

腔量子电动力学系统中耦合三原子的纠缠特性*

卢道明†

(武夷学院机电工程学院, 武夷山 354300)

(2013年11月17日收到; 2013年12月1日收到修改稿)

研究了三个全同二能级原子与单模腔相互作用系统中原子间的三体纠缠特性. 考虑原子间存在相互耦合, 并且腔场处于弱相干态的情况, 通过数值计算给出了纠缠量的演化曲线, 讨论了原子间耦合强度和弱相干场强度对三体纠缠的影响. 研究表明: 随弱相干场强度增强, 原子间的三体纠缠增强; 相反, 随原子间耦合系数增大, 原子间三体纠缠减弱.

关键词: 量子光学, 弱相干态, 腔量子电动力学, 三体纠缠

PACS: 03.65.Ud, 42.50.Dv

DOI: 10.7498/aps.63.060301

1 引言

量子纠缠是描述量子系统中两体或多体之间的关联, 它具有高度的非定域性. 对处于纠缠态的两粒子, 无论相距多远, 它们总是相互关联、相互影响. 量子纠缠是进行量子信息处理和量子计算的核心资源, 它在量子态传送、量子纠错、量子计算等领域具有重要作用. 因此, 纠缠态制备、度量和保持一直是量子信息领域研究的重要课题, 引起了人们极大兴趣. 至今, 人们已对不同原子与光场相互作用系统中原子间的纠缠进行了广泛的研究^[1-9]. 例如, 吴琴和张智明^[2]研究了Kerr介质中两个耦合二能级原子的纠缠演化规律; 吕海艳等^[3]讨论了场与非线性介质原子相互作用模型的量子纠缠特性. Ji和Liu^[4]研究了通过三光子过程与单模场相互作用的两运动原子间的纠缠. 目前, 对两体纠缠的度量已有完善的理论, 可用负本征值和共生纠缠度等物理量来精确度量^[10,11]. 但对于三体或多体系统, 由于其复杂性, 对三体或多体间纠缠的度量一直在探讨之中^[12-17]. 例如, 左战春和夏云杰^[12]研究了Tavis-Cummings模型中的量子纠缠; Wong

和Christensen^[14]提出了一种多粒子纠缠度量的方法; Thapliyal^[16]讨论了多粒子纯态的纠缠. 在以往对两原子间的纠缠研究中, 有考虑两原子间存在耦合的情况^[18-20]. 例如, 单传家和夏云杰^[18]研究了初态为 X 态时Tavis-Cummings模型中具有偶极相互作用两原子的纠缠特性; Chen等^[19]讨论了两耦合原子与腔场相互作用系统中两子系统间的纠缠. 但对三原子间的纠缠讨论中, 尚未见到对三原子相互间存在耦合情况的研究报道. 另一方面, 腔QED技术是进行量子信息处理和量子计算等最有前途的技术. 实验上已利用腔QED技术实现纠缠态制备和两比特量子逻辑门等^[21-25]. 针对以往研究中未考虑三原子相互间存在耦合的情况, 本文考虑三个全同二能级原子囚禁在单模腔中, 并且三原子间存在相互耦合的情况, 讨论了原子间耦合强度对三体纠缠的影响. 研究发现: 随原子间耦合系数增大, 原子间三体纠缠减弱.

2 系统态矢的演化

我们研究三个全同的二能级原子囚禁在单模腔中, 原子与腔场发生共振相互作用, 并且三个原

* 福建省自然科学基金 (批准号: 2011J01018) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: daominglu79@hotmail.com

子之间存在相互耦合的情况. 在旋波近似下, 系统的相互作用哈密顿为

$$H_I = \sum_{i=1}^3 [g_i (a s_i^+ + a^+ s_i^-) + J_i (s_i^+ s_{i+1}^- + s_i^- s_{i+1}^+)], \quad (1)$$

在(1)式中, a (a^+) 表示腔场的湮没 (产生) 算符, $s_i^+ = |e\rangle_i \langle g|$, $s_i^- = |g\rangle_i \langle e|$ 表示第 i 个原子的跃迁算符, 当 $i = 3$ 时, $s_{i+1} = s_1$; g_l ($l = 1, 2, 3$) 表示第 l 个原子与腔场的耦合系数; J_l ($l = 1, 2, 3$) 为两个原子之间的耦合系数. $|e\rangle_i$ ($|g\rangle_i$) 表示第 i 个原子的激发态 (基态). 为简单起见, 设 $g_1 = g_2 = g_3 = g$, $J_1 = J_2 = J_3 = J$.

