

# 被驱动的 V 型三能级原子在压缩真空中的稳态行为

徐 岩<sup>1)</sup> 陈朝阳<sup>2)</sup> 邢怀忠<sup>1)</sup>

1), 兰州大学物理科学与技术学院应用物理系, 教育部应用磁学部门开放实验室, 兰州 730000

2), 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800

**摘 要** 研究了相干驱动的 V 型三能级原子在压缩真空入射的劣质腔中的稳态行为, 分析了原子的稳态粒子布居数与库场平均光子数、压缩关联强度和相位及相干激光场的强度的关系。对相干捕获现象的发生作了讨论。

**关键词** V 型原子, 压缩真空, 稳态粒子布居, 相干捕获。

## 1 引 言

自压缩态光场在实验中成功制备后<sup>[1]</sup>, 对压缩光应用的研究, 尤其是压缩光与原子相互作用的研究, 引起了理论和实验工作者的广泛关注。Janszky 和 Yushin<sup>[2]</sup>发现梯型三能级原子在压缩真空中的双光子吸收速率在弱场时随光强呈线性变化 (而不是与光强的平方成正比); Joshi 和 Puri<sup>[3]</sup>讨论了与双模激光场作用的  $\Xi$  和  $\Lambda$  型三能级原子在压缩真空中的稳态粒子布居, 指出在共振情况下这两种原子的稳态粒子布居与反映库场压缩性质的参量无关; 李高翔和彭金生<sup>[4]</sup>研究了与单模激光场作用的 V 型三能级原子在激光场与原子极化矢量间有不同相对取向时原子稳态行为对库场性质的依赖。Gardiner<sup>[5]</sup>和 Carmichael<sup>[6]</sup>指出, 要使自由空间所有光模都处于压缩状态这在实验上难以办到(这相当于在  $4\pi$  立体角内都有压缩模式), 但制备一束在很小立体角内有压缩模式的压缩光则较容易, 将之注入腔中, 便可研究压缩真空、腔和原子的相互作用。所以, 早在 1992 年, Cirac<sup>[7]</sup>就从理论上考察了劣质腔中二能级原子在压缩真空和单模激光场注入时的稳态行为。1995 年 Georgiades<sup>[8]</sup>等成功地做了铯原子在有压缩真空注入的腔中的双光子吸收实验, Swain 和 Zhou Peng<sup>[9]</sup>则给出了与实验结果符合得非常好的理论解释。

本文考虑了一有宽带压缩真空注入的劣质腔中 V 型三能级原子被一束单模激光驱动的情形, 并对其可能的结果进行了理论分析。这与 Swain 等<sup>[9]</sup>所取模型不同, 即本文在考虑有压缩光注入的同时, 还让一束单模激光与腔中的原子耦合。利用马尔可夫过程和主方程方法导出了腔中 V 型三能级原子的光学布洛赫方程, 并讨论了 V 型三能级原子在劣质腔中的稳态粒子布居。

## 2 主方程和布洛赫方程

考虑在有一入射端口的腔(谐振频率为 $\omega_c$ , 衰减常数为 $k$ )中放置一个V型三能级原子的情形。此三能级原子的本征态矢为 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ , 对应的能量分别为 $E_1$ 、 $E_2$ 、 $E_3$ ,  $E_1 < E_2, E_3$ 。设原子的电偶极矩元为 $\mu_{ij}$ ,  $\mu_{23} = 0$ , 即态 $|2\rangle$ 与态 $|3\rangle$ 之间的直接跃迁是电偶禁戒的。 $|2\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 与 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 的跃迁频率分别为 $\omega_{21}$ 和 $\omega_{31}$ , 且有 $\hbar\omega_j = E_i - E_j$ 。让一束压缩光(载波频率为 $\omega_s$ )通过端口与腔模耦合, 同时让一束单模激光(频率为 $\omega_l$ )入射腔中与原子耦合, 腔中的原子受普通真空的阻尼。

