

腔量子电动力学中运动原子量子关联的动力学

高德营^{1,2} 夏云杰¹

¹曲阜师范大学物理工程学院, 山东 曲阜 273165

²聊城大学东昌学院, 山东 聊城 252000

摘要 利用数值分析的方法,研究了运动原子依次通过微腔时两原子的量子关联,讨论了两原子的初始态,腔场光子数及原子的运动对纠缠和量子失协的影响以及纠缠与量子失协的比较。结果表明:初始态可以改变纠缠和量子失谐的演化;腔场光子数的增加,可以使纠缠和量子失谐由周期性变化到非周期性变化,光子数不为零时,纠缠出现猝死现象,量子失谐保持非零;原子的运动可以使纠缠和量子失谐由非周期性演化变为周期性演化,使周期变短,并且发现原子运动的场模结构参数的增大可以提高纠缠和量子失谐的大小。在某些情况下,纠缠和量子失谐的演化规律具有一致性。

关键词 量子光学;量子关联;共生纠缠;量子失谐

中图分类号 O431 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.082701

Quantum Correlation Dynamics of Motive Atoms in Cavity Quantum Electrodynamics

Gao Deying^{1,2} Xia Yunjie¹

¹College of Physics and Engineering, Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China

²Dong Chang College of Liaocheng University, Liaocheng, Shandong 252000, China

Abstract Dynamics of quantum correlation of two atoms going through a cavity one after another are investigated by means of numerical analysis method. Effects of the initial atom states and the Fock state and the atomic movement on entanglement and quantum discord and a comparison of entanglement and quantum discord are analyzed. The results show that the initial atom state can change the time evolution of entanglement and quantum discord, the increase of Fock state number can make the entanglement and quantum discord from periodic evolution to nonperiodic evolution. The nonzero of the number of Fock state can lead to entanglement sudden death and nonzero quantum discord. Atomic movement can make the entanglement and quantum discord from nonperiodic evolution to periodic evolution, and can make the period shorter and it is found that the increase of the field mode structure parameter can increase the entanglement and quantum discord. In some cases, the evolution law of entanglement and quantum discord are nearly same.

Key words quantum optics; quantum correlation; concurrence; quantum discord

OCIS codes 270.5580; 270.5585; 270.4180

1 引言

自从1935年Einstein等^[1-2]提出EPR佯谬进而引入纠缠的概念至今,纠缠作为量子物理中最为奇特的现象,一直是研究的热点,尤其是随着量子信息学的发展,纠缠作为一种资源,在其中有着重要应用^[3-8]。纠缠是指一个复合系统的状态不能够描述为各子系统状态的直积态,即各子系统之间存在着一种极微妙的关联,可分态中没有纠缠。最近,Ollivier等^[9-10]指出纠缠并不能概括所有的非经典关联,即使在可分态中也可能包含着

收稿日期: 2015-03-25; 收到修改稿日期: 2015-03-31; 网络出版日期: 2015-07-08

基金项目: 国家自然科学基金(61178012,11204156)、聊城大学东昌学院科研项目(2015LG009)

作者简介: 高德营(1980—),男,博士研究生,讲师,主要从事量子光学和量子信息方面的研究。

E-mail: gaodeying@126.com

导师简介: 夏云杰(1963—),男,博士,教授,主要从事量子光学和量子信息方面的研究。

E-mail: yjxia_sd@126.com(通信联系人)

