

两子系统间纠缠演化特性

闫 丽

菏泽学院物理与电子工程系, 山东 菏泽 274015

摘要 研究了两个二能级原子与共同热库发生相互作用的系统纠缠动力学演化,采用共生纠缠描述了子系统间的纠缠,通过数值计算分析了初始状态和原子间距对两原子间纠缠演化的影响,以及耦合强度和失谐量对两子系统间纠缠演化的影响。结果表明,原子间距较小时,无论初态是对称态还是反对称态,原子间纠缠都会产生快速振荡现象。随着原子间距的增加,原子间相互作用减弱,强耦合下会出现纠缠死亡和纠缠复苏的现象。增加失谐量能够抑制纠缠从原子转移到热库。

关键词 量子光学; 共生纠缠; 原子间距离; 集体阻尼; 偶极-偶极相互作用

中图分类号 O431 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.032701

Evolution Property of Entanglement Between Two Subsystems

Yan Li

Department of Physics and Electronic Engineering, Heze University, Heze, Shandong 274015, China

Abstract The dynamical evolution of entanglement between two systems of two-level atoms interacting with a common heat reservoir is investigated and the entanglement between subsystems is described by using the concurrence entanglement. By means of numerical calculations, the effects of initial state and interatomic distance on the two-atom-entanglement evolution as well as the effects of coupling strength and detuning on the two-subsystem-entanglement evolution are analyzed. The results show that, when the interatomic distance is relatively small, the rapid oscillation phenomenon appears no matter whether the initial state is symmetrical state or anti-symmetrical state. The interaction between atoms decreases with the increase of interatomic distance. Under strong coupling, the phenomena of entanglement death and entanglement recovery appear. The entanglement transfer from atoms to heat reservoir is suppressed when the increasing detuning.

Key words quantum optics; concurrence entanglement; interatomic distance; collective damping; dipole-dipole interaction

OCIS codes 270.5585; 270.5580; 270.5565

1 引言

量子纠缠^[1]是量子物理学中的一个重要概念,是处理量子信息不可或缺的资源,能实现许多经典信息不可能实现的新功能,如量子态隐形传输、量子密钥分配、量子纠错、稠密编码等^[2-5]。近年来,人们深入研究了量子纠缠和量子关联问题。然而,在实际应用中,量子系统与耗散环境不可避免地发生相互作用,纠缠在有限时间内将发生衰退行为,甚至出现纠缠突然死亡的现象^[6]。文献[7]描述了压缩态与纠缠态光场的概念和物理特性,以及它们在量子测量与量子信息中的广泛应用,并介绍了连续变量纠缠交换。文献[8]用实验的方法研究了纠缠比特的演化规律,结果表明,在不同噪声和信道下纠缠特性消失的速度有所不同。文献[9-10]发现,运用弱测量和量子测量反转的方法可以有效避免纠缠突然死亡的现象。文献[11]研究发现,相位在量子纠缠态的产生过程中起着至关重要的作用,并且在自发辐射和光子损失等退相干条件下,N原子束的产生能够在噪声环境中保护量子信息。研究量子纠缠和量子关联的保护问题是当前量子信息领域的一个重要研究课题。

收稿日期: 2016-10-19; **收到修改稿日期:** 2016-12-02

作者简介: 闫 丽(1989—),女,硕士,助教,主要从事量子信息方面的研究。E-mail: yanli_yafang@126.com

一直以来,人们对两体纠缠问题进行了大量的研究。韩伟等^[12]研究了系统与环境有初始关联的共同热库模型和独立热库模型,分析了不同初始状态对系统纠缠演化的影响。当两个原子间的距离接近波长时,在集体阻尼和偶极-偶极相互作用下,系统间在演化过程中会出现纠缠复苏现象^[13-14]。用主方程的方法研究原子间及原子与热库之间的纠缠和失协的演化可以得出,在某一特定原子距离处,原子及热库间的量子关联达到最大值,并且在这些特定距离处,原子间的退纠缠减小^[15-16]。文献^[17]研究了系统与热库的初始关联和谱密度函数对量子相干的影响,发现最佳相干参数在长时间情况下会趋于一个固定值。以往这些研究都没有同时考虑原子间的距离和系统与环境的初始关联对两原子间及两子系统间纠缠的影响。基于此,在考虑原子间的偶极-偶极相互作用和集体阻尼的情况下,本文通过研究两个原子与一个耗散的热库相互作用时的原子间距离、耦合强度和失谐量对原子间及两子系统间纠缠的影响,找到了保护纠缠的方法,这对量子信息的传递和处理具有重要意义。

2 理论模型

考虑两个二能级原子 A 和 B 与热库 a 发生相互作用,利用赝模理论求解主方程,研究原子与热库的纠缠动力学问题。假设热库为耗散腔的电磁场,则单洛伦兹谱密度函数为

$$D(\omega) = \frac{\Gamma}{(\omega - \omega_c)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (1)$$

