第 56 卷 第 8 期 2007 年 8 月
1000-3290/2007/56(08)/4571-07

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol.56, No.8, August, 2007

压缩真空场与耦合双原子 Raman 相互作用过程中光场的相位演化特性*

钱 妍[1)] 马爱群[2)] 马志民[3)] 刘正君[4)] 刘树田[4)†]

1)(黑龙江大学物理科学与技术学院,哈尔滨 150080)
2)(广州大学城市建设学院,广州 510900)
3)(哈尔滨师范大学呼兰学院,哈尔滨 150050)
4)(哈尔滨工业大学物理系,哈尔滨 150001)

(2006 年 8 月 21 日收到;2007 年 2 月 1 日收到修改稿)

采用 Pegg-Barnett 相位理论,研究了压缩真空场与耦合双原子 Raman 相互作用过程中光场的相位演化特性.具体计算了场的相位概率分布函数及相位涨落,给出了在极坐标中概率分布变化曲线.讨论了原子与场相互作用、两原子间偶极-偶极相互作用以及原子初始状态对光场相位性质的影响.

关键词:相位特性,压缩真空场,耦合双原子,Raman 相互作用

PACC:4250

1. 引 言

量子光场中相位问题一直是人们所关心的热点问题同时也是难点问题.在所有关于相位理论中,Pegg-Barnett (PB) 相位理论[1—3] 无疑是比较成功的.该理论构造了有限维的厄米相位算符,使人们能够从量子理论的角度认识电磁场相位的某些本质问题,排除了一直困扰光场相位描述不自洽的困难[4—9].量子光学的另外一个重要研究领域是探索光场与原子相互作用系统的量子特性.近几十年来,人们应用 Jaynes-Cummings 模型对光场和原子特别是耦合原子间相互作用系统的量子特性进行了深入的研究.研究结果表明,原子间相互作用对原子和光场的量子特性有十分重要的作用[10—16].当参与相互作用的光场本身便是一种量子光场,其相互作用将会导致更加奇特的结果,同时非经典的量子光场在量子信息系统中具有重要的应用前景,因而人们对非经典光场与耦合双原子相互作用系统的动力学性质非常重视.例如,人们已经较详细地研究了压缩真空场与耦合双原子 Raman 相互作用过程中光场的动力学和量子特性[17—19].本文从光场的相位信息的角度进一步研究了压缩真空场与耦合双原子相互作用系统的量子特性,采用 PB 相位理论给出了相互作用系统中光场的相位随时间演化特性,并计算分析了相位概率分布函数和相位涨落.

2. 相互作用系统中光场的态矢

两个通过偶极相互作用的全同原子与单模光场的共振 Raman 相互作用,是具有两个简单能级 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 的原子从一个能级吸收(或发射)一个光子跃迁到一个虚能级 $|J\rangle$ 并发射(或吸收)一个共振光子跃迁到另一个能级而与单模光场发生的相互作用.设两个原子与光场之间具有相同的耦合常数 ε,两个原子间偶极-偶极相互作用的耦合常数为 g,在旋转波近似下,单模光场与耦合的双原子共振 Raman 相互作用系统的哈密顿量为

$$H = \omega a^+ a + \varepsilon \sum_{i=1}^{2} a^+ a [S_+^{(i)} + S_-^{(i)}] + g[S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_+^{(2)} S_-^{(1)}], \tag{1}$$

式中 a^+ 和 a 分别为频率为 ω 的光场的产生和湮没算符,$S_+^{(i)}$ 和 $S_-^{(i)}$ 为第 i 个原子的赝自旋算符.系统的哈密顿量可以改写为

* 国家自然科学基金(批准号:10674038,10604042)和国家重点基础研究发展规划(批准号:2006CB302901)资助的课题.

