

利用破坏对称性的超导体人造原子制备 χ 型四比特纠缠态

冷春玲 张英俏 计新

The χ -type four-particle entangled state generated by using superconducting artificial atoms with broken symmetry

Leng Chun-Ling Zhang Ying-Qiao Ji Xin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 64, 184207 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.184207

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184207>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I18>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

结构库中二能级原子与自发辐射场间的纠缠演化

Evolution of entanglement between a two-level atom and spontaneous emission field in structured reservoir

物理学报.2014, 63(12): 124201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.124201>

飞秒脉冲正交位相压缩光的产生

Generation of femtosecond pulsed quadrature phase squeezed light

物理学报.2013, 62(16): 164206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.164206>

N00N 态的 Wigner 函数及 N00N 态作为输入的量子干涉

Wigner function of N00N state and quantum interference with N00N state as input

物理学报.2013, 62(11): 114204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.114204>

光学微腔中少光子数叠加态的耗散动力学

Dissipative dynamics of few-photon superposition states in optical microcavity

物理学报.2012, 61(18): 184206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.184206>

基于激光光束轨道角动量的 8 位数据信号产生与检测的实验研究

Experimental study of 8-bits information transmission system based on orbital angular momentum of light beams

物理学报.2012, 61(17): 174204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.174204>

利用破坏对称性的超导体人造原子制备 χ 型四比特纠缠态*

冷春玲 张英俏 计新†

(延边大学理学院物理系, 延吉 133002)

(2015年3月12日收到; 2015年4月8日收到修改稿)

提出了利用在一维传输线共振器中的破坏对称性的超导体人造原子来制备 χ 型四比特纠缠态的方案. 方案中所用到的 Δ 型三能级人造原子不同于自然的原子, 它可以产生循环跃迁. 经过适当时间的相互作用和简单的操作, 可以得到想要制备的纠缠态. 由于人造原子的激发态和光子态被绝热消除, 所以该方案对于人造原子的自发辐射和传输线共振器的衰减是鲁棒的.

关键词: χ 型纠缠态, 超导体人造原子, 破坏对称性

PACS: 42.50.DV, 03.67.-a, 85.25.-j

DOI: 10.7498/aps.64.184207

1 引言

量子纠缠是量子力学的一个很具吸引力的特性, 它在测量量子非局域性和处理各种量子信息任务^[1-6]中都扮演着十分重要的角色. 因此, 不同量子纠缠态的制备在量子信息科学领域已经成为一个重要的课题^[7-16]. 多比特纠缠态, 例如GHZ态^[17]、W态^[18]、团簇态^[19]等都是量子信息处理的基本资源. 在利用多比特纠缠态进行一个任意两比特态的可靠隐形传送的研究中, Yeo和Chua^[20]引进了一个真正的四比特纠缠态 $|\chi^{00}\rangle_{3214}$, 即 χ 型纠缠态

$$|\chi^{00}\rangle_{3214} = \frac{1}{2\sqrt{2}}(|0000\rangle - |0011\rangle - |0101\rangle + |0110\rangle + |1001\rangle + |1010\rangle + |1100\rangle + |1111\rangle)_{3214}, \quad (1)$$

这个态不能通过随机局域操作和经典通信转换成其他形式的多比特纠缠态. χ 型纠缠态有许多有趣的纠缠特性, 其中已经证实 χ 型纠缠态可以最

佳地违背一种新的贝尔不等式而其他纠缠态不能违背^[21]; 另一个重要的特性是 χ 型纠缠态在比特(3, 2)和(1, 4)之间, 以及(3, 1)和(2, 4)之间都有最大纠缠. 此外, χ 型纠缠态在量子密集编码^[20]和量子安全直接通信^[22]方面也有很重要的应用. 因此, 近期一些研究都致力于寻找更好的方法和系统来制备 χ 型纠缠态. 例如, Tokunaga等^[23]和Wang等^[24]以及Shen等^[25]分别提出了利用线性光学元件和光子探测器来制备 χ 型四光子纠缠态的方案. Wang和Yang^[26]和Shi等^[27]分别提出了在离子阱中制备 $|\chi^{00}\rangle_{3214}$ 态的方法. Zhang等^[28]提出了利用在腔量子电动力学系统中的两个贝尔态来制备四原子比特的 $|\chi^{00}\rangle_{3214}$ 态的方案. 随后, Gao等^[29]提出了通过利用电路腔量子电动力学系统来制备 χ 型纠缠态的方案.

