

# 非马尔可夫环境下经典场驱动 Jaynes-Cummings 模型中原子的熵压缩\*

蔡诚俊<sup>1)</sup> 方卯发<sup>1)†</sup> 肖兴<sup>2)</sup> 黄江<sup>1)</sup>

1) (湖南师范大学物理与信息科学学院, 长沙 410081)

2) (赣南师范学院物理与电子信息学院, 赣州 341000)

(2012年4月6日收到; 2012年5月23日收到修改稿)

运用非马尔可夫量子理论与熵压缩理论, 研究了非马尔可夫环境下经典场驱动 Jaynes-Cummings 模型中原子的熵压缩, 考察了非马尔可夫效应、经典场驱动、体系失谐量对原子熵压缩的影响. 用非马尔可夫过程的记忆效应解释了原子熵压缩的动力学行为. 结果表明: 非马尔可夫效应和经典场驱动的共同作用有利于原子熵压缩的产生与维持. 在非马尔可夫环境下, 通过选择适当的系统参数, 可以产生压缩度大、压缩持续时间长的原子熵压缩态. 研究结果为利用光场-原子相互作用制备压缩度大、压缩持续时间长的最佳原子压缩态提供了可能途径.

**关键词:** Jaynes-Cummings 模型, 经典驱动场, 非马尔可夫环境, 熵压缩

**PACS:** 03.67.-a, 03.65.Yz, 89.70.cf

## 1 引言

近来, 国际上关于量子系统中非马尔可夫效应的研究成为热点课题. 如德国弗赖堡大学 Breuer 小组 [1-3], 芬兰图尔库大学 Maniscalco 小组 [4-6], 意大利巴勒莫大学 Bellomo 小组 [7,8], 英国苏塞克斯郡大学 Garraway 小组 [9,10], 对量子系统中的非马尔可夫纠缠动力学、非马尔可夫效应对量子信息处理的影响进行了广泛的研究. 研究表明: 非马尔可夫效应能导致系统中“纠缠的回复”, 改善量子通道的 Holevo 容量、提高量子通信的保真度与成功概率 [11]. 最近, 人们关注的另一个热点问题是非马尔可夫效应对量子系统非经典效应的影响. 文献 [12] 研究了非马尔可夫效应对单量子比特激发态布居囚禁的影响. 结果表明: 非马尔可夫环境下, 激发态布居会出现回复振荡的现象, 有经典场驱动时, 激发态布居的衰减会被极大地抑制, 并随着拉比频率的增大, 甚至会长时间保持在初始值; 文

献 [13] 讨论了弱耦合和强耦合两种情形下非马尔可夫效应对三能级  $A$  原子系统的布居动力学的影响, 证明了非马尔可夫效应不仅存在于强耦合, 而且在弱耦合情形下对三能级系统的布居反转有增强作用. 这些研究结果表明: 非马尔可夫效应能够导致量子系统非经典效应的增强.

另一方面, 原子压缩效应的发现是近代量子光学领域中最重要进展之一. 原子压缩效应反映了原子的非经典性质, 在高精度自旋偏振测量 [14]、高精度原子喷泉钟 [15,16]、量子噪声的控制以及量子通信处理 [17-25] 等方面具有重要应用前景. 值得注意的是, 以前大量有关压缩的研究 [26,27] 都是以海森堡不确定关系为出发点, 用标准偏差量度原子可观察变量的量子涨落, 导出压缩的判别式. 但是, 在有些情况下, 海森堡不确定关系并不能给出原子压缩的充分信息, 因为标准偏差只涉及量子态密度矩阵的二阶统计矩, 丢失了高阶统计矩的信息, 呈现出一定的局限性. 幸运的是, 熵不确定关系克服了海森堡不确定关系的局限性, 为量子涨落的量度

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11074072) 资助的课题.

† E-mail: mffang@hunnu.edu.cn

提供了一个精确的方法. 文献 [28] 提出了原子熵压缩的新概念, 证明了熵压缩能实现对原子压缩效应的高灵敏度度.

