

原子-腔光力学系统中原子熵压缩的研究

廖庆洪 郑庆华 鄢秋荣 刘 晔 张 旗

南昌大学电子信息工程系, 江西 南昌 330031

摘要 运用信息熵压缩理论研究了原子-腔光力学系统中两能级原子的信息熵压缩,讨论了原子相干角、腔场与机械模之间的耦合系数和原子两能级相对位相相对原子熵压缩的影响。结果表明通过选择适当的原子相干角、腔场与机械模之间的耦合系数以及原子两能级间的相对位相,可以分别控制原子信息熵压缩的压缩幅度、压缩频率和压缩方向;并且通过调节原子相干角可以制备原子最佳熵压缩态,理论上提供了一种调控原子-腔光力学系统中原子熵压缩的方式。

关键词 量子光学; 熵压缩; 两能级原子; 最佳熵压缩态

中图分类号 O431.2

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201643.0218001

Study on Entropy Squeezing of the Atom in an Atom-Cavity-Optomechanical System

Liao Qinghong Zheng Qinghua Yan Qiurong Liu Ye Zhang Qi

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

Abstract Using the theory of information entropy squeezing, the entropy squeezing of a two-level atom in an atom-cavity-optomechanical system is investigated. The influences of the coherent angles of the atom, the coupling coefficient between the cavity field and the mechanical mode, and the relative phase of the two atom level on the entropy squeezing of the atom are discussed. It is shown that the squeezing amplitude, squeezing frequency and squeezing direction of the atomic information entropy squeezing can be controlled by choosing the suitable coherent angle of the atom, coupling coefficient between the cavity field and the mechanical mode and the relative phase of the two atom level, respectively; and the atomic optimal entropy squeezing states in the system can be prepared by controlling the coherence angle of the atom. The proposal may provide a theoretical way to control entropy squeezing of the atom in the atom-cavity-optomechanical system.

Key words quantum optics; entropy squeezing; two-level atom; optimal entropy squeezing states

OCIS codes 020.5580; 270.5565; 270.6570

1 引 言

近年来,两能级原子在光场中熵压缩的研究引起了人们极大的关注^[1-4],两能级原子信息熵的压缩在压缩光的产生及压缩光对量子噪声的抑制^[5]、强耦合条件下计算微腔荧光衰减率^[6]等方面有广泛的应用,使原子压缩效应的研究成为了热门课题。然而,在某些情况下海森堡不确定关系不能充分表示原子的压缩信息,文献[7]给出了两能级原子的熵不确定关系并应用量子熵理论定了两能级原子的熵压缩,克服了海森堡不确定关系的局限性,证明了信息熵压缩实现对原子压缩效应的高灵敏度。文献[8]研究了双光子过程中任意初态原子的信息熵压缩,讨论了系统初态对原子信息熵的影响,并对比了基于海森堡不确定关系和信息熵不确定关系得出的结果,结果表明通过选择适当的初始的原子相干角、原子的混合度和相对位相角来控

收稿日期: 2015-08-10; 收到修改稿日期: 2015-09-16

基金项目: 国家自然科学基金(11247213, 61368002, 11304010, 11264030, 61168001)、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)、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)

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方面的研究。E-mail: nculqh@163.com

制原子的信息熵压缩。文献[9-10]分别研究了缀饰态表象下驱动原子和场相互作用系统的熵压缩调控和非旋波近似下双光子 Jaynes—Cummings(简称 J-C)模型的量子特性,结果表明通过调节系统参数可以产生压缩度大、压缩时间长的原子熵压缩态,随着平均光子数的增加,纠缠达到较稳定的最大值所需时间逐渐增大。卢道明^[11]研究了一种新的三模压缩真空态的量子特性,结果发现量子态测量使第三模的压缩效应和光子统计分布的非经典特性得到增强。

J-C模型是量子光学用于表征一个理想的两能级原子与一个单模量子光场之间的单光子作用的理论模型^[12]。Li等^[13]研究了两能级原子在依赖强度耦合的J-C模型中的熵压缩,讨论了系统初始状态对信息熵压缩的压缩分量数和压缩方向的影响。结果表明压缩分量的数量取决于原子的初始相干角,压缩方向取决于两个能级的相对位相。近年来,一些作者研究了双光子^[14]、多光子^[15]、k光子^[16]J-C模型的原子信息熵压缩。

腔光力学系统在量子工程方面一直是一个非常活跃的领域^[17-19],目的是在量子极限下利用原子-腔光力学系统跟光场的相互作用对机械力学对象进行研究。Dalafi等^[20]研究了混合腔光系统中非线性原子相互作用的双稳定性、冷却和纠缠的可控性,并讨论了移动镜子和场以及原子和场之间的纠缠。系统中三体之间纠缠的产生以及操纵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^[21-22]。刘妮等^[23]提出了在腔光力学三体系统中实现三体量子纠缠产生的方案,并讨论了原子自发辐射率,平均光子数以及耦合强度对纠缠产生的影响。本文在文献[23]的基础上研究了原子-腔光力学系统中原子的熵压缩,分析原子相干角、腔场与机械模之间的耦合系数以及原子两能级的相对位相对熵压缩的影响,结果表明可以通过调控经典场和腔场与机械模之间耦合系数来实现对原子熵压缩的调控,并且,在选择适当的系统参数时,可以制备原子最佳熵压缩态。

