

# 双模 $SU(1, 1)$ 猫态与级联三能级原子的粒子布居相干俘获\*

韩立波 田永红

(湖北省荆州师范学院物理系, 荆州 434100)

李高翔 彭金生

(华中师范大学物理系, 武汉 430070)

(1999 年 5 月 17 日收到)

研究了双模相干光场与级联三能级原子的相互作用, 结果表明, 在简并双光子过程中, 使原子发生布居相干俘获的俘获光场为双模  $SU(1, 1)$  薛定谔猫态, 并分析了俘获光场的非经典特性.

PACC : 4250

## 1 引 言

在光场与原子相互作用系统中, 原子的布居相干俘获问题一直倍受关注, 由于布居俘获问题在诸如激光致冷<sup>[1]</sup>、无反转激光<sup>[2]</sup>、介质的感应透明<sup>[3]</sup>等诸多方面的广泛应用, 因此, 这一领域的研究一直非常活跃<sup>[4]</sup>. 最近, Cirac 等<sup>[5]</sup>研究了单模光场与二能级原子相互作用过程中的原子相干俘获, 指出在单光子 J-C 模型中, 俘获初始处于二能级叠加态的原子的光场是单模相位算符的本征态<sup>[5]</sup>, 在简并双光子 J-C 模型中, 俘获光场必须是单模压缩真空态<sup>[6]</sup>. Agarwal<sup>[7]</sup>发现处于准经典相干态的三能级原子与双模光场相互作用系统中的相干俘获现象, 指出在原子-光场发生共振时, 使三能级原子发生俘获的光场应是双模光子统计匹配光场; 使级联三能级原子俘获的光场是与双模压缩算符密切相关的光场. 文献<sup>[8]</sup>研究了双模光场与  $\Lambda$  型三能级原子的相互作用, 指出在简并双光子过程中, 俘获场为双模  $SU(2)$  叠加态.

另外, Schrödinger 猫态即相干态的叠加态也引起了人们的广泛兴趣<sup>[9]</sup>. 由于叠加所引起的量子干涉效应, Schrödinger 猫态可以产生压缩、亚泊松分布及反相关性等非经典性质<sup>[10]</sup>, 最近, 单模 Schrödinger 猫态还被推广到双模情况, 如双模相干

态的叠加<sup>[11]</sup>, 双模对相干态<sup>[12]</sup>等, 与单模场类似, 双模猫态也同样存在许多非经典性质.

本文研究了级联三能级原子与双模光场发生简并双光子耦合时原子粒子布居的相干俘获性质, 结果表明, 当原子初始处于基态和上能态的叠加态时, 使原子发生相干俘获的光场是双模  $SU(1, 1)$  相干态的猫态, 其概率幅由原子的初始状态及原子与光场间的耦合强度决定, 这一猫态光场可展现双模和压缩、模间非经典相关等非经典性质.

## 2 模型及相干俘获条件

考虑如图 1 所示的级联三能级原子与双模光场的相互作用系统, 原子能级所对应的本征频率分别为  $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ , 态矢分别为  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ , 原子在  $|1\rangle$

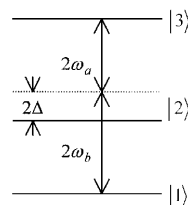


图 1 级联三能级原子与双模光场耦合示意图

$\leftrightarrow|2\rangle$  和  $|2\rangle \leftrightarrow|3\rangle$  之间的跃迁为简并双光子过程, 跃

\* 国家自然科学基金(批准号: 19774024)和湖北省高等学校科研基金(批准号: 99A093)资助的课题.

迁的频率分别为  $\omega_a, \omega_b$ ,  $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  之间的跃迁是偶极禁戒的,  $a, b$  分别为光场两模的光子湮没算符,  $2\Delta = \omega_3 - \omega_2 - 2\omega_a = 2\omega_b - (\omega_2 - \omega_1)$  为双光子失谐量. 在旋波近似下, 系统的哈密顿量为

$$H = \omega_a a^\dagger a + \omega_b b^\dagger b + \sum_{i=1}^3 \omega_i |i\rangle \langle i| + g_1 (a^2 |2\rangle \langle 1| + a^{\dagger 2} |1\rangle \langle 2|) + g_2 (b^2 |3\rangle \langle 2| + b^{\dagger 2} |2\rangle \langle 3|), \quad (1)$$

式中  $g_1, g_2$  分别表示光场两模与原子间的耦合强度.

