第 56 卷 第 4 期 2007 年 4 月
1000-3290/2007/56(04)/1906-05
物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA
Vol.56,No.4,April,2007
©2007 Chin. Phys. Soc.

强热辐射环境中两能级原子量子态保真度*

张登玉[1] 郭 萍[2] 高 峰[1]
1)(衡阳师范学院物理系,衡阳 421008)
2)(南华大学数理学院,衡阳 421001)
(2006 年 5 月 19 日收到;2006 年 10 月 31 日收到修改稿)

两个两能级原子置于强热辐射场环境中,原子用泡利算符描述,环境用无穷的谐振子热库描述,运用密度矩阵方法,得到两能级原子密度矩阵元演化规律.针对三种不同的初始状态,分析置于热辐射场中原子量子态保真度.结果表明:当两个原子初始处于不同量子叠加态时,量子信息在传输过程中可能发生部分失真,也可能不失真.

关键词:热辐射场,两能级原子,保真度,消相干
PACC:0365,4250

1. 引 言

两能级原子作为两态系统可充当量子信息的载体——量子位.按照量子计算原理,量子位状态的演化必须是幺正变换,这就要求我们最好能够使量子位完全隔离于宏观的环境,但实际中两能级原子(量子位)不可能完全与外界隔离,量子位与环境之间总存在某种相互作用.一些作者对于单个原子置于热辐射环境中原子的消相干(decoherence)特性进行了研究[1—3].目前克服消相干主要有两种方法.一种是通过引入附加的量子位,采用与经典纠错码类似的方法纠正每次概率计算中所产生的误差,这种方法原则上可行,但代价是损失了冗余的量子位.另一种方法是制备相干保持态[4].相干保持态能够消除(克服)环境对量子信息系统作用所导致的消相干,而消除消相干是实现量子通信与量子计算的关键.因此,相干保持态的制备具有重要意义.

两粒子构成的量子纠缠态是量子信息技术的基础[5—7].量子计算过程实际上就是量子系统的动力学演化过程或量子信息的传输过程,而量子信息的传输必然要考虑保真度的问题.保真度是量子信息在传输过程中保持原来状态的程度,是评价信息传输质量的一个重要参数.在量子光学和量子信息领域中,人们已经研究了量子态传输过程和信息编码的保真度并取得成效[8—12].量子混合态的保真度定义为[8]

$$F(\rho_1,\rho_2) = \{\mathrm{tr}(\sqrt{\rho_1}\rho_2\sqrt{\rho_1})^{1/2}\}^2, \tag{1}$$

式中 $\rho_1(t)$ 和 $\rho_2(t)$ 分别为源信息(初态)和目的信息(末态)的密度矩阵.当 $\rho_1(t)$ 和 $\rho_2(t)$ 均为纯态时,保真度可简化为 $F(\rho_1,\rho_2)=\mathrm{tr}\rho_1\rho_2$.保真度的取值在 0—1 之间,当 $F(\rho_1,\rho_2)=1$ 时,则表明量子信息在传输过程中不失真;$F(\rho_1,\rho_2)=0$,则表明量子信息在传输过程完全失真;一般情况下,$1\geqslant F(\rho_1,\rho_2)\geqslant 0$.

在以往文献讨论量子态保真度时,研究对象常常是单个原子与热辐射场作用或者是两个原子与单模(双模)光场相互作用,很少涉及两个及两个以上原子与热辐射环境作用.但是在量子信息和量子计算中,参与的量子位大多是两个或两个以上,而量子位越多,问题就会变得十分复杂而难以求解.为了使问题简化又不失普遍性,本文研究处于热库中两个全同两能级原子,它们满足交换对称性,同时忽略原子间相互作用.通过运用密度矩阵方法,针对三种不同的原子初始状态,得到原子量子态的保真度.