2 物理模型

考虑由一个两能级原子置于高精度度光腔与另一端为振动镜的原子-腔光力学系统,物理模型示意图如图1所示。把振动镜看作是一个量子谐振子,可得系统的总哈密顿量为^[23]

$$H = \hbar\omega a^\dagger a + \hbar\omega_m b^\dagger b + \frac{\hbar\omega_0}{2}\sigma_3 - \hbar G a^\dagger a (b + b^\dagger) + \hbar\Omega (a\sigma_+ + a^\dagger\sigma_-), \quad (1)$$

式中 $a^\dagger(a)$ 和 $b^\dagger(b)$ 是频率为 ω 的腔场和频率为 ω_m 的振动镜的产生(湮灭)算符; $G = (\omega/L)\sqrt{\hbar/2m\omega_m}$ 是腔场与机械模之间的耦合系数,其中 L 表示的是腔的长度, m 表示的是振动镜的质量; $\sigma_3 = |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g|$ 、 $\sigma_+ = |e\rangle\langle g|$ 和 $\sigma_- = |g\rangle\langle e|$ 分别为原子的反转、上升和下降算符,其中 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 分别表示原子的激发态和基态; ω_0 是原子跃迁频率, Ω 是原子与腔场之间的耦合常数。在共振条件 $\omega = \omega_0 + \omega_m$ 下,可以把(1)式中的总哈密顿量改写成

$$H_I = -\hbar G a^\dagger a [b \exp(-i\omega_m t) + b^\dagger \exp(i\omega_m t)] + \hbar\Omega [a\sigma_+ \exp(-i\omega t) + a^\dagger\sigma_- \exp(i\omega t)]. \quad (2)$$

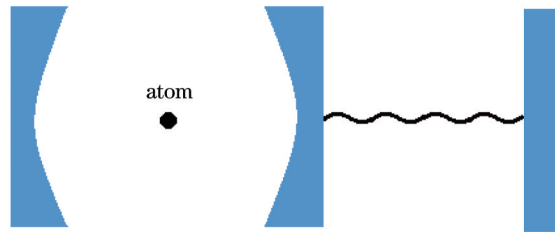


图1 由一个两能级原子置于高精度度光腔与另一端为振动镜组成的物理系统

Fig.1 Physical system consists of a two-level atom placed in a high-finesse optical cavity with a vibrating mirror at the end

在 $\omega_m \gg \{G, \Omega\}$ 的条件下,快速振荡项的影响可以忽略,运用时间平均近似的演算方法得到此时系统的有效哈密顿量为^[23]

$$H_{\text{eff}} = \frac{\hbar G \Omega}{\omega_m} (a^\dagger b \sigma_- + a b^\dagger \sigma_+) - \frac{\hbar G^2}{\omega_m} (a^\dagger a)^2 - \frac{\hbar \Omega^2}{\omega_m} (a^\dagger a \sigma_3 + \sigma_+ \sigma_-), \quad (3)$$

式中第一项和第二项分别描述的是原子、腔场和振动镜三者之间的相互作用,第三项是克尔非线性项,最后一项描述了光子数对斯塔克位移的依赖。

当原子处于激发态和基态任意叠加的初始状态,振动镜初始处于基态和腔场处于单光子态时,系统初

始状态可以写成以下形式

$$|\psi(0)\rangle = \cos\theta|1,0,e\rangle + \exp(-i\varphi)\sin\theta|1,0,g\rangle, \quad (4)$$

式中 θ 为原子相干角,变化范围为 0 到 $\pi/2$, $\theta=0$ 时表示原子处于激发态, $\theta=\pi/2$ 时原子处于基态, φ 为原子两能级的相对位相。

在(3)式哈密顿量作用下,可以得到系统在任意时刻 t 的态矢量为

$$|\psi(t)\rangle = M_1(t)|1,0,e\rangle + M_2(t)|1,0,g\rangle + M_3(t)|0,1,e\rangle, \quad (5)$$

