Dependent Coupling Condition

LI Bin<sup>1</sup>, Sachuerfu<sup>1,2</sup>, GUO Cai-li<sup>1</sup>

(1 College of Physics and Electronic Information, Inner Mongolia Normal University, Hohhot 010022, China)

(2 Library of Inner Mongolia Normal University, Hohhot 010022, China)

**Abstract:** The linear entropy and atomic inversion and entropy squeezing in a system of double two-level atoms interacting with a single mode light field at Pólya state under intensity dependent coupling condition were studied by means of full quantum theory. The influences of the initial state of atoms and different parameters of the light field and parameters of Lamb-Dicke on the linear entropy, atomic inversion and entropy squeezing were discussed. The results show that, when the atom in different initial states, the quantum properties of the system are completely different. The period of oscillation increases with the light field parameter of  $p$ . Increasing the value of the light field parameter  $r$ , which causes the amplitude change and the collapse-recovery phenomenon and the entropy squeezing are destroyed.

**Key words:** Quantum optics; Pólya field; Linear entropy; Atomic inversion; Entropy squeezing

**OCIS Codes:** 270.0270; 270.5565; 270.3430; 270.6570

## 0 引言

光场与原子相互作用系统<sup>[1]</sup>是量子光学中重要的课题之一. Jaynes-Cummings 模型<sup>[2]</sup>是描述单个原子与单模光场相互作用的典型模型,人们对这种模型进行了深入的研究,揭示了许多非经典的现象.之后人们对

这种模型进行了推广,如单个原子与多模光场的相互作用、多个原子与单模光场的相互作用等,并将其应用于研究工作中,取得了丰硕的研究成果<sup>[3-8]</sup>. 文献[9]考虑了强度关联耦合下两个二能级原子与二项式光场相互作用系统的情形,运用广义 J-C 模型讨论了该相互作用系统的亚泊松分布、粒子布局数反转、信息熵压缩

基金项目:内蒙古自然科学基金(No. 2013MS0115)和内蒙古师范大学“十百千”人才基金(No. RCPY-2-2012-K-038)资助

第一作者:李斌(1989-),男,硕士研究生,主要研究方向为量子光学. Email: libindehao123@yahoo.com

导师(通讯作者):萨楚尔夫(1962-),男,教授,博士,主要研究方向为量子光学. Email: Sacrf@imnu.edu.cn

收稿日期:2016-03-09; 录用日期:2016-06-24

<http://www.photon.ac.cn>

等量子特性. Pólya 态光场<sup>[11-12]</sup>是一个可以描述在二项式光场和负二项式光场之间漂移的中间态光场,二项式光场与负二项式光场虽然在量子特性上有很大的不同,但可以通过一个以二项式光场和负二项式光场为两端边界的 Pólya 态光场统一表示,通过光场参量的变化,可以完整展示从二项式光场到负二项式光场的中间态光场的整个变化过程. 对非线性耦合作用下两个二能级原子与 Pólya 态光场相互作用系统中的量子特性的研究鲜有报道. 本文讨论强度关联耦合下两个二能级原子与 Pólya 态光场相互作用系统中,原子初态、光场参量  $r$  和  $p$  以及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  对原子线性熵、粒子布局数反转、信息熵压缩等量子特性的影响.

## 1 理论模型

两个二能级原子与单模光场相互作用的 J-C 模型,在旋波近似下可以表示为

$$\hat{H} = \hat{H}_1 + \hat{H}_0 \quad (1)$$

$$\hat{H}_0 = \omega \hat{a}^\dagger \hat{a} + \omega_0 (\sigma_z^{(1)} + \sigma_z^{(2)}) \quad (2)$$

$$H_1 = \lambda (\hat{R}^+ (\sigma_-^1 + \sigma_-^2) + \hat{R} (\sigma_+^1 + \sigma_+^2)) \quad (3)$$

式中,  $\hat{H}_0$  代表自由哈密顿量,  $\hat{H}_1$  代表相互作用哈密顿量.  $\sigma_\pm^j$  和  $\sigma_z^j$  是泡利自旋算符 ( $j=1, 2$ ),  $\hat{a}^\dagger$  ( $\hat{a}$ ) 是产生和湮灭算符.  $\omega$  和  $\omega_0$  分别表示场和原子跃迁的频率.  $\lambda$  是场和原子的耦合系数,  $\hat{R} = \hat{a} f(\hat{n})$ ,  $\hat{R}^+ = f(\hat{n}) \hat{a}^\dagger$ ,  $f(\hat{n})$  是非线性光场算符函数,与光强有关 ( $\hat{n} = \hat{a}^\dagger \hat{a}$ ),  $f(\hat{n}) = \frac{L_n^1(\eta^2)}{(n+1)L_n^0(\eta^2)}$ ,  $L_n^0(\eta^2)$  为拉盖尔多项式,  $L_n^1(\eta^2)$  为连带拉盖尔多项式,其中  $\eta$  为 Lamb-Dicke 参量<sup>[10]</sup>.

定义两个二能级原子的初态为

$$|\Psi_A(0)\rangle = \gamma_1 |ee\rangle + \gamma_2 |eg\rangle + \gamma_3 |ge\rangle + \gamma_4 |gg\rangle \quad (4)$$

$|\gamma_1|^2 + |\gamma_2|^2 + |\gamma_3|^2 + |\gamma_4|^2 = 1$ ,  $|\gamma_1|^2$ ,  $|\gamma_2|^2$ ,  $|\gamma_3|^2$ ,  $|\gamma_4|^2$  分别表示原子处于  $|ee\rangle$ ,  $|eg\rangle$ ,  $|ge\rangle$ ,  $|gg\rangle$  的几率,原子的不同初态可分别表示为<sup>[6,9,13]</sup>

$$\varphi_A(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|ee\rangle + |gg\rangle) \quad (5)$$

$$\varphi_A(0) = |ee\rangle \quad (6)$$

$$\varphi_A(0) = \frac{1}{2}(|ee\rangle + |eg\rangle + |ge\rangle + |gg\rangle) \quad (7)$$

原子处于这几种初态时系统的量子特性较为显著,以下主要针对这三种初态进行研究.

Pólya 态光场表示为

$$|\varphi_f(0)\rangle = |M, r, \eta\rangle = \sum_{n=0}^M [P_n^M(r, p)]^{1/2} |n\rangle \quad (8)$$

$$P_n^M(r, p) = \binom{M}{n} \{p(\eta+r) \cdots [p+(n-1)r] \cdot$$

$$\bar{p}(\bar{p}+r) \cdots [\bar{p}+(M-n-1)r]\} / \{(1+r)(1+2r) \cdots [1+(M-1)r]\} \quad (9)$$

式中,  $M$  为正整数表示最大光子数,  $r$  为正实常数,  $p$  为 0 到 1 之间的数,  $\bar{p} = 1 - p$ . 光子数分布为  $|\langle n | M, r, p \rangle|^2 \equiv P_n^M(r, p)$ , 对应概率论中的 Pólya 态分布. 当  $r \rightarrow 0$  时,  $|\varphi_f(0)\rangle$  将被约化为二项式态;  $M \rightarrow \infty$ ,  $r \rightarrow 0$ ,  $p \rightarrow 0$ ,  $Mp = \lambda$ ,  $Mr = \rho^{-1}$  时,  $|\varphi_f(0)\rangle$  将被约化为负二项式光场.