众所周知, 量子信息的载体有很多种, 例如光子、原子和离子等. 在这些载体中, 超导体人造原子吸引了众多关注, 因为通过利用完善的精密加工技术可使它们有出色的可扩展性. 在近些年中, 提出了电路腔量子电动力学系统. 在这个系统中, 超导

* 国家自然科学基金(批准号: 11464046)、国家自然科学基金理论物理专项基金(批准号: 11347122)和吉林省科技发展计划项目青年科研基金(批准号: 20130522148JH)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jixin@ybu.edu.cn

人造原子被装置在传输线共振器中. 电路腔量子电动力学系统与腔量子电动力学系统类似, 其中超导体人造原子在电路腔量子电动力学系统与原子在腔量子电动力学系统中扮演的角色相同. 这种结构被认为是实现量子信息处理^[30–32]的一种很有前景的候选者, 因为它可以强烈抑制自发辐射^[33], 并且允许高保真度的多比特态的量子非破坏测量^[34,35], 也可使分开厘米级距离的量子比特耦合^[36,37].

本文提出了一个利用 Δ 型三能级人造原子来制备 χ 型纠缠态的方案. 方案具有如下优点: 1) 由于利用了 Δ 型三能级人造原子和传输线共振器的结构, 本文方案比文献^[23–28]有更长的相干时间和存储时间; 2) 本文方案可以实现可控制可选择的内部比特之间的耦合, 并且操作简单, 这有助于实现可扩展的量子信息处理过程; 3) 与文献^[23–29]相比较, 本文方案将量子信息编码在基态上, 这可以大大减少人造原子的自发辐射的影响, 从而可以得到高保真的 χ 型四比特纠缠态.

2 理论模型

利用 Δ 型三能级人造原子制备 χ 型纠缠态的装置示意图见图1, 四个 Δ 型三能级人造原子被放置在一维传输线共振器中. 其中 Δ 型三能级人造原子的能级结构如图2所示. $|g_l\rangle$ 和 $|s_l\rangle$ 是人造原子的两个基态, $|r_l\rangle$ 是人造原子的激发态. 这种人造原子可由超导三个约瑟夫森结构成的磁通比特环路构成^[38]. 对于自然的三能级原子来说, 由于光选择定则, 两个低能级之间的光学跃迁是被禁止的. 与自然的原子相比, 超导磁通比特的势能可以人为地控制. 当约化偏置磁通 $f = \Phi/\Phi_0 = 1/2$ 时 (其中 Φ 是应用于环的静态磁通, Φ_0 是磁通量子), 人造原子具有宇称对称性, 最低三个能级间的跃迁行为类似于 Λ 型或者ladder型的自然原子. 这时, $|g_l\rangle \leftrightarrow |s_l\rangle$ 的偶极跃迁是被禁止的, 其他两个跃迁 $|g_l\rangle \leftrightarrow |r_l\rangle$ 和 $|s_l\rangle \leftrightarrow |r_l\rangle$ 是被允许的. 然而, 当 $f \neq 1/2$ 时, 相互作用哈密顿的宇称对称性被破坏. 这时, 三个偶极跃迁 $|g_l\rangle \leftrightarrow |s_l\rangle$, $|s_l\rangle \leftrightarrow |r_l\rangle$ 以及 $|r_l\rangle \leftrightarrow |g_l\rangle$ 都可以实现, 使得人造原子成为 Δ 型^[31].

用拉比频率为 Ω_l 的经典场驱动比特 l 使其产生 $|g_l\rangle \leftrightarrow |r_l\rangle$ 的跃迁. 比特 l 以 g_l 的耦合强度与传输线共振器耦合产生 $|s_l\rangle \leftrightarrow |r_l\rangle$ 的跃迁. 将

人造原子与相应经典场和传输线共振器的跃迁 $|g_l\rangle \leftrightarrow |r_l\rangle$, $|s_l\rangle \leftrightarrow |r_l\rangle$ 的失谐量分别用 $\Delta_{1,l}$ 和 Δ_2 表示. 在相互作用绘景下, 描述人造原子与场的相互作用哈密顿^[39]为

$$H_{\text{int}} = \sum_{l=1}^4 (e^{i\Delta_{1,l}t} \Omega_l |r_l\rangle \langle g_l| + g_l a e^{i\Delta_2 t} |r_l\rangle \langle s_l| + \Omega_S |s_l\rangle \langle g_l| + \text{H.c.}). \quad (2)$$

为了简便起见, 我们假定 $g_l = g$.