假定原子初始处于相干叠加态

$$|\Psi_A(0)\rangle = \cos(\theta/2)|1\rangle + \sin(\theta/2)e^{i\varphi}|3\rangle \quad (0 \leq \theta \leq \pi, 0 < \varphi \leq 2\pi). \quad (2)$$

光场为双模相干态

$$|\Psi(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle, \quad (3)$$

则系统的初始态为

$$|\Psi(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2} [F_{n_1, n_2} \cos(\theta/2) |1, n_1, n_2\rangle + F_{n_1-2, n_2-2} \sin(\theta/2) e^{i\varphi} |3, n_1-2, n_2-2\rangle] \quad (4)$$

在相互作用表象中,  $t$  时刻系统的态矢为

$$|\Psi(t)\rangle = \sum [C_1(t) |1, n_1, n_2\rangle + C_2(t) |2, n_1-2, n_2\rangle + C_3(t) |3, n_1-2, n_2-2\rangle], \quad (5)$$

式中

$$C_1(t) = -D_1 A \left[ \frac{\exp(i(\Delta + \delta_{n_1, n_2})t)}{\Delta + \delta_{n_1, n_2}} - \frac{\exp(i(\Delta - \delta_{n_1, n_2})t)}{\Delta - \delta_{n_1, n_2}} \right] + \frac{D_2^2 B_1 - D_2 D_1 B_2}{D_1^2 + D_2^2}, \quad (6)$$

$$C_2(t) = -A [\exp(i(\Delta + \delta_{n_1, n_2})t) - \exp(i(\Delta - \delta_{n_1, n_2})t)], \quad (7)$$

$$C_3(t) = -D_2 A \left[ \frac{\exp(i(\Delta + \delta_{n_1, n_2})t)}{\Delta + \delta_{n_1, n_2}} - \frac{\exp(i(\Delta - \delta_{n_1, n_2})t)}{\Delta - \delta_{n_1, n_2}} \right] + \frac{D_1^2 B_2 - D_1 D_2 B_1}{D_1^2 + D_2^2}, \quad (8)$$

其中

$$D_1 = g_1 \sqrt{n_1(n_1-1)}, D_2 = g_2 \sqrt{n_2(n_2-1)},$$

$$\delta_{n_1, n_2} = \sqrt{\Delta^2 + D_1^2 + D_2^2},$$

$$B_1 = \cos(\theta/2) F_{n_1, n_2}, B_2 = \sin(\theta/2) e^{i\varphi} F_{n_1-2, n_2-2},$$

$$A = D_1 B_1 + D_2 B_2 = g_1 \sqrt{n_1(n_1-1)} \cos(\theta/2) F_{n_1, n_2}$$

$$+ g_2 \sqrt{n_2(n_2-1)} \sin(\theta/2) e^{i\varphi} F_{n_1-2, n_2-2}.$$

由描述三能级原子的态矢(5)式可知, 要使原子各能级的概率恒定, 即使原子发生布居相干俘获, 则必须要求  $\{ |1, n_1, n_2\rangle, |2, n_1-2, n_2\rangle \}$  和  $\{ |3, n_1-2, n_2-2\rangle \}$  均为恒矢量, 这就要求  $C_1(t), C_2(t), C_3(t)$  不随时间变化, 显然, 从(6)(7)(8)式可知, 只有当  $A=0$  时才能满足这一要求, 由此可得

$$F_{n_1, n_2} = (-g_2/g_1) \tan(\theta/2) e^{i\varphi} \sqrt{\frac{n_2(n_2-1)}{n_1(n_1-1)}} F_{n_1-2, n_2-2}. \quad (9)$$

