

缀饰态表象下驱动原子和场相互作用系统的纠缠和熵压缩调控

廖庆洪 许娟 鄢秋荣 刘晔 陈桉

南昌大学电子信息工程系, 江西 南昌 330031

摘要 运用线性熵和熵压缩理论,研究了缀饰态表象下驱动两能级原子和场相互作用系统的纠缠和原子熵压缩随时间的演化特性,讨论了数态光子数、原子与经典驱动场的耦合系数以及原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量对纠缠和熵压缩的影响。结果表明原子线性熵和熵压缩随时间的演化呈现周期性规律,线性熵的最大值随着数态光子数,原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量的增大而增大,并且通过调节原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量可以产生压缩度大、压缩时间长的原子熵压缩态,理论上提供了一种调控纠缠和熵压缩的方式。

关键词 量子光学; 线性熵; 纠缠; 熵压缩; 数态

中图分类号 O431.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0518001

Control of Entanglement and Entropy Squeezing of the Atom Driven by a Classical Field Interacting with Field under the Dressed-State Representation

Liao Qinghong Xu Juan Yan Qiurong Liu Ye Chen An

Department of Electronic Information Engineering, Nanchang University, Nanchang, Jiangxi 330031, China

Abstract Using the theory of linear entropy and entropy squeezing, the dynamics of the entanglement and entropy squeezing of the atom driven by classical fields interacting with field by employing the dressed-state representation is examined. The influence of the photon number of Fock state, coupling coefficient of atoms and the classical driving field, and the detuning between atomic transition frequency and classical driving field frequency on the entanglement and entropy squeezing of the atom is discussed. It is shown that the evolution of linear entropy and entropy squeezing exhibits periodic behavior. The maximum value of the linear entropy increases as the photon number of Fock state, the coupling coefficient of atom and the classical driving field and the detuning increase. The high-degree squeezed and longtime atomic squeezing state can be created by controlling the coupling coefficient of atoms and the classical driving field and the detuning. The proposal may provide a theoretical way to control and manipulate the entanglement and entropy squeezing.

Key words quantum optics; linear entropy; entanglement; entropy squeezing; Fock state

OCIS codes 020.5580; 270.5565; 270.5585

1 引言

量子纠缠是量子力学最显著的特征之一,它在量子信息处理中起到了很重要的作用,并且应用在很多方面,比如:量子隐形传态^[1]、量子编码及量子纠错^[2]、量子密钥分配^[3]、量子计算^[4]。量子纠缠态的产生与操纵

收稿日期: 2014-10-20; 收到修改稿日期: 2015-01-13

基金项目: 国家自然科学基金(11247213,61368002,11304010,10664002,11264030)、中国博士后科学基金(2013M531558)、江西省博士后科研择优资助项目(2013KY33)、江西省自然科学基金(20142BAB217001,20122BAB201031,20142BAB211016)、江西省青年科学家(井冈之星)培养对象计划项目(20122BCB23002)、江西省教育厅科技项目(GJJ13051,GJJ13057)、教育部重点实验室开放基金(201209)

作者简介: 廖庆洪(1982—),男,博士,副教授,主要从事量子光学和量子信息等方面的研究。E-mail: nculqh@163.com

问题是量子纠缠研究的一个重要课题,具有重要的理论意义和应用前景^[5-6]。

卢道明等^[7]研究了二能级原子与双模腔场的相互作用系统,考虑双模间存在耦合的情况。讨论了场模间的耦合强度变化对纠缠特性的影响。结果表明,原子和场模间的纠缠与模间耦合系数之间存在非线性关系,但两场模间纠缠随模间耦合系数增大而减弱。腔量子电动力学的量子纠缠调控已经得到了广泛的研究^[8-14]。冯川等^[15]利用全量子理论,研究了多光子 Jaynes-Cummings(J-C)模型原子初态和跃迁光子数对系统纠缠特性的影响。结果显示,随着跃迁光子数的增加,系统纠缠度的振荡频率明显增加,原子初态的混合程度越大,跃迁光子数对系统的平均纠缠度的破坏作用越明显。卢道明^[16]考虑三个耦合腔系统中,每个腔囚禁一个二能级原子,并且每个腔中原子通过双光子跃迁与腔场发生共振相互作用的情况。研究发现,随腔场间耦合系数的增大,两原子间的纠缠增强,两腔场间的纠缠减弱。Zhang 等^[17]研究了驱动两能级原子与真空或热态场相互作用的量子系统纠缠的动力学特性,结果显示通过调控经典驱动场,系统的纠缠能够得到增加。Khalil^[18]研究了经典场驱动的两能级原子和场熵,结果表明通过控制外部经典驱动场可以实现纠缠以及原子和场熵的提高。

