

反馈法定位两原子之间的相对位置^{*}

程桂平 郑俊 邓文武 李高翔

(华中师范大学物理科学与技术学院, 武汉 430079)

(2007 年 3 月 14 日收到, 2007 年 5 月 14 日收到修改稿)

研究了置于一个单模驻波光腔中的两个二能级原子, 通过利用测量场的正交分量的方法定位这两个原子位置的情况. 发现在不考虑腔损耗的条件下, 利用此方法即可很好地定位两原子的位置. 若考虑腔损耗时, 通过将测量所输出的信号反馈回光腔中的方法可降低由腔损耗所导致两原子定位能力的损害程度.

关键词: 两个二能级原子, 场的正交分量, 反馈, 定位

PACC: 4250

1. 引言

早在量子力学领域研究的初期, 原子位置的精确测量就已经引起了人们极大的兴趣. 这是因为对位置测量的研究不仅可验证量子力学的基本原理而且对量子信息科学的发展起着积极的推动作用. Remppe 在理论上提出了用经典驻波场可将原子定位光的波长范围之内^[1], 两年后, Dieckmann 等人在实验上证明了此方案的可行性^[2]. 而 Kien 等人通过研究与一单模的量子化的驻波场相互作用的三能级原子的定位情况, 发现相干场比经典场能更好地定位原子^[3]. 量子信息领域的研究早已引起人们极大的兴趣, 方卯发等人研究了双光子 Jaynes-Cummings 模型中量子力学通道与量子互熵问题^[4]; 单传家等人则研究了 Tavis-Cummings 模型中两纠缠原子纠缠的演化特性^[5]. 而研究宏观物体被定位在某一定的空间范围内的课题有助于人们对量子世界向经典世界过渡过程的理解^[6,7], 因此人们还提出了许多其他能测量原子位置的方案. Storey 等人发现利用场的正交分量的测量法就可很好地定位原子^[8]. 这是因为当原子穿过驻波光场时, 依赖原子位置的相位信息可传递给驻波场, 所以只要进行场的测量即可将原子位置定位在远小于一个光波波长范围之内; 后来 Nha 等人又提出了用双重测量的方法来定位一个与量子化驻波场相互作用的三能级原

子^[9], 在此方案中, 他们是将整个系统放置在拉姆齐 (Ramsey) 干涉仪中, 然后通过对场的正交分量和原子的内态的双重测量获得原子位置信息; 类似此方法, 张俊香等人则提出了用孪生 (twin) 光束的干涉测量法来探测光相位的变化信息^[10]. 最近, Agarwal 等人发现通过相干布居俘获可得到亚波长的原子定位^[11]. 此外, Mancini 等人又提出了用加反馈的方法来提高原子的定位能力^[12]. 除了对单原子位置定位之外, 人们对两原子之间的相对定位也有极大的兴趣. 利用两个原子各自运动位置和它们所辐射的光子之间的纠缠性质, Zheng 等人经过研究发现自发辐射产生的光子反冲效应能诱导两原子之间的相对定位^[13]. 同样地, Ma 等人也研究了自发辐射诱导相干对 Doppler 展宽的原子系统无反转激光增益的影响^[14]. 最近, Chang 等人研究了在衍射极限条件下如何测量两原子间的距离以及如何通过强度关联函数来获取两原子之间距离的信息^[15,16]. 此外 Macovei 等人则研究通过超荧光定位原子团的情况^[17]. 本文考虑了利用差分零拍探测器测量场的正交分量的方法来定位两个置于一单模驻波光腔中的二能级原子的位置, 首先讨论了在不考虑腔损耗的情况下这两原子之间相对定位的情况, 然后讨论了在腔损耗情况时如何通过将测量所输出的信号反馈回光腔中的方法降低由腔损耗所导致两原子定位能力的受损程度.

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 60478049) 和湖北省自然科学基金 (批准号: 2006ABB015) 资助的课题.