式中

$$M_1(t) = \cos\theta \exp\left[i\left(\frac{G^2}{\omega_m} + \frac{\Omega^2}{\omega_m}\right)t\right], \quad (6)$$

$$M_2(t) = \frac{\exp(-i\varphi)\sin\theta}{R} \left[R \cos\left(\frac{Rt}{2}\right) + i\frac{G^2}{\omega_m} \sin\left(\frac{Rt}{2}\right) - 2i\frac{\Omega^2}{\omega_m} \sin\left(\frac{Rt}{2}\right) \right] \exp\left(-\frac{iG^2t}{2\omega_m}\right), \quad (7)$$

$$M_3(t) = -\frac{2iG\Omega \exp(-i\varphi)\sin\theta}{\omega_m R} \sin\left(\frac{Rt}{2}\right) \exp\left(\frac{iG^2t}{2\omega_m}\right), \quad (8)$$

$$R = \sqrt{4\left(\frac{G\Omega}{\omega_m}\right)^2 + \left(\frac{G^2}{\omega_m} - \frac{2\Omega^2}{\omega_m}\right)^2}, \quad (9)$$

由(5)~(9)式能得到原子的约化密度算符(Tr表示求迹):

$$\rho_a(t) = \text{Tr}_{\text{im}}[\rho(t)] = [M_1(t)M_1^*(t) + M_3(t)M_3^*(t)]|e\rangle\langle e| + M_1(t)M_2^*(t)|e\rangle\langle g| + M_2(t)M_1^*(t)|g\rangle\langle e| + M_2(t)M_2^*(t)|g\rangle\langle g|. \quad (10)$$

Sanchez-Ruiz^[24-25]等研究了在 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:

$$\sum_{k=1}^{N+1} H(S_k) \geq \frac{1}{2} N \ln\left(\frac{1}{2} N\right) + \left(\frac{1}{2} N + 1\right) \ln\left(\frac{1}{2} N + 1\right), \quad (11)$$

Sanchez-Ruiz 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

$$P_i(S_\alpha) = \langle \psi_{\alpha i} | \rho | \psi_{\alpha i} \rangle, \quad \alpha \equiv x, y, z, \quad i = 1, 2, \dots, N, \quad (12)$$

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

取 $N=2$ 时,对应的原子偶极矩分量的信息熵为

$$H(S_\alpha) = -\sum_{i=1}^2 P_i(S_\alpha) \ln P_i(S_\alpha), \quad \alpha \equiv x, y, z. \quad (13)$$

两能级原子分量 S_x, S_y, S_z 的信息熵满足信息熵测不准关系

$$H(S_x) + H(S_y) + H(S_z) \geq 2 \ln 2, \quad (14)$$

又可将(14)式改写为:

$$\delta H(S_x) \delta H(S_y) \geq \frac{4}{\delta H(S_z)}, \quad (15)$$

式中

$$\delta H(S_\alpha) \equiv \exp[H(S_\alpha)], \quad (16)$$

当原子偶极矩分量 S_α ($\alpha \equiv x$ or y) 的涨落满足^[26]:

$$E(S_\alpha) = \delta H(S_\alpha) - \frac{2}{[\delta H(S_z)]^{1/2}} < 0, \quad \alpha \equiv x \text{ or } y, \quad (17)$$

则原子偶极矩的分量 S_α ($\alpha \equiv x$ or y) 出现信息熵压缩。

由于 $H(S_\alpha)$ ($\alpha \equiv x, y, z$) 的取值范围是 $0 \sim \ln 2$, 则 $\delta H(S_\alpha)$ 的取值范围是 $1 \sim 2$ 。所以 $E(S_\alpha)$ ($\alpha \equiv x, y$) 的最小值^[27]为

$$E(S_\alpha)_{\min} = 1 - \sqrt{2} = -0.414 < 0, \quad (\alpha \equiv x \text{ or } y), \quad (18)$$

此时 $E(S_\alpha)_{\min}$ 为 S_x 和 S_y 算符的最佳熵压缩,原子处于最佳熵压缩态。

由以上结果可得原子约化密度矩阵元为

$$\begin{cases} \rho_{ee} = M_1(t)M_1^*(t) + M_3(t)M_3^*(t) \\ \rho_{eg} = M_1(t)M_2^*(t) \\ \rho_{ge} = M_2(t)M_1^*(t) \\ \rho_{gg} = M_2(t)M_2^*(t) \end{cases}, \quad (19)$$

可得原子算符 S_x 、 S_y 和 S_z 的信息熵为

$$\begin{cases} H(S_x) = -\left[\frac{1}{2} + \text{Re}\rho_{ge}(t)\right] \ln\left[\frac{1}{2} + \text{Re}\rho_{ge}(t)\right] - \left[\frac{1}{2} - \text{Re}\rho_{ge}(t)\right] \ln\left[\frac{1}{2} - \text{Re}\rho_{ge}(t)\right] \\ H(S_y) = -\left[\frac{1}{2} + \text{Im}\rho_{ge}(t)\right] \ln\left[\frac{1}{2} + \text{Im}\rho_{ge}(t)\right] - \left[\frac{1}{2} - \text{Im}\rho_{ge}(t)\right] \ln\left[\frac{1}{2} - \text{Im}\rho_{ge}(t)\right] \\ H(S_z) = -\rho_{gg}(t) \ln\rho_{gg}(t) - \rho_{ee}(t) \ln\rho_{ee}(t) \end{cases}. \quad (20)$$