初始时刻两个二能级原子与光场相互作用系统处于  $|\Psi(0)\rangle$  态,可表示为

$$|\Psi(0)\rangle = |\Psi_A(0)\rangle \otimes |\varphi_f(0)\rangle \quad (10)$$

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_{n=0}^M [A(n, t) |ee, n\rangle + B(n, t) |eg, n\rangle + C(n, t) |ge, n\rangle + D(n, t) |gg, n\rangle] \quad (11)$$

在相互作用绘景中,由薛定谔方程  $i \frac{\partial}{\partial t} |\Psi(t)\rangle = \hat{H}_1 |\Psi(t)\rangle$  ( $\hbar=1$ ) 和初始条件可以得到

$$\left\{ \begin{aligned} & A_f(n, t) = \epsilon_3(n+1) - i f(n+1) \sqrt{\frac{(n+1)}{2[(n+2)f^2(n+2) + (n+1)f^2(n+1)]}} \times \\ & \quad \{ \epsilon_1(n+1) \sin [\sqrt{2[(n+2)f^2(n+2) + (n+1)f^2(n+1)]} \lambda t] - \\ & \quad \epsilon_2(n+1) \cos [\sqrt{2[(n+2)f^2(n+2) + (n+1)f^2(n+1)]} \lambda t] \} \\ & B_f(n, t) = C_f(n, t) = \frac{1}{2} \epsilon_1(n) \cos [\sqrt{2(n+1)f^2(n+1) + n f^2(n)} \lambda t] + \\ & \quad \frac{1}{2} \epsilon_2(n) \sin [\sqrt{2(n+1)f^2(n+1) + n f^2(n)} \lambda t] \\ & D_f(n, t) = \epsilon_4(n-1) - \frac{i \sqrt{n} f(n)}{\sqrt{2[n f^2(n) + (n-1)f^2(n-1)]}} \{ \epsilon_1(n-1) \times \\ & \quad \sin [\sqrt{2[n f^2(n) + (n-1)f^2(n-1)]} \lambda t] - \epsilon_2(n-1) \times \cos [\sqrt{2[n f^2(n) + (n-1)f^2(n-1)]} \lambda t] \} \end{aligned} \right. \quad (12)$$

式中

$$\begin{cases} \epsilon_1(n) = (\gamma_2 + \gamma_3) [P_n^M(r, p)]^{1/2} \\ \epsilon_2(n) = -i \sqrt{\frac{2}{(n+1)f^2(n+1) + nf^2(n)}} \times \\ \quad (\sqrt{n}f(n)\gamma_1 P_{n-1}^M + \sqrt{n+1}f(n+1)\gamma_4 P_{n+1}^M) \\ \epsilon_3(n) = \frac{f(n+1)}{(n+1)f^2(n+1) + nf^2(n)} \times \\ \quad [(n+1)f(n+1)\gamma_1 P_{n-1}^M - \sqrt{n(n+1)}\gamma_4 P_{n+1}^M] \\ \epsilon_4(n) = \frac{f(n)}{(n+1)f^2(n+1) + nf^2(n)} \times \\ \quad [nf(n)\gamma_1 P_{n+1}^M - \sqrt{n(n+1)}f(n+1)\gamma_4 P_{n-1}^M] \end{cases} \quad (13)$$

第一个原子的密度算符为

$$\rho_{A_1}(t) = \text{Tr}_{A_2, F} \rho_{A_1, A_2, F}(t) = \rho_{ee}(t) |e\rangle\langle e| + \rho_{eg}(t) |e\rangle\langle g| + \rho_{ge}(t) |g\rangle\langle e| + \rho_{gg}(t) |g\rangle\langle g| \quad (14)$$

式中  $A_1, A_2, F$  分别代表第一个原子、第二个原子和光场. 系统的波函数在任意时刻  $t$  的表达式为

$$\rho_{ee}(t) = \left[ \sum_{n=0}^M A_f(n, t) A_f^*(n, t) + C_f(n, t) C_f^*(n, t) \right] \quad (15)$$

$$\rho_{eg}(t) = \left[ \sum_{n=0}^M A_f(n, t) C_f^*(n, t) + B_f(n, t) D_f^*(n, t) \right] \quad (16)$$

$$\rho_{ge}(t) = \sum_{n=0}^M \rho_{eg}^*(t) \quad (17)$$

$$\rho_{gg}(t) = \left[ \sum_{n=0}^M C_f(n, t) C_f^*(n, t) + D_f(n, t) D_f^*(n, t) \right] \quad (18)$$

## 2 量子特性

### 2.1 原子的线性熵

通过第一个原子的线性熵来描述第一个原子与系统中其余部分的纠缠. 第一个原子的线性熵定义为<sup>[6]</sup>

$$S(t) = 1 - \text{Tr} \rho_{A_1}^2(t) = 1 - \rho_{ee}^2(t) - \rho_{eg}^2(t) - 2 |\rho_{eg}(t)|^2 \quad (19)$$

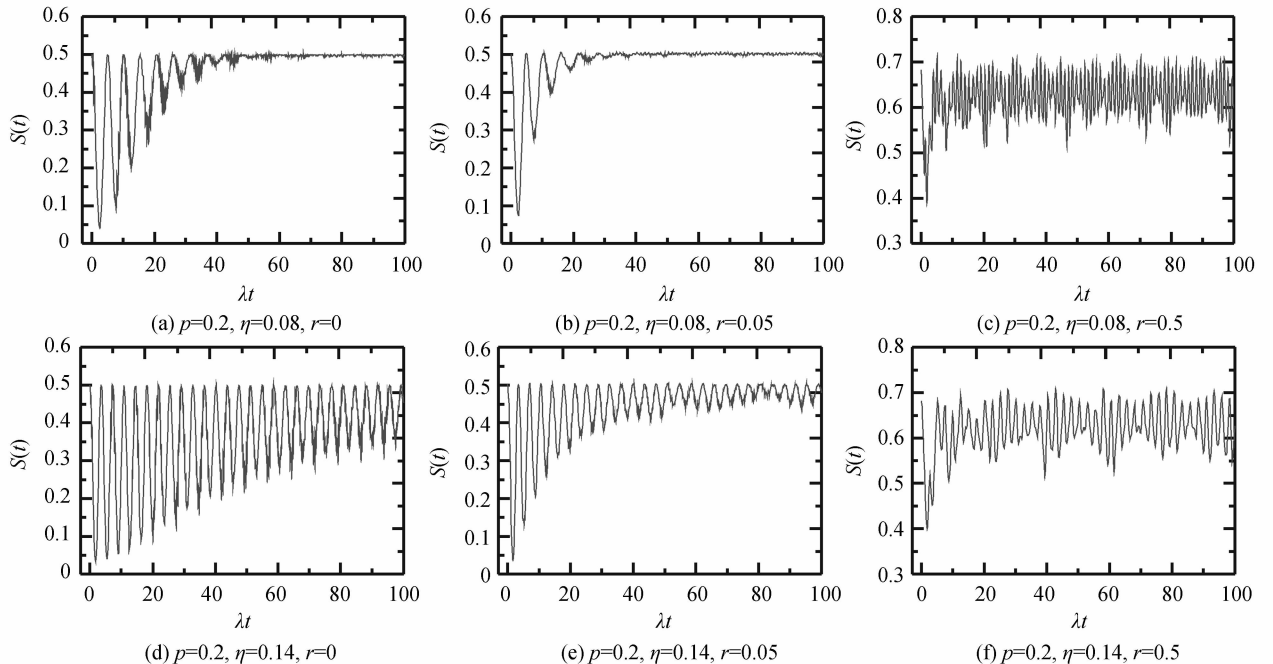


图 1 原子线性熵随光场参数  $r$  及 Lamb-Dicke 参数  $\eta$  的时间演化曲线

Fig. 1 The time evolution of the atom linear entropy with the parameter of light field of  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

### 2.2 粒子布局数反转

粒子布局数表示激发态和基态之间的几率差, 表达式为<sup>[14]</sup>

$$W(t) = \sum_{n=0} |A(n, t)|^2 - |D(n, t)|^2 \quad (20)$$

### 2.3 原子信息熵压缩

原子的信息熵压缩定义为<sup>[15]</sup>

$$E(S_k) = \delta H(S_k) - \frac{2}{\sqrt{\delta H(S_k)}} \quad k \equiv x, y \quad (21)$$

通过原子的密度算符可以确定  $H(S_k)$

$$\begin{cases} \delta H(S_k) \equiv \exp [H(S_k)] \\ H(S_x) = - \left[ \frac{1}{2} + \text{Re} \rho_{ge}(t) \right] \ln \left[ \frac{1}{2} + \text{Re} \rho_{ge}(t) \right] - \\ \quad \left[ \frac{1}{2} - \text{Re} \rho_{ge}(t) \right] \ln \left[ \frac{1}{2} - \text{Re} \rho_{ge}(t) \right] \\ H(S_y) = - \left[ \frac{1}{2} + \text{Im} \rho_{ge}(t) \right] \ln \left[ \frac{1}{2} + \text{Im} \rho_{ge}(t) \right] - \\ \quad \left[ \frac{1}{2} - \text{Im} \rho_{ge}(t) \right] \ln \left[ \frac{1}{2} - \text{Im} \rho_{ge}(t) \right] \\ H(S_z) = - \rho_{ee}(t) \ln \rho_{ee}(t) - \rho_{gg}(t) \ln \rho_{gg}(t) \end{cases} \quad (22)$$

## 3 数据处理及结论分析

根据初始条件和式(19)~(21)给出的原子线性熵、粒子布局数反转和原子信息熵压缩表达式, 采用数值模拟的方法, 讨论各参量对上述物理量的影响.

