耦合原子与腔场多光子相互作用过程中的量子信息传递*

王菊霞[1,2;1)]　杨志勇[1]　安毓英[1]

1 (西安电子科技大学技术物理学院　西安　710071)
2 (渭南师范学院物理系量子光学与光子学研究所　渭南　714000)

摘要　建立了“多耦合原子–腔”系统的多光子相互作用模型. 利用腔量子电动力学理论, 研究了原子与腔场相互作用过程中量子信息传递的特性, 分析了原子间耦合作用对量子信息传递的影响. 结果表明: 在一定的相互作用时间内, 量子信息可以在腔场与原子间可逆传递或保持, 原子间的偶极作用导致量子纠缠信息非完全传递和非完全保持.

关键词　腔量子电动力学　耦合原子　多光子相互作用　多原子–腔–场系统　量子信息传递

1　引言

量子信息学是量子力学和信息学结合的产物. 量子信息学具有许多经典信息所不能够完成的信息功能. 在量子信息的研究中, 利用腔量子电动力学(C-QED)[1—4]对量子信息进行处理是很有效且普遍采用的方法之一. C-QED的核心就是腔场与原子的相互作用. 如果在一个微腔中, 原子之间相距很近, 原子之间可以通过偶极矩发生相互作用, 这种相互作用不仅对原子系统的性质产生影响, 也将对整个原子–光场系统的动力学行为产生影响. 研究包括偶极矩相互作用的原子与光场的相互作用, 特别对原子密集系统是有意义的. 近年来, 在两个二能级原子与光场相互作用中, 原子间通过偶极矩而产生的耦合效应对原子和光场行为的影响已有了研究[5—7]. 而且, Skorniay[8]还进一步研究了具有偶极矩相互作用的两个三能级原子的荧光发射特性, 指出两个三能级原子能交替发出荧光, 这种交替受偶极矩相互作用的控制, 因此, 反过来, 这种荧光可用于探测三能级原子间的偶极矩相互作用. 但是, 这些研究只是考虑一个腔场中单光子相互作用的情形, 而对于联合系统中多光子相互作用情况从未进行任何探讨, 更没有涉及到联合系统中量子信息的传递问题.

本文要讨论的是多个二能级耦合原子与腔场多光子共振相互作用的集合模型. 利用该模型对量子信息进行处理, 在此主要考虑量子信息的传递问题. 量子信息初始存储在原子能态上(或光场量子态上), 由于在腔内耦合原子与腔模场的相互作用, 可将信息交换给光场量子态(或原子能态), 或者在不同腔场之间的传递等; 并讨论了原子间的偶极作用对量子信息传递的影响, 得出一些新的结论. 这些研究结果, 对于人们进一步实现量子信息传递提供了重要的理论依据.

2　计及偶极矩相互作用的联合模型及其精确解

包括偶极矩相互作用的联合模型如图1所示, 箭头表示原子运动方向. 考虑旋波近似, 在相互作用

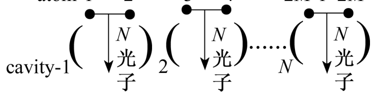

图 1　M 个“耦合双原子–腔”组成的联合系统示意图

2006 – 04 – 06 收稿
* 陕西省自然科学基金项目(2001S104, 2004A19), 陕西省教育厅中青年培养计划项目(02JK191)和渭南师院重点科研基金项目(06YKF012)资助
1) E-mail: wnwjx@tom.com

绘景中, 该模型中任意 $N_j\,(j{=}1,2,\cdots,M)$ 个光子共振相互作用的有效哈密顿量 $(\hbar{=}1)$ 为

$$H_I = \sum_{j=1}^{M} H_I^{(j)} = \sum_{j=1}^{M}\Big[\lambda_j \sum_{i=1}^{2}(a_j^{N_j}\sigma_{ij}^{+} + \sigma_{ij}a_j^{+N_j}) + \Omega_j(\sigma_{1j}^{+}\sigma_{2j} + \sigma_{1j}\sigma_{2j}^{+})\Big], \tag{1}$$