2. 两能级原子约化密度矩阵

对于两个两能级原子与热库场相互作用,在相互作用表象中,系统的哈密顿量为(设 $\hbar=1$)

$$H_1(t) = \sum_k g_k\left[a_k(S_1^+ + S_2^+)\exp[\mathrm{i}(\omega_0-\omega_k)t]\right.$$

* 湖南省教育厅科研基金重点项目(批准号:04A006)和湖南省教育厅科研基金(批准号:03C095)资助的课题.

$$+ a_k^+(S_1 + S_2)\exp[-\mathrm{i}(\omega_0 - \omega_k)t]], \quad (2)$$

式中 ω_0 为原子的跃迁频率，ω_k 为 k 模光子的频率，S_i^+，$S_i(i=1,2)$ 是原子向上、向下跃迁算符，g_k 为热库与原子耦合常数（设为实常数），a_k^+，a_k 为 k 模光子产生、湮没算符．整个系统的密度算符 $\rho_{\mathrm{I}}(t)$ 满足[1—3]

$$\mathrm{i}\frac{\partial\rho_{\mathrm{I}}(t)}{\partial t} = [H_{\mathrm{I}}(t),\rho_{\mathrm{I}}(t)], \quad (3)$$

式中我们已取初始时刻 $t_0=0$．用 $\rho_{\mathrm{I}}(t)$ 的一级解代入(3)式，得

$$\frac{\partial\rho_{\mathrm{I}}(t)}{\partial t} = \dot{\rho}_{\mathrm{I}}(t) = (\mathrm{i})^{-1}[H_{\mathrm{I}}(t),\rho_{\mathrm{I}}(0)] - \int_0^t [H_{\mathrm{I}}(t),[H_{\mathrm{I}}(t'),\rho_{\mathrm{I}}(t')]]\mathrm{d}t'. \quad (4)$$

$\rho_{\mathrm{I}}(0)$ 为体系初始时刻总的密度算符

$$\rho_{\mathrm{I}}(0) = \rho_{q\mathrm{I}}(0)\rho_{r\mathrm{I}}(0) = \rho_{q\mathrm{I}}(0)\prod_k \rho_k(0), \quad (5)$$

式中 $\rho_{q\mathrm{I}}(0)$，$\rho_{r\mathrm{I}}(0)$ 和 $\rho_k(0)$ 分别为初始时刻原子、热库和 k 模光子的密度算符．取热平衡时 Boltzmann 分布，则

$$\rho_k(0) = \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega_k}{KT}\right)\right]\exp\left(-\frac{\omega_k a_k^+ a_k}{KT}\right). \quad (6)$$

因初始时刻原子与库未耦合，$H_{\mathrm{I}}(t)$ 与 $\rho_{\mathrm{I}}(0)$ 对易，则 $[H_{\mathrm{I}}(t),\rho_{\mathrm{I}}(0)]=0$．设原子约化密度算符为 $\rho_{q\mathrm{I}}(t)$，则由(4)式得

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{q\mathrm{I}}(t) &= \mathrm{tr}_r\dot{\rho}_{\mathrm{I}}(t) \\ &= -\int_0^t \mathrm{tr}_r[H_{\mathrm{I}}(t), \\ &\quad [H_{\mathrm{I}}(t'),\rho_{\mathrm{I}}(t')]]\mathrm{d}t'.\end{aligned} \quad (7)$$

如果热库很大，当库与原子耦合时整个体系的密度算符随时间变化，但可以认为库没有改变，即取近似

$$\rho_{\mathrm{I}}(t) \approx \rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0). \quad (8)$$

并认为 $\rho_{\mathrm{I}}(t)\approx\rho_{\mathrm{I}}(t')$（Markoff 近似）[13]，这样(7)式可表示为

$$\dot{\rho}_{q\mathrm{I}}(t) = -\int_0^t \mathrm{tr}_r[H_{\mathrm{I}}(t),[H_{\mathrm{I}}(t'), \rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0)]]\mathrm{d}t', \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned}&\mathrm{tr}_r[H_{\mathrm{I}}(t),[H_{\mathrm{I}}(t'),\rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0)]] \\ &= \mathrm{tr}_r[H_{\mathrm{I}}(t)H_{\mathrm{I}}(t')\rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0) \\ &\quad - H_{\mathrm{I}}(t)\rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0)H_{\mathrm{I}}(t') \\ &\quad - H_{\mathrm{I}}(t')\rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0)H_{\mathrm{I}}(t) \\ &\quad + \rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0)H_{\mathrm{I}}(t')H_{\mathrm{I}}(t)].\end{aligned} \quad (10)$$

