

利用 Λ 型原子与双模腔场的相互作用 进行量子信息处理

宋克慧[†]

(怀化学院物理与电子信息科学系, 怀化 418008)

(2004 年 11 月 30 日收到, 2005 年 1 月 7 日收到修改稿)

利用 Λ 型三能级原子与一个两模腔场在两光子共振和单光子大失谐条件下的相互作用模型, 给出了制备两个和三个远距离的腔场的纠缠态和如何实现一个量子比特的原子态的远距离转移、纠缠态的转移的方案, 同时找到了一种不用进行 Bell 基测量而实现纠缠交换的方法, 构造了实现量子交换门的操作, 最后对实验的可行性进行了分析.

关键词: 量子信息处理, Λ 型原子, 双模腔场, 相互作用

PACC: 4250, 0367

1. 引 言

人们对量子信息的研究可以追溯到几十年前, 但真正引起广泛关注的是 20 世纪 90 年代中期, 1996 年奥地利 Innsbruck 大学的 Zeilinger 小组利用偏振纠缠光子对在实验上实现了密集编码^[1], 1997 年还是该小组第一次在实验上成功地实现了量子态的隐形传送^[2]; 在这一时期腔 QED 技术在量子信息处理中的应用也崭露头角, 1997 年法国的 Haroche 小组^[3]在实验上成功地制备了 EPR 纠缠原子对. 利用腔 QED 技术人们进行了一系列的探索: W 态的制备^[4]、量子态的隐形传送^[5]、量子网络的建立^[6-8]、量子逻辑门操作^[9-14]等. 在此我们考虑一个 Λ 型三能级原子与一个两模腔场相互作用的模型, 利用该模型, 给出了如何制备两个远距离双模腔场的纠缠态和三个腔场的 W 态的方案, 而且设计了如何实现一个量子比特的原子态的远距离转移、纠缠态的转移的方案, 同时找到了一种不用进行 Bell 基测量而实现纠缠交换的方法, 构造了实现量子交换门的操作. 在这些方案中没有考虑原子和腔场同环境的相互作用而产生消相干的问题, 但计算表明^[15, 16]: 当用 Haroche 组在实验中使用的 Ryberg 原子和微波腔时, 可以在腔的衰减时间内完成所有的操作, 且每一步

输出的结果的态的保真度仍然是比较大的, 从而可以保证实验的成功概率.

2. Λ 型原子与双模腔场的相互作用的描述

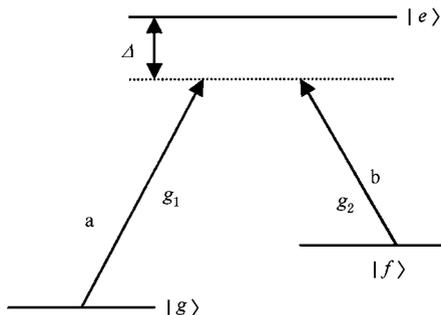
考虑一个 Λ 型三能级原子与一个两模腔场相互作用的模型, Λ 型三能级原子的能级结构如图 1 所示, $|g\rangle$ 和 $|f\rangle$ 是它的两个低能态, $|e\rangle$ 是它的激发态, 腔有两个模 a 和 b , 它们对应的湮没(产生)算符分别为 $a(a^\dagger)$ 和 $b(b^\dagger)$, 算符 a 和 b 分别对应着 $|e\rangle \leftrightarrow |g\rangle$ 和 $|e\rangle \leftrightarrow |f\rangle$ 的转移. 在旋转波近似下, 系统的哈密顿可表示为

$$H = \hbar \{ \omega_{eg} |e\rangle \langle e| + \omega_{fg} |f\rangle \langle f| + \omega_1 a^\dagger a + \omega_2 b^\dagger b + [g_1 |e\rangle \langle g| a + g_2 |e\rangle \langle f| b + \text{H.c.}] \}, \quad (1)$$

这里 ω_{lg} ($l \in e, f$) 是原子转移频率, ω_i ($i \in 1, 2$) 分别是腔模 a 和 b 的频率, g_i 是原子-腔场的耦合常数 (取 g_i 为实数). 在两光子共振和单光子大失谐的条件下, 可绝热消去激发态能级 $|e\rangle$, 系统的有效哈密顿为^[16]

$$H_{\text{eff}} = H_1 + H_2, \\ H_1 = -\frac{\hbar g^2}{\Delta} [|g\rangle \langle g| a^\dagger a + |f\rangle \langle f| b^\dagger b],$$