为了探讨非马尔可夫效应对原子压缩这一非经典效应的影响, 本文运用非马尔可夫量子理论与熵压缩理论研究非马尔可夫环境下经典场驱动 [29] Jaynes-Cummings (J-C) 模型中的原子熵压缩效应, 讨论了非马尔可夫效应、经典场强度 (拉比频率)、失谐量对原子熵压缩的影响. 结果表明: 与马尔可夫过程相比, 非马尔可夫效应能够增加原子的熵压缩时间; 通过选择合适的经典场强度、失谐量可以得到压缩度大、压缩持续时间长的原子熵压缩态.

本文分为以下几节: 第二节给出物理模型; 第三节计算该模型中原子的熵压缩; 第四节从两方面进行讨论, 一方面比较马尔可夫过程和非马尔可夫过程对原子熵压缩影响, 另一方面讨论失谐量对原子熵压缩的影响; 最后在第五节进行简单的小结.

## 2 物理模型

考虑一个与零温玻色库耦合的二能级原子, 并与经典光驱动相互作用, 其哈密顿量 [30] 可以写成 ( $\hbar = 1$ ):

$$H = \frac{1}{2}\omega_0\sigma_z + \sum_k \omega_k b_k^\dagger b_k + \left( \sum_k g_k b_k \sigma_+ + \Omega e^{-i\omega_L t} \sigma_+ + \text{h.c.} \right), \quad (1)$$

式中,  $\omega_0$  是原子的跃迁频率,  $\sigma_z$ ,  $\sigma_+$  和  $\sigma_-$  分别为系统的反转、上升和下降算符,  $b_k^\dagger$  和  $b_k$  是库的第  $k$  个模的产生和湮灭算符,  $\omega_k$  是库的频率,  $g_k$  是原子与场的耦合系数,  $\Omega$  是驱动场的拉比频率. 为简单起见, 假设  $\Omega$  是一个实数.

因为么正变换并不改变系统的本征值, 因此引入一个么正变换  $U = e^{-i\omega_L \sigma_z t/2}$ , 将 (1) 式的哈密顿量变换到旋转坐标表象中, 则

$$H_e = \frac{1}{2}\Delta\sigma_z + \Omega\sigma_x + \sum_k \omega_k b_k^\dagger b_k + \sum_k (g_k b_k \sigma_+ e^{i\omega_L t} + \text{h.c.}), \quad (2)$$

式中  $\Delta = \omega_0 - \omega_L$ . 上式右边的前两项可以对角化为  $H_e^{12} = \omega_D \rho_z / 2$ . 其中  $\omega_D = \sqrt{\Delta^2 + 4|\Omega|^2}$  为修饰频率,  $\rho_z = |E\rangle\langle E| - |G\rangle\langle G|$  是修饰态

表象中的反转算符. 其中修饰表象中的激发态和基态分别为  $|E\rangle = \cos\frac{\eta}{2}|e\rangle + \sin\frac{\eta}{2}|g\rangle$ ,  $|G\rangle = -\sin\frac{\eta}{2}|e\rangle + \cos\frac{\eta}{2}|g\rangle$ ,  $\eta = \tan^{-1}\left(\frac{2|\Omega|}{\Delta}\right)$ . 定义上升算符  $\rho_+ = |E\rangle\langle G|$ . 因此, 在修饰态表象中, (2) 式可以重新写为

$$H'_e = \frac{1}{2}\omega_D \rho_z + \sum_k \omega_k b_k^\dagger b_k + \cos^2\frac{\eta}{2} \sum_k (g_k e^{i\omega_L t} b_k \rho_+ + \text{h.c.}). \quad (3)$$

为了便于计算, 将上式变换到在相互作用绘景中, (3) 式可以表示为

$$H'_{e,I} = \cos^2\frac{\eta}{2} \sum_k (g_k b_k \rho_+ e^{-i(\omega_k - \omega_L - \omega_D)t} + \text{h.c.}). \quad (4)$$

考虑整个系统最多只有一个激发子的情况, 任意初态都可以表示为

$$|\psi(0)\rangle = C_0|G\rangle_S|0\rangle_R + C_1(0)|E\rangle_S|0\rangle_R + \sum_k C_k(0)|G\rangle_S|1_k\rangle_R. \quad (5)$$

则任意  $t$  时刻的态函数可以表示为

$$|\psi(t)\rangle = C_0|G\rangle_S|0\rangle_R + C_1(t)|E\rangle_S|0\rangle_R + \sum_k C_k(t)|G\rangle_S|1_k\rangle_R, \quad (6)$$