其中 $H_I^{(j)}\,(j{=}1,2,3,\cdots,M)$ 为第 j 个腔中子系统的有效哈密顿量. 为了方便起见, 取 $\lambda_j = \lambda$, $\Omega_j = \Omega$ $(j{=}1,2,3,\cdots,M)$, $\lambda_j\,(\Omega_j)$ 为原子–光场 (原子–原子) 之间相互作用的耦合强度; N_j 为任意正整数, 表示第 j 个腔中相互作用的光子数, $\sigma_{ij}^{+}(\sigma_{ij})$ 为第 j 个腔场中第 i 个原子的上升 (下降) 算符, $a_j(a_j^{+})$ 表示第 j 个腔场中光子的湮没 (产生) 算符. 在相互作用表像中, 在第 j 个腔场与第 j 对耦合原子组成的子系统中, 如果选择双原子系统的基为 $\{|e_1e_2\rangle, |e_1g_2\rangle, |g_1e_2\rangle, |g_1g_2\rangle\}$, 那么根据 $u_j(t){=}\exp(-\mathrm{i}H_I^{(j)}t)$ 可求得子系统的时间演化算符为

$$u_j(t) = \begin{pmatrix} 1+a_j^{N_j}\dfrac{\cos\theta_j-1}{A_j}a_j^{+N_j} & -\mathrm{i}a_j^{N_j}\dfrac{\sin\theta_j}{\sqrt{2A_j}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t} & -\mathrm{i}a_j^{N_j}\dfrac{\sin\theta_j}{\sqrt{2A_j}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t} & a_j^{N_j}\dfrac{\cos\theta_j-1}{A_j}a_j^{N_j} \\ -\mathrm{i}\dfrac{\sin\theta_j}{\sqrt{2A_j}}a_j^{+N_j} & \dfrac{1}{2}(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t}\cos\theta_j+\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Omega t}) & \dfrac{1}{2}(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t}\cos\theta_j-\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Omega t}) & -\mathrm{i}\dfrac{\sin\theta_j}{\sqrt{2A_j}}a_j^{N_j} \\ -\mathrm{i}\dfrac{\sin\theta_j}{\sqrt{2A_j}}a_j^{+N_j} & \dfrac{1}{2}(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t}\cos\theta_j-\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Omega t}) & \dfrac{1}{2}(\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t}\cos\theta_j+\mathrm{e}^{\mathrm{i}\Omega t}) & -\mathrm{i}\dfrac{\sin\theta_j}{\sqrt{2A_j}}a_j^{N_j} \\ a_j^{+N_j}\dfrac{\cos\theta_j-1}{A_j}a_j^{+N_j} & -\mathrm{i}a_j^{+N_j}\dfrac{\sin\theta_j}{\sqrt{2A_j}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t} & -\mathrm{i}a_j^{+N_j}\dfrac{\sin\theta_j}{\sqrt{2A_j}}\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t} & 1+a_j^{+N_j}\dfrac{\cos\theta_j-1}{A_j}a_j^{N_j} \end{pmatrix}, \tag{2}$$

式中 $A_j = a_j^{+N_j}a_j^{N_j} + a_j^{N_j}a_j^{+N_j}$; $\theta_j(t) = \lambda t\sqrt{2A_j}$.