假设初始时刻, 三原子处于基态, 腔场处于弱相干态. 在 Fock 态表象中, 弱相干态表示为

$$|\alpha\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha|^2}} (|0\rangle + \alpha|1\rangle), \quad (2)$$

在(2)式中, $|\alpha|^2 = \bar{n}$, \bar{n} 为相干态平均光子数. 系统的初态为

$$|\varphi(0)\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha|^2}} (|\varphi_0\rangle + \alpha|\varphi_4\rangle), \quad (3)$$

在(3)式中

$$\begin{aligned} |\varphi_0\rangle &= |ggg0\rangle, \\ |\varphi_1\rangle &= |egg0\rangle, \\ |\varphi_2\rangle &= |geg0\rangle, \\ |\varphi_3\rangle &= |gge0\rangle, \\ |\varphi_4\rangle &= |ggg1\rangle. \end{aligned}$$

在 $|\varphi_l\rangle$ 表示的态中第 1 至 4 位分别与第 1 至第 3 个原子和腔场的状态相对应. 在(1)式表示的哈密顿作用下, $|\varphi_0\rangle$ 不演化, $|\varphi_4\rangle$ 的演化满足薛定谔方程

$$i\hbar \frac{\partial |\varphi_4(t)\rangle}{\partial t} = H_I |\varphi_4(t)\rangle, \quad (4)$$

取 $\hbar = 1$. 在 t 时刻 $|\varphi_4(t)\rangle$ 可表示为

$$|\varphi_4(t)\rangle = A|\varphi_1\rangle + B|\varphi_2\rangle + C|\varphi_3\rangle + D|\varphi_4\rangle. \quad (5)$$

将(5)式代入(4)式, 可得出展开系数满足的微分方程为

$$\begin{aligned} i \frac{dA}{dt} &= JB + JC + gD, \\ i \frac{dB}{dt} &= JA + JC + gD, \\ i \frac{dC}{dt} &= JA + JB + gD, \end{aligned}$$

$$i \frac{dD}{dt} = gA + gB + gC. \quad (6)$$

解方程(6), 并利用初始条件, $A(0) = B(0) = C(0) = 0$, $D(0) = 1$, 得出

$$A = B = C = -i \frac{g}{\beta} e^{-iJt} \sin(\beta t),$$

$$D = i \frac{J}{\beta} e^{-iJt} \sin(\beta t) + e^{-iJt} \cos(\beta t), \quad (7)$$

式中 $\beta = \sqrt{J^2 + 3g^2}$. 那么, t 时刻系统的态矢为

$$\begin{aligned} |\varphi(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+|\alpha|^2}} [|\varphi_0\rangle + \alpha(A|\varphi_1\rangle \\ &+ B|\varphi_2\rangle + C|\varphi_3\rangle + D|\varphi_4\rangle)]. \quad (8) \end{aligned}$$