式中 ω_c 和 Γ 为赝模的振荡频率和耗散率。(1)式表示了原子与马尔科夫热库耗散的赝模相互作用。

精确动力学可用以下主方程表示:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -i[H_{\text{eff}}, \rho] - i \sum_{i \neq j}^{\text{A,B}} \Omega_{ij} [\sigma_i^+ \sigma_j^-, \rho] + \frac{1}{2} \sum_{i,j=A}^{\text{B}} \gamma_{ij} (2\sigma_j^- \rho \sigma_i^+ - \{\sigma_i^+ \sigma_j^-, \rho\}) + \frac{\Gamma}{2} (2a \rho a^\dagger - \{a a^\dagger, \rho\}), \quad (2)$$

其中 $[\]$ 表示对易关系, $\{\ \}$ 表示反对易关系,且

$$H_{\text{eff}} = \omega_0 \sum_{i=A}^{\text{B}} (\sigma_i^+ \sigma_i^-) + \omega_c a^\dagger a + \sum_{i=A}^{\text{B}} (\Omega_{ij} \sigma_i^- a^\dagger + \text{h.c.}) + \sum_{i \neq j}^{\text{A,B}} \Omega_{ij} \sigma_i^+ \sigma_j^- - \frac{i}{2} \sum_{i=A}^{\text{B}} r_{ij} \sigma_i^+ \sigma_i^- - \frac{i}{2} \sum_{i \neq j}^{\text{A,B}} r_{ij} \sigma_i^+ \sigma_j^- - \frac{i\Gamma}{2} a^\dagger a, \quad (3)$$

式中 ρ 为系统的约化密度矩阵, Ω_{ij} 为原子间偶极相互作用强度, γ_{ij} 为集体阻尼, ω_0 为原子 A 和 B 的跃迁频率, h.c. 表示复共轭, σ_i^+ 、 σ_i^- 为原子上升、下降算符, a^\dagger (a) 为热库产生(湮灭)算符。其中 Ω_{ij} 和 γ_{ij} 可由原子间距离 $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ 决定,即

$$\gamma_{ij} = \frac{3}{2} \gamma \left[\frac{\sin(k'r_{ij})}{k'r_{ij}} + \frac{\cos(k'r_{ij})}{(k'r_{ij})^2} - \frac{\sin(k'r_{ij})}{(k'r_{ij})^3} \right], \quad (4)$$

$$\Omega_{ij} = \frac{3}{4} \gamma \left[\frac{\sin(k'r_{ij})}{(k'r_{ij})^2} + \frac{\cos(k'r_{ij})}{(k'r_{ij})^3} - \frac{\cos(k'r_{ij})}{k'r_{ij}} \right], \quad (5)$$

式中 $k' = 2\pi/\lambda$, λ 是原子单位共振波长;偶极-偶极相互作用强度为 $\Omega_{\text{AB}} = \Omega_{\text{BA}} = \Omega_{12}$, 原子与真空场相互作用的自发辐射率为 $\gamma_{\text{AA}} = \gamma_{\text{BB}} = \gamma$, 集体阻尼 $\gamma_{\text{AB}} = \gamma_{\text{BA}} = \gamma_{12}$ 。

用 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 代表原子的激发态和基态, 环境状态 $|\bar{0}\rangle$ 和 $|\bar{1}\rangle$ 分别代表赝模的 $|0\rangle$ 和 $|1\rangle$ 。初始时刻, 两原子处于 Bell 纠缠态, 两光腔场处于真空态, 则原子与光场总态矢可以表示为

$$|\Phi(0)\rangle = [\alpha |eg\rangle + \sqrt{1-\alpha^2} \exp(i\phi) |ge\rangle] \otimes |0\rangle, \quad (6)$$

式中 α 为初始状态参数, ϕ 为初始状态相位。

在 t 时刻, 系统的演化态为

$$|\Phi(t)\rangle = c_1 |eg0\rangle + c_2 |ge0\rangle + c_3 |gg1\rangle. \quad (7)$$

在考虑共振机制 $\omega_0 = \omega_c = \omega$ 情况下, 采用拉普拉斯变换求解系数为

$$c_1 = \frac{1}{2f} \exp[-(\gamma + \gamma_{12} + \Gamma + 4i\omega + 2i\Omega_{12})t/4] \times [f \cosh(ft/4) - (\gamma + \gamma_{12} - \Gamma + 2i\Omega_{12}) \sinh(ft/4)] \times \{ -f[-a + b \exp(i\phi)] \exp[(-\gamma + 3\gamma_{12} + \Gamma + 6i\Omega_{12})t/4] + [a + b \exp(i\phi)] \}, \quad (8)$$

$$c_2 = \frac{1}{2f} \exp[-(\gamma + \gamma_{12} + \Gamma + 4i\omega + 2i\Omega_{12})t/4] \times [f \cosh(ft/4) - (\gamma + \gamma_{12} - \Gamma + 2i\Omega_{12}) \sinh(ft/4)] \times$$

$$\{f[-a + b \exp(i\phi)] \exp[-(\gamma + 3\gamma_{12} + \Gamma + 6i\Omega_{12})t/4] + [a + b \exp(i\phi)]\}, \quad (9)$$

$$c_3 = \frac{-4i\Omega [a + b \exp(i\phi)] \exp[-(\gamma + \gamma_{12} + \Gamma + 4i\omega + 2i\Omega_{12})t/4] \sinh(ft/4)}{f}, \quad (10)$$