构造具有量子效应的量子态一直是量子光学中令人关注的课题。构造量子态的方法有多种,比如卢道明^[19-20]将双模压缩算符进行推广,构建了三模压缩算符,并将其作用在三模粒子数态上来构建三模压缩粒子数态。计算结果表明压缩参数在一定值范围内,态呈现出压缩效应,并且随着光子数的增大,压缩效应减弱^[19]。原子的压缩效应反映了原子的非经典性质,在压缩光的产生、高精度自旋偏振测量、高精度原子喷泉钟、原子量子噪声的控制以及量子通信处理等方面具有重要应用前景。蔡诚俊等^[21]研究了非马尔科夫环境下经典场驱动 J-C 模型中原子的熵压缩,结果显示非马尔科夫效应和经典场驱动的共同作用可以导致原子呈现压缩度大的持续熵压缩效应。

本文研究了缀饰态表象下驱动两能级原子和场相互作用系统中纠缠和熵压缩的调控,分析数态光子数、原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量对纠缠动力学特性和熵压缩的影响,结果表明可通过调控经典驱动场实现对原子线性熵和熵压缩的控制和操纵。

2 物理模型及演化方程

研究的物理模型是两能级的原子处于一个单模腔内,并且该原子由经典场驱动。两能级原子的激发态为 $|e\rangle$, 基态为 $|g\rangle$ 。该模型的哈密顿量为^[17]

$$H = \omega a^\dagger a + \frac{\omega_0}{2} \sigma_z + g(\sigma_+ a + \sigma_- a^\dagger) + \lambda [\exp(-i\omega_c t) \sigma_+ + \exp(i\omega_c t) \sigma_-], (\hbar = 1), \quad (1)$$

式中 $\sigma_z = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$, $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$, $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$ 分别为原子的反转, 上升和下降算符, ω , ω_0 , ω_c 分别为腔场, 原子跃迁和经典驱动场的频率, a 和 a^\dagger 为腔场的湮灭和产生算符, g 为原子与腔场的耦合系数, λ 为原子与经典驱动场的耦合系数。

因为么正变换不会改变系统的本征值, 引入一个么正变换 $U_1 = \exp(-i\omega_c \sigma_z t/2)$, 将(1)式的哈密顿量变换到旋转坐标表象中, 则

$$H_1 = U_1^\dagger H U_1 - i U_1^\dagger \frac{\partial U_1}{\partial t} = H_1^{(1)} + H_1^{(2)}, \quad (2)$$

式中

$$\begin{cases} H_1^{(1)} = \omega a^\dagger a + g [\exp(i\omega_c t) \sigma_+ a + \exp(-i\omega_c t) \sigma_- a^\dagger] \\ H_1^{(2)} = \frac{\Delta}{2} \sigma_z + \lambda (\sigma_+ + \sigma_-) \end{cases}, \quad (3)$$

$\Delta = \omega_0 - \omega_c$ 为原子跃迁频率与经典驱动场频率的失谐量。对 $H_1^{(2)}$ 在基 $|e\rangle$ 与 $|g\rangle$ 下进行对角化得矩阵为 $\begin{bmatrix} \Delta/2 & \lambda \\ \lambda & -\Delta/2 \end{bmatrix}$, 并对该矩阵求得本征值为:

$$F = \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4\lambda^2} = \pm k, \quad (4)$$

利用上式对矩阵求本征态,当 $F=k$ 时,本征态为 $|+\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|e\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|g\rangle$, 其中 $\theta = \arctan\left(\frac{2\lambda}{\Delta}\right)$; 当 $F=-k$ 时,本征态为 $|-\rangle = -\sin\frac{\theta}{2}|e\rangle + \cos\frac{\theta}{2}|g\rangle$ 。则在缀饰态基 $|+\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|e\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|g\rangle, |-\rangle = -\sin\frac{\theta}{2}|e\rangle + \cos\frac{\theta}{2}|g\rangle$ 下,对 $H_1^{(2)}$ 进行对角化得:

$$H_1^{(2)} = \frac{\Omega}{2}S_z, \quad (5)$$

式中 $\Omega = \sqrt{\Delta^2 + 4\lambda^2}$, $S_z = |+\rangle\langle+| - |-\rangle\langle-|$ 为缀饰态表象中的反转算符。由 $|+\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|e\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|g\rangle, |-\rangle = -\sin\frac{\theta}{2}|e\rangle + \cos\frac{\theta}{2}|g\rangle$ 得 $|e\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|+\rangle - \sin\frac{\theta}{2}|-\rangle, |g\rangle = \sin\frac{\theta}{2}|+\rangle + \cos\frac{\theta}{2}|-\rangle$, 则原子的上升和下降算符可表示为