上式表明, 使原子发生相干俘获的双模光场的概率幅必须满足递推关系, 也就是说, 使原子俘获的俘获场只能是  $\{ |n_1-2q, n_2-2q\rangle \}$  的叠加态

$$|\Psi(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2} \sum_{q=0}^{n_1 \vee n_2} F_{n_1-2q, n_2-2q} |n_1-2q, n_2-2q\rangle, \quad (10)$$

式中

$$n_1 \vee n_2 = \begin{cases} n_1 & \text{当 } n_1 \leq n_2 \text{ 时;} \\ n_2 & \text{当 } n_1 > n_2 \text{ 时;} \end{cases}$$

$q$  为小于或等于  $n_1 \vee n_2$  的正整数或 0. 显然, 如果  $n_1 \leq n_2$ , 则(10)式化为

$$|\Psi_{f_1}(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} F_{n, m+2q} |n, m+2q\rangle. \quad (11)$$

如果  $n_1 > n_2$ , 则(10)式化为

$$|\Psi_{f_2}(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} F_{n+2q, m} |n+2q, m\rangle. \quad (12)$$

对于(11)式, 如果满足  $n=2m$ , 则有

$$|\Psi_{f_1}^a(0)\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} F_{2m, 2m+2q} |2m, 2m+2q\rangle. \quad (13)$$

将(9)式的递推关系代入(13)式则有

$$|\Psi_{f_1}^a(0)\rangle = F_{0, 2q} \sum_{m=0}^{\infty} \xi^{2m} \sqrt{\frac{(2m+2q)!}{(2m)!(2q)!}} \cdot |2m, 2m+2q\rangle, \quad (14)$$

式中  $F_{0, 2q}$  为归一化系数,

$$F_{0, 2q} = \sqrt{2} [(1 - |\xi|^2)^{(2q+1)} + (1 + |\xi|^2)^{(2q+1)}]^{-1/2}, \quad (15)$$

其中已令

$$\xi^2 = |\xi|^2 e^{2i\phi} = (-g_2/g_1) \tan(\theta/2) e^{i\varphi} \quad (|\xi|^2 < 1). \quad (16)$$

而  $|\xi|^2 < 1$  为归一化要求, 进一步令

$$|\xi\rangle_{2q} = (1 - |\xi|^2)^{2q+1} \sum_{n=0}^{\infty} \sqrt{\frac{(n+2q)!}{n!(2q)!}} \cdot \xi^n |n, m+2q\rangle, \quad (17)$$

则(14)式可表示为

$$|\Psi_{1_1}^{(a)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \frac{(1 - |\xi|^2)^{2q+1}}{(1 - |\xi|^2)^{(2q+1)} + (1 + |\xi|^2)^{(2q+1)}} \right]^{1/2} \cdot [|\xi\rangle_{2q} + |-\xi\rangle_{2q}], \quad (18)$$

上式正是光子数之差为  $2q$  的双模  $SU(1, 1)$  相干光场的 Schrödinger 猫态.

同理, 如果满足  $n = 2m + 1$ , 则由(11)式有

$$|\Psi_{1_2}^{(b)}\rangle(0) = F_{1, 2q+1} \sum_{m=0}^{\infty} \sqrt{\frac{(2m+2q+1)!}{(2m+1)!(2q+1)!}} \cdot \xi^{2m} |2m+1, 2m+2q+1\rangle. \quad (19)$$

式中的归一化系数

$$F_{1, 2q+1} = \sqrt{\chi(2q+1)} |\xi| [(1 - |\xi|^2)^{(2q+1)} - (1 + |\xi|^2)^{(2q+1)}]^{-1/2}. \quad (20)$$

(19)式也可以表示为双模  $SU(1, 1)$  相干态的猫态

$$|\Psi_{1_1}^{(b)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \frac{(1 - |\xi|^2)^{2q+1}}{(1 - |\xi|^2)^{(2q+1)} - (1 + |\xi|^2)^{(2q+1)}} \right]^{1/2} \cdot (|\xi\rangle_{2q} - |-\xi\rangle_{2q}). \quad (21)$$