利用以上结果讨论原子相干角、腔场与机械模之间的耦合系数以及原子两能级的相对位相对原子-腔光力学系统中原子熵压缩的影响。

3 结果与讨论

图2~4展示了在固定原子的相干角 $\theta = \pi/6$ 和腔场与机械模之间的耦合系数 $G = \Omega$ ，变化原子两能级的相对位相 φ 时，原子-腔光力学系统中原子熵压缩随时间的演化特性。图2~4分别呈现了原子两能级的相对位相取 $\varphi = 0$ 、 $\pi/4$ 、 $\pi/2$ 时，系统中原子的熵压缩因子 $E(S_x)$ 和 $E(S_y)$ 的时间演化特性。由图2可知，原子的熵压缩因子 $E(S_x)$ 和 $E(S_y)$ 随时间的演化呈现非周期性振荡行为，且变量 S_x 和 S_y 都存在熵压缩。图2(a)中熵压缩因子 $E(S_x)$ 在标度时间 $\Omega t = 0.1$ 、25.8、87.1 时取值较小，其中在 $\Omega t = 0.1$ 时取得最小值 $E(S_x) = -0.2312$ ，此时变量 S_y 的熵压缩最大；图2(b)中熵压缩因子 $E(S_y)$ 在标度时间 $\Omega t = 30.6$ 、56.5、82.3 时取值较小，其中在 $\Omega t = 56.5$ 时取得最小值 $E(S_y) = -0.2308$ ，此时变量 S_y 的熵压缩最大。比较图2~4中的熵压缩的时间特性可知，改变原子两能级的相对位相，对原子熵压缩因子的幅度、频率没有影响，但改变了原子熵压缩的方向。即图3和图4中熵压缩的最大值和最小值与图2中的相等，但是产生最大、最小值的标度时间不相同。图3中熵压缩因子 $E(S_x)$ 在标度时间为 $\Omega t = 84.7$ 时取得最小值；熵压缩因子 $E(S_y)$ 在标度时间为 $\Omega t = 28.3$ 时取得最小值。对比图2和图4可以发现图4(a)与图2(b)完全相同，图4(b)与图2(a)完全相同，即原子两能级的相对位相 $\varphi = \pi/2$ 时，原子熵压缩因子随时间的演化特性与 $\varphi = 0$ 发生了互换。结合图2~4可得，原子两能级的相对位相的改变，对原子熵压缩的幅度、频率无影响，但是改变了原子熵压缩的方向，这表明原子两能级的相对位相 φ 决定了原子信息熵压缩的方向。

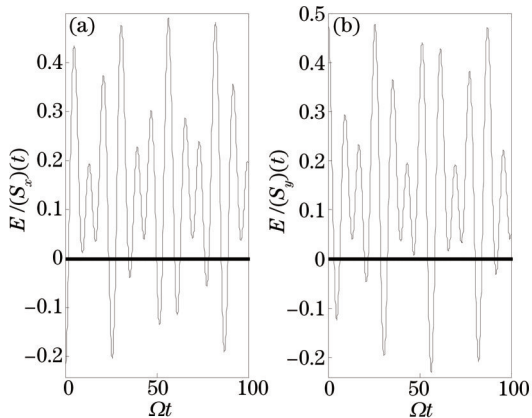


图2 原子熵压缩因子随时间的演化特性。其中 $\theta = \pi/6$ ， $G = \Omega$ ， $\varphi = 0$

Fig.2 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom with $\theta = \pi/6$ ， $G = \Omega$ and $\varphi = 0$

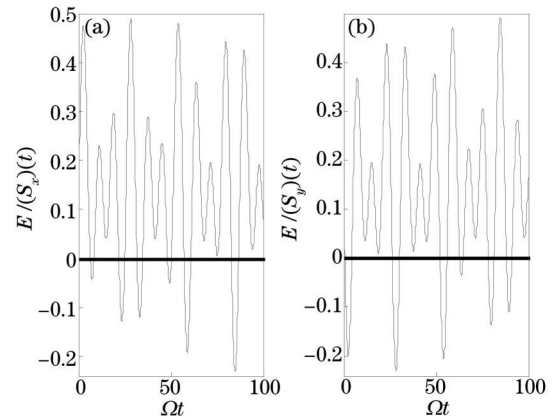


图3 原子熵压缩因子随时间的演化特性。其中 $\theta = \pi/6$ ， $G = \Omega$ ， $\varphi = \pi/4$

Fig.3 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom with $\theta = \pi/6$ ， $G = \Omega$ and $\varphi = \pi/4$

