

二能级原子与相干态腔场相互作用过程中的纠缠交换*

赖振讲^{1)†} 杨志勇²⁾ 白晋涛²⁾ 孙中禹³⁾

¹⁾ 河南师范大学物理系, 新乡 453007)

²⁾ 西北大学光子学与光子技术研究所, 光电子技术省级重点实验室, 西安 710069)

³⁾ 西安交通大学电子与信息工程学院, 西安 710049)

(2003 年 12 月 17 日收到, 2004 年 2 月 5 日收到修改稿)

用量子信息学的观点, 分析了发生在一个多个原子和腔场组成的系统中最大纠缠态在原子和多模类奇-偶相干态光场之间相互转移的物理过程, 该系统中原子和腔场之间由依赖于强度耦合的 Jaynes-Cummings 模型描述. 结果发现, 通过控制原子与腔场相互作用的时间, 并对原子的状态进行测量, 原子的最大纠缠态可以转换为类奇-偶相干态光场的最大纠缠态, 反之, 纠缠的多模类奇-偶相干态光场也可以转换为原子的最大纠缠态.

关键词: 量子信息, 腔量子电动力学, 连续变量纠缠态, 纠缠交换和传递

PACC: 4250, 0365

1. 引 言

在一个由多个子系统组成的大系统中, 子系统量子态的纠缠是整个系统的一个重要特征. 量子信息理论的研究表明, 多部分量子态的纠缠是量子信息工程中的重要资源, 纠缠传递和交换在量子超密度编码^[1,2]、密钥分配^[3,4]、隐形传态^[5,6]、量子计算机及量子通信^[7]中扮演着重要角色. 在早期的量子信息理论中承载量子信息的物理位都选择离散的二值量子变量, 像原子的基态和激发态、光场的两个最低 Fock 态等. 现在看来使用这种离散的二值量子变量作为物理位实现真正意义上的量子计算和量子通信非常困难, 因为这种量子态的传输极易受到环境因素的影响. 所以在研究构建量子网络实现量子计算和量子通信时, 离散量子态描述的量子系统中的纠缠态向连续变量量子系统的转移由于其潜在的应用价值, 受到了人们的极大关注, 因为由有限的离散量子变量描述的系统(原子)易于测量和识别, 而由无限的连续量子变量描述的系统(相干态光场)便于产生和传播^[8-10]. Paternostro 等人^[8]和 Kraus 等人^[9]最近讨论了二模相关压缩态光场转变为二能级原子的

纠缠态, 并指出了它的应用价值. 本文提出了一个方便的、可实现的腔量子电动力学模型, 可以完成离散变量量子系统和连续变量量子系统之间纠缠的可逆双向传递, 即利用依赖于强度耦合的二能级原子与腔场相互作用的 Jaynes-Cummings (J-C) 模型^[12], 从理论上严格证明了通过二能级原子和腔中相干态光场之间的相互作用, 并控制其相互作用时间, 且对原子的状态进行测量, 可以实现原子的纠缠态向相干态光场转移. 大量的实验研究^[11]表明, 利用目前的腔量子电动力学技术该物理模型实验上完全可以实现.

2. 模型及其解

考虑图 1 所示原子和腔组成的物理系统, N 个可运动的二能级原子一一对应地穿过 N 个腔, 箭头表示原子的运动方向, 设 $|e_j\rangle, |g_j\rangle$ 分别为第 j 个原子的激发态和基态, a_j (a_j^\dagger) 为第 j 个腔中光子场的湮没(产生)算符. 假设腔场和原子发生依赖于强度耦合的共振相互作用, 在相互作用表象中系统的哈密顿量可写为^[12] (取 $\hbar = 1$)

* 陕西省自然科学基金(批准号 2001SL04 和 2000SL10)资助的课题.