非经典关联,提出了量子关联的概念,量子关联是一种比纠缠更广泛的量子信息资源,量子关联的一种度量方法是量子失谐。人们对量子失谐的各个方面进行了研究,比如量子失谐的度量^[11-12],量子失谐在各个物理系统下的应用^[13-16],量子失谐在开放环境中的动力学演化^[17-19]和作为基础研究方面的量子失谐和纠缠的关系,量子关联和经典关联的分类主要是基于量子测量,量子纠缠和量子可分的分类主要是基于局部操作和经典通信(LOCC),可见,量子失谐和纠缠是从两个不同的角度来度量量子态的量子关联性质。Ali等^[11]指出量子失谐与纠缠之间并没有简单的大小关系,纠缠可能比量子失谐大或者小,Luo^[12]指出某些量子态纠缠强于量子失谐;在原子与腔场的相互作用过程中,郑小兰等^[20]研究了热库诱导的两比特的纠缠和量子关联,发现热库中两者的动力学演化并不完全相同,量子失谐比纠缠对消相干的影响更加稳健;贺志等^[21]研究了两二能级原子在共同环境下的量子关联动力学,揭示了原子间的偶极相互作用对纠缠和量子失谐的影响。最近,Yan等^[22]研究了初始为W态的两原子依次通过粒子腔场,发现两原子的纠缠和量子失谐的时间演化几乎同相位,并且在某些时间范围内,两者的演化有相似的规律,但没有考虑原子的运动对纠缠和量子失谐的影响。

文本研究了两运动原子依次通过粒子场的微腔,这在实验上是容易实现的装置。通过Concurrence的方法计算了纠缠,量子互信息和经典关联的差值并计算了量子失谐。研究了两原子初始态,腔内光子数,原子的运动对纠缠和量子关联的影响,并对纠缠与量子失谐进行了比较。结果表明:两原子初始态的差异影响着纠缠和量子失谐的演化,并且初始纠缠为零时也可以产生纠缠和量子失谐;腔内光子数不同时,纠缠和量子失谐的演化有周期性与非周期性之分,光子数不为零时,纠缠出现猝死现象,量子失谐保持非零;考虑原子的运动使纠缠和量子失谐演化由非周期性到周期性且演化周期变短,原子运动的场模结构常数的增大可以提高纠缠和量子失谐的数值。在某些情况下,纠缠与量子失谐的演化具有相似性。

2 理论模型

初始处于纠缠状态的二能级原子A,B依次通过腔C,腔为高品质系数的理想腔,与外界环境没有能量交换,原子A和B与腔C的作用时间相同,并且不同时在腔C中,所以对于原子与腔的相互作用,可以用Jaynes-Cummings(J-C)模型来描写。

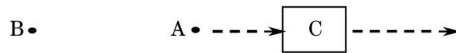


图1 系统的模型图

Fig.1 System model graph

在偶极近似和旋转波近似下,考虑运动的原子和场的哈密顿量为

$$H = \frac{\omega_0 S_z}{2} + a^\dagger a \omega + g f(z) (S^+ a + S^- a^\dagger), \quad (\hbar = 1), \quad (1)$$

式中 a^\dagger 和 a 为频率为 ω 的单模光场的产生和湮灭算符; S^+ 和 S_z 是描述本征跃迁频率为 ω_0 的二能级原子行为的赝自旋算符, g 为原子和光场的耦合常数,它反映原子与光场相互作用的强度, $f(z)$ 表示腔场模的结构函数,考虑原子沿着 z 轴方向运动,所以只考虑与 z 相关的场模函数,可以表示为^[23] $f(z) = f(vt) = \sin(pv\pi t/L)$, 其中 v 表示原子的运动速度, p 表示腔场的半波数, L 为腔长。

考虑原子与腔场共振 ($\omega = \omega_0$), 在相互作用表象中,利用(1)式表示的哈密顿量在二维原子基矢下Dyson 演化算符可写为

$$U_i(t) = \begin{Bmatrix} \cos[\sqrt{aa^\dagger} g\varphi(t)] & \frac{-ia \sin[\sqrt{a^\dagger a} g\varphi(t)]}{\sqrt{a^\dagger a}} \\ \frac{-ia^\dagger \sin[\sqrt{aa^\dagger} g\varphi(t)]}{\sqrt{aa^\dagger}} & \cos[\sqrt{a^\dagger a} g\varphi(t)] \end{Bmatrix}, \quad (2)$$

式中 $\varphi(t) = \int_0^t f(vt') dt' = \frac{L}{p\pi v} [1 - \cos(p\pi vt/L)]$, 选择原子的运动速度 $v = \frac{gL}{\pi}$, 则 $\varphi(t) = \frac{1}{pg} [1 - \cos(pgt)]$ 。