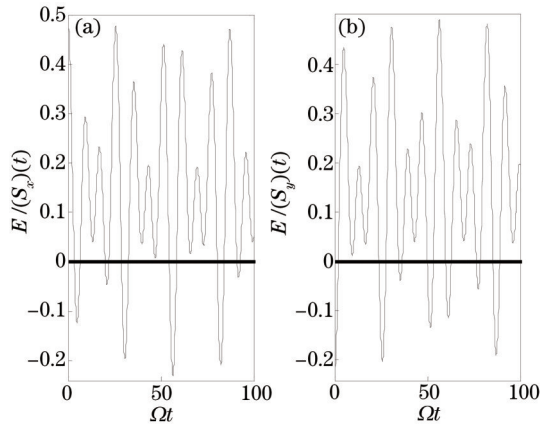


图4 原子熵压缩因子随时间的演化特性。其中 $\theta = \pi/6$, $G = \Omega$, $\varphi = \pi/2$

Fig.4 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom with $\theta = \pi/6$, $G = \Omega$ and $\varphi = \pi/2$

图5~6描述的是原子相干角分别取 $\theta = \pi/4$ 、 $\pi/3$ 时,原子-腔光力学系统中原子熵压缩因子随时间的演化特性,其它参数与图2相同。由图5、图6可知原子的熵压缩因子随时间的演化呈现了与图2相同的振荡规律,但同一标度时间上的熵压缩因子的振荡幅度不同。比较图5、图6和图2发现,在原子相干角 θ 在 $[0, \pi/4]$ 内取不同值时,相干角越大,原子的熵压缩因子在同一标度时间的值越小,熵压缩越大; θ 在 $[\pi/4, \pi/2]$ 内取值时,熵压缩随 θ 的增大而减小,由此可得原子在 $\theta = \pi/4$ 时取得的熵压缩最大。由图5所示时间特性曲线可知,变量 S_x 在 $\Omega t = 0.1$ 时的熵压缩最大 $E(S_x) = -0.4119$, 变量 S_y 在 $\Omega t = 56.5$ 时的熵压缩最大 $E(S_y) = -0.4124$, 二者均接近(18)式所示的最佳熵压缩,主要原因是在标度时间 $\Omega t = 0.1$ 、 $\Omega t = 56.5$ 这两个时刻附近,原子与场处于退纠缠态,原子演化到它的纯态,变量 S_x 、 S_y 分别有

$$|\psi_x\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle + |g\rangle)|1,0\rangle, \quad (21)$$

$$|\psi_y\rangle \approx \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle + i|g\rangle)|1,0\rangle, \quad (22)$$

此时算符 S_x 和 S_y 处于本征态,也就是原子 S_x 和 S_y 分量上的最佳熵压缩态^[8]。结合图5、图6和图2可得,通过调控原子相干角,能够控制原子-腔光力学系统中原子熵压缩的幅度,得到原子的最佳熵压缩态,实验上通过操控经典场可以实现原子相干角的大小调控,从而在理论上提供了一种获得原子最佳熵压缩态的调控方式。

图7~8描述的是腔场与机械模之间的耦合系数分别取 $G = \sqrt{2}\Omega$ 、 2Ω 时,原子-腔光力学系统中原子熵压缩因子随时间的演化特性,其它参数与图2相同。对比图7、图8和图2中的演化特性可知,随着腔场与机

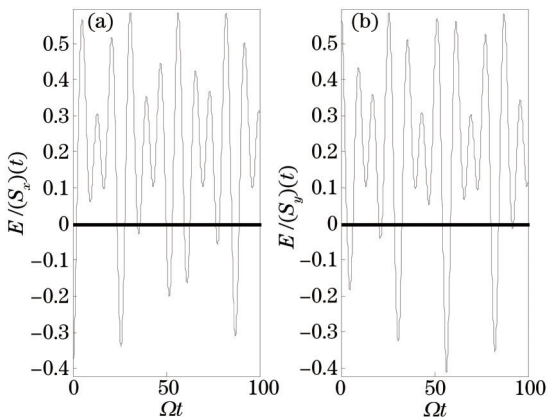


图5 原子熵压缩因子随时间的演化特性。其中 $\theta = \pi/4$, $G = \Omega$, $\varphi = 0$

Fig.5 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom with $\theta = \pi/4$, $G = \Omega$ and $\varphi = 0$

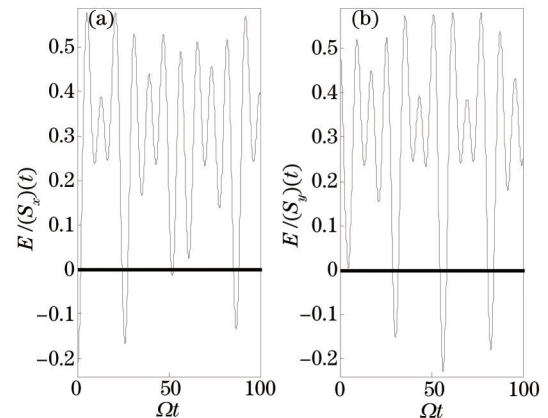


图6 原子熵压缩因子随时间的演化特性。其中 $\theta = \pi/3$, $G = \Omega$, $\varphi = 0$

Fig.6 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom with $\theta = \pi/3$, $G = \Omega$ and $\varphi = 0$