(10)式等号右边第一项的积分为

$$\begin{aligned}&\int_0^t \mathrm{tr}_r[H_{\mathrm{I}}(t)H_{\mathrm{I}}(t')\rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0)]\mathrm{d}t' \\ &= -(S_1S_1^+ + S_1S_2^+ + S_2S_1^+ + S_2S_2^+)\rho_{q\mathrm{I}} \\ &\quad \times \sum_k g_k^2\bar{n}_k\int_0^t \exp[-\mathrm{i}(\omega_k - \omega_0)(t'-t)]\mathrm{d}t' \\ &\quad - (S_1^+S_1 + S_1^+S_2 + S_2^+S_1 + S_2^+S_2)\rho_{q\mathrm{I}} \\ &\quad \times \sum_k g_k^2(\bar{n}_k + 1)\int_0^t \exp[\mathrm{i}(\omega_k - \omega_0)(t'-t)]\mathrm{d}t',\end{aligned} \quad (11)$$

式中

$$\begin{aligned}\bar{n}_k &= \langle a_k^+ a_k\rangle = \mathrm{tr}(\rho_r(0)a_k^+a_k) \\ &= 1\Big/\left[\exp\left(\frac{\omega_k}{KT}\right) - 1\right].\end{aligned} \quad (12)$$

将(11)式积分得

$$\begin{aligned}&\int_0^t \mathrm{tr}_r[H_{\mathrm{I}}(t)H_{\mathrm{I}}(t')\rho_{q\mathrm{I}}(t)\rho_{r\mathrm{I}}(0)]\mathrm{d}t' \\ &= -(S_1S_1^+ + S_1S_2^+ + S_2S_1^+ + S_2S_2^+)\rho_{q\mathrm{I}}\Gamma_1 \\ &\quad - (S_1^+S_1 + S_1^+S_2 + S_2^+S_1 + S_2^+S_2)\rho_{q\mathrm{I}}\Gamma_2,\end{aligned} \quad (13)$$

式中

$$\Gamma_1 = \sum_k g_k^2\bar{n}_k\frac{1-\exp[\mathrm{i}(\omega_k-\omega_0)t]}{-\mathrm{i}(\omega_k-\omega_0)}, \quad (14a)$$

$$\Gamma_2 = \sum_k g_k^2(\bar{n}_k + 1) \times \frac{1-\exp[-\mathrm{i}(\omega_k-\omega_0)t]}{-\mathrm{i}(\omega_k-\omega_0)}. \quad (14b)$$

同理可求出(10)式等号右边后三项的积分，从而得

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{q\mathrm{I}} = &-(S_1S_1^+ + S_1S_2^+ + S_2S_1^+ + S_2S_2^+)\rho_{q\mathrm{I}}\Gamma_1 \\ &- (S_1^+S_1 + S_1^+S_2 + S_2^+S_1 + S_2^+S_2)\rho_{q\mathrm{I}}\Gamma_2 \\ &+ (S_1\rho_{q\mathrm{I}}S_1^+ + S_1\rho_{q\mathrm{I}}S_2^+ + S_2\rho_{q\mathrm{I}}S_1^+ + S_2\rho_{q\mathrm{I}}S_2^+)\Gamma_3 \\ &+ (S_1^+\rho_{q\mathrm{I}}S_1 + S_1^+\rho_{q\mathrm{I}}S_2 + S_2^+\rho_{q\mathrm{I}}S_1 + S_2^+\rho_{q\mathrm{I}}S_2)\Gamma_4 \\ &+ (S_1\rho_{q\mathrm{I}}S_1^+ + S_1\rho_{q\mathrm{I}}S_2^+ + S_2\rho_{q\mathrm{I}}S_1^+ + S_2\rho_{q\mathrm{I}}S_2^+)\Gamma_2 \\ &+ (S_1^+\rho_{q\mathrm{I}}S_1 + S_1^+\rho_{q\mathrm{I}}S_2 + S_2^+\rho_{q\mathrm{I}}S_1 + S_2^+\rho_{q\mathrm{I}}S_2)\Gamma_1 \\ &- \rho_{q\mathrm{I}}(S_1S_1^+ + S_1S_2^+ + S_2S_1^+ + S_2S_2^+)\Gamma_4 \\ &- \rho_{q\mathrm{I}}(S_1^+S_1 + S_1^+S_2 + S_2^+S_1 + S_2^+S_2)\Gamma_3,\end{aligned} \quad (15)$$

