

开放的 V 型三能级系统中的 无粒子数反转激光

樊锡君

(山东师范大学物理系 济南 250014)

田叔芬

(山东师范大学传播学院 济南 250014)

张永林

(亚利桑那州立大学电子工程系 美国亚利桑那州, 坦佩 85287)

提要 给出了在开放的 V 型三能级系统中的无粒子数反转激光理论。定态增益分析表明, 在一定的条件下, 无粒子数反转激光能够实现而不需要一个附加的泵浦场存在, 而这个泵浦场在一个普通的封闭 V 型三能级系统中实现无粒子数反转激光是必不可少的。图示并分析了系统增益对驱动场和其他参量的依赖性。

关键词 开放 V 型三能级系统, 无粒子数反转激光, 增益

1 引 言

近年来, 人们一直对无粒子数反转激光(LWI)的研究感到兴趣。因为无粒子数反转激光具有扩展激光器件的应用范围到某些光谱区间的潜在能力, 由于各种理由在这些区间实现粒子数反转是困难的。这些光谱区间包括通过原子蒸气得到的真空紫外(vacuum UV)和通过量子阱中的亚带内(intersubband)跃迁(IST's)产生的中间到远红外(mid-to-far infrared)^[1]。另外无粒子数反转激光还具有感兴趣的统计性质, 如较窄的内禀线(intrinsic line)宽度和振幅压缩

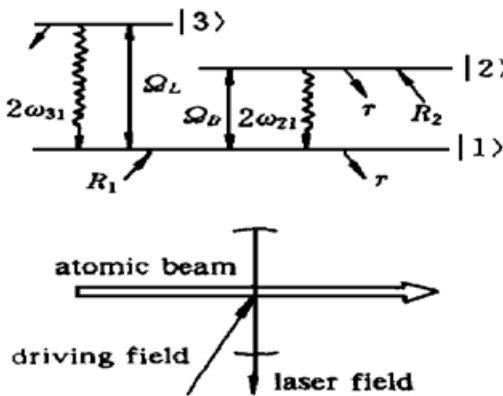


图 1 三能级原子系统

Fig. 1 The V-type three-level atomic system

(amplitude squeezing)。人们已经提出许多可能实现无粒子数反转激光的理论方案^[2~11], 当然这要借助于光学相干性或量子干涉效应。无粒子数反转增益和激光的实验观察已经被几个研究组所完成^[12~16]。然而, 以上提到的方案都要求原子系统是封闭的, 本文给出在一个开放的 V 型三能级系统中无粒子数反转激光的理论。

2 运动方程

考虑由三能级原子组成的注入腔中的原子束(图 1)。在进入腔之前, 原子占有较低的激发能级|1>和另一能级|2>, 能级|2>和|3>之间的跃迁是禁戒的。在腔中, 原子是被

一个具有 Rabi 频率为 $2\Omega_D$ 的相干场所驱动, 这个场是与能级 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 之间的跃迁共振的。原子与具有 Rabi 频率为 $2\Omega_L$ 的探测激光场相互作用, 这个频率是能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 之间的跃迁频率。相互作用后, 原子以速率 r 从腔中排出。

在相互作用表象中, 旋波近似下的半经典哈密顿(Hamiltonian)可写为

$$H = \Omega_D[\exp(i\Delta_D t)\sigma_{21} + \exp(-i\Delta_D t)\sigma_{12}] + \Omega_L[\exp(i\Delta_L t)\sigma_{31} + \exp(i\Delta_L t)\sigma_{13}] \quad (1)$$

其中, $\Delta_D = \omega_{21} - \omega_D$ 和 $\Delta_L = \omega_{31} - \omega_L$ 分别是驱动场(频率 ω_D) 和探测激光场(频率 ω_L) 的失谐, ω_{21} 和 ω_{31} 分别是能级 $|2\rangle$ 到能级 $|1\rangle$ 和从能级 $|3\rangle$ 到能级 $|1\rangle$ 的跃迁频率, $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ ($i, j = 1 \sim 3$) 是上升或下降算符。

关于原子密度算符的运动方程为

$$\dot{\rho}_{11} = -r\rho_{11} + 2w_{31}\rho_{33} + 2w_{21}\rho_{22} + i\Omega_D(\rho_{21} - \rho_{12}) + i\Omega_L(\rho_{31} - \rho_{13}) + R_1 \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{22} = -r\rho_{22} - 2w_{21}\rho_{22} - i\Omega_D(\rho_{21} - \rho_{12}) + R_2 \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{33} = -2w_{31}\rho_{33} - r\rho_{33} - i\Omega_L(\rho_{31} - \rho_{13}) \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{12} = -(w_{21} + i\Delta_D)\rho_{12} + i\Omega_D(\rho_{22} - \rho_{11}) + i\Omega_L\rho_{32} \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{13} = -(w_{31} + i\Delta_L)\rho_{13} + i\Omega_L(\rho_{33} - \rho_{11}) + i\Omega_D\rho_{23} \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{23} = -[w_{21} + w_{31} + i(\Delta_L - \Delta_D)]\rho_{23} + i\Omega_D\rho_{13} - i\Omega_L\rho_{21} \quad (7)$$