[†]E-mail: hkhhsong@ustc.edu.cn

图 1 Λ 型三能级原子能级图

$$H_2 = -\frac{\hbar g^2}{\Delta} [|g\rangle\langle f| a^\dagger b + |f\rangle\langle g| ab^\dagger], \quad (2)$$

其中 $\Delta_1 = \omega_{eg} - \omega_1$ 和 $\Delta_2 = \omega_{eg} - \omega_{fg} - \omega_2$ 是腔模的一光子失谐(假设 $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta$), 在(2)式中已取 $g_1 = g_2 = g (\ll \Delta)$. 上式中 H_1 代表 Stark 移位, H_2 表示原子与腔场相互作用导致从初态到终态的转移.(2)式的有效哈密顿是与时间无关的, 而且在两光子数之和等于 1 的情况下 $[H_1, H_2] = 0$. 这样系统的时间演化由 Schrödinger 方程确定:

$$i \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = H_{\text{eff}} |\Psi(t)\rangle, \quad (3)$$

进行下面的么正转化:

$$|\Psi(t)\rangle = e^{-iH_1 t/\hbar} |\Psi'(t)\rangle, \quad (4)$$

$|\Psi'(t)\rangle$ 满足以下方程:

$$i \frac{d|\Psi'(t)\rangle}{dt} = H_2 |\Psi'(t)\rangle, \quad (5)$$

则由 H_2 不难得出态 $|\Psi'(t)\rangle$ 对应的演化算符为:

$$\begin{aligned} U(t) = & |g\rangle\langle g| \cos[\lambda t \sqrt{a^\dagger a (b^\dagger b + 1)}] \\ & + i |g\rangle\langle f| \frac{\sin[\lambda t \sqrt{a^\dagger a (b^\dagger b + 1)}]}{\sqrt{a^\dagger a (b^\dagger b + 1)}} a^\dagger b \\ & + |f\rangle\langle f| \cos[\lambda t \sqrt{b^\dagger b (a^\dagger a + 1)}] \\ & + i |f\rangle\langle g| \frac{\sin[\lambda t \sqrt{b^\dagger b (a^\dagger a + 1)}]}{\sqrt{b^\dagger b (a^\dagger a + 1)}} b^\dagger a, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $\lambda = g^2/\Delta$. 利用(4)式和(6)式可得:

$$|1\rangle_a |0\rangle_b \rightarrow e^{i\lambda t} [\cos(\lambda t) |1\rangle_a |0\rangle_b + i \sin(\lambda t) |0\rangle_a |1\rangle_b], \quad (7a)$$

$$|0\rangle_a |1\rangle_b \rightarrow e^{i\lambda t} [\cos(\lambda t) |0\rangle_a |1\rangle_b + i \sin(\lambda t) |1\rangle_a |0\rangle_b]. \quad (7b)$$

而态 $|0\rangle_a |1\rangle_b |g\rangle$ 和 $|1\rangle_a |0\rangle_b |f\rangle$ 将不发生演化.

3. 腔场纠缠态的制备和量子信息处理

在这一节里, 将给出两个双模腔场纠缠态和三个双模腔场的 W 态的制备方法, 还就量子态的远距离(包括一个量子比特的单态和两个量子比特的纠缠态)的转移、纠缠交换操作等进行讨论, 并利用双模腔场做数据载体给出实现量子交换门的操作.

