

陆续通过一个双模腔的两原子之间纠缠的突然产生和调控*

廖庆洪[†] 刘晔

(南昌大学电子信息工程系, 南昌 330031)

(2011年10月7日收到; 2012年1月4日收到修改稿)

通过计算并度研究了陆续通过一个双模腔的两个原子之间的纠缠动力学特性, 讨论了第一个原子的相干性以及腔场初始纠缠度对两原子之间纠缠的影响. 结果表明系统在一定条件下可以出现两原子之间纠缠突然产生现象, 两原子之间产生纠缠的最大值依赖于双模腔场初始纠缠度; 并且可以通过改变原子的振幅来控制产生纠缠的阈值时间和纠缠的最大值, 理论上提供了一种调控纠缠的方式.

关键词: 量子纠缠, 纠缠产生, 纠缠调控

PACS: 03.65.Ud, 03.67.Bg

1 引言

量子纠缠是量子物理区别于经典物理最奇特、最不可思议的特征之一. 在量子信息领域中, 量子纠缠作为一种重要的物理资源, 在量子隐形传态、量子密集编码、纠缠交换、量子计算和量子密码等各方面起着重要作用^[1]. 纠缠态的产生与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重大的应用前景. Bose 等人研究了处于纯态的单比特与热态场相互作用的系统^[2], 结果发现单比特与场之间总是能够产生纠缠. Phoenix 和 Barnett 研究了陆续通过一个数态腔的两个两能级原子之间的纠缠特性^[3], 结果发现由于原子和腔场的相互作用可以导致两原子之间非局域的关联. 2007年, Ghosh 等人研究了初始处于解纠缠的两个原子陆续通过一个热态腔或数态腔的系统的纠缠动力学特性^[4], 发现腔场调制的相互作用可以导致两原子之间纠缠的产生. 接着, 他们继续研究了两个三能级原子陆续通过一个热态腔或数态腔的系

统的纠缠调控特性^[5], 结果发现利用斯塔克位移可以提高两原子之间的纠缠. Ateto 研究了陆续通过一个存在克尔介质的热态腔或数态腔的两原子之间的纠缠动力学特性^[6], 结果发现弱的克尔介质效应可以导致两原子之间纠缠随时间的演化呈现周期性. 2009年, Ateto 继续研究了两个两能级原子陆续通过一个热态腔或数态腔并且通过双光子过程发生非线性相互作用的模型^[7], 结果发现利用斯塔克位移和克尔效应可以实现对两原子之间非局域纠缠的操控. 近年来, 人们对 Tavis-Cummings 模型、原子与耦合腔相互作用系统以及两原子和热态场相互作用系统中的原子纠缠特性进行了深入的研究^[8-13].

前面这些研究, 都是基于两个原子陆续通过的腔场初始处于单模场, 本文在文献 [3,14] 的基础上研究两个原子陆续通过一个双模腔的纠缠动力学特性, 主要讨论第一个原子的相干性以及腔场初始纠缠度对两原子之间纠缠的影响. 结果表明两原子之间产生纠缠的最大值依赖于双模腔场初始纠缠度, 并且可以通过改变原子的振幅来控制产生纠缠

* 国家自然科学基金 (批准号: 10647133), 江西省自然科学基金 (批准号: 2009GQS0080) 和江西省教育厅科技项目 (批准号: GJJ11339, GJJ12137) 资助的课题.

[†] E-mail: nculqh@163.com

的阈值时间和纠缠的最大值.

2 模型和基本方程

考虑一个系统包含陆续通过一个双模腔的两原子 A_1 和 A_2 , 腔场初始处于双模纠缠态 $\cos\alpha|1_A0_B\rangle + \sin\alpha|0_A1_B\rangle$, 第一个原子 A_1 处于激发态和基态的任意相干叠加态, 第二原子 A_2 处于激发态 $|e_2\rangle$. 为了简单起见, 考虑原子和场之间是共振相互作用的情况, 原子和场之间的耦合系数是常数. 物理过程是, 当第一个原子 A_1 通过腔, 和腔模场 A 相互作用时间 t 后离开了腔, 然后是第二个原子 A_2 进入该腔, 与腔模场 B 发生相互作用, 相互作用时间也为 t 后离开了腔, 物理模型示意图如图 1 所示.