† 通讯联系人.E-mail:stliu@hit.edu.cn

$$H = H_0 + H_1, \tag{2}$$

式中

$$H_0 = \omega a^+ a, \tag{3}$$

$$H_1 = \varepsilon \sum_{i=1}^{2} a^+ a[S_+^{(i)} + S_-^{(i)}] + g[S_+^{(1)} S_-^{(2)} + S_+^{(2)} S_-^{(1)}], \tag{4}$$

H_1 为系统内光场和原子、原子相互作用量. 设初始时刻($t=0$)原子处于相干叠加态,

$$|\psi_A(0)\rangle = \cos(\theta/2)|e,e\rangle + \sin(\theta/2)\exp(-i\phi)|g,g\rangle, \tag{5}$$

而光场处于压缩真空态

$$|\psi_F(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} f_n |\varepsilon_n\rangle. \tag{6}$$

这里

$$f_n = \frac{1}{\sqrt{\cosh r}} \frac{(-\exp(i\zeta)\tanh r)^n \sqrt{2n!}}{n!2^n}, \tag{7}$$

式中 $\zeta = r\exp(i\xi)$ 为复压缩参数,r 为表征压缩程度的压缩因子,ξ 为压缩方向角. 为了简便,此处令 $\zeta = 0$.

在任一时刻 t,设系统的状态演化为

$$|\psi^I(t)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} a_n(t)|e,e,n\rangle + b_n(t)|g,g,n\rangle + c_n(t)|e,g,n\rangle + d_n(t)|g,e,n\rangle. \tag{8}$$

在(5)—(8)式给定的初始条件下,求解系统的薛定谔方程,有如下结果:

$$a_n(t) = \frac{1}{2}f_n[\cos(\theta/2) - \exp(-i\phi)\sin(\theta/2)] + \frac{1}{4\alpha}\Big\{\exp\Big(-\frac{i}{2}gt\Big)f_n[\cos(\theta/2) + \sin(\theta/2)\exp(-i\phi)] \times [2\alpha\cos(\alpha t) + ig\sin(\alpha t)]\Big\}, \tag{9}$$

$$b_n(t) = -\frac{1}{2}f_n[\cos(\theta/2) - \exp(-i\phi)\sin(\theta/2)] + \frac{1}{4\alpha}\Big\{\exp\Big(-\frac{i}{2}gt\Big)f_n[\cos(\theta/2) + \sin(\theta/2)\exp(-i\phi)] \times [2\alpha\cos(\alpha t) + ig\sin(\alpha t)]\Big\}, \tag{10}$$

$$c_n(t) = d_n(t) = -\frac{i}{\alpha}n\varepsilon f_n[\cos(\theta/2) + \exp(-i\phi)\sin(\theta/2)] \times \exp\Big(-\frac{i}{2}gt\Big)\sin(\alpha t), \tag{11}$$

式中

$$\alpha = \frac{1}{2}\sqrt{g^2 + 16n^2\varepsilon^2}. \tag{12}$$

3. 相位概率分布与相位涨落

根据 PB 相位理论,定义一组正交完备的光场相位基矢

$$|\Theta_m\rangle = \frac{1}{\sqrt{s+1}}\sum_{n=0}^{s}\exp(in\Theta_m)|n\rangle, \tag{13}$$

式中($s+1$)为相位初基矢张开的希尔伯特空间的维数,

$$\Theta_m = \Theta_0 + \frac{2m\pi}{s+1},$$

其中 Θ_0 为参考相位. 光场的原本相位算符定义为

$$\phi_0 = \sum_{m=0}^{s}\Theta_m|\Theta_m\rangle\langle\Theta_m|, \tag{14}$$

式中 $|\Theta_m\rangle$ 和 Θ_m 分别为相位算符的本征矢和本征值.