$$\begin{cases} \sigma_+ = |e\rangle\langle g| = \cos\frac{\theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}|+\rangle\langle+| + \cos^2\frac{\theta}{2}|+\rangle\langle-| - \sin^2\frac{\theta}{2}|-\rangle\langle+| - \sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}|-\rangle\langle-| \\ \sigma_- = |g\rangle\langle e| = \sin\frac{\theta}{2}\cos\frac{\theta}{2}|+\rangle\langle+| - \sin^2\frac{\theta}{2}|+\rangle\langle-| + \cos^2\frac{\theta}{2}|-\rangle\langle+| - \cos\frac{\theta}{2}\sin\frac{\theta}{2}|-\rangle\langle-| \end{cases}, \quad (6)$$

在旋波近似下, $H_1^{(1)} = \omega a^\dagger a + g[\exp(i\omega_c t)\sigma_+ a + \exp(-i\omega_c t)\sigma_- a^\dagger]$ 变换为

$$H_1^{(1)} = \omega a^\dagger a + g \cos^2\frac{\theta}{2}[\exp(i\omega_c t)S_+ a + \exp(-i\omega_c t)S_- a^\dagger], \quad (7)$$

式中 $S_+ = |+\rangle\langle-|$ 为缀饰态基下的上升算符^[22], $S_- = |-\rangle\langle+|$, 则

$$\begin{aligned} H_1' = H_1^{(1)} + H_1^{(2)} &= kS_z + \omega a^\dagger a + g \cos^2\frac{\theta}{2}[\exp(i\omega_c t)S_+ a + \exp(-i\omega_c t)S_- a^\dagger] = \\ &= \frac{\Omega}{2}S_z + \omega a^\dagger a + g \cos^2\frac{\theta}{2}[\exp(i\omega_c t)S_+ a + \exp(-i\omega_c t)S_- a^\dagger] \end{aligned}, \quad (8)$$

引入一个么正变换 $U_2 = \exp(i\omega_c t S_z/2)$, 则(8)式的哈密顿量变换为:

$$H_2 = i\hbar \frac{dU_2^+}{dt} U_2 + U_2^+ H_1' U_2 = H_2^{(0)} + H_2^{(1)} = \omega a^\dagger a + \frac{\Omega + \omega_c}{2} S_z + g \cos^2\frac{\theta}{2}(S_+ a + S_- a^\dagger), \quad (9)$$

式中 $H_2^{(0)} = \omega a^\dagger a + \frac{\Omega + \omega_c}{2} S_z, H_2^{(1)} = g \cos^2\frac{\theta}{2}(S_+ a + S_- a^\dagger)$, 接着在相互作用绘景下,令 $U_3 = \exp(-iH_2^{(0)} t)$, 则系统的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H_3 = U_3^+ H_2^{(1)} U_3 &= \exp(iH_2^{(0)} t) \left[g \cos^2\frac{\theta}{2}(S_+ a + S_- a^\dagger) \right] \exp(-iH_2^{(0)} t) = \\ &= g \cos^2\frac{\theta}{2} \{ \exp(-i\omega t) \exp[i(\Omega + \omega_c)t] S_+ a + \exp(i\omega t) \exp[-i(\Omega + \omega_c)t] S_- a^\dagger \} = \\ &= g \cos^2\frac{\theta}{2} \{ \exp[i(\Omega + \omega_c - \omega)t] S_+ a + \exp[i(\omega - \Omega - \omega_c)t] S_- a^\dagger \}. \end{aligned} \quad (10)$$

设原子初始处于 $|+\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|e\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|g\rangle$, 腔场初始处于数态 $|n\rangle$, 则系统在初始时刻的态矢量为 $|\Psi(0)\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|e, n\rangle + \sin\frac{\theta}{2}|g, n\rangle$, 在哈密顿量(10)式的作用下,可以得到系统在任意时刻 t 的态矢量为:

$$|\Psi(t)\rangle = A(t)|+, n\rangle + B(t)|-, n+1\rangle, \quad (11)$$

方程中系数 $A(t)$ 和 $B(t)$ 的表达式为

$$A(t) = \left[\cos\frac{\Omega_n t}{2} - \frac{i\Delta'}{\Omega_n} \sin\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) \right] \cdot \exp\left(\frac{i}{2}\Delta' t\right), \quad (12)$$

$$B(t) = -\frac{2ig \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\sqrt{n+1}\right)}{\Omega_n} \sin\left(\frac{\Omega_n t}{2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{i}{2}\Delta' t\right), \quad (13)$$