2. 不考虑腔损耗的两原子间的相对定位

我们考虑两个相同的二能级原子置于一个单模的驻波光腔中, 两原子之间的距离为 $\lambda/8$ 且相互间无偶极-偶极作用. 假定两原子与场的相互作用时间足够短, 在旋波和 Ramam-Nath 近似条件下, 整个体系的哈密顿量可写为^[18]

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{field}} + \hat{H}_{\text{atom}} + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (1)$$

其中

$$\hat{H}_{\text{field}} = \hbar\omega_a \hat{a}^+ \hat{a}, \quad (2a)$$

$$\hat{H}_{\text{atom}} = \hbar\omega_a \hat{\sigma}_1^z + \hbar\omega_0 \hat{\sigma}_2^z, \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{int}} = & \hbar\epsilon \cos(k\hat{x} + \phi) [\hat{a}^+ \hat{\sigma}_1^- + \hat{\sigma}_1^+ \hat{a}] \\ & + \hbar\epsilon \cos[k(\hat{x} + \lambda/8) + \phi] [\hat{a}^+ \hat{\sigma}_2^- + \hat{\sigma}_2^+ \hat{a}], \end{aligned} \quad (2c)$$

这里 \hat{H}_{field} 和 \hat{H}_{atom} 分别是腔场和无相互作用的两原子的哈密顿量, \hat{H}_{int} 描述了两原子与腔场的相互作用项. ω_a 和 k 分别是腔场的频率和波数, ω_0 是相同的两原子的跃迁频率, $\hat{\sigma}_i^z, \hat{\sigma}_i^\pm (i=1, 2)$ 是第 i 个原子的赝自旋算符. ϵ 是原子与腔场的耦合常数, ϕ 由原子处在腔场中的位置所决定.

以腔场的频率 ω_a 作为参考频率, 在绝热消除近似条件下, 系统的有效相互作用哈密顿量可写为^[19]

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{eff}} = & 2\hbar \frac{\epsilon^2 \hat{\sigma}_1^z \cos^2(k\hat{x} + \phi)}{\Delta} \hat{a}^+ \hat{a} \\ & + 2\hbar \frac{\epsilon^2 \hat{\sigma}_2^z \cos^2(k\hat{x} + \pi/4 + \phi)}{\Delta} \hat{a}^+ \hat{a}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 Δ 为原子的跃迁频率与腔场的频率差即 $\Delta = \omega_0 - \omega_a$. 又由于初始时刻两原子均处于基态并且 $\hat{\sigma}_1^z, \hat{\sigma}_2^z$ 与整个有效相互作用哈密顿量对易, 可用本征值 $-1/2$ 代替. 系统的有效哈密顿量进一步改写为

$$\begin{aligned} \hat{H}_{\text{eff}} = & -\hbar \frac{\epsilon^2 \cos^2(k\hat{x} + \phi)}{\Delta} \hat{a}^+ \hat{a} \\ & -\hbar \frac{\epsilon^2 \cos^2(k\hat{x} + \pi/4 + \phi)}{\Delta} \hat{a}^+ \hat{a}. \end{aligned} \quad (4)$$

假定初始时刻时, 腔场处于相干态场且满足关系式 $a|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$, 两原子总的位置分布函数 $\psi(x)$ 为

$$\psi_1(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\lambda/8)^2}{4\sigma^2}}$$

和

$$\psi_2(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\lambda/4)^2}{4\sigma^2}}$$

的两高斯波包叠加, 其中 $\psi_1(x)$ 和 $\psi_2(x)$ 分别为两原子初始时各自的位置分布概率幅, 原子和腔场整个系统的初始态矢可写为

$$\begin{aligned} |\Psi(0)\rangle & = \int dx \psi(x) |x\rangle |\alpha\rangle \\ & = \int dx [\psi_1(x) + \psi_2(x)] |x\rangle |\alpha\rangle. \end{aligned} \quad (5)$$

假定原子的跃迁频率与腔场的频率差 Δ 远大于拉比频率, 那么原子在基态与激发态之间的跃迁概率很小. 而初始时刻我们已经假定原子处在基态, 则原子在激发态上的布居数很小, 从而可以忽略原子的自发辐射项. 此外, 若腔场的衰变也可忽略, 则经过相互作用时间 t 后, 系统的态矢演化为

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle & = \int dx [\psi_1(x) + \psi_2(x)] \\ & \quad \times \exp[-i\hat{H}_{\text{eff}}t/\hbar] |x\rangle |\alpha\rangle \\ & = \int dx [\psi_1(x) + \psi_2(x)] |x\rangle \\ & \quad \times |\alpha \exp\{i[\epsilon^2/\Delta] [\cos^2(kx + \phi) \\ & \quad + \cos^2(kx + \pi/4 + \phi)]\}\rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