### 3.1 原子初态、Lamb-Dicke 参量及光场参量对原子线性熵的影响

图 1 为光场参量  $p=0.2$ 、原子初态  $\varphi_{A_1}(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|ee\rangle + |gg\rangle)$  时, 原子线性熵随时间的演化. 由图 1

(a)、(b)可以得到:原子线性熵在一定时域内周期振荡,随着时间推移振荡的最小值增大,最终达到稳定;当原子初态、光场参量  $p$ 、Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $r$  增大会使得线性熵的振幅增大.图 1(c)显示当  $r=0.5$  时,振荡周期性消失.图 1(d)、(e)显示线性熵随着时间周期振荡,振荡的最小值随着时间推移增大; $r$  增大,振荡的最小值增大得更加迅速.图 1(f)显示当  $r=0.5$  时,振荡周期性消失,振幅增大.对比图 1(a)、(d)、(b)、(e)可以得到:光场参量  $p$ 、 $r$  相同时, $\eta$  增大会使得线性熵振荡的周期减小,发生周期性振荡的时域增大.

图 2 为光场参量  $p=0.7$ 、原子初态  $\varphi_A(0) =$

$\frac{1}{\sqrt{2}}(|ee\rangle + |gg\rangle)$  时,原子线性熵随时间的演化.图 2 中线性熵随时间演化趋势与图 1 描述相似,当原子初态、光场参量  $p$ 、Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时, $r$  增大会使线性熵的振幅增大,并最终使得振荡的周期性消失.对比图 2(a)、(b)和图 1(a)、(b)得到:在原子初态、光场参量  $r$  和 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $p$  增大,使得线性熵周期增大,线性熵达到稳定值更加缓慢.对比图 2(a)、(d)、(b)、(e)可以得到:光场参量  $p$ 、 $r$  相同时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大会使得线性熵振荡的周期减小,产生振荡的时域减小.

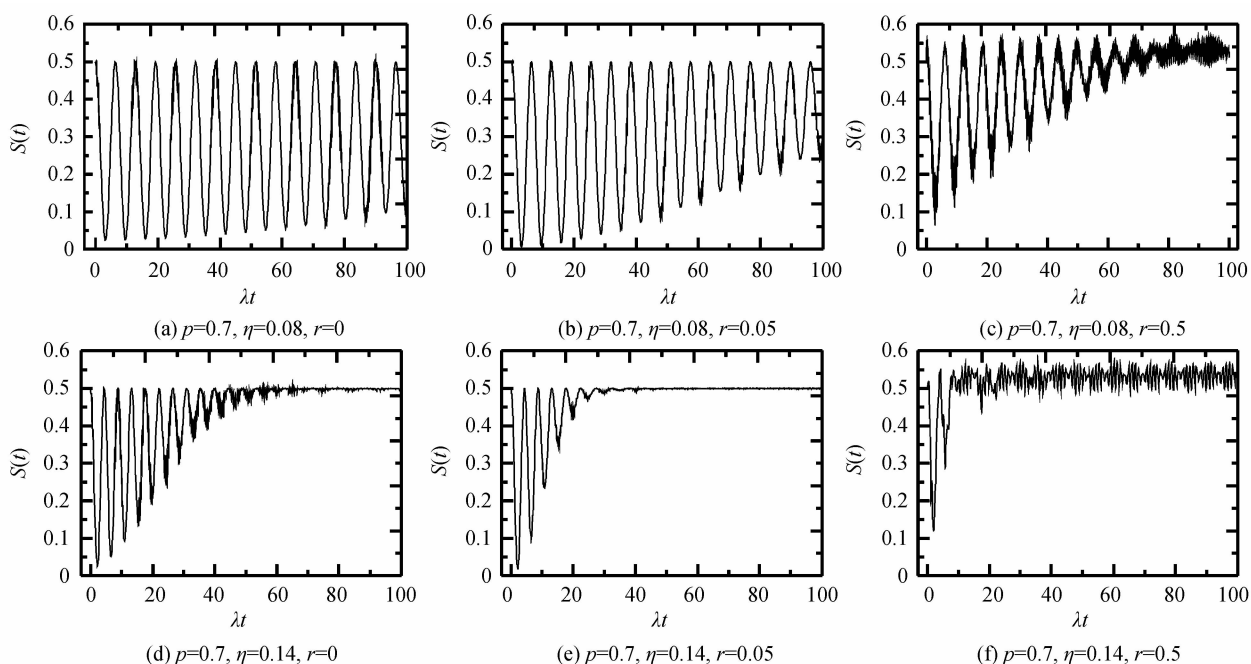
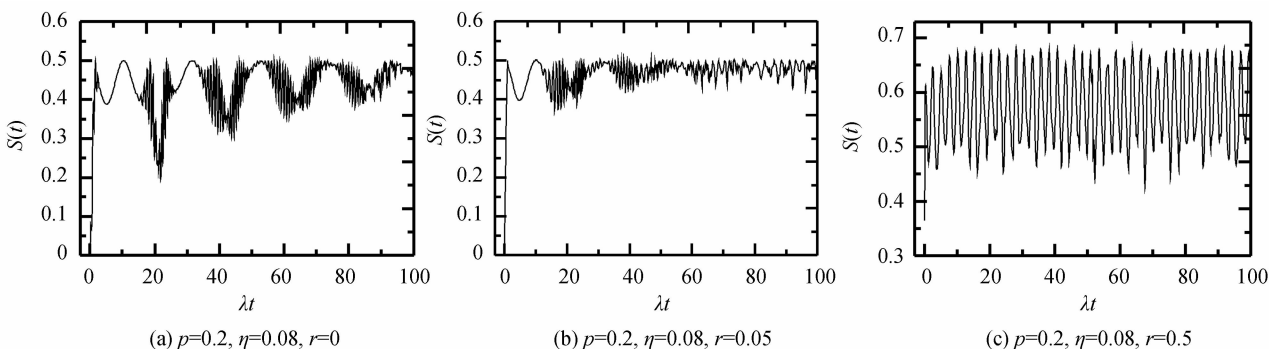


图 2 原子线性熵随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线

Fig. 2 The time evolution of the atom linear entropy with the parameter of light field of  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

图 3 为光场参量  $p=0.2$ 、原子初态为激发态  $\varphi_A(0) = |ee\rangle$  时,原子线性熵随时间的演化.图 3 与图 1 和图 2 相比较,发现原子初态不同时,线性熵随时间演化完全不同.图 3 中原子线性熵随时间周期振荡,随着时间推移振荡的最小值增大.分别比较图 3(a)、(b)和 (d)、(e),在原子初态、光场参量  $r$  和 Lamb-Dicke 参量

$\eta$  相同时,光场参量  $r$  增大,线性熵振荡的最小值增大.由图 3(c)、(f)可知,当光场参量  $r=0.5$  时线性熵振荡的振幅增大,振荡频率加快.光场参量  $p$ 、 $r$  相同时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大使得线性熵振荡的周期减小,最小值减小,出现周期振荡的时域变大.



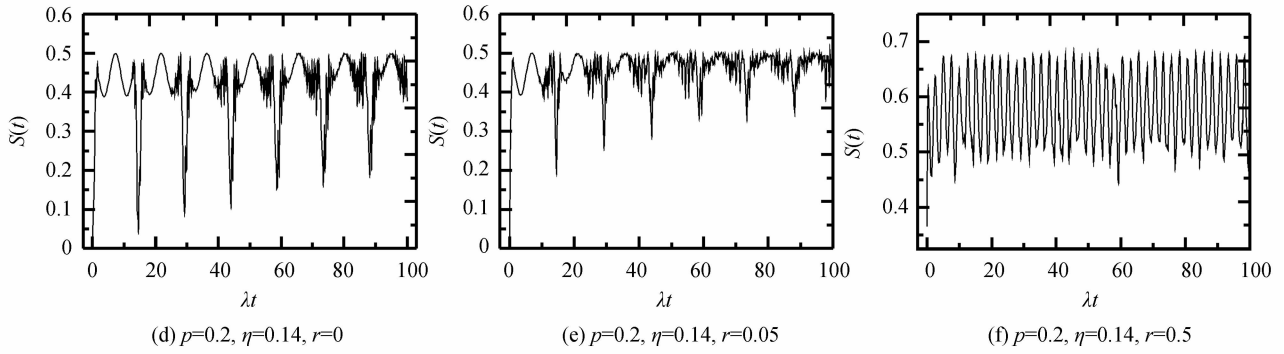


图 3 原子线性熵随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线

Fig. 3 The time evolution of the atom linear entropy with the parameter of light field of  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

图 4 为光场参量  $p=0.7$ 、原子初态为激发态  $\varphi_A(0) = |ee\rangle$  时,原子线性熵随时间的演化. 图 4 中线性熵随时间演化趋势与图 3 描述的基本一致. 对比图 3 (a)、(b) 和图 4(a)、(b) 在原子初态、光场参量  $r$  和 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $p$  增大,线性熵振荡的周期增大,最小值减小.