3.1. 腔场纠缠态的制备

根据文献[16]的方法首先制备两个远距离的腔场的纠缠, 为此送一个处于态 $|g\rangle$ 的原子 A 进入处于态 $|1\rangle_a |0\rangle_b$ 的腔, 使它们发生如(1)式描述的相互作用, 并使相互作用时间满足 $g^2 t_1/\Delta = \pi/4$ (相当原子经历 $\pi/2$ 脉冲), 这时原子 A 和腔 1 处于如下的纠缠态

$$|\Psi_{AC_1}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\pi/4} (|g\rangle_A |1\rangle_a |0\rangle_b + i |f\rangle_A |0\rangle_a |1\rangle_b) \quad (8)$$

原子从腔 1 出来后, 经过一段距离, 让其通过腔 2, 设腔 2 处于态 $|0\rangle_a |1\rangle_b$, 取 $g^2 t_1/\Delta = \pi/2$, 则两个双模腔场制备在如下的纠缠态

$$\begin{aligned} |\Psi_{C_1 C_2}\rangle = & \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\pi/4} (|1\rangle_a |0\rangle_b |0\rangle_a |1\rangle_b \\ & - i |0\rangle_a |1\rangle_b |1\rangle_a |0\rangle_b). \end{aligned} \quad (9)$$

在 3.3 节中将用(9)式所表示的纠缠态进行纠缠交换操作, 它将表现出比单模纠缠态更加优越的性质. 为了制备三腔场的 W 态^[17], 让原子 A 与第 2 个腔场作用时间满足 $g^2 t_2/\Delta = \pi/4$, 则原子 A 与腔 1 和 2 的态为:

$$\begin{aligned} |\Psi_{AC_1 C_2}\rangle = & \frac{1}{\sqrt{2}} [i e^{-i\pi/4} |g\rangle_A |1\rangle_a |0\rangle_b |0\rangle_a |1\rangle_b \\ & - \frac{1}{\sqrt{2}} (|f\rangle_A |0\rangle_a |1\rangle_b |0\rangle_a |1\rangle_b \\ & + i |g\rangle_A |0\rangle_a |1\rangle_b |1\rangle_a |0\rangle_b)], \end{aligned} \quad (10)$$

然后将原子 A 注入处于 $|0\rangle_a |1\rangle_b$ 态的第 3 个腔, 使 $g^2 t_3/\Delta = \pi/2$, 则三个腔场处于如下形式的 W 态:

$$\begin{aligned} |\Psi_{C_1 C_2 C_3}\rangle = & \frac{1}{\sqrt{2}} [i e^{-i\pi/4} |1\rangle_a |0\rangle_b |0\rangle_a |1\rangle_b |0\rangle_a |1\rangle_b \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} (|0\rangle_a |1\rangle_b |0\rangle_a |1\rangle_b |1\rangle_a |0\rangle_b \\ & - i |0\rangle_a |1\rangle_b |1\rangle_a |0\rangle_b |0\rangle_a |1\rangle_b)]. \end{aligned} \quad (11)$$

而原子仍然处于 $|g\rangle$ 态, 这样就制备了三个两模腔场的不等权重因子的 W 态. 有趣的是无论腔 2 的初

始态处于 $|0, 1\rangle$ 或 $|1, 0\rangle$, 都不能利用这种模型制备三腔场的 GHZ 态^[18]. 至于两个原子的贝尔态的制备利用上面相同方法可以得到.

3.2. 远距离量子态的转移

下面来描述如何利用该模型进行一比特和两比特纠缠态的远距离转移. 为此假设原子 A 初始处于如下的未知态:

$$|i_a\rangle = \alpha|g_a\rangle + \beta|f_a\rangle, \quad (12)$$

这里 α 和 β 是未知的复系数. 欲把原子 A 的态 $|i_a\rangle$ 转移到远距离的原子 C, 为此还需要一个等同的原子 b 作为数据载体, 以及需要两个相差较远距离的等同的腔 C_1 和 C_2 . 原理如图 2 所示. 假设两个腔场初始时均处于态 $|0, 1\rangle$ ($i=1, 2$), 而原子 b 和 c 初

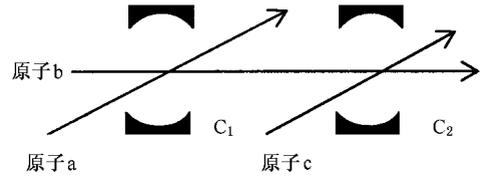


图 2 远距离原子态转移实验原理示意图: 原子 a 的态转移给远距离的原子 c

始时处于其基态 $|g_i\rangle$ ($i=b, c$). 首先把原子 a 注入 C_1 , 然后把原子 b 注入 C_1 , 相互作用后通过较长的距离到达腔 C_2 并发生相互作用, 之后再原子 c 注入腔 C_2 . 设相互作用时间均满足关系: $g^2 t / \Delta = \pi/2$, 即相当于原子经历 π 的脉冲, 用符号 $U_j(\pi)$ ($j=A, B, C$) 表示, 这一过程可表示为:

$$\begin{aligned} & |i_A\rangle|0, 1\rangle_1 \xrightarrow{U_A(\pi)} |g_A(\alpha|0, 1\rangle_1 - \beta|1, 0\rangle_1) \\ & \rightarrow |g_A(\alpha|0, 1\rangle_1 - \beta|1, 0\rangle_1)|g_B\rangle \xrightarrow{U_B(\pi)} |g_A|0, 1\rangle_1(\alpha|g_B + \beta|f_B) \\ & \rightarrow |g_A|0, 1\rangle_1(\alpha|g_B + \beta|f_B)|0, 1\rangle_2 \xrightarrow{U_C(\pi)} |g_A|g_B|0, 1\rangle_1(\alpha|0, 1\rangle_2 - \beta|1, 0\rangle_2) \\ & \rightarrow |g_A|g_B|0, 1\rangle_1(\alpha|0, 1\rangle_2 - \beta|1, 0\rangle_2)|g_C\rangle \xrightarrow{U_C(\pi)} |g_A|g_B|0, 1\rangle_1|0, 1\rangle_2(\alpha|g_C + \beta|f_C). \end{aligned} \quad (13)$$

这样就把原子 a 的态转移到远距离的原子 c. 与文献^[16]的不同之处在于, 他的方案只利用一个腔, 待转移态的原子和接受态的原子被注入同一个腔, 这样量子态的转移的最大距离就是一个原子的运动路程, 而我们的方案之所以利用两个腔, 是因为用原子 b 作为量子信息的载体, 那么两个腔的最大距离就等于原子 b 的运动路程, 通过原子 b 与腔 2 的相互作用, 信息被转移到腔 2, 再利用原子 c 与腔 2 的相互作用, 信息又被转移到原子 c, 这样量子信息的转移距离近似等于单腔方案转移距离的两倍, 从而实现更远距离的量子信息的转移.

纠缠态的转移也是量子信息处理的一个有趣的课题, 在量子网络中有较广泛的应用. 本文作者^[19]曾提出用腔 QED 的方法转移纠缠相干态的方案, 为此消耗了一个三模的 GHZ 态. 这里利用(1)式所提

供的相互作用进行纠缠态的转移. 设要转移原子 A 和 B 的纠缠态: $|\Psi_{AB}^\pm\rangle = \alpha|g_A|f_B \pm \beta|f_A|g_B\rangle$ 到接收的原子 C 和 D, 为此需要两个等同的腔 C_1 和 C_2 , 设 C_1 和 C_2 初始时分别处于 $|0, 1\rangle_1$ 和 $|1, 0\rangle_2$ 的态, 而原子 C 和 D 初始时分别处于 $|g_C\rangle$ 和 $|f_D\rangle$ 态, 转移过程如图 3 示.

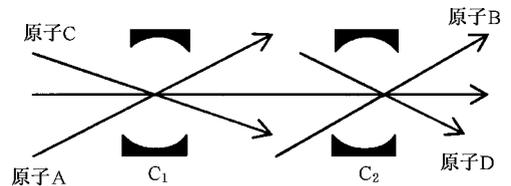


图 3 原子纠缠态的转移实验原理示意图: AB 原子的纠缠转移给 CD 原子

过程描述如下:

$$\begin{aligned} & |\Psi_{AB}^\pm\rangle|0, 1\rangle_1|1, 0\rangle_2 \xrightarrow{U_{A,B}(\pi)} |g_A|f_B(\alpha|0, 1\rangle_1|1, 0\rangle_2 \pm \beta|1, 0\rangle_1|0, 1\rangle_2) \\ & \rightarrow |g_A|f_B(\alpha|0, 1\rangle_1|1, 0\rangle_2 \pm \beta|1, 0\rangle_1|0, 1\rangle_2)|g_C|f_D \end{aligned}$$

$$\xrightarrow{U_{C,D}(\pi)} |g_A|f_B|0_{A_1}|1_{D_2}(\alpha|g_C|f_D \pm |f_C|g_D). \tag{14}$$