式中

$$\begin{cases} \Omega_n = \sqrt{\Delta'^2 + 4(n+1)\left(g \cos^2\frac{\theta}{2}\right)^2} \\ \Delta' = \sqrt{\Delta^2 + 4\lambda^2} + \omega_c - \omega = \sqrt{(\omega_0 - \omega_c)^2 + 4\lambda^2} + \omega_c - \omega \end{cases}, \quad (14)$$

利用线性熵来度量两能级原子和场相互作用系统的纠缠,得到两能级原子的线性熵为:

$$S = 1 - \text{Tr}[\rho_A^2] = 1 - [A(t)A(t)^* \cdot A(t)A(t)^* + B(t)B(t)^* \cdot B(t)B(t)^*]. \quad (15)$$

Sanchez-Ruiz等^[23-24]研究了在 N 维希尔伯特空间, $N+1$ 个具有非简并本征值的互补变量的熵测不准关系:

$$\sum_{k=1}^{N+1} H(S_k) \geq \frac{1}{2} N \ln\left(\frac{1}{2} N\right) + \left(\frac{1}{2} N + 1\right) \ln\left(\frac{1}{2} N + 1\right), \quad (16)$$

并证明了上述熵测不准关系具有最佳下限。

对任意量子态,算符 S_α 在 N 个本征态上具有如下的概率分布

$$P_i(S_\alpha) = \langle \psi_{\alpha i} | \rho | \psi_{\alpha i} \rangle, \quad \alpha = x, y, z, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (17)$$

式中 $|\psi_{\alpha i}\rangle$ 是算符 S_α 的第 i 个本征态, $S_\alpha |\psi_{\alpha i}\rangle = \lambda_{\alpha i} |\psi_{\alpha i}\rangle$, $\alpha = x, y, z$, $i = 1, 2, \dots, N$ 。

对应的信息熵定义为

$$H(S_\alpha) = - \sum_{i=1}^N P_i(S_\alpha) \ln P_i(S_\alpha), \quad \alpha = x, y, z, \quad (18)$$

取 $N=2$, 可得到二能级原子的信息熵测不准关系为:

$$H(S_x) + H(S_y) + H(S_z) \geq 2 \ln 2, \quad (19)$$

利用 $\delta H(S_\alpha) \equiv \exp[H(S_\alpha)]$, (19)式可重新写为:

$$\delta H(S_x) \delta H(S_y) \geq \frac{4}{\delta H(S_z)}, \quad (20)$$

式中 S_x 和 S_y 分量,不可能同时具有完全确定的信息。 $\delta H(S_x)$ 和 $\delta H(S_y)$ 分别量度了原子极化分量 S_x 和 S_y 的不确定度。所以当 S_α 的信息熵 $H(S_\alpha)$ 满足^[25]:

$$E(S_\alpha) = \delta H(S_\alpha) - \frac{2}{[\delta H(S_z)]^{1/2}} < 0, \quad \alpha = x \text{ or } y, \quad (21)$$

原子偶极矩的 S_α ($\alpha = x$ or y) 分量就出现了信息熵压缩。

利用上面的结果可得原子约化密度矩阵元为

$$\begin{cases} \rho_{ee} = AA^* \cos^2 \frac{\theta}{2} + BB^* \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ \rho_{eg} = AA^* \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} - BB^* \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \\ \rho_{ge} = AA^* \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} - BB^* \cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\theta}{2} \\ \rho_{gg} = AA^* \sin^2 \frac{\theta}{2} + BB^* \cos^2 \frac{\theta}{2} \end{cases}, \quad (22)$$

可得原子算符 S_x , S_y 和 S_z 的信息熵为

$$\begin{cases} H(S_x) = - \left[\frac{1}{2} + \text{Re} \rho_{ge}(t) \right] \ln \left[\frac{1}{2} + \text{Re} \rho_{ge}(t) \right] - \left[\frac{1}{2} - \text{Re} \rho_{ge}(t) \right] \ln \left[\frac{1}{2} - \text{Re} \rho_{ge}(t) \right] \\ H(S_y) = - \left[\frac{1}{2} + \text{Im} \rho_{ge}(t) \right] \ln \left[\frac{1}{2} + \text{Im} \rho_{ge}(t) \right] - \left[\frac{1}{2} - \text{Im} \rho_{ge}(t) \right] \ln \left[\frac{1}{2} - \text{Im} \rho_{ge}(t) \right] \\ H(S_z) = - \rho_{ee}(t) \ln \rho_{ee}(t) - \rho_{gg}(t) \ln \rho_{gg}(t) \end{cases}. \quad (23)$$

通过数值计算来讨论数态光子数、原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量对系统纠缠以及熵压缩的影响,并且讨论了原子熵压缩和线性熵之间的关系。