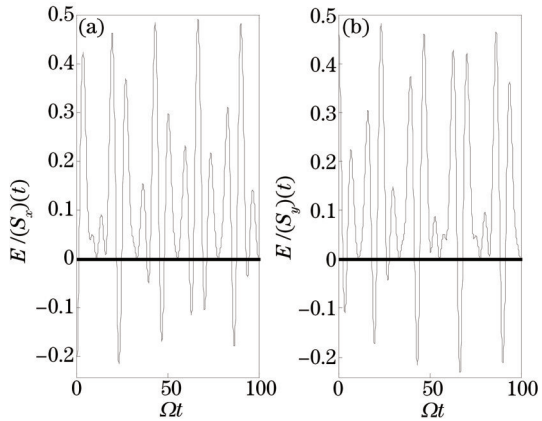


图7 原子熵压缩因子随时间的演化特性。其中 $\theta = \pi/6$,
 $G = \sqrt{2}\Omega$, $\varphi = 0$

Fig.7 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom with $\theta = \pi/6$, $G = \sqrt{2}\Omega$ and $\varphi = 0$

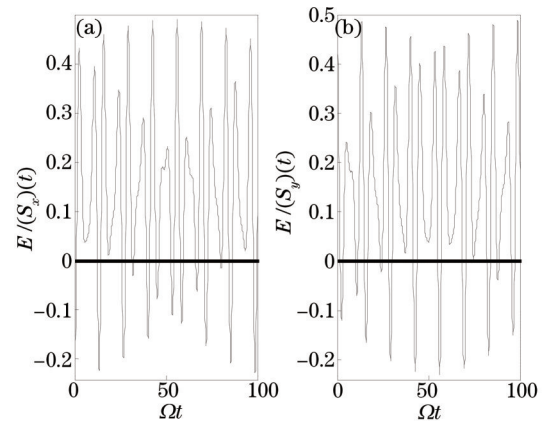


图8 原子熵压缩因子随时间的演化特性。其中 $\theta = \pi/6$,
 $G = 2\Omega$, $\varphi = 0$

Fig.8 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom with $\theta = \pi/6$, $G = 2\Omega$ and $\varphi = 0$

机械模之间耦合系数的增大,单位时间内熵压缩出现的次数增多,说明系统中原子熵压缩的频率由腔场与机械模之间的耦合系数 G 决定,即 G 越大,压缩频率越大,单位时间内的压缩时间越长。由此可知选择适当大小的 G 可以得到压缩频率大,压缩时间长的熵压缩。实验上通过调节原子的空间位置可以实现腔场与机械模之间的耦合系数大小的操控。为了更好地说明腔场与机械模之间耦合系数 G 的调控,下面仅给出了实验上实现 $G = \sqrt{2}\Omega$ 时的可行性方案:分别选择腔长和腔频为 $L = 10 \mu\text{m}$ 、 $\omega \sim 10^{14} \text{ Hz}$ ^[28],镜子的质量和频率的数量级为 $m \sim 10^{-17} \text{ kg}$ 、 $\omega_m \sim 10^9 \text{ Hz}$ ^[29]。根据这些参数,可以得到耦合系数 $G = (\omega/L)\sqrt{\hbar/2m\omega_m} \sim 10^6 \text{ Hz}$ 。原子与腔场之间的耦合常数 $\Omega \approx \Omega_0 \exp(-r^2/w^2)$,其中最大真空拉比频率 $\Omega_0 = 2\pi \times 120 \text{ MHz}$,腔的束腰半径 $w \sim 15 \mu\text{m}$ ^[28],所以在 $\omega = \omega_m + \omega_0$ 和 $\omega_m \gg G$ 条件下,通过调节空间位置 r 可以实现对耦合系数 G 的调控,从而实现对原子熵压缩频率的操控,理论上提供了一种得到压缩频率大,压缩时间长的熵压缩的调控方法。

为了更好地说明腔场与机械模之间耦合系数对原子-腔光系统中原子熵压缩的影响,图9展示的是腔场与机械模之间耦合系数不存在(即 $G = 0$)时,系统中原子熵压缩因子随时间的演化特性,其它参数与图5相同。相比较于腔场与机械模之间的耦合系数存在时原子的非周期振荡时间演化规律,图9中 S_x 和 S_y 分量产生了周期性的交替的熵压缩,熵压缩因子 $E(S_x)$ 、 $E(S_y)$ 取得的最小值相等 $E(S_x) = E(S_y) = -0.4142 = -\sqrt{2}$,此时熵压缩最大,原子处于最佳熵压缩态。结合图2~9发现,图9中 G 不存在时,系统原子熵压缩随时间的演化规律呈周期性;而图2~8中 G 存在时,原子熵压缩的周期性被破坏,出现非周期性振荡的熵压缩,说明腔场与机械模之间的耦合系数存在会破坏原子-腔光力学系统中原子熵压缩的周期性。将 $G = 0$ 带入(6)~(9)式,

