

文章编号 : 0253-2239(2002)07-0803-06

# 高 $Q$ 腔中原子内态布居对原子平移运动的影响

朱开成<sup>1)2)3)</sup> 朱正和<sup>2)</sup> 唐慧琴<sup>2)3)</sup>

(1), 中南大学应用物理与热能工程系, 长沙 410083  
(2), 四川大学原子与分子物理研究所, 成都 610065  
(3), 湘潭师范学院物理系, 湘潭 411201

摘要: 基于原子作双光子共振跃迁的原子-场缀饰态, 讨论了驻波腔场中两能级原子的量子化平移运动与原子内态布居间的相互影响。结果表明原子平移运动敏感地依赖于原子的内态布居。特别当原子处于两内态等权重同相位叠加态时, 平移运动呈现出很稳定的特征。

关键词: 驻波腔场; 两能级原子; 平移运动; 内态布居

中图分类号: O431.2 文献标识码: A

## 1 引 言

原子与电磁场相互作用是量子光学与原子物理中广泛研究的物理过程之一, 控制和改变这种相互作用的方法多种多样, 近年来更多的注意聚焦在通过改变腔场的场模结构以实现控制它们间的相互作用<sup>[1]</sup>。而事实上原子的平移运动也能改变原子与场间的相互作用特性, 原子自发辐射谱线的多普勒展宽就是很好的例证之一<sup>[2,3]</sup>。

近年来, 利用激光冷却与俘获原子的技术已能制备动能比偶极耦合能小得多的“冷”原子并使之在高精细光学腔中驻留相当长的时间, 在此情况下腔场对原子的力学作用变得显著而产生重要影响。又因一般而言这时原子处在腔场产生势场的低束缚态上, 原子平移运动的量子化是其主要特征。由于受到利用量子态实现量子计算与量子通信的鼓舞, 原子与腔场的相互作用一直是个经久不衰的研究主题, 理解与操纵腔中的原子的平移运动是实验上观察这些效应的必要出发点<sup>[4-6]</sup>。因此, 原子运动的量子力学特性备受研究工作者的青睐。最近, Vaglica<sup>[7]</sup>用全量子化方法考虑了拉曼-奈斯(Raman-Nath)条件下两能级原子平移运动与其内态演化间的相关问题, 即在腔场与原子内态是量子化时, 原子平移运动也用量子力学处理。结果表明真空腔场会使处于激发态的原子平移运动的高斯波包分裂为双峰结构。

本文讨论高  $Q$  驻波量子化腔中两能级原子作双光子共振跃迁时原子内态对其平移运动态的影响。我们发现, 对给定统计性质和强度的量子化腔场, 原子平移运动波包的畸变敏感地依赖于原子内态布居, 初始原子内态处于激发态或基态时其平移运动的高斯波包会分裂为多峰结构, 而当处于激发态与基态的适当叠加态时其平移运动的高斯波包保持稳定, 而对平移运动的维格纳(Wigner)函数讨论发现原子平移运动可处于多分量量子叠加态。

## 2 模型与原子平移运动波函数

直接推广 Vaglica 的讨论到原子作双光子跃迁情形, 在偶极与旋波近似下, 两能级原子与量子化驻波腔场作双光子共振跃迁时相互作用哈密顿算符可写为

$$H_I = \frac{1}{2m} p^2 + \hbar \epsilon \sin(kx) I, \quad (1)$$

$$I = a^{+2} |g\rangle\langle e| + a^2 |e\rangle\langle g|, \quad (2)$$

其中  $|g\rangle$ 、 $|e\rangle$  为原子的基态与激发态, 而  $a$  与  $a^+$  为量子化腔场的湮灭算符和产生算符,  $k$  为驻波腔场波矢,  $\epsilon$  为原子与腔场的耦合常数,  $p$  为原子沿腔轴  $x$  平移运动的动量。这里已设原子沿垂直于腔轴的方向穿过腔, 其速度足够大而可忽略反弹等的影响。而体系的演化算符可表为

$$U(t) = \exp\left(-\frac{iH_I t}{\hbar}\right). \quad (3)$$

设系统的初态是原子内态、平移运动状态及驻波腔场态的直积态

$$|\varphi(0)\rangle = \{\cos\theta|e\rangle + [\exp(i\phi)]\sin\theta|g\rangle\} \times \sum_{n=0}^{\infty} F_n |n\rangle, \quad (4)$$