初始处于纠缠状态的两原子的初态分两种情况进入腔场,下面分情况讨论。

2.1 原子的初态为 $\cos\theta|e_A, g_B\rangle + \sin\theta|g_A, e_B\rangle$

原子和腔场初始的态为

$$|\psi(0)\rangle = (\cos\theta|e_A, g_B\rangle + \sin\theta|g_A, e_B\rangle) \otimes |n\rangle, \quad (3)$$

当A原子通过腔C时,与腔C相互作用时间 t 后的量子态为

$$\psi_{A-f}(t) = U_1(t)|\psi(0)\rangle, \quad (4)$$

把(2)式和(3)式代入(4)式,可以得到

$$\psi_{A-f}(t) = b_1|e_1, e_2, n-1\rangle + b_2|e_1, g_2, n\rangle + b_3|g_1, e_2, n\rangle + b_4|g_1, g_2, n+1\rangle, \quad (5)$$

式中

$$\begin{cases} b_1 = -i \sin\theta \sin\sqrt{n} g\varphi(t), \\ b_2 = \cos\theta \cos\sqrt{n+1} g\varphi(t), \\ b_3 = \sin\theta \cos\sqrt{n} g\varphi(t), \\ b_4 = -i \cos\theta \sin\sqrt{n+1} g\varphi(t). \end{cases} \quad (6)$$

A原子通过腔C后,B原子接着进入腔C,与腔C相互作用时间 t 后的两原子和场的量子态为

$$\psi_{A-B-f}(t) = U_1(t)\psi_{A-f}(t), \quad (7)$$

把初始条件(5)式和(2)式代入(7)式,可以得到:

$$\psi_{A-B-f}(t) = C_1|e_A, e_B, n-1\rangle + C_2|e_A, g_B, n\rangle + C_3|g_A, e_B, n\rangle + C_4|g_A, g_B, n+1\rangle, \quad (8)$$

式中

$$\begin{cases} C_1 = -i[\sin\theta \sin\sqrt{n} g\varphi(t)\cos\sqrt{n} g\varphi(t) + \cos\theta \cos\sqrt{n+1} g\varphi(t)\sin\sqrt{n} g\varphi(t)] \\ C_2 = \cos\theta \cos\sqrt{n+1} g\varphi(t)\cos\sqrt{n} g\varphi(t) - \sin\theta \sin\sqrt{n} g\varphi(t)\sin\sqrt{n} g\varphi(t) \\ C_3 = \sin\theta \cos\sqrt{n} g\varphi(t)\cos\sqrt{n+1} g\varphi(t) - \cos\theta \sin\sqrt{n+1} g\varphi(t)\sin\sqrt{n+1} g\varphi(t) \\ C_4 = -i[\sin\theta \cos\sqrt{n} g\varphi(t)\sin\sqrt{n+1} g\varphi(t) + \cos\theta \sin\sqrt{n+1} g\varphi(t)\cos\sqrt{n+1} g\varphi(t)] \end{cases}, \quad (9)$$

相应的密度算符

$$\rho(t)_{A-B-f} = |\psi(t)\rangle_{A-B-f} \langle\psi(t)|. \quad (10)$$

通过对场求迹,在基矢 $(|e_A, e_B\rangle, |e_A, g_B\rangle, |g_A, e_B\rangle, |g_A, g_B\rangle)$ 下,两原子的约化密度算符为

$$\rho_{AB} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{22} & \rho_{23} & 0 \\ 0 & \rho_{32} & \rho_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho_{44} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |C_1|^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & C_2^2 & C_2 C_3^* & 0 \\ 0 & C_2^* C_3 & C_3^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & |C_4|^2 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

式中的 C_1, C_2, C_3, C_4 为(9)式中相应的值。

2.2 原子的初态为 $\cos\theta|e_A, e_B\rangle + \sin\theta|g_A, g_B\rangle$

原子和腔场初始的态为

$$|\psi\rangle = (\cos\theta|e_A, e_B\rangle + \sin\theta|g_A, g_B\rangle) \otimes |n\rangle, \quad (12)$$