† E-mail: laizhenjiang@sina.com

$$H_1 = \sum_{j=1}^N H_j = \sum_{j=1}^N \lambda_j f(x_j) |e_j\rangle \langle g_j| a_j \sqrt{a_j^\dagger a_j} + \sqrt{a_j^\dagger a_j} a_j^\dagger |g_j\rangle \langle e_j|, \quad (1)$$

式中 λ_j 为第 j 个腔中原子-场耦合常数, $f(x_j)$ 为由于原子在腔中的运动而对原子-场耦合常数的修正^[11]. 这里取 $f(x_j) = 1$, $\lambda_j = \lambda$ ($j = 1, 2, \dots, N$). 系统态矢量的演化算符 $\hat{U}(t)$ 为满足微分方程和初始条件 $\frac{d\hat{U}(t)}{dt} = H_1 \hat{U}(t)$, $\hat{U}(0) = I_N$ (I_N 为 N 个二能级原子的态矢量张成的 2^N 维空间中的单位矩阵) 的解, 其表达式为

$$\hat{U}(t) = \exp(-i \sum_{j=1}^N H_j t) = \prod_{j=1}^N \exp(-i H_j t) = \prod_{j=1}^N \hat{U}_j(t) = \otimes_{j=1}^N U_j(t), \quad (2)$$

式中 \otimes 表示直积, $U_j(t)$ 为满足描述第 j 个二能级原子与第 j 模腔场相互作用的微分方程和初始条件

$$\frac{dU_j(t)}{dt} = H_j U_j(t), U_j(0) = I_2 \text{ 的解} (I_2 \text{ 为二维空间中的单位矩阵}).$$

若原子和腔场的初始态分别为 $|\Psi_a(0)\rangle, |\Psi_f(0)\rangle$, 那么任意时刻的态矢量可写为

$$|\Psi_{af}(t)\rangle = \hat{U}(t) |\Psi_a(0)\rangle |\Psi_f(0)\rangle = \otimes_{j=1}^N U_j(t) |\Psi_a(0)\rangle |\Psi_f(0)\rangle, \quad (3)$$

式中^[12]

$$U_j(t) = \begin{bmatrix} \cos(\lambda t a_j a_j^\dagger) & -i \frac{a_j \sin(\lambda t a_j^\dagger a_j)}{\sqrt{a_j^\dagger a_j}} \\ -i \frac{a_j^\dagger \sin(\lambda t a_j a_j^\dagger)}{\sqrt{a_j a_j^\dagger}} & \cos(\lambda t a_j^\dagger a_j) \end{bmatrix} \quad (4)$$

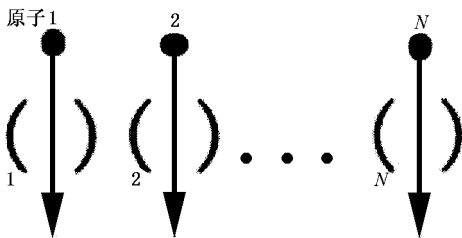


图 1 N 个可运动的原子和 N 个腔组成的联合系统示意图 箭头指向原子的运动方向

3. 二能级原子纠缠态转变为类奇-偶相干态的纠缠

为了简明又不失一般性, 以两个理想的二能级原子两个腔组成的系统为例说明该问题. 假设两个原子初始时处于最大纠缠态:

$$|\psi_a(0)\rangle = (|e_1\rangle |g_2\rangle + |g_1\rangle |e_2\rangle) / \sqrt{2},$$

两腔场处于一般相干态:

$$|\Psi_f(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle, \quad F_{n_1, n_2} = e^{-|\alpha_1|^2/2} \frac{\alpha_1^{n_1}}{\sqrt{n_1!}} e^{-|\alpha_2|^2/2} \frac{\alpha_2^{n_2}}{\sqrt{n_2!}}, \quad (5)$$