3 结果与讨论

图1~3分别展示了数态光子数、原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量变化时纠缠随时间的演化特性。图1为固定原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量,数态光子数取不同值时,原子线性熵随时间的演化特性。从中可以看出,原子线性熵随时间的演化呈现周期性规律,其原因是原子的约化密度矩阵元具备了周期性。比较图1中的实线、点线和点虚线发现,随着数态场光子数增大,不但线性熵的最大值增大,而且

线性熵随时间的演化周期缩短。由于实验上在光学腔内已经制备了确定性单光子态^[26],图2显示了腔场处于单光子态和原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量 $\Delta = g$ 条件下原子线性熵随时间的演化规律。可知,原子线性熵随时间演化呈现周期性振荡行为,原子与经典驱动场的耦合系数越大,线性熵随时间演化的最大值越大,原子和场之间纠缠越大,由于可以通过调控经典场实现原子和驱动场的耦合系数的改变和操控,从而实现原子和场之间纠缠最大值的控制,理论上提供了一种调控纠缠的方式。图3给出了数态光子数 $n = 1$,原子与经典驱动场的耦合系数 $\lambda = g$,原子跃迁频率与经典驱动场频率的失谐量取不同值时,线性熵随时间演化的演化规律。比较图3中的实线、点线和点虚线可知,随着原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量越大,原子线性熵的最大值越大,原子与场之间的纠缠越大,并且线性熵随时间的演化周期越长。随着原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量的增加,原子和场之间的纠缠越大,主要原因是原子与经典驱动场的耦合作用减小,系统纠缠随时间的演化行为主要由原子和腔场之间的耦合控制。

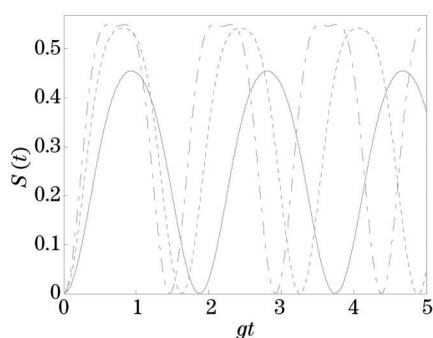


图1 线性熵随时间的演化特性,其中 $\lambda = g, \Delta = g$ 。实线,点线和点虚线分别对应数态光子数 $n = 0, 1, 2$

Fig.1 Time evolution of the linear entropy with $\lambda = g$ and $\Delta = g$. The solid line, dotted line and dashed - dotted line correspond to $n = 0, n = 1, n = 2$, respectively

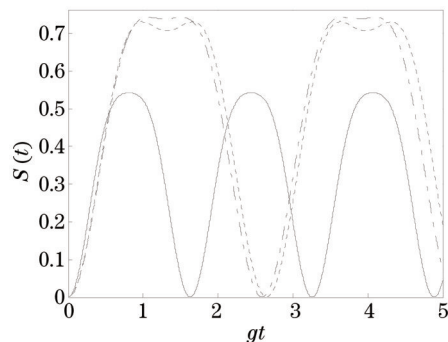


图2 线性熵随时间的演化特性,其中 $n = 1, \Delta = g$ 。实线,点线和点虚线分别对应参数 $\lambda = g, 2g, 3g$

Fig.2 Time evolution of the linear entropy with $n = 1$ and $\Delta = g$. The solid line, dotted line and dashed - dotted line correspond to $\lambda = g, \lambda = 2g, \lambda = 3g$, respectively

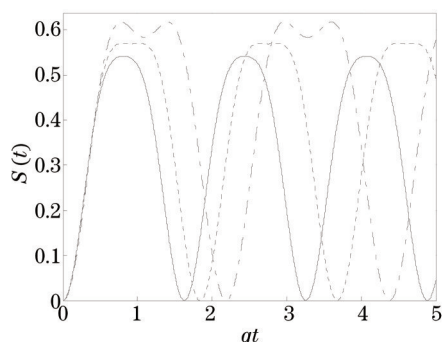


图3 线性熵随时间的演化特性,其中 $n = 1, \lambda = g$ 。实线,点线和点虚线分别对应参数 $\Delta = g, 2g, 3g$

Fig.3 Time evolution of the linear entropy with $n = 1$ and $\lambda = g$. The solid line, dotted line and dashed-dotted line correspond to $\Delta = g, \Delta = 2g, \Delta = 3g$, respectively