3　系统态矢的时间演化规律

为了简单又不失一般性, 以 $M{=}3$, 即 3 个子系统构成的联合系统来计算态矢的一般演化式. 假设 $t{=}0$ 的初始时刻腔场处于一般态

$$|\psi_f(0)\rangle = \sum_{n_1n_2n_3=0}^{\infty} F_{n_1}F_{n_2}F_{n_3}|n_1,n_2,n_3\rangle, \tag{3}$$

其中 $n_j\,(j{=}1,2,3)$ 为第 j 个腔场内初始光子数, 而原子处于基态

$$|\psi_a(0)\rangle = |g_{11}g_{21}, g_{12}g_{22}, g_{13}g_{23}\rangle, \tag{4}$$

其中 $|g_{ij}\rangle$ 表示第 j 个腔内第 i 个原子处于基态, 那么, 根据总系统的一般演化式

$$|\psi(t)\rangle = u(t)|\psi(0)\rangle = \mathop{\otimes}_{j=1}^{M} u_j(t)|\psi(0)\rangle, \tag{5}$$

可求得

$$\begin{aligned}|\psi^{(gg)}(t)\rangle =& \sum_{n_1n_2n_3=0}^{\infty} F_{n_1}F_{n_2}F_{n_3}[C_1^{(gg)}|n_1-2N_1, e_{11}e_{21}\rangle + \\ & S_1^{(gg)}|n_1-N_1, e_{11}g_{21}\rangle + S_1^{(gg)}|n_1-N_1, g_{11}e_{21}\rangle + \\ & \not{C}_1^{(gg)}|n_1, g_{11}g_{21}\rangle]\otimes[C_2^{(gg)}|n_2-2N_2, e_{12}e_{22}\rangle + \\ & S_2^{(gg)}|n_2-N_2, e_{12}g_{22}\rangle + S_2^{(gg)}|n_2-N_2, g_{12}e_{22}\rangle + \\ & \not{C}_2^{(gg)}|n_2, g_{12}g_{22}\rangle]\otimes[C_3^{(gg)}|n_3-2N_3, e_{13}e_{23}\rangle + \\ & S_3^{(gg)}|n_3-N_3, e_{13}g_{23}\rangle + S_3^{(gg)}|n_3-N_3, g_{13}e_{23}\rangle + \\ & \not{C}_3^{(gg)}|n_3, g_{13}g_{23}\rangle],\end{aligned} \tag{6}$$

其中

$$C_j^{(gg)} = \sqrt{\frac{n_j!}{(n_j-N_j)!}}\frac{\cos\theta_{ggj}-1}{A_{ggj}},$$

$$\not{C}_j^{(gg)} = 1 + \frac{n_j!}{(n_j-N_j)!}\frac{\cos\theta_{ggj}-1}{A_{ggj}},$$

$$S_j^{(gg)} = -\mathrm{i}\sqrt{\frac{n_j!}{(n_j-N_j)!}}\frac{\sin\theta_{ggj}}{\sqrt{2A_{ggj}}},$$

$$A_{ggj} = \frac{(n_j-N_j)!}{(n_j-2N_j)!} + \frac{n_j}{(n_j-N_j)!},$$

$\theta_{ggj} = \lambda t\sqrt{2A_{ggj}}\,(j{=}1,2,3)$; N_j 为正整数, 表示第 j 个腔场中参与相互作用的光子数. 另外, 当腔场初始处于 (3) 式所示的一般态, 而原子初始分别处于

$$|\psi_a(0)\rangle = |e_{11}e_{21}, e_{12}e_{22}, e_{13}e_{23}\rangle, \tag{7}$$

$$|\psi_a(0)\rangle = |e_{11}g_{21}, e_{12}g_{22}, e_{13}g_{23}\rangle, \tag{8}$$

$$|\psi_a(0)\rangle = |g_{11}e_{21}, g_{12}e_{22}, g_{13}e_{23}\rangle, \tag{9}$$

时, 同样据 (5) 式可求得系统的一般演化式 $|\psi^{(ee)}(t)\rangle$, $|\psi^{(eg)}(t)\rangle$ 和 $|\psi^{(ge)}(t)\rangle$, 上述 (6) 式以及 $|\psi^{(ee)}(t)\rangle$, $|\psi^{(eg)}(t)\rangle$, $|\psi^{(ge)}(t)\rangle$ 均为包含 64 项的冗长表达式, 由于篇幅所限, 在此不便写出各个具体展开式.