由以上的讨论可知, 使级联三能级原子发生相干俘获的相干光场只能是如(14)式表示的偶-偶双模  $SU(1, 1)$  猫态, 其中光场每一模的光子数均为偶数, 或如(19)式所描述的奇-奇双模  $SU(1, 1)$  猫态, 其中每一模的光子数均为奇数. 由(14)和(19)式可知, 俘获场的概率幅不仅与光场本身的性质有关, 而且还与原子的初始状态和原子-场间的耦合有关, 即强烈地依赖于参数  $\theta$ ,  $\varphi$  和耦合强度系数  $g_1, g_2$ .

由于(12)和(11)式具有相同的结构, 故可以得出与上面的讨论相同的结论, 下面仅讨论  $n_1 \leq n_2$  时俘获场的非经典性质.

### 3 与原子布居俘获有关的双模 $SU(1, 1)$ 猫态的非经典性质

#### 3.1 光场的统计性质

1. 光子数分布 Mandel  $Q$  参量反映光子数对泊松分布的偏离, 定义为

$$Q = \frac{\langle\langle \Delta n \rangle\rangle - \langle n \rangle}{\langle n \rangle} = \frac{\langle n^2 \rangle - (\langle n \rangle)^2 - \langle n \rangle}{\langle n \rangle}. \quad (22)$$

若  $Q > 0$ , 则光场是超泊松分布的;  $Q < 0$ , 光场为亚泊松分布的. 亚泊松分布反映了光场的非经典特性.

对于光子数相差为  $2q$  的双模 Schrödinger 猫态, 第一模的  $Q$  函数为

$$Q_1 = \frac{\langle n_a^2 \rangle - (\langle n_a \rangle)^2 - \langle n_a \rangle}{\langle n_a \rangle}. \quad (23)$$

第二模的  $Q$  函数为

$$Q_2 = \frac{\langle n_a^2 \rangle - (\langle n_a \rangle)^2 - \langle n_a \rangle - 2q}{\langle n_a \rangle + 2q}. \quad (24)$$

对于由(14)式所描述的光场每一模的光子数均为偶数的猫态

$$\langle n_a \rangle = \frac{1}{2} |\xi|^{2(2q+1)} |F_{0, 2q}|^2 [(1 - |\xi|^2)^{(2q+2)} - (1 + |\xi|^2)^{(2q+2)}], \quad (25a)$$

$$\langle n_a^2 \rangle = \frac{1}{2} |\xi|^{4(2q+1)} |F_{0, 2q}|^2 [(1 - |\xi|^2)^{(2q+3)} + (1 + |\xi|^2)^{(2q+3)}] + \langle n_a \rangle. \quad (25b)$$

对于由(19)式描述的光场每一模的光子数均为奇数的猫态

$$\langle n_a \rangle = \frac{1}{2} |F_{1, 2q+1}|^2 [(1 - |\xi|^2)^{(2q+2)} + (1 + |\xi|^2)^{(2q+2)}], \quad (26a)$$

$$\langle n_a^2 \rangle = \frac{1}{2} (2q+2) |\xi|^2 |F_{1, 2q+1}|^2 [(1 - |\xi|^2)^{(2q+3)} - (1 + |\xi|^2)^{(2q+3)}] + \langle n_a \rangle. \quad (26b)$$

图2给出了  $Q$  函数随  $|\xi|$  变化的关系, 图2(a)表明, 光子数为偶数时, 光场第一模是超泊松分布的, 第二模在  $|\xi|$  较小时是亚泊松分布的,  $|\xi|$  较大时是超泊松分布的, 光子数为奇数的光场的每一模均可以是亚泊松分布的, 如图2(b)所示.