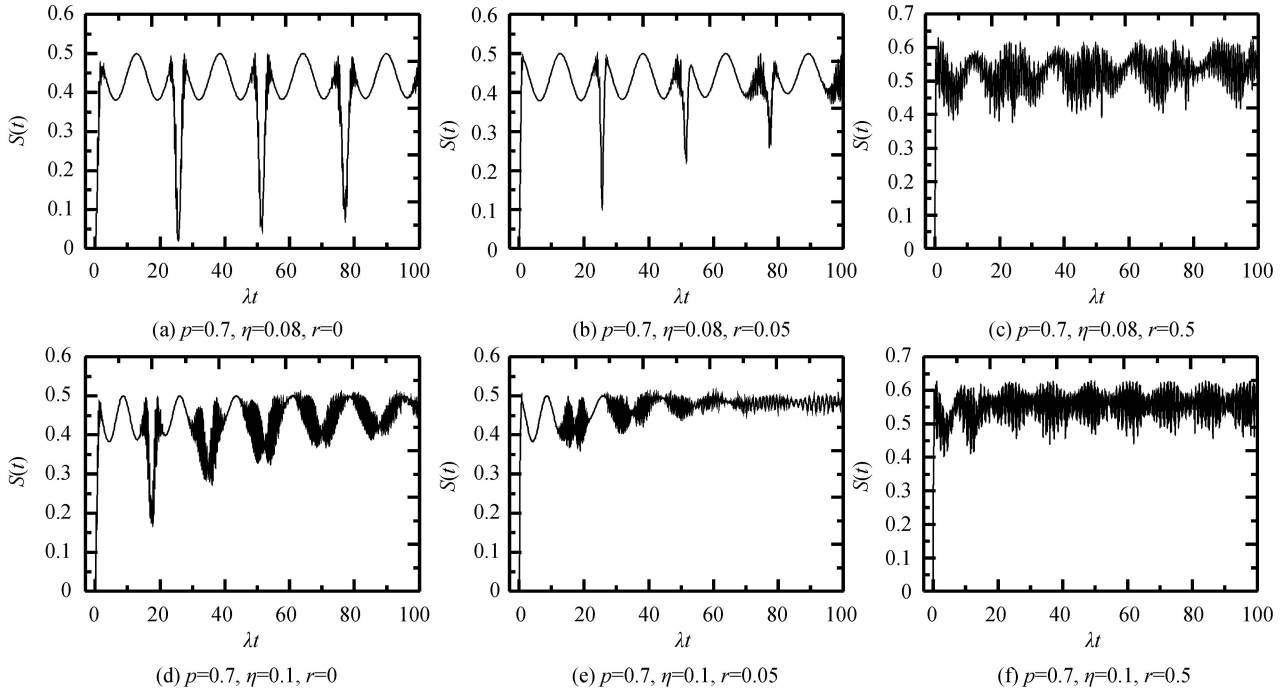


图 4 原子线性熵随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线

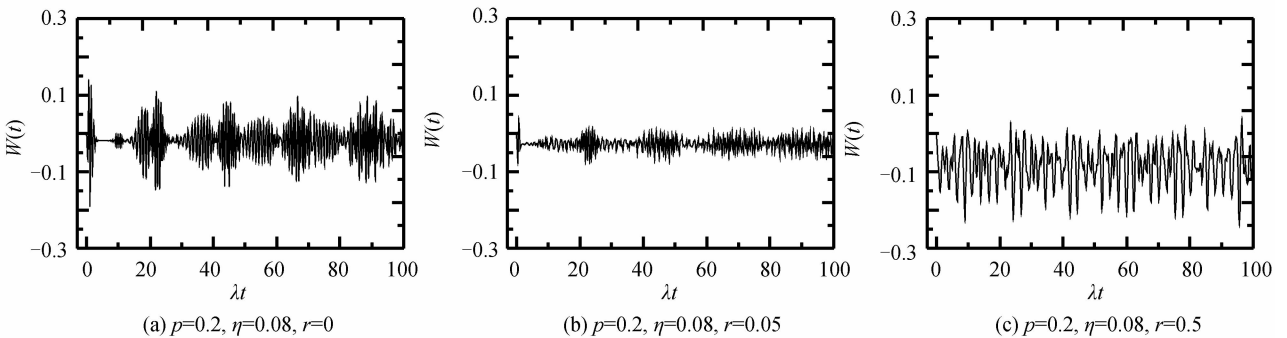
Fig. 4 The time evolution of the atom linear entropy with the parameter of light field of  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

### 3.2 原子初态、Lamb-Dicke 参量及光场参量对粒子布局数反转的影响

图 5 为光场参量  $p=0.2$ 、原子初态为  $\varphi_A(0) =$

$\frac{1}{\sqrt{2}}(|ee\rangle + |gg\rangle)$  时,粒子布局数反转随时间的演化. 图

5(a)、(d) 粒子布局数反转出现崩塌-复原现象,当原子



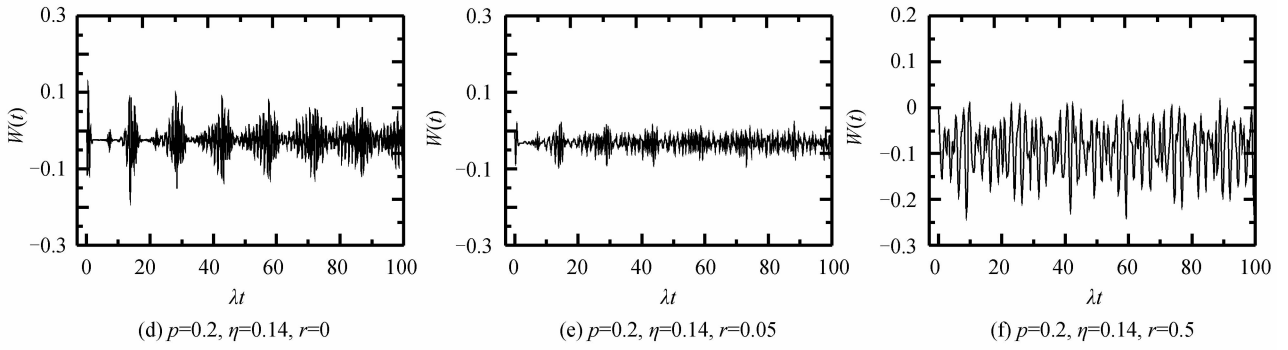


图 5 粒子布局数反转随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线

Fig. 5 The time evolution of the atomic inversion with the parameter of light field of  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

初态、光场参量  $p$ 、Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,随着光场参量  $r$  的增大,崩塌-复原现象消失,且粒子布局数反转都在 0 值以下.对比图 5 中(a),(d),可以发现:光场参量  $p$ 、 $r$  相同时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大使得振荡周期减小,在一定时域内崩塌-复原现象个数增多.

图 6 为光场参量  $p=0.7$ 、原子初态  $\varphi_A(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|ee\rangle + |gg\rangle)$  时,粒子布局数反转随时间的演化.图 6(a)、(b) 出现了崩塌-复原现象,当原子初态、光场参量  $p$ 、Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,随着光场参量  $r$  的增大,粒子布局数反转的振幅减小,周期不变.图 6(c) 中当  $r=0.5$  时,崩塌-复原现象消失,振荡的周期性消失.图 6(d)、(e) 粒子布局数反转出现崩塌-复原现象,

随着光场参量  $r$  增大,崩塌-复原现象减少.图 6(f) 中当  $r=0.5$  时粒子布局数反转的崩塌-复原现象消失,振荡的频率加快.对比图 6(a)、(b) 和 (d)、(e),发现:光场参量  $p$ 、 $r$  相同时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大,使得崩塌-复原的周期减小,振幅增大.对比图 6(a)、(b) 和图 5 (a)、(b) 得到:在原子初态、光场参量  $r$  和 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $p$  增大使得崩塌-复原现象周期增大,振荡最小值减小.对比图 5、图 6 可以得出:当光场参量  $p$  值较小时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  取较大值会使得粒子布局数反转崩塌-复原特性更加显著;当光场参量  $p$  值较大时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  取较小值会使得粒子布局数反转崩塌-复原特性更加显著.