式中  $|1_k\rangle_R$  表示库的第  $k$  个模只有一个光子处于激发态,  $|0\rangle_R$  表示库的真空态. 因为  $H'_{e,I}|G\rangle_S|0\rangle_R = 0$ , 因此, 系数  $C_0$  是常数, 但是  $C_1(t)$  和  $C_k(t)$  是时间  $t$  的函数. 通过求解薛定谔方程, 很容易得到它们的微分方程

$$\dot{C}_1(t) = -i \cos^2\frac{\eta}{2} \sum_k g_k \times e^{-i(\omega_k - \omega_L - \omega_D)t} C_k(t), \quad (7)$$

$$\dot{C}_k(t) = -i \cos^2\frac{\eta}{2} g_k^* e^{i(\omega_k - \omega_L - \omega_D)t} C_1(t). \quad (8)$$

假设初态没有光子, 即  $C_k(0) = 0$ . 则可以由 (8) 式解得  $C_k(t)$ , 再将  $C_k(t)$  代入 (7) 式, 可得

$$\dot{C}_1(t) = -i \cos^4\frac{\eta}{2} \int_0^t dt_1 f(t-t_1) C_1(t_1), \quad (9)$$

其中  $f(t-t_1)$  是环境的关联函数, 与库的谱密度  $J(\omega)$  有关, 即

$$f(t-t_1) = \int d\omega J(\omega) e^{i(\omega_D + \omega_L - \omega)(t-t_1)}. \quad (10)$$

这里考虑洛伦兹形式的谱线<sup>[31]</sup>, 即

$$J(\omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\gamma_0 \lambda^2}{(\omega_0 - \omega - \delta)^2 + \lambda^2}, \quad (11)$$

其中,  $\delta$  是原子跃迁频率  $\omega_0$  与谱的中心频率  $\omega$  间的失谐量, 参数  $\lambda$  定义为谱的宽度, 它与环境的态关联时间成反比, 即  $\tau_R = \lambda^{-1}$ .  $\gamma_0 = \tau_S^{-1}$  表示原子激发态的衰减系数.

利用该谱密度  $J(\omega)$  可以求得关联函数的解析表达式

$$f(t - t_1) = \frac{\gamma_0 \lambda}{2} e^{[-(\lambda + i\Delta - i\omega_D - i\delta)(t - t_1)]}, \quad (12)$$

代入 (9) 式, 并利用拉普拉斯变换, 可得  $C_1(t)$  精确解为

$$C_1(t) = C_1(0)q(t), \quad (13)$$

其中

$$q(t) = e^{-at/2} \left[ \cosh\left(\frac{bt}{4}\right) + \frac{2a}{b} \sinh\left(\frac{bt}{4}\right) \right], \quad (14)$$

$$a = \lambda + i\Delta - i\delta - i\omega_D, \quad (15)$$

$$b = \sqrt{4a^2 - 2\gamma_0\lambda(1 + \cos\eta)}. \quad (16)$$

当  $\lambda > 2\gamma_0$  时, 环境的关联时间远小于体系的弛豫时间 ( $\tau_R \ll \tau_S$ ), 系统的动力学行为是马尔可夫型的, 发生不可逆转的衰变; 但是, 当  $\lambda < 2\gamma_0$  时, 环境的关联时间较长, 系统表现出典型的非马尔可夫动力学行为特征.

### 3 原子的熵压缩

在讨论体系中原子的熵压缩动力学之前, 先回顾原子算符的熵压缩<sup>[28]</sup> 定义. 对于一个二能级原子算符  $S_\alpha (\alpha \equiv x, y, z)$  相应的信息熵定义如下:

$$H(S_\alpha) = - \sum_{i=0}^2 P_i(S_\alpha) \ln P_i(S_\alpha) \quad (17)$$

$$\alpha \equiv x, y, z,$$

其中  $P_i(S_\alpha) = \langle \psi_{\alpha i} | \rho | \psi_{\alpha i} \rangle$ , 是算符  $S_\alpha$  测量结果的概率分布,  $|\psi_{\alpha i}\rangle$  为  $S_\alpha$  的本征矢. 则算符  $S_x, S_y$  和  $S_z$  的信息熵满足如下关系,