与第一种情况计算方法相同,当A,B原子依次通过腔C,相互作用后的两原子和场的量子态为

$$\begin{aligned} \psi_{A-B-f}(t) = & D_1|e_A, e_B, n\rangle + D_2|e_A, e_B, n-2\rangle + D_3|e_A, g_B, n-1\rangle + D_4|e_A, g_B, n+1\rangle + \\ & D_5|g_A, e_B, n+1\rangle + D_6|g_A, e_B, n-1\rangle + D_7|g_A, g_B, n\rangle + D_8|g_A, g_B, n+2\rangle, \end{aligned} \quad (13)$$

式中

$$\begin{cases} D_1 = \cos\theta \cos\sqrt{n+1} g\varphi(t)\cos\sqrt{n+1} g\varphi(t) \\ D_2 = -\sin\theta \sin\sqrt{n} g\varphi(t)\sin\sqrt{n-1} g\varphi(t) \\ D_3 = -i \sin\theta \sin\sqrt{n} g\varphi(t)\cos\sqrt{n-1} g\varphi(t) \\ D_4 = -i \cos\theta \cos\sqrt{n+1} g\varphi(t)\sin\sqrt{n+1} g\varphi(t) \\ D_5 = -i \cos\theta \sin\sqrt{n+1} g\varphi(t)\cos\sqrt{n+2} g\varphi(t) \\ D_6 = -i \sin\theta \cos\sqrt{n} g\varphi(t)\sin\sqrt{n} g\varphi(t) \\ D_7 = \sin\theta \cos\sqrt{n} g\varphi(t)\cos\sqrt{n} g\varphi(t) \\ D_8 = -\cos\theta \sin\sqrt{n+1} g\varphi(t)\sin\sqrt{n+2} g\varphi(t) \end{cases}, \quad (14)$$

相应的密度算符为

$$\rho(t)_{A-B-f} = |\psi(t)\rangle_{A-B-f} \langle\psi(t)|, \quad (15)$$

通过对场求迹,在基矢 $(|e_A, e_B\rangle, |e_A, g_B\rangle, |g_A, e_B\rangle, |g_A, g_B\rangle)$ 下,两原子的约化密度算符为

$$\rho_{AB} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & 0 & 0 & \rho_{14} \\ 0 & \rho_{22} & \rho_{23} & 0 \\ 0 & \rho_{32} & \rho_{33} & 0 \\ \rho_{41} & 0 & 0 & \rho_{44} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |D_1|^2 + |D_2|^2 & 0 & 0 & D_1 D_7^* \\ 0 & |D_3|^2 + |D_4|^2 & D_3 D_6^* + D_4 D_5^* & 0 \\ 0 & D_6 D_3^* + D_5 D_4^* & |D_5|^2 + |D_6|^2 & 0 \\ D_7 D_1^* & 0 & 0 & |D_7|^2 + |D_8|^2 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

式中的 $D_1, D_2, D_3, D_4, D_5, D_6, D_7, D_8$ 为(14)式中相应的值。

3 量子关联的度量

Concurrence 是 Wooteer 提出的一种计算两体纠缠的方法^[24]。定义为

$$C(t) = \max\{0, \sqrt{\lambda_1(t)} - \sqrt{\lambda_2(t)} - \sqrt{\lambda_3(t)} - \sqrt{\lambda_4(t)}\}, \quad (17)$$

式中 $\lambda_i(t) (i=1,2,3,4)$ 是矩阵 $\rho^*(\sigma_y \otimes \sigma_y)\rho(\sigma_y \otimes \sigma_y)$ 按降序排列的本征值, ρ^* 是 ρ 的共轭, σ_y 为泡利算符的第二分量, $C=0$ 表示没有纠缠, $C=1$ 表示纠缠最大。

对于如密度算符(16)式形式的两原子的 Concurrence 表达式为^[25]

$$C = 2 \max\{0, |\rho_{14}(t)| - \sqrt{\rho_{22}(t)\rho_{33}(t)}, |\rho_{23}(t)| - \sqrt{\rho_{11}(t)\rho_{44}(t)}\}. \quad (18)$$