当 $t = 0$ 时, 两个原子一一对应地进入腔与腔场发生相互作用, $t \geq 0$ 系统态矢量的演化表达式可根据方程 (3) 和 (4) 得到

$$|\Psi_{af}(t)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} [(-i C_1 \hat{S}_2 |n_1, n_2 - 1\rangle - i \hat{S}_1 C_2 |n_1 - 1, n_2\rangle) |e_1, e_2\rangle + (C_1 \hat{C}_2 |n_1, n_2\rangle - \hat{S}_1 S_2 |n_1 - 1, n_2 + 1\rangle) |e_1, g_2\rangle + (-S_1 \hat{S}_2 |n_1 + 1, n_2 - 1\rangle + \hat{C}_1 C_2 |n_1, n_2\rangle) |g_1, e_2\rangle + (-i S_1 \hat{C}_2 |n_1 + 1, n_2\rangle - i \hat{C}_1 S_2 |n_1, n_2 + 1\rangle) |g_1, g_2\rangle], \quad (6)$$

式中 $\hat{S}_j = \sin(\lambda t n_j)$, $S_j = \sin(\lambda t (n_j + 1))$, $\hat{C}_j = \cos(\lambda t n_j)$, $C_j = \cos(\lambda t (n_j + 1))$, $j = 1, 2$. 通过控制原子的速度, 控制原子穿过腔的时间 τ , 使得 $\lambda\tau = \pi/2$, 并对原子的状态进行测量, 若测得穿过腔的原子处于 $|g_1, g_2\rangle$ 状态, 由方程 (6) 可知腔场塌缩至:

$$|\phi_f(\tau)\rangle = \frac{1}{N_1 N_2 \sqrt{2}} \sum_{n_1, n_2} F_{2n_1} F_{2n_2} (-1)^{n_1 + n_2} \times [|2n_1 + 1, 2n_2\rangle + |2n_1, 2n_2 + 1\rangle], \quad (7)$$

式中 N_1, N_2 为归一化常数,

$$N_1 = \sqrt{\sum_{n_1} |F_{2n_1}|^2}, \quad N_2 = \sqrt{\sum_{n_2} |F_{2n_2}|^2},$$

如果设

$$|\alpha_e\rangle \equiv \frac{1}{N_i} \sum_{n_i} F_{2n_i} (-1)^{n_i} |2n_i\rangle, \quad |\alpha_o\rangle \equiv \frac{1}{N_i} \sum_{n_i} F_{2n_i} (-1)^{n_i} |2n_i + 1\rangle \quad (i = 1, 2)$$

分别称为类偶-奇相干态, 那么方程 (7) 就表示由一系列奇-偶光子数纠缠态组成的类奇-偶相干态的最大纠缠态, 可以写为

$$|\phi_f(\tau)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\alpha_o\rangle |\alpha_e\rangle + |\alpha_e\rangle |\alpha_o\rangle). \quad (8)$$

通过上面的分析, 可以看到处于最大非局域纠缠态

的原子与处于不同腔中非关联的二模相干态腔场相互作用,通过控制相互作用的时间,并对原子的状态进行测量,可以实现二能级原子纠缠态向相干态光场传递或转移.实现了离散量子比特纠缠态向连续变量量子纠缠态的传递.同时这也可以看成是一种连续变量腔场纠缠态的制备方法.

根据方程(6),当 $\lambda\tau = \pi/2$ 时,因为 $S_1\hat{S}_2 = \hat{S}_1S_2 = C_1\hat{C}_2 = \hat{C}_1C_2 = 0$,原子处于 $|e_1, g_2\rangle$ 和 $|g_1, e_2\rangle$ 状态的概率为“0”,仅有 $|e_1, e_2\rangle$ 和 $|g_1, g_2\rangle$ 两种可能的状态,且这两种状态此时出现的概率相等,各为 50%,所以测得 $|g_1, g_2\rangle$ 状态成功转化为(8)式所表示的类奇-偶相干态的最大纠缠态的概率为 50%.值得注意的是另外 50% 的概率原子处于 $|e_1, e_2\rangle$ 状态,测得原子处于 $|e_1, e_2\rangle$ 状态时,腔场塌缩至:

$$|\psi(\tau)'\rangle = \frac{1}{N'_1N'_2\sqrt{2}} \sum_{n_1, n_2} F_{2n_1+1} F_{2n_2+1} (-1)^{n_1+n_2+1} \times [|2n_1+1, 2n_2\rangle + |2n_1, 2n_2+1\rangle], \quad (7a)$$