此时原子 A 和 B 分别处于它们的低能态,而腔 C_1 和 C_2 又恢复到原来的态.如要转移纠缠态 $|\Phi_{AB}^\pm = \alpha|g_A|g_B \pm \beta|f_A|f_B$,可采用以上完全相同的办法,所不同的是首先要将原子 C 和 D 均制备在 $|g_{C,D}$ 态.可以把这一情形推广到一般的情况,即实现 n 个原子 GHZ 态的转移(GHZ 态为: $|\text{GHZ}_n = \alpha|g_1g_2\dots g_n \pm \beta|f_1f_2\dots f_n$).为此需要 n 个均处于 $|0_{A_i}|(i=1,2,\dots,n)$ 等价的腔,同时把 n 个原子注入对应的腔,让每个原子经历一个 π 的脉冲,则

$$\begin{aligned} &|\text{GHZ}_n \otimes |0_{A_1}|0_{A_2}\dots|0_{A_n} \\ &\xrightarrow{U(\pi/2)} |g_1g_2\dots g_n (\alpha|0_{A_1}|0_{A_2}\dots \\ &|0_{A_n} \pm \beta|1_{D_1}|1_{D_2}\dots|1_{D_n}), \end{aligned} \tag{15}$$

再将 n' ($n'=n$) 个均处于态 $|g_{n'}$ 的原子注入对应的腔,让每个原子也经历 π 的脉冲,于是就可以把 n 个原子的 GHZ 态转移到另 n 个原子上,而所有的腔场又处于原来的态.这样用腔场做数据载体,进行了量子信息的转移.

3.3. 纠缠交换

纠缠交换首先由 Zukowski 等^[20]提出,其基本思想是对两对分别处于纠缠态的粒子中的任意两个进行 Bell 基的测量,另两个粒子的态则塌缩到相应的纠缠态,为此消耗了两对纠缠资源.这里提出利用两对原子和一对腔场的纠缠态进行纠缠交换操作,其示意图如图 4 示.两对原子的纠缠态分别为:

$$\begin{aligned} |\Psi_{AB} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_A|f_B + |f_A|g_B), \\ |\Psi_{CD} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(|g_C|f_D + |f_C|g_D). \end{aligned} \tag{16}$$

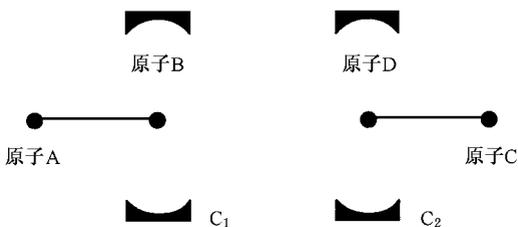


图 4 纠缠交换实验原理示意图

而两对腔场的纠缠态如(9)所示,同时将原子 B 和 D 分别注入腔 C_1 和 C_2 ,让它们发生以上相同的作用,

这一过程描述如下:

$$\begin{aligned} &|\Psi_{C_1C_2} \otimes |\Psi_{AB} \otimes |\Psi_{CD} \xrightarrow{U_{B,D}(\pi)} \\ &\frac{1}{2\sqrt{2}}(|f_B|g_D - i|g_B|f_D) \otimes \\ &(|g_C|1_{D_2} - |f_C|0_{A_2}) \otimes \\ &(|f_A|0_{A_1} - |g_A|1_{D_1}). \end{aligned} \tag{17}$$

有趣的是原来所有的态均已消纠缠,但重新建立了原子 B 和 D、原子 A 和腔 C_1 、原子 C 和腔 C_2 的纠缠,即实现了纠缠交换.在不考虑原子的自发辐射和腔的耗散的情况下,纠缠的总量不变,是一个无损耗的纠缠交换过程.不象原始的纠缠交换方案^[20],通过测量,破坏了两对纠缠态,重新建立了一对粒子的纠缠,而且此方案不需要进行测量,重新建立起来的纠缠均是分离的.