3 原子间三体纠缠态纠缠量的演化

对于三体纠缠, 人们已提出了张量计算方法和负本征值方法来度量^[12,26]. 本文采用张量计算方法^[12]. 在该方法中三体纠缠量和三体中两两间的纠缠量定义为

$$E_3 = \frac{1}{4} \sum_{i,j,k=1}^3 M_{ijk}(1,2,3) M_{ijk}(1,2,3),$$

$$E_2(m,n) = \frac{1}{3} \sum_{i,j=1}^3 M_{ij}(m,n) M_{ij}(m,n), \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} M_{ij}(m,n) &= K_{ij}(m,n) - \lambda_i(m)\lambda_j(n), \\ M_{ijk}(1,2,3) &= K_{ijk}(1,2,3) - \lambda_i(1)M_{jk}(2,3) - \lambda_j(2)M_{ik}(1,3) \\ &\quad - \lambda_k(3)M_{ij}(1,2) - \lambda_i(1)\lambda_j(2)\lambda_k(3), \\ \lambda_i(1) &= \text{Tr}(\hat{\rho} \bullet \hat{\sigma}_i \otimes \hat{I} \otimes \hat{I}), \\ \lambda_j(2) &= \text{Tr}(\hat{\rho} \bullet \hat{I} \otimes \hat{\sigma}_j \otimes \hat{I}), \\ \lambda_k(3) &= \text{Tr}(\hat{\rho} \bullet \hat{I} \otimes \hat{I} \otimes \hat{\sigma}_k), \\ k_{ij}(1,2) &= \text{Tr}(\hat{\rho} \bullet \hat{\sigma}_i \otimes \hat{\sigma}_j \otimes \hat{I}), \\ k_{ik}(1,3) &= \text{Tr}(\hat{\rho} \bullet \hat{\sigma}_i \otimes \hat{I} \otimes \hat{\sigma}_k), \\ k_{jk}(2,3) &= \text{Tr}(\hat{\rho} \bullet \hat{I} \otimes \hat{\sigma}_j \otimes \hat{\sigma}_k), \\ k_{ijk}(1,2,3) &= \text{Tr}(\hat{\rho} \bullet \hat{\sigma}_i \otimes \hat{\sigma}_j \otimes \hat{\sigma}_k), \quad (10) \end{aligned}$$

式中 $\hat{\rho}$ 为三体系统的密度算符, $\hat{\sigma}_i$, $\hat{\sigma}_j$, $\hat{\sigma}_k$ 为泡利矩阵, \hat{I} 为单位矩阵.

利用(8)式, 为简单起见取 α 为实数, 对腔场的态求迹, 在基矢 $|eee\rangle_{123}$, $|eeg\rangle_{123}$, $|ege\rangle_{123}$, $|egg\rangle_{123}$, $|gee\rangle_{123}$, $|geg\rangle_{123}$, $|gge\rangle_{123}$, $|ggg\rangle_{123}$ 下, 三个原子构成的系统的密度矩阵为

$$\rho_{123} = \frac{1}{1 + |\alpha|^2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \alpha^2|A|^2 & 0 & \alpha^2AB^* & \alpha^2AC^* & \alpha A \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \alpha^2BA^* & 0 & \alpha^2|B|^2 & \alpha^2BC^* & \alpha B \\ 0 & 0 & 0 & \alpha^2CA^* & 0 & \alpha^2CB^* & \alpha^2|C|^2 & \alpha^2C \\ 0 & 0 & 0 & \alpha A^* & 0 & \alpha B^* & \alpha C^* & 1 + \alpha^2|D|^2 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