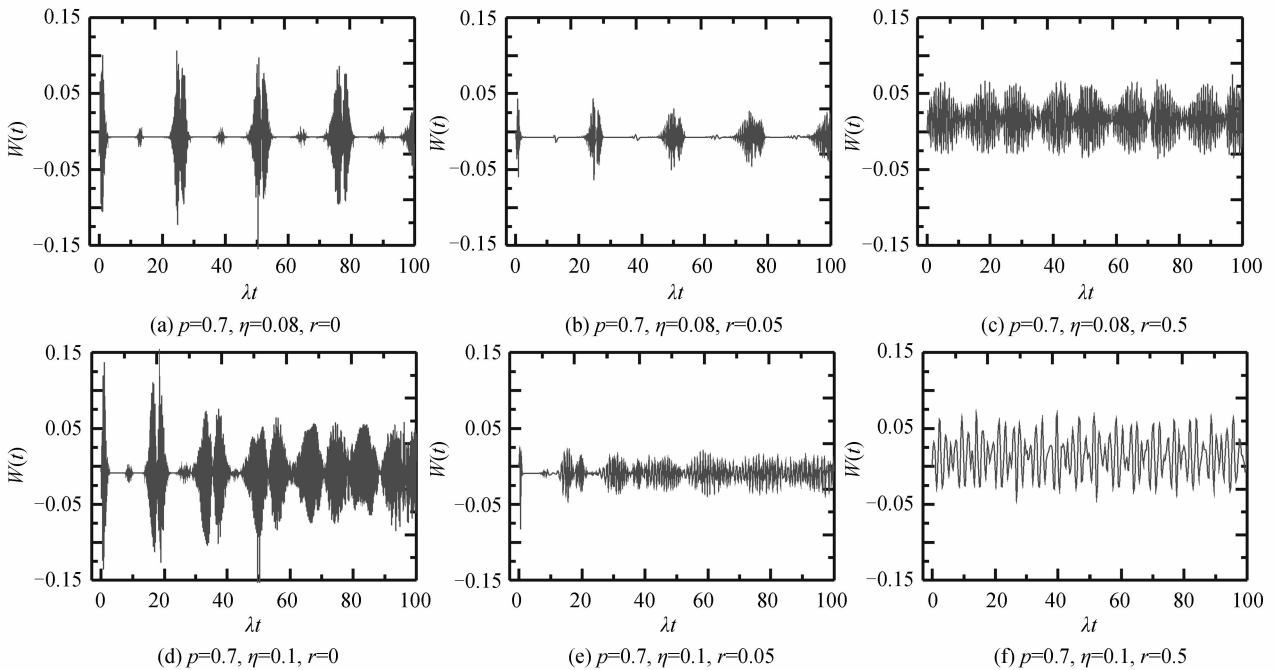


图 6 粒子布局数反转随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线

Fig. 6 The time evolution of the atomic inversion with the parameter of light field of  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

图 7 为光场参量  $p=0.2$ 、原子初态为激发态  $\varphi_A(0) = |ee\rangle$  时粒子布局数反转随时间的演化.对比图 3~6 发现,当原子初态为激发态  $\varphi_A(0) = |ee\rangle$  时,粒子

布局数反转的振幅比原子初态为  $\varphi_A(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|ee\rangle + |gg\rangle)$  时粒子布局数反转的振幅大.由图 7(a)、(b)、(c)

和(d)、(e)、(f)可以发现:当原子初态、光场参量  $p$ 、Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,当光场参量  $r$  增大,粒子布局数反转的振幅减小,崩塌-复原现象逐渐消失.对比

图 7(a)、(b),(d)、(e)可以得出,光场参量  $p$ 、 $r$  相同时, Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大使得振荡的周期减小,在一定时域内出现的崩塌-复原现象增多.

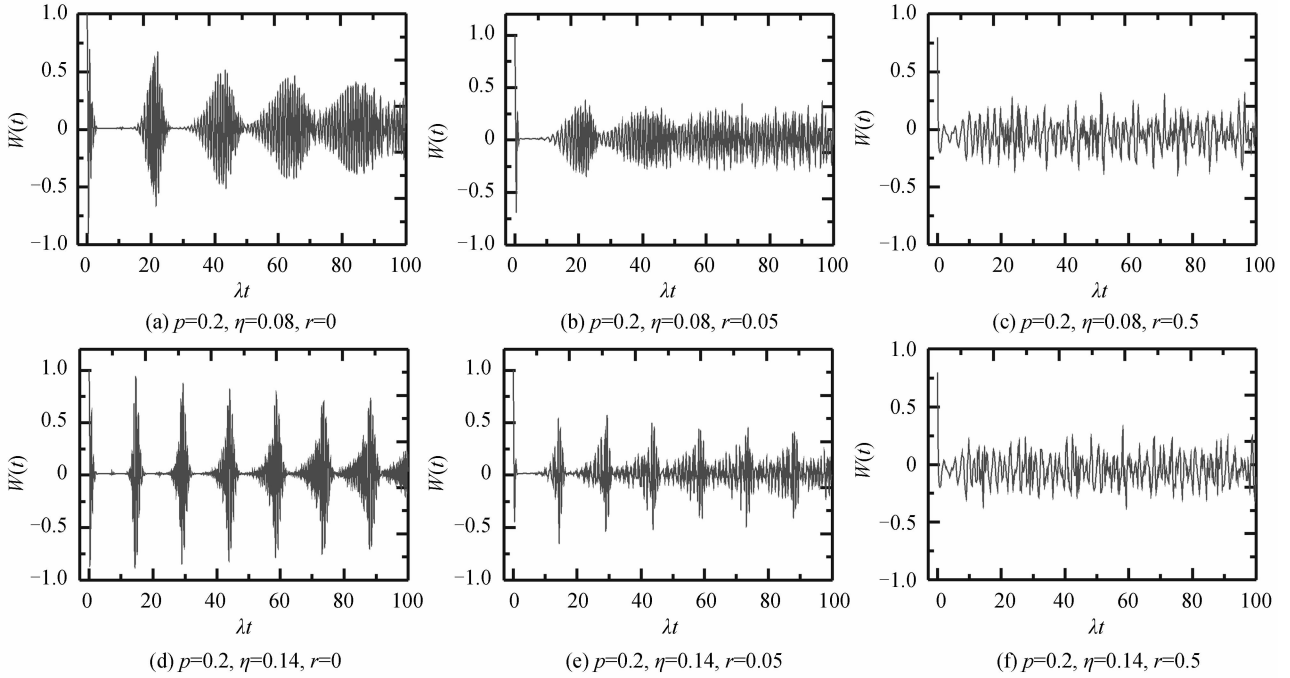


图 7 粒子布局数反转随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线

Fig. 7 The time evolution of the atomic inversion with the parameter of light field of  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

图 8 为光场参量  $p = 0.7$ 、原子初态为激发态  $\varphi_A(0) = |ee\rangle$  时,粒子布局数反转随时间的演化.图 8 中粒子布局数反转随光场参量  $r$  变化与图 7 所描述的基本一致.对比图 7(a)、(b),(d)、(e)可以得出,光场参量  $p$ 、 $r$  相同时, Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大使得振荡的周

期减小.对比图 8(a)、(b)和图 7(a)、(b)得到:在原子初态、光场参量  $r$  和 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $p$  增大使得粒子布局数反转周期增大.对比图 7、图 8 同样可以得出:当光场参量  $p$  值较小时, Lamb-Dicke 参量  $\eta$  取较大值会使得粒子布局数反转崩塌-复

