

基于腔 QED 制备三粒子 singlet 态

张蕾*

西安建筑科技大学华清学院, 陕西 西安 710043

摘要 基于腔量子电动力学(QED),通过双光子过程,提出了一种制备三粒子 singlet 态的简单方案。一个最初处于激发态的 Ξ 型三能级原子依次与三个处于合适态(真空态和单光子态)的腔场发生共振作用,通过选择原子与腔场之间的相互作用时间并对原子态进行探测,可以获得具有最大保真度的 singlet 态。分析和讨论了该方案的可行性以及原子-腔场的耦合常数对保真度的影响。结果表明,在失谐量等于零的情况下,耦合常数越大,保真度对原子与腔场相互作用的时间越敏感。

关键词 量子光学; 高维纠缠态; singlet 态; 腔 QED; 保真度

中图分类号 O431.2 **文献标志码** A

doi: 10.3788/LOP202158.2327002

Generation of Three-Qutrit singlet State Based on Cavity QED

Zhang Lei*

Huaqing College, Xi'an University of Architecture and Technology, Xi'an, Shaanxi 710043, China

Abstract A simple scheme for the generation of three-qutrit singlet state is proposed, which is based on the cavity quantum electrodynamics (QED) by means of the two-photon transitions. Here a Ξ -type three-level atom originally prepared in the excited state sequentially resonates with three cavities prepared in suitable initial states (vacuum state or one-photon state). The singlet state with maximum fidelity can be obtained by selecting the interaction time between atom and cavity field and probing the atomic states. In addition, the influence of atom-cavity coupling constant on fidelity and the practical feasibility of the proposed scheme are discussed. The results show that in the case of detuning equal to zero, the fidelity is more sensitive to the atom-cavity interaction time for a larger coupling constant.

Key words quantum optics; high-dimension entangled state; singlet state; cavity QED; fidelity

OCIS codes 270.5580; 270.5585; 270.5565

1 引言

与经典物理学不同,量子纠缠是一种独特的量子物理现象,是量子通信和量子计算中的重要资源,常见的纠缠态分为两粒子纠缠态如 EPR 态^[1]和多粒子纠缠态如 GHZ 态^[2]、W 态^[3]、Cluster 态^[4]、Dicke 态等,这些态被广泛应用于量子隐形传送^[5]、

量子密集编码^[6]、量子密钥^[7]等领域。然而,大部分学者是基于二维系统研究量子纠缠态的。近年来,人们越来越关注高维纠缠态,研究表明,高维系统相比二维系统,在量子信息处理、量子密钥分配、量子计算、量子逻辑门的实现等方面更具优势,安全性更强,资源耗费更少,效率更高^[8-9]。2002 年, Cabello^[10]提出了一种总自旋为零的 N_1 粒子 N_1 能级

收稿日期: 2021-03-22; 修回日期: 2021-03-26; 录用日期: 2021-03-31

基金项目: 陕西省教育厅科研项目(18JK025)

通信作者: *rx2136@163.com

的高维纠缠态即 singlet 态 $|S_{N_1}^{(N_1)}\rangle$ 。这种态可以用于解决“秘密共享”、“测谎”等^[11]问题,还可以用于验证量子力学的局域隐变量理论,构造无消相干自由空间,实现未知的么正变换。尽管 $|S_{N_1}^{(N_1)}\rangle$ 存在很多潜在价值,然而在 $N_1 \geq 3$ 的 singlet 态的制备上仍然面临很大的挑战。目前,大部分研究是基于腔量子电动力学(QED)和离子阱系统制备三粒子 singlet 态的^[12-15]。Lin 等^[16]提出利用三个原子与三个腔场的共振作用制备三原子 singlet 态, Qiang 等^[17]提出利用三个原子与一个腔场的相互作用制备三原子 singlet 态。以上研究都是制备三原子或三离子 singlet 态,关于利用腔场态制备 singlet 态的研究鲜有报道。本文提出了一个基于 QED 利用一个三能级原子与三个腔场的相互作用制备 3×3 singlet 态的方案,分析和讨论了该方案的实验可行性。研究发现,在失谐量等于零的情况下,耦合常数越大,保真度对原子与腔场相互作用的时间越敏感。

2 singlet 态的制备过程

singlet 态 $|S_3^{(3)}\rangle$ 的表达式为

$$|S_3^{(3)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}(|012\rangle - |021\rangle - |102\rangle + |120\rangle + |201\rangle - |210\rangle)_{123}, \quad (1)$$