3.4. 交换门操作

一个交换门至少需要三个受控非门才能构成^[21],即

$$\begin{aligned} |i_a|j_b &\rightarrow |i_a|i \oplus j_b, \\ &\rightarrow |i \oplus (i \oplus j)_a|i \oplus j_b \\ &= |j_a|i \oplus j_b, \\ &\rightarrow |j_a|(i \oplus j) \oplus j_b = |j_a|j_b, \end{aligned} \tag{18}$$

其中 \oplus 是模 2 加法, $i, j \in \{0, 1\}$. 而一个受控非门可由一个控制相门和两个单量子比特的旋转门生成^[22],由于本模型是在考虑双光子共振情况下进行操作的,因此不能利用本模型构造量子相门^[14],所以在此将提出不同的办法构造交换门.

首先提出一步生成交换门的办法^[14].为此考虑两模光子数基 $|e_c\rangle(|e_c = |1_a 0_b\rangle)$ 和 $|g_c\rangle(|g_c = |0_a 1_b\rangle)$,由(7)式容易得到下列交换门操作:

$$\begin{aligned} |g_c|g &\rightarrow |g_c|g, \\ |g_c|f &\rightarrow -|e_c|g, \\ |e_c|g &\rightarrow -|g_c|f, \\ |e_c|f &\rightarrow |e_c|f. \end{aligned} \tag{19}$$

其中相互作用时间满足: $gt = \pi\Delta/g$,相当原子经历一个 π 的脉冲,记为: $U(\pi)$.虽然上述方法只用了一步就完成了交换门操作,但所带来的是一个 π 的相位,为了克服这一缺点,我们使用以下三步完成交

换门操作的办法. 其操作过程如下所示:

$$\begin{aligned} & \begin{cases} |g_a|g_b|0,1 \\ |g_a|f_b|0,1 \\ |f_a|g_b|0,1 \\ |f_a|f_b|0,1 \end{cases} \xrightarrow{U_a(\pi)} \begin{cases} |g_a|g_b|0,1 \\ |g_a|f_b|0,1 \\ -|g_a|g_b|1,0 \\ -|g_a|f_b|1,0 \end{cases} \xrightarrow{U_b(\pi)} \begin{cases} |g_a|g_b|0,1 \\ -|g_a|g_b|1,0 \\ |g_a|f_b|0,1 \\ -|g_a|f_b|1,0 \end{cases} \xrightarrow{U_a(\pi)} \begin{cases} |g_a|g_b|0,1 \\ |f_a|g_b|0,1 \\ |g_a|f_b|0,1 \\ |f_a|f_b|0,1 \end{cases} \quad (20) \end{aligned}$$

其中 $U_i(\pi)$ ($i \in \{a, b\}$) 表示原子经历一个 π 的脉冲. 在上面的交换门操作中, 腔场的态被用作数据载体, 它最后保持不变.

4. 方案可行性讨论

在上述腔 QED 实验中, 首先来比较原子和腔场相互作用时间和腔的寿命. 为此假设 $|g\rangle$ 和 $|f\rangle$ 是原子的里德堡能级, 腔是微波腔或光腔. 如果腔的衰减常数为 $\kappa_a = \kappa_b = \kappa = 2\pi \times 100\text{Hz}$, 则腔的辐射寿命约为 $T_\gamma = 1/\kappa = 1.59 \times 10^{-3}\text{s}$, 设耦合常数为 $g = 2\pi \times 50\text{kHz}$ ^[15], 选择 $\Delta = 10g$, 则需要的原子腔场相互作用时间在 10^{-4}s 数量级, 远小于腔的辐射寿命 T_γ , 这样所有的操作可在腔的寿命内完成. 设腔模的频率是 $\nu = 50\text{GHz}$, 由 $T_c = Q/2\pi\nu$, 可以计算腔的 Q 因子为: $Q = 2\pi\nu T_c \approx 2\pi\nu T_\gamma \approx 5 \times 10^8$, 拥有 10^8 次数量级的微波腔已在 Haroche 组的实验中予以报道^[15]. 其次, 在上面所有操作中, 所使用的均是原子的两个亚稳态 $|g\rangle$ 和 $|f\rangle$, 这样其操作过程不受基于原子能级

的自发辐射而产生消相干的影响. 当然这些操作会受到腔的衰减的影响, 通过计算可知^[16], 当原子经历第一个 π 脉冲后, 其输出态的保真度不低于 90%, 而经历第二个 π 脉冲后, 输出态的保真度仍然大于 80%.