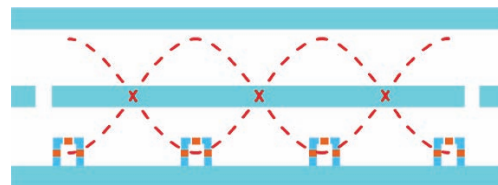


图1 χ 型四比特纠缠态的制备装置 四个 Δ 型三能级人造原子被放置在一个一维传输线共振器中

Fig. 1. The schematic setup for generating genuine χ -type four-particle entangled state. Four Δ -type three-level artificial atoms are fabricated inside a one-dimensional transmission line resonator.

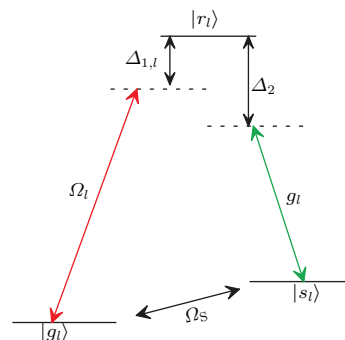


图2 Δ 型三能级人造原子的能级结构

Fig. 2. The level configuration of Δ -type three-level artificial atom.

在满足大失谐条件 $\Delta_{1,l} \gg \Omega_l$, $\Delta_2 \gg g$ 时, 哈密顿 H_{int} 中的上能级 $|r_l\rangle$ 可以被绝热消除掉, 从而得到两个基态间的耦合

$$H'_{\text{int}} = - \sum_{l=1}^4 [\eta_l |g_l\rangle \langle g_l| + \xi a^\dagger a |s_l\rangle \langle s_l| + \lambda_l (a^\dagger S_l^+ e^{-i\delta_l t} + \text{H.c.}) - (\Omega_S S_l^+ + \text{H.c.})], \quad (3)$$

其中

$$\eta_l = \frac{\Omega_l^2}{\Delta_{1,l}}, \quad \xi = \frac{g^2}{\Delta_2},$$

$$\begin{aligned}\lambda_l &= \frac{\Omega_l g}{2}(\Delta_{1,l}^{-1} + \Delta_2^{-1}), \\ \delta_l &= \Delta_2 - \Delta_{1,l}, \quad S_l^+ = |s_l\rangle\langle g_l|, \\ S_l^- &= |g_l\rangle\langle s_l|.\end{aligned}\quad (4)$$

接下来, 我们重新定义基矢

$$\begin{aligned}|+l\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_l\rangle + |s_l\rangle), \\ |-l\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_l\rangle - |s_l\rangle),\end{aligned}\quad (5)$$

在新基矢下将哈密顿改写为

$$\begin{aligned}H^{\text{new}} &= -\sum_{l=1}^4 \left\{ \frac{\eta_l}{2} (\sigma_l^+ \sigma_l^- + \sigma_l^- \sigma_l^+ + \sigma_l^+ + \sigma_l^-) \right. \\ &\quad + \frac{\xi}{2} a^\dagger a (\sigma_l^+ \sigma_l^- + \sigma_l^- \sigma_l^+ - \sigma_l^+ - \sigma_l^-) \\ &\quad + \lambda_l e^{i\delta_l t} a \left(\sigma_{z,l} + \frac{1}{2} \sigma_l^- - \frac{1}{2} \sigma_l^+ \right) \\ &\quad + \lambda_l e^{-i\delta_l t} a^\dagger \left(\sigma_{z,l} + \frac{1}{2} \sigma_l^+ - \frac{1}{2} \sigma_l^- \right) \\ &\quad \left. - 2\Omega_S \sigma_{z,l} \right\},\end{aligned}\quad (6)$$

这里 $\sigma_{z,l} = \frac{1}{2}(|+l\rangle\langle +l| - |-l\rangle\langle -l|)$, $\sigma_l^+ = |+l\rangle\langle -l|$ 和 $\sigma_l^- = |-l\rangle\langle +l|$.