式中:下标 123 表示腔场 1、2、3。

2.1 理论模型

一个三能级原子与单模腔场相互作用,发生双光子跃迁,在 Jaynes-Cummings 模型中,旋波近似下相互作用绘景中的有效哈密顿量^[18-20]可表示为

$$H_1 = \hbar g_1 (a|e\rangle\langle f|e^{-i\delta t} + a^\dagger|f\rangle\langle e|e^{i\delta t}) + \hbar g_2 (a|f\rangle\langle g|e^{i\delta t} + a^\dagger|g\rangle\langle f|e^{-i\delta t}), \quad (2)$$

式中: \hbar 为普朗克常数; a, a^\dagger 分别为腔场的湮灭算符

和产生算符; t 为原子与腔场的作用时间; $|e\rangle$ 为激发态; $|f\rangle$ 为中间态; $|g\rangle$ 为基态; 耦合常数 g_1 表示能级 $|e\rangle \leftrightarrow |f\rangle$ 之间的跃迁; 耦合常数 g_2 表示 $|f\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ 之间的跃迁; 失谐量 δ 为

$$\delta = \Omega - (\omega_e - \omega_f) = (\omega_f - \omega_g) - \Omega, \quad (3)$$

式中: Ω 是腔场频率; $\omega_e, \omega_f, \omega_g$ 分别是原子能级 $|e\rangle, |f\rangle, |g\rangle$ 对应的频率。

2.2 数值计算

当原子与腔场发生共振作用时,失谐量 $\delta = 0$ 。

图 1 所示为原子能级示意图。假设任意时刻原子-腔场态随时间的演化可表示为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum_n [C_{e,n}(t)|e, n\rangle + C_{f,n}(t)|f, n\rangle + C_{g,n}(t)|g, n\rangle], \quad (4)$$

式中: $|a', n\rangle$ ($a' = e, f, g$) 表示原子和腔场所处的态; n 为光子数。

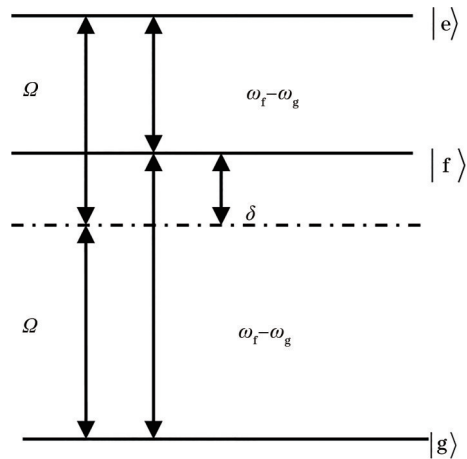


图 1 与单模腔场相互作用的三能级原子示意图

Fig. 1 Schematic of three-level atom interacting with single-mode cavity field

根据(2)、(4)式以及薛定谔方程,可得到三个微分方程

$$\begin{cases} \frac{dC_{e,n}(t)}{dt} = -ig_1 C_{f,n+1}(t) \sqrt{n+1} e^{-i\delta t} \\ \frac{dC_{f,n+1}(t)}{dt} = -ig_1 C_{e,n}(t) \sqrt{n+1} e^{i\delta t} - ig_2 C_{g,n+2}(t) \sqrt{n+2} e^{i\delta t} \\ \frac{dC_{g,n+2}(t)}{dt} = -ig_2 C_{f,n+1}(t) \sqrt{n+2} e^{-i\delta t} \end{cases} \quad (5)$$

假定初始时刻 ($t=0$) 原子与腔场的态是

$$\begin{cases} C_{e,n}(0) = C_e C_n \\ C_{f,n+1}(0) = C_f C_{n+1} \\ C_{g,n+2}(0) = C_g C_{n+2} \end{cases}, \quad (6)$$