这里 $|\varphi(0)\rangle$ 为原子平移运动的初态(具体形式将在后面给出), $F_n$ 为腔场态的统计几率幅。利用共振相互作用下原子-场的缀饰态表示时有

$$|\varphi(0)\rangle = \left\{ \sum_{n=0}^{\infty} [A_n |\chi_n^+\rangle + B_n |\chi_n^-\rangle] + \exp(i\phi) \sin\theta [F_0 |g, 0\rangle + F_1 |g, 1\rangle] \right\} |\varphi(0)\rangle, \quad (5)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} |\chi_n^\pm\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|e, m \pm 1\rangle |g, m\rangle); & \chi_n^i | \chi_m^j \rangle &= \delta_{ij} \delta_{nm} \quad i, j = \pm; \\ A_n &= \frac{F_n \cos\theta + F_{n+2} \exp(i\phi) \sin\theta}{\sqrt{2}}; & B_n &= \frac{F_n \cos\theta - F_{n+2} \exp(i\phi) \sin\theta}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

可以证明,态 $|\chi_n^\pm\rangle$ 与 $|g, 0\rangle, |g, 1\rangle$ 一起构成了可观测量 $I$ 和 $H_I$ 的共同本征态集。这样,利用演化算符,可获得 $t > 0$ 任意时刻满足上述初始条件的整个系统态矢为

$$|\varphi(t)\rangle = U_I(t) |\varphi(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} \{A_n |\chi_n^+\rangle |\varphi_n^+(t)\rangle + B_n |\chi_n^-\rangle |\varphi_n^-(t)\rangle\} + \exp(i\phi) \sin\theta [F_0 |g, 0\rangle + F_1 |g, 1\rangle] |\varphi_0(t)\rangle \quad (7)$$

这里

$$\left. \begin{aligned} |\varphi_n^\pm(t)\rangle &= \exp\left(-\frac{iH_{\text{In}}^\pm t}{\hbar}\right) |\varphi(0)\rangle; \\ |\varphi_0(t)\rangle &= \exp\left(-\frac{ip^2}{2mh}\right) |\varphi(0)\rangle; \\ H_{\text{In}}^\pm &= \frac{1}{2m} p^2 \pm \hbar\epsilon V_n \sin(kx). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

而 $V_n = \sqrt{(n+1)(n+2)}$ 。这一结果形式上表明原子在两个不同缀饰态时将“感受”驻波腔场产生的不同势场。这些势场与腔场结构、腔场强度(光子数)及耦合强度有关。但在变换 $x \rightarrow y = x \pm (2j+1)\pi/k = x \pm (j+1/2)\lambda$ (其中 $j$ 是一整数而 $\lambda$ 是驻波腔场的波长)下, $\varphi_n^-(x, t) = \varphi_n^+(y, t)$ 满足

$$i\hbar \frac{\partial \varphi_n^-(y, t)}{\partial t} = \left[ \frac{1}{2m} p^2 + \hbar\epsilon V_n \sin(ky) \right] \varphi_n^-(y, t), \quad (9)$$

即 $\varphi_n^-(y, t)$ 与 $\varphi_n^+(y, t)$ 满足相同的薛定谔方程。因此可取

$$\varphi_n^-(x, t) = \varphi_n^+(x + \lambda t/2, t).$$

这应是所讨论问题的最一般和最基本的结果,它是驻波腔场空间周期性结构的反映。因此可认为,无论作何种近似,这一特征不应改变。注意到这点是很有意义的,这一方面使处理更符合势场具有空间周期