量子失谐是量子互信息与经典关联的差值,对于形如(11)式或(16)式的密度矩阵 ρ_{AB} , 量子失谐表达式为^[10-11,22]

$$D(\rho_{AB}) = S(\rho_B) - S(\rho_{AB}) + \min\{S(\rho_0)|_{\theta_i}, S(\rho_{AB}|\{\Pi_k\})|_{\theta_2, \theta_3}\}, \quad (19)$$

式中的各项为

$$S(\rho_B) = -[(\rho_{11} + \rho_{33})\log_2(\rho_{11} + \rho_{33}) + (\rho_{22} + \rho_{44})\log_2(\rho_{22} + \rho_{44})], \quad (20)$$

$$S(\rho_{AB}) = -\sum_i \lambda_i \log_2 \lambda_i, \quad (i=0,1,2,3). \quad (21)$$

ρ_{AB} 本征值 λ_i 表达式为

$$\begin{cases} \lambda_{0,1} = \frac{1}{2}[(\rho_{11} + \rho_{44}) \pm |\rho_{11} - \rho_{44}|] \\ \lambda_{2,3} = \frac{1}{2}[(\rho_{22} + \rho_{33}) \pm \sqrt{(\rho_{22} - \rho_{33})^2 + 4|\rho_{23}|^2}] \\ \min_{\{\Pi_k\}} \sum_k p_k S(\rho_k) = \min\{S(\rho_0)|_{\theta_i}, S(\rho_{AB}|\{\Pi_k\})|_{\theta_2, \theta_3}\} \end{cases}, \quad (22)$$

式中

$$S(\rho_0)|_{\theta_i} = h(x_i), S(\rho_{AB}|\{\Pi_k\})|_{\theta_2, \theta_3} = (\rho_{22} + \rho_{44})h(x_2) + (\rho_{11} + \rho_{33})h(x_3), \quad (23)$$

$$h(x) = -x \log x - (1-x) \log(1-x), \quad x_i = \frac{1 + \theta_i}{2}, \quad i=1,2,3. \quad (24)$$

利用(18)式和(19)式可以讨论两原子纠缠和量子失谐的动力学演化。计算表明,两种初态下的纠缠和量子失谐的规律相类似,以下只给出两原子的初态为 $\cos \theta |e_A, g_B\rangle + \sin \theta |g_A, e_B\rangle$ 的结果。

4 数值分析和讨论

4.1 两原子的初始状态对纠缠和量子失谐的影响

通过图 2 发现,两原子的初始纠缠相同,但初始状态不同,纠缠和量子失谐的演化完全不同,从图 2(a) 可以看到演化过程中在某些时刻的纠缠或量子失谐大于初始值,图 2(b) 中没有发生这种情况,演化过程中的最大纠缠或量子失谐等于初始值,同时发现纠缠和量子失谐的演化具有周期性,并且两者的演化曲线具有相似性,虽然纠缠和量子失谐的定义,计算完全不同,但在这种情况下,两者之间的演化具有相似的特性,说明两者之间具有深刻的联系。

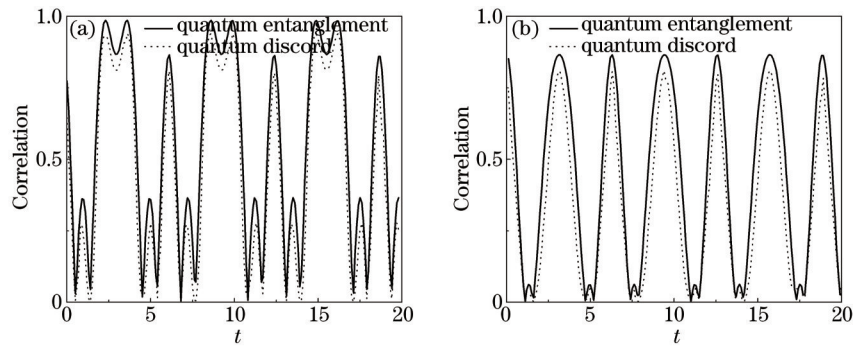


图2 原子初始态对纠缠和量子失谐的影响。(a) $n=0, g=1, \theta=\frac{\pi}{6}$; (b) $n=0, g=1, \theta=\frac{\pi}{3}$