式中 N'_1, N'_2 为归一化常数

$$N'_1 = \sqrt{\sum_{n_1} |F_{2n_1+1}|^2},$$

$$N'_2 = \sqrt{\sum_{n_2} |F_{2n_2+1}|^2},$$

设

$$|\alpha'_e\rangle \equiv \frac{1}{N'_e} \sum_{n_i} F_{2n_i+1} (-1)^{n_i} |2n_i\rangle,$$

$$|\alpha'_o\rangle \equiv \frac{1}{N'_o} \sum_{n_i} F_{2n_i+1} (-1)^{n_i+1} |2n_i+1\rangle \quad (i = 1, 2),$$

那么方程(7a)可以写为

$$|\psi(\tau)'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|\alpha'_e\rangle|\alpha'_e\rangle + |\alpha'_o\rangle|\alpha'_o\rangle). \quad (8a)$$

由以上分析可知,方程(8)和(8a)所表示的是两种分布不同的两种类奇-偶相干态的最大纠缠态,只要能够控制原子与腔场相互作用的时间 τ ,使其满足 $\lambda\tau = \pi/2$,总能获得两种中的一种类奇-偶相干态的最大纠缠态,准确地确定哪一种,可通过测量原子的状态确定,其概率为 50%.

4. 类奇-偶相干纠缠态向原子传递

这是一个上一节所述问题的逆问题,一般地封闭系统的演化都是可逆的,但是由于上一节制备的纠缠态用了一个不可逆的测量过程,所以有必要进

一步论证处于最大纠缠态的类奇-偶相干态腔场与处于两地的非纠缠态的原子发生依赖于强度耦合的相互作用能否使两个原子再一次纠缠起来,以及纠缠的条件是什么.实际上这是量子信息理论中的一个基本问题,实现无限维希尔伯特空间中的连续变量纠缠态向有限的离散变量(量子比特)描述的量子态转移问题.假设初始时两个腔场处于方程(7)表示的纠缠态,两个原子都处于基态,即系统的初始态为

$$|\Psi_a(0)\rangle = \frac{1}{N_1N_2\sqrt{2}} \sum_{n_1, n_2} F_{2n_1} F_{2n_2} (-1)^{n_1+n_2} \times [|2n_1+1, 2n_2\rangle + |2n_1, 2n_2+1\rangle] |g_1, g_2\rangle, \quad (9)$$

$t=0$ 时原子进入腔,那么 $t \geq 0$ 时系统状态的演化由方程(3)决定,考虑到方程(4)和(9),可得

$$|\Psi_a(t)\rangle = \frac{1}{N_1N_2\sqrt{2}} \sum_{n_1, n_2} F_{2n_1} F_{2n_2} (-1)^{n_1+n_2} \times [(-S'_1\hat{S}'_2 |2n_1, 2n_2\rangle - 1 - \hat{S}'_1S'_2 |2n_1-1, 2n_2\rangle) |e_1, e_2\rangle - (S'_1\hat{C}'_2 |2n_1, 2n_2\rangle + \hat{S}'_1C'_2 |2n_1-1, 2n_2+1\rangle) |e_1, g_2\rangle - (C'_1\hat{S}'_2 |2n_1+1, 2n_2-1\rangle + \hat{C}'_1S'_2 |2n_1, 2n_2\rangle) |g_1, e_2\rangle + (C'_1\hat{C}'_2 |2n_1+1, 2n_2\rangle + \hat{C}'_1C'_2 |2n_1, 2n_2+1\rangle) |g_1, g_2\rangle], \quad (10)$$