式中

$$\Gamma_3 = \sum_k g_k^2(\bar{n}_k + 1)\frac{1-\exp[\mathrm{i}(\omega_k-\omega_0)t]}{-\mathrm{i}(\omega_k-\omega_0)}, \quad (16a)$$

$$\Gamma_4 = \sum_k g_k^2\bar{n}_k\frac{1-\exp[-\mathrm{i}(\omega_k-\omega_0)t]}{\mathrm{i}(\omega_k-\omega_0)}. \quad (16b)$$

当原子处于高能态时标记为 $|1\rangle$、处于低能态时标记为 $|0\rangle$，两个原子均处于低能态时标记为 $|A_0\rangle=|00\rangle$，原子 1 处于低能态而原子 2 处于高能态时标记为 $|A_1\rangle=|01\rangle$，同理可标记 $|A_2\rangle=|10\rangle$，

$|A_3\rangle=|11\rangle$.由此可知 ρ_{qI} 的矩阵元共有 16 个.我们首先求其中的两个非对角元 $\dot{\rho}_{00,01}=\langle 00|\dot{\rho}_{qI}|01\rangle$ 和 $\dot{\rho}_{01,11}$,从而确定 $\rho_{00,01}$,$\rho_{01,11}$ 随时间的变化规律.由(15)式并利用交换对称性,可得

$$\dot{\rho}_{00,01}=-2(\Gamma_1+\Gamma_3+\Gamma_4)\rho_{00,01}+2(\Gamma_2+\Gamma_3)\rho_{01,11}, \tag{17a}$$

$$\dot{\rho}_{01,11}=2(\Gamma_1+\Gamma_4)\rho_{00,01}-2(\Gamma_1+\Gamma_2+\Gamma_3)\rho_{01,11}. \tag{17b}$$

对于强热辐射($\bar{n}_k\gg 1$)环境,如果忽略 Lamb 移位项[13],则可取 Γ_i ($i=1,2,3,4$)的实部,并认为 $\Gamma_1\approx\Gamma_2\approx\Gamma_3\approx\Gamma_4=\Gamma$,

$$\Gamma=\sum_k g_k^2\bar{n}_k\frac{\sin[(\omega_k-\omega_0)t]}{\omega_k-\omega_0}. \tag{18}$$

此时(17)式可简化为

$$\dot{\rho}_{00,01}=-6\Gamma\rho_{00,01}+4\Gamma\rho_{01,11}, \tag{19a}$$

$$\dot{\rho}_{01,11}=4\Gamma\rho_{00,01}-6\Gamma\rho_{01,11}. \tag{19b}$$

当 $\omega_k-\omega_0=\pm\pi/t$ 时,

$$(\omega_k-\omega_0)^{-1}\sin[(\omega_k-\omega_0)t]=0,$$

因此该函数的主峰宽度为 $2\pi/t$.当 ω_0 大于热库(热辐射环境)ω_k 的取值上限 ω_c 时,主峰的主要部分在 ω_c 以外,因此热噪声对 Γ 的贡献很少.随着时间的增加,主峰宽度 $2\pi/t$ 变窄,当 $\omega_0-\pi/t>\omega_c$ 时,整个主峰都在 ω_c 以外,此时热噪声可忽略.由于

$$\lim_{t\to\infty}[(\omega_k-\omega_0)^{-1}\sin(\omega_k-\omega_0)t]=\pi\delta(\omega_k-\omega_0),$$

因此,当 t 较大时只有 $\omega_k=\omega_0$ 的场模对 Γ 有影响.此时可将 Γ 视为常数[3],求解微分方程组(19),得

$$\rho_{00,01}=C_1\exp(-10\Gamma t)+C_2\exp(-2\Gamma t), \tag{20a}$$

$$\rho_{01,11}=-C_1\exp(-10\Gamma t)+C_2\exp(-2\Gamma t). \tag{20b}$$

我们可以根据初始条件确定系数 C_1 和 C_2.设初始时刻原子的密度矩阵 $\rho_{qI}(t=0)$ 为

$$\rho_{qI}(0)=\sum_{i,j=0}^{3}a_ia_j^*|A_i\rangle\langle A_j|. \tag{21}$$

在(20)式中令 $t=0$,可得

$$\begin{aligned}C_1&=(a_0a_1^*-a_1a_3^*)/2,\\ C_2&=(a_0a_1^*+a_1a_3^*)/2.\end{aligned} \tag{22}$$