性的物理实际,再者可使问题大为简化,使要解的薛定谔方程由两个减少到一个。

基于文献[7]的处理,考虑初始波包宽度 $\Delta$ 比驻波腔场波长小得多的情况,可将正弦型势函数作近似处理,设 $x_0$ 为波腹点, $x_0 = \lambda(n_0 \pm 1/4)$ ( $n_0$ 是一整数),并用 $x$ 表示相对于 $x_0$ 的位移,则近似地有(保留最低阶项)

$$\begin{aligned} \sin(kx) &\Rightarrow \sin[k(x+x_0)] = \sin(kx \pm \pi/2) = \\ &\mp \cos(kx) \approx \pm (k^2 x^2/2 - 1), \end{aligned} \quad (10)$$

因此体系的哈密顿算符成为

$$\begin{aligned} H_{\text{In}}^\pm &= \frac{1}{2m} p^2 \pm \frac{1}{2} m\omega_0^2 V_n x^2 \mp \hbar\epsilon V_n = \\ &H_{\text{OIn}}^\pm \mp \hbar\epsilon V_n, \end{aligned} \quad (11)$$

这里 $\omega_0^2 = \hbar k^2 \epsilon/m$ 。与之相应的演化算符为

$$U_I^\pm(t) = \exp(\pm iV_n \epsilon t) \exp(-iH_{\text{OIn}}^\pm t/\hbar). \quad (12)$$

因此问题转变成求频率与驻波腔场的光子数相关的谐振子演化算符。另外正如文献[7]中所指出的,用这一谐振子势近似原来的正弦势,要求原子的位移与驻波波长相比要足够小,且给出 $x_0$ 和 $p_0$ 非零时的原子在腔中的飞行时间 $T$ 的条件,等价地要求 $\omega_0 V_n T \leq 1$ ,实际上在本文的数值讨论中这一条件总能满足。引入三个算符:

$$\left. \begin{aligned} K_+ &= \frac{i}{2\hbar} x^2, & K_- &= \frac{i}{2\hbar} p^2, \\ K_0 &= \frac{i}{4\hbar} (xp + px) = \frac{1}{4} + \frac{i}{2\hbar} xp, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

且服从对易关系

$$[K_+, K_-] = 2K_0, \quad [K_0, K_\pm] = \pm K_\pm, \quad (14)$$

它们构成了 $SU(1,1)$ 李代数<sup>[8]</sup>。这样有

$$\begin{aligned} U_0^\pm(t) &= \exp(-iH_{\text{OIn}}^\pm/\hbar) = \exp[a_1 K_- + a_2 K_+] = \\ &\exp[\alpha_n(t) \eta K_+] \exp\{\ln[\beta_n(t)] K_0\} \exp\left[\gamma_n(t) \frac{K_-}{\hbar}\right], \end{aligned} \quad (15)$$

其中  $a_1 = -t/m$ ,  $a_2 = -\hbar k^2 V_n \epsilon t$ . (16) 借助 SU(1,1) 李代数分解公式与系数关系<sup>[8]</sup> 得到

$$\left. \begin{aligned} \alpha_n(t) &= -m\omega_0 \sqrt{V_n} \tan\Theta_n(t), \\ \beta_n(t) &= \frac{1}{\cos^2\Theta_n(t)}, \quad \gamma_n(t) = \frac{-\tan\Theta_n(t)}{m\omega_0 \sqrt{V_n}}, \quad \Theta_n(t) = \omega_0 t \sqrt{V_n}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

在坐标表象下, 求得

$$\varphi_n^+(x, t) = U_{01}^+ \varphi(x, 0) = \sqrt[4]{\beta_n(t)} \exp\left(\frac{i}{2} \alpha_n x^2\right) \exp\left[\ln(\beta_n) x \frac{d}{dx}\right] \exp\left(-\frac{i}{2} \gamma_n \frac{d^2}{dx^2}\right) \varphi(x, 0). \quad (18)$$

取坐标表象下的初始平移运动波函数为高斯波包

$$\varphi(x, 0) = \langle x | \varphi(0) \rangle = \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{4\Delta^2}\right], \quad (19)$$

利用关系式

$$\exp\left(u x \frac{d}{dx}\right) f(x) = f(e^u x), \quad \exp\left(u \frac{d^2}{dx^2}\right) f(x) = \frac{1}{\sqrt{4\pi u}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{(x-y)^2}{4u}\right] f(y) dy, \quad (20)$$