宽带压缩光场中光子数 $N$ 和双光子关联强度 $M$ 都与 $\omega$ 无关且满足: $M = \eta[N(N+1)]^{1/2}$ 。当 $\eta = 1$ 时, 压缩光场处于最小不确定压缩态; 当 $N = 0$ 时, 压缩真空退化为普通真空。单模激光场的振幅和相位分别为 $E_l$ 和 $\varphi$ , 此激光场与原子的两个跃迁都有耦合(本文只讨论原子的两个跃迁频率差别很小且单光子失谐较小的情形), 用拉比频率 $\Omega_2 = \mu_{12} \cdot E_l/\hbar$ 和 $\Omega_3 = \mu_{13} \cdot E_l/\hbar$ 来表示这种作用, 为了表述简单, 取 $\mu_{12}$ 、 $\mu_{13}$ 、 $\Omega_2$ 和 $\Omega_3$ 为实数, 腔的谐振频率 $\omega_c$ 和压缩真空的载波频率 $\omega_s$ 都等于激光频率 $\omega_l$ , 即 $\omega_c = \omega_s = \omega_l$ , 且 $\varphi = 0$ 。

在电偶极近似和旋转波近似下, 考虑马尔可夫过程, 可得原子约化密度算符 $\rho$ 所遵从的在以 $\omega_l$ 为旋转频率的转动坐标系中的主方程形式。它表示如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar}[H_0, \rho] + \frac{1}{i\hbar}[H_{ac} + H_{al}, \rho] + L_a\rho + L_c\rho, \quad (1)$$

式中,  $H_0$ 为系统的哈密顿量,

$$H_0 = \hbar(\omega_{21} - \omega_{31})R_{22} + \hbar(\omega_l - \omega_{31})R_{11}. \quad (2)$$

$H_{ac}$ 为原子与腔的相互作用,

$$H_{ac} = i\hbar g_2(a^+ R_{12} - R_{21}a) + i\hbar g_3(a^+ R_{13} - R_{31}a). \quad (3)$$

$H_{al}$ 为原子与入射激光的相互作用,

$$h_{al} = \frac{\hbar}{2}\Omega_2(R_{21} + R_{12}) + \frac{\hbar}{2}\Omega_3(R_{31} + R_{13}). \quad (4)$$

$L_a\rho$ 为原子在普通真空中受到的阻尼,

$$L_a\rho = \frac{\Gamma_2}{2}(2R_{12}\rho R_{21} - R_{22}\rho - \rho R_{22}) + \frac{\Gamma_{23}}{2}(2R_{13}\rho R_{21} - R_{23}\rho - \rho R_{23}) + \frac{\Gamma_{32}}{2}(2R_{12}\rho R_{31} - R_{32}\rho - \rho R_{32}) + \frac{\Gamma_3}{2}(2R_{13}\rho R_{31} - R_{33}\rho - \rho R_{33}). \quad (5)$$

$L_c\rho$ 为压缩真空与腔模的相互作用,

$$L_c\rho = \kappa(N+1)(2a\rho a^+ - a^+ a\rho - \rho a^+ a) + \kappa N(2a^+ \rho a - aa^+ \rho - \rho aa^+) -$$

$\kappa M[\exp(i\varphi)](2a^+ \rho a^+ - a^+ a^+ \rho - \rho a^+ a^+) - \kappa M[\exp(-i\varphi)](2a\rho a - aa\rho - \rho aa)$   
这里 $a^+$ 、 $a$ 为腔模的升降算符。 $R_{mn} = |m\rangle\langle n|$ , 当 $m = n$ 时, 表示原子布居算符, 当 $m \neq n$ 时, 表示原子跃迁算符; $g_2$ 、 $g_3$ 分别表示腔模与原子跃迁态 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 与态 $|3\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的耦合常数,  $\Gamma_2$ 、 $\Gamma_3$ 分别表示态 $|2\rangle$ 和态 $|3\rangle$ 到态 $|1\rangle$ 的自发辐射速率,  $\Gamma_{23}$ 为态 $|2\rangle$ 和 $|1\rangle$ 与态 $|3\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的相干跃迁速率, 且满足 $\Gamma_{23} = g(\Gamma_2 \cdot \Gamma_3)^{1/2}$ ( $0 \leq g \leq 1$ ), 当 $g = 1$ 时, 两跃迁干涉作用最大; 当 $g = 0$ 时, 两跃迁各自独立, 没有干涉作用。 $\varphi$ 为压缩真空的相位。