Fig. 2 Effect of the initial atom states on entanglement and quantum discord. (a) $n=0, g=1, \theta=\frac{\pi}{6}$; (b) $n=0, g=1, \theta=\frac{\pi}{3}$

4.2 腔场光子数对纠缠和量子关联的影响

通过图3发现,光子数不为零时,纠缠和量子失谐的演化没有周期性,纠缠出现突然死亡和恢复现象,失谐没有出现这种现象,保持非零,这说明量子失谐要强于纠缠。同时发现,两原子的初始纠缠和量子失谐为零,通过原子与场的相互作用,两个原子之间的纠缠和量子失谐立刻产生,并随时间演化。

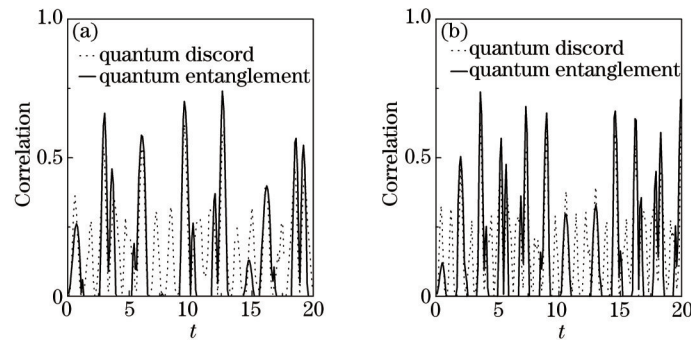


图3 腔场光子数 n 对纠缠和量子关联的影响。(a) $\theta=0, g=1, n=1$; (b) $\theta=0, g=1, n=3$

Fig.3 Effect of the Fock state n on entanglement and quantum discord. (a) $\theta=0, g=1, n=1$; (b) $\theta=0, g=1, n=3$

4.3 原子的运动对量子纠缠和量子关联的影响

通过图4发现不考虑原子运动时,纠缠和量子失谐的演化没有周期性,当考虑原子运动时,演化具有周期性。物理上解释为考虑原子的运动改变原子与场的相互作用时间,数学上解释为从纠缠和量子失谐的表达式上看,考虑原子的运动时,表达式中 t 变为 $\varphi(t)$, $\varphi(t)$ 是时间 t 的周期性函数,所以纠缠和量子失谐的演化具有周期性。

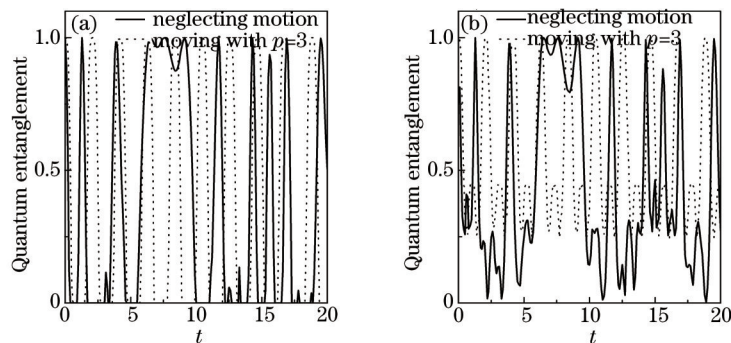


图4 当 $\theta=\frac{\pi}{4}, g=1, n=1$ 时原子的运动对纠缠和量子失谐的影响。(实线是不考虑原子的运动;虚线是考虑原子的运动

且场模结构参数 $p=3$) (a) 纠缠; (b) 量子失谐

Fig.4 Effect of the atomic movement on entanglement and quantum discord under $\theta=\frac{\pi}{4}, g=1, n=1$. (full line gives none-atomic movement, dotted line gives atomic movement with field model structure parameter $p=3$)

(a) Entanglement; (b) quantum discord

通过图5发现,随着场模结构参数 p 的增大,纠缠和量子失谐的周期变短,从纠缠和量子失谐的数学表达式可以看到纠缠和量子失谐是时间 t 的周期性函数,周期为 $2\pi/pg$,当场模结构参数 $p=1$ 变为 $p=4$,周期变为原来的 $1/4$,从图5的曲线可以看到这种变化。有意思的是,当 p 值变大时,纠缠和量子失谐的数值变大,可见场模结构参数可以调控纠缠和量子失谐,使纠缠和量子失谐保持较大的数值,为实验上提供一种得到较大纠缠和量子失谐的方法。