利用 (10) 和 (11) 式, 通过繁琐的计算得出

$$\begin{aligned} \lambda_x(l) &= \alpha(B + B^*) = \lambda_x \quad (l = 1, 2, 3), \\ \lambda_y(l) &= i\alpha(B - B^*) = \lambda_y \quad (l = 1, 2, 3), \\ \lambda_z(l) &= 2\alpha^2|B|^2 - 1 - \alpha^2 = \lambda_z \\ &\quad (l = 1, 2, 3), \\ K_{xx}(1, 2) &= K_{xx}(1, 3) = K_{xx}(2, 3) \\ &= K_{yy}(1, 2) = K_{yy}(1, 3) \\ &= K_{yy}(2, 3) = 2\alpha^2|B|^2, \\ K_{zz}(1, 2) &= K_{zz}(1, 3) = K_{zz}(2, 3) \\ &= 1 + \alpha^2 - 4\alpha^2|B|^2, \\ K_{xy}(1, 2) &= K_{yx}(1, 2) = K_{xy}(1, 3) \\ &= K_{yx}(1, 3) = K_{xy}(2, 3) \\ &= K_{yx}(2, 3) = 0, \\ K_{xz}(1, 2) &= K_{zx}(1, 2) = K_{xz}(1, 3) \\ &= K_{zx}(1, 3) = K_{xz}(2, 3) \\ &= K_{zx}(2, 3) = -\lambda_x, \\ K_{yz}(1, 2) &= K_{zy}(1, 2) = K_{yz}(1, 3) \\ &= K_{zy}(1, 3) = K_{yz}(2, 3) \\ &= K_{zy}(2, 3) = -\lambda_y, \\ K_{xxx}(1, 2, 3) &= K_{xxy}(1, 2, 3) = K_{xyx}(1, 2, 3) \\ &= K_{xyy}(1, 2, 3) = K_{yxx}(1, 2, 3) \\ &= K_{yxy}(1, 2, 3) = K_{yyx}(1, 2, 3) \\ &= K_{yyy}(1, 2, 3) = 0, \\ K_{xxz}(1, 2, 3) &= K_{xzx}(1, 2, 3) = K_{zxx}(1, 2, 3) \\ &= K_{yzy}(1, 2, 3) = K_{zyy}(1, 2, 3) \\ &= K_{yyz}(1, 2, 3) \\ &= -2\alpha^2|B|^2, \\ K_{xyz}(1, 2, 3) &= K_{xzy}(1, 2, 3) = K_{zxy}(1, 2, 3) \\ &= K_{zyx}(1, 2, 3) = K_{yxz}(1, 2, 3) \\ &= K_{yzx}(1, 2, 3) = 0, \\ K_{xzz}(1, 2, 3) &= K_{zxx}(1, 2, 3) = K_{zzx}(1, 2, 3) \\ &= \lambda_x, \\ K_{yzz}(1, 2, 3) &= K_{zzy}(1, 2, 3) = K_{zzz}(1, 2, 3) \\ &= \lambda_y, \\ M_{xx}(1, 2) &= M_{xx}(1, 3) = M_{xx}(2, 3) \\ &= 2\alpha^2|B|^2 - \lambda_x^2, \\ M_{yy}(1, 2) &= M_{yy}(1, 3) = M_{yy}(2, 3) \\ &= 2\alpha^2|B|^2 - \lambda_y^2, \\ M_{zz}(1, 2) &= M_{zz}(1, 3) = M_{zz}(2, 3) \\ &= 1 + \alpha^2 - 4\alpha^2|B|^2 - \lambda_z^2, \\ M_{xy}(1, 2) &= M_{yx}(1, 2) = M_{xy}(1, 3) \\ &= M_{yx}(1, 3) = M_{xy}(2, 3) \\ &= M_{yx}(2, 3) = -\lambda_x\lambda_y, \\ M_{xz}(1, 2) &= M_{zx}(1, 2) = M_{xz}(1, 3) \\ &= M_{zx}(1, 3) = M_{xz}(2, 3) \\ &= M_{zx}(2, 3) = -\lambda_x(1 + \lambda_z), \\ M_{yz}(1, 2) &= M_{zy}(1, 2) = M_{yz}(1, 3) \\ &= M_{zy}(1, 3) = M_{yz}(2, 3) \\ &= M_{zy}(2, 3) = -\lambda_y(1 + \lambda_z), \\ M_{xxx}(1, 2, 3) &= 2\lambda_x^3 - 6\lambda_x\alpha^2|B|^2, \\ M_{yyy}(1, 2, 3) &= 2\lambda_y^3 - 6\lambda_y\alpha^2|B|^2, \\ M_{zzz}(1, 2, 3) &= 2\lambda_z^3 + 6\alpha^2|B|^2 - 1 - \alpha^2 \\ &\quad - 3\lambda_z(1 + \alpha^2 - 4\alpha^2|B|^2), \\ M_{xxy}(1, 2, 3) &= M_{xyx}(1, 2, 3) = M_{yxx}(1, 2, 3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= 2\lambda_y(\lambda_x^2 - \alpha^2|B|^2), \\
 \mathbf{M}_{xxz}(1, 2, 3) &= \mathbf{M}_{zxx}(1, 2, 3) = \mathbf{M}_{zxx}(1, 2, 3) \\
 &= 2(\lambda_z + 1)(\lambda_x^2 - \alpha^2|B|^2), \\
 \mathbf{M}_{xyy}(1, 2, 3) &= \mathbf{M}_{yxy}(1, 2, 3) = \mathbf{M}_{yyx}(1, 2, 3) \\
 &= 2\lambda_x(\lambda_y^2 - \alpha^2|B|^2), \\
 \mathbf{M}_{xzy}(1, 2, 3) &= \mathbf{M}_{zyx}(1, 2, 3) = \mathbf{M}_{yxz}(1, 2, 3) \\
 &= \mathbf{M}_{yzx}(1, 2, 3) = \mathbf{M}_{zxy}(1, 2, 3) \\
 &= \mathbf{M}_{zyx}(1, 2, 3) \\
 &= 2\lambda_x\lambda_y(\lambda_z + 1), \\
 \mathbf{M}_{xzz}(1, 2, 3) &= \mathbf{M}_{zxx}(1, 2, 3) = \mathbf{M}_{zxx}(1, 2, 3) \\
 &= 2\lambda_x\lambda_z(\lambda_z + 1) \\
 &\quad - \lambda_x(\alpha^2 - 4\alpha^2|B|^2), \\
 \mathbf{M}_{yyz}(1, 2, 3) &= \mathbf{M}_{zyy}(1, 2, 3) = \mathbf{M}_{zyy}(1, 2, 3) \\
 &= 2(\lambda_z + 1)(\lambda_y^2 - \alpha^2|B|^2), \\
 \mathbf{M}_{yzz}(1, 2, 3) &= \mathbf{M}_{zyz}(1, 2, 3) = \mathbf{M}_{zzy}(1, 2, 3) \\
 &= 2\lambda_z\lambda_y(\lambda_z + 1) \\
 &\quad - \lambda_y(\alpha^2 - 4\alpha^2|B|^2). \quad (12)
 \end{aligned}$$