式中 $f = \sqrt{-32\Omega^2 + (\gamma + \gamma_{12} - \Gamma + 2i\Omega_{12})^2}$ 。

3 数值计算及理论分析

对于 X 型量子态,在基矢空间 $\{|0\rangle_A |0\rangle_B, |0\rangle_A |1\rangle_B, |1\rangle_A |0\rangle_B, |1\rangle_A |1\rangle_B\}$ 下,量子态表示为

$$\rho_{AB} = \begin{pmatrix} \rho_{11} & 0 & 0 & \rho_{14} \\ 0 & \rho_{22} & \rho_{23} & 0 \\ 0 & \rho_{32} & \rho_{33} & 0 \\ \rho_{41} & 0 & 0 & \rho_{44} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

式中主对角线上参数为实数,非对角线上参数为复数。

共生纠缠定义为

$$C(\rho_{AB}) = 2 \max\{0, |\rho_{23}| - \sqrt{\rho_{11}\rho_{44}}, |\rho_{14}| - \sqrt{\rho_{22}\rho_{33}}\}. \quad (12)$$

形成纠缠定义为

$$E(\rho_{AB}) = H\left[\frac{1 + \sqrt{1 - C^2(\rho_{AB})}}{2}\right], \quad (13)$$

式中 $H(P) = -P \lg P - (1-P) \lg(1-P)$ 为 Shannon 熵^[18], C 是两比特共生纠缠。量子失协(QD)定义为

$$Q_{QD}(\rho_{AB}) = I(\rho_{AB}) - C_{CC}(\rho_{AB}). \quad (14)$$

量子互信息 $I(\rho_{AB})$ 表示为

$$I(\rho_{AB}) = S(\rho_{AB}^A) + S(\rho_{AB}^B) + \sum_{j=0}^3 \lambda_j \lg \lambda_j, \quad (15)$$

式中 ρ_{AB}^A, ρ_{AB}^B 和 λ_j 分别为 ρ_{AB} 的约化密度矩阵和本征值,其中

$$S(\rho_{AB}^A) = -[(\rho_{11} + \rho_{22}) \lg(\rho_{11} + \rho_{22}) + (\rho_{33} + \rho_{44}) \lg(\rho_{33} + \rho_{44})], \quad (16)$$

$$S(\rho_{AB}^B) = -[(\rho_{11} + \rho_{33}) \lg(\rho_{11} + \rho_{33}) + (\rho_{22} + \rho_{44}) \lg(\rho_{22} + \rho_{44})], \quad (17)$$

$$\lambda_0 = \frac{[(\rho_{11} + \rho_{44}) + \sqrt{(\rho_{11} - \rho_{44})^2 + 4|\rho_{14}|^2}]}{2}, \lambda_1 = \frac{[(\rho_{11} + \rho_{44}) - \sqrt{(\rho_{11} - \rho_{44})^2 + 4|\rho_{14}|^2}]}{2}, \quad (18)$$

$$\lambda_2 = \frac{[(\rho_{22} + \rho_{33}) + \sqrt{(\rho_{22} - \rho_{33})^2 + 4|\rho_{23}|^2}]}{2}, \lambda_3 = \frac{[(\rho_{22} + \rho_{33}) - \sqrt{(\rho_{22} - \rho_{33})^2 + 4|\rho_{23}|^2}]}{2}. \quad (19)$$

经典关联 $C_{CC}(\rho_{AB})$ 表示为

$$C_{CC}(\rho_{AB}) = S(\rho_{AB}^A) - \min_{\{B_i\}} [S(\rho_{AB} | \{B_i\})], \quad (20)$$

式中量子条件熵 $S(\rho_{AB} | \{B_i\}) = p_0 S(\rho_0) + p_1 S(\rho_1)$ 。对于 B 子系统进行 Neumann 测量^[19],得 ρ_0 和 ρ_1 的存在几率为

$$p_0 = (\rho_{11} + \rho_{33})k + (\rho_{22} + \rho_{44})l, p_1 = (\rho_{11} + \rho_{33})l + (\rho_{22} + \rho_{44})k, \quad (21)$$

