

双模量子光场驱动的拉曼型光致离化系统中原子的相干俘获*

李高翔 彭金生 黄 徽

(华中师范大学物理系, 武汉 430070)

摘 要 研究了由双模量子光场驱动的拉曼(Raman)型光致离化系统中原子的相干俘获性质, 分析了反映原子-光场耦合性质的参量对系统相干俘获的影响, 论证了在一定的条件下, 双模 SU(2) 相干光场可以将原子完全俘获。

关键词 原子的相干俘获, 拉曼型光致离化系统, SU(2)双模相干光场。

1 引 言

由于光场与原子相互作用系统中原子的相干俘获在激光冷却原子^[1]、无反转激光^[2]以及介质的感应透明^[3, 4]等方面具有重要的应用, 因此对这一问题的研究一直十分活跃^[5~8]。最近, Agarwal^[9]研究了与双模量子光场作用的 Λ 型三能级原子系统中的相干俘获现象, 所得结果表明, 要使原子始终处在其准经典相干俘获态, 则光场应为适当强度的双模相干光场或双模光子统计匹配光场。Deb 等人^[10]在绝热消去 Λ 型三能级原子上能态的情况下指出, 导致原子相干俘获的光场是双模相关光场, 在一定的条件下, 这一光场与双模光场的相位差算符的本征态密切相关。然而这些结果都是在原子只有一个上能态的情况下得出的。

另一方面, Knight 等人^[11]在研究具有一组平滑连续态的拉曼型原子的光致离化问题时指出, 当两经典驱动光场的强度和而非简并双光子失谐量满足一定的条件时, 处于准经典俘获态的原子不会被离化, 发生两束缚态上的相干俘获现象。由于这一结果是利用准经典理论得出的, 因而它不能完全揭示出拉曼型光致离化系统中相干俘获的性质。

本文利用全量子理论, 研究了由双模量子光场驱动的拉曼型光致离化系统中的相干俘获性质。通过考察原子在两束缚态上的概率幅随时间演化的规律, 分析了反映原子-光场耦合性质的参量对系统相干俘获性质的影响, 并指出在一定的条件下, 适当的双模 SU(2) 相干光场可以将初始处在两束缚态的原子完全俘获而不发生离化。

2 模型及态矢随时间的演化

考虑典型的光场诱导连续态结构模型^[1~4], 如图 1 所示。假设原子有两个束缚态 $|0\rangle$ 、

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1994年6月25日; 收到修改稿日期: 1994年10月17日

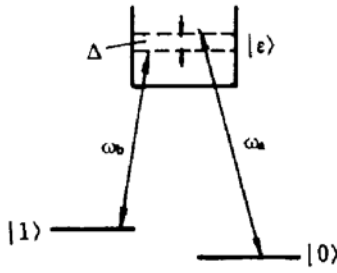


Fig. 1 Diagram of atom-field coupling system

$|1\rangle$ 和一组无内部结构的连续态 $\{|\varepsilon\rangle\}$, 原子从 $|0\rangle \leftrightarrow |\varepsilon\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |\varepsilon\rangle$ 的单光子跃迁分别由频率为 ω_0 和 ω_1 的光场驱动, 在旋波近似下, 原子-光场耦合系统的哈密顿算符为:

$$H = H_0 + V \quad (\hbar = 1) \quad (1)$$

$$H_0 = \omega_0 |0\rangle\langle 0| + \omega_1 |1\rangle\langle 1| + \int d\varepsilon \varepsilon |\varepsilon\rangle\langle \varepsilon| + \omega_a a^\dagger a + \omega_b b^\dagger b \quad (2)$$

$$V = - \left[\int_0^\infty d\varepsilon g_{0\varepsilon} a^\dagger |0\rangle\langle \varepsilon| + \int_0^\infty d\varepsilon g_{1\varepsilon} b^\dagger |1\rangle\langle \varepsilon| + h.c. \right] \quad (3)$$