$$H(S_x) + H(S_x) \geq 2 \ln 2 - H(S_z), \quad (18)$$

其不确定关系可以写成

$$\delta H(S_x) \delta H(S_x) \geq \frac{4}{\delta H(S_z)}, \quad (19)$$

其中  $\delta H(S_\alpha) \equiv \exp[H(S_\alpha)]$ . (17) 式显示: 对于  $S_x$  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. 当  $S_\alpha$  的信息熵  $H(S_\alpha)$  满足如下条件:

$$E(S_\alpha) = \delta H(S_\alpha) - \frac{2}{[\delta H(S_z)]^{1/2}} < 0 \quad (20)$$

$$\alpha \equiv x \text{ or } y,$$

我们就说原子的偶极矩的  $S_\alpha (\alpha \equiv x \text{ or } y)$  分量出现了信息熵压缩.

假设初始时刻, 原子处于叠加态, 库处于真空态, 即系统的初态为

$$|\phi(0)\rangle = \left[ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) |e\rangle + \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) e^{-i\varphi} |g\rangle \right]_S \otimes |0\rangle_R. \quad (21)$$

利用上节的结果与初始条件, 再对环境变量求迹, 可以得到  $t$  时刻原子约化密度矩阵元

$$\rho_{ee}(t) = \sin^2 \frac{\eta}{2} + \cos \eta |C_1(t)|^2 - \frac{1}{2} \sin \eta C_0 C_1^*(t) - \frac{1}{2} \sin \eta C_1(t) C_0^*, \quad (22)$$

$$\rho_{eg}(t) = \rho_{ge}^* = -\frac{1}{2} \sin \eta + \sin \eta |C_1(t)|^2 - \sin^2 \frac{\eta}{2} C_0 C_1^*(t) + \cos^2 \frac{\eta}{2} C_1(t) C_0^*, \quad (23)$$

$$\rho_{gg}(t) = 1 - \rho_{ee}(t), \quad (24)$$

其中

$$C_0 = -\cos \frac{\theta}{2} \sin \frac{\eta}{2} + \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\eta}{2} e^{-i\varphi}, \quad (25)$$

$$C_1(t) = C_1(0)q(t), \quad (26)$$

$$C_1(0) = \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{\eta}{2} + \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{\eta}{2} e^{-i\varphi}. \quad (27)$$

将 (22)—(24) 式代入 (17) 式, 可以很容易地得到  $S_x, S_y$  和  $S_z$  的信息熵表达式:

$$H(S_x) = - \left[ \frac{1}{2} + \Re(\rho_{eg}(t)) \right] \ln \left[ \frac{1}{2} + \Re(\rho_{eg}(t)) \right] - \left[ \frac{1}{2} - \Re(\rho_{eg}(t)) \right] \times \ln \left[ \frac{1}{2} - \Re(\rho_{eg}(t)) \right], \quad (28)$$

$$H(S_y) = - \left[ \frac{1}{2} + \Im(\rho_{eg}(t)) \right] \ln \left[ \frac{1}{2} + \Im(\rho_{eg}(t)) \right] - \left[ \frac{1}{2} - \Im(\rho_{eg}(t)) \right] \times \ln \left[ \frac{1}{2} - \Im(\rho_{eg}(t)) \right], \quad (29)$$

$$H(S_z) = -\rho_{ee}(t) \ln \rho_{ee}(t) - \rho_{gg}(t) \ln \rho_{gg}(t). \quad (30)$$

## 4 讨论

基于前节导出的原子熵压缩计算公式, 通过数值计算, 我们从两个方面讨论系统中原子的熵压缩性质. 1) 考虑共振条件下非马尔可夫效应与经典驱动场对原子熵压缩的影响; 2) 讨论非马尔可夫环境下, 失谐量对原子熵压缩的影响.