由上式可见, 原子与腔场相互作用可导致相干场态的相位发生改变, 利用差分零拍探测器对单模驻波腔场的正交分量 $\hat{X}_\theta = (\hat{a}e^{-i\theta} + \hat{a}^+e^{i\theta})/\sqrt{2}$ 的测量即可定位两原子的位置. 正交算符满足方程

$$\hat{X}_\theta |\chi_\theta\rangle = \chi_\theta |\chi_\theta\rangle,$$

且

$$|\chi_\theta\rangle = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[\frac{1}{2}(\hat{a}^+ e^{i\theta} - \chi_\theta)^2 + \frac{1}{4}\chi_\theta^2\right] |0\rangle^{[16]}.$$

测量场的正交分量后, 腔中光场将投影到它的本征态 $|\chi_\theta\rangle$ 上, 从而使得原子的态矢塌缩到

$$\begin{aligned} |\Psi(t)\rangle_{\text{atom}} & = \mathfrak{R} \int dx [\psi_1(x) + \psi_2(x)] |x\rangle \\ & \quad \times |\chi_\theta\rangle |\alpha \exp\{i[\epsilon^2/\Delta] [\cos^2(kx + \phi) \\ & \quad + \cos^2(kx + \pi/4 + \phi)]\}\rangle \\ & = \mathfrak{R} \int dx [\psi_1(x) + \psi_2(x)] |x\rangle \\ & \quad \times \exp\{-[i(\alpha_1 - X_\theta/2)^2 \\ & \quad + i\alpha_2(\alpha_1 - X_\theta)]\}, \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} \alpha_1 + i\alpha_2 = & \alpha \exp\{i[\epsilon^2/\Delta] [\cos^2(k\hat{x} + \phi) \\ & + \cos^2(k\hat{x} + \pi/4 + \phi)]\}. \end{aligned}$$

下面我们对原子的位置分布函数进行数值分

析. 为了使两原子之间达到最好的相对定位, 先设定参数 $\epsilon^2 t / \Delta = \pi$, $\alpha = \sqrt{8}^{[20]}$, 如图 1(a) 和 (b) 中 (i) 和 (ii) 所示, 在未进入腔之前, 两原子位置分布函数分别为中心为 $\lambda/8$ 和 $\lambda/4$ 且偏差均为 $0.9\lambda/2\pi$ 两高斯函数, 利用坐标平移可将两原子高斯波包的中心分别置于原点和 $\lambda/8$ 处 ($\phi = \pi/4$). 由于两原子高斯波包的中心的距离 $\lambda/8$ 小于波包的宽度 $0.9\lambda/2\pi$, 由瑞利极限条件可知此时我们是不能够区分出这两个原子的. 一旦对场的正交分量测量后, 由图 1(a) 和 (b) 中 (iii) 可看出, 无论是取 $\theta = 0$ 还是 $\theta = \pi/2$, 相互叠加的高斯波包能够被较好地分离开, 即表明在对场的正交分量测量后, 原来不可分辨的两原子能够很好地被区分为两单独的原子. 而通过比较图 1(a) 和 (b) 中 (iii), 可发现当场的测量结果为 $\chi_0 = 0$ 时两原子之间的相对定位效果比测量结果为 $\chi_{\pi/2} = 2\alpha$ 要好.