式中 $g_{0\varepsilon}$ 和 $g_{1\varepsilon}$ 分别是与单光子跃迁 $|\varepsilon\rangle \rightarrow |0\rangle$ 和 $|\varepsilon\rangle \rightarrow |1\rangle$ 相联系的原子-光场耦合常数, a^\dagger (b^\dagger)、 a (b) 分别是频率为 ω_a (ω_b) 的光子的产生, 湮没算符。

如果在 $t = 0$ 时刻, 原子处在束缚态 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 的叠加态 $|\psi_A(0)\rangle = \cos(\theta/2) |0\rangle - \sin(\theta/2) \exp(i\varphi) |1\rangle$, 光场处在 $|\psi_F(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle$, 即初始时刻系统处在:

$$|\psi(0)\rangle = |\psi_A(0)\rangle \otimes |\psi_F(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2} [F_{n_1, n_2} \cos(\theta/2) |0, n_1, n_2\rangle - F_{n_1-1, n_2+1} \sin(\theta/2) \exp(i\varphi) |1, n_1-1, n_2+1\rangle]. \quad (4)$$

随着时间的演化, 在相互作用表象中系统任意时刻 t 的态矢表示为:

$$|\psi_i(t)\rangle = \sum_{n_1, n_2} [A_0(t) |0, n_1, n_2\rangle + A_1(t) |1, n_1-1, n_2+1\rangle + \int d\varepsilon A_\varepsilon(t) |\varepsilon, n_1-1, n_2\rangle] \quad (5)$$

利用相互作用表象中的薛定谔方程, 容易得到:

$$i \frac{dA_0(t)}{dt} = -\sqrt{n_1} \int_0^\infty d\varepsilon g_{0\varepsilon} A_\varepsilon(t) \exp(-i\Delta_0 t), \quad (6)$$

$$i \frac{dA_1(t)}{dt} = -\sqrt{n_2+1} \int_0^\infty d\varepsilon g_{1\varepsilon} A_\varepsilon(t) \exp(-i\Delta_1 t), \quad (7)$$

$$i \frac{dA_\varepsilon(t)}{dt} = -g_{0\varepsilon} \sqrt{n_1} A_0(t) \exp(i\Delta_0 t) - g_{1\varepsilon} \sqrt{n_2+1} \exp(i\Delta_1 t). \quad (8)$$

式中 $\Delta_{0\varepsilon} = \varepsilon - \omega_a - \omega_0$, $\Delta_{1\varepsilon} = \varepsilon - \omega_b - \omega_1$. 对(8)式形式积分, 把所得结果分别代入(6)、(7)式, 在马尔可夫近似下可得:

$$\frac{dA_0}{dt} = -\frac{\gamma_0 + i\delta_0}{2} n_1 A_0 + i \sqrt{n_1(n_2+1)} A_1 \frac{\gamma}{2} (q+i) \exp(-i\Delta t), \quad (9)$$

$$\frac{dA_1}{dt} = -\frac{\gamma_1 + i\delta_1}{2} (n_2+1) A_1 + i \sqrt{n_1(n_2+1)} A_0 \frac{\gamma}{2} (q+i) \exp(i\Delta t). \quad (10)$$

式中 $\Delta = \omega_b + \omega_1 - \omega_a - \omega_0$ 为系统的非简并双光子失谐量, γ_0 、 γ_1 分别是与原子 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 能级相联系的离化参量, 即 $\gamma_0 = 2\pi \int d\varepsilon |g_{0\varepsilon}|^2 \delta(\varepsilon - \omega_a - \omega_0) = 2\pi |g_{0a}|^2$, $\gamma_1 = 2\pi |g_{1b}|^2$; $\gamma = \sqrt{\gamma_0 \gamma_1}$ 反映原子与光场之间非简并双光子作用的强度。为计算简单起见, 令 $\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma$ 。 δ_0 、 δ_1 描述光场导致原子 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 能级动态斯塔克移位的强度, 它们定义为^[11]:

$$\delta_0 = -P \int_0^\infty \frac{2|g_{0\varepsilon}|^2}{\Delta_{0\varepsilon}} d\varepsilon, \quad \delta_1 = -P \int_0^\infty \frac{2|g_{1\varepsilon}|^2}{\Delta_{1\varepsilon}} d\varepsilon. \quad (11)$$