将(12)式中的张量 $\mathbf{M}_{lmn}(1, 2, 3)$ 代入(9)式中的第一式, 就能计算出三个原子体系的三体纠缠量 E_3 , 由于其解析表达式冗长, 这里不再给出其具体表

示式. 下面采用数值计算方法来讨论纠缠量的演化.

3.1 弱相干场强度变化对三体纠缠的影响

为了讨论弱相干场强度变化对三体纠缠的影响, 取 $J = g$, 平均光子数 α^2 分别取 0.05, 0.1, 0.2, 0.3 时, 三体纠缠量 E_3 的演化数值计算结果如图 1 所示. 图 1 中曲线显示: 1) E_3 呈现出周期性演化规律, 但其演化周期与弱相干场强度无关. 这是因为张量 $\mathbf{M}_{lmn}(1, 2, 3)$ ($l, m, n = x, y, z$) 以函数 $\sin(Jt)$, $\cos(Jt)$ 和 $\sin(\beta t)$ 形式随时间演化, 而 $\sin(Jt)$, $\cos(Jt)$ 和 $\sin(\beta t)$ 演化的角频率为 J 和 β , 它们均与 α^2 无关. 因此, 三体纠缠量 E_3 的演化周期与弱相干场强度无关; 2) 随弱相干场强度增强, E_3 的演化曲线峰值增大, 曲线中心上移, E_3 的平均值增大, 例如 $\alpha^2 = 0.05$ 时, $\bar{E}_3 = 0.00309$; $\alpha^2 = 0.1$ 时, $\bar{E}_3 = 0.015$; $\alpha^2 = 0.2$ 时, $\bar{E}_3 = 0.08645$; $\alpha^2 = 0.3$ 时, $\bar{E}_3 = 0.27213$, 这表明三原子间三体纠缠增强. 这是因为弱相干场是真空态和单光子数态的叠加, 当系统激发数为 0 时原子处于分离态, 随弱相干场强度增强; 系统处于激发数为 1 的概率增大, 因此三原子间三体纠缠增强.