### 4.1 共振条件下非马尔可夫效应与经典驱动场对原子熵压缩的影响

图 1 描述了共振条件下马尔可夫和非马尔可夫两种环境下原子熵压缩随时间的演化. 从图 1(a) 和 (c) 可以看出, 在两种环境下,  $E(S_x)$  都大于零, 说明  $S_x$  分量没有熵压缩产生. 但是从

图 1(b) 和 (d) 可以看出,  $S_y$  方向出现了熵压缩. 而且,  $E(S_y)$  在两种不同环境下的动力学完全不同. 在马尔可夫环境下, 虽然在初始时刻  $S_y$  分量是被压缩的, 但是, 这种熵压缩性质很快就消失了, 即使施加经典场驱动, 对其影响也不大; 但是在非马尔可夫环境下, 有驱动场和没有驱动场却有着本质的区别.

当  $\Omega = 0$  时, 由于非马尔可夫环境本身具有记忆效应, 使得  $E(S_y)$  出现回复振荡行为, 但并不能诱导出新的原子熵压缩信息. 有趣的是: 在非马尔可夫情形下, 当我们施加经典场驱动时,  $\Omega \neq 0$ , 如图 1(d) 点虚线、点线和虚线所示,  $S_y$  分量的原子熵压缩可以维持相当长的时间, 并且经典驱动场强度越大 ( $\Omega$  增大), 原子熵压缩效应维持的时间越长. 当经典场强达到一个比较大的值 (比如  $\Omega = 10\gamma_0$ ) 原子呈现出压缩度很大的持续熵压缩效应.  $S_y$  分量的熵压缩与经典驱动场强度的整体关系如图 2 所示.

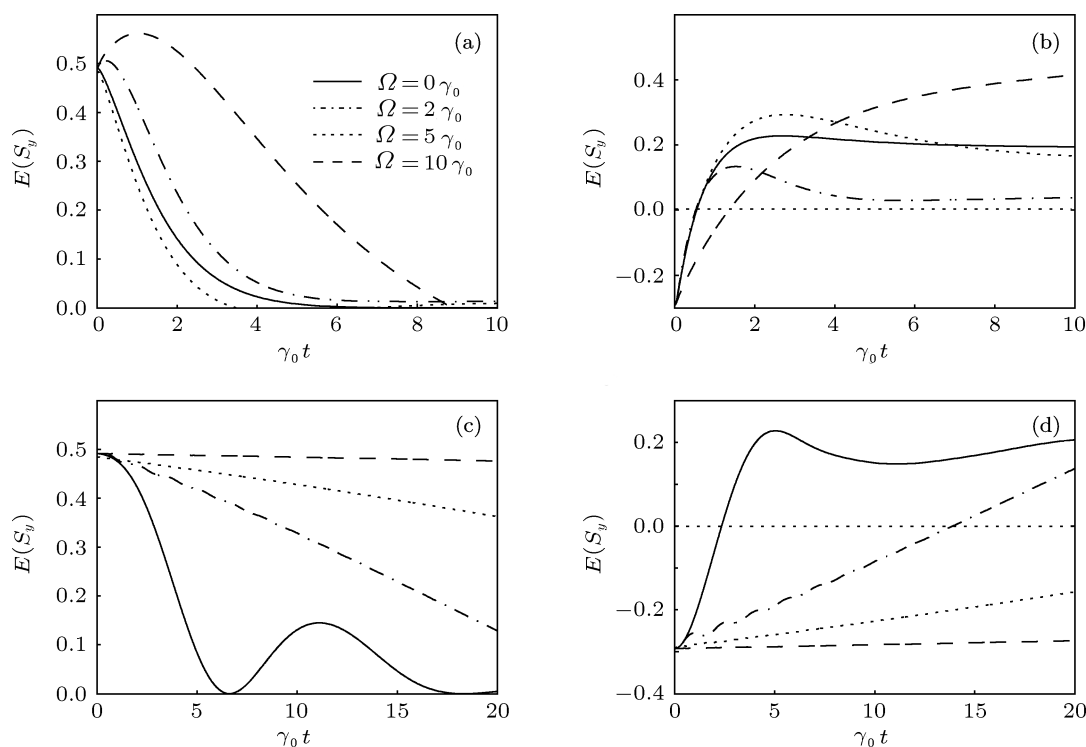


图 1 不同的拉比频率下熵压缩因子随标度时间  $\gamma_0 t$  的演化. (a), (b)  $\lambda = 20\gamma_0$ , 系统处于马尔可夫环境下; (c), (d)  $\lambda = 0.2\gamma_0$ , 系统处于非马尔可夫环境下. 其中实线  $\Omega = 0$ , 点虚线  $\Omega = 2\gamma_0$ , 点线  $\Omega = 5\gamma_0$ , 虚线  $\Omega = 10\gamma_0$ . 其他参数选择为: 分布角  $\theta = \frac{\pi}{2}$ , 相位角  $\varphi = \frac{2\pi}{5}$ , 失谐量  $\delta = 0$  和  $\Delta = 0$