图4~6分别展示了数态光子数、原子与经典驱动场的耦合系数和原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量变化时原子熵压缩因子随时间的演化特性。图4给出了数态光子数取不同值时,原子熵压缩因子随时间的演化特性,其它参数与图1相同。由图4可以看出,原子熵压缩因子 $E(S_x)$ 存在周期性压缩,熵压缩因子 $E(S_y)$ 在整个时间演化过程中都大于零,也就是说熵压缩因子 $E(S_y)$ 不存在压缩。随着数态光子数的增大,熵压缩因子 $E(S_x)$ 幅值增大,熵压缩因子 $E(S_x)$ 随时间的演化周期缩短,而且熵压缩因子 $E(S_x)$ 压缩最大值与数态光子数无关。图5显示了原子与经典驱动场的耦合系数取不同值时,原子熵压缩因子随时间的演化规律,其它参数与图2相同。由图5可知,熵压缩因子 $E(S_y)$ 不存在压缩,熵压缩因子 $E(S_x)$ 随时间的演化呈现周期性规律,随着原子与经典驱动场耦合系数的增大,熵压缩因子 $E(S_x)$ 压缩最大值增大,熵压缩时间增

加。由此可以得到的结论是可以控制经典驱动场来调控原子与经典驱动场的耦合系数,从而获得压缩度大,压缩持续时间长的原子熵压缩态。图6展示了原子跃迁频率与经典驱动场频率的失谐量取不同值时,原子熵压缩随时间演化的演化规律,其它参数与图3相同。由图6可以看出,熵压缩因子 $E(S_x)$ 不存在压缩,熵压缩因子 $E(S_y)$ 随时间的演化呈现周期性规律。比较图6中的实线、点线和点虚线可知,随着原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量的增大,不但熵压缩因子 $E(S_x)$ 压缩最大值增大,并且熵压缩因子 $E(S_x)$ 随时间的演化周期越长,熵压缩时间增加。主要原因为随着原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量的增大,原子与经典驱动场的耦合减小,系统熵压缩随时间的演化特性主要由原子和腔场之间的耦合控制。由于可以通

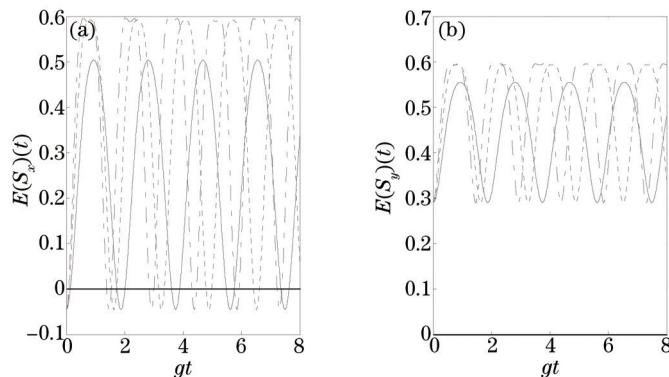


图4 原子熵压缩因子随时间的演化特性。实线,点线和点虚线分别对应数态光子数 $n=0,1,2$,其它参数与图1相同
Fig.4 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom. The solid line, dotted line and dashed-dotted line correspond to $n=0, n=1, n=2$, respectively. The other parameters are the same as those of in Fig.1

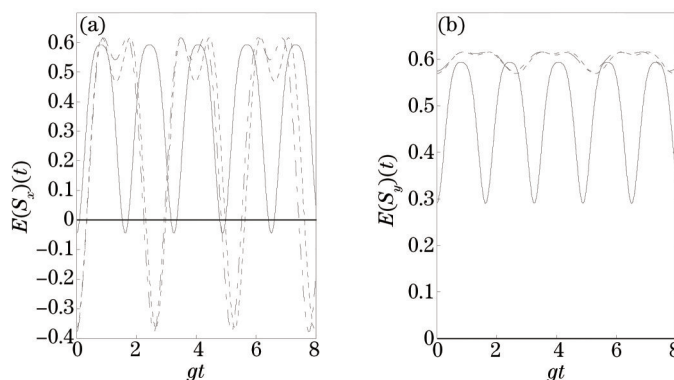


图5 原子熵压缩因子随时间的演化特性。实线,点线和点虚线分别对应参数 $\lambda=g,2g,3g$,其它参数与图2相同
Fig.5 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom. The solid line, dotted line and dashed - dotted line correspond to $\lambda = g, \lambda = 2g, \lambda = 3g$, respectively. The other parameters are the same as those of in Fig.2