将 θ 和 θ' 表示为

$$\theta = \sqrt{\frac{[(\rho_{11} - \rho_{33})k + (\rho_{22} - \rho_{44})l]^2 + \Theta}{[(\rho_{11} + \rho_{33})k + (\rho_{22} + \rho_{44})l]^2}}, \theta' = \sqrt{\frac{[(\rho_{11} - \rho_{33})l + (\rho_{22} - \rho_{44})k]^2 + \Theta}{[(\rho_{11} + \rho_{33})l + (\rho_{22} + \rho_{44})k]^2}}, \quad (22)$$

式中 $\Theta = 4kl [|\rho_{14}|^2 + |\rho_{23}|^2 + 2\text{Re}(\rho_{14}\rho_{23})] - 16m\text{Re}(\rho_{14}\rho_{23}) + 16n\text{Im}(\rho_{14}\rho_{23})$, $\text{Re}(z)$ 和 $\text{Im}(z)$ 分别表示复数 z 的实数和虚数。参数 m, n, k, l 满足关系式 $k + l = 1, m^2 + n^2 = klm$, 由于函数关于参量 $k - l$ 是对称的,则极值点取 $k = l = 1/2$ 时, $m = 0, 1/4$ 和 $n = 0, \pm 1/8$, 取 $k = 0, 1$ 时, $m = n = 0$ 。

约化密度矩阵 $[\rho_i, p_i]$ 的熵表示为

$$S(\rho_0) = -\frac{1-\theta}{2} \lg \frac{1-\theta}{2} - \frac{1+\theta}{2} \lg \frac{1+\theta}{2}, \quad (23)$$

$$S(\rho_1) = -\frac{1-\theta'}{2} \text{lb} \frac{1-\theta'}{2} - \frac{1+\theta'}{2} \text{lb} \frac{1+\theta'}{2}. \quad (24)$$

几何量子失谐(GMQD)定义为

$$Q_{\text{GMQD}}(\rho_{\text{AB}}) = (\text{tr} \mathbf{K} - k_{\text{max}})/4, \quad (25)$$

式中 $\text{tr} \mathbf{K} = \sum_i k_i$ 和 $k_{\text{max}} = \max\{k_1, k_2, k_3\}$ 。 \mathbf{K} 的本征值为

$$k_{1,2} = 4(|\rho_{14}|^2 \pm |\rho_{23}|^2), k_3 = 2 \sum_{i=1}^4 \rho_{ii}^2 - 4(\rho_{11}\rho_{33} + \rho_{22}\rho_{44}). \quad (26)$$

3.1 Bell 型纠缠初态对 AB 原子间纠缠的影响

共振机制下 AB 原子间的共生纠缠通过(12)式可表示为

$$C_{\text{AB}} = 2 |c_1 c_2^*|. \quad (27)$$

设 $X = \gamma t, Y = \alpha^2$, 在原子间距离较小的情况下, AB 原子间纠缠随时间的演化特性如图 1 所示。原子间距离决定原子间的偶极-偶极相互作用和集体阻尼条件。当原子间距离趋于 0 时, 根据(4)式可知, 原子间的偶极-偶极相互作用趋于无穷大, 而集体阻尼条件趋于 1。从图中可以明显看出, 无论是对称态还是反对称态, 在有限的时间里都出现了快速振荡现象, 这是由于较强的原子间偶极-偶极相互作用使得原子间能量与信息进行了快速交换。随着初始状态 α^2 的增加, 研究发现在强耦合 $\Gamma = 0.11 \Omega$ 情况或弱耦合 $\Gamma = 11 \Omega$ 情况下, AB 原子间的共生纠缠分布情况完全一样, 这是由于强偶极-强偶极相互作用使得原子与热库间的转移减弱, 原子与热库中心模式耦合强度对两原子纠缠影响微不足道, 因此图 1 中只呈现出强耦合的情况。如图 1(a)、(b)所示。相对反对称态, 对称态 AB 原子纠缠快速衰减, 随着时间演化纠缠逐渐消失, 特别是在 $\alpha^2 = 0.5$ 时, 对称态中原子纠缠缓慢衰减为 0, 而反对称态中原子纠缠一直保持为 1。通过引入两个线性叠加态亚辐射态和超辐射态可以解释此现象, 当相位 $\phi = 0$ 时, 初始态只有超辐射态, 此态会随时间演化, 其纠缠量会逐渐衰减, 而当相位 $\phi = \pi$ 时, 初始态只有亚辐射态, 此态是不随时间演化的本征态。