以哈密顿 $H_0^{\text{new}} = \sum_{l=1}^4 2\Omega_S \sigma_{z,l}$ 做相互绘景变换, 哈密顿被简化为

$$\begin{aligned}H_{\text{int}}^{\text{new}} &= -\sum_{l=1}^4 \left\{ \frac{\eta_l}{2} (e^{i\Omega_S t} \sigma_l^+ \sigma_l^- + e^{-i\Omega_S t} \sigma_l^- \sigma_l^+ \right. \\ &\quad + e^{i2\Omega_S t} \sigma_l^+ + e^{-i2\Omega_S t} \sigma_l^-) \\ &\quad + \frac{\xi}{2} a^\dagger a (e^{i\Omega_S t} \sigma_l^+ \sigma_l^- + e^{-i\Omega_S t} \sigma_l^- \sigma_l^+ \\ &\quad - e^{i2\Omega_S t} \sigma_l^+ - e^{-i2\Omega_S t} \sigma_l^-) \\ &\quad + \lambda_l e^{-i\delta_l t} a^\dagger \left(\sigma_{z,l} + \frac{1}{2} e^{-i2\Omega_S t} \sigma_l^- \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} e^{i2\Omega_S t} \sigma_l^+ \right) + \lambda_l e^{i\delta_l t} a \left(\sigma_{z,l} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} e^{i2\Omega_S t} \sigma_l^+ - \frac{1}{2} e^{-i2\Omega_S t} \sigma_l^- \right) \Big\}.\end{aligned}\quad (7)$$

假定 $2\Omega_S \gg \delta_l, \lambda_l, \eta_l, \xi$ 时, 我们可以忽略快速振荡项. 从而 $H_{\text{int}}^{\text{new}}$ 被简化为

$$H_{\text{int}}^{\text{new}} = -\sum_{l=1}^4 \frac{\lambda_l}{2} (e^{i\delta_l t} a + e^{-i\delta_l t} a^\dagger) (S_l^+ + S_l^-).\quad (8)$$

当 $\delta_l \gg \lambda_l/2$ 时, 人造原子与共振器之间没有能量

交换. 有效哈密顿为

$$\begin{aligned}H_{\text{eff}}^{\text{new}} &= \sum_{l=1}^4 \frac{(\lambda_l)^2}{4\delta_l} (|s_l\rangle\langle s_l| + |g_l\rangle\langle g_l|) \\ &\quad + \sum_{l,m=1(l \neq m)}^4 \frac{\lambda_l \lambda_m}{4} (\delta_l^{-1} + \delta_m^{-1}) \\ &\quad \times (e^{-i(\delta_l - \delta_m)t} S_l^+ S_m^+ \\ &\quad + e^{-i(\delta_l + \delta_m)t} S_l^+ S_m^- + \text{H.c}).\end{aligned}\quad (9)$$

3 χ 型四比特纠缠态的制备

在这一部分, 我们将介绍制备 χ 型四比特纠缠态的具体步骤. 在强驱动机制下, 即 $2\Omega_S \gg \delta_l, \lambda_l, \eta_l, \xi$ 时, 系统的演化算符为

$$\begin{aligned}U(t) &= e^{-iH_0^{\text{new}} t} e^{-iH_{\text{eff}}^{\text{new}} t}, \\ H_0^{\text{new}} &= \sum_{l=1}^4 2\Omega_S \sigma_{z,l}, \\ H_{\text{eff}}^{\text{new}} &= \sum_{l=1}^4 \alpha (|s_l\rangle\langle s_l| + |g_l\rangle\langle g_l|) \\ &\quad + \sum_{l,m=1(l \neq m)}^4 \beta (e^{-i(\delta_l - \delta_m)t} S_l^+ S_m^+ \\ &\quad + e^{-i(\delta_l + \delta_m)t} S_l^+ S_m^- + \text{H.c}),\end{aligned}\quad (10)$$