2. 光场的模间相关性 光场的相关性定义为

$$\gamma_{11}^{(2)} = \frac{\langle a^{+2} a^2 \rangle}{(\langle a^+ a \rangle)^2}, \quad \gamma_{22}^{(2)} = \frac{\langle b^{+2} b^2 \rangle}{(\langle b^+ b \rangle)^2},$$

$$\gamma_{12}^{(2)} = \frac{\langle a^+ b^+ ab \rangle}{\langle a^+ a \rangle \langle b^+ b \rangle}. \quad (27)$$

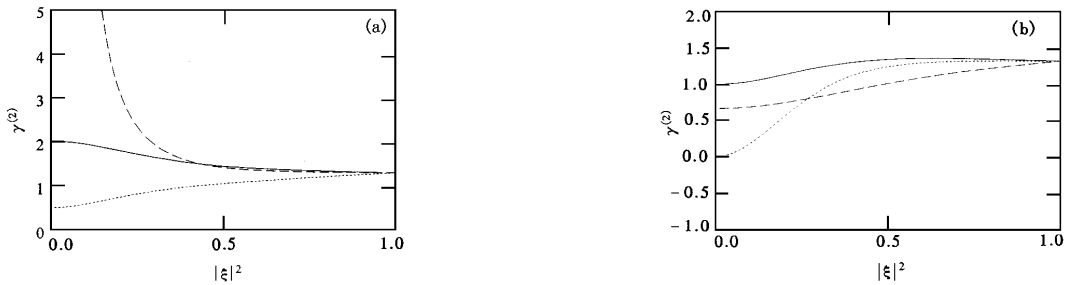
若  $\gamma_{12}^{(2)} > 1$ , 则称其为正相关的,  $\gamma_{12}^{(2)} < 1$ , 称其为负相关的. 图3中给出了相关函数  $\gamma_{12}^{(2)}$  随  $|\xi|^2$  变化的情况, 对偶-偶双模  $SU(1, 1)$  猫态和奇-奇双模  $SU(1, 1)$  猫态, 均有  $\gamma_{12}^{(2)} > 1$ , 即模间总是正相关的. 为了便于比较, 图3还给出自相关系数  $\gamma_{11}^{(2)}, \gamma_{22}^{(2)}$ , 它们的结果与泊松分布一致.



(a)  $n = 2m, q = 4$

(b)  $n = 2m + 1, q = 4$

图 2  $Q$  随  $|\xi|^2$  的变化 实线表示  $Q_1$ ; 虚线表示  $Q_2$



(a)  $n = 2m, q = 1$

(b)  $n = 2m + 1, q = 1$

图 3 光场的相关性 实线表示  $\gamma_{12}^{(2)}$ ; 短虚线表示  $\gamma_{11}^{(2)}$ ; 点线表示  $\gamma_{22}^{(2)}$

### 3. Cauchy-Schwartz 不等式 双模光场的

Cauchy-Schwartz 不等式为

$$\langle a^{+2}a^2 \rangle \langle b^{+2}b^2 \rangle \geq (\langle a^+b^+ab \rangle)^2. \quad (28)$$

为反映对上式的偏离程度,引入参量

$$I_0 = \frac{(\langle a^{+2}a^2 \rangle \langle b^{+2}b^2 \rangle)^{1/2}}{|\langle a^+b^+ab \rangle|} - 1. \quad (29)$$

若  $I_0 < 0$  则意味着 (29) 式不成立,光场具有非经典特性,直接的数值计算表明,无论偶-偶双模猫态还是奇-奇猫态, Cauchy-Schwartz 不等式均不成立.

综上所述,使原子发生俘获的俘获光场的量子统计性质与原子的初始状态及原子场间的相互作用密切相关,由于相互作用的存在,使得光子数分布表现出非经典特征.