对主方程作如下形式的压缩变换:

$$\tilde{\rho} = s\rho s^+, \quad sas^+ = \mu a + \nu a^+, \quad sa^+ s^+ = \nu^* a + \mu a^+, \quad (7)$$

其中 $s$ 为压缩算符, 且有 $\mu = (N+1)^{1/2}$ ,  $\nu = N^{1/2}\exp(i\varphi)$ 。

在压缩图像中, 经过变换后的主方程为:

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [\tilde{H}_0, \tilde{\rho}] + \frac{1}{i\hbar} [\tilde{H}_{ac} + \tilde{H}_{al}, \tilde{\rho}] + L_a \tilde{\rho} + L_c \tilde{\rho}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{ac} = & i\hbar g_2 [(\nu^\dagger a + \mu a^\dagger) R_{12} - R_{21}(\mu a + \nu a^\dagger)] \\ & + i\hbar g_3 [(\nu^\dagger a + \mu a^\dagger) R_{13} - R_{31}(\mu a + \nu a^\dagger)] \end{aligned} \quad (9)$$

$$L_c \tilde{\rho} = \kappa(2a\tilde{\rho}a^\dagger - a^\dagger a\tilde{\rho} - \tilde{\rho}a^\dagger a). \quad (10)$$

从上式可以看出, 经过压缩变换后, 原子与变换后的腔模耦合, 不能直接求解, 必须解开原子和腔模的耦合作用。

取劣质腔极限  $\kappa \gg g_i \gg \gamma_i (i = 2, 3)$ , 定义劣质腔常数  $C = g_i^2/\kappa\gamma_i$ , 认为压缩真空的带宽与  $\kappa$  相比足够大。这意味着腔模对压缩真空的响应比原子对压缩真空的响应要快得多, 原子总是感受压缩真空, 从而消除腔模和原子的耦合作用。

考虑腔模的海森堡-朗之万方程:

$$\dot{\alpha} = -\kappa a + g_2(\mu R_{12} - \nu R_{21}) + i\hbar g_3(\mu R_{13} - \nu R_{31}) + L(t). \quad (11)$$

在劣质腔极限下解为

$$\kappa a = g_2[\mu R_{12}(t) - \nu R_{21}(t)] + i\hbar g_3[\mu R_{13}(t) - \nu R_{31}(t)] + L(t), \quad (12)$$

式中  $L(t)$  为普通真空的朗之万算符, 且有  $\langle L(t) \rangle = 0$ 。

定义  $\beta = 2C/(1 + 2C)$ ,  $N_c = \beta N$ ,  $M_c = \beta M$ ,  $\Gamma'_i = \Gamma_i(1 + 2C)$  ( $i = 2, 3, 23$ ) 和标度化变量:

$$\left. \begin{aligned} \tau &= (\Gamma'_2 + \Gamma'_3)t, \quad \mathcal{Y}_2 = \Gamma'_2/(\Gamma'_2 + \Gamma'_3), \quad \mathcal{Y}_3 = \Gamma'_3/(\Gamma'_2 + \Gamma'_3), \\ \mathcal{Y}_{23} &= \Gamma'_{23}/(\Gamma'_2 + \Gamma'_3), \quad \xi_2 = \Omega_2/(\Gamma'_2 + \Gamma'_3), \quad \xi_3 = \Omega_3/(\Gamma'_2 + \Gamma'_3), \\ \Delta &= (\omega_{21} - \omega_{31})/2(\Gamma'_2 + \Gamma'_3), \quad \delta = (2\omega_1 - \omega_{21} - \omega_{31})/2(\Gamma'_2 + \Gamma'_3), \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