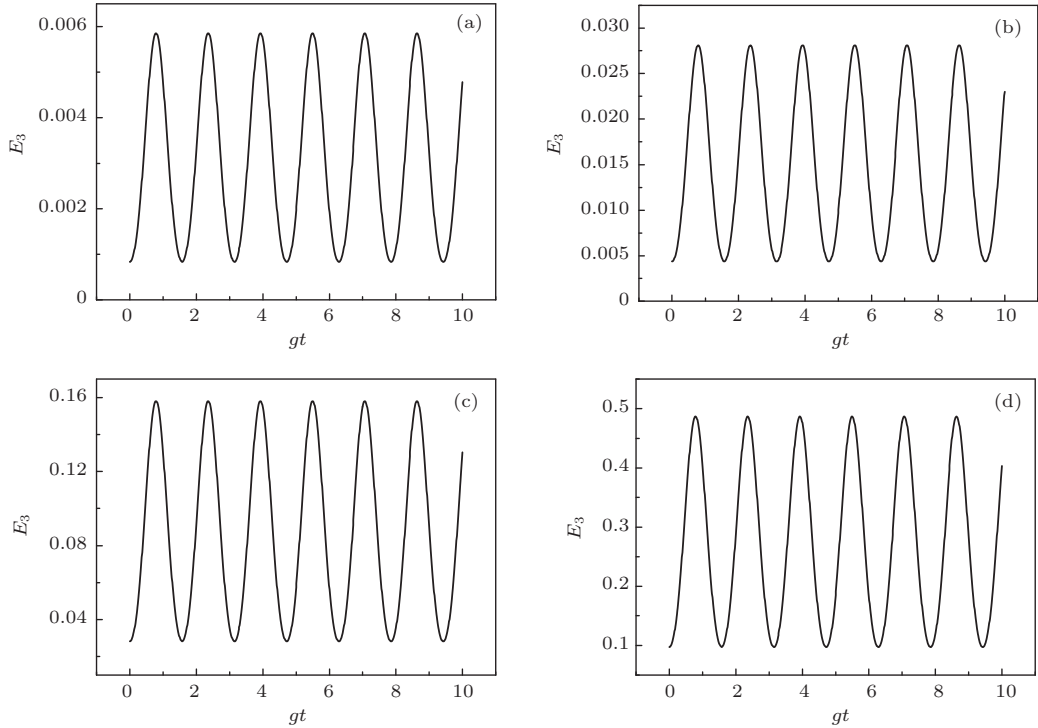


图 1 纠缠量 E_3 随规范时间 gt 的演化 (a) $\alpha^2 = 0.05$; (b) $\alpha^2 = 0.1$; (c) $\alpha^2 = 0.2$; (d) $\alpha^2 = 0.3$

3.2 原子间耦合强度变化对三体纠缠的影响

弱相干场强度 $\alpha^2 = 0.3$, 原子间耦合系数 J 分别取 $0.5g$, g , $2.0g$ 和 $4.0g$ 时, 三体纠缠量 E_3 的演化数值计算结果如图 2 所示. 图 2 中曲线显示: 1) E_3 的演化频率随耦合系数 J 增大而增大, 这是因为决定张量 $M_{lmn}(1, 2, 3)$ ($l, m, n = x, y, z$)

演化的函数 $\sin(Jt)$, $\cos(Jt)$ 和 $\sin(\beta t)$, 它们的角频率为 J 和 β 均随 J 增大而增大; 2) 随耦合系数 J 增大, E_3 的演化曲线峰值减小, 曲线中心下移, E_3 的平均值减小. 例如 $J = 0.5g$ 时, $\bar{E}_3 = 0.33824$; $J = g$ 时, $\bar{E}_3 = 0.27213$; $J = 2.0g$ 时, $\bar{E}_3 = 0.18552$; $J = 4.0g$ 时, $\bar{E}_3 = 0.12706$. 这表明三原子间纠缠随耦合系数 J 增大而减弱.