同理我们可以求出其他矩阵元,从而得到 t 时刻原子约化密度矩阵为

$$\rho_{qI}(t)=\begin{pmatrix}|a_0|^2 & \rho_{00,01} & \rho_{00,10} & a_0a_3^*\exp(-4\Gamma t)\\ \rho_{00,01}^* & |a_1|^2 & a_1a_2^* & \rho_{01,11}\\ \rho_{00,10}^* & a_1a_1^* & |a_2|^2 & \rho_{10,11}\\ a_3a_0^*\exp(-4\Gamma t) & \rho_{01,11}^* & \rho_{10,11}^* & |a_3|^2\end{pmatrix}, \tag{23}$$

式中

$$\begin{aligned}\rho_{00,10}=\frac{1}{2}[&(a_0a_2^*-a_2a_3^*)\exp(-10\Gamma t)\\ &+(a_0a_2^*+a_2a_3^*)\exp(-2\Gamma t)],\end{aligned} \tag{24a}$$

$$\begin{aligned}\rho_{10,11}=\frac{1}{2}[&(a_2a_3^*-a_0a_2^*)\exp(-10\Gamma t)\\ &+(a_0a_2^*+a_2a_3^*)\exp(-2\Gamma t)].\end{aligned} \tag{24b}$$

由此可见,密度矩阵非对角元随时间发生演变.

3. 两能级原子量子态保真度

下面针对三种典型的初始状态,分析量子态的保真度.

3.1. 初始态为量子纠缠态

初始态为量子纠缠态又分成两种典型情况.第一种情况为两个两能级原子初始处于量子纠缠态

$$|\Psi_1\rangle=(|00\rangle+|11\rangle)/\sqrt{2}. \tag{25}$$

这是一个量子纯态,其初始时密度矩阵为

$$\rho_{qI}(0)=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1&0&0&1\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\1&0&0&1\end{pmatrix}. \tag{26}$$

根据(23)式可得到 t 时刻的密度矩阵为

$$\rho_{qI}(t)=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}1&0&0&\exp(-4\Gamma t)\\0&0&0&0\\0&0&0&0\\\exp(-4\Gamma t)&0&0&1\end{pmatrix}. \tag{27}$$

从而计算出保真度为

$$F[\rho_{qI}(0),\rho_{qI}(t)]=\frac{1}{2}[1+\exp(-4\Gamma t)]. \tag{28}$$

第二种情况为两个两能级原子初始处于量子纠缠态

$$|\Psi_2\rangle = (|10\rangle + |01\rangle)/\sqrt{2}. \tag{29}$$

这也是一个量子纯态,其初始时密度矩阵为

$$\rho_{q\mathrm{I}}(0) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{30}$$

同理,根据(23)式可得到 t 时刻的密度矩阵,从而计算出保真度为

$$F[\rho_{q\mathrm{I}}(0), \rho_{q\mathrm{I}}(t)] = 1. \tag{31}$$

3.2. 初始态为非量子纠缠态

第三种典型情况为两个两能级原子初始处于非量子纠缠态

$$|\Psi_3\rangle = (|00\rangle + |01\rangle)/\sqrt{2}. \tag{32}$$

其初始时密度矩阵为

$$\rho_{q\mathrm{I}}(0) = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \tag{33}$$

同理,根据(23)式可得到 t 时刻的密度矩阵,从而计算出保真度为

$$F[\rho_{q\mathrm{I}}(0), \rho_{q\mathrm{I}}(t)] = \frac{1}{4}[2 + \exp(-10\Gamma t) + \exp(-2\Gamma t)]. \tag{34}$$

4. 结　　论

1)两个两能级原子初始处于量子纠缠态 $|\Psi_1\rangle = (|00\rangle + |11\rangle)/\sqrt{2}$ 或处于非纠缠态 $|\Psi_3\rangle = (|00\rangle + |01\rangle)/\sqrt{2}$ 时,在 t 时刻($t > 0$)的保真度 $F < 1$.这表明量子信息(量子态)在传输(演化)过程中发生部分失真,发生部分消相干现象,但它们发生失真的快慢程度与初始状态有关.