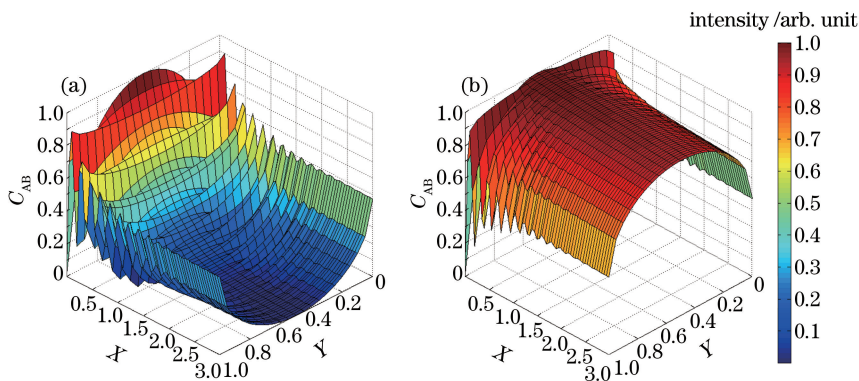


图 1 初态对两原子间纠缠随时间演化的影响 ($\omega = 1, \Omega = 1, \gamma = 1, r_{ij} = 0.05, \Gamma = 0.11 \Omega$)。

(a) $\Phi_1(0) = \alpha, \Phi_2(0) = \sqrt{1-\alpha^2}, \Phi_3(0) = 0$; (b) $\Phi_1(0) = \alpha, \Phi_2(0) = -\sqrt{1-\alpha^2}, \Phi_3(0) = 0$

Fig. 1 Influence of initial state on time evolution of atomic pairwise entanglement ($\omega = 1, \Omega = 1, \gamma = 1, r_{ij} = 0.05,$

$\Gamma = 0.11 \Omega$). (a) $\Phi_1(0) = \alpha, \Phi_2(0) = \sqrt{1-\alpha^2}, \Phi_3(0) = 0$; (b) $\Phi_1(0) = \alpha, \Phi_2(0) = -\sqrt{1-\alpha^2}, \Phi_3(0) = 0$

3.2 原子间距离对 AB 原子间纠缠的影响

设 $Z = r_{12}/\lambda$, 在共振机制下, 当初始状态 $\alpha^2 = 0.9$ 时, AB 原子间纠缠随原子间距离的时间演化如图 2 所示。当原子间距离较小 ($r_{12} < 0.2\lambda$) 时, 无论是对称态还是反对称态, 在有限的时间里都出现了明显的振荡现象, 随着原子间距离的增加, 原子间的相互作用减弱, 此时强耦合机制 ($\Gamma = 0.11 \Omega$) 和弱耦合机制 ($\Gamma = 11 \Omega$) 都会影响 AB 原子间纠缠, 从图 2(a)、(c) 中可以看出, 两原子间纠缠在发生纠缠突然死亡现象后会恢复, 这是由于环境呈现出非马尔科夫性, 热库对系统有信息反馈效益, 延长了原子间的纠缠时间, 而图 2(b)、(d) 反映了马尔科夫性。

3.3 耦合强度对系统中任意两子系统间纠缠的影响

采用 Tangle 的方法计算三体纠缠, 系统中有三个量子比特 A, B, C, 用共生纠缠表示为

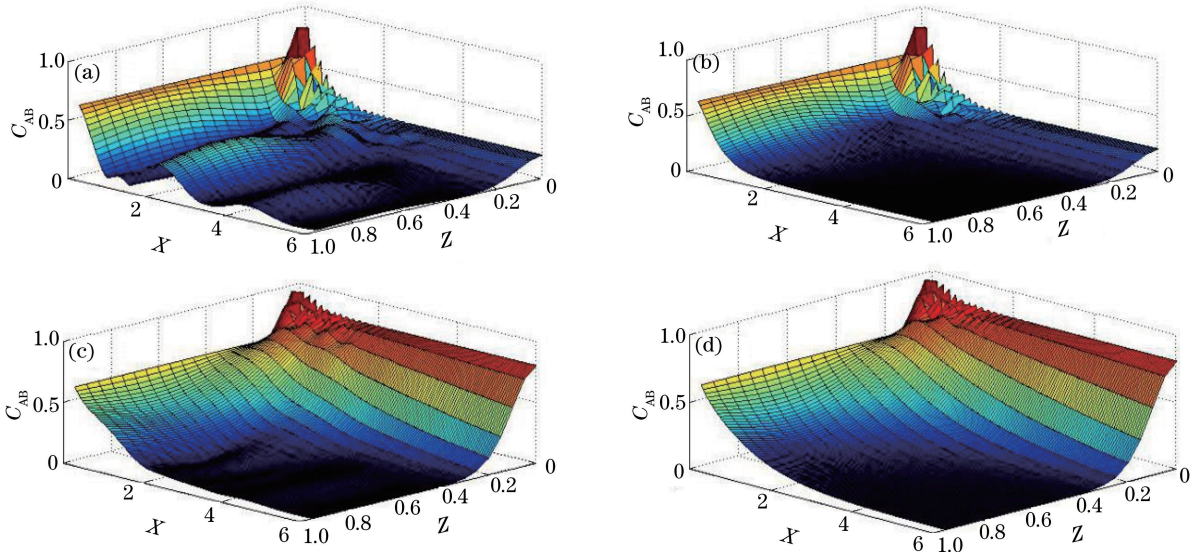


图 2 原子距离对原子间纠缠随时间演化的影响($\omega=1, \Omega=1, \gamma=1, \alpha^2=0.9$)。(a)对称态, $\Gamma=0.11 \Omega$;

(b)对称态, $\Gamma=11 \Omega$; (c)反对称态, $\Gamma=0.11 \Omega$; (d)反对称态, $\Gamma=11 \Omega$

Fig. 2 Influence of interatomic distance on time evolution of atomic pairwise entanglement ($\omega=1, \Omega=1, \gamma=1, \alpha^2=0.9$).