式中

$$\hat{S}'_j = \sin(\lambda t 2n_j),$$

$$S'_j = \sin(\lambda(2n_j+1)),$$

$$\hat{C}'_j = \cos(\lambda t 2n_j),$$

$$C'_j = \cos(\lambda(2n_j+1)) \quad (j = 1, 2).$$

为了说明原子与腔场相互作用过程中原子纠缠特性的时间演化,首先根据方程(10)写出系统的密度算符,通过对腔场求迹,在原子态空间($|e_1, e_2\rangle, |e_1, g_2\rangle, |g_1, e_2\rangle, |g_1, g_2\rangle$)里写出其原子的密度算符表达式,即

$$\rho_a(t) = \text{Tr}_f |\Psi_a(t)\rangle \langle\Psi_a(t)| \\ = P_{11}(t) |e_1, e_2\rangle \langle e_1, e_2| + P_{14}(t) |e_1, e_2\rangle \langle g_1, g_2| \\ + P_{22}(t) |e_1, g_2\rangle \langle e_1, g_2| + P_{23}(t) |e_1, g_2\rangle \\ \times |g_1, e_2\rangle \langle g_1, e_2| + P_{33}(t) |g_1, e_2\rangle \langle e_1, g_2| + P_{33}(t) \\ \times |g_1, e_2\rangle \langle g_1, e_2| + P_{44}(t) |g_1, g_2\rangle \langle e_1, e_2| \\ + P_{44}(t) |g_1, g_2\rangle \langle g_1, g_2|, \quad (11)$$

式中

$$P_{11}(t) = \frac{1}{2N^2} \sum_{n_1, n_2}^{\infty} |F_{2n_1}|^2 |F_{2n_2}|^2 \times [(S'_1 \hat{S}'_2)^2 + (\hat{S}'_1 S'_2)^2], \quad (12a)$$

$$P_{14}(t) = P_{41}(t) = \frac{-1}{2N^2} \sum_{n_1, n_2}^{\infty} |F_{2n_1}|^2 |F_{2n_2}|^2 \times [C'_1 S'_1 S'_2 \hat{C}'_2 + \hat{C}'_1 S'_1 C'_2 S'_2], \quad (12b)$$

$$P_{22}(t) = \frac{1}{2N^2} \sum_{n_1, n_2}^{\infty} |F_{2n_1}|^2 |F_{2n_2}|^2 \times [(S'_1 \hat{C}'_2)^2 + (\hat{S}'_1 C'_2)^2], \quad (12c)$$

$$P_{23}(t) = P_{32}(t) = \frac{1}{2N^2} \sum_{n_1, n_2}^{\infty} |F_{2n_1}|^2 |F_{2n_2}|^2 \times [\hat{C}'_1 S'_1 S'_2 \hat{C}'_2 + C'_1 \hat{S}'_1 C'_2 S'_2], \quad (12d)$$

$$P_{33}(t) = \frac{1}{2N^2} \sum_{n_1, n_2}^{\infty} |F_{2n_1}|^2 |F_{2n_2}|^2 \times [(C'_1 \hat{S}'_2)^2 + (\hat{C}'_1 S'_2)^2], \quad (12e)$$

$$P_{44}(t) = \frac{1}{2N^2} \sum_{n_1, n_2}^{\infty} |F_{2n_1}|^2 |F_{2n_2}|^2 \times [(C'_1 \hat{C}'_2)^2 + (\hat{C}'_1 C'_2)^2]. \quad (12f)$$

方程(12b)和(12d)中出现的新符号其定义为

$$N = N_1 N_2,$$

$$S''_j = \sin(\lambda t \mathcal{X}_{n_j + 1}) \quad (j = 1, 2).$$

为了考察两个原子的纠缠特性,我们使用文献[13]提出的纠缠度测量方法:由密度矩阵描述的两个量子比特系统,纠缠度定义为密度矩阵经过部分转置后其负本征值的和,即

$$\epsilon = -2 \sum_i \nu_i^-. \quad (13)$$

当 $\epsilon = 0$ 时,两个原子是独立的、可分的、非纠缠的;当 $\epsilon = 1$ 时,两个原子处于最大纠缠态.这里所讨论问题的密度矩阵可由一个 4×4 矩阵描述,其4个本征值中有两个绝对大于零,另两个当 $P_{23}^2(t) > P_{11}(t)P_{44}(t), P_{14}^2(t) > P_{22}(t)P_{33}(t)$ 时可能出现负值,即

$$\nu_1^- = \frac{1}{2} [P_{11}(t) + P_{44}(t) - \sqrt{(P_{11}(t) + P_{44}(t))^2 - 4(P_{11}(t)P_{44}(t) - P_{23}^2(t))}], \quad (14a)$$

$$\nu_2^- = \frac{1}{2} [P_{22}(t) + P_{33}(t) - \sqrt{(P_{22}(t) + P_{33}(t))^2 - 4(P_{22}(t)P_{33}(t) - P_{14}^2(t))}]. \quad (14b)$$