及积分公式  $\text{Re}(\alpha) > 0$  或  $\text{Re}(\beta) > 0$ ]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp[-\alpha(x-a)^2 - \beta(x-b)^2] dx = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha+\beta}} \exp\left[-\frac{\alpha\beta(a-b)^2}{\alpha+\beta}\right], \quad (21)$$

在完成一些冗长但基本的数学积分处理后, 得到

$$\varphi_n^+(x, t) = \sqrt{\frac{2\Delta\beta_n^{1/2}(t)}{\sqrt{2\pi}[2\Delta^2 - i\gamma_n(t)]}} \exp\left\{i \frac{\alpha_n(t)}{2} x^2 - \frac{[x\beta_n^{1/2}(t) - x_0]}{2[2\Delta^2 - i\gamma_n(t)]}\right\}. \quad (22)$$

而基于上面考虑, 也可得到

$$\varphi_n^-(x, t) = \sqrt{\frac{2\Delta\beta_n^{1/2}(t)}{\sqrt{2\pi}[2\Delta^2 - i\gamma_n(t)]}} \exp\left\{i \frac{\alpha_n(t)}{2} \left(x + \frac{\lambda}{2}\right)^2 - \frac{[(x + \lambda/2)\beta_n^{1/2}(t) - x_0 - \lambda/2]}{2[2\Delta^2 - i\gamma_n(t)]}\right\}. \quad (23)$$

同理有

$$\varphi_0(x, t) = \langle x | \exp\left[-\frac{i p^2 t}{2m\hbar}\right] \varphi(0) \rangle = \sqrt{\frac{2\Delta}{\sqrt{2\pi}(2\Delta^2 + i\hbar t/m)}} \exp\left[\frac{-(x-x_0)^2}{2(2\Delta^2 + i\hbar t/m)}\right]. \quad (24)$$

于是获得坐标表象整个体系的演化波函数为

$$\begin{aligned} |\varphi(x, t)\rangle = \langle x | \varphi(t)\rangle &= (F_0 |g, 0\rangle + F_1 |g, 1\rangle) \exp(i\phi) \sin\theta \varphi_0(x, t) + \\ &\sum_{n=0}^{\infty} \{A_n \varphi_n^+(x, t) \exp(iV_n \epsilon t) | \chi_n^+ \rangle + B_n \varphi_n^-(x, t) \exp(-iV_n \epsilon t) | \chi_n^- \rangle\}. \end{aligned} \quad (25)$$

### 3 数值结果与讨论

尽管有上面的解析波函数, 但结构仍很复杂, 因此要借助数值方法。在本文中, 参量取如下值:  $m = 10^{-26} \text{ kg}$ ,  $\epsilon = 10^6 \text{ s}^{-1}$ ,  $\lambda = 10^{-5} \text{ m}$ , 并取  $\Delta = 0.029\lambda \ll \lambda$ 。这样有  $\omega_0 = 6.4 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$ <sup>[7]</sup>。对于腔场为相干态场情形, 并设位移参量  $\alpha = \sqrt{\bar{n}}$  为实数, 这样腔场态的统计几率幅  $F_n$  为

$$F_n = \frac{\bar{n}^{n/2}}{\sqrt{n!}} \exp\left(-\frac{\bar{n}}{2}\right), \quad (26)$$

$\bar{n}$  为腔场的平均光子数, 在本文中取  $\bar{n} = 1.5$ 。

值得指出, 利用本文的处理, 即取  $\varphi_n^-(x, t) = \varphi_n^+(x + \lambda/2, t)$ , 对原子平移运动位移平均值和相应涨落以及原子平移运动几率分布在与文献[7]的相同条件下计算表明两者结果基本一致, 这表明本文在(10)式近似下取  $\varphi_n^-(x, t) = \varphi_n^+(x + \lambda/2, t)$  是合理的。以下讨论原子平移运动对原子内态布居的依赖性。