其中

$$\alpha = \frac{(\lambda_l)^2}{4\delta_l}, \quad \beta = \frac{\lambda_l \lambda_m}{4} (\delta_l^{-1} + \delta_m^{-1}).$$

通过适当地调节选择经典场的拉比频率和失谐量, 我们可以利用这个系统来执行任意两比特间的可选择性耦合. 首先, 对传输线共振器中的人造原子同时施加经典场, 调节使 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega$, $\Omega_3 = \Omega_4 = \Omega'$, $\Delta_{1,1} = \Delta_{1,2} = \Delta_1$, $\Delta_{1,3} = \Delta_{1,4} = \Delta'_1$ 和 $|\Delta_1 - \Delta'_1| \gg |\beta_{a,b}|$ ($a = 1, 2$ 以及 $b = 3, 4$). 这时, 人造原子 1(3) 只与 2(4) 耦合, 与此同时 1 和 2 都不与人造原子 3, 4 耦合. 此时系统的演化算符为

$$\begin{aligned}U(t) &= e^{-iH_0^{\text{new}} t} e^{-iH_{\text{eff}}^{\text{new}} t}, \\ H_0^{\text{new}} &= \sum_l 2\Omega_S \sigma_{z,l}, \\ H_{\text{eff}}^{\text{new}} &= \alpha \sum_{l=1}^2 (|s_l\rangle\langle s_l| + |g_l\rangle\langle g_l|) \\ &\quad + \alpha' \sum_{l=3}^4 (|s_l\rangle\langle s_l| + |g_l\rangle\langle g_l|)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \beta(S_1^+ S_2^+ + S_1^+ S_2^- + \text{H.c.}) \\
 & + \beta'(S_3^+ S_4^+ + S_3^+ S_4^- + \text{H.c.}), \quad (11)
 \end{aligned}$$

其中 α' 和 β' 与 α 和 β 具有相同的形式, 但其中的参数值是 Ω' 和 Δ' 而不是 Ω 和 Δ .

假设四个人造原子的初态为 $|gggg\rangle_{1234}$. 经过一段相互作用时间 t_1 后, 系统的态演化为

$$\begin{aligned}
 |gggg\rangle_{1234} & \rightarrow e^{-i2\alpha t_1} e^{-i2\alpha' t_1} \\
 & \left\{ \cos(\beta t_1) [\cos(\Omega_S t_1) |g_1\rangle - i \sin(\Omega_S t_1) |s_1\rangle] \right. \\
 & [\cos(\Omega_S t_1) |g_2\rangle - i \sin(\Omega_S t_1) |s_2\rangle] \\
 & - i \sin(\beta t_1) [\cos(\Omega_S t_1) |s_1\rangle - i \sin(\Omega_S t_1) |g_1\rangle] \\
 & \left. [\cos(\Omega_S t_1) |s_2\rangle - i \sin(\Omega_S t_1) |g_2\rangle] \right\} \\
 & \left\{ \cos(\beta' t_1) [\cos(\Omega_S t_1) |g_3\rangle - i \sin(\Omega_S t_1) |s_3\rangle] \right. \\
 & [\cos(\Omega_S t_1) |g_4\rangle - i \sin(\Omega_S t_1) |s_4\rangle] \\
 & - i \sin(\beta' t_1) [\cos(\Omega_S t_1) |s_3\rangle - i \sin(\Omega_S t_1) |g_3\rangle] \\
 & \left. [\cos(\Omega_S t_1) |s_4\rangle - i \sin(\Omega_S t_1) |g_4\rangle] \right\}. \quad (12)
 \end{aligned}$$

全局相位因子 $e^{-i2\alpha t_1} e^{-i2\alpha' t_1}$ 可以被忽略掉. 当相互作用时间 t_1 满足 $\Omega_S t_1 = n\pi$ (n 是整数) 和 $\beta t_1 = \beta' t_1 = \pi/4$ 时, 四个人造原子的态演化为

$$\begin{aligned}
 |gggg\rangle_{1234} & \rightarrow \frac{1}{2} (|gggg\rangle - i |gsgs\rangle \\
 & - i |ssgg\rangle - |ssss\rangle)_{1234}. \quad (13)
 \end{aligned}$$