以及它们的复数共轭方程。其中, $2w_{21}$ 和 $2w_{31}$ 分别为从态 $|2\rangle$ 到态 $|1\rangle$ 和从态 $|3\rangle$ 到态 $|1\rangle$ 的自发衰减速率。 R_1 和 R_2 分别为关于能级 $|1\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 的原子注入速率。

为了计算方便, 我们取 Ω_D 和 Ω_L 为实量。与态 $|3\rangle$ 到态 $|1\rangle$ 的跃迁耦合的探测激光场的增益系数跟 $\text{Im}(\rho_{13})$ 成正比。在我们的记法中, 如果 $\text{Im}(\rho_{13}) > 0$, 系统展示对探测激光场的增益, 如果 $\text{Im}(\rho_{13}) < 0$, 则探测激光场被削弱。

3 定态分析

对共振激发, 即 $\Delta_D = \Delta_L = 0$, 我们寻求产生的极化 ρ_{13} 的定态解。在任意原子态基矢中的无粒子数反转激光要求 $\text{Im}(\rho_{13}) > 0$, $\rho_{33} < \rho_{11}$ 和 $\rho_{33} < \rho_{22}$ 。

对于定态, 方程(2) ~ (7) 中所有对时间的导数为 0, 我们得到能级 $|3\rangle$ 和 $|1\rangle$ 之间的粒子占有数差($\rho_{33} - \rho_{11}$) 和原子极化(ρ_{13}) 为

$$\rho_{33} - \rho_{11} = - \left[\frac{2\Omega_L}{w_{31} + r} + \frac{2(C - D)}{w_{21} + w_{31}} \right] \text{Im}(\rho_{13}) - \frac{R_1}{2w_{21} + 2w_{31} + r} \quad (8)$$

$$\text{Re}(\rho_{13}) = 0 \quad (9)$$

$$\text{Im}(\rho_{13}) = \frac{A_1 R_1 + A_2 R_2}{B_1 \Omega_D^4 + B_2 \Omega_D^2 + B_3 \Omega_D^2 \Omega_L^2 + B_4 \Omega_L^2 + B_5 \Omega_L^4 + B_6} \quad (10)$$

其中

$$A_1 = (w_{21} + w_{31})(2w_{21} + 2w_{31} + r)(2w_{31} + r)\Omega_L\Omega_D^2 \quad (11)$$

$$A_2 = [(\Omega_L^2 + w_{21}^2 + w_{21}w_{31})(2w_{21} + r) + (w_{31} - w_{21} - r)\Omega_D^2](2w_{31} + r)(w_{31} + w_{21})\Omega_L \quad (12)$$

$$B_1 = (2w_{31} + 2w_{21} + r)(w_{21}^2 + 2w_{21}r - 7w_{31}^2 - 8w_{31}r - r^2) \quad (13)$$

$$B_2 = -2(w_{31} + w_{21})^2[(w_{21}^3 + 7(w_{31} + r)w_{21}^2 - w_{21}w_{31}r + 2(w_{21} + 2r)w_{31}^2 + 3w_{31}^3 + (w_{31} + w_{21})r^2] \quad (14)$$

$$B_3 = -4w_{21}^3 - 2w_{21}^2(8w_{31} + 5r) - w_{21}(4w_{31}^2 + 6w_{31}r + r^2) + 9w_{31}r^2 + 12w_{31}^2r + 8w_{31}^3 + r^3 \quad (15)$$

$$B_4 = -4w_{21}^4(w_{31} + r) - 2w_{21}^3(10w_{31}^2 + 10w_{31}r + r^2) - 3w_{21}^2w_{31}(8w_{31}^2 + 6w_{31}r + 3r^2) - 2w_{21}w_{31}(3w_{21}r^2 + 4w_{31}^2r + 2w_{31}^3) - 15w_{31}^3r^2 - 6w_{31}^4r + 4w_{31}^5 \quad (16)$$

$$B_5 = -2(w_{21} + w_{31})(2w_{21} + r)r \quad (17)$$

$$B_6 = (2w_{21} + 2w_{31} + r)w_{21}w_{31}(w_{21} + w_{31})^2 \cdot (2w_{21}w_{31} - 2w_{21}^2 - 2w_{21}r + 8w_{31}r + 8w_{31}^2 + 2r^2) \quad (18)$$