#### 3.1 原子平移运动波函数的演变

根据前节给出的整个系统的波函数, 可求得原子平移运动的约化密度算符为

$$\begin{aligned} \rho_T &= \text{tr}_{A-F}(|\varphi(t)\rangle \langle\varphi(t)|) = \\ &(|F_0|^2 + |F_1|^2) \sin^2\theta |\varphi_0(t)\rangle \langle\varphi_0(t)| + \end{aligned}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \{ |A_n|^2 |\varphi_n^+(t) - \varphi_n^-(t)| + |B_n| |\varphi_n^+(t) + \varphi_n^-(t)| \}, \quad (27)$$

其中  $\text{tr}_{A-F}$  表示对腔场与原子内态求迹, 所以原子平移运动实际上由初始的纯态演化到(27)式所表示的混态。在坐标表象下, 原子平移运动的几率密度

$$\rho_T(x, t) = (|F_0|^2 + |F_1|^2) \sin^2 \theta |\varphi_0(x, t)|^2 + \sum_{n=0}^{\infty} \{ |A_n|^2 |\varphi_n^+(x, t)|^2 + |B_n| |\varphi_n^-(x, t)|^2 \}, \quad (28)$$

因此该式表明原子的内态布居与腔场特性对原子的平移运动产生了明显影响。它是一些中心位置不同的单峰函数以不同权重叠加的结果, 而这些权重因子由原子内态布居与腔场统计分布确定。

基于上式, 我们数值考察了原子的平移运动与原子内态布居间的关系, 结果表明原子的平移运动

敏感地依赖于初始原子内态布居, 特别是当原子初始处于内态叠加态时。如当原子初始处于基态或激发态时, 原子的平移运动波函数随着时间的演化而从初始的单峰渐次畸变分裂为多峰结构, 即非真空场时与文献[7]中只呈现两峰结构的情形不尽相同。但当原子初始处于两内态的等权重叠加态时, 对不同的  $\phi$  值, 原子平移运动波函数呈现明显差异。非常有趣的是当原子处在叠加态  $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$  时, 原子平移运动表现得非常稳定而长时间保持初始波函数位形, 但当处于另一叠加态  $(|e\rangle - |g\rangle)/\sqrt{2}$  时, 其平移运动波函数很快地分裂为多峰而很不稳定, 这对原子俘获应是有意义的, 这一点从图1中可以看出。

而对于不同强度的相干态腔场计算表明, 原子平移运动波函数的演变呈现出不同的时间特性, 限于篇幅, 就不详述了。

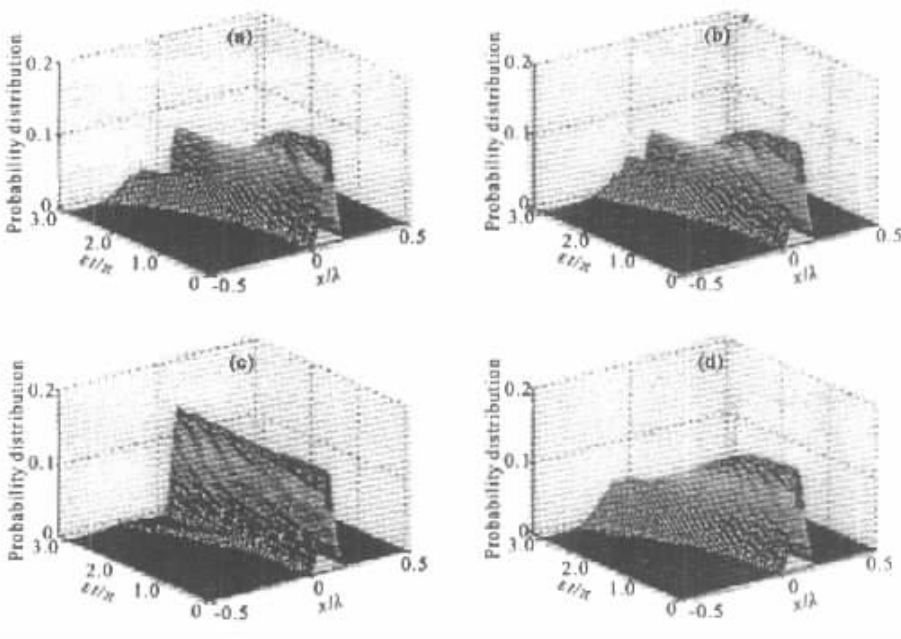


Fig. 1 Probability distribution of atomic translational motion for initial different atomic internal state denoted by (a)  $\theta = \phi = 0$  ;