则可得原子光学布洛赫方程的最终表达形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle R_{22} \rangle}{\partial \tau} = & -\mathcal{Y}_2(1 + N_c) \langle R_{22} \rangle + \mathcal{Y}_2 N_c \langle R_{11} \rangle - \frac{\mathcal{Y}_{23}}{2}(1 + N_c)(\langle R_{23} \rangle + \langle R_{32} \rangle) \\ & - \frac{i}{2} \xi_2 (\langle R_{21} \rangle - \langle R_{12} \rangle), \end{aligned} \quad (14.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle R_{33} \rangle}{\partial \tau} = & -\mathcal{Y}_3(1 + N_c) \langle R_{33} \rangle + \mathcal{Y}_3 N_c \langle R_{11} \rangle - \frac{\mathcal{Y}_{23}}{2}(1 + N_c)(\langle R_{23} \rangle + \langle R_{32} \rangle) \\ & - \frac{i}{2} \xi_3 (\langle R_{31} \rangle - \langle R_{13} \rangle), \end{aligned} \quad (14.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle R_{12} \rangle}{\partial \tau} = & [i(\delta - \Delta) - \frac{\mathcal{Y}_2}{2}(1 + N_c) - \frac{N_c}{2}] \langle R_{12} \rangle - \mathcal{Y}_2 M_c \exp(i\varphi) \langle R_{21} \rangle - \mathcal{Y}_{23} M_c \exp(i\varphi) \langle R_{31} \rangle \\ & - \frac{\mathcal{Y}_{23}}{2}(1 + N_c) \langle R_{13} \rangle + \frac{i}{2} \xi_2 [\langle R_{22} \rangle - \langle R_{11} \rangle] + \frac{i}{2} \xi_2 \langle R_{32} \rangle, \end{aligned} \quad (14.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle R_{13} \rangle}{\partial \tau} = & [i(\delta + \Delta) - \frac{\mathcal{Y}_3}{2}(1 + N_c) - \frac{N_c}{2}] \langle R_{13} \rangle - \mathcal{Y}_3 M_c \exp(i\varphi) \langle R_{31} \rangle - \mathcal{Y}_{23} M_c \exp(i\varphi) \langle R_{21} \rangle \\ & - \frac{\mathcal{Y}_{23}}{2}(1 + N_c) \langle R_{12} \rangle + \frac{i}{2} \xi_3 [\langle R_{33} \rangle - \langle R_{11} \rangle] + \frac{i}{2} \xi_2 \langle R_{23} \rangle, \end{aligned} \quad (14.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle R_{23} \rangle}{\partial \tau} = & [2i\Delta - \frac{1}{2}(1 + N_c)] \langle R_{23} \rangle + \frac{i}{2} \xi_2 \langle R_{13} \rangle - \frac{i}{2} \xi_3 \langle R_{21} \rangle \\ & - \frac{\mathcal{Y}_{23}}{2}(1 + N_c)(\langle R_{33} \rangle + \langle R_{22} \rangle) + \mathcal{Y}_{23} N_c. \end{aligned} \quad (14.5)$$

$R_{21}\rangle$ 、 $R_{31}\rangle$ 、 $R_{32}\rangle$  的时间微分方程可以从上述方程组中取复共轭而得到。通过与文献[10]对比可知, 劣质腔中的原子最终受到了双光子关联强度被降低的压缩真空的阻尼。当劣质腔常数  $C \rightarrow \infty$  时, 则变为原子受自由空间中的压缩真空的阻尼。显然, 在一般情况下, 光学布洛赫方程的稳态解非常复杂。利用  $R_{11}\rangle + R_{22}\rangle + R_{33}\rangle = 1$ , 并取布洛赫方程的左边为 0, 即可用标准矩阵的数值解法求其稳态解。