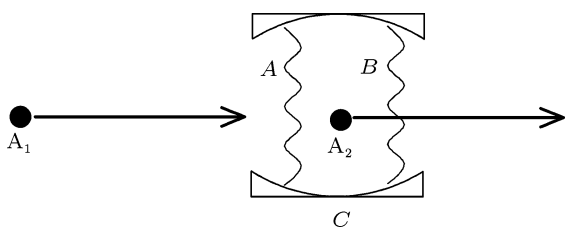


图 1 物理模型示意图

假设原子和腔的相互作用时间远远小于腔的寿命, 所以可以忽略腔的耗散导致的退相干效应. 在旋波近似下, 在相互作用绘景中, 原子和场的哈密顿量为

$$H_I = g(\sigma_+ a + a^\dagger \sigma_-) \quad (\hbar = 1), \quad (1)$$

其中 σ_\pm 和 σ_z 为原子的泡利自旋算符, a^\dagger 和 a 为腔场的产生和湮没算符, g 为原子和场的耦合常数.

原子 A_1 初始处于激发态和基态的任意相干叠加态

$$|\psi(0)\rangle_{A_1} = \cos(\theta/2)|e_1\rangle + \sin(\theta/2)\exp(i\phi)|g_1\rangle, \quad (2)$$

式中 $0 \leq \theta \leq \pi$, $0 \leq \phi \leq 2\pi$, 反映原子的极化状态.

腔场初始处于双模纠缠态^[15,16]

$$|\psi(0)\rangle_f = \cos\alpha|1_A0_B\rangle + \sin\alpha|0_A1_B\rangle. \quad (3)$$

本文的物理过程和文献 [3] 的物理过程是一样的, 不同的是文献 [3] 的腔场初始处于数态, 而这里

考虑的腔场初始处于双模纠缠态. 首先让初始处于 $|\psi(0)\rangle_{A_1}$ 的原子 A_1 通过腔, 和腔模场 A 相互作用时间 t 后离开了腔, 在哈密顿量 (1) 式的作用下, 可以得到第一个原子 A_1 和场的态矢量为

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle_{A_1f} = & M_1|e_11_A0_B\rangle + M_2|g_12_A0_B\rangle \\ & + M_3|g_11_A0_B\rangle + M_4|e_10_A0_B\rangle \\ & + M_5|e_10_A1_B\rangle + M_6|g_11_A1_B\rangle \\ & + M_7|g_10_A1_B\rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

式中

$$\begin{aligned} M_1 = & \cos\alpha \sin\frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \cos^2(gt), \\ M_2 = & -i \cos\alpha \cos\frac{\theta}{2} \sin(\sqrt{2}gt); \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} M_3 = & \cos\alpha \sin\frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \cos(gt), \\ M_4 = & -i \cos\alpha \sin\frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \sin(gt); \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} M_5 = & \sin\alpha \cos\frac{\theta}{2} \cos(gt), \\ M_6 = & -i \sin\alpha \cos\frac{\theta}{2} \sin(gt), \\ M_7 = & \sin\alpha \sin\frac{\theta}{2} \exp(i\phi). \end{aligned} \quad (7)$$

然后让第二个处于激发态的原子 A_2 通过该腔, 原子 A_2 和腔模场 B 相互作用时间也为 t 后, 离开了腔, 通过腔场的相互作用, 两个原子之间产生了关联, 两个原子和场构成的系统的态矢量为