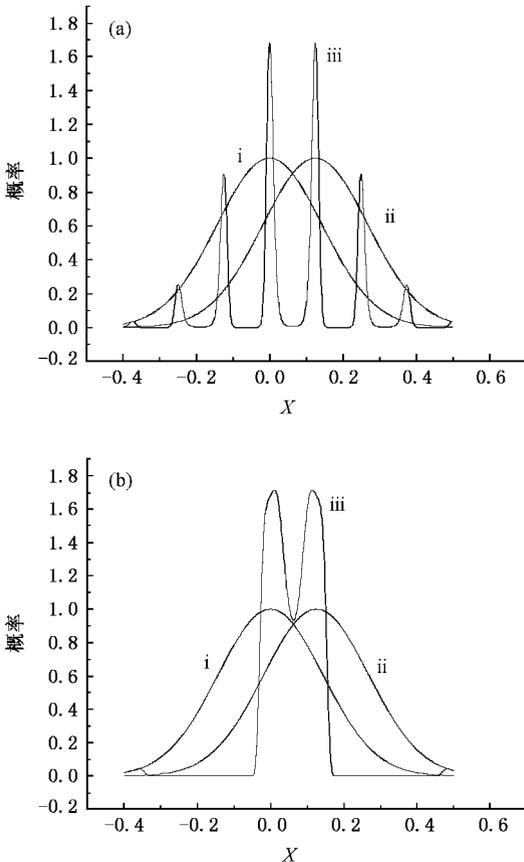


图 1 (a)(b) 初始时刻置于 $\lambda/8$ 处的原子的位置分布函数 (i), 初始时刻置于 $\lambda/4$ 处的原子的位置分布函数 (ii) (a) 场的测量结果为 $\chi_0 = 0$ 时两原子体系的位置分布函数 (iii) (b) 场的测量结果为 $\chi_{\pi/2} = 2\alpha$ 时两原子体系的位置分布函数 (iii)

3. 考虑腔损耗并加反馈后的两原子间的相对定位

若不考虑腔场的衰变, 通过测量场的分量的方法可以很好定位两原子之间的位置. 但是利用差分零拍探测器测量场的分量将无可避免导致腔场与外界的真真空场发生作用, 所以腔的损耗不可忽略. 而腔的损耗使得腔中的原子所受到的势能减小, 最终导致两原子之间的相对定位能力受损. 若我们将差分零拍测量所输出的信号重新反馈回光腔中, 定位的损害程度将会被减弱. 下面我们用密度矩阵理论来分析加入反馈对两原子的相对定位的影响, 加入反馈后, 整个系统的主方程可写为^[12]

$$\partial_t \hat{D}(t) = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{\text{eff}}, \hat{D}(t)] + F(\hat{D}(t)), \quad (8)$$

其中 $\hat{D}(t)$ 代表整个系统的密度算符, 等式右边第二项 $F(\hat{D}(t))$ 包含了腔的损耗和反馈两项. 若反馈信号加在与被测的分量正交垂直的分量上, 在马尔可夫近似下算符 $F(\hat{D}(t))$ 可写为如下形式^[21]:

$$F(\hat{D}(t)) = \frac{\gamma}{2} [2\alpha \hat{D}(t) \hat{a}^+ - \hat{a}^+ \hat{a} \hat{D}(t) - \hat{D}(t) \hat{a}^+ \hat{a}] - i g \gamma \chi \hat{X}_{\theta+\pi/2} \hat{a} \hat{D}(t) + \hat{D}(t) \hat{a}^+ - g^2 \frac{\gamma}{2} [\hat{X}_{\theta+\pi/2} [\hat{X}_{\theta+\pi/2}, \hat{D}(t)]], \quad (9)$$

这里 γ 是腔场的衰变常数, g 是反馈过程的增益系数. 等式右边第二项描述了反馈过程所导入的驱动项, 第三项刻画了测量过程中引入的噪声项.

对原子的空间位置求平均值后, 系统的主方程变为

$$\partial_t \hat{\rho}(t) = i \frac{\epsilon^2}{\Delta} [\cos^2(kx + \phi) + \cos^2(kx + \pi/4 + \phi)] \times [\hat{a}^+ \hat{a}, \hat{\rho}(t)] + F(\hat{\rho}(t)), \quad (10)$$

其中 $\hat{\rho} = \hat{\rho}(x, t) = \langle x | \hat{D}(t) | x \rangle$.

由前一部分的分析可知两原子之间的相对定位在 $\theta = 0$ 时可达到较好的效果, 则系统的主方程可进一步写为^[12]

$$\begin{aligned} \partial_t \hat{\rho} = & \frac{\Gamma}{2} (N+1) \chi (2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a}^+ - \hat{a}^+ \hat{a}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}^+ \hat{a}) \\ & + \frac{\Gamma}{2} \mathcal{M} (2\hat{a}^+ \hat{\rho}\hat{a} - \hat{a}\hat{a}^+ \hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}\hat{a}^+) \\ & - \frac{\Gamma}{2} \mathcal{M} (2\hat{a}^+ \hat{\rho}\hat{a}^+ - \hat{a}^+ \hat{a}^+ \hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}^+ \hat{a}^+) \\ & - \frac{\Gamma}{2} \mathcal{M} (2\hat{a}\hat{\rho}\hat{a} - \hat{a}\hat{a}\hat{\rho} - \hat{\rho}\hat{a}\hat{a}) \end{aligned}$$

$$- [(\delta(x))\hat{a}^+ \hat{a} + G^* \hat{a}^+ \hat{a}^+ + G\hat{a}\hat{a}], \hat{\rho}], \quad (11)$$