### 3 劣质腔中原子的稳态行为

当劣质腔常数  $C \rightarrow \infty$  时,  $\beta \rightarrow 1$ , 则  $N_c = N$ ,  $M_c = [N(N + 1)]^{1/2}$ , 腔中原子的稳态行为退化为自由空间中的情形。为了便于求其解析解, 取  $\Delta = \delta = 0$ ,  $\gamma_2 = \gamma_3 = 0.5$ ,  $\gamma_{23} = \gamma = g(\gamma_2\gamma_3)^{1/2}$ ,  $\xi_2 = \xi_3 = \xi$ , 式中标度化相干跃迁速率  $\gamma$ 、标度化拉比频率  $\xi$  均为实数。在这种条件下可得原子稳态布居的解析表达式为:

$$\left. \begin{aligned} R_{22}\rangle = R_{33}\rangle &= \frac{2\xi^2(1+N) + 2N\xi^2 + A(1+N)(1+2\gamma)}{6\xi^2(1+N) + 2(1+3N)\xi^2 + A(1+N)(1+3N)(1+2\gamma)}, \\ R_{11}\rangle &= \frac{4\xi^2(1+N) + 2N\xi^2 + A(1+N)^2(1+2\gamma)}{6\xi^2(1+N) + 2(1+3N)\xi^2 + A(1+N)(1+3N)(1+2\gamma)}, \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

其中  $A = [(3N + 1)/2] \mp M(1 + 2\gamma) + \gamma(1 + N)$ , “ $\mp$ ” 分别对应于压缩真空相位  $\varphi = 0$  和  $\pi$ 。可以看出, 此时原子两个上能级完全对称, 并且稳态粒子布居数与  $N$ 、 $M$ 、 $\xi$  和  $\gamma$  有关。

#### 3.1 两个跃迁完全非相干的情况

两个跃迁完全非相干时,  $g = 0$ , 稳态粒子布居数的表达式简化为:

$$\left. \begin{aligned} R_{22}\rangle = R_{33}\rangle &= \frac{2\xi^2(1+N) + 2N\xi^2 + A_1(1+N)N}{6\xi^2(1+N) + 2(1+3N)\xi^2 + A_1(1+N)(1+3N)}, \\ R_{11}\rangle &= \frac{4\xi^2(1+N) + 2N\xi^2 + A_1(1+N)^2}{4\xi^2(2+3N) + 2(1+3N)\xi^2 + A_1(1+N)(1+3N)}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

其中,  $A_1 = [(3N + 1)/2] \mp M$ 。当  $N = 0$  时, 宽带压缩真空场退化为通常的真空辐射场, (16) 式变为:

$$\left. \begin{aligned} R_{22}\rangle = R_{33}\rangle &= \xi^2/(4\xi^2 + 1/4), \\ R_{11}\rangle &= (2\xi^2 + 1/4)/(4\xi^2 + 1/4). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

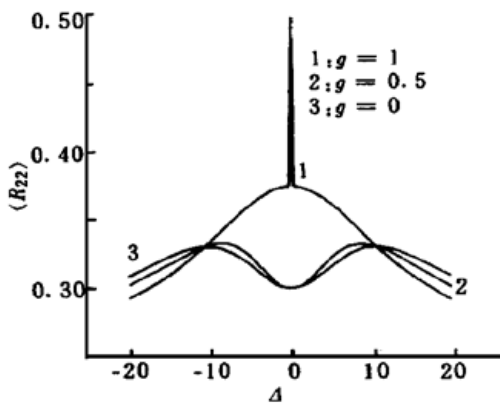


Fig. 1 The steady-state population  $R_{22}\rangle$  vs  $\Delta$ .  $N = 1, M = 2^{1/2}, \varphi = 0, \delta = 0, \xi = 10$  and  $\gamma_2 = \gamma_3 = 0.5, \gamma = g(\gamma_2\gamma_3)^{1/2}$

当驱动光较强时, 稳态粒子布居数趋于 V 型三能级原子在真空辐射场阻尼下的饱和值:

$$R_{22}\rangle = R_{33}\rangle \rightarrow 1/4, R_{11}\rangle \rightarrow 1/2.$$