式中 P 代表主部函数。 q 为反映光场诱导连续态结构性质的 Fano 反对称因子, 其大小为^[11~14]

$$q = (\gamma/2)^{-1} P \int_0^\infty \frac{g_{0\varepsilon} g_{1\varepsilon}}{\varepsilon - (\omega_a + \omega_b + \omega_1 + \omega_0)/2} d\varepsilon. \quad (12)$$

利用初始条件(4)式, 容易得到 A_0 、 A_1 满足:

$$A_0 = \exp(\alpha t) [B_1 \exp(\beta t) + B_2 \exp(-\beta t)]. \quad (13)$$

$$A_1 = (1/F) \exp(\alpha t + i\Delta t) [B_1(\beta - \alpha') \exp(\beta t) - B_2(\beta + \alpha') \exp(-\beta t)]. \quad (14)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= \frac{i}{2} \left[\Delta + \frac{\delta_1(n_2 + 1) - \delta_0 n_1}{2} \right] + \frac{\gamma(n_2 + 1 - n_1)}{4} \\ \alpha &= -\frac{i}{2} \left[\Delta + \frac{\delta_1(n_2 + 1) + \delta_0 n_1}{2} \right] - \frac{\gamma(n_1 + n_2 + 1)}{4} \\ F &= -\frac{1 - iq}{2} \gamma \sqrt{n_1(n_2 + 1)}, \quad \beta = \sqrt{\alpha'^2 + F^2} \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= \frac{1}{2\beta} \left[(\beta + \alpha') \cos \frac{\theta}{2} F_{n_1, n_2} - F \sin \frac{\theta}{2} \exp(i\varphi) F_{n_1-1, n_2+1} \right] \\ B_2 &= \frac{1}{2\beta} \left[(\beta - \alpha') \cos \frac{\theta}{2} F_{n_1, n_2} + F \sin \frac{\theta}{2} \exp(i\varphi) F_{n_1-1, n_2+1} \right] \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

将(13)~(16)式代入(8)式, 即可得到概率幅 $A_i(t)$, 进而可知光电子谱随时间的演化规律, 但这里关心的是系统的相干俘获性质, 因而不必写出 $A_i(t)$ 的表达式。

3 原子的相干俘获及俘获光场的态矢

从(13)~(15)式可以看出, 一般情况下, 由于概率幅 $A_0(t)$ 、 $A_1(t)$ 中的指数函数 $\exp[(\alpha \pm \beta)t]$ 中含有随时间衰减的因子, 因而初始处在 $|\psi_A(0)\rangle$ 的原子会被离化而不再处在两束缚态上。因此要使原子不会被离化, 则应使 $\exp[(\alpha \pm \beta)t]$ 中只含时间振荡因子而不含随时间衰变的因子。容易求得, 当失谐量 Δ 和双模驱动光场的光子数之间满足:

$$\frac{2\Delta}{q\gamma + \delta_0} = n_1 - \frac{q\gamma + \delta_1}{q\gamma + \delta_0} (n_2 + 1) \quad (17)$$

时, $\alpha \pm \beta$ 简化为:

$$\left. \begin{aligned} \alpha + \beta &= -\frac{i}{2} (q\gamma + \delta_0) n_1, \\ \alpha - \beta &= -\frac{\gamma}{2} (n_1 + n_2 + 1) - \frac{i}{2} \left[(q\gamma + \delta_0) (n_1 + n_2 + 1) - \frac{q\gamma - \delta_0}{2} n_1 - \frac{q\gamma - \delta_1}{2} (n_2 + 1) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