为了清楚地看出原子和腔场相互作用过程中纠缠度随时间的演化以及原子是处于何种纠缠态,借助于数值计算,绘出了当方程(5)中平均光子数 ($|\alpha_1|^2 = |\alpha_2|^2$) 分别等于5和10时,两个原子能级布居概率及其纠缠度的时间演化曲线,如图2(a)~(e)所示.由图2可以清楚地看出:1)当 $\lambda t = \pi/2$ 时,两个原子的纠缠度达到最大值“1”,并由原子的能级布居演化曲线可知,此时原子处于“W类”纠缠,即一个原子处于激发态(基态),而另一个原子必处于基态(激发态)这样一种纠缠形式.因为此时能级 $|e_1, g_2\rangle$ 和 $|g_1, e_2\rangle$ 出现的概率分别为1/2,而另外二能级的概率为零.2)演化曲线是周期性的,且周期为 $T = \pi/\lambda$,这一点从曲线上看得很清楚,因为当 $t = T$ 时原子的各个状态又回到了初始态.3)在一个周期内两个原子大部分时间处于可分的、非纠缠的纯态,即

$$|\psi_a\rangle = \frac{1}{2} (|e_1 + e^{i\theta}|g_1\rangle \times |e_1 + e^{i\varphi}|g_2\rangle),$$

也有短暂时间原子处于更一般的非纠缠态,即

$|\psi_a\rangle = (a_1|e_1 + b_1|g_1\rangle \times |a_2|e_1 + b_2|g_2\rangle)$, 式中 $|a_i|^2 + |b_i|^2 = 1$ ($i = 1, 2$).在原子处于非纠缠态时,两个腔场是纠缠的,原子和其对应的腔场是纠缠的.在一个周期内仅在三个时间段内两个原子有纠缠发生,在每一个周期的起始和终止时刻,存在短暂的、轻微的纠缠,我们把此阶段称为次纠缠段.纠缠主要发生在每个周期的中间 $t = \pi(2\lambda)$ 时刻左右,并在其中点达到最大纠缠态.4)由图2(e)可见,随光场强度(平均光子数)增加,演化曲线的起伏变大,原子的纠缠态持续的时间变短,而非纠缠态持续的时间变长,并且次纠缠段的纠缠度随光场强度增加而减小,而发生在主纠缠区的最大纠缠度不变.由此可以得出结论,只要控制腔场和原子相互作用的时间,在这里就是控制原子的速度,使其在腔内的时间 $\tau = \pi(2\lambda)$,就能实现类奇-偶相干最大纠缠态转变为两个原子的最大纠缠态.而此时的二模腔场都处于非纠缠的偶相干态,这一点可以根据方程(10)得到证明,并注意到此时 $\hat{S}'_j = 0, C'_j = 0$ 则

$$|\Psi(\tau)\rangle = \frac{1}{2N^2} \sum_{n_1, n_2} F_{2n_1} F_{2n_2} |2n_1, 2n_2\rangle.$$

此式即为原子处于最大纠缠态时腔场的状态明晰表示.