在光场处于压缩真空态,原子处于基态和激发态的相干叠加态,可计算其概率分布函数

$$P(\Theta_m,t) = \frac{s+1}{2\pi}|\langle\Theta_m|\psi^I(t)\rangle|^2. \tag{15}$$

$$\begin{aligned}\langle\Theta_m|\psi^I(t)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{s+1}}\sum_{n=0}^{s}\langle n|\exp(-in\Theta_m)|\psi^I(t)\rangle \\ &= \frac{1}{\sqrt{s+1}}\sum_{n=0}^{s}\Big\{\langle n|\exp(-in\Theta_m) \times \sum_{k=0}^{s}[a_k(t)|e,e,k\rangle + b_k(t)|g,g,k\rangle + c_k(t)|e,g,k\rangle + d_k(t)|g,e,k\rangle]\Big\} \\ &= \frac{1}{\sqrt{s+1}}\sum_{n=0}^{s}\exp(-in\Theta_m)[a_n(t)|e,e\rangle + b_n(t)|g,g\rangle + c_n(t)|e,g\rangle + d_n(t)|g,e\rangle],\end{aligned} \tag{16}$$

$$\langle\psi^I(t)|\Theta_m\rangle = \frac{1}{\sqrt{s+1}}\sum_{n=0}^{s}\exp(in\Theta_m) \times [a_n^*(t)\langle e,e| + b_n^*(t)\langle g,g| + c_n^*(t)\langle e,g| + d_n^*(t)\langle g,e|], \tag{17}$$

而

$$a_{n'}^{*}(t)a_{n}(t)+b_{n'}^{*}(t)b_{n}(t)=\frac{1}{2}f_{n'}^{*}f_{n}(1-\sin\theta\cos\phi)+\frac{1}{8\alpha'\alpha}f_{n'}^{*}f_{n}(1+\sin\theta\cos\phi)$$
$$\times[2\alpha'\cos(\alpha't)-\mathrm{i}g\sin(\alpha't)][2\alpha\cos(\alpha t)+\mathrm{i}g\sin(\alpha t)],\tag{18}$$

$$c_{n'}^{*}(t)c_{n}(t)+d_{n'}^{*}(t)d_{n}(t)=\frac{2n'n\varepsilon^{2}}{\alpha'\alpha}f_{n'}^{*}f_{n}(1+\sin\theta\cos\phi)\sin(\alpha't)\sin(\alpha t).\tag{19}$$

将(16)—(19)式代入(15)式，得到概率分布函数

$$P(\Theta_m,t)=\frac{1}{2\pi}\sum_{n'=0}^{s}\sum_{n=0}^{s}\Big\{\frac{1}{2}|f_{n'}^{*}||f_{n}|(1-\sin\theta\cos\phi)\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]$$
$$+\frac{1}{8\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_{n}|(1+\sin\theta\cos\phi)(\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]$$
$$\times[4\alpha'\alpha\cos(\alpha't)\cos(\alpha t)+g^{2}\sin(\alpha't)\sin(\alpha t)]$$
$$+\sin[(n'-n)(\Theta_m+r)][2\alpha\cos(\alpha t)g\sin(\alpha't)-2\alpha'\cos(\alpha't)g\sin(\alpha t)])$$
$$+\frac{2n'n\varepsilon^{2}}{\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_{n}|((1+\sin\theta\cos\phi)\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]\sin(\alpha't)\sin(\alpha t))\Big\}.\tag{20}$$

在连续谱极限($s=\infty$)下，Θ_m 变成连续变量，此时 $P(\Theta_m,t)$ 为连续分布函数，令 $b=\Theta_0+2\pi$，$a=\Theta_0$，可以证明 $\int_a^b P(\Theta_m,t)\mathrm{d}\Theta_m=1$.

$$\int_a^b P(\Theta_m,t)\mathrm{d}\Theta_m=\frac{1}{2\pi}\sum_{n'=0}^{s}\sum_{n=0}^{s}\Big\{\int_a^b\frac{1}{2}|f_{n'}^{*}||f_{n}|(1-\sin\theta\cos\phi)\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]\mathrm{d}\Theta_m$$
$$+\int_a^b\frac{1}{8\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_{n}|(1+\sin\theta\cos\phi)(\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]$$
$$\times[4\alpha'\alpha\cos(\alpha't)\cos(\alpha t)+g^{2}\sin(\alpha't)\sin(\alpha t)]$$
$$+\sin[(n'-n)(\Theta_m+r)][2\alpha\cos(\alpha t)g\sin(\alpha't)-2\alpha'\cos(\alpha't)g\sin(\alpha t)])\mathrm{d}\Theta_m$$
$$+\int_a^b\frac{2n'n\varepsilon^{2}}{\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_{n}|((1+\sin\theta\cos\phi)\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]\sin(\alpha't)\sin(\alpha t))\mathrm{d}\Theta_m\Big\}.\tag{21}$$