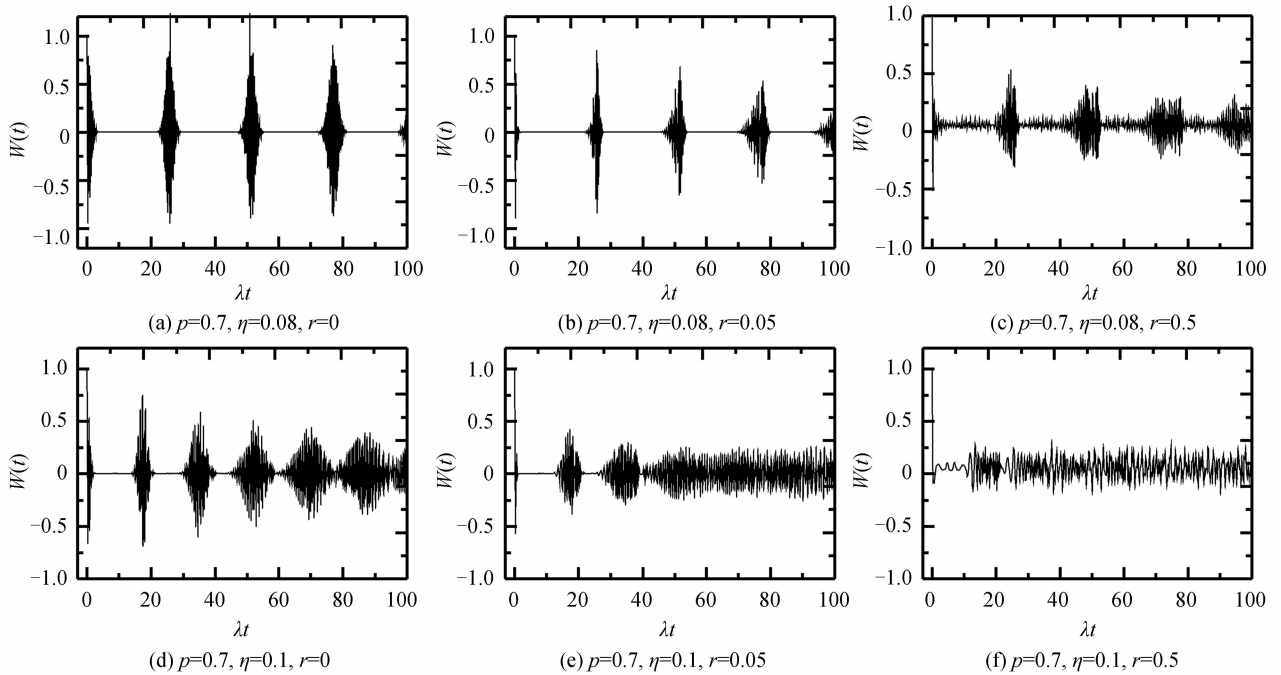


图 8 粒子布局数反转随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线

Fig. 8 The time evolution of the atomic inversion with the parameter of light field of  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

原特性更加显著;当光场参量  $p$  值较大时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  取较小值会使得粒子布局数反转崩塌-复原特性更加显著.

### 3.3 原子初态、Lamb-Dicke 参量及光场参量对信息熵压缩的影响

图 9 为光场参量  $p=0.2$ 、原子初态为  $\varphi_A(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|ee\rangle + |gg\rangle)$  时,信息熵压缩随时间的演化. 由图 9

(a)、(b)和(d)、(e)可以得出:信息熵在  $x$  方向上没有产生压缩效应,  $y$  方向上在一定时域内产生压缩效应, 信息熵的最小值随着时间的推移逐渐增大;光场参量  $r$  增大,信息熵最小值增大,产生压缩效应的时域减小. 由图 9(c)、(f)知  $r=0.5$  时信息熵压缩效应被破坏;光场参量  $p$ 、 $r$  相同时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大使得信息熵的振荡的周期减小,  $y$  方向上出现的压缩效应的时域变大.

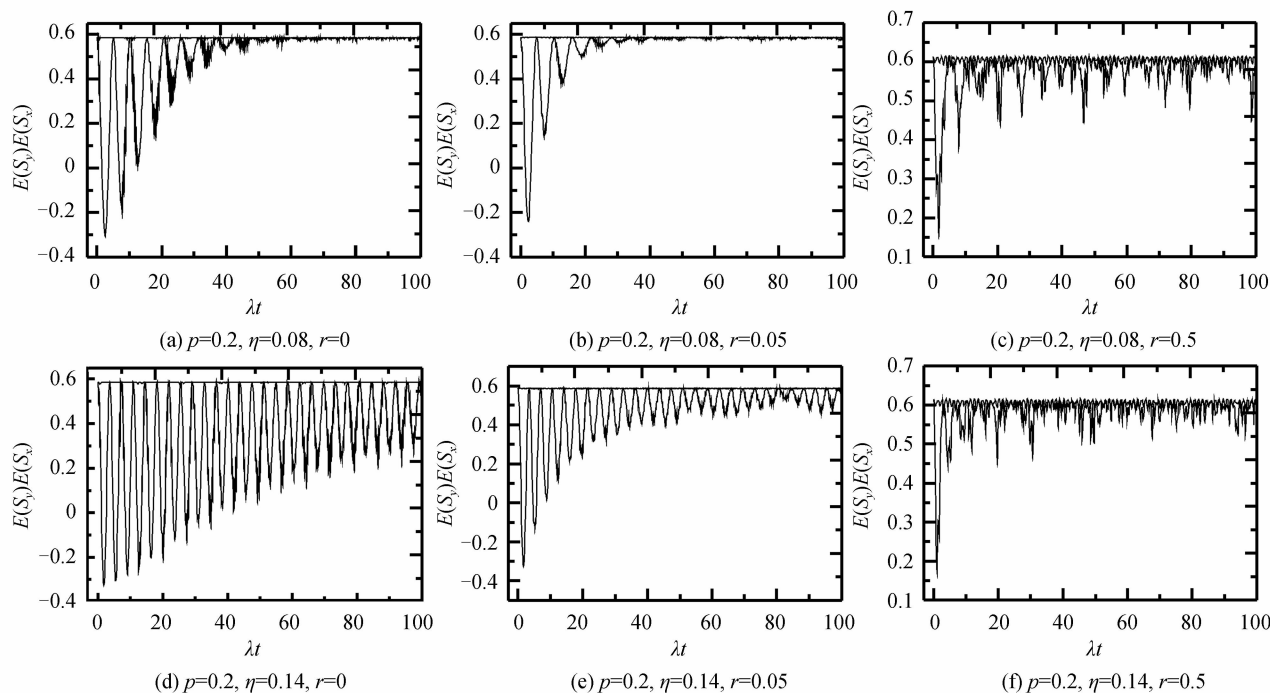


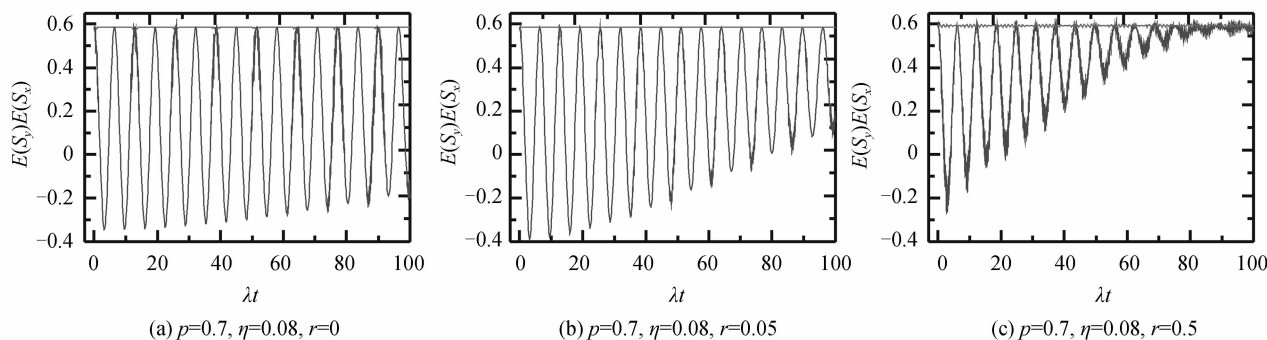
图 9 信息熵压缩随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线的时间演化曲线

Fig. 9 The time evolution of the entropy squeezing with the parameter of light field  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

图 10 为光场参量  $p=0.7$ 、原子初态  $\varphi_A(0) = \frac{1}{\sqrt{2}}(|ee\rangle + |gg\rangle)$  时,信息熵压缩随时间的演化. 图 10

(a)、(b)和(d)、(e)可以得出:信息熵在  $x$  方向上没有产生压缩效应,  $y$  方向上在一定时域内产生压缩效应, 信息熵的最小值随着时间的推移逐渐增大;当原子初态、光场参量  $p$ 、Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $r$  增大,信息熵最小值增大,产生压缩效应的时域减小;光场参量  $p$ 、 $r$  相同时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大使得信

息熵的振荡的周期减小,  $y$  方向上出现的压缩效应的时域变小. 对比图 10(a)、(b)和图 9(a)、(b)得到:在原子初态、光场参量  $r$  和 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $p$  增大使得信息熵周期增大,在一定时域内的压缩效应增多. 对比图 7、图 8 同样可以得出:当光场参量  $p$  值较小时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  取较大值会使得信息熵压缩特性更加显著,当光场参量  $p$  值较大时,Lamb-Dicke 参量  $\eta$  取较小值会使得信息熵压缩特性更加显著.