比较图 1(b) 和 (d) 还可以看出: 当且仅当驱动场和非马尔可夫效应同时作用时,  $S_y$  分量才能产

生压缩度大的持续熵压缩效应; 而只有一种效应存在时, 原子熵压缩会迅速消失. 上述原子熵压缩特

性的物理机制可以解释如下: 非马尔可夫环境记忆效应引起系统与外界的信息往复交换, 这种信息交换导致  $E(S_y)$  出现回复效应; 拉比频率的增大, 引起系统与经典驱动场的耦合变强, 导致系统与外界的有效耦合变弱, 系统受环境影响的衰减变慢, 所以  $E(S_y)$  的压缩时间变长.

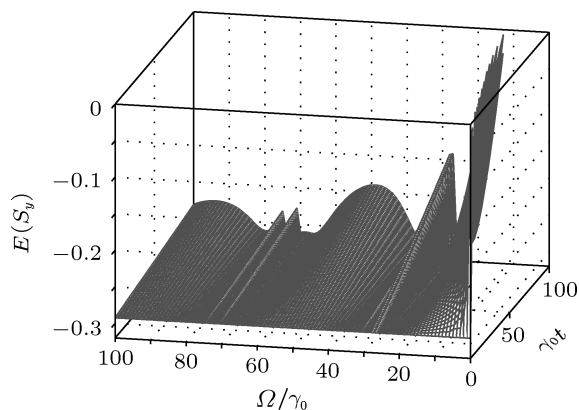


图 2 在非马尔可夫环境下 ( $\lambda = 0.2\gamma_0$ ), 熵压缩因子  $E(S_y)$  随参数  $\gamma_0 t$  和  $\Omega/\gamma_0$  的变化, 其中已选取  $\lambda = 0.2\gamma_0, \theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{2\pi}{5}, \delta = 0$  和  $\Delta = 0$

### 4.2 失谐量对原子熵压缩的影响

前面讨论了共振耦合情况下原子的熵压缩. 本节讨论非马尔可夫环境下, 原子跃迁频率与经典驱动场频率的失谐量  $\Delta$ 、原子跃迁频率与库谱中心频率的失谐量  $\delta$  对原子熵压缩的影响. 图 3 中描述了当  $\delta = 0$  时原子的熵压缩因子  $E(S_y)$  随  $\Delta$  和  $\gamma_0 t$  的变化规律. 从图中可以看出: 非马尔可夫环境下,  $E(S_y)$  随  $\Delta$  的增大呈现周期性变化. 这种周期性变化来源于经典场的频率决定系统哈密顿量相互作用部分的周期性变化 (见 (1) 式). 因此, 在  $\Delta$  的一些特殊的取值区域, 可以产生较大的原子熵压缩.

图 4 描述了  $\Delta = 0$  时原子熵压缩因子  $E(S_y)$  随  $\delta$  和  $\gamma_0 t$  的变化规律. 从图中可以看出: 失谐量  $\delta$  的存在, 导致原子处于压缩度很大的熵压缩态;  $\delta$  的增加, 原子的熵压缩时间增长. 失谐量  $\delta$  与原子熵压缩的关系可以解释如下: 在非马尔可夫环境下, 记忆效应导致信息从环境反馈回量子系统中,  $\delta$  的增加抑制了原子的衰减速率, 导致了原子熵压缩程度变大, 熵压缩时间增加.

综合图 1—4 的讨论, 我们可能选择一组最佳的系统参数  $\Omega$  和  $\Delta$ , 实现原子的最佳熵压缩. 例如当选择  $\Omega = 23\gamma_0, \Delta = 5\gamma_0$  时, 可以实现  $E(S_y)$  的

大压缩度、长压缩时间的熵压缩, 具体情况如图 5 所示.