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle_{A_1A_2f} = & N_1|e_1e_21_A0_B\rangle + N_2|e_1g_21_A1_B\rangle \\ & + N_3|g_1e_22_A0_B\rangle + N_4|g_1g_22_A1_B\rangle \\ & + N_5|g_1e_21_A0_B\rangle + N_6|g_1g_21_A1_B\rangle \\ & + N_7|e_1e_20_A0_B\rangle + N_8|e_1g_20_A1_B\rangle \\ & + N_9|e_1e_20_A1_B\rangle + N_{10}|e_1g_20_A2_B\rangle \\ & + N_{11}|g_1e_21_A1_B\rangle + N_{12}|g_1g_21_A2_B\rangle \\ & + N_{13}|g_1e_20_A1_B\rangle \\ & + N_{14}|g_1g_20_A2_B\rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} N_1 = & \cos\alpha \cos\frac{\theta}{2} \cos(\sqrt{2}gt) \cos(gt), \\ N_2 = & -i \cos\alpha \cos\frac{\theta}{2} \cos(\sqrt{2}gt) \sin(gt); \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} N_3 = & -i \cos\alpha \cos\frac{\theta}{2} \sin(\sqrt{2}gt) \cos(gt), \\ N_4 = & -\cos\alpha \cos\frac{\theta}{2} \sin(\sqrt{2}gt) \sin(gt); \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
 N_5 &= \cos \alpha \sin \frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \\
 &\quad \times \cos(\sqrt{2}gt) \cos(gt), \\
 N_6 &= -i \cos \alpha \sin \frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \\
 &\quad \times \cos(gt) \sin(gt); \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 N_7 &= -i \cos \alpha \sin \frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \sin(gt) \cos(gt), \\
 N_8 &= -\cos \alpha \sin \frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \sin^2(gt); \quad (12)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 N_9 &= \sin \alpha \cos \frac{\theta}{2} \cos(\sqrt{2}gt) \cos(gt), \\
 N_{10} &= -i \sin \alpha \cos \frac{\theta}{2} \sin(\sqrt{2}gt) \cos(gt); \quad (13)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 N_{11} &= -i \sin \alpha \cos \frac{\theta}{2} \cos(\sqrt{2}gt) \sin(gt), \\
 N_{12} &= -\sin \alpha \cos \frac{\theta}{2} \sin(\sqrt{2}gt) \sin(gt); \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 N_{13} &= \sin \alpha \sin \frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \cos(\sqrt{2}gt), \\
 N_{14} &= -i \sin \alpha \sin \frac{\theta}{2} \exp(i\phi) \sin(\sqrt{2}gt). \quad (15)
 \end{aligned}$$

对于由两个原子 A_1 , A_2 和场 f 构成的三体系统, 这里我们只是对两个原子 A_1 和 A_2 之间的纠缠感兴趣, 知道整个系统密度矩阵 $\rho_{A_1 A_2 f}(t) = |\psi(t)_{A_1 A_2 f}\rangle\langle\psi(t)_{A_1 A_2 f}|$ 的情况下, 对场自由度进行取迹, 可以得到两个原子 A_1 和 A_2 的约化密度矩阵 $\rho_{A_1 A_2}(t)$, 知道两原子 A_1 和 A_2 的约化密度矩阵就可以得到两个原子 A_1 和 A_2 的纠缠信息. 在标准基 $|e_1 e_2\rangle$, $|e_1 g_2\rangle$, $|g_1 e_2\rangle$ 和 $|g_1 g_2\rangle$ 下, 两个原子 A_1 和 A_2 的约化密度矩阵具有表达式

$$\begin{aligned}
 \rho_{A_1 A_2}(t) &= \text{Tr}_f[\rho_{A_1 A_2 f}(t)] \\
 &= \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \rho_{14} \\ \rho_{21} & \rho_{22} & \rho_{23} & \rho_{24} \\ \rho_{31} & \rho_{32} & \rho_{33} & \rho_{34} \\ \rho_{41} & \rho_{42} & \rho_{43} & \rho_{44} \end{pmatrix}, \quad (16)
 \end{aligned}$$