其中 $\delta(x) = -\frac{\epsilon^2}{\Delta} [\cos^2(kx + \phi) + \cos^2(kx + \pi/4 + \phi)]$, $\Gamma = \chi(1 - 2g)$ ($g < 0.5$), $M = \gamma g(g - 1)\Gamma$, 以及 $N = \gamma g^2/\Gamma$ 和 $G = -i\gamma g/2$. 等式右边前四项可等效地看作为一个单模压缩真空库^[18], 其中 Γ 为衰变常数, N 为单模压缩真空库的平均光子数, M 代表双光子关联强度, 它满足等式 $|M| = \sqrt{N(N+1)}$.

假定初始时刻腔场处于相干态场, 两原子位置分布函数分别为 $\phi_1(x)$ 和 $\phi_2(x)$, 则密度算符初始条件满足 $\hat{\rho}(x, t=0) = |x\rangle\langle x| \Psi(0) \Psi(0)^\dagger |x\rangle\langle x| = |\phi_1(x) + \phi_2(x)|^2 |\alpha\rangle\langle\alpha|$. 通过引入正规排列顺序的特征函数

$\chi(x, \lambda, t) = \text{Tr}\{\hat{\rho}(x, t) \exp(\lambda \hat{a}^+) \exp(-\lambda^* \hat{a})\}$ ^[22], 主方程(11)式可写为如下偏微分方程的形式:

$$\begin{aligned} \partial_t \chi(x, \lambda, t) = & \left\{ -\left(\frac{\Gamma}{2} - i\delta(x)\right) \lambda \partial_\lambda \right. \\ & - \left[\frac{\Gamma}{2} + i\delta(x)\right] \lambda^* \partial_{\lambda^*} \\ & + \left(\frac{\Gamma}{2} M - iG^*\right) \lambda^{*2} + \left(\frac{\Gamma}{2} M + iG\right) \lambda^2 \\ & - 2iG\lambda \partial_{\lambda^*} + 2iG^* \lambda^* \partial_\lambda \\ & \left. - \Gamma N |\lambda|^2 \right\} \chi(x, \lambda, t). \quad (12) \end{aligned}$$

上述偏微分方程解满足高斯解形式, 可写为

$$\begin{aligned} \chi(x, \lambda, t) = & C(x) \exp\left[B^*(x, t) \lambda - A(x, t) \lambda^* \right. \\ & - u(x, t) |\lambda|^2 + \frac{1}{2} \mu(x, t) \lambda^{*2} \\ & \left. + \frac{1}{2} \mu^*(x, t) \lambda^2 \right]. \quad (13) \end{aligned}$$

由初始条件 $\hat{\rho}(x, t=0) = |\phi_1(x) + \phi_2(x)|^2 |\alpha\rangle\langle\alpha|$ 可计算出 $C(x) = |\phi_1(x) + \phi_2(x)|^2$, $B^*(x, 0) = \alpha^*$, $A(x, 0) = \alpha$, $u(x, 0) = 0$ 以及 $\mu(x, 0) = 0$. 若令 $\Omega^2(x) = 4[\delta^2(x) - 4|G|^2]$, 则将(13)式代入到(12)式中, 即可解出各系数的含时解为

$$\begin{aligned} A(x, t) = & B(x, t) \\ = & \frac{2}{\Omega(x)} e^{-\Gamma t/2} \left(\frac{\Omega(x)}{2} \alpha \cos(\Omega(x)t/2) \right. \\ & \left. + [2|G|\alpha^* - i\delta(x)\alpha] \right. \\ & \left. \times \sin[\Omega(x)t/2] \right), \quad (14a) \end{aligned}$$

$$u(x, t) = -4|G|\Gamma N e^{-\Gamma t} \left[\frac{4|\Omega| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} \frac{\sin\Omega(x)t}{\Omega(x)} \right.$$