此时, 概率幅 $A_0(t)$ 、 $A_1(t)$ 中的指数因子 $\exp[(\alpha + \beta)t]$ 不随时间衰减。因此初始处在 $|\psi_A(0)\rangle$ 的原子不会完全离化, 而部分地被俘获在两束缚态上。这就是说, 当驱动光场两模的光子之间具有(17)式所描述的关联时, 拉曼光致离化系统中的原子可以发生部分相干俘获现象。显然, 这一结果与准经典理论的结果^[11]有明显的区别。在准经典理论中, 发生相干俘获的条件是两经典驱动光场的强度有一定的关联, 而本文则要求驱动光场两模光子之间是相关的, 并且这种相关性质由反映原子-光场耦合性质的参量 Δ 、 γ 、 q 及 δ_0 、 δ_1 决定。下面以 $q\gamma + \delta_0 = \pm(q\gamma + \delta_1)$ 为例, 来讨论这些参数对系统相干俘获性质的影响。

3.1 $q\gamma + \delta_0 = -(q\gamma + \delta_1)$

当 $q\gamma + \delta_0 = -(q\gamma + \delta_1)$ 时, (17)式化为:

$$n_1 + n_2 + 1 = 2\Delta / (q\gamma + \delta_0) = N + 1, \quad (19)$$

由于反映光场光子数的 n_1 、 n_2 的取值只能是 0, 1, 2, ..., 因此 N 的取值必须是正整数。在这

种情况下, 驱动光场两模光子数的取值为一定值 N , 其大小由 Δ 、 q 、 γ 、 δ_0 等参量决定。由(4)式可知驱动光场的初态能写成如下形式:

$$|\psi_F(0)\rangle = \sum_{n=0}^N F_{n, N-n} |n, N-n\rangle. \quad (20)$$

下面, 进一步讨论初始处在 $|\psi_A(0)\rangle$ 的原子在由(20)式描述的双模光场驱动下完全不被离化的条件, 进而分析驱动光场的性质, 则(13)、(14)式可知, 要使原子完全不被离化, 则 $A_0(t)$ 、 $A_1(t)$ 中不能含有 $\exp[(\alpha - \beta)t]$ 项, 这就要求 $B_2 = 0$, 即:

$$(\beta - \alpha') \cos(\theta/2) F_{n_1, n_2} + F \sin(\theta/2) \exp(i\varphi) F_{n_1-1, n_2+1} = 0. \quad (21)$$

将(15)及(19)式代入上式, 可知光场的概率幅 $F_{n, N-n}$ 应满足:

$$F_{n, N-n} = \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \exp(i\varphi) \sqrt{\frac{N-n+1}{n}} F_{n-1, N-n+1}. \quad (22)$$

求解上式, 容易得到驱动光场的态函数为:

$$|\psi_F(0)\rangle = (1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2})^{-N/2} \sum_{n=0}^N [\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \exp(i\varphi)]^n \sqrt{\frac{N!}{n!(N-n)!}} |n, N-n\rangle. \quad (23)$$

显然, 上式即是两模光子总数 N 、与两模光子分配性质相联系的参量为 $\operatorname{tg}(\theta/2) \exp(i\varphi)$ 的双模 $SU(2)$ 相干态^[15], 容易证明, 由(21)式描述的光场其两模光子之间是反相关的。这就是说, 当 $\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma$ 且 $q\gamma + \delta_0 = -(q\gamma + \delta_1)$ 时, 将处在两束缚能级叠加态 $|\psi_A(0)\rangle$ 的原子完全俘获的光场应是双模 $SU(2)$ 相干光场, 并且光场两模光子数之和 N 由反映原子-光场耦合性质的参数 Δ 、 q 、 γ 、 δ_0 等决定, 而描述两模光子分配性质的参量则取决于原子的初始状态。