接下来, 调节使得 $\Omega_2 = \Omega_3 = \Omega$, $\Omega_1 = \Omega_4 = 0$, 以及 $\Delta_{1,2} = \Delta_{1,3} = \Delta_1$. 我们对人造原子 2 和 3 同时施加两束强经典场. 在这一步骤中, 只有人造原子 2 与 3 发生相互作用. 当操作时间 t_2 满足条件使得 $\Omega_S t_2 = n\pi$, $\beta t_2 = \pi/4$ 时, 可以得到纠缠态

$$\begin{aligned}
 |\chi^{00}\rangle'_{1234} & = \frac{1}{2\sqrt{2}} (|gggg\rangle - i |gsgs\rangle - i |gsgs\rangle \\
 & - |gsgs\rangle - i |ssgg\rangle - |sgsg\rangle \\
 & - |ssss\rangle + i |sggs\rangle)_{1234}. \quad (14)
 \end{aligned}$$

通过对人造原子 1 和 3 做局域幺正转换 $\{|g\rangle \rightarrow |g\rangle, |s\rangle \rightarrow i|s\rangle\}$, 我们可以获得真正的 χ 型四比特纠缠态

$$\begin{aligned}
 |\chi^{00}\rangle_{3214} & = \frac{1}{2\sqrt{2}} (|gggg\rangle - |ggss\rangle - |gsgs\rangle \\
 & + |sggs\rangle + |ssgg\rangle + |gsgs\rangle \\
 & + |ssss\rangle + |sgsg\rangle)_{3214}. \quad (15)
 \end{aligned}$$

4 讨论

在前面讨论的制备过程中, 我们假设了相互作用时间可以被精确地控制. 但在实际的实验中, 每一步的相互作用时间不可能被完美地精确控制, 其中必定会存在时间误差. 为了方便起见, 我们定义时间误差率为 $n_i = \Delta t_i / t_i$ ($i = 1, 2$), 这里 Δt_i 是第 i 步的时间误差. 考虑到时间误差, 我们进行重新推导后得到实际的态 $|\chi\rangle_{\text{real}}$. 保真度定义为

$$F = |{}_{3214}\langle\chi^{00}|\chi\rangle_{\text{real}}|^2. \quad (16)$$

为了直观地看到时间误差对保真度的影响, 我们绘制保真度与 n_i 的函数关系图像如图 3 所示. 从图 3 中可以看到, 随着相互作用时间误差的增加, 保真度会随之减小. 当 $n_1 = 0.02$, $n_2 = 0.02$ 时, 保真度仍可高达 0.96.

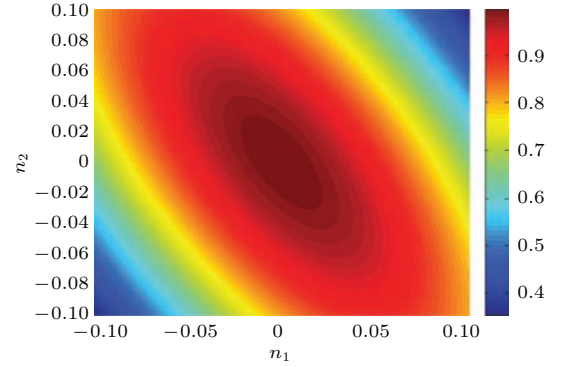


图 3 (网刊彩色) 保真度与时间误差率 n_1 和 n_2 的函数关系密度

Fig. 3. (color online) Density plot of the fidelity as a function of time error rates n_1 and n_2 .

接下来简要地讨论基于当前可用的参数情况下本文方案的可行性. 在第一步中, 我们设定 $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega = g$, $\Omega_3 = \Omega_4 = \Omega' = 0.725g$, $\Delta_{1,1} = \Delta_{1,2} = 10g$, $\Delta_{1,3} = \Delta_{1,4} = 10.5g$ 以及 $\Delta_2 = 11g$. 然后使 $\beta \simeq \beta' \simeq 4.56 \times 10^{-3}g$, 从而得到第一步的操作时间为 $t_1 = \pi/4\beta \simeq 0.172 \times 10^3/g$. 第二步中, 设定 $\Omega_2 = \Omega_3 = \Omega = g$, $\Omega_1 = \Omega_4 = 0$, $\Delta_{1,2} = \Delta_{1,3} = \Delta = 10g$ 以及 $\Delta_2 = 11g$. 然后使 $\beta \simeq 4.56 \times 10^{-3}g$, 得到第二步的操作时间为 $t_2 = \pi/4\beta \simeq 0.172 \times 10^3/g$. 众所周知, 在当前的实验技术下, 磁通量子比特与数据总线之间的耦合系数可达到 $g = 2\pi \times 200 \text{ MHz}$ [40]. 因此, 第一步中操作时间约为 $t_1 = 0.137 \mu\text{s}$. 在第二步中, 参数