式中: $C_n(0)$ 表示初始腔场态的振幅; $C_{a'}(0)$ ($a' = e, f, g$) 表示初始原子态(归一化) $|\chi\rangle = C_e|e\rangle + C_f|f\rangle + C_g|g\rangle$ 的振幅。根据这些初始条件,解薛定谔方程,可得到系数

$$C_{e,n}(t) = \left[\frac{g_1^2(n+1)}{\Lambda_n \alpha_n^2} \gamma_n(t) + 1 \right] C_e C_n - i \frac{g_1 \sqrt{n+1}}{\Lambda_n} \sin(\Lambda_n t) e^{-i\frac{\delta}{2}t} C_f C_{n+1} + \left[\frac{g_1 g_2 \sqrt{(n+1)(n+2)}}{\Lambda_n \alpha_n^2} \gamma_n(t) \right] C_g C_{n+2}, \quad (7)$$

$$C_{f,n+1}(t) = -i \frac{g_1 \sqrt{n+1}}{\Lambda_n} \sin(\Lambda_n t) e^{i\frac{\delta}{2}t} C_e C_n + \left[\cos(\Lambda_n t) - \frac{i\delta}{2\Lambda_n} \sin(\Lambda_n t) \right] e^{i\frac{\delta}{2}t} C_f C_{n+1} - i \frac{g_2 \sqrt{n+2}}{\Lambda_n} \sin(\Lambda_n t) e^{i\frac{\delta}{2}t} C_g C_{n+2}, \quad (8)$$

$$C_{g,n+2}(t) = \left[\frac{g_1 g_2 \sqrt{(n+1)(n+2)}}{\Lambda_n \alpha_n^2} \gamma_n(t) \right] C_e C_n - i \frac{g_2 \sqrt{n+2}}{\Lambda_n} \sin(\Lambda_n t) e^{-i\frac{\delta}{2}t} C_f C_{n+1} + \left[\frac{g_2^2(n+2)}{\Lambda_n \alpha_n^2} \gamma_n(t) + 1 \right] C_g C_{n+2}, \quad (9)$$

式中： $\gamma_n(t) = \left[\Lambda_n \cos(\Lambda_n t) + i \frac{\delta}{2} \sin(\Lambda_n t) - \Lambda_n e^{i\frac{\delta}{2}t} \right] e^{-i\frac{\delta}{2}t}$ ；拉比频率 $\Lambda_n = \sqrt{\frac{\delta^2}{4} + \alpha_n^2}$ ； $\alpha_n = \sqrt{g_1^2(n+1) + g_2^2(n+2)}$ 。分别在(8)、(9)式中作代换 $n \rightarrow n-1, n \rightarrow n-2$ ，就可得到 $C_{f,n}(t)$ 和 $C_{g,n}(t)$ 。

方案制备过程示意图如图 2 所示。最初原子 A_1 处在激发态，与原子作用的第一个腔场 1 处在真空态。首先，原子与腔场 1 相互作用 t_1 时间，系统的态将演化为

$$|\phi\rangle_{a'123} = C_{e,0}^{(e,0)}(t_1) |e000\rangle_{a'123} + C_{f,1}^{(e,0)}(t_1) |f100\rangle_{a'123} + C_{g,2}^{(e,0)}(t_1) |g200\rangle_{a'123}, \quad (10)$$

式中： $C_{x,y}^{(u,v)}$ 表示(7)~(9)式中的系数，系统最初态处在 (u, v) ， x, u 代表原子所处态， y, v 代表腔场所处态。