不难看出，当 $n'\neq n$ 时，(21)式等号右端的三项积分均为零，只有当 $n'=n$ 时，积分才有非零值. 因而有

$$\int_a^b P(\Theta_m,t)\mathrm{d}\Theta_m=\frac{1}{2\pi}\sum_{n=0}^{\infty}\Big\{\int_a^b\frac{1}{2}|f_n|^2(1-\sin\theta\cos\phi)\mathrm{d}\Theta_m$$
$$+\int_a^b\frac{1}{8\alpha^2}|f_n|^2[4\alpha^2\cos^2(\alpha t)+g^2\sin^2(\alpha t)]\mathrm{d}\Theta_m\Big\}$$
$$=\frac{1}{2\pi}\int_a^b\sum_{n=0}^{s}|f_n|^2\mathrm{d}\Theta_m=1.\tag{22}$$

当原子初始时刻处于激发态时($\theta=0$)，其相位概率分布为

$$P(\Theta_m,t)=\frac{1}{2\pi}\sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\Big\{\frac{1}{2}|f_{n'}^{*}||f_{n}|\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]$$
$$+\frac{1}{8\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_{n}|(\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)][4\alpha'\alpha\cos(\alpha't)\cos(\alpha t)+g^{2}\sin(\alpha't)\sin(\alpha t)]$$
$$+\sin[(n'-n)(\Theta_m+r)][2\alpha\cos(\alpha t)g\sin(\alpha't)-2\alpha'\cos(\alpha't)g\sin(\alpha t)])$$
$$+\frac{2n'n\varepsilon^{2}}{\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_{n}|\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]\sin(\alpha't)\sin(\alpha t)\Big\}.\tag{23}$$

(23)式表明，当原子初始时刻处于激发态时，相位概率分布函数仅随时间变化而与 ϕ 无关. 以 Θ_m 为极

角,以 $P(\Theta_m,t)$ 为极半径作 $P\text{-}\Theta_m$ 曲线,可以得到相位概率分布随时间作无规则变化的演化曲线,如图 1 所示.