(a) Symmetrical state, $\Gamma=0.11 \Omega$; (b) symmetrical state, $\Gamma=11 \Omega$;

(c) anti-symmetrical state, $\Gamma=0.11 \Omega$; (d) anti-symmetrical state, $\Gamma=11 \Omega$

$$T_{ABC} = C_{A(BC)}^2 - C_{AB}^2 - C_{AC}^2, \quad (28)$$

式中 $C_{A(BC)}$ 表示量子比特 A 与一个量子比特(BC)的共生纠缠, C_{AB} 和 C_{AC} 表示量子比特 A 与量子比特 B 或量子比特 C 之间的成对共生纠缠。

两个量子比特纠缠原子 A 与赭模 a 和原子 B 与赭模 a 的共生纠缠分别表示为

$$C_{Aa} = 2 |c_3 c_1^*|, C_{Ba} = 2 |c_3 c_2^*|. \quad (29)$$

用一个量子比特表示原子 AB 与赭模 a 的共生纠缠为

$$C_{AB-a} = 2 |c_3 \sqrt{c_1^2 + c_2^2}|. \quad (30)$$

通过(28)式可求出三体纠缠为 0。

图 3 展示了在共振机制下, 初始状态 $\alpha^2=0.9$ 和原子间距离 $r_{12}=0.6737\lambda$ 一定时, 系统中任意两子系统间的纠缠随时间的演化, 其中 $R=2Q_{\text{GMQD}}$ 。从图中可以看出, 在强耦合机制或弱耦合机制的情况下, 采用不同两体量子纠缠度量方法, 系统中任意两子系统间的纠缠演化特性是相似的。在短时间内, 一个量子比特包含原子 AB 与赭模 a 的纠缠起到储存量子信息的作用, 在有限时间里 C_{AB-a} 值一直保持最大。考虑弱耦合机制的情况, 原子 A 与赭模 a 的纠缠一直比原子 B 与赭模 a 的纠缠大, 随后一同衰减为 0, 如图 3(a1)~(d1) 所示。而强耦合机制的情况下, 原子 A 与赭模 a 的纠缠不一定比原子 B 与赭模 a 的纠缠大, 且在有限的纠缠区域里出现纠缠突然死亡现象, 经历长时间演化后纠缠也逐渐消失, 如图 3(a2)~(d2) 所示。初始条件决定了 c_1 和 c_2 系数是不同的, 使得原子与赭模的纠缠也是不同的, 同是考虑到选择的原子间距离为极小值, 原子间的偶极-偶极相互作用比较弱, 而强耦合机制却会增加原子与热库间的纠缠。

3.4 失谐量对系统中两子系统间纠缠的影响

图 4 表明在初始状态和原子间距离一定时, 不同的失谐量对原子间纠缠和一个量子比特包含原子 AB 与赭模 a 的纠缠随时间演化特性的影响。考虑到强耦合作用, 在近共振机制下 ($\Delta = \omega_0 - \omega_c = 0.1$), 原子间纠缠和一个量子比特包含原子 AB 与赭模 a 的纠缠都出现了纠缠突然死亡和复苏的现象, 而在大失谐机制下 ($\Delta = 10$), 原子间的纠缠振荡振幅减小, 并随时间逐渐减小直至消失, 不会出现复苏现象, 一个量子比特包含原子 AB 与赭模 a 的纠缠也不会出现纠缠突然死亡和复苏的现象, 这说明原子与热库中心模式的失谐量抑制了纠缠从原子到热库的转移, 如图 4(a)、(b) 所示。考虑到弱耦合作用, 随着失谐量的增加, 原子间纠缠和一个量子比特包含原子 AB 与赭模 a 的纠缠衰减时间变长, 如图 4(c)、(d) 所示。