$$\begin{aligned} & \left. + \left(1 - \frac{4|G| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} \Gamma\right) \frac{\cos\Omega(x)t - 1}{\Omega^2(x)} \right. \\ & \left. - \frac{1}{\Gamma} \frac{4|G| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} (e^{\Gamma t} - 1) \right] \\ & + N(1 - e^{-\Gamma t}), \quad (14b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mu(x, t) = & -\Gamma N e^{-\Gamma t} \left[\frac{4|\Omega| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} \cos\Omega(x)t \right. \\ & - \left(1 - \frac{4|G| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} \Gamma\right) \frac{\sin\Omega(x)t}{\Omega(x)} \\ & \left. - \frac{4|G| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} e^{-\Gamma t} \right] \\ & + i2\Gamma N \delta e^{-\Gamma t} \left[\frac{4|\Omega| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} \frac{\sin\Omega(x)t}{\Omega(x)} \right. \\ & \left. + \left(1 - \frac{4|G| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} \Gamma\right) \frac{\cos\Omega(x)t - 1}{\Omega^2(x)} \right. \\ & \left. - \frac{1}{\Gamma} \frac{4|G| + \Gamma}{\Omega^2(x) + \Gamma^2} (e^{\Gamma t} - 1) \right], \quad (14c) \end{aligned}$$

利用特征函数与密度算符之间的关系^[23], 可重新得到 $\hat{\rho}(x, t)$ 为

$$\hat{\rho}(x, t) = \int \frac{d^2\lambda}{\pi} \chi(x, \lambda, t) e^{-|\lambda|^2/2} \exp(-\lambda \hat{a}^+ + \lambda^* \hat{a}). \quad (15)$$

最后通过测量场的正交分量可得到两原子体系的位置概率分布为

$$\begin{aligned} P(x | \chi_0) = & \Re \left[|\phi_1(x) + \phi_2(x)|^2 \right. \\ & \times \left[\nu + \text{Re}\{\mu\} + \frac{1}{2} \right]^{-1/2} \\ & \left. \times \exp\left[-\frac{(\text{Re}\{A\})^2}{\nu + \text{Re}\{\mu\} + \frac{1}{2}} \right] \right]. \quad (16) \end{aligned}$$

由前一部分的分析可知在不考虑腔的衰变条件下, 通过对场的分量的测量即可很好地定位两原子之间的相对位置. 下面我们对考虑腔的衰变条件下原子的位置分布函数进行数值分析. 与图1相同, 先设定参数 $\epsilon^2 t/\Delta = \pi$, $\alpha = \sqrt{8}$, 以及加反馈后的增益系数 $g = 0.22$. 在未进入腔之前, 两原子位置分布函数为中心分别置于原点和 $\lambda/8$ 处且相互叠加的两高斯函数. 由于两原子高斯波包的中心距离 $\lambda/8$ 小于波包的宽度 $0.9\lambda/2\pi$, 由瑞利极限条件可知此时我们是不能够区分出这两个原子的. 当腔的衰变常数 $\gamma = 10^6$ (Hz) 时, 此时腔的衰变很小, 由图2(a)可看出在 $g = 0$ 和 $g = 0.22$ 时, 通过对场的分量测量使得初始时刻中心位于原点和 $\lambda/8$ 处且相互叠加且不能区分的两高斯波包变为完全分离的两窄峰结构, 与图1(a)的结果几乎符合. 此时, 由于腔的衰变较小, 即使未加反馈我们也能很好地分辨出这两个

原子. 当腔的衰变常数增大到 5×10^6 (Hz) 时, 由图 2 (b) 可看出, 未加反馈时通过对场的分量测量仍可得中心位于原点和 $\lambda/8$ 处的两窄峰结构, 但此时两窄峰比衰变常数为 $\gamma = 10^6$ (Hz) 时的窄峰稍宽, 导致两窄峰有小部分的叠加不能完全分离. 一旦加入反馈后, 相互叠加的两窄峰各自变窄从而可完全分离开. 同样地, 如图 2 (c) 所示, 当腔的衰变常数增至 10^7 (Hz) 时, 未加反馈时窄峰变得更宽, 而一旦加入

反馈后, 即可使它们重新变窄从而完全分离开. 当腔的衰变常数增大到 $\gamma = 5 \times 10^7$ (Hz) 时, 由图 2 (d) 可知未加反馈时, 两窄峰变得更宽以至完全叠加在一起, 加入反馈也只能使它们稍微变窄不能完全分离开. 继续增大腔的衰变率到 10^8 (Hz) 时, 由图 2 (e) 可看出, 即使加入反馈后通过对场的分量测量也不能定位两原子之间的相对位置. 这表明若腔的衰变不可忽略时, 它的存在必然会损害两原子之间