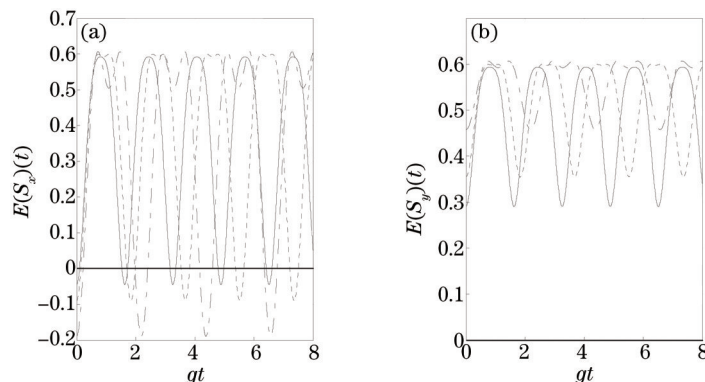


图6 原子熵压缩因子随时间的演化特性。实线,点线和点虚线分别对应参数 $\Delta=g,2g,3g$,其它参数与图3相同
Fig.6 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom. The solid line, dotted line and dashed-dotted line correspond to $\Delta = g, \Delta = 2g, \Delta = 3g$, respectively. The other parameters are the same as those of in Fig.3

过控制经典场实现原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量的改变和操控,从而实现压缩度大,压缩持续时间长的原子熵压缩态的制备,理论上提供了一种调控原子熵压缩的方式。

为了更好地说明原子熵压缩因子与原子线性熵之间的关系,给出了原子熵压缩因子 $E(S_x)$ 与原子线性熵随时间的演化特性,数值结果如图 7 所示。图中数态光子数 $n=1$,原子与经典驱动场的耦合系数 $\lambda=g$ 和原子跃迁频率与经典驱动场频率失谐量 $\Delta=g$ 。由图 7 可以看出,原子熵压缩因子 $E(S_x)$ 和原子线性熵随时间的演化都呈现周期性行为,并且当原子熵压缩因子 $E(S_x)$ 幅值达到最大值时,原子线性熵达到最大值,此时原子和场之间纠缠最大,当原子熵压缩因子 $E(S_x)$ 达到最佳熵压缩时,原子线性熵达到最小值零,此时原子和场之间处于解纠缠状态。由此可以得到的结论是可以根据原子熵压缩的性质来推断原子线性熵的特性,从而给出原子和场之间纠缠的特性。

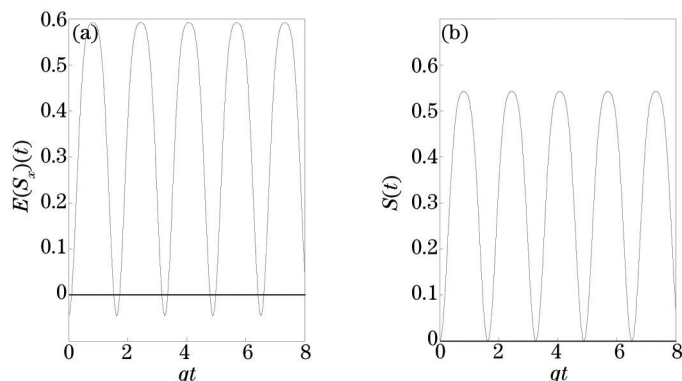


图 7 原子熵压缩因子 $E(S_x)$ 与线性熵随时间演化特性。其中 $n=1, \lambda=g, \Delta=g$

Fig.7 Time evolution of the entropy squeezing factor $E(S_x)$ and the linear entropy of the atom with $n=1, \lambda=g$ and $\Delta=g$

4 结 论

运用线性熵和熵压缩理论研究了缀饰态表象下驱动两能级原子和数态场相互作用系统的纠缠和原子熵压缩的动力学特性。分析了数态光子数、原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量对原子线性熵和熵压缩的影响,讨论了原子线性熵和熵压缩之间的关系。结果表明原子线性熵和熵压缩随时间的演化呈现周期性规律,随着数态光子数,原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量的增大,线性熵的最大值增大。原子熵压缩因子 $E(S_x)$ 随着时间的演化呈现周期性压缩,而熵压缩因子 $E(S_y)$ 不存在压缩,原子熵压缩随着原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量的增大,熵压缩最大值增大,熵压缩时间增加。由于通常可以调控经典场来实现原子与经典驱动场的耦合系数以及失谐量的操控,从而实现原子和场之间纠缠以及原子熵压缩的控制和操纵,理论上提供了一种调控纠缠和熵压缩的方式。