$$C = \frac{2(w_{21} + w_{31})r\Omega_L^2 + (w_{21} + w_{31} + r)(2w_{21} + 2w_{31} + r)(\Omega_D^2 + w_{21}w_{31} + w_{31}^2)}{(2w_{21} + 2w_{31} + r)(2w_{31} + r)\Omega_L} \quad (19)$$

$$D = \frac{(2w_{31} + r)\Omega_D^2 + (w_{21} + w_{31})(2w_{31}^2 + 2w_{31}r + \Omega_L^2)}{(2w_{31} + r)\Omega_L} \quad (20)$$

在 $\Omega_D \gg \Omega_L$, w_{21} , w_{31} 和 r 的情况下, 我们得到 $\rho_{33} - \rho_{11} < 0$ 和 $\text{Im}(\rho_{13}) > 0$ 的条件

$$s \geq 1/2 \quad (21)$$

$$w_{21} > w_{31} \quad (22)$$

$$w_{21}^2 + 2w_{21}r - 7w_{31}^2 - 8w_{31}r - r^2 > 0 \quad (23)$$

其中 $s = R_1/R_2$ 。容易证明, 如果条件(21) ~ (23) 成立, 则 $\rho_{33} - \rho_{22} < 0$ 。条件(21) ~ (23) 可以被实际的原子系统所满足。从文献[6]知道, 对于一个封闭的普通 V 型三能级系统, 为了在相应的跃迁中产生增益, 要求有一个相干泵浦场, 而另一个附加的非相干泵浦场也是必须的。然而, 以上的定态分析表明, 在一个开放的 V 型三能级系统中, 一旦条件(21) ~ (23) 被满足, 在相应的跃迁中的增益将产生, 而不再需要一个附加的非相干泵浦场。如使用 s 的定义, 方程(10) 也可以写成如下形式

$$\frac{\text{Im}(\rho_{13})}{R_2} = \frac{A_1s + A_2}{B_1\Omega_D^4 + B_2\Omega_D^2 + B_3\Omega_D^2\Omega_L^2 + B_4\Omega_L^2 + B_5\Omega_L^4 + B_6} \quad (24)$$

根据式(24), 图 2(a) 表明 $\text{Im}(\rho_{13})$ (以 R_2/w_{31} 为单位, 即 R_2 和 w_{31} 皆取为单位 1) 作为驱动场的 Rabi 频率 Ω_D (以 w_{31} 为单位) 的函数的曲线。从中看到: (1) 最初, 系统的增益随 Ω_D 的值的增大而增大, 当 Ω_D 达到一个阈值时, 系统发生从增益极大值到吸收极大值的转变, 然后吸收速率随 Ω_D 的增大而减小, 最后趋于零; (2) 一旦 Ω_L , r 和 w_{21} 的值被确定, 发生增益和吸收之