#### 3.2 两个跃迁相干的情况

两个跃迁相干时,  $g \neq 0$ 。图 1 表明对于相同的入射激光场和压缩真空、不同的相干跃迁速率对原子的稳态粒子布居数有强烈的影响。当  $g = 1$ , 两个跃迁间干涉作用最大,  $R_{11}\rangle = 0$ ,  $R_{22}\rangle = R_{33}\rangle = 1/2$ , 发生激发态上的相干捕获现象。这是因为, 此时两个完全对称的高能态简并, 演化成一个量子纯态——激发态上的相干捕获态:  $|S\rangle = (|3\rangle - |2\rangle) / \sqrt{2}$ , V 型三能级原子等效为一个二能级的

系统。当  $0 \leq g < 1$ ，虽然两个高能态完全对称，但仍然是可分辨的，两个单光子跃迁之间不发生相消干涉效应，原子稳态粒子布居数趋于热平均分布。

在图 2 中示出了原子稳态粒子布居数与压缩真空相角  $\varphi$  的关系。可见，虽然  $\varphi=0$  和  $\pi$  时都能发生捕获现象，但  $\varphi=0$  的布居数高于  $\varphi=\pi$  的布居数；而相同参数的普通真空的布居数却位于前二者之间，在  $\Delta=0$  时不发生激发态上的相干捕获现象。

图 3 表明，存在失谐时单光子共振吸收较强烈。对于  $\xi=5$ ，在  $\Delta=0$  处，普通真空不能发生激发态上的相干捕获现象，而压缩真空则能发生相干捕获现象，这是由于压缩真空中双光子关联很强所引起的，当  $\xi=10$  时，即使是普通真空也发生相干捕获现象，这说明入射激光场的强度对原子的稳态粒子布居有较大的影响。

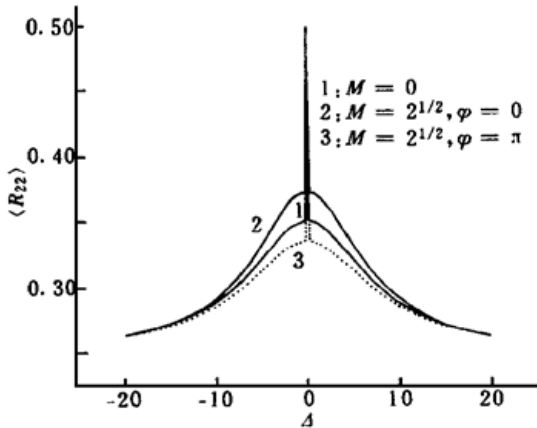


Fig. 2 The steady-state population  $\langle R_{22} \rangle$  vs  $\Delta$ .  
 $\xi=5, \delta=0, \gamma_2=\gamma_3=\gamma=0.5$  and  $N=1$ .

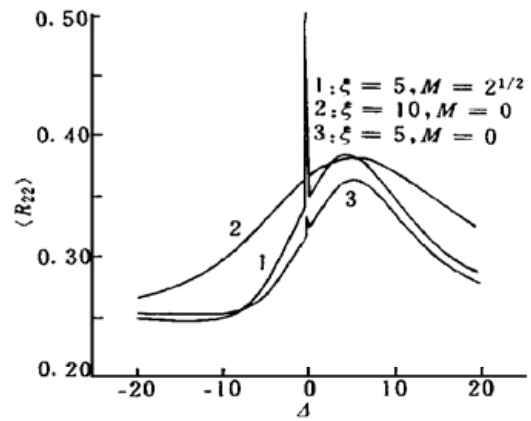


Fig. 3 The steady-state population  $\langle R_{22} \rangle$  vs  $\Delta$ .  
 $N=1, \delta=5, \gamma_2=\gamma_3=\gamma=0.5$  and  $\varphi=0$ .