参 考 文 献

- 1 Bennett C H, Brassard G, Crépeau C, *et al.*. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels[J]. Phys Rev Lett, 1993, 70(13): 1895-1899
 - 2 Bennett C H, Wiesner S J. Communication via one- and two-particle operators on Einstein-Podolsky-Rosen states[J]. Phys Rev Lett, 1992, 69(20): 2881-2884.
 - 3 Ekert A K. Quantum cryptography based on Bell's theorem[J]. Phys Rev Lett, 1991, 67(6): 661-663.
 - 4 Nielsen M A, Chuang I L. Quantum Computation and Quantum Information[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.
 - 5 Hagley E, Matre X, Nogues G, *et al.*. Generation of einstein-podolsky-rosen pairs of atoms[J]. Phys Rev Lett, 1997, 79(1): 1-5.
 - 6 Steffen M, Ansmann M, Radoslaw C, *et al.*. Measurement of the entanglement of two superconducting qubits via state tomography[J]. Science, 2006, 313(5792): 1423-1425.
 - 7 Lu Daoming, Qiu Changdong. Entanglement properties in the system of atom interacting with two-mode cavity[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(12): 1227003.
- 卢道明, 邱昌东. 原子与双模腔相互作用系统中的纠缠特性[J]. 光学学报, 2013, 33(12): 1227003.

- 8 Bose S, Fuentes-Guridi I, Knight P L, *et al.*. Subsystem purity as an enforcer of entanglement[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, 87(5): 050401.
- 9 Raimond J M, Brune M, Haroche S. Colloquium: manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity[J]. *Rev Mod Phys*, 2001, 73(3): 565-582.
- 10 Kim M S, Lee J Y, Ahn D, *et al.*. Entanglement induced by a single-mode heat environment[J]. *Phys Rev A*, 2002, 65(4): 040101.
- 11 Vitali D, Gigan S, Ferreira A, *et al.*. Optomechanical entanglement between a movable mirror and a cavity field[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 98(3): 030405.
- 12 Paternostro M, Vitali D, Gigan S, *et al.*. Creating and probing multipartite macroscopic entanglement with light[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, 99(25): 250401.
- 13 Li Shangbin, Xu Jingbo. Entanglement, Bell violation, and phase decoherence of two atoms inside an optical cavity[J]. *Phys Rev A*, 2005, 72(2): 22332.
- 14 Marchioli M A. Quantitative aspects of entanglement in the driven Jaynes-Cummings model[J]. *J Mod Opt*, 2006, 53(18): 2733-2751.
- 15 Feng Chuan, Sachuefu, Li Hongxing. 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.
- 16 Lu Dao-ming. Entanglement properties of two-photon process in three coupling cavities[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(1): 0127001.
卢道明. 三耦合腔系统双光子过程中的纠缠特性[J]. *光学学报*, 2013, 33(1): 0127001.
- 17 Zhang J S, Xu J B, Lin Q. Controlling entanglement sudden death in cavity QED by classical driving fields[J]. *Eur Phys J D*, 2009, 51(2): 283-288.
- 18 Khalil E M. Influence of the external classical field on the entanglement of a two-level atom[J]. *Int J Theor Phys*, 2013, 52(4): 1122-1131.
- 19 Lu Daoming. Quantum properties of three-mode squeezed number state[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2013, 50(3): 032701.
卢道明. 三模压缩粒子数态的量子特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(3): 032701.
- 20 Lu Daoming. Quantum properties of a new three-mode squeezed vacuum state[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(8): 0827001.
卢道明. 一种新的三模压缩真空态的量子特性[J]. *光学学报*, 2014, 34(8): 0827001.
- 21 Cai Chengjun, Fang Maofa, Xiao Xing, *et al.*. Atomic entropy squeezing of the Jaynes-Cummings model driven by classical fields in non-Markovian environment[J]. *Acta Phys Sin*, 2012, 61(21): 210303.
蔡诚俊, 方卯发, 肖 兴, 等. 非马尔可夫环境下经典场驱动 Jaynes-Cummings 模型中原子的熵压缩[J]. *物理学报*, 2012, 61(21): 210303.
- 22 Xiao Xing, Fang Maofa, Li Yanling. Non-Markovian dynamics of two qubits driven by classical fields: population trapping and entanglement preservation[J]. *J Phys B: At Mol Opt*, 2010, 43(18): 185505.
- 23 Sanchez Ruiz J. Improved bounds in the entropic uncertainty and certainty relations for complementary observables[J]. *Phys Lett A*, 1995, 201(2-3): 125-131.
- 24 Sanchez Ruiz J. Optimal entropic uncertainty relation in two-dimensional Hilbert space[J]. *Phys Lett A*, 1998, 244(4): 189-195.
- 25 Fang Maofa, Zhou Peng, Swain S. Entropy squeezing for a two-level atom[J]. *J Mod Opt*, 2000, 47(6): 1043-1053.
- 26 Mc Keever J, Boca A, Boozer D, *et al.*. Deterministic generation of single photons from one atom trapped in a cavity[J]. *Science*, 2004, 303(5666): 1992-1994.

栏目编辑: 刘丰瑞