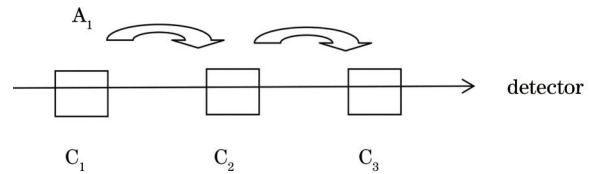


图 2 实验示意图

Fig. 2 Experimental apparatus

接着，原子 A_1 依次与处于单光子态的第二个腔场 2 以及处于真空态的第三个腔场 3 作用，作用时间分别为 t_2, t_3 ，系统态演化为

$$|\phi\rangle_{a'123} = C_{e,0}^{(e,0)}(t_1) \left\{ C_{e,0}^{(e,0)}(t_2) \left[C_{e,0}^{(e,0)}(t_3) |e010\rangle_{a'123} + C_{f,1}^{(e,0)}(t_3) |f011\rangle_{a'123} + C_{g,2}^{(e,0)}(t_3) |g012\rangle_{a'123} \right] + C_{f,2}^{(e,1)}(t_2) \left[C_{f,0}^{(f,0)}(t_3) |f020\rangle_{a'123} + C_{g,1}^{(f,0)}(t_3) |g021\rangle_{a'123} \right] \right\} + C_{e,0}^{(e,0)}(t_1) C_{g,3}^{(e,1)}(t_2) |g030\rangle_{a'123} + C_{f,1}^{(e,0)}(t_1) \left\{ C_{f,1}^{(f,1)}(t_2) \left[C_{f,0}^{(f,0)}(t_3) |f110\rangle_{a'123} + C_{g,1}^{(f,0)}(t_3) |g111\rangle_{a'123} \right] + C_{e,0}^{(f,1)}(t_2) \left[C_{e,0}^{(e,0)}(t_3) |e100\rangle_{a'123} + C_{f,1}^{(e,0)}(t_3) |f101\rangle_{a'123} + C_{g,2}^{(e,0)}(t_3) |g102\rangle_{a'123} \right] + C_{g,2}^{(f,1)}(t_2) |g120\rangle_{a'123} \right\} + C_{g,2}^{(e,0)}(t_1) \left\{ C_{g,1}^{(g,1)}(t_2) |g210\rangle_{a'123} + C_{f,0}^{(g,1)}(t_2) \left[C_{f,0}^{(f,0)}(t_3) |f200\rangle_{a'123} + C_{g,1}^{(f,0)}(t_3) |g201\rangle_{a'123} \right] \right\}. \quad (11)$$

若探测原子处于 $|g\rangle$ 态，此时系统将塌缩为

$$|\phi\rangle_{123}' = N \left[C_{e,0}^{(e,0)}(t_1) C_{e,1}^{(e,1)}(t_2) C_{g,2}^{(e,0)}(t_3) |012\rangle_{123} + C_{e,0}^{(e,0)}(t_1) C_{f,2}^{(e,1)}(t_2) C_{g,1}^{(f,0)}(t_3) |021\rangle_{123} + C_{e,0}^{(e,0)}(t_1) C_{g,3}^{(e,1)}(t_2) |030\rangle_{123} + C_{f,1}^{(e,0)}(t_1) C_{f,1}^{(f,1)}(t_2) C_{g,1}^{(f,0)}(t_3) |111\rangle_{123} + C_{f,1}^{(e,0)}(t_1) C_{e,0}^{(f,1)}(t_2) C_{g,2}^{(e,0)}(t_3) |102\rangle_{123} + C_{f,1}^{(e,0)}(t_1) C_{g,2}^{(f,1)}(t_2) |120\rangle_{123} + C_{g,2}^{(e,0)}(t_1) C_{f,0}^{(g,1)}(t_2) C_{g,1}^{(f,0)}(t_3) |201\rangle_{123} + C_{g,2}^{(e,0)}(t_1) C_{g,1}^{(g,1)}(t_2) |210\rangle_{123} \right], \quad (12)$$

其成功概率为

$$P_S = |N|^{-2} = |C_{e,0}^{(e,0)}(t_1)|^2 |C_{e,1}^{(e,1)}(t_2)|^2 |C_{g,2}^{(e,0)}(t_3)|^2 + |C_{e,0}^{(e,0)}(t_1)|^2 |C_{f,2}^{(e,1)}(t_2)|^2 |C_{g,1}^{(f,0)}(t_3)|^2 + |C_{e,0}^{(e,0)}(t_1)|^2 |C_{g,3}^{(e,1)}(t_2)|^2 + |C_{f,1}^{(e,0)}(t_1)|^2 |C_{f,1}^{(f,1)}(t_2)|^2 |C_{g,1}^{(f,0)}(t_3)|^2 + |C_{e,0}^{(e,0)}(t_1)|^2 |C_{e,0}^{(f,1)}(t_2)|^2 |C_{g,2}^{(e,0)}(t_3)|^2 + |C_{f,1}^{(e,0)}(t_1)|^2 |C_{g,2}^{(f,1)}(t_2)|^2 + |C_{g,2}^{(e,0)}(t_1)|^2 |C_{f,0}^{(g,1)}(t_2)|^2 |C_{g,1}^{(f,0)}(t_3)|^2 + |C_{g,2}^{(e,0)}(t_1)|^2 |C_{g,1}^{(g,1)}(t_2)|^2 \quad (13)$$