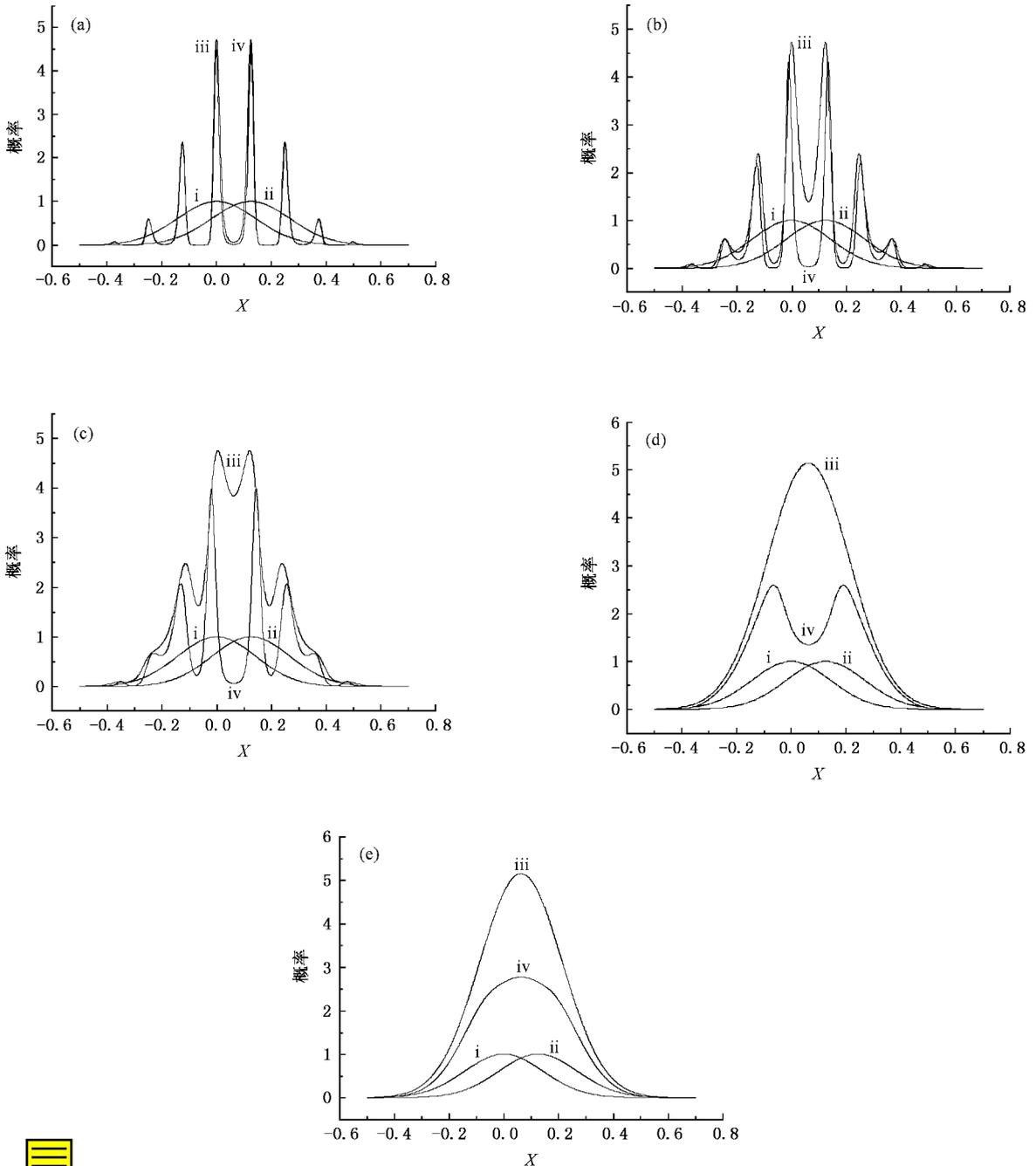


图 2 初始时刻置于 $\lambda/8$ 的原子的位置分布函数 (i), 初始时刻置于 $\lambda/4$ 的原子的位置分布函数 (ii), 考虑了腔的衰变但未加反馈时两原子的位置分布概率函数 ($g = 0$) (iii), 考虑了腔的衰变和反馈时两原子的位置概率分布函数 ($g = 0.22$) (iv). 腔的衰变常数 γ (Hz) 为 (a) 10^6 (b) 5×10^6 (c) 10^7 (d) 5×10^7 (e) 10^8 .