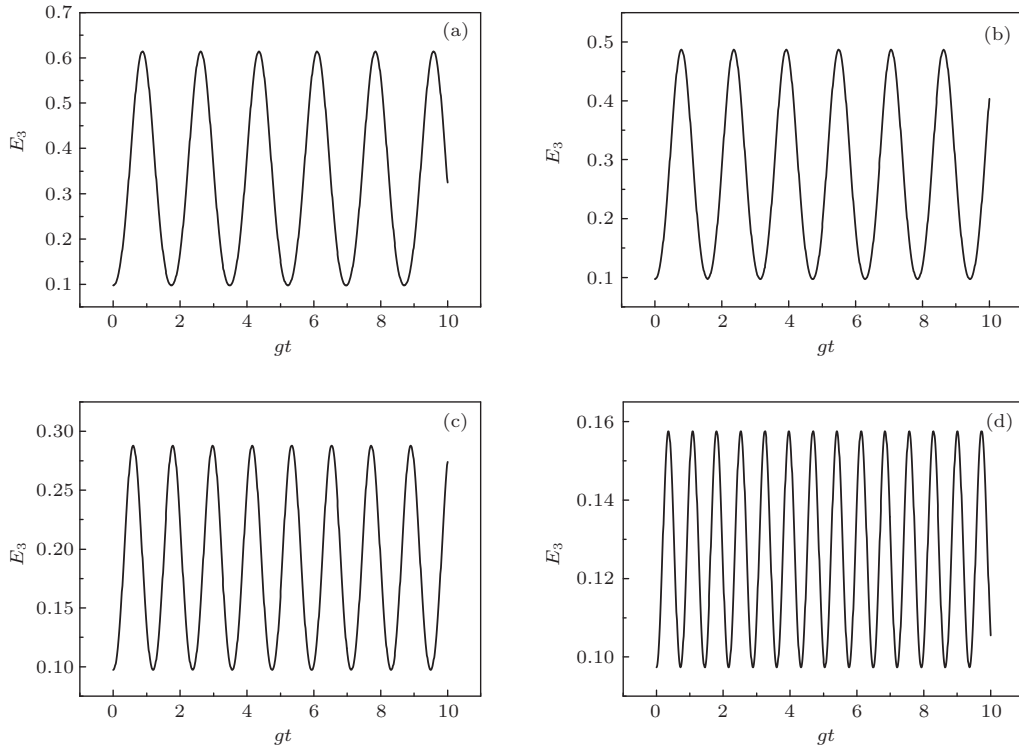


图 2 纠缠量 E_3 随规范时间 gt 的演化 (a) $J = 0.5g$; (b) $J = g$; (c) $J = 2.0g$; (d) $J = 4.0g$

4 结 论

本文研究的系统由三个全同的二能级原子和单模腔构成, 考虑原子间存在相互耦合的情况, 采用文献 [12] 提出的三体纠缠态纠缠量计算方法, 计算了系统中三个原子间三体纠缠的演化, 讨论了弱相干场强度和原子间耦合系数对纠缠演化的影响. 研究发现: 三体纠缠量呈现出周期性演化规律, 其演化周期随原子间耦合系数的增大而减小, 与弱相干场强度无关. 随弱相干场强度增大, 三体纠缠量的演化曲线峰值增大, 曲线中心上移, 其平均值增大. 这表明随弱相干场强度增大三体纠缠增强. 相反, 随原子间耦合系数增大, 三体纠缠量的演化曲

线峰值减小, 曲线中心下移, 其平均值减小, 三原子间纠缠减弱.