4　量子信息的交换与传递

4.1　腔场与原子之间量子信息的交换

若 $t{=}0$ 时刻原子进入腔场, 原子与腔场相互作

用时间为t, 即t时刻原子离开腔场(本文下面的假设相同). 那么, 根据(6)式可求得, 基态原子穿越存储有量子纠缠信息的腔场时, 当穿越时间为t, 使$\lambda t=\pi/\sqrt{2A_{gg}}$, 其中, $A_{gg}=N!+\dfrac{(2N)!}{N!}$. 在此条件下, 其过程可简写为

$$\begin{aligned}
&|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle(|0,0,0\rangle+|2N,2N,2N\rangle)\Rightarrow(|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle-\\
&\left(\frac{2\sqrt{(2N)!}}{A_{gg}}\right)^3|e_{11}e_{21},e_{12}e_{22},e_{13}e_{23}\rangle)|0,0,0\rangle+\frac{4(2N)!}{A_{gg}^2}\left(1-\frac{2(2N)!}{N!A_{gg}}\right)|0,0,2N\rangle|e_{11}e_{21},e_{12}e_{22},g_{13}g_{23}\rangle+\\
&\frac{4(2N)!}{A_{gg}^2}\left(1-\frac{2(2N)!}{N!A_{gg}}\right)|0,2N,0\rangle|e_{11}e_{21},g_{12}g_{22},e_{13}e_{23}\rangle-\frac{2\sqrt{(2N)!}}{A_{gg}}\left(1-\frac{2(2N)!}{N!A_{gg}}\right)^2|0,2N,2N\rangle|e_{11}e_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle+\\
&\frac{4(2N)!}{A_{gg}^2}\left(1-\frac{2(2N)!}{N!A_{gg}}\right)|2N,0,0\rangle|g_{11}g_{21},e_{12}e_{22},e_{13}e_{23}\rangle-\frac{2\sqrt{(2N)!}}{A_{gg}}\left(1-\frac{2(2N)!}{N!A_{gg}}\right)^2|2N,0,2N\rangle|g_{11}g_{21},e_{12}e_{22},g_{13}g_{23}\rangle-\\
&\frac{2\sqrt{(2N)!}}{A_{gg}}\left(1-\frac{2(2N)!}{N!A_{gg}}\right)^2|2N,2N,0\rangle|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},e_{13}e_{23}\rangle+\left(1-\frac{2(2N)!}{N!A_{gg}}\right)^3|2N,2N,2N\rangle|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle.
\end{aligned}\tag{10}$$

上式相互作用结果中, 第一项包含原子纠缠态, 可见, 控制原子穿越腔场的时间或原子运动的速度, 基态原子与存储有量子纠缠信息的腔场相互作用的结果, 导致原子将腔场的信息携带走, 腔场恢复为真空场, 或者说, 腔场量子信息传递给了原子; 除此之外, 其他项都是非纠缠项, 使作用后系统的状态为混合态, 说明初始存储于腔场的纠缠信息没有完全传递给原子, 那么, 在实现量子信息传递过程中, 应考虑通过蒸馏纠缠、生成纠缠[9]或者利用局域操作在量子力学的框架内对系统的纠缠态进行提纯等物理过程[10], 从而获取所需的量子信息. 初始存储于腔场的量子纠缠态还可以是其他形式, 例

$$\begin{gathered}
|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle(|0,0,0\rangle+|2N,0,2N\rangle)\Rightarrow\\
(|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle+\\
\frac{4(2N)!}{A_{gg}^2}|e_{11}e_{21},g_{12}g_{22},e_{13}e_{23}\rangle)|0,0,0\rangle+\text{非纠缠项},
\end{gathered}\tag{11}$$

$$\begin{gathered}
|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle(|0,2N,0\rangle+|2N,0,2N\rangle)\Rightarrow\\
\Bigg(-\frac{2\sqrt{(2N)!}}{A_{gg}}|g_{11}g_{21},e_{12}e_{22},g_{13}g_{23}\rangle+\\
\frac{4(2N)!}{A_{gg}^2}|e_{11}e_{21},g_{12}g_{22},e_{13}e_{23}\rangle\Bigg)|0,0,0\rangle+\text{非纠缠项}.
\end{gathered}\tag{12}$$

由(10), (11), (12)式可见, 在一定时间内量子信息可以从腔场传递给原子, 此过程还可推广到任意M个腔组成的联合系统更一般的情形.