(b)  $\theta = \pi/2, \phi = 0$  ; (c)  $\theta = \pi/4, \phi = 0$  ; (d)  $\theta = \pi/4, \phi = \pi$ , respectively, and  $\bar{n} = 1.5$  and  $x_0 = 0.1\lambda$

### 3.2 相空间中平移运动的维格纳函数

我们利用相空间中的维格纳分布, 进一步讨论原子平移运动量子态的性质, 其可由下式计算

$$W_T(x, p) = \frac{1}{\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} x + y |\rho_T| x - y \exp\left(-\frac{2ipy}{\hbar}\right) dy. \quad (29)$$

利用(29)式和数值方法发现, 尽管与(19)式相关的原子初始平移运动的维格纳函数是单峰的, 但随着

系统的演变, 在初始原子处于单个内态上时其平移运动相关的维格纳函数总是成为多峰的, 只是演变的时间间隔不同而已。如所熟知, 维格纳函数的多峰对应着宏观可分量子态, 因此可能推定原子的平移运动演化成了多个分量的量子叠加态。

图2给出了原子初始处在激发态时在  $T = \pi/(2\epsilon)$  和  $\pi/\epsilon$  时刻的维格纳函数。显然在  $T = \pi/(2\epsilon)$  时刻维格纳分布呈双峰结构, 而在其后的  $T$

$= \pi/\epsilon$  时刻已演变为多峰位形。

图 3 是原子初始处在叠加态  $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$  时于  $T = \pi/(2\epsilon)$  和  $T = \pi/\epsilon$  时刻的维格纳分布, 从上一节原子平移运动几率分布知当此态时其运动是相当

稳定的, 现在再次看到这一点, 其平移运动维格纳分布仍呈单峰结构。当然维格纳分布函数还是发生了明显的畸变, 这是因为平移运动状态不仅决定于位置还取决于原子的动量。

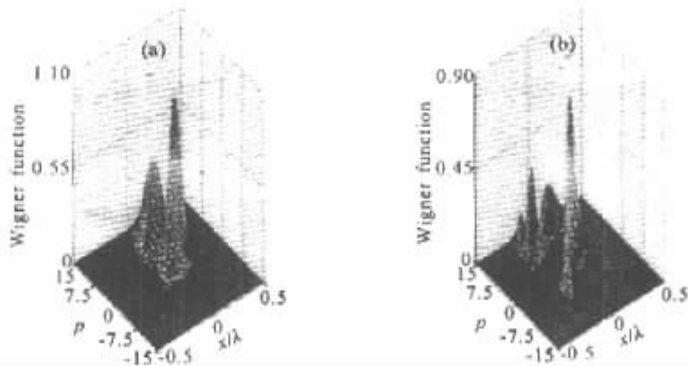


Fig. 2 Wigner function of atomic translational motion at (a)  $\epsilon T = \pi/2$  and (b)  $\epsilon T = \pi$  for initial atomic internal state being at excited state ( $\theta = 0$ ), where  $\bar{n} = 1.5$  and  $x_0 = 0.1\lambda$ . The momentum is scaled by  $2\pi\hbar k$

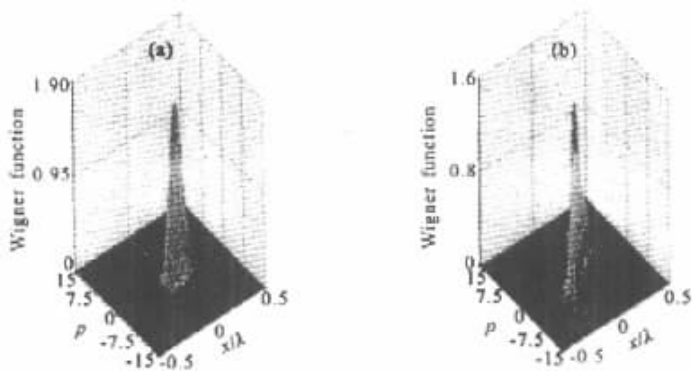


Fig. 3 Same as Fig. 2 but initial atomic internal state being at superposition state  $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$