参考文献

- [1] Wu C, Fang M F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 020309
- [2] Wu Q, Zhang Z M 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 174206 (in Chinese)[吴琴, 张智明 2013 物理学报 **62** 174206]
- [3] Lü H Y, Yuan W, Hou X W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 110301 (in Chinese)[吕海艳, 袁伟, 侯喜文 2013 物理学报 **62** 110301]
- [4] Ji Y H, Liu Y M 2013 *Int. J. Theor. Phys.* **52** 3320
- [5] Ma X S, Wang A M, Cao Y 2007 *Phys. Rev. A* **76** 155327
- [6] Ji X, Lu T Q, Zhang S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 110304
- [7] Tan Lei, Zhang Y Q, Zhu Z H 2011 *Chin. Phys. B* **20** 070303
- [8] Zhang J S, Xu J B 2009 *Opt. Commun.* **282** 3652

- [9] Cardoso W B, Avelar A T, Baseia B, Almeida N G D 2009 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **42** 195507
- [10] Vidal G, Werner F R 2002 *Phys. Rev. A* **65** 032314
- [11] Wootters K W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245
- [12] Zuo Z C, Xia Y J 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2687 (in Chinese)[左战春, 夏云杰 2003 物理学报 **52** 2687]
- [13] Tong Z Y, Kuang L M 2000 *Chin. Phys. Lett.* **17** 469
- [14] Wong A, Christensen N 2001 *Phys. Rev. A* **63** 044301
- [15] Laskowski W, Markiewicz M, Paterek T, Zukowski M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 062305
- [16] Thapliyal A V 1999 *Phys. Rev. A* **59** 3336
- [17] Hwang M R, Park D K, Jung E 2011 *Phys. Rev. A* **83** 012111
- [18] Shan C J, Xia Y J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1585 (in Chinese)[单伟家, 夏云杰 2006 物理学报 **55** 1585]
- [19] Chen L, Shao X Q, Zhang S 2009 *1 Chin. Phys. B* **18** 888
- [20] Wang C Z, Li C X, Li J F 2009 *Optics Commun.* **282** 1160
- [21] Turchette Q A, Hood C J, Lange W, Mabuchi H, Kimble H J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4710
- [22] Hagley E, Maitre X, Nogues G, Wunderlich C, Brune M, Raimond J M, Haroche S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1
- [23] Osnaghi S, Bertet P, Auffeves A, Maioli P, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037902
- [24] Rauschenbeutel A, Nogues G, Osnaghi S, Bertet P, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2000 *Science* **288** 2024
- [25] Rauschenbeutel A, Nogues G, Osnaghi S, Bertet P, Brune M, Raimond J M, Haroche S 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 5166
- [26] Sabin C, Garcia A G 2008 *Eur. Phys. J. D* **48** 435

Tripartite entanglement properties of coupled three atoms in cavity quantum electrodynamics*

Lu Dao-Ming[†]

(College of Mechanic and Electronic Engineering, Wuyi University, Wuyishan 354300, China)

(Received 17 November 2013; revised manuscript received 1 December 2013)

Abstract

In this paper we consider the case that three identical two-level atoms are trapped in a single-mode cavity which is in a weak coherent state initially, and there is an interaction between two atoms. The tripartite entanglement dynamics among atoms is studied. The influences of atom-atom coupling constant and intensity of the cavity field on the tripartite entanglement among atoms are discussed. The results obtained using the numerical method show that the tripartite entanglement among atoms is strengthened with the increase of intensity of the cavity field; on the other hand, it is weakened with the increase of the coupling constant between atoms.

Keywords: quantum optics, weak coherent state, cavity quantum electrodynamics, tripartite entanglement

PACS: 03.65.Ud, 42.50.Dv

DOI: 10.7498/aps.63.060301

* Project supported by the Natural Science Foundation of Fujian Province, China (Grant No. 2011J01018).

† Corresponding author. E-mail: daominglu79@hotmail.com