相反, 若量子信息初始存储于原子能态中, 即原子初始处于量子纠缠态, 而腔场初始处于真空态, 通过控制原子与腔场相互作用时间, 使得: $\lambda t=\pi/\sqrt{2A_{ee}}$, 此时, $A_{ee}=N!+\dfrac{(2N)!}{N!}=A_{gg}$, 在此条件下, 结合(6)式和$|\psi^{(ee)}(t)\rangle$结果的分析得知, 在时间$t$内, 耦合原子与腔场相互作用的结果是, 原子所携带的量子纠缠信息释放到腔场中, 原子恢复为基态, 其过程可简写为

$$\begin{gathered}
(|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle+\\
|e_{11}e_{21},e_{12}e_{22},e_{13}e_{23}\rangle)|0,0,0\rangle\Rightarrow\\
|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle(|0,0,0\rangle-\\
\left(\frac{2\sqrt{(2N)!}}{A_{ee}}\right)^3|2N,2N,2N\rangle)+\text{非纠缠项}.
\end{gathered}\tag{13}$$

(13)式说明了通过控制原子穿越腔场的时间, 就可实现存储于原子能态的量子纠缠信息传递到腔场. 此过程亦可推广到任意M个腔构成集合系统的一般情况. 特别值得一提的是, 大量计算分析得知, 正是由于原子间的耦合作用, 导致只能将GHZ型(耦合双原子处于相同状态)多原子纠缠信息传递给腔场, 而W型(耦合双原子中, 一个处于激发态, 另一个处于基态)多原子纠缠态不能传递.

4.2 不同腔之间量子信息的传递

在4.1结论的基础上, 假设原子在腔外的状态不变, 首先让处于基态原子穿越存储量子信息的腔场, 控制其时间: $\lambda t=\pi/\sqrt{2A_{gg}}$, 结果腔场将其量子信息传递给原子; 然后, 携带信息的原子进入另一真空态腔场, 依然需要控制原子穿越腔场的时间: $\lambda t=\pi/\sqrt{2A_{ee}}\,(=\pi/\sqrt{2A_{gg}})$, 这样, 原子将携带的信

息释放给腔场, 而本身恢复为基态. 显然, 原子起到了“传递者”作用, 实现了量子信息从一个腔向另一个腔传递的目的, 其过程可简写为

$$
\begin{aligned}
&|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle(|0,0,0\rangle+|2N,2N,2N\rangle)\Rightarrow\\
&(|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle-\\
&\left(\frac{2\sqrt{(2N)!}}{A_{gg}}\right)^3|e_{11}e_{21},e_{12}e_{22},e_{13}e_{23}\rangle)|0,0,0\rangle\Rightarrow\\
&|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle(|0,0,0\rangle+\\
&\left(\frac{4(2N)!}{A_{gg}A_{ee}}\right)^3|2N,2N,2N\rangle)+\text{非纠缠项},
\end{aligned}\tag{14}
$$

此过程亦可推广到任意多个腔组成联合系统的普遍情形. 进一步的分析表明, (10)—(14) 式无论是腔场与原子之间还是不同腔场之间量子信息的传递, 其共同特点是, 原子当作“搬运工”, 或者是“飞行的量子比特”, 从而实现量子信息传递. 而且由于考虑了原子之间的偶极–偶极相互作用, 在传递过程中程度不同地出现了一些非纠缠的干扰项. 我们称此现象为“非完全传递”. 在实施过程中, 应采用比如“蒸馏纠缠”或“生成纠缠”等相应方法, 在混合态中提取有效的纠缠态.