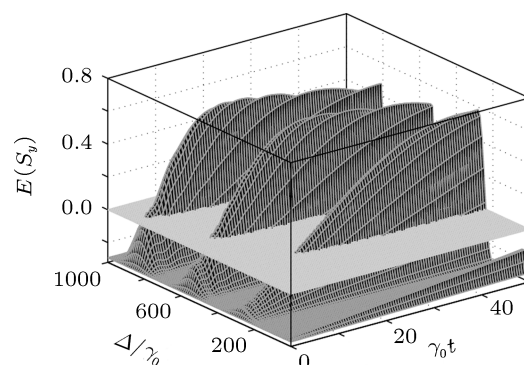


图 3 在非马尔可夫环境下 ( $\lambda = 0.2\gamma_0$ ) 熵压缩因子  $E(S_y)$  随参数  $\Delta/\gamma_0$  和  $\gamma_0 t$  的变化, 其中已令  $\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{2\pi}{5}, \delta = 0$  和  $\Omega = 23\gamma_0$

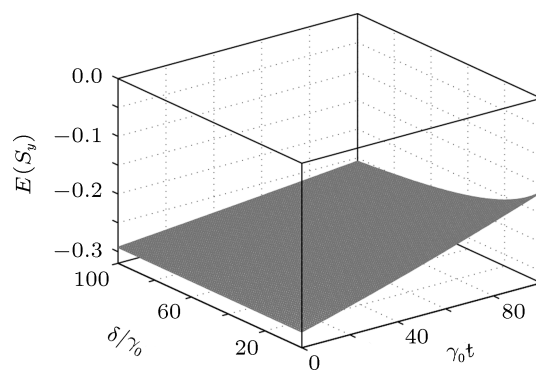


图 4 在非马尔可夫环境下 ( $\lambda = 0.2\gamma_0$ ) 熵压缩因子  $E(S_y)$  随参数  $\delta/\gamma_0$  和  $\gamma_0 t$  的变化, 其他参数选择为:  $\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{2\pi}{5}, \Omega = 23\gamma_0$  和  $\Delta = 0$

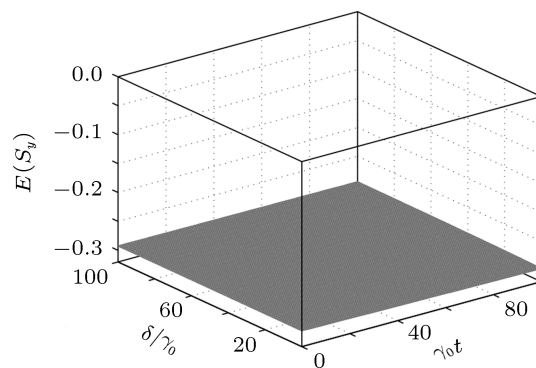


图 5 在非马尔可夫环境下 ( $\lambda = 0.2\gamma_0$ ) 熵压缩因子  $E(S_y)$  随参数  $\delta/\gamma_0$  和  $\gamma_0 t$  的变化, 其中已选取  $\theta = \frac{\pi}{2}, \varphi = \frac{2\pi}{5}, \Omega = 23\gamma_0$  和  $\Delta = 5\gamma_0$

## 5 结论

我们研究了非马尔可夫环境下经典场驱动 J-C 模型中原子的熵压缩, 考察了非马尔可夫效应、经典场驱动、原子跃迁频率与经典驱动场频率的失谐量以及原子跃迁频率与库谱中心频率的失谐量对原子熵压缩的影响. 用非马尔可夫效应的记忆效应解释了原子熵压缩的动力学行为. 结果表明: 非

马尔可夫效应和经典场驱动的共同作用导致原子呈现压缩度很大的持续熵压缩效应. 在非马尔可夫环境下, 通过选择适当的  $\Omega$  和  $\Delta$  系统参数, 可以产生压缩度大、压缩持续时间长的原子熵压缩态. 我们的结果为利用光场 - 原子相互作用制备压缩度大、压缩持续时间长的最佳原子压缩态提供了可能途径.