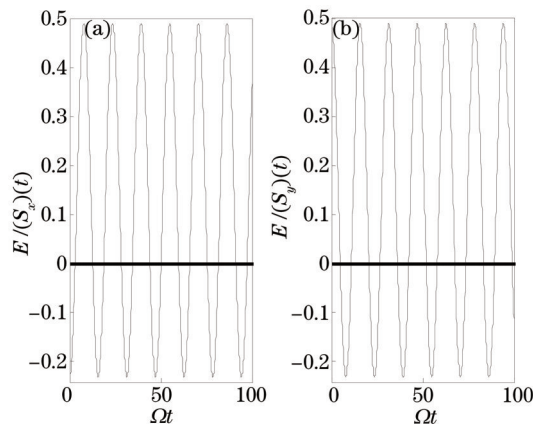


图9 原子熵压缩因子随时间的演化特性。其中 $\theta = \pi/4$, $\varphi = 0$, $G = 0$

Fig.9 Time evolution of the entropy squeezing factors of the atom with $\theta = \pi/4$, $\varphi = 0$ and $G = 0$

可得 $M_3(t) = 0$, 在其他参数分别取 $\theta = \pi/4$, $\varphi = 0$ 时, 代入(17)式可得原子熵压缩因子的解析表达式

$$\begin{aligned} E(S_x) &= \frac{2 \sin(Rt)^{\cos(Rt)-1}}{[1 + \cos(Rt)]^{\cos(Rt)}} - \sqrt{2} \\ E(S_y) &= \frac{2 \cos(Rt)^{\sin(Rt)-1}}{[1 + \sin(Rt)]^{\sin(Rt)}} - \sqrt{2} \end{aligned} \quad (23)$$

由(23)式可得原子-腔光力学系统中原子熵压缩随时间演化的周期为 5π 。

4 结 论

利用熵压缩理论, 研究了原子-腔光力学系统中原子的熵压缩动力学特性, 分析了原子的相干角、腔场与机械模之间的耦合系数以及原子两能级的相对位相相对原子熵压缩的影响。结果表明: 通过调控原子相干角, 能控制原子熵压缩的压缩幅度, 制备原子 S_x 和 S_y 分量的最佳熵压缩态。腔场与机械模之间的耦合系数会破坏熵压缩的周期性, 使原子呈现非周期振荡的熵压缩行为, 且腔场与机械模之间的耦合系数越大, 熵压缩的压缩频率越大, 压缩时间越长。原子两能级的相对位相的改变对原子熵压缩的压缩幅度没有影响, 但会改变原子熵压缩的压缩方向。实验上分别通过操控经典场、原子的空间位置可以实现原子相干角、腔场与机械模之间耦合系数大小的调控, 从而实现对原子-腔光力学系统中原子熵压缩的控制和操纵, 理论上提供了一种调控熵压缩, 实现最佳熵压缩态的方式。

参 考 文 献

- 1 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-dependent coupling regime[J]. Optics Communications, 2014, 319(10): 121-127.
- 2 Liao Qinghong, Fang Guangyu, Wang Yueyuan, *et al.*. Single atom entropy squeezing for two two-level atoms interacting with a binomial field[J]. Optik, 2011, 122(15): 1392-1398.
- 3 Al-Kader G M A, Obada A S F. Von Neumann entropy and entropy squeezing of a two-level atom and the superposition of squeezed displaced fock states[J]. Journal of Russian Laser Research, 2008, 29(4): 398-407.
- 4 El-Orany F A A, Wahiddin M R B, Obada A S F. Single-atom entropy squeezing for two two-level atoms interacting with a single-mode radiation field[J]. Optics Communications, 2008, 281(10): 2854-2863.
- 5 Ma Junmao, Jiao Zhiyong, Li Ning. Spin squeezing of the two two-level atoms interacting with a binomial field[J]. International Journal of Theoretical Physics, 2008, 47(5): 1270-1277.
- 6 Wu Y. Quantum theory of microcavity-modified fluorescence decay rate under a strong coupling condition[J]. Physical Review A, 2000, 61(3): 033803.
- 7 Fang Maofa, Zhou Peng, Swain S. Information entropy and squeezing of quantum fluctuations in a two-level atom[J]. Chinese Physics Letters, 2000, 17(11): 798-800.
- 8 Liu Xiaojuan, Zhou Bingju, Fang Maofa, *et al.*. Information entropy squeezing of the atom of an arbitrary initial state via the two-photon process[J]. Acta Physica Sinica, 2006, 55(2): 704-711.
刘小娟, 周并举, 方卯发, 等. 双光子过程中任意初态原子的信息熵压缩[J]. 物理学报, 2006, 55(2): 704-711.
- 9 Liao Qinghong, Xu Juan, Yan Qiurong, *et al.*. Control of entanglement and entropy squeezing of the atom driven by a classical field interacting with field under the dressed-state representation[J]. Chinese J Lasers, 2015, 42(5): 0518001.
廖庆洪, 许娟, 鄢秋荣, 等. 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[J]. 中国激光, 2015, 42(5): 0518001.
- 10 Cong Honglu, Ren Xuezaio, Liao Xu. Quantum properties of two-photon Jaynes-Cummings model without rotating wave approximation [J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(7): 0727002.
丛红璐, 任学藻, 廖旭. 非旋波近似下双光子 Jaynes-Cummings 模型的量子特性[J]. 光学学报, 2015, 35(7): 0727002.
- 11 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.
- 12 Jaynes E T, Cummings F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser[J]. Proceedings of the IEEE, 1963, 51(1): 89-109.