4.3 量子信息的保持

如果原子初始处于基态而腔场处于量子纠缠态, 即系统初态为

$$
\begin{aligned}
|\psi(0)\rangle = &\sum_{n_1n_2n_3=0}^{\infty}F_{n_1}F_{n_2}F_{n_3}(|n,n,n\rangle+\\
&|0,0,0\rangle)|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle,
\end{aligned}\tag{15}
$$

若使 $\lambda t=2\pi/\sqrt{2A'_{gg}}$, 其中, $A'_{gg}=\dfrac{(n-N)!}{(n-2N)!}+\dfrac{n!}{(n-N)!}$, 那么, 根据 (6) 式可求得

$$|\psi(t)\rangle\equiv|\psi(0)\rangle.\tag{16}$$

(16) 式表明, 虽然存在原子与腔的相互作用, 但只需要时间适当把握, 就可使腔场量子纠缠信息完全保持. 计算结果表明, $n<N$ 的情况下不需要控制时间, 同样有 (16) 式所示结果.

另外, 当 $\lambda t=2\pi/\sqrt{2A_{ee}}$, 其中, $A_{ee}=N!+\dfrac{(2N)!}{N!}$ 时, 由 (6) 和 $|\psi^{(ee)}(t)\rangle$ 式求得

$$
\begin{aligned}
&|\psi(0)\rangle=(|g_{11}g_{21},g_{12}g_{22},g_{13}g_{23}\rangle+\\
&|e_{11}e_{21},e_{12}e_{22},e_{13}e_{23}\rangle)|0,0,0\rangle\equiv|\psi(t)\rangle,
\end{aligned}\tag{17}
$$

显然, (17) 式说明, 初始存储于原子能态的量子纠缠信息也可以完全保持.

然而, 当 $\lambda t=2\pi/\sqrt{2A_{eg}}$, 其中, $A_{eg}=\dfrac{n!}{(n-N)!}+\dfrac{(n-N)!}{n!}$ 时

$$
\begin{aligned}
|\psi(0)\rangle=&\sum_{n_1n_2n_3=0}^{\infty}F_{n_1}F_{n_2}F_{n_3}|n,n,n\rangle\times\\
&(|e_{11}g_{21},e_{12}g_{22},e_{13}g_{23}\rangle+|g_{11}e_{21},g_{12}e_{22},g_{13}e_{23}\rangle),
\end{aligned}\tag{18}
$$

据 $|\psi^{(eg)}(t)\rangle$ 和 $|\psi^{(ge)}(t)\rangle$ 可求得

$$
\begin{aligned}
|\psi(t)\rangle=&\sum_{n_1n_2n_3=0}^{\infty}F_{n_1}F_{n_2}F_{n_3}[\cos^3(\Omega t)+\mathrm{i}\sin^3(\Omega t)]\times\\
&(|e_{11}g_{21},e_{12}g_{22},e_{13}g_{23}\rangle+|g_{11}e_{21},g_{12}e_{22},g_{13}e_{23}\rangle)|n,n,n\rangle-\\
&\frac{\mathrm{i}}{2}\sin(2\Omega t)\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega t}(|e_{11}g_{21},e_{12}g_{22},g_{13}e_{23}\rangle+\\
&|e_{11}g_{21},g_{12}e_{22},e_{13}g_{23}\rangle+|e_{11}g_{21},g_{12}e_{22},g_{13}e_{23}\rangle+\\
&|g_{11}e_{21},e_{12}g_{22},e_{13}g_{23}\rangle+|g_{11}e_{21},e_{12}g_{22},g_{13}e_{23}\rangle+\\
&|g_{11}e_{21},g_{12}e_{22},e_{13}g_{23}\rangle)|n,n,n\rangle.
\end{aligned}\tag{19}
$$

由 (19) 式可看出, 若 Ω=0, 即两原子相距较远, 可视为彼此独立, 不存在偶极–偶极相互作用, 那么, 也有 $|\psi(t)\rangle\equiv|\psi(0)\rangle$, 即完全保持. 若 $\Omega\neq0$, 计及原子间的耦合作用时, 携带量子纠缠信息的原子与腔场相互作用过程中, 即使对时间控制, 结果除了有原信息保持外, 还产生了新形式的原子纠缠态. 从保持角度看, 原纠缠信息的相位也有所改变. 我们称此现象为“非完全保持”.