综上所述, 利用 Λ 型三能级原子与一个两模腔场在两光子共振和单光子大失谐条件下的相互作用模型, 给出了制备两个和三个远距离的腔场的纠缠态的方案, 这些纠缠态在量子信息转移中比单模场的纠缠态具有更优越的性质. 提出了如何实现一个量子比特的原子态的远距离转移和纠缠态的转移的方案, 这些方案不同于 Bennett 原始的量子态的隐形传送方案^[23], 同时找到了一种不用进行 Bell 基测量而实现纠缠交换的方法, 提出了实现量子交换门的简易操作方法. 最后对实验的可行性进行了分析, 由于所使用的原子是两个亚稳态能级, 最多只经历了两个 π 的脉冲, 而且 a 模或 b 模最多只有 1 个光子. 因此从理论计算上说这些的方案是可行的.

- [1] Mattle K, Weinfurter H, Kwiat P G and Zeilinger A 1997 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4656
- [2] Bouwmeester D, Pan J W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H and Zeilinger A 1997 *Nature* **390** 575
- [3] Hagle E, Maître X, Nogue G *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 1
- [4] Guo G C and Zhang Y S 2002 *Phys. Rev. A* **65** 054302
- Guo G P and Guo G C 2002 *Phys. Rev. A* **65** 042102
- [5] Zheng S B and Guo G C 2001 *Phys. Rev. A* **63** 044302
- [6] Cirac J I, Zoller P, Kimble H J *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3221
- [7] van Enk S J, Cirac J I and Zoller P 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 4293
- [8] Pellizzari T 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 5242
- [9] Pellizzari T, Gardiner S A, Cirac J I and Zoller P 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3788
- [10] Sleator T and Weinfurter H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4087

- [11] Turchette Q A, Hood C J, Lange W, Mabuchi H and Kimble H J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4710
- [12] Maître X, Hagle E, Nogue G, Wunderlich C, Goy P, Brune M, Raimond J M and Haroche S 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 769
- [13] Rauschenbeutel A, Nogue G, Osnaghi S *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 5166
- [14] Biswas A and Agarwal G S 2004 *Phys. Rev. A* **69** 062306
- [15] Osnaghi S, Bertet P, Auffeves A, Maioli P, Brune M, Raimond J M and Haroche S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037902
- [16] Biswas A and Agarwal G S 2003 *quant-ph/0305101*
- [17] Dür W, Vidal G and Cirac J I 2000 *Phys. Rev. A* **62** 062314
- [18] Greenberger D M, Horne M and Zeilinger A, in 1980 *Bell's Theorem Quantum Theory, and Conceptions of the Universe*, edited by Kafatos M (Dordrecht: Kluwer) p.69
- Greenberger D M, Horne M, Shimony A and Zeilinger A 1990 *Am. J. Phys.* **58** 1131

- [19] Song K H and Zhang W J 2001 *Phys. Lett. A* **290** 214 *Quantum Information* (Cambridge : Cambridge University Press(in English)
- [20] Zukowski M , Zeilinger A , Home M A *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 4287
- [21] Nielsen M A and Chuang I L 2001 *Quantum Computation and* [23] Bennett C H , Brassard G , Crépeau C , Jozsa R , Peres A and Wootters W K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895

Scheme for quantum information processing via Λ -type atoms interacting with bimodal cavity field

Song Ke-Hui[†]

(Department of Physics and Electronic Information Science , Huaihua University , Huaihua 418008 , China)

(Received 30 November 2004 ; revised manuscript received 7 January 2005)

Abstract

Some schemes for the entanglement generation of two and three distant cavity-fields and the distant transfer of a qubit atomic state and atomic entangled state are presented. The realization of entanglement swapping without measurement on Bell basis vectors and the operation of swap gate are proposed. These schemes are all based on Λ -type atoms interacting with bimodal under one-photon detuning and two-photon resonance. Finally , a discussion of experimental feasibility is given.

Keywords : quantum information processing , Λ -type atoms , bimodal cavity field , interaction

PACC : 4250 , 0367

[†]E-mail : hkhhsong@ustc.edu.cn