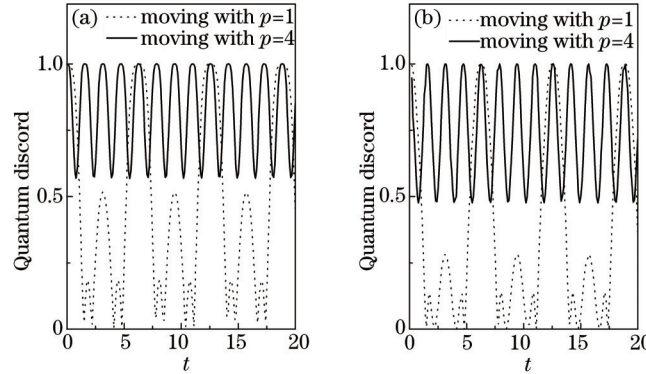


图5 当 $\theta = \frac{\pi}{4}$, $g = 1$, $n = 0$ 时原子运动对纠缠与量子失谐的影响。(a) 纠缠; (b) 量子失谐

Fig.5 Effect of the atomic movement on entanglement and quantum discord under $\theta = \frac{\pi}{4}$, $g = 1$, $n = 0$.

(a) Entanglement; (b) quantum discord

最后讨论本理论方案在实验上的可行性,在腔量子电动力学(QED)实验上,两原子依次通过高 Q 值的微腔来制备两原子的 EPR 态早已实现^[26],并且里德堡原子和理想腔的寿命远远大于原子与腔场的相互作用时间^[27],因此,本理论方案在实验上具备可行性。

5 结 论

研究了初始纠缠的二能级原子依次通过粒子腔场时的量子关联。讨论了两原子的初始状态,腔场的光子数,原子的运动对纠缠和量子失谐的影响。结果表明,原子的初始状态不同,即使初始纠缠相同,两原子的纠缠和量子失谐的演化规律不同;腔场光子数为零时,纠缠和量子失谐的演化具有周期性,光子数不为零时,两者演化不具有周期性,并且纠缠出现了猝死和恢复现象,而量子失谐保持非零;考虑原子的运动,原子的纠缠和量子失谐的演化具有周期性,随着原子运动的场模结构参数的增加,纠缠和量子失谐的数值变大,为实验上得到较大量子关联提供了一个方法。此外,通过图2~4的曲线,发现纠缠和量子失谐的动力学演化具有相似性,纠缠和量子失谐是从两个不同的角度度量量子态的量子关联性质,两者计算方法不同,通过演化曲线的相似性,说明两者之间存在深刻的联系,纠缠和量子失谐之间的具体关系值得进一步的研究。

参 考 文 献

- 1 A Einstein, B Podolsky, N Rosen. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?[J]. Phys Rev, 1935, 47(10): 0777-0780.
- 2 E Schrödinger. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik[J]. Naturwissenschaften, 1935, 23(49): 823-828.
- 3 C Bennett H, G Brassard, C Crepeau, *et al.*. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels[J]. Phys Rev Lett, 1993, 70(13): 1895-1899.
- 4 M Zukowshi, A Zeilinger, M A Horne, *et al.*. "Event-ready-detectors" Bell experiment via entanglement swapping[J]. Phys Rev Lett, 1993, 71(26): 4287-4290.
- 5 C H Bennett, S J Wiesner. Communication via one-particle and two-particle operators on Einstein-Podolsky-Rosen states[J]. Phys Rev Lett, 1992, 69(20): 2881-2884.
- 6 A K Ekert. Quantum cryptography based on Bell's theorem[J]. Phys Rev Lett, 1991, 67(6): 661-663.
- 7 Adriano Barenco, David Deutsch, Artur Ekert, *et al.*. Conditional quantum dynamics and logic gates[J]. Phys Rev Lett, 1995, 74(20): 4083-4086.
- 8 Yan Zhihui, Jia Xiaojun, Su Xiaolong, *et al.*. Continuous variable multi-color entangled optical fields[J]. Laser &