仍保持不变, 那么操作时间 t_2 与 t_1 是相同的, 则总的操作时间为 $T = t_1 + t_2 = 0.274 \mu\text{s}$. 然而, 在实验中磁通比特的弛豫时间 τ_r 和退相位时间 τ_d 可以达到 $\tau_r \sim \tau_d = 1.5 \mu\text{s}$ ^[41]. 因此, $T = t_1 + t_2 \ll \tau_r$, 所以在当前实验条件下是可行的.

5 结 论

本文提出了利用在传输线共振器中具有破坏对称性的 Δ 型三能级超导体人造原子制备真正的 χ 型四比特纠缠态的方案, 这里的超导体人造原子不遵循选择定则并且具有循环跃迁的结构. 与以往的方案^[23,25–28]不同, 本文方案中使用超导体人造原子, 它的长寿的内部状态更适合存储的量子信息. 与使用超导电路腔电动力学系统的方案^[29]相比, 本文方案在大失谐的条件下进行并将量子信息编码在基态上, 所以可以避免人造原子自发辐射对结果的影响. 此外, 传输线共振器处于真空态, 所以方案对于传输线共振器的衰减也是鲁棒的. 通过分析性能和实验方案的可行性, 表明在现有实验条件下本文方案是可行的.

参考文献

- [1] Ekert A K 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 661
- [2] Bennett C H, Wiesner S J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2881
- [3] Mattle K, Weinfurter H, Kwiat P G, Zeilinger A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4656
- [4] Zheng S B, Guo G C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2392
- [5] Vidal G 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 147902
- [6] Li X H, Li C Y, Deng F G, Zhou P, Liang Y J, Zhong H Y 2007 *Chin. Phys.* **16** 2149
- [7] Zheng S B 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 230404
- [8] Guo G C, Zhang Y S 2002 *Phys. Rev. A* **65** 054302
- [9] Bertet P, Osnaghi S, Milman P, Auffeves A, Maioli P, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 143601
- [10] Leibfried D, Knill E, Seidelin S, Britton J, Blakestad R B, Chiaverini J, Hume D B, Itano W M, Jost J D, Langer C, Ozeri R, Reichle R, Wineland D J 2005 *Nature* **438** 639
- [11] Cho J, Lee H W 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 160501
- [12] Zou X B, Shu J, Guo G C 2006 *Phys. Rev. A* **73** 054301
- [13] Hume D B, Chou C W, Rosenband T, Wineland D J 2009 *Phys. Rev. A* **80** 052302
- [14] Shao X Q, Chen L, Zhang S, Zhao Y F, Yeon K H 2010 *Europhys. Lett.* **90** 50003
- [15] Yu H Y, Luo Y, Yao W 2011 *Phys. Rev. A* **84** 032337
- [16] Chen X Y, Yu P, Jiang L Z, Tian M Z 2013 *Phys. Rev. A* **87** 012322
- [17] Greenberger D M, Horne M A, Zeilinger A 1989 *Bell's Theorem, Quantum Theory and Conceptions of the Universe* (Netherlands: Springer) **37** 69
- [18] Dür W, Vidal G, Cirac J I 2000 *Phys. Rev. A* **62** 062314
- [19] Briegel H J, Raussendorf R 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 910
- [20] Yeo Y, Chua W K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 060502
- [21] Wu C F, Yeo Y, Kwek L C, Oh C H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 032332
- [22] Lin S, Wen Q Y, Gao F, Zhu F C 2008 *Phys. Rev. A* **78** 064304
- [23] Tokunaga Y, Yamamoto T, Koashi M, Nobuyuki L 2005 *Phys. Rev. A* **71** 030301
- [24] Wang H F, Zhang S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 042336
- [25] Shen H W, Wang H F, Ji X, Zhang S 2009 *Chin. Phys. B* **18** 3706
- [26] Wang X W, Yang G J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 024301
- [27] Shi Y L, Mei F, Yu Y F, Feng X L, Zhang Z M 2012 *Quant. Info. Proc.* **11** 229
- [28] Zhang Y J, Xia Y J, Man Z X, Guo G C 2009 *Sci. China Series G: Phys. Mech. Astron.* **52** 700
- [29] Gao G L, Song F Q, Huang S S, Wang H, Yuan X Z, Wang M F, Jiang N Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 44209
- [30] Makhlin Y, Schön G, Shnirman A 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 357
- [31] You J Q, Nori F 2011 *Nature* **474** 589