选择原子与腔场合适的相互作用时间 t_1, t_2, t_3 , 并根据 (1)、(12) 式以及保真度的定义 $F_S =$

$|\langle S_3^{(3)} | \phi \rangle_{123}|^2$, 可得

$$F_S = \frac{|N|^2}{6} |C_{e,0}^{(e,0)}(t_1)C_{e,1}^{(e,1)}(t_2)C_{g,2}^{(e,0)}(t_3) - C_{e,0}^{(e,0)}(t_1)C_{f,2}^{(e,1)}(t_2)C_{g,1}^{(f,0)}(t_3) - C_{f,1}^{(e,0)}(t_1)C_{e,0}^{(f,1)}(t_2)C_{g,2}^{(e,0)}(t_3) + C_{f,1}^{(e,0)}(t_1)C_{g,2}^{(f,1)}(t_2) - C_{g,2}^{(e,0)}(t_1)C_{g,1}^{(g,1)}(t_2) + C_{g,2}^{(e,0)}(t_1)C_{f,0}^{(g,1)}(t_2)C_{g,1}^{(f,0)}(t_3)|^2 \quad (14)$$

3 数值分析及讨论

当 $g = 17.5 \text{ MHz}$, $\delta = 0$ 时, 不同 t_1, t_2, t_3 下的保真度及成功概率如表 1 所示。当 $g = 1 \text{ MHz}$, $\delta = 0$ 时, 不同 t_1, t_2, t_3 下的保真度及成功概率如表 2 所示。从表 1 和表 2 可以看出, 当原子与腔场之间相互作用的时间不同时, 获得的 singlet 态的保真度以及相应的成功几率不同。选择原子-腔场的耦合常数 $g_1 = g_2 = g = 17.5 \text{ MHz}$, 失谐量 $\delta = 0$, 当原子与腔场相互作用的时间 $t_1 = 46.37 \mu\text{s}$, $t_2 = 23.58 \mu\text{s}$, $t_3 = 85.94 \mu\text{s}$ 时, 可得到该态的保真度为 92.3%, 成功概率为 76.3%, 如表 1 所示。当选择耦合常数 $g_1 = g_2 = g = 1 \text{ MHz}$, 失谐量 $\delta = 0$, 原子与腔场相互作用时间 $t_1 = 81 \mu\text{s}$, $t_2 = 171.7 \mu\text{s}$, $t_3 = 135.7 \mu\text{s}$ 时, 得到该态的保真度为 86.5%、成功概率为 60.7%, 如表 2 所示。通过比较可知, 相比耦合常数 $g_1 = g_2 = g = 17.5 \text{ MHz}$, 当耦合常数 $g_1 = g_2 = g = 1 \text{ MHz}$ 时, 获得的保真度较小。图 3 直观地反映了保真度随相互作用时间的波动规律。由图 3 可以看出, 耦合常数越大, 保真度对相互作用时间越敏感。

表 1 当 $g = 17.5 \text{ MHz}$, $\delta = 0$ 时, 不同 t_1, t_2, t_3 下的保真度及成功概率

Table 1 Fidelity and success probability for different t_1, t_2 , and t_3 when $g = 17.5 \text{ MHz}$ and $\delta = 0$

$t_1 / \mu\text{s}$	$t_2 / \mu\text{s}$	$t_3 / \mu\text{s}$	$P_S / \%$	$F_S / \%$
64	23.58	88.4	92.2	92.0
64	23.58	90.24	71.8	91.0
64	23.58	90.92	89.4	91.8
64	23.58	91.29	89.2	92.0
64	23.58	113.9	94.4	92.1

表 2 当 $g = 1 \text{ MHz}$, $\delta = 0$ 时, 不同 t_1, t_2, t_3 下的保真度及成功概率

Table 2 Fidelity and success probability for different t_1, t_2 , and t_3 when $g = 1 \text{ MHz}$ and $\delta = 0$

$t_1 / \mu\text{s}$	$t_2 / \mu\text{s}$	$t_3 / \mu\text{s}$	$P_S / \%$	$F_S / \%$
52	171.70	143.8	60.8	85.4
52	171.70	154.52	58.6	86.4
63	171.65	150.3	52.0	85.6
70	171.70	136.0	80.6	85.2
70	171.70	143.8	62.2	85.7

对于一个里德伯原子来说, 它的寿命约为 30 ms, 为了减少空腔中存储量子信息的时间, 原子在离开第一个空腔后立即进入下一个空腔, 可以通过速度选择器来控制原子的速度。量子信息在每个腔内的存储时间为 0.1 ms, 小于微波腔(品质因子 $Q = 3 \times 10^8$) 的光子存储时间(1 ms), 这在实验上是可以实现的。在实际情况下, 里德伯原子的部分激发态也有 MHz 量级的自发辐射率, 与本文所考虑的耦合强度相比不可忽略。本文选择的里德伯原子以及原子与微波腔耦合的强度均与文献[18]相同。考虑到其他因素, 整个制备过程所需的时间大约为 10^{-4} s , 远小于腔场的有效衰减时间。因此, 在当前的实验条件下有望实现该方案。