5 结论

综上所述, 可得出以下结论:

1) 只要控制运动原子的速度, 便可实现量子纠缠信息在腔场与原子之间的可逆传递; 原子也可作为飞行的原子比特, 将一个腔场的量子信息传递到另一个腔中.

2) 若适当控制原子与腔场相互作用的时间, 无论初始存储于腔场还是原子态的量子纠缠信息均可保持. 说明虽然原子与腔场存在相互作用, 但互不影响.

3) 当两原子相距较近时, 它们通过偶极矩的相互作用而发生耦合, 这种耦合首先影响到系统随时间演化的规律上, 从而影响到量子信息的传递上. 导致量子纠缠信息在原子与腔场以及不同的腔场之间呈现非完全传递, 也使得 W 型原子纠缠信息呈现非完全保持现象.

参考文献(References)

1 Pellizzari T, Gardiner S, Cirac J et al. Phys. Rev. Lett., 1995, **75**: 3788

2 ZHENG S B, GUO G C. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**: 2392—2395

3 Furusawa A, Sorensen J L, Braunstein S L et al. Science, 1998, **282**: 706

4 Noques G, Rauschenbenbeutel A, Osnaghi S et al. Nature, 1999, **400**: 239

5 Seminara F, Leonardi C. Phys. Rev., 1990, **A42**(9): 5695

6 Joshi A, Puri R R, Lawande S V. Phys. Rev., 1991, **A44**(3): 2135

7 HUANG Chun-Jia, ZHOU Ming, LI Jiang-Fan et al. Acta Physics Sinica, 2000, **49**(11): 2159(in Chinese)
(黄春佳, 周明, 厉江帆等. 物理学报, 2000, **49**(11): 2159)

8 Skornia C, von Zanthier J, Agarwal G S et al. Phys. Rev., 2001, **A64**(5): 053803-1

9 Bennett C H, Divincenzo D P, Smolin J A et al. Phys. Rev., 1996, **A54**: 3824—3851

10 Romero J L, Roa L, Retamal J C et al. Phys. Rev., 2002, **A65**(5): 052319

Quantum Information Transfer in the Process of Coupled Atoms Interacting with Cavity Fields*

WANG Ju-Xia[1,2;1)] YANG Zhi-Yong[1] AN Yu-Ying[1]

1 (School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

2 (Institute of Quantum Optics & Photonics, and Physics Department, Weinan Teachers University, Weinan 714000, China)

Abstract A interaction model of multi-photon process in the "multi-coupled-atom-cavity" system is constructed. In terms of the cavity quantum electrodynamics, the properties of quantum information transfer in the process of coupled atoms interacting with cavity fields are studied, and the effect of the coupling between atoms on the quantum information transfer is analyzed. It is found that quantum information can be transferred back and forth or be preserved between the cavity fields and atoms in certain time period. The dipole interaction between atoms leads to the quantum entanglement information partially transferred and partially preserved.

Key words cavity quantum electrodynamics, coupling atom, multi-photon interaction, multi-atom-cavity-field system, quantum information transfer

---

Received 6 April 2006

* Supported by Foundations of the Natural Science of Shaanxi, China (2001S104, 2004A19), Scientific Research of Education Commettee Bringing up Mid-youth Project of Shaanxi, China (02JK191) and Key Scientific Research of Weinan Teachers University, China (06YKF012)

1) E-mail: wnwjx@tom.com