### 3.2 光场的压缩性质

在此我们仅讨论双模和压缩,定义两个厄密算符<sup>[13]</sup>

$$x_1 = \frac{1}{2} [ a^+b^+ e^{i2\phi} + ab e^{-i2\phi} ], \quad (30a)$$

$$x_2 = \frac{i}{2} [ a^+b^+ e^{i2\phi} - ab e^{-i2\phi} ]. \quad (30b)$$

其对易关系为  $[x_1, x_2] = \frac{i}{2} [ a^+a + b^+b + 1 ]$ ,由不确定关系可得

$$(\Delta x_1)^2 (\Delta x_2)^2 \geq \frac{1}{16} (\langle a^+a \rangle + \langle b^+b \rangle + 1)^2.$$

若双模场的变量满足

$$z_i = (\Delta x_i)^2 - \frac{1}{4} |\langle a^+a \rangle + \langle b^+b \rangle + 1| < 0 \quad (i = 1, 2) \quad (31)$$

或

$$r_i = \frac{4(\Delta x_i)^2 - |\langle a^+a \rangle + \langle b^+b \rangle + 1|}{|\langle a^+a \rangle + \langle b^+b \rangle + 1|} < 0 \quad (i = 1, 2), \quad (32)$$

则称双模光场处于双模和压缩态,或称光场是双模  $SU(1,1)$  压缩态.

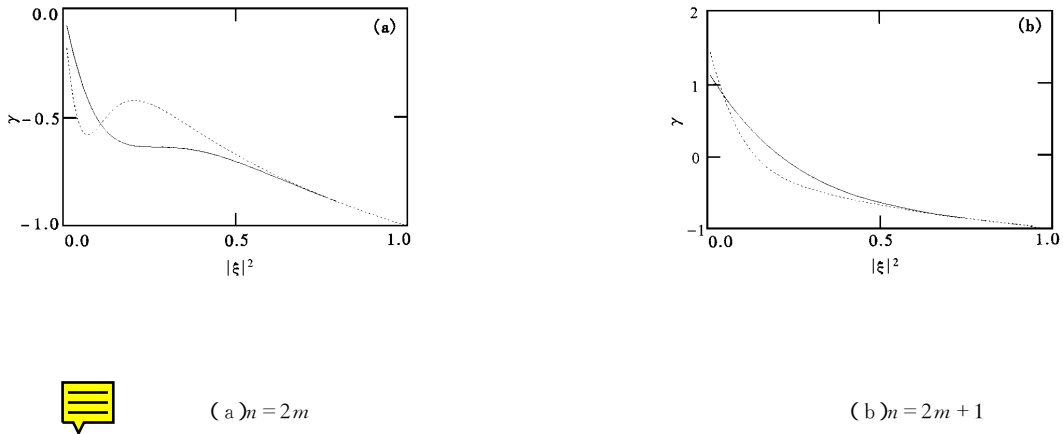


图 4 光场和压缩  $r_2$  随  $|\xi|^2$  的变化 实线表示  $q=1$ , 点线表示  $q=4$

对于由(14)式表示的猫态  $|\Psi_{1_1}^{(a)}(0)\rangle$ , 不难得到

$$(\Delta x_1)^2 = \frac{1}{4}(2q+1) + \frac{1}{2}(2q+1)(2q+2)|\xi|^2 \cdot |F_{0,2q}|^2(1-|\xi|^2)^{(2q+3)}, \quad (33a)$$

$$(\Delta x_2)^2 = \frac{1}{4}(2q+1) - \frac{1}{2}(2q+1)(2q+2)|\xi|^2 \cdot |F_{0,2q}|^2(1+|\xi|^2)^{(2q+3)}. \quad (33b)$$

显然, 对于所有的  $q$  和  $\xi$ , 均有  $r_1 \geq 0$ , 故猫态  $|\Psi_{1_1}^{(a)}(0)\rangle$  的  $x_1$  分量的涨落是不能被压缩的; 对所有的  $\xi$ ,  $r_2 < 0$ , 故  $x_2$  分量始终是可以压缩的, 如图 4(a) 所示.