其中密度矩阵元为

$$\begin{aligned}
 \rho_{11} &= N_1 N_1^* + N_7 N_7^* + N_9 N_9^*, \\
 \rho_{12} &= N_9 N_8^*; \quad (17)
 \end{aligned}$$

$$\rho_{13} = N_1 N_3^* + N_9 N_{13}^*, \quad \rho_{14} = 0; \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
 \rho_{21} &= N_8 N_9^*, \\
 \rho_{22} &= N_2 N_2^* + N_8 N_8^* + N_{10} N_{10}^*; \quad (19)
 \end{aligned}$$

$$\rho_{23} = N_2 N_{11}^* + N_8 N_{13}^*,$$

$$\rho_{24} = N_2 N_6^* + N_{10} N_{14}^*; \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
 \rho_{31} &= N_3 N_1^* + N_{13} N_9^*, \\
 \rho_{32} &= N_{11} N_2^* + N_{13} N_8^*; \quad (21)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \rho_{33} &= N_3 N_3^* + N_5 N_5^* + N_{11} N_{11}^* + N_{13} N_{13}^*, \\
 \rho_{34} &= N_{11} N_{16}^*; \quad (22)
 \end{aligned}$$

$$\rho_{41} = 0, \quad \rho_{42} = N_6 N_2^* + N_{14} N_{10}^*; \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
 \rho_{43} &= N_6 N_{11}^*, \\
 \rho_{44} &= N_4 N_4^* + N_6 N_6^* + N_{12} N_{12}^* + N_{14} N_{14}^*. \quad (24)
 \end{aligned}$$

由两个子系统构成的纯态量子系统, 它的纠缠度等于任一子系统约化密度矩阵的 von Neumann 熵, 而对于两个子系统构成的任意态的复合系统, 我们采用 Wootters 在 1998 年提出的并发度 (concurrence)^[17] 来度量两原子之间的纠缠, 并发度的定义为

$$\begin{aligned}
 C(t) &= \max[0, \lambda_1(t) - \lambda_2(t) \\
 &\quad - \lambda_3(t) - \lambda_4(t)], \quad (25)
 \end{aligned}$$

其中 $\lambda_1(t)$, $\lambda_2(t)$, $\lambda_3(t)$, $\lambda_4(t)$ 是算符 $[\sqrt{\rho} \tilde{\rho} \sqrt{\rho}]^{1/2}$ 的本征值的降序排列, $\tilde{\rho}$ 是 ρ 的时间反演矩阵, 表达式为

$$\tilde{\rho} = \sigma_y \otimes \sigma_y \rho^* \sigma_y \otimes \sigma_y, \quad (26)$$

式中 $*$ 表示取复共轭, C 的取值范围为 $0 \leq C \leq 1$, 其中 $C = 0$ 说明两个原子是解纠缠的, $C = 1$ 说明两个原子处于最大纠缠态.

由密度矩阵 (16) 式描述的量子态, 由于密度矩阵的复杂性, 一般不能给出并发度的解析表达式, 当两原子初始都处于激发态 $|e_1 e_2\rangle$ ($\theta = 0$) 时, 两原子约化密度矩阵表达式为

$$\rho_{A_1 A_2}(t) = \begin{pmatrix} \rho_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_{22} & \rho_{23} & 0 \\ 0 & \rho_{32} & \rho_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho_{44} \end{pmatrix}, \quad (27)$$

其中

$$\begin{aligned}
 \rho_{11} &= N_1 N_1^* + N_9 N_9^*, \\
 \rho_{22} &= N_2 N_2^* + N_{10} N_{10}^*, \\
 \rho_{23} &= N_2 N_{11}^*; \quad (28)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \rho_{33} &= N_3 N_3^* + N_{11} N_{11}^*, \\
 \rho_{44} &= N_4 N_4^* + N_{12} N_{12}^*. \quad (29)
 \end{aligned}$$