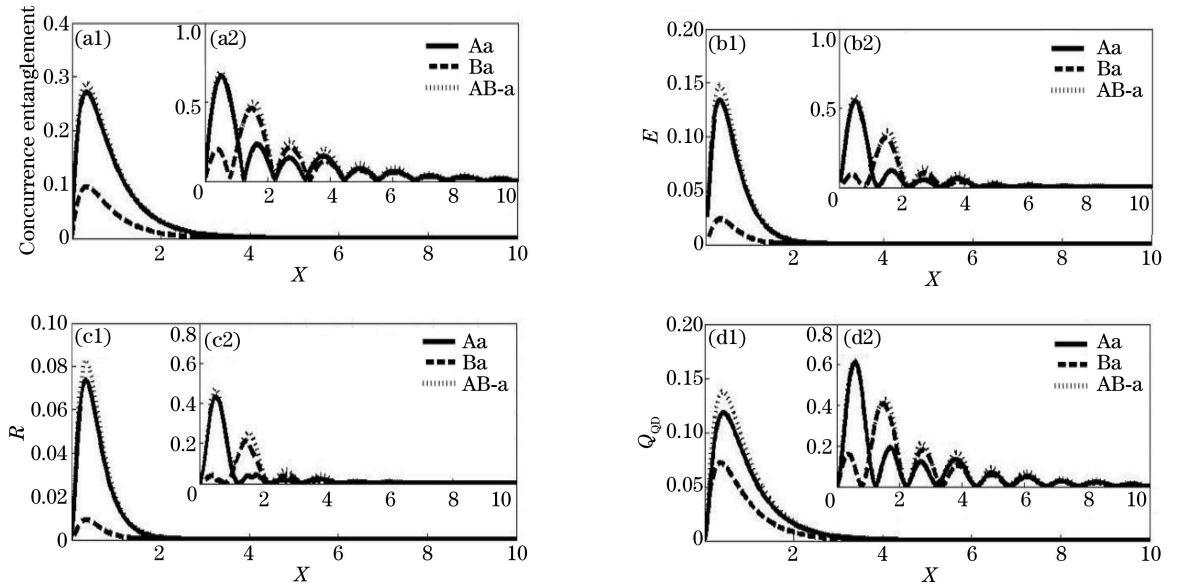


图 3 耦合强度对两子系统间纠缠随时间演化的影响($\omega=1, \Omega=1, \gamma=1, \alpha^2=0.9, r_{ij}=0.6737$)。 (a1)-(d1) $\Gamma=11 \Omega$; (a2)-(d2) $\Gamma=0.11 \Omega$

Fig. 3 Influence of coupling strength on time evolution of two-subsystem-entanglement ($\omega=1, \Omega=1, \gamma=1, \alpha^2=0.9, r_{ij}=0.6737$). (a1)-(d1) $\Gamma=11 \Omega$; (a2)-(d2) $\Gamma=0.11 \Omega$

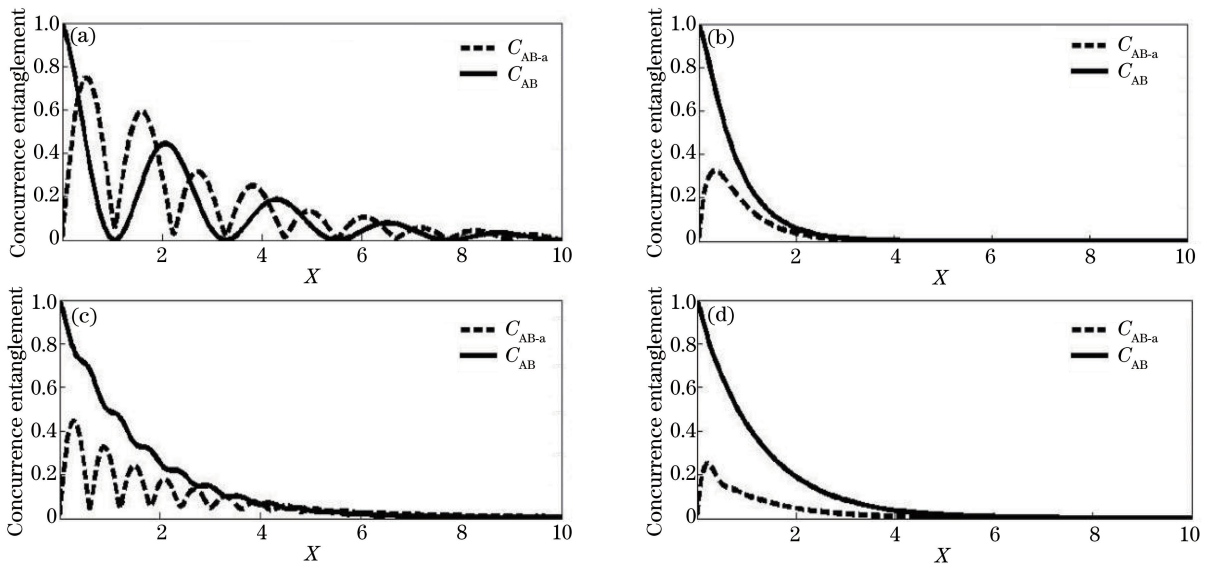


图 4 失谐量对两子系统间纠缠随时间演化的影响($\omega=1, \Omega=1, \gamma=1, \alpha^2=0.5, r_{ij}=0.6737$)。

(a) $\Gamma=0.11 \Omega, \Delta=0.1$; (b) $\Gamma=11 \Omega, \Delta=0.1$; (c) $\Gamma=0.11 \Omega, \Delta=10$; (d) $\Gamma=11 \Omega, \Delta=10$

Fig. 4 Influence of detuning on time evolution of two-subsystem-entanglement ($\omega=1, \Omega=1, \gamma=1, \alpha^2=0.5, r_{ij}=0.6737$).