### 3.3 劣质腔常数 $C$ 为限值的情况

当劣质腔常数  $C$  为有限值时

$$M_c = \beta \sqrt{N(N+1)} = \sqrt{N_c(N_c + \beta)} < \sqrt{N_c(N_c + 1)} < \sqrt{N(N+1)} = M. \quad (18)$$

可见，腔的效果降低了压缩真空的双光子关联强度，原子在劣质腔中受到了压缩真空的阻尼。原子稳态粒子布居与自由空间中的形式基本一致，并没有发生太大的改变（见图 4）。原子在腔中的光学布洛赫方程与自由空间的相比形式相同，只是各种参数都是经过修正后的结果。随着  $C$  的增大，腔中原子的稳态粒子布居趋于原子在自由空间中的结论。

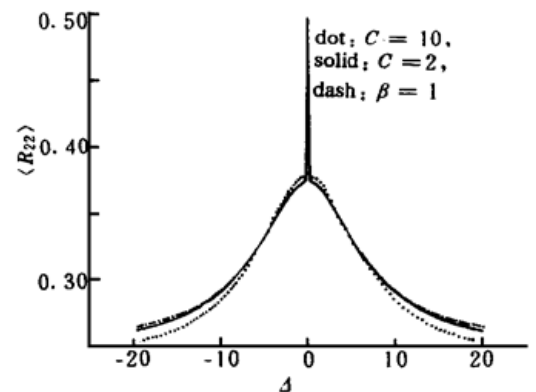


Fig. 4 The steady-state population  $\langle R_{22} \rangle$  vs  $\Delta$ .  $N=1, M=2^{1/2}, \xi=5, \delta=0, \gamma_2=\gamma_3=\gamma=0.5$  and  $\varphi=0$ .

**结 论** 用密度矩阵的方法，研究了 V 型三能级原子在有压缩真空入射和激光场驱动的劣质腔中的稳态粒子布居，发现原子的稳态粒子布居数不仅与反映库场性质的参量  $N$ 、 $M$  和入射激光场强度  $\xi$  密切相关，还与原子自发辐射速率有关。当两个自发辐射速率相等、两个跃迁相干最大时，可以发生激发态上的相干捕获现象。

## 参 考 文 献

- [1] Carmichael H J. Photon antibunching and squeezing for a single atom in a resonant cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 1985, **55** (25): 2790~ 2793
- [2] Janszky J, Yushin Y. Many-photon processes with the participation of squeezed light. *Phys. Rev. (A)*, 1987, **36** (3): 1283~ 1292
- [3] Joshi A, Puri R R. Steady-state behavior of three-level systems in a broadband squeezed bath. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **45** (3): 2025~ 2030
- [4] Li Gaoxiang, Peng Jinsheng. Steady-state behavior of a V configuration three-level atom in a broadband vacuum bath. *Phys. Lett. (A)*, 1994, **189** (6): 449~ 453
- [5] Gardiner C W. Inhibition of a atomic phase decays by squeezed light: a direct effect of squeezing. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, **56** (18): 1917~ 1920
- [6] Carmichael H J, Lane A S, Wall D F *et al.*. Resonance fluorescence from an atom in a squeezed vacuum and squeezing for a single atom in a resonant cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **58** (24): 2539~ 2542
- [7] Cirac J I. Interaction of a two-level atom with a cavity mode in the bad-cavity limit. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **46** (7): 4354~ 4362
- [8] Georgiades N Ph, Polzik E S, Edamatsu K *et al.*. Nonclassical excitation for atoms in a squeezed vacuum. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75** (19): 3426~ 3429
- [9] Zhou Peng, Swain S. Atomic two-photon excitation by an injected squeezed vacuum in a cavity. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **54** (3): 2455~ 2463
- [10] Ferguson M R, Fieck Z, Dalton B J. Effect of a squeezed vacuum on coherent population trapping in a three level lambda system. *J. Mod. Opt.*, 1995, **42** (3): 679~ 706

## Steady-State Behavior of a Driven V-Type Three-level Atom in a Squeezed Vacuum

Xu Yan<sup>1)</sup> Chen Zhaoyang<sup>2)</sup> Xing Huaizhong<sup>1)</sup>

1), Department of Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000;

2), Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800

(Received 8 April 1999; revised 16 August 1999)

**Abstract** The steady-state behavior of a coherently driven V-type three-level atom in a bad cavity injected by a squeezed vacuum is considered. The dependences of the atomic steady-state population on the average photon number of the reservoir, the squeezing phase and the coherent field's strength are investigated. The coherent population trapping is discussed.

**Key words** V-type atom, squeezed vacuum, steady-state population, coherent population trapping.