由密度矩阵 (27) 式描述的两个原子系统, 并发度有一个简单的解析表达式^[18]

$$\begin{aligned}
 C(t) &= 2 \max \{0, |\rho_{23}| - \sqrt{\rho_{11}\rho_{44}}\} \\
 &= \max \{0, \sin(2\alpha) \cos^2(\sqrt{2}gt) \sin^2(gt) \\
 &\quad - |\sin(2\sqrt{2}gt) \sin(2gt)|\}. \quad (30)
 \end{aligned}$$

我们通过数值计算来讨论第一个原子的相干性以及腔场初始纠缠度对两原子之间纠缠的影响.

3 结果和讨论

图 2 给出了两原子初始处于激发态, 双模腔场处于最大纠缠态时, 并发度随时间的演化规律. 并发度的时间演化规律反映了两原子 A_1 和 A_2 之间纠缠的时间演化特性. 从图中可以看到, 原子 A_1 和 A_2 之间的纠缠随时间的演化发生了类似于文献 [19] 的纠缠突然产生现象, 也就是说, 两原子之间初始时刻不存在纠缠, 突然在一段有限时间之后, 两原子之间产生了纠缠, 人们已经把这种效应称为“纠缠突然产生”. 当相互作用继续一段时间之后, 并发度 C 突然减小到零, 并且在纠缠复苏之前纠缠为零的值可以保持一段有限时间, 即两原子 A_1 和 A_2 之间出现了纠缠的突然死亡现象^[20], 主要的原因是原子和各自的腔模场相互作用, 原子和腔模场之间信息和能量不断的转移, 从而导致两原子之间的纠缠转移到双模腔场^[21,22]. 随着相互作用时间的推移, 纠缠的突然产生和突然死亡现象交替出现. 这个结果是非常有趣的, 它与两个原子同时与热态场或数态场相互作用^[23,24] 时表现出不一样的性质, 两个原子同时和热场或数态场相互作用时, 当两原子初始都处于激发态时, 两原子之间不能发生纠缠产生的现象.

图 3 展示了两原子初始处于激发态, 双模腔场初始处于不同纠缠态时, 两原子之间纠缠随时间的演化规律. 图中的实线, 点线, 点虚线分别对应参数 $\alpha = \pi/4, \pi/6, \pi/12$. 从图 3 中可以看到, 两原子之间依然可以发生纠缠的突然产生现象, 比较图 3 中的实线, 点线和点虚线可以看到, 两原子之间纠缠产生的阈值时间与双模腔场初始纠缠度无关, 然而两原子之间产生纠缠的最大值依赖于双模腔场初始纠缠度, 双模腔场初始纠缠度越小, 两个原子之间产生纠缠的最大值越小.