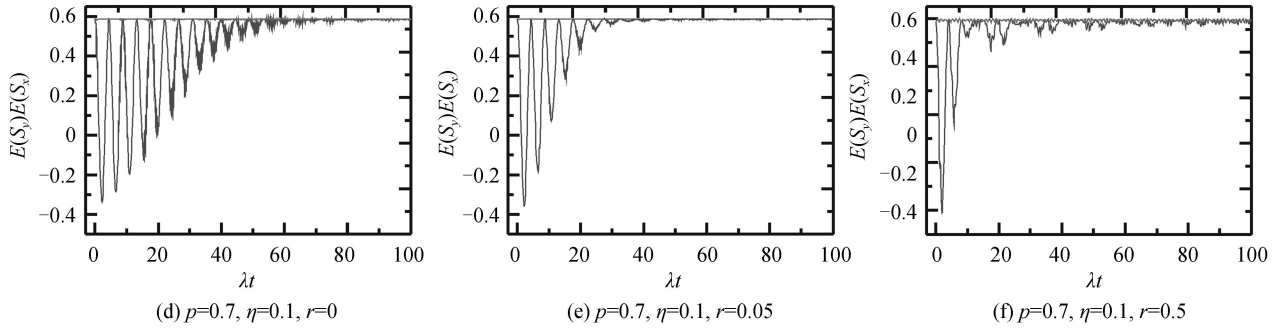


图 10 信息熵压缩随光场参数  $r$  及 Lamb-Dicke 参数  $\eta$  的时间演化曲线的时间演化曲线

Fig. 10 The time evolution of the entropy squeezing with the parameter of light field  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

图 11 为光场参数  $p=0.2$ 、原子初态  $\psi_A(0) = \frac{1}{2}(|ee\rangle + |eg\rangle + |ge\rangle + |gg\rangle)$  时,信息熵压缩随时间的演化. 由图 10(a)、(b)和(d)、(e)可以得出:信息熵在  $x$  方向和  $y$  方向上都产生压缩效应;信息熵的最小值随着时间的推移逐渐增大,压缩效应消失;当原子初

态、光场参数  $p$ 、Lamb-Dicke 参数  $\eta$  相同时,光场参数  $r$  增大,信息熵最小值增大,产生压缩效应的时域减小. 光场参数  $p$ 、 $r$  相同时,Lamb-Dicke 参数  $\eta$  增大使得信息熵的振荡的周期减小, $y$  方向上出现的压缩效应的时域变大.

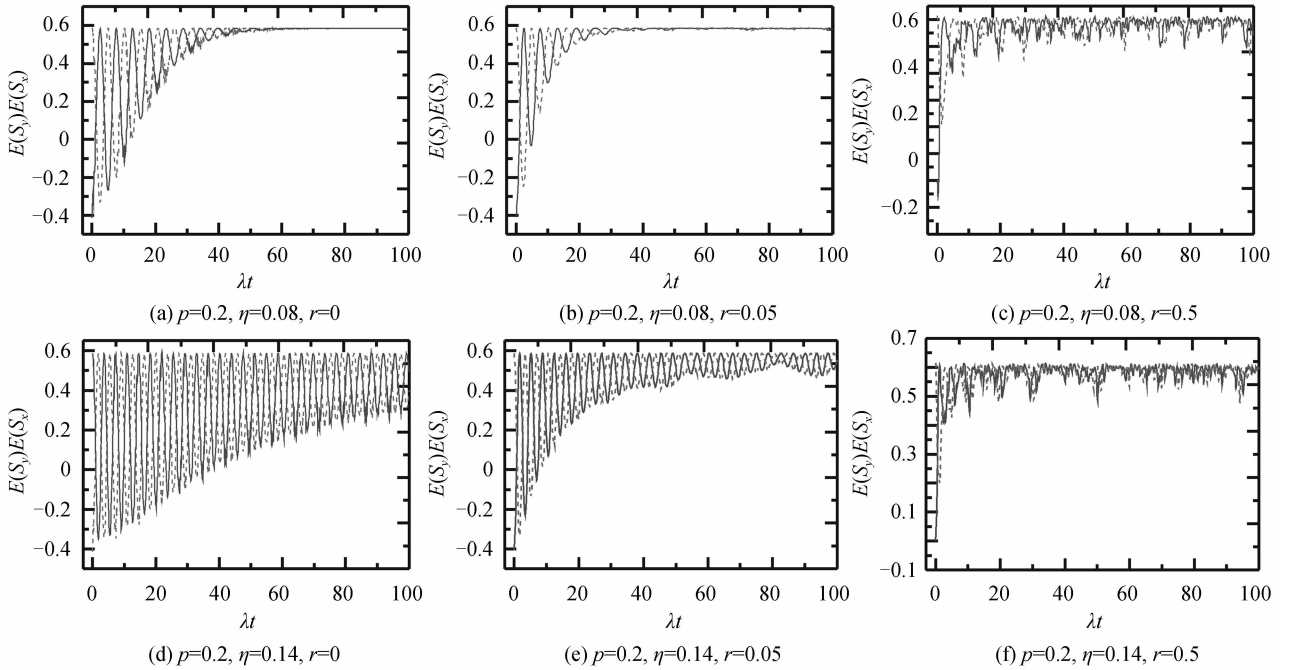
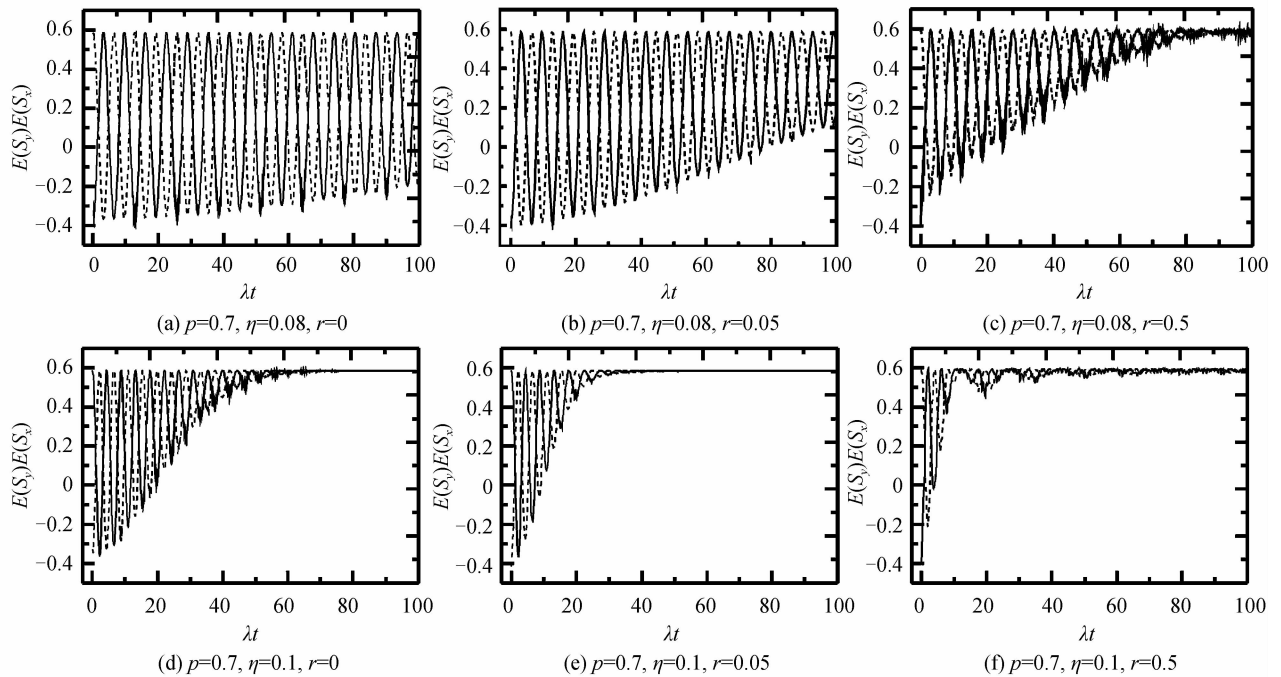