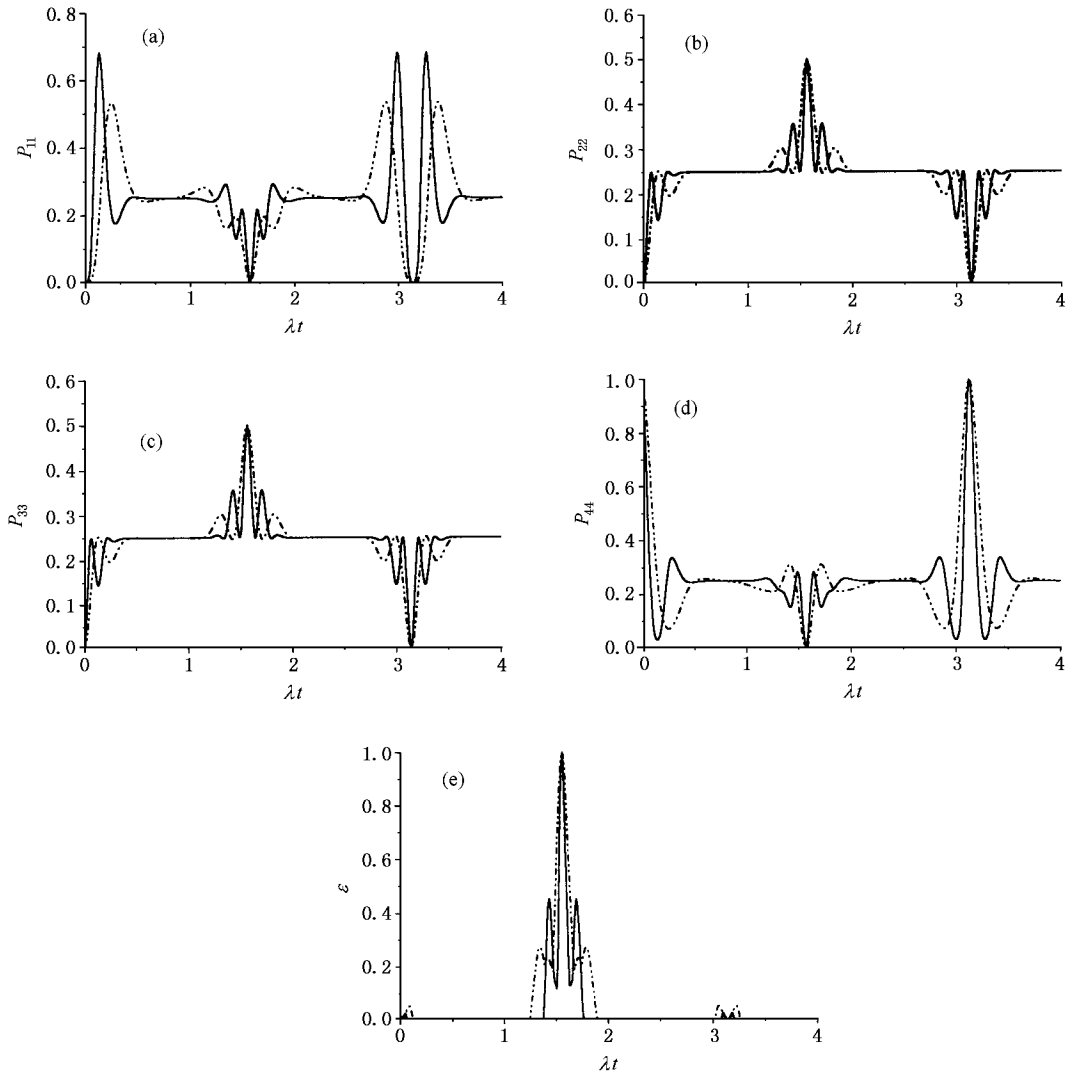


图2 能级布居概率纠缠度的时间演化曲线 ——为 $n = 10$, - - - 为 $n = 5$. (a)为 $|e_1, e_2\rangle$ 状态 (b)为 $|e_1, g_2\rangle$ 状态 (c)为 $|g_1, e_2\rangle$ 状态 (d)为 $|g_1, g_2\rangle$ 状态 (e)为 ϵ