的相对定位能力,并且随着腔的衰变常数越大这种损害的程度越大.只要腔的衰变常数不是足够大到完全损害原子之间的相对定位能力,则加入反馈后可产生减弱这种损害的效果,从而又能较好地分辨出这两个原子.这是因为引入反馈后使得腔中光场在 X_0 分量上的量子噪声被压缩,从而利用差分零拍探测器测量场的正交分量 X_0 时导致两原子位置的不确定度降低,因此引入反馈后变宽的两波包可重新部分变窄,所以我们又能较好地分辨出这两个原子.

能级原子,它们相互之间的距离足够小以至于我们不能区分.而一旦利用差分零拍探测器测量场的正交分量后,发现在忽略腔损耗时,两原子各自初始时的波包分别变窄,从而原来不可分辨的两原子能够很好地被区分为两个单独的原子.但是利用差分零拍探测器测量场的分量将无可避免导致腔场与外界的真空场发生作用,所以腔的损耗不可忽略,从而两原子的定位能力受损.而通过将差分零拍测量所输出的信号反馈回光腔中的方法,两原子定位能力的受损程度将会被减弱.

4. 结 论

本文研究了置于一个单模驻波光腔中的两个二

-
- [1] Rempe G 1995 *Appl. Phys. B* **60** 233
- [2] Kunze S, Dieckmann K, Rempe G 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2038
- [3] Kien F L, Rempe G, Schleich W P, Zubairy M S 1997 *Phys. Rev. A* **56** 2972
- [4] Fang M F, Liu X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 435 (in Chinese) [方卯发、刘翔 2000 *物理学报* **49** 435]
- [5] Shan C J, Xia Y J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1558 (in Chinese) [单传家、夏云杰 2006 *物理学报* **55** 1558]
- [6] Joos E, Zeh H D, Kiefer C, Giulini D, Kupsch J, Stamatescu I O 2003 *Decherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory* (Berlin : Springer-Verlag)
- [7] Omnes R 1994 *The Interpretation of Quantum Mechanics* (Princeton : Prince-ton University Press)
- [8] Storey P, Collett M, Walls D 1993 *Phys. Rev. A* **47** 405
- [9] Nha H, Lee J H, Chang J S, An K W 2002 *Phys. Rev. A* **65** 33827
- [10] Zhang J X, Zhang T C, Xie C D, Peng K C 1999 *Chin. Phys* **8** 437
- [11] Agarwal G S, Kapaale K T 2006 *J. Phys. B : At. Mol. Opt. Phys.* **39** 3437
- [12] Mancini S, Tombesi P 1997 *Phys. Rev. A* **56** 2446
- [13] Zheng L, Li C, Li Y, Sun C P 2005 *Phys. Rev. A* **71** 62101
- [14] Ma H, Tan X, Tian S F, Tong D M, Fan X J 2007 *Chin. Phys* **8** 60903
- [15] Chang J T, Evers J, Zubairy M S 2006 *Phys. Rev. A* **74** 43820
- [16] Chang J T, Evers J, Scully M O, Zubairy M S 2006 *Phys. Rev. A* **73** 31803
- [17] Macovei M, Evers J, Keitel C H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 33801
- [18] Walls D F, Milburn G J 1993 *Quantum Optics* (Berlin : Springer)
- [19] Holland M J, Walls D F, Zoller P 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 1716
- [20] Storey P, Collet M J, Walls D F 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 472
- [21] Wisemann H M 1994 *Phys. Rev. A* **49** 2133
- [22] Gardiner C W 1991 *Quantum Noise* (Berlin : Springer)
- [23] Cahill K E, Glauber R J 1969 *Phys. Rev.* **177** 1882

Localization of the relative positions of two atoms in the presence of optical feedback^{*}

Cheng Gui-Ping Zheng Jun Deng Wen-Wu Li Gao-Xiang
(*Department of Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China*)
(Received 14 March 2007 ; revised manuscript received 14 May 2007)

Abstract

We have investigated the localization of the two atoms passing through a standing wave in an optical cavity by measuring the field quadrature. It was found that the localization of the two atoms can be better preserved in the absence of the damping of cavity. If the damping of cavity is taken into account, the compromise of atomic-position localization resulting from the damping of cavity can be decreased by feeding back into the cavity part of the output signal.

Keywords : two two-level atoms , the field quadrature , feedback , localization

PACC : 4250

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60478049) and by the Natural Science Foundation of Hubei Province , China (Grant No. 2006ABB015).