(a) $\Gamma=0.11 \Omega, \Delta=0.1$; (b) $\Gamma=11 \Omega, \Delta=0.1$; (c) $\Gamma=0.11 \Omega, \Delta=10$; (d) $\Gamma=11 \Omega, \Delta=10$

4 结 论

研究了初态为 Bell 纠缠态的两个二能级原子与共同热库发生相互作用的系统纠缠动力学演化,利用共生纠缠的方法讨论了初始状态和原子间距离对两原子纠缠特性的影响,并且采用 Tangle 的方法计算三体纠缠,分析耦合强度和失谐量对系统中两子系统纠缠特性的影响。通过数值计算发现,无论 Bell 初态是对称态还是反对称态,耦合强度对两原子间的纠缠演化无影响,都在有限的时间里出现了快速振荡现象。随着原子间距离的增大,强耦合下原子间会出现纠缠死亡和纠缠复苏现象。增大原子与热库中心模式的失谐量,能够抑制纠缠从原子向热库的转移,使纠缠衰减时间变长。

参 考 文 献

- [1] Schrödinger E. Die gegenwärtige situation in der quantenmechanik[J]. Die Naturwissenschaften, 1935, 23(48): 807-812.
- [2] 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.
- [3] Ekert A K. Quantum cryptography based on Bell's theorem[J]. Phys Rev Lett, 1991, 67(6): 661-663.
- [4] Shor P W. Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory[J]. Phys Rev A, 1995, 52(4): R2493-R2496.
- [5] Bennett C H, Wiesner S. Communication via one- and two-particle operators on Einstein-Podolsky-Rosen states[J]. Phys Rev Lett, 1992, 69(20): 2881-2884.
- [6] Yu T, Eberly J H. Sudden death of entanglement[J]. Science, 2009, 325(5914): 598-601.
- [7] 彭堃堦. 压缩态纠缠与连续变量纠缠交换[J]. 激光与光电子学进展, 2005, 42(12): 7-8.
- [8] Cao Lianzhen, Liu Xia, Zhao Jiaqiang, *et al.* Evolutions of two-qubit entangled system in different noisy environments and channels[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(3): 030303.
曹连振, 刘霞, 赵加强, 等. 纠缠比特在不同噪声环境和信道下演化规律的实验研究[J]. 物理学报, 2016, 65(3): 030303.
- [9] Zhang Y J, Han W, Fan H, *et al.* Enhancing entanglement trapping by weak measurement and quantum measurement reversal[J]. Ann Phys, 2015, 354: 203-212.
- [10] Guo J L, Wei J L. Dynamics and protection of tripartite quantum correlations in a thermal bath[J]. Ann Phys, 2015, 354: 522-533.
- [11] Chen Y H, Xia Y, Chen Q Q, *et al.* Fast and noise-resistant implementation of quantum phase gates and creation of quantum entangled states[J]. Phys Rev A, 2015, 91(10): 012325.
- [12] Han Wei, Cui Wenkai, Zhang Yingjie, *et al.* Comparison of entanglement decay between Bell-like states under different environmental models[J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(23): 230302.
韩伟, 崔文凯, 张英杰, 等. 不同环境模型下 Bell 型纠缠态衰退行为的比较[J]. 物理学报, 2012, 61(23): 230302.
- [13] Wei Qiao, Yan Yan, Li Gaoxiang. Sudden death and revival of entanglement in two V-type three-level atoms[J]. Acta Physica Sinica, 2010, 59(7): 4453-4459.
魏巧, 鄢嫣, 李高翔. 两个 V 型三能级原子系统的纠缠突然死亡与复苏[J]. 物理学报, 2010, 59(7): 4453-4459.
- [14] Ficek Z, Tanas R. Delayed sudden birth of entanglement[J]. Phys Rev A, 2008, 77(5): 054301.
- [15] Berrada K, Fanchini F F, Abdel-Khalek S. Quantum correlations between each qubit in a two-atom system and the environment in terms of interatomic distance[J]. Phys Rev A, 2012, 85(5): 052315.
- [16] Fanchini F F, Cornelio M F, de Oliveira M C, *et al.* Conservation law for distributed entanglement of formation and quantum discord[J]. Phys Rev A, 2011, 84(1): 012313.
- [17] Zhang Y J, Han W, Xia Y J, *et al.* Role of initial system-bath correlation on coherence trapping[J]. Sci Rep, 2015(5): 13359.
- [18] Cover T M, Thomas J A. Elements of information theory[M]. New York: Wiley, 1991.
- [19] Lindblad G. Completely positive maps and entropy inequalities[J]. Commun Math Phys, 1975, 40(2): 147-151.