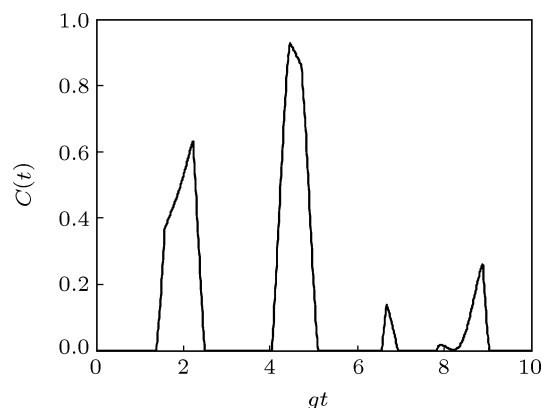


图 2 两原子初始处于激发态, 双模腔场处于最大纠缠态时, 并发度随时间的演化

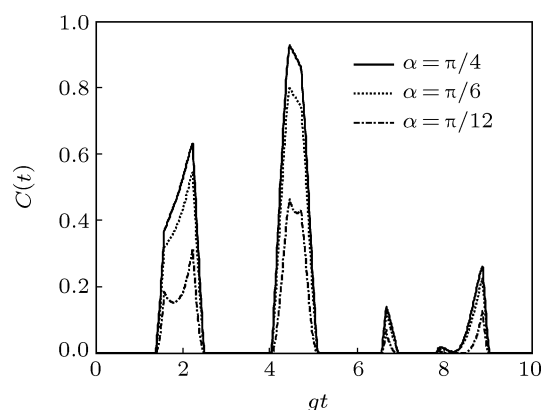


图 3 并发度随时间的演化. 两原子初始处于激发态, 双模腔场处于不同纠缠态, 实线, 点线和点虚线分别对应 $\alpha = \pi/4, \pi/6, \pi/12$

为了讨论第一个原子的相干性对两原子之间纠缠的影响, 图 4 给出了双模腔场处于最大纠缠态, 第一个原子处于不同初态时, 两原子之间纠缠随时间的演化规律. 实线, 点线和点虚线分别对应参数 $\theta = 0, \pi/3, \pi$. 比较图 4 中的实线和点线发现两原子之间纠缠产生的阈值时间和纠缠最大值依赖于第一个原子的相干性. 并且第一原子的相干性减小了两原子之间的纠缠, 延长了两原子产生纠缠的阈值时间. 图 4 中点虚线给出了, 第一个原子处于基态, 而第二个原子处于激发态时, 两原子之间纠缠随时间的演化动力学特性, 从图中可以看出两原子之间没有发生纠缠突然产生现象, 而是并发度随着时间的演化立刻就出现大于零的值 (如图 4 中点虚线所示), 也就是说原子 A_1 和 A_2 和场一旦开始发生相互作用, 场和原子间能量就发生交换, 两原子之间立即就产生纠缠. 对比图 4 中的实线和点

虚线发现,当第一个原子初始处于基态时,两原子之间产生的纠缠最大值更大.由此我们可以得出的结论是,该方案为我们提供了一种通过改变原子的振幅来控制 and 操纵原子间纠缠的方法.主要原因是通常可以使用一个经典场来实现原子不同初态的制备.

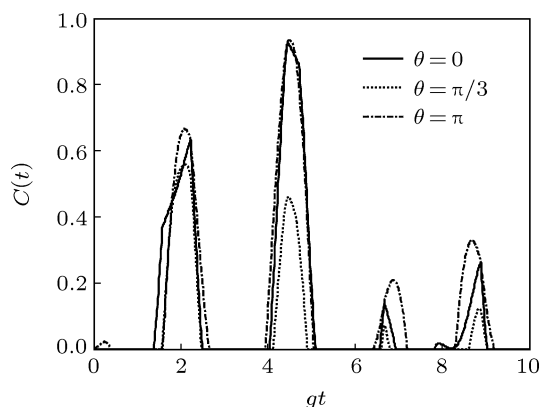


图4 并发度随时间的演化.双模腔场初始处于最大纠缠态,第一个原子初始处于不同的态,实线,点线和点虚线分别对应参数 $\theta = 0, \pi/3, \pi$

4 结论

本文利用并发度作为度量研究了陆续通过一个双模腔的两个两能级原子之间的纠缠动力学性质,其中第一个原子初始处于激发态和基态的任意相干叠加态,第二个原子处于激发态,腔场处于双模纠缠态,讨论了场的初始纠缠度和第一个原子的相干性对两原子之间纠缠的影响,结果表明:即使两个原子初始都处于激发态,两个原子之间也是可以产生纠缠的,与文献 [23,24] 表现出不一样的性质.并且发现两原子之间产生纠缠的阈值时间和纠缠最大值依赖于第一个原子的相干性.第一个原子的相干性减小了两原子之间的纠缠,延长了两原子产生纠缠的阈值时间.由于通常可以使用一个经典场来实现原子不同初态的制备,因此可以通过改变原子的振幅来实现两原子之间纠缠的控制和操纵,理论上提供了一种调控纠缠的方式.希望本文的研究结果对纠缠的操控以及量子通讯具有一定的指导意义.