对于由(19)式表示的猫态  $|\Psi_{1_1}^{(b)}(0)\rangle$ , 有

$$(\Delta x_1)^2 = \frac{1}{4}(2q+1) + \frac{1}{2}(2q+2)|F_{1,2q+1}|^2 \cdot (1-|\xi|^2)^{(2q+3)}, \quad (34a)$$

$$(\Delta x_2)^2 = \frac{1}{4}(2q+1) - \frac{1}{4}(2q+2)|F_{1,2q+1}|^2 \cdot (1+|\xi|^2)^{(2q+3)}, \quad (34b)$$

则总有  $r_1 \geq 0$ , 即  $|\Psi_{1_1}^{(b)}(0)\rangle$  的第一分量仍然不能被压缩, 而第 2 分量在  $|\xi|$  较小时不能被压缩, 较大时可以被压缩, 且被压缩区域随  $q$  的增加而增大, 如图 4(b) 所示.

## 4 结 论

本文研究了双模光场与级联三能级原子相互作用的简并双光子过程. 结果表明, 使原子发生相干俘获的光场为双模  $SU(1,1)$  相干光场, 该光场可表示为每模光子数均为偶数(或奇数)的双模 Schrödinger 猫态, 双模相干光场可以具有亚泊松分布, 反聚束效应, 不满足 Cauchy-Schwartz 不等式及可以被压缩等非经典效应, 且这些非经典效应与原子的初始状态及原子-场间的相互作用强度密切相关.

[1] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), 2112; E. Korsunsky, D. Kosachiov, B. Matisov, Yu. Rozhdestvensky, L. Windholz, C. Neureiter, *Phys. Rev.*, **A48**(1993), 1033.  
 [2] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 1033.  
 [3] S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **70**(1993), 552; S. E. Harris, *Phys. Lett.*, **A72**(1994), 52.  
 [4] H. I. Yoo, J. H. Eberly, *Phys. Rep.*, **118**(1985), 239; G. C. Hegerfeldt, M. B. Plenio, *Phys. Rev.*, **A46**(1992), 373; J. S. Peng, G. X. Li, *Phys. Rev.*, **A46**(1992), 1516; J. S. Peng, G. X. Li, *Phys. Lett.*, **A170**(1993), 230; G. X. Li, J. S. Peng, *Phys. Lett.*, **A189**(1994), A45.

[5] J. I. Cirac, L. L. Sanchez-soto, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 2851.  
 [6] J. I. Cirac, L. L. Sanchez-soto, *Phys. Rev.*, **A44**(1991), 3317.  
 [7] G. S. Agarwal, *Phys. Rev. Lett.*, **A71**(1993), 1351.  
 [8] G. X. Li, J. S. Peng, *Phys. Lett.*, **A219**(1996), A1.  
 [9] E. Schrödinger, *Naturwissenschaften*, **23**(1935), 807.  
 [10] B. Yruk, D. Stoler, *Phys. Lett.*, **A57**(1986), 13; Y. Xia and G. Guo, *Phys. Lett.*, **A136**(1989), 281; J. Janszky, A. V. Vinogradov, *Phys. Rev.*, **A64**(1990), 2771; I. Foldesi, P. Adam, J. Janszky, *Phys. Lett.*, **A46**(1993), 97.  
 [11] C. Chai, *Phys. Rev.*, **A46**(1992), 7187.  
 [12] C. C. Gerry, R. Grobe, *Phys. Rev.*, **A51**(1994), 1698.

# TWO-MODE $SU(1,1)$ SCHRÖDINGER CAT STATES AND ATOMIC COHERENT POPULATION TRAPPING IN A CASCADE THREE-LEVEL SYSTEM\*

HAN LI-BO TIAN YONG-HONG

(*Department of Physics ,Jingzhou Normal College ,Jingzhou 434100 ,China* )

LI GAO-XIANG PENG JIN-SHENG

(*Department of Physics ,Huazhong Normal University ,Wuhan 430070 ,China* )

( Received 17 May 1999 )

## ABSTRACT

We have studied atomic coherent population trapping in a cascade three-level atom interacting with a two-mode quantized field mediated by two-photon processes. The states of the field trapping the atom are obtained , which are two-mode  $SU(1,1)$  Schrödinger cat states , and the nonclassical properties of these states are discussed.

**PACC** : 4250

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant No. 19774024 ) and the Science Research Foundation of Higher Education of Hubei Province ,China( Grant No. 99A093 )