当原子初始时刻处于基态时($\theta=\pi$),其相位概

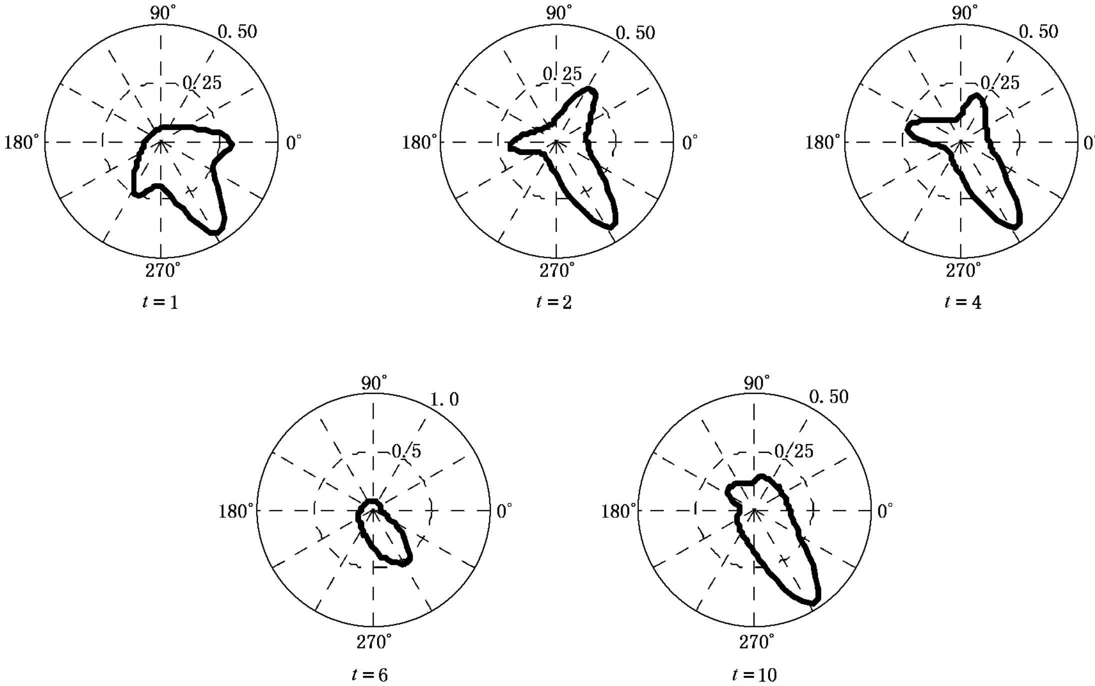

图 1 当原子处在激发态($\theta=0$)时相位概率分布函数随时间的演化曲线 $\varepsilon=0.5$, $g=0.5$

率分布与(23)式相同.其相位概率分布随时间演化曲线与原子初始时刻处于激发态时刻演化规律相同.

当原子初始时刻处于相干叠加态时($\theta\neq0,\pi$),其相位概率分布由(20)式确定.以 Θ_m 为极角,以 $P(\Theta_m,t)$ 为极半径,可以得到此时相位概率分布随时间的演化曲线,如图 2 所示.从图 2 可以看出,ϕ 的数值直接影响概率分布,概率分布曲线不仅随着时间作不规则变化,而且也随着 ϕ 取值不同作不规则变化.

当原子处于基态和激发态的相干态时,我们可以计算此相互作用系统辐射场的相位期望值和涨落.$P(\Theta_m,t)$ 可简写为

$$P(\Theta_m,t)=\frac{1}{2\pi}\sum_{n'=0}^{s}\sum_{n=0}^{s}\{A_{n'n}\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)] + B_{n'n}(t)\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)] + C_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_m+r)] + D_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_m+r)]\}. \tag{24}$$

式中

$$A_{n'n}=\frac{1}{2}|f_{n'}^{*}||f_n|(1-\sin\theta\cos\phi),$$

$$B_{n'n}(t)=\frac{1}{8\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_n|(1+\sin\theta\cos\phi)\times\{\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)]\times[4\alpha'\alpha\cos(\alpha't)\cos(\alpha t)+g^2\sin(\alpha't)\sin(\alpha t)]\},$$

$$C_{n'n}(t)=\frac{1}{8\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_n|g(1+\sin\theta\cos\phi)\times[2\alpha\cos(\alpha t)\sin(\alpha't)-2\alpha'\cos(\alpha't)\sin(\alpha t)],$$

$$D_{n'n}(t)=\frac{2n'n\varepsilon^2}{\alpha'\alpha}|f_{n'}^{*}||f_n|(1+\sin\theta\cos\phi)\times\sin(\alpha't)\sin(\alpha t). \tag{25}$$

相位的期望值为

$$\langle\phi\rangle=\int_a^b\Theta_m P(\Theta_m,t)\,\mathrm{d}\Theta_m = \sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n'-n}\{A_{n'n}\sin[(n'-n)(\Theta_m+r)] + B_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_m+r)] - C_{n'n}(t)\cos[(n'-n)(\Theta_m+r)] + D_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_m+r)]\} + \sum_{n=0}^{\infty}(\Theta_0+\pi)[A_{n'n}+B_{n'n}(t)+D_{n'n}(t)]$$