- Optoelectronics Progress, 2013, 50(8): 080007.
- 闫智辉, 贾晓军, 苏晓龙, 等. 连续变量多色纠缠态光场[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(8): 080007.
- 9 H Ollivier, W H Zurek. Quantum discord: a measure of the quantumness of correlations[J]. Phys Rev Lett, 2002, 88(1): 017901.
- 10 L Henderson, V Vedral. Classical quantum and total correlations[J]. J Phys A, 2001, 34(35): 6899–6905.
- 11 M Ali, A R P Rau, G Alber. Quantum discord for two-qubit X states[J]. Phys Rev A, 2010, 81(4): 042105.
- 12 S Luo. Quantum discord for two-qubit systems[J]. Phys Rev A, 2008, 77(4): 042303.
- 13 J S Xu, X Y Xu, C F Li, *et al.*. Experimental investigation of classical and quantum correlations under decoherence[J]. Nat Commun, 2010, 1(7): 1–6.
- 14 Y X Chen, S W Li. Quantum correlations in topological quantum phase transitions[J]. Phys Rev A, 2010, 81(3): 032120.
- 15 R C Ge, Gong M, C F Li, *et al.*. Quantum correlation and classical correlation dynamics in the spin-boson model[J]. Phys Rev A, 2010, 81(6): 064103.
- 16 Wang Fei, Xiao Ming. Output sideband quantum correlations with nonadiabatic elimination[J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(12): 1227001.
- 王 飞, 肖 明. 非绝热消除条件下输出边频量子关联[J]. 光学学报, 2012, 32(12): 1227001.
- 17 J S Xu, C F Li, C J Zhang, *et al.*. Experimental investigation of the non-Markovian dynamics of classical and quantum correlations[J]. Phys Rev A, 2010, 82(4): 042328.
- 18 J Maziero, T Werlang, F F Fanchini, *et al.*. System-reservoir dynamics of quantum and classical correlations[J]. Phys Rev A, 2010, 81(2): 022116.
- 19 Du Shaojiang, Xia Yunjie, Man Zhongxiao, *et al.*. Quantum correlation dynamics and transfer based on weak measurement [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(11): 1127001.
- 杜少将, 夏云杰, 满忠晓, 等. 基于弱测量操作下的量子关联动力学及关联转移[J]. 光学学报, 2013, 33(11): 1127001.
- 20 Zheng Xiaolan, Zhang Bin. Quantum entanglement and correlations between two qubits induced by a heat bath[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(1), 0127002.
- 郑小兰, 张 斌. 热库诱导的两比特量子纠缠与量子关联[J]. 光学学报, 2014, 34(1): 0127002.
- 21 He Zhi, Li Longwu. Quantum correlation dynamics of two-level atoms in common environment[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(18): 180301.
- 贺 志, 李龙武. 两二能级原子在共同环境下的量子关联动力学[J]. 物理学报, 2013, 62(18), 180301.
- 22 Xuequn Yan, Boying Zhang. Collapse-revival of quantum discord and entanglement[J]. Annals of Physics, 2014, 349: 350–356.
- 23 R R Schlicher. Jaynes-Cummings model with atomic motion[J]. Optics Communications, 1989, 70(2): 97–102.
- 24 W K Wootters. Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits[J]. Phys Rev Lett, 1998, 80(10): 2245–2248.
- 25 T Yu, J H Eberly. Evolution from entanglement to decoherence of bipartite mixed “X” states[J]. Quantum Information & Computation, 2007, 7(5–6): 459–468.
- 26 E Hagley, X Maitre, G Nogues, *et al.*. Generation of Einstein-Podolsky-Rosen pairs of atoms[J]. Phys Rev Lett, 1997, 79 (1): 1–5.
- 27 J M Raimond, M Brune, S Haroche. Manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity[J]. Rev Mod Phys, 2001, 73(3): 565–582.

栏目编辑: 刘丰瑞