需要指出的是, Deb 等人^[10]在绝热消去与双模量子光场作用的 Λ 型三能级原子的上能态后, 将原子-光场耦合系统等效为非简并双光子 J-C 模型, 所得的俘获光场虽然也具有(20)式的形式, 但概率幅与(23)式完全不同; 并且两模光子数和总和 N 与原子-光场相互作用性质无关, 这一结果与本文的结论明显不同。造成这种差别的原因是本文所讨论的 Λ 型原子的上能态为一组平滑连续能态, 原子在光场作用下具有离化性质。虽然也可以绝热消去原子的上能态, 将系统等效为由运动方程(9)、(10)式描述的二能级原子系统, 但由于原子的连续态在光场作用下对两束缚能态具有损耗(离化)作用, 因此要求俘获光场的两模光子数之和满足(19)式, 即 N 的取值被反映原子-光场耦合性质的参量所限制。

上面的结果表明, 当 $q\gamma + \delta_0 = -(q\gamma + \delta_1)$ 时, 初始处在 $|\psi_A(0)\rangle$ 的原子在同双模 $SU(2)$ 相干光场[由(23)式描述]作用时, 将不会被离化而俘获在两束缚能态上。

3.2 $q\gamma + \delta_0 = q\gamma + \delta_1$

当 $q\gamma + \delta_0 = q\gamma + \delta_1$ 时, 反映原子两束缚能级动态斯塔克移位的强度相等, 由(11)式可知, $\Delta = 0$, 因此(17)式化为:

$$n_1 = n_2 + 1. \quad (24)$$

将(24)、(15)式代入(21)式, 可知驱动光场的概率幅应满足:

$$F_{n+1, n} = \operatorname{tg}(\theta/2) \exp(i\varphi) F_{n, n+1}, \quad (25)$$

于是, 光场-原子耦合系统的初始状态为:

$$|\psi_0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(i\varphi) F_{n+1, n} [|0\rangle |n+1, n\rangle - |1\rangle |n, n+1\rangle], \quad (26)$$

式中已取 $\theta = \pi/4$, 是对 $|\psi(0)\rangle$ 进行归一化的结果。显然, (26) 式不能写成准经典相干俘获

态 $|\psi_A(0)\rangle = (1/\sqrt{2}) \exp(i\varphi)[|0\rangle - |1\rangle]$ ^[7] 和 $|\psi_B(0)\rangle = \sum_{n_1, n_2} F_{n_1, n_2} |n_1, n_2\rangle$ 的直积形式。这说明, 如果 $\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma$ 且 $\delta_0 = \delta_1$, 那么在由双模量子光场驱动的拉曼型光致离化系统中不可能找到一种俘获光场, 将处在准经典相干俘获态的原子完全俘获到两束缚态上。这也就是说, 在 $\gamma_0 = \gamma_1 = \gamma$ 且 $\delta_0 = \delta_1$ 时, 原子在光场作用下总可能发生离化, 而只能被部分俘获。这一结果与文献[11]的结论完全不同。这是因为文献[11]中将驱动光场视为经典光场, 所得的相干俘获条件只是对双模光场两模的强度关系作了限制, 而不能揭示出光场两模光子之间的关联, 因而只有采用全量子理论才能完全揭示出拉曼型光致离化系统中相干俘获的性质。

另外, 比较 $q\gamma + \delta_0 = \pm(q\gamma + \delta_1)$ 的结果可以看出, 原子两束缚能级因光场作用发生的动态斯塔克移位对拉曼型光致离化系统的相干俘获性质起着重要的作用。这表明在考察光场-原子相互作用系统的量子性质时, 原子能级的动态斯塔克移位起着不容忽视的影响^[16]。

结 论 本文研究了具有一组平滑连续态的 Λ 型原子同双模量子光场相互作用系统中原子的相干俘获性质, 所得结果表明, 要使处在两束缚叠加态上的原子不被完全离化, 则光场两模光子之间必须具有一定的关联, 这种关联由反映原子-光场耦合性质的参量 Δ 、 q 、 γ 及 δ_0 、 δ_1 决定, 反映原子 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 能级动态斯塔克移位性质的参量在能否把原子完全俘获在 $|0\rangle$ 、 $|1\rangle$ 能级上起着重要的作用。在 $\delta_0 + \delta_1 = -2q\gamma$ 的情况下, 指出了将处在 $\cos(\theta/2)|0\rangle - \sin(\theta/2)\exp(i\varphi)|1\rangle$ 的原子完全俘获在两束缚态上的双模量子光场是两模光子数之和为 $N = 2\Delta/(q\gamma + \delta_0)^{-1}$ 、描述两模光子分配性质的参量为 $\text{tg}(\theta/2)\exp(i\varphi)$ 的双模 $SU(2)$ 相干光场; 而当 $\delta_0 = \delta_1$ 时, 则双模光场只可能将原子部分俘获。