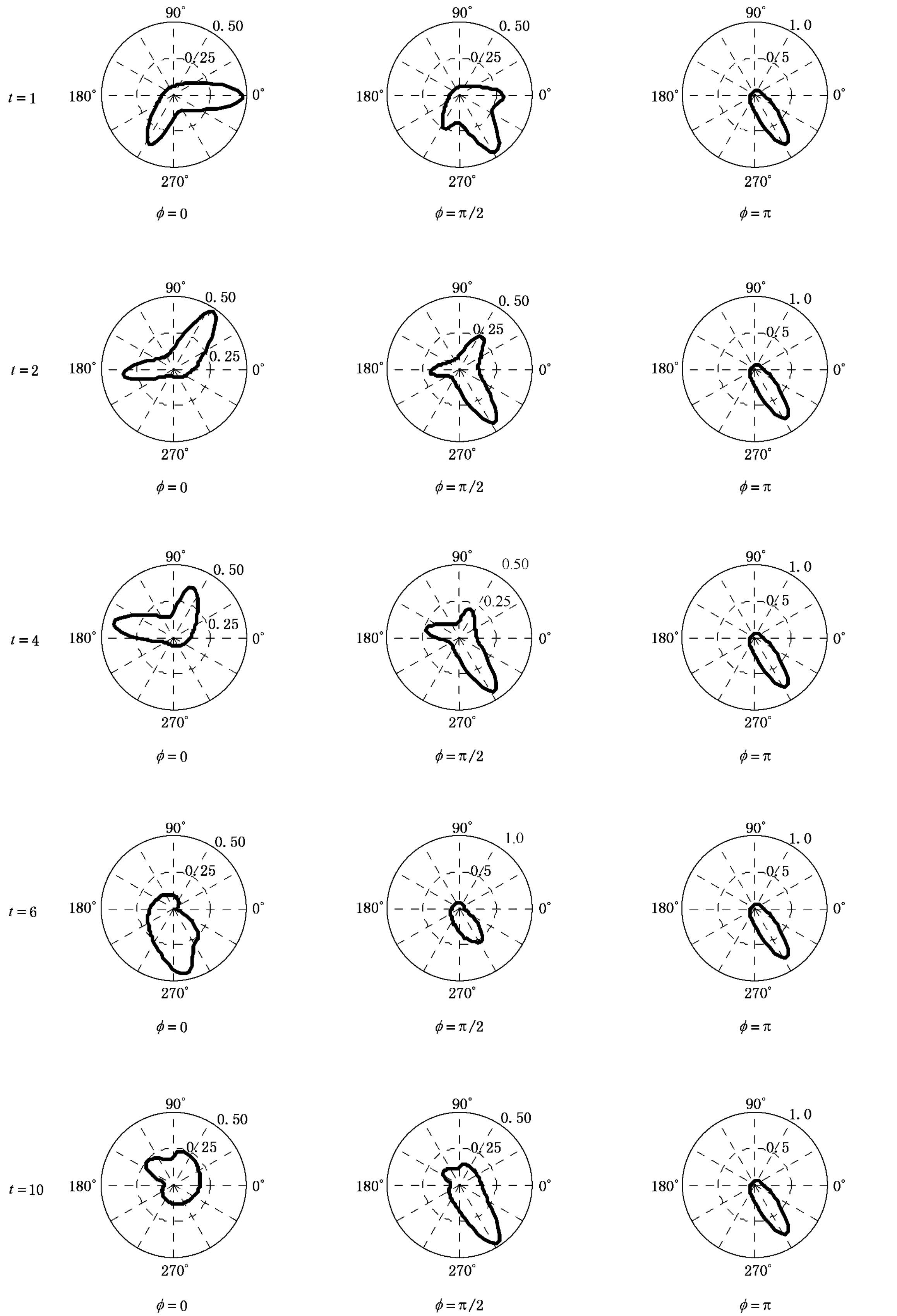

图 2　当原子处在相干叠加态($\theta = \pi/2$)时相位概率分布随时间的演化曲线　$\varepsilon = 0.5$，$g = 0.5$

$$
\begin{aligned}
&= (\Theta_0 + \pi) + \sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n'-n}\\
&\quad\times \{2A_{n'n}\sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + B_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad - C_{n'n}(t)\cos[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + D_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\}. \qquad (26)
\end{aligned}
$$