- [1] Breuer H P, Burgarth D, Petruccione F 2004 *Phys. Rev. B* **70** 045323
- [2] Fischer J, Breuer H P 2007 *Phys. Rev. A* **76** 052119
- [3] Breuer H P, Laine E M, Piilo J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 210401
- [4] Maniscalco S, Francica F, Zaffino R L, Gullo N L, Plastina F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 090503
- [5] Scala M, Militello B, Messina A, Maniscalco S, Piilo J, Suominen K A 2008 *Phys. Rev. A* **77** 043827
- [6] Piilo J, Maniscalco S, Härkönen, Suominen K A 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 180402
- [7] Bellomo B, Franco R L, Compagno G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 160502
- [8] Bellomo B, Franco R L, Compagno G 2008 *Phys. Rev. A* **77** 032342
- [9] Mazzola L, Maniscalco S, Piilo J, Suominen K A, Garraway B M 2009 *Phys. Rev. A* **79** 042302
- [10] Mazzola L, Maniscalco S, Piilo J, Suominen K A, Garraway B M 2006 *Phys. Rev. A* **80** 012104
- [11] Ban M, Kitajima S, Shibata F 2005 *J. Phys. A: Math. Gen.* **38** 7161
- [12] Xiao X, Fang M F, Li Y L 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 185505
- [13] Xiao X, Fang M F, Li Y L 2011 *Phys. Scr.* **83** 015013
- [14] Sørensen J L, Hald J, Polzik E S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 3487
- [15] Wineland D J, Bollinger J J, Itano W M 1994 *Phys. Rev. A* **50** 67
- [16] Ye J, Kimble H J, Katori H 2008 *Science* **320** 1734
- [17] Ban M 2000 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **27** 19
- [18] Ban M 2000 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **27** 86
- [19] Kuang L M, Zeng A H, Kuang Z H 2003 *Phys. Lett. A* **319** 24
- [20] Wu Y, Yang X X 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3086
- [21] Zhou L, Kuang L M 2002 *Phys. Lett. A* **302** 273
- [22] Hillery M 2000 *Phys. Rev. A* **61** 022309
- [23] Ralph T C 2000 *Phys. Rev. A* **61** 010303R
- [24] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge: Cambridge University Press) pp501–607
- [25] Furusawa A, Sørensen J L, Braunstein S L, Fuchs C A, Kimble H J, Polzik E S 1998 *Science* **282** 706
- [26] Dong C H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1058 (in Chinese) [董传华 2001 物理学报 **50** 1058]
- [27] 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]
- [28] Fang M F, Zhou P, Swain S 2000 *J. Mod. Opt.* **47** 1043
- [29] Wu Y, Yang X X 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 013601
- [30] Ge G Q, Luo X L, Wu Y, Li Z G 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1604
- [31] Breuer H P, Petruccione F 2002 *The Theory of Open Quantum Systems* (Oxford: Oxford University Press) p472

# Atomic entropy squeezing of the Jaynes-Cummings model driven by classical fields in non-Markovian environment\*

Cai Cheng-Jun<sup>1)</sup> Fang Mao-Fa<sup>1)†</sup> Xiao Xing<sup>2)</sup> Huang Jiang<sup>1)</sup>

1) (*Department of Physics, Hunan Normal University, Changsha 410081, China*)

2) (*College of Physics and Electronics, Gannan Normal University, Ganzhou 341000, China*)

(Received 6 April 2012; revised manuscript received 23 May 2012)

## Abstract

The atomic entropy squeezing of the Jaynes-Cummings model driven by classical fields in non-Markovian environment is investigated according to the non-Markovian quantum theory and the entropy squeezing theory. Our attention is focused on the influences of the non-Markovian effects, the Rabi frequencies of classical fields and the detuning on the atomic entropy squeezing. And we explain the atomic entropy squeezing dynamic by the memory effects of the non-Markovian processes. It is found that the atomic entropy squeezing can be maintained for a long time when both the Rabi frequencies of classical fields and the non-Markovian effect are present simultaneously. And we can obtain the optimal squeezing states by choosing appropriate parameters of the Rabi frequency and the detuning of classical field. Our results provide a potential method of generating high-degree squeezed and longtime atomic squeezing states by controlling the atom-field interaction.

**Keywords:** Jaynes-Cummings model, classical driving field, non-Markovian environment, entropy squeezing

**PACS:** 03.67.-a, 03.65.Yz, 89.70.cf

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11074072).

† E-mail: mffang@hunnu.edu.cn