4 结 论

基于 QED 提出了一种制备具有最大保真度的三粒子 singlet 态的简单方案。该方案不同于前人所制备的三原子或三离子 singlet 态, 它是用腔场态来制备 3×3 singlet 态。分析和讨论了该方案的实验可行性以及耦合常数对其保真度的影响。结果表明: 在失谐量等于零的情况下, 耦合常数越大, 保

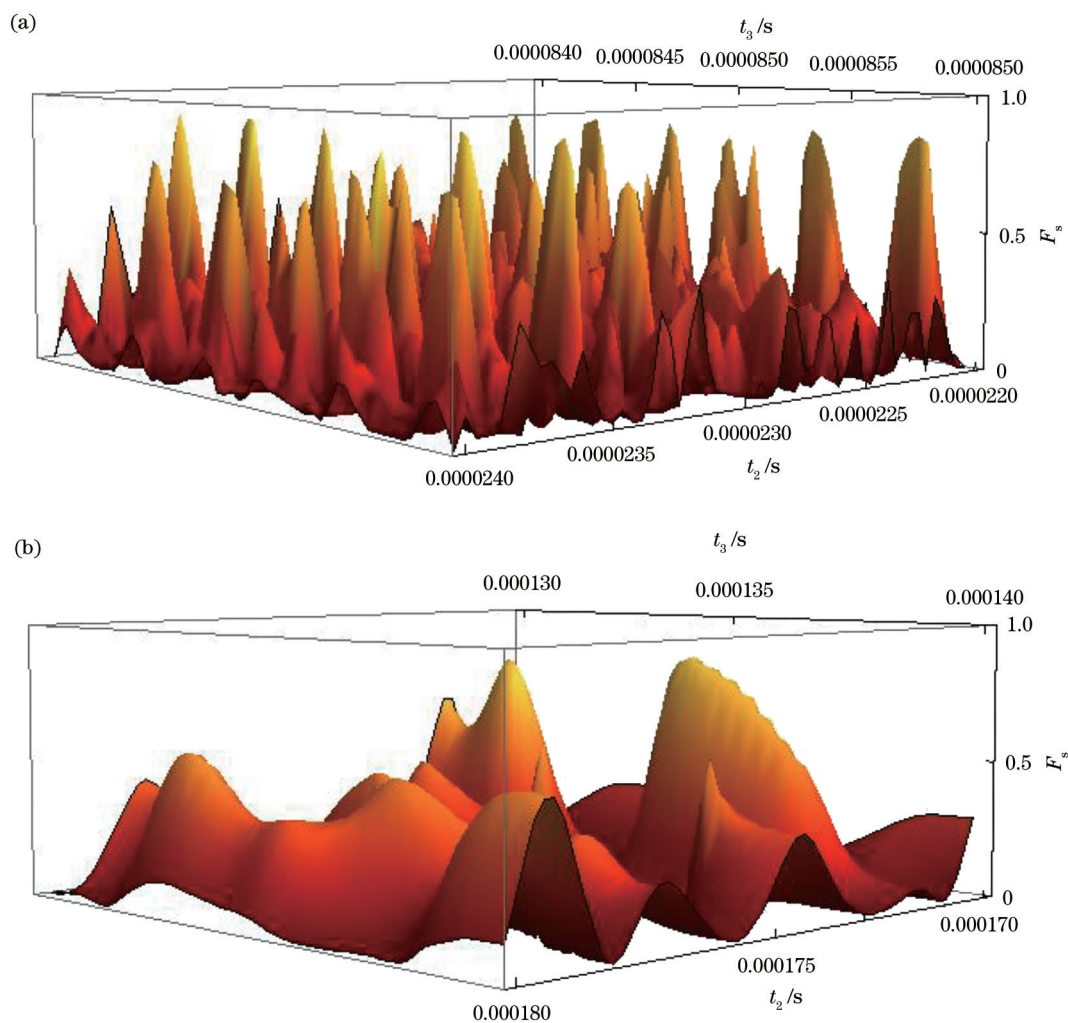


图 3 不同条件下保真度随相互作用时间的变化曲线。(a) $g = 17.5$ MHz, $\delta = 0$, $t_1 = 46.37$ μ s; (b) $g = 1$ MHz, $\delta = 0$, $t_1 = 81$ μ s