同样可求出

$$
\begin{aligned}
\langle\phi^2\rangle &= \int_a^b \Theta_m^2 P(\Theta_m, t)\mathrm{d}\Theta_m\\
&= \sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2}{n'-n}\{A_{n'n}(\Theta_0 + \pi)\\
&\quad\times \sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + A_{n'n}\cos[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + B_{n'n}(t)(\Theta_0 + \pi)\sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + B_{n'n}(t)\cos[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad - C_{n'n}(t)(\Theta_0 + \pi)\cos[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + C_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + D_{n'n}(t)(\Theta_0 + \pi)\cos[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + D_{n'n}(t)\cos[(n'-n)(\Theta_m + r)]\}\\
&\quad + \left(\Theta_0^2 + 2\Theta_0\pi + \frac{4}{3}\pi^2\right). \qquad (27)
\end{aligned}
$$

以及

$$
\begin{aligned}
\langle\Delta\phi^2\rangle &= \langle\phi^2\rangle - \langle\phi\rangle^2\\
&= \sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2}{n'-n}\Big\{A_{n'n}(\Theta_0 + \pi)\\
&\quad\times \sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + \frac{A_{n'n}}{(n'-n)}\cos[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\\
&\quad + B_{n'n}(t)(\Theta_0 + \pi)\sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + \frac{B_{n'n}(t)}{(n'-n)}\cos[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\\
&\quad - C_{n'n}(t)(\Theta_0 + \pi)\cos[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + \frac{C_{n'n}(t)}{(n'-n)}\sin[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\\
&\quad + D_{n'n}(t)(\Theta_0 + \pi)\sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]\\
&\quad + \frac{D_{n'n}(t)}{(n'-n)}\cos[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\Big\}\\
&\quad + \Theta_0^2 + 2\Theta_0\pi + \frac{4}{3}\pi^2 - \Big\{\sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n'-n}\\
&\quad\times (A_{n'n}\sin[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\\
&\quad + B_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\\
&\quad - C_{n'n}(t)\cos[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\\
&\quad + D_{n'n}(t)\sin[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\\
&\quad + (\Theta_0 + \pi))\Big\}^2. \qquad (28)
\end{aligned}
$$

从(26)和(28)式可以看出,相位平均值$\langle\phi\rangle$和相位涨落$\langle\Delta\phi^2\rangle$均与参考相位有关.由于光场与耦合原子的相互作用,使得$\langle\phi\rangle$在

$$
(\Theta_0 + \pi) + \sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2A_{n'n}}{n'-n}\sin[(n'-n)(\Theta_m + r)]
$$

附近随时间作周期性变化.而$\langle\Delta\phi^2\rangle$则在

$$
\begin{aligned}
&\frac{1}{3}\pi^2 + \Big\{\sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{2A_{n'n}}{n'-n}\sin[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\Big\}^2\\
&+ \sum_{n'=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\Big\{\frac{2A_{n'n}}{n'-n}(\Theta_0 + \pi)\sin[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\\
&+ \frac{2A_{n'n}}{(n'-n)^2}\cos[(n'-n)(\Theta_0 + r)]\Big\}
\end{aligned}
$$

附近随时间作周期性变化.

4.结 论

本文应用 PB 相位理论,系统地研究了压缩真空场与耦合双原子 Raman 相互作用过程中的相位演化特性.结果表明,场的相位概率分布与相位涨落明显受原子场相互作用,且与原子所处初始状态有关.值得指出的是,在此过程中原子处于基态和激发态,其相位概率分布随时间演化的规律相同,而当原子处于相干叠加态时,相位概率分布曲线随时间、光场与原子相互作用、原子与原子之间的耦合以及原子的初态不同作不规则变化.