2)两个两能级原子初始处于量子纠缠态 $|\Psi_2\rangle = (|10\rangle + |01\rangle)/\sqrt{2}$ 时,任意时刻的保真度 $F = 1$,表明量子信息(量子态)在传输(演化)过程中不发生失真,不发生消相干现象,量子纠缠态 $|\Psi_2\rangle$ 可以克服热辐射环境对量子信息系统的影响.这是因为如果以 $|1\rangle$ 表示自旋向上,以 $|0\rangle$ 表示自旋向下,由于 $|\Psi_2\rangle$ 处于 $|10\rangle$ 或 $|01\rangle$ 的概率相等,两个原子无论处于 $|10\rangle$ 还是 $|01\rangle$,其总自旋均为零,$|\Psi_2\rangle$ 可认为是相干保持态.

3)两个两能级原子处于混合态(或其他纯态)时,可以根据(23)式和保真度公式分析量子态保真度及消相干特性.

[1] Hao S R, Wang L Y 2000 *Acta Phys*. *Sin*. **49** 610 (in Chinese) [郝三如、王麓雅 2000 物理学报 **49** 610]

[2] Zhang D Y 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 532 (in Chinese) [张登玉 2002 物理学报 **51** 532]

[3] Chen P X, Li C Z, Huang M Q *et al* 2000 *Acta Photon*. *Sin*. **29** 5 (in Chinese) [陈平形、李承祖、黄明球等 2000 光子学报 **29** 5]

[4] Duan L M, Guo G C 1998 *Phys*. *Rev*. A **57** 737

[5] Xiang S H, Song K H 2006 *Acta Phys*. *Sin*. **55** 529 (in Chinese) [向少华、宋克慧 2006 物理学报 **55** 529]

[6] Zhang Q, Zhang E Y, Tang C J 2002 *Acta Phys*. *Sin*. **51** 1684 (in Chinese) [张　权、张尔扬、唐朝京 2002 物理学报 **51** 1684]

[7] Dai H Y, Chen P X, Liang L M *et al* 2004 *Acta Phys*. *Sin*. **53** 441 (in Chinese) [戴宏毅、陈平形、梁林梅等 2004 物理学报 **53** 441]

[8] Jozsa R 1994 *J*. *Mod*. *Opt*. **41** 2315

[9] Duan L M, Guo G C 1997 *Phys*. *Rev*. A **56** 4466

[10] Liu T K, Wang J S, Liu X J *et al* 2000 *Acta Phys*. *Sin*. **49** 708 (in Chinese) [刘堂昆、王继锁、柳晓军等 2000 物理学报 **49** 708]

[11] Liu T K, Wang J S, Liu X J *et al* 2000 *Acta Opt*. *Sin*. **20** 1449 (in Chinese) [刘堂昆、王继锁、柳晓军等 2000 光学学报 **20** 1449]

[12] Liu T K, Wang J S, Zhan M S 2001 *Chin*. *J*. *Quantum Electron*. **18** 438 (in Chinese) [刘堂昆、王继锁、詹明生 2001 量子电子学报 **18** 438]

[13] Louisell W H 1973 *Quantum Statistical Properties of Radiation* (New York: Wiley)

Fidelity of two-level atoms' quantum states in a strong thermal radiation field*

Zhang Deng-Yu[1)] Guo Ping[2)] Gao Feng[1)]

1)(*Department of Physics*, *Hengyang Normal University*, *Hengyang* 421008, *China*)

2)(*College of Mathematics and Physics*, *Nanhua University*, *Hengyang* 421001, *China*)

(Received 19 May 2006; revised manuscript received 31 October 2006)

Abstract

The two-level atom is described by Pauli sign and the environment is described by infinite harmonic particle thermal reservoir. We have studied the problem of fidelity of quantum states of two-level atoms located in strongly thermal radiation field. The two-level atoms' reducible density rectangular array is obtained. We discuss the properties of fidelity. It is shown that for the two two-level atoms initially situated in different coherent superposition states, quantum information may partly lose fidelity or may not lose fidelity during evolution in transmission process.

Keywords: thermal radiation field, two-level atom, fidelity, decoherence

PACC: 0365, 4250

* Project supported by the Key Program of the Scientific Research Foundation of the Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. 04A006) and the Scientific Research Foundation of the Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. 03C095).