图 11 信息熵压缩随光场参数  $r$  及 Lamb-Dicke 参数  $\eta$  的时间演化曲线的时间演化曲线

Fig. 11 The time evolution of the entropy squeezing with the parameter of light field  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$

图 12 显示的是光场参数  $p=0.7$ 、原子初态  $\psi_A(0) = \frac{1}{2}(|ee\rangle + |eg\rangle + |ge\rangle + |gg\rangle)$  时,信息熵压缩随时间的演化. 由图 12 可知,信息熵在  $x$  方向和  $y$  方向上都产生压缩效应. 图 12(a)、(b)、(c)和(d)、(e)、(f)显示:当原子初态、光场参数  $p$ 、Lamb-Dicke 参数  $\eta$  相同时,光场参数  $r$  增大,使得信息熵的最小值增大,出现压缩

效应的时域减小;光场参数  $p$ 、 $r$  相同时,Lamb-Dicke 参数  $\eta$  增大使得信息熵振荡的周期减小,产生压缩效应的时域减小. 对比图 9、图 10 同样可以得出:当光场参数  $p$  值较小时,Lamb-Dicke 参数  $\eta$  取较大值会使得信息熵压缩特性更加显著,当光场参数  $p$  值较大时,Lamb-Dicke 参数  $\eta$  取较小值会使得信息熵压缩特性更加显著.

图 12 信息熵压缩随光场参量  $r$  及 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  的时间演化曲线的时间演化曲线Fig. 12 The time evolution of the entropy squeezing with the parameter of light field  $r$  and parameter of Lamb-Dicke  $\eta$ 

## 4 结论

本文利用全量子理论,研究了强度关联耦合下两个二能级原子与 Pólya 态光场相互作用系统的量子特性. 计算了相互作用系统的波函数. 讨论了原子初态、光场参量  $r$  和  $p$ 、Lamb-Dicke 参量  $\eta$  对原子线性熵、粒子布局数反转、信息熵压缩随时间演化特性的影响. 结果表明:各物理量随时间的演化特性随着原子初态变化而变化,当其它参量相同时,原子初态为  $\varphi_A(0)$  和  $\varphi_B(0)$  的线性熵与信息熵变化趋势相似,原子初态、光场参量相同时,线性熵随时间的演化趋势可以反映出信息熵随时间的演化趋势;原子初态处于激发态  $\varphi_A(0) = |ee\rangle$  时粒子布局数反转的振幅最大;原子初态为  $\psi_A(0)$  时信息熵在  $x$  方向和  $y$  方向上都出现压缩,在其它初态时只在  $y$  方向上出现压缩效应. 在原子初态、光场参量  $r$  和 Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $p$  增大使得各物理量的振荡周期增大. 当原子初态、光场参量  $p$ 、Lamb-Dicke 参量  $\eta$  相同时,光场参量  $r$  增大使得各物理量的振荡的最大值和最小值都增大,使得振荡的周期性消失,粒子布局数反转的崩塌-复原现象、信息熵的压缩效应都会被破坏. 当光场参量  $p$  减小时, Lamb-Dicke 参量  $\eta$  增大,粒子布局数反转、信息熵压缩量子特性显著,当光场参量  $p$  增大, Lamb-Dicke 参量  $\eta$  减小,粒子布局数反转、信息熵压缩量子特性显著.

### 参考文献

[1] SCULLY M O, ZUBAIRY M S. Quantum optics [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.  
 [2] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum

and semiclassical radiation theories with application to beam master[J]. *Proceedings of the IEEE*, 1963, **51**(1): 89-109.

- [3] LI Peng-mao, Sachuerfu, SU Shao-long. Quantum entanglement in an interacting system of moving atom and Schrödinger Cat state[J]. *Journal of Inner Mongolia Normal University*, 2014, **43**(2): 174-179.  
 李鹏茂, 萨楚尔夫, 苏少龙. 运动原子与薛定谔猫态光场相互作用系统中的量子纠缠 [J]. 内蒙古师范大学学报, 2014, **43**(2): 174-179.  
 [4] FENG Chuan, Sachuerfu, LI Hong-xing. Entanglement of an atom interacting with Glauber-Lachs state in multiphoton Jaynes-Cummings model [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, **33**(5): 0527001.  
 冯川, 萨楚尔夫, 李红星. 多光子 Jaynes-Cummings 模型中原子与 Glauber-Lachs 场态相互作用的量子纠缠 [J]. 光学学报, 2013, **33**(5): 0527001.  
 [5] GONG Yan-li, Sachuerfu, CUI Yin-hua. Entropy squeezing of the moving atom interacting with the binomial light field[J]. *Journal of Atomic and Molecular Physics*, 2008, **25**(4): 962-966.  
 宫艳丽, 萨楚尔夫, 崔英华. 与二项式光场相互作用的运动原子熵压缩 [J]. 分子与原子物理学报, 2008, **25**(4): 962-966.  
 [6] LIAO Q H, FANG G Y, WANG Y Y, et al. Single atom entropy squeezing for two two-level atoms interacting with a binomial field[J]. *Optik*, 2011, **122**(15): 1392-1398.  
 [7] CUI Ying-hua, Sachuerfu, YANG Li-sen, et al. The field entropy evolution of the binomial optical field interacting with the atom under intrinsic decoherence condition [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(4): 971-974.  
 崔英华, 萨楚尔夫, 杨立森, 等. 内禀退相干下二项式光场与原子互作用的场熵演化 [J]. 光子学报, 2009, **38**(4): 971-974.  
 [8] Haribala, Sachuerfu, YANG Rui-fang, et al. Quantum entanglement of the squeezed coherent state interacting with a  $\Lambda$ -type three-level atom[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, **38**(7): 1846-1851.  
 哈日巴拉, 萨楚尔夫, 杨瑞芳, 等. 压缩相干态光场与  $\Lambda$  型三能

- 级原子相互作用的纠缠特性[J]. 光子学报, 2009, **38**(7):1846-1851.
- [9] HEKMATARA H, TAVASSOLY M K. Sub-Poissonian statistics, population inversion and entropy squeezing of two two-level atoms interacting with a single-mode binomial field: intensity-dependence coupling regime[J]. *Optics Communications*, 2014, **319**: 121-127.
- [10] YU Wen-jian, WANG Ji-suo, LIANG Bao-long. Quantum properties of two-level atoms interacting with nonlinear coherent states[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**(6): 060301.  
于文健,王继锁,梁宝龙. 非线性相干态与二能级原子相互作用的量子特性[J]. 物理学报, 2012, **61**(6):060301.
- [11] WANG Yan-qing, Sachuerfu, WANG Ya-nan. Fidelity in a system of a moving two-level atom interacting with Pólya state light for multi-photon transition[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, **42**(7): 0718001.  
王艳清,萨楚尔夫,王亚男. 多光子跃迁下 Pólya 态光场与运动二能级原子相互作用系统的保真度[J]. 中国激光, 2015, **42**(7):0718001.
- [12] FU H C. Pólya states of quantized radiation field, their algebraic characterization and non-classical properties [J]. *Journal of Physics A:Mathematical General*, 1997, **30**(5): L83-L89.
- [13] ABDALLA M S, AHMED M M A, OBADA A S F. Quantum treatment for two two-level atoms in interaction with an SU(1,1) quantum system[J]. *Journal of Russian Laser Research*, 2013, **34**(1): 87-101.
- [14] OBADA A S F, AHMEDhmed M M A, KHALIL E M, *et al.* Entangled two two-level atoms interacting with a cavity field in the presence of the stark shift terms [J]. *Optics Communications*, 2013, **287**: 215-223.
- [15] WU Q, FANG M F, LI S X, *et al.* Information entropy squeezingfor a atom in mode-mode competition system[J]. *Communications in Theoretical Physics*, 2008, **50**(6): 1411-1416.