- 13 Li Chunxian, Fang Maofa. Entropy squeezing for a two-level atom in the Jaynes-Cummings model with an intensity-dependent coupling [J]. Chinese Physics, 2003, 12(3): 294-299.
- 14 Ren Min, Qian Yan, Liu Zhengjun, *et al.*. Entropic squeezing of the optical field in the two-photon Jaynes-Cummings model[J]. Chinese J Lasers, 2008, 35(8): 1228-1234.
任 珉, 钱 妍, 刘正君, 等. 双光子 Jaynes-Cummings 模型中光场的熵压缩[J]. 中国激光, 2008, 35(8): 1228-1234.
- 15 Fang Maofa, Zhou Peng. Evolution of field entropy for the multiphoton Jaynes-Cummings model[J]. Acta Optica Sinica, 1993, 13(9): 799-804.
方卯发, 周 鹏. 多光子 Jaynes-Cummings 模型场熵的演化[J]. 光学学报, 1993, 13(9): 799-804.
- 16 Kang Dongpeng, Liao Qinghong, Ashfaq A M, *et al.*. Entropy squeezing of an atom with a k-photon in the Jaynes-Cummings model[J]. Chinese Physics B, 2010, 19(1): 318-325.
- 17 Chen Bin, Jiang Cheng, Zhu Kadi. Slow light in a cavity optomechanical system with a Bose-Einstein condensate[J]. Physical Review A, 2011, 83(5): 2316-2321.
- 18 Ian H, Gong Z R, Liu Y X, *et al.*. Cavity optomechanical coupling assisted by an atomic gas[J]. Physical Review A, 2008, 78(1): 013824.
- 19 Brennecke F, Ritter S, Donner T, *et al.*. Cavity optomechanics with a Bose-Einstein condensate[J]. Science, 2008, 322(5899): 235-238.
- 20 Dalafi A, Naderi M H, Soltanolkotabi M, *et al.*. Controllability of optical bistability, cooling and entanglement in hybrid cavity optomechanical systems by nonlinear atom-atom interaction[J]. Journal of Physics B-Atomic, Molecular and Optical Physics, 2013, 46(23): 4135-4141.
- 21 Wilson-Rae I, Nooshi N, Zwerger W, *et al.*. Theory of ground state cooling of a mechanical oscillator using dynamical backaction[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(9): 093901.
- 22 Jin Xingri, Zhang Yingqiao, Li Yan, *et al.*. Effect to three-body entanglement caused by Stark shifts in Tavis-Cummings model[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2005, 22(5): 722-725.
- 23 Liu Ni, Li Junqi, Liang J Q. Entanglement in a tripartite cavity-optomechanical system[J]. International Journal of Theoretical Physics, 2013, 52(3): 706-715.
- 24 Sanchez-Ruiz J. Improved bounds in the entropic uncertainty and certainty relations for complementary observables[J]. Physical Letters A, 1995, 201(2-3): 125-131.
- 25 Sanchez-Ruiz J. Optimal entropic uncertainty relation in two-dimensional hilbert space[J]. Physical Letters A, 1998, 244(4): 189-195.
- 26 Fang Maofa, Zhou Peng, Swain S. Entropy squeezing for a two-level atom[J]. Journal of Modern Optics, 2000, 47(6): 1043-1053.
- 27 Liu Xiaojian, Zhao Mingzhuo, Liu Yiman, *et al.*. Preparation and control of optimal entropy squeezing states for the moving atom entanglement with the field under the intensity dependent coupling[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(5): 3227-3235.
刘小娟, 赵明卓, 刘一曼, 等. 运动原子与光场依赖强度纠缠下最佳熵压缩态的制备和控制[J]. 物理学报, 2010, 59(5): 3227-3235.
- 28 Hood C J, Chapman M S, Lynn T W, *et al.*. Real-time cavity QED with single atoms[J]. Physical Review Letters, 1998, 80(19): 4159-4160.
- 29 Bose S, Jacobs K, Knight P L. Scheme to probe the decoherence of a macroscopic object[J]. Physical Review A, 1999, 59(5): 3204-3210.

栏目编辑: 刘丰瑞