- [1] Nielsen M A, Chuang I L 2000 *Quantum Computation and Information* (Cambridge: Cambridge University Press)
- [2] Bose S, Fuentes-guridi I, Knight P L, Vedral V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 050401
- [3] Phoenix S J D, Barnett S M 1993 *J. Mod. Opt.* **40** 979
- [4] Ghosh B, Majumdar A S, Nayak N 2007 *Int. J. Quantum. Inf.* **5** 169
- [5] Ghosh B, Majumdar A S, Nayak N 2008 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **41** 065503
- [6] Ateto M S 2007 *Int. J. Quantum. Inf.* **5** 535
- [7] Ateto M S 2009 *Int. J. Theor. Phys.* **48** 545
- [8] Shan C J, Liu J B, Chen T, Liu T K, Huang H Y, Li H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6799 (in Chinese) [单传家, 刘继兵, 陈涛, 刘堂昆, 黄燕霞, 李宏 2010 物理学报 **59** 6799]
- [9] Lu D M 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 090302 (in Chinese) [卢道明 2011 物理学报 **60** 090302]
- [10] Guo J L, Xia Y, Song H S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 010310
- [11] Luo C L, Miao L, Zheng X L, Chen Z H, Liao C G 2011 *Chin. Phys. B* **20** 080303
- [12] Hu Y H, Fang M F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 070302
- [13] Ji Y H, Liu Y M, Wang Z S 2011 *Chin. Phys. B* **20** 070304
- [14] Cardoso W B, Avelar A T, Baseia B, de Almeida N G 2005 *Phys. Rev. A* **72** 045802
- [15] Pires G, de Almeida N G, Avelar A T, Baseia B 2004 *Phys. Rev. A* **70** 025803
- [16] Rauschenbeutel A, Bertet P, Osnaghi S, Nogues G, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2001 *Phys. Rev. A* **64** 050301
- [17] Wootters W K 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2245
- [18] Yu T, Eberly J H 2007 *Quantum. Inf. Comput.* **7** 459
- [19] Ficek Z, Tanaš R 2008 *Phys. Rev. A* **77** 054301
- [20] Yu T, Eberly J H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 140404
- [21] López C E, Romero G, Lastra F, Solano E, Retamal J C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 080503
- [22] Yönaç M, Yu T, Eberly J H 2006 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **39** S621
- [23] Kim M S, Lee J, Ahn D, Knight P L 2002 *Phys. Rev. A* **65** 040101
- [24] Zhou L, Song H S, Li C 2002 *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.* **4** 425

Sudden birth and control of entanglement between two atoms successively passing through a bimodal cavity*

Liao Qing-Hong[†] Liu Ye

(*Department of Electronic Information Engineering, Nanchang University, Nanchang 330031, China*)

(Received 7 October 2011; revised manuscript received 4 January 2012)

Abstract

The dynamics of entanglement of two atoms passing through a bimodal cavity one after another are investigated by employing the concurrence. The effects of the atomic coherence of the first atom and the initial entanglement of the cavity field on the time evolution of atom-atom entanglement are analyzed. The results show that the phenomenon of sudden birth of entanglement between two atoms occurs under some conditions and the maximum for the creation of the entanglement is dependent on the initial entanglement of the cavity field. Moreover, the threshold time and maximum for the creation of the entanglement can be controlled by changing the amplitude of atom. We find that the proposal may provide us with a theoretical way to control and manipulate the entanglement.

Keywords: quantum entanglement, creation of entanglement, control of entanglement

PACS: 03.65.Ud, 03.67.Bg

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10647133), the Natural Science Foundation of Jiangxi Province (Grant No. 2009GQS0080), and the Research Foundation of the Education Department of Jiangxi Province (Grant Nos. GJJ11339, GJJ12137).

[†] E-mail: ncqlqh@163.com