参 考 文 献

- [1] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser *et al.*, Laser cooling below the one-photon recoil energy by velocity-selective coherent population trapping; theoretical analysis. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1989, 6(11): 2112~2124
- [2] S. E. Harris, Laser without inversion; Interference of lifetime-broadened resonances. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, 62(9): 1033~1036
- [3] S. E. Harris, Electromagnetically induced transparency with matched pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70(5): 552~555
- [4] S. E. Harris, Normal modes for electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, 72(1): 52~55
- [5] H. I. Yoo, J. H. Eberly, Dynamical theory of an atom with two or three levels interacting with quantized cavity fields. *Phys. Rept.*, 1985, 118(5): 239~337
- [6] G. C. Hegerfeldt, M. B. Plenio, Macroscopic dark periods without a metastable state. *Phys. Rev. (A)*, 1992, 48(1): 373~379
- [7] Jin-sheng Peng, Gao-xiang Li, Phase property and atomic coherent trapping in the system of a three-level atom interacting with a bimodal field. *Phys. Rev. (A)*, 1992, 48(3): 1516~1521
- [8] Jin-sheng Peng, Gao-xiang Li, Atomic coherent trapping in the system of two two-level atoms interacting with a single-mode field. *Phys. Lett. (A)*, 1993, 170(4/5): 230~236
- [9] G. S. Agarwal, Coherent population trapping of a system interacting with quantized and the production of photon statistics matched fields. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 71(9): 1351~1354
- [10] B. Deb, G. Gangopadhyay, D. S. Ray, Population trapping in a Ramam-coupled model interacting with a two-mode quantized cavity field. *Phys. Rev. (A)*, 1993, 42(2): 1400~1408
- [11] P. L. Knight, Laser-induced continuum structure. *Comments At. & Mol. Phys.*, 1984, 15(4): 193~214
- [12] P. L. Knight, M. A. Lauder, B. J. Dalton, Laser-induced continuum structure. *Phys. Rept.*, 1990, 190(1): 1

~61

- [13] S. Cavaliere, F. S. Pavone, M. Maters, Observation of a laser-induced resonance in the photoionization spectrum of sodium. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **67**(26) : 3673~3676
- [14] J. R. Kuklinski, M. Lewenstein, T. W. Mossberg, Laser-induced photonic-continuum structure. *Phys. Rev. (A)*, 1993, **48**(1) : 764~769
- [15] V. Buzek, T. Quang, Generalized coherent state for bosonic realization of $SU(2)$ Lie algebra. *J. Opt. Soc. Am(B)*, 1989, **6**(12) : 2447~2449
- [16] H. Moya-Cessa, V. Buzek, P. L. Knight, Power broadening and shifts of micromaser lineshapes. *Opt. Commun.*, 1991, **85**(2/3) : 267~274

Atomic Coherent Trapping in the Raman-Type Photoionization System Driven by a Two-Mode Quantized Field

Li Gaoxiang Peng Jinsheng Huang Hui

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

(Received 25 June 1994; revised 17 October 1994)

Abstract The properties of atomic coherent trapping are studied for the Raman-type system driven by a two-mode quantized field. The influences of the parameters describing the atom-field coupling character on the coherent trapping are analyzed. And it is verified that the atom can be trapped by the two-mode $SU(2)$ coherent field under certain conditions.

Key words atomic coherent trapping, Raman-type photoionization system, two-mode $SU(2)$ coherent field.