5. 结 论

本文运用两个二能级原子分别穿过两个腔并与其腔场发生依赖于强度耦合相互作用的物理模型,分析了初始时处于纠缠态的两个原子和两个腔场中初始时非关联二模相干态场发生相互作用纠缠特性在原子和相干态腔场之间传递的物理过程.结果发现,通过控制原子的速度,即控制原子与腔场相互作用的时间,并实施适当的测量,原子的最大纠缠态可以转换为类奇-偶相干态腔场的最大纠缠态,反之也

然,并发现光场的强弱对实现纠缠态的转移这一物理过程关系不大.本文以两个原子和两个腔场为例,论述了双原子纠缠态向双模腔场和双模类奇-偶腔场纠缠态向双原子转移的问题,同时这也是一种利用纠缠的两个原子制备二模纠缠类奇-偶相干态光场的方法,但是对于 $N \geq 3$ 的情况,由于一个量子系统中子系统的纠缠特性随子系统的增加其复杂性呈非线性地迅速增加的趋势,所以对于 $N \geq 3$ 的情况需另文论述.把制备好的类奇-偶相干态腔场使其通过光纤传播到其他腔场中,对于实现量子网络中不同节点之间的分布纠缠是一种易于实现的方案.腔

内光场从一个腔射出后,若在理想的波导、光纤中传播,其状态保持不变.但实际传输通道往往存在损耗吸收及环境的扰动,使腔场的状态发生变化,破坏原光场的纠缠、相关等量子统计特性.有关腔场在腔-原子组成的量子通信网络中的传递问题已有论

述^[14,15],并给出了光场在量子网络中进行理想传递应满足的条件及纠错方案.

感谢中国科学院西安光学精密机械研究所侯洵院士和西安交通大学应用物理系李福利教授的热情指导和讨论.

- [1] Bennett C H and Wiesner S J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 2881
- [2] Mattle K, Weinfurter H, Kwiat P G and Zeilinger A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 4656
- [3] Ekert A 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 661
- [4] Bennett C H, Brassard G and Mermin N D 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 557
- [5] Bennett C H *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 1895
- [6] Bouwmeester D *et al* 1997 *Nature* **390** 575
- [7] Bennett C H 1998 *Phys. Scr.* T **76** 210
- [8] Paternostro M, Son W and Kim M S 2003 *Preprint quant-ph/0310031*
- [9] Kraus B and Cirac J I 2003 *Preprint quant-ph/0307185*
- [10] Glockl O *et al* 2003 *Phys. Rev. A* **68** 12319
- [11] Raimond J M, Brune M and Haroche S 2001 *Rev. Mod. Phys.* **73** 565
- [12] Huang Y X and Guo G C 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 49 (in Chinese) [黄燕霞、郭光灿 1999 物理学报 **48** 49]
- [13] Lee J and Kim M S 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4236
- [14] Cirac J I, Zoller P, Kimble H J and Mabuchi H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3221
- [15] Cirac J I, van Enk S J, Zoller P, Kimble H J and Mabuchi H 1998 *Phys. Scr.* T **76** 223

Entanglement swapping in the process of two-level atoms interacting with cavity fields of coherent states^{*}

Lai Zhen-Jiang¹⁾²⁾ Yang Zhi-Yong²⁾ Bai Jin-Tao²⁾ Sun Zhong-Yu³⁾

¹⁾*Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453007, China*

²⁾*Institute of Photonics and Photon-Technology, and Provincial Key Laboratory of Photoelectronic Technology, Northwest University, Xi'an 710069, China*

³⁾*School of Electronic and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China*

(Received 17 December 2003; revised manuscript received 5 February 2004)

Abstract

From the viewpoint of quantum information theory, a multiatom and muticavity system was investigated. In the system the interaction between the atoms and the fields in the cavities is described by the intensity-dependent coupling Jaynes-Cummings model. It is found that the atomic maximal entangled state can be transformed into the maximal odd-even-like coherent entangled state, whereas the maximal odd-even-like coherent entangled state also can be transformed into the atomic maximal entangled state.

Keywords: quantum information, cavity quantum electrodynamics, discrete and continuous variable entanglement, entanglement swapping and transfer

PACC: 4250, 0365

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2001SL04 and 2000 SL10).