Fig. 3 Fidelity versus time under different conditions. (a) $g = 17.5$ MHz, $\delta = 0$, $t_1 = 46.37$ μ s; (b) $g = 1$ MHz, $\delta = 0$, $t_1 = 81$ μ s

真度对原子与腔场相互作用的时间越敏感,并且获得该期望态的保真度也越大。但是该方案也存在诸多不足,在实际制备中,还应考虑原子的自发辐射以及纠缠态制备过程中腔的耗散、泄漏问题,对于原子的速度可以通过速度选择器来控制,这些问题将是后续研究的主要内容。

参 考 文 献

- [1] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?[J]. Physical Review, 1935, 47(10): 777-779.
- [2] Greenberger D M, Horne M A, Shimony A, et al. Bell's theorem without inequalities[J]. American Journal of Physics, 1990, 58(12): 1131-1143.
- [3] Dür W, Vidal G, Cirac J I. Three qubits can be entangled in two inequivalent ways[J]. Physical Review A, 2000, 62(6): 062314.
- [4] Briegel H J, Raussendorf R. Persistent entanglement in arrays of interacting particles[J]. Physical Review Letters, 2001, 86(5): 910-913.
- [5] Bennett C H, Brassard G, Crépeau C, et al. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels[J]. Physical Review Letters, 1993, 70(13): 1895.
- [6] Mattle K, Weinfurter H, Kwiat P G, et al. Dense coding in experimental quantum communication[J]. Physical Review Letters, 1996, 76(25): 4656-4659.
- [7] Gisin N, Ribordy G, Tittel W, et al. Quantum cryptography[J]. Reviews of Modern Physics, 2002, 74(1): 145-195.
- [8] Wootters W K. Entanglement of formation of an arbitrary state of two qubits[J]. Physical Review

- Letters, 1998, 80(10): 2245-2248.
- [9] Zanardi P, Rasetti M. Noiseless quantum codes[J]. Physical Review Letters, 1997, 79(17): 3306.
- [10] Cabello A. N -particle N -level singlet states: some properties and applications[J]. Physical Review Letters, 2002, 89(10): 100402.
- [11] Cabello A. Supersinglets[J]. Journal of Modern Optics, 2003, 50(6/7): 1049-1061.
- [12] Jin G S, Li S S, Feng S L, et al. Generation of a supersinglet of three three-level atoms in cavity QED [J]. Physical Review A, 2005, 71(3): 034307.
- [13] Yang R C, Lin X, Huang Z P, et al. A singlet state prepared with resonant interaction via trapped ions[J]. Optics Communications, 2009, 282(9): 1952-1954.
- [14] Yang R C, Ye L X, Lin X, et al. Generation of three-qutrit singlet states with trapped ions via adiabatic passage[J]. Quantum Information Processing, 2015, 14 (12): 4449-4459.
- [15] Zeng Y Y, Lin X, Lin X M. The preparation of three-ion Singlet state via ion-trapped system[J]. Journal of Fujian Normal University (Natural Science Edition), 2014, 30(5): 44-48.
- 曾月阳, 林秀, 林秀敏. 基于离子阱系统制备三离子 Singlet 态[J]. 福建师范大学学报(自然科学版), 2014, 30(5): 44-48.
- [16] Lin G W, Ye M Y, Chen L B, et al. Generation of the singlet state for three atoms in cavity QED[J]. Physical Review A, 2007, 76: 014308.
- [17] Qiang W C, Cardoso W B, Avelar A T, et al. Alternative scheme to generate a supersinglet state of three-level atoms[J]. Physics Letters A, 2011, 375 (3): 443-447.
- [18] Cardoso W B, Qiang W C, Avelar A T, et al. Generation of two-photon EPR and W states[J]. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2010, 43(15): 155502.
- [19] Zhang Lei, Qiang Wen-chao. Scheme for preparation of W state in cavity QED[J]. Journal of Atomic and Molecular Physics, 2015, 32(1): 115-118.
- [20] Zhang L, Hao D H, Qiang W C. Preparation of three-atom W state in cavity QED[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2020, 37(6): 685-691.
- 张蕾, 郝丹辉, 强稳朝. 基于腔 QED 制备三原子 W 纠缠态[J]. 量子电子学报, 2020, 37(6): 685-691.