结束语 本文讨论了两能级原子在量子化驻波腔场中原子内态布居与原子平移运动间的相互影响, 基于原子内态与腔场的两个缀饰态, 建立了两缀饰态原子平移运动薛定谔方程的一般关系。然后在对驻波腔场的合适近似方案下, 求得了整个原子-腔场系统的态矢, 以此为基础讨论了量子化驻波腔场为相干态时原子的内态布居与平移运动波函数的演变问题。结果表明, 原子平移运动波函数敏感地依赖于原子内态布居。特别当原子初始处在叠加态  $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$  时, 原子的平移运动波函数呈现非常稳固特性, 其维格纳函数总是单峰的; 而当处于  $(|e\rangle - |g\rangle)/\sqrt{2}$  时则很快畸变。因此将原子制备到叠加态  $(|e\rangle + |g\rangle)/\sqrt{2}$  上对原子俘获讨论或许是很有意义的。

值得指出, 我们这里的结果是一般的, 腔场可以是任意场态与强度。至于这种相关在腔外的保持问

题, 以及原子内态布居的演化等, 都是非常有意义的讨论主题, 但因篇幅限制只能在此略去, 我们待后再再专文探讨。

## 参 考 文 献

- [1] Berman P. *Cavity Quantum Electrodynamics, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, Supplement 2*. New York: Academic, 1994
- [2] Cirone M, Rzazewski K, Mostowski J. Effects of motional states of a trapped atom on its interaction with nonresonant light. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **57**(2):1202~1207
- [3] Ren W, Cresser J D, Carmichael H J. Spontaneous emission in a standing-wave cavity: Classical center-of-mass motion. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **46**(6):7162~7178
- [4] Doherty A C, Parkins A S, Tan S M *et al.*. Motional states of atoms in cavity QED. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **57**(6):4804~4817
- [5] Yi X X. Effect of moving mass center on the field entropy evolution and emission spectrum of an atom in an ideal ring cavity. *J. Mod. Opt.*, 1996, **43**(4):675~684

- [ 6 ] Pellizzari T , Gardiner S A , Cirac J I *et al.* . Decoherence , continuous observation , and quantum computing : A cavity QED model. *Phys. Rev. Lett.* , 1995 , **75**( 21 ) :3788 ~ 3791
- [ 7 ] Vaglica A. Correlations between Rabi oscillations and atomic translational dynamics. *Phys. Rev. ( A )* , 1998 , **58**( 5 ) 3856 ~ 3867
- [ 8 ] Ban M. Decomposition formulas for  $SU(1,1)$  and  $SU(2)$  Lie algebras and their applications in quantum optics. *J. Opt. Soc. Am. ( B )* , 1993 , **10**( 8 ) :1347 ~ 1359

## Influence of Atomic Internal State Population on Its Translational Motion

Zhu Kaicheng<sup>1)2)3)</sup>   Zhu Zhenhe<sup>2)</sup>   Tang Huiqin<sup>1)3)</sup>

( 1 ) , Department of Applied Physics and Heat Engineering , South Central University , Changsha 410083

( 2 ) , Institute for Applied Atomic and Molecular Physics , Sichuan University , Chengdu 610065

( 3 ) , Department of Physics , Xiangtan Normal University , Xiangtan 411201

( Received 28 May 2001 ; revised 7 November 2001 )

**Abstract :** The influence of atomic internal state population on its translational motion in a quantized standing-wave cavity field with spatial periodic structure is investigated. On the basis of atomic two-photon resonance transition and with the aid of the atomic-field dressed state , the Schrodinger equations satisfied by the atomic translational motion for two different atomic dressed internal states are built and their general relation for a spatial periodic cavity field is obtained. Under an appropriate approximation , the state vector of the whole system is derived and the study of the interaction between the atomic internal state and its translational dynamics is allowed. It is found that the distortion of the atomic translational motion wave-packet is sensitive to its initial internal state population for a quantized standing-wave cavity field at coherent state.

**Key words** standing-wave cavity field ; two-level atom ; translational motion ; the atomic internal state population