- [32] DiCarlo L, Reed M D, Sun L, Johnson B R, Chow J M, Gambetta J M, Frunzio L, Girvin S M, Devoret M H, Schoelkopf R J 2010 *Nature* **467** 574
- [33] Houck A A, Schreier J A, Johnson B R, Chow J M, Koch J, Gambetta J M, Schuster D I, Frunzio L, Girvin S M, Devoret M H, Schoelkopf R J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 080502
- [34] Gambetta J, Blais A, Schuster D I, Wallraff A, Frunzio L, Majer J, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2006 *Phys. Rev. A* **74** 042318
- [35] Zhong Y P, Li C Y, Wang H H, Chen Y 2013 *Chin. Phys. B* **22** 110313
- [36] Majer J, Chow J M, Gambetta J M, Koch J, Johnson B R, Schreier J A, Frunzio L, Schuster D I, Houck A A, Wallraff A, Blais A, Devoret M H, Girvin S M, Schoelkopf R J 2007 *Nature* **449** 443
- [37] DiCarlo L, Chow J M, Gambetta J M, Bishop Lev S, Johnson B R, Schuster D I, Majer J, Blais A, Frunzio L, Girvin S M, Schoelkopf R J 2009 *Nature* **460** 240
- [38] Liu Y X, You J Q, Wei L F, Sun C P, Nori F 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 087001
- [39] Sun C P, Liu Y X, Wei L F, Nori F 2005 *arXiv: quant-ph/050611*
- [40] Liu Y X, Sun C P, Nori F 2006 *Phys. Rev. A* **74** 052321
- [41] Leek P J, Baur M, Fink J M, Bianchetti R, Steffen L, Filipp S, Wallraff A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 100504

The χ -type four-particle entangled state generated by using superconducting artificial atoms with broken symmetry*

Leng Chun-Ling Zhang Ying-Qiao Ji Xin[†]

(Department of Physics, College of Science, Yianbian University, Yanji 133002, China)

(Received 12 March 2015; revised manuscript received 8 April 2015)

Abstract

We propose a scheme for generating a genuine χ -type four-particle entangled state of superconducting artificial atoms with broken symmetry by using one-dimensional transmission line resonator as a data bus. With the help of the Circuit quantum electrodynamics system composed of Δ -type three-level artificial atoms and transmission line resonator, our scheme also has long coherence time and storage time. Meanwhile, the Δ -type three-level artificial atom used in the scheme is different from natural atom and has cyclic transitions. Furthermore, our scheme is easy to control and flexible. Through a suitable choice of the Rabi frequencies and detunings of the classical fields, we can use this system to implement the selective coupling between two arbitrary qubits. After suitable interaction time and simple operations, the desired entangled state can be obtained. Since artificial atomic excited states and photonic states are adiabatically eliminated, our scheme is robust against the spontaneous emissions of artificial atoms and the decays of transmission line resonator. We also analyze the performance and the experimental feasibility of the scheme, and show that our scheme is feasible under existing experimental conditions.

Keywords: χ -type entangled state, superconducting artificial atom, broken symmetry

PACS: 42.50.DV, 03.67.-a, 85.25.-j

DOI: 10.7498/aps.64.184207

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11464046), the National Natural Science Foundation of China-the Special Fund of Theoretical Physics (Grant No. 11347122) and the Science and Technology Development Foundation of Jilin Province for Youths, China (Grant No. 20130522148JH).

[†] Corresponding author. E-mail: jixin@ybu.edu.cn