[1] Pegg D T, Barnett S M 1988 *Europhys. Lett.* **6** 483

[2] Barnett S M, Pegg D T 1989 *J. Mod. Opt.* **36** 7

[3] Pegg D T, Barnett S M 1989 *Phys. Rev.* A **39** 1665

[4] Vaccaro A, Peg D T 1989 *Opt. Commun.* **70** 529

[5] Nath R, Kumer P 1991 *J. Mod. Opt.* **38** 1655

[6] Chov A V, Murzakhmetor B K 1993 *Phys. Lett.* A **176** 33

[7] Guo H, Guo G C 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 918 (in Chinese)[郭宏、郭光灿 1993 物理学报 **42** 918]

[8] Meng H X, Chai C L 1991 *Phys. Lett.* A **155** 500

[9] Li B F, Ma A Q, Zhang X R, Lü Q G 1998 *Acta Opt. Sin.* **18** 1040 (in Chinese)[李博峰、马爱群、张学如、吕其光 1998 光学学报 **18** 1040]

[10] Tavis M, Commings F W 1968 *Phys. Rev.* **170** 379

[11] Gadwall G S 1981 *Opt. Commun.* **36** 285

[12] Griffin R D，Harris S M 1982 *Phys. Rev.* A **25** 1538

[13] Ficek Z，Sanders B C 1990 *Quantum Opt.* **2** 269

[14] Joshi A，Puri R P，Lawande S V 1991 *Phys. Rev.* A **44** 2135

[15] Luo Z F，Xu Z Z，Xu L 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1950（in Chinese）[罗振飞、徐至展、徐　磊 1992 物理学报 **41** 1950]

[16] Tian Y H，Peng J S 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 67（in Chinese）[田永红、彭金生 2000 物理学报 **49** 67]

[17] Peng J S，Li G X 1996 *Introduction to Modern Quantum Optics*（Beijing：Science Press）（in Chinese）[彭金生、李高翔 1996 近代量子光学导论（北京 科学出版社）]

[18] Huang C J，Zhou M，Li J F，Kong F Z 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 2159（in Chinese）[黄春佳、周　明、厉江帆、孔凡志 2000 物理学报 **49** 2159]

[19] Huang C J，Zhou M，Liu A L 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1064（in Chinese）[黄春佳、周　明、刘安玲 2001 物理学报 **50** 1064]

Properties of the phase evolution of two coupled atoms Raman interacting with squeezed vacuum field*

Qian Yan[1)]　Ma Ai-Qun[2)]　Ma Zhi-Min[3)]　Liu Zheng-Jun[4)]　Liu Shu-Tian[4)†]

1)（*School of Physics Science and Technology*，*Heilongjiang University*，*Harbin*　150080，*China*）

2)（*College of City Construction*，*Guangzhou University*，*Guangzhou*　510900，*China*）

3)（*Hulan School*，*Harbin Normal University*，*Harbin*　150050，*China*）

4)（*Department of Physics*，*Harbin Institute of Technology*，*Harbin*　150001，*China*）

（Received 21 August 2006；revised manuscript received 1 February 2007）

Abstract

The properties of the phase evolution of two coupled atoms Raman interacting with squeezed vacuum field are studied using the Pegg-Barnett phase theory. The phase probability distribution and variance are calculated. The evolution of the phase probability distribution functions in some cases are given by curves in the polar coordinate system. The influence of Raman interaction between the coupled atoms with squeezed vacuum field，the dipole-dipole interaction between the atoms and the initial states of atoms on the phase properties are discussed.

Keywords：phase property，squeezed vacuum field，two coupled atoms，Raman interaction

PACC：4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China（Grant Nos. 10674038，10604042）and the State Key Development Program for Basic Research of China（Grant No. 2006CB302901）.

† Corresponding author. E-mail：stliu@hit.edu.cn