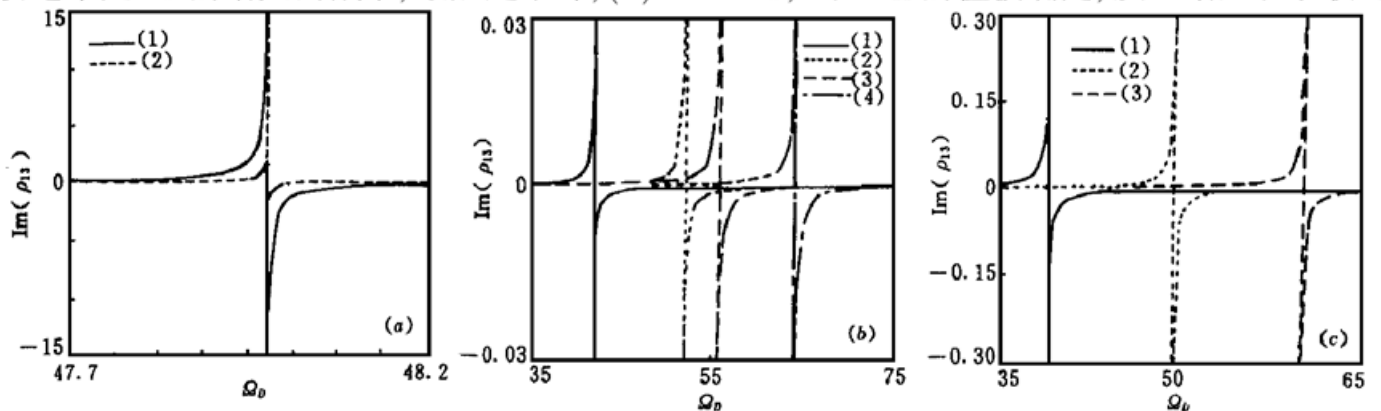


图 2 $\text{Im}(\rho_{13})$ 对 Ω_D 的依赖性

Fig. 2 Dependence of $\text{Im}(\rho_{13})$ on Ω_D

(a) $\Omega_L = 0.05w_{31}$, $r = 0.01w_{31}$ and $w_{21} = 2.68w_{31}$. Curves (1) $s = 1$, (2) $s = 3$; (b) $\Omega_L = 0.01w_{31}$, $s = 1.2$, and $r = 0.01w_{31}$. Curves (1) $w_{21} = 2.665w_{31}$, (2) $w_{21} = 2.67w_{31}$, (3) $w_{21} = 2.68w_{31}$, (4) $w_{21} = 2.69w_{31}$; (c) $\Omega_L = 0.05w_{31}$, $w_{21} = 2.7w_{31}$, and $s = 1.2$. Curves (1) $r = 0.03w_{31}$, (2) $r = 0.05w_{31}$, (3) $r = 0.07w_{31}$

间转化的 Ω_D 的阈值是相同的。

根据式(24), 图 2(b) 表明了 $s = 1.2$, $\Omega_L = 0.01w_{31}$, 而 w_{21}/w_{31} 取不同值时的 $\text{Im}(\rho_{13})$ 和 Ω_D 之间的关系。从中看到: (1) 对不同的 w_{21}/w_{31} 的值, 随着 Ω_D 的值的增加, $\text{Im}(\rho_{13})$ 的变化模式是相同的。也即最初系统的增益随 Ω_D 值的增加而增大, 当 Ω_D 达到一个阈值时, 系统从增益极大转变为吸收极大, 而后随着 Ω_D 的值的增加, 吸收逐渐减小, 最后趋于零; (2) w_{21}/w_{31} 的大小变化将对 Ω_D 的阈值大小具有明显的影响。且阈值随 w_{21}/w_{31} 的增大而增大。

应用式(24), 当 $s = 1.2$, $\Omega_L = 0.05w_{31}$, $w_{21} = 2.7w_{31}$, 而 r 取不同的值($0.03w_{31}$, $0.05w_{31}$, $0.07w_{31}$) 时, 我们画出 $\text{Im}(\rho_{13})$ 作为 Ω_D 的函数曲线, 如图 2(c) 所示。比较图 2(b) 和(c), 我们发现, 在两种情况下随着 Ω_D 的值的增加, $\text{Im}(\rho_{13})$ 的变化模式是非常相似的。在图 2(c) 中的 r 的作用类似于图 2(b) 中的 w_{21}/w_{31} 所起的作用。但是 w_{21}/w_{31} 的数值变化对 Ω_D 的阈值大小改变的影响要比 r 的变化产生的影响更加明显。

4 结 论

总之, 我们给出了一个开放的 V 型三能系统的半经典密度矩阵运动方程, 并描述了定态分析的结果。得到了当 $\Omega_D \gg \Omega_L$, w_{21} , w_{31} 和 r 时, 无粒子数反转激光产生的条件。在这个条件下, 无粒子数反转激光能够实现而不需要一个附加的非相干泵浦场存在, 而这个泵浦场在一个封闭的普通 V 型三能级系统中产生无粒子数反转激光是必不可少的。我们也分析了当分别改变 s , w_{21}/w_{31} 或 r 的值时, 系统的增益行为与驱动场 Rabi 频率 Ω_D 之间的关系。

有必要指出, 虽然 W. Tan 等的文章^[17]也得出了“V 系统只需要一个泵浦场, 不需要附加另一个泵浦场就能实现无粒子数反转激光”的结论, 但他们的研究与本文的研究完全不同。W. Tan 等研究的是一个最简单的封闭的 V 型三能级原子系统, 满足 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ 的要求。而我们所研究的是一个开放的 V 型三能级原子系统, $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} \neq 1$ 。这是两种不同的系统。另外, 这两种系统产生无粒子数反转激光的机制也是不同的。

参 考 文 献

- 1 J. B. Khurgin, E. Rosencher. Practical aspects of optically coupled inversionless lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(5): 1249~ 1253
- 2 S. E. Harris. Lasers without inversion: Interference of lifetime-broadened resonances. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(9): 1033~ 1036
- 3 G. S. Agarwal. Origin of gain in system without inversion in bare or dressed states. *Phys. Rev. A*, 1991, **44**(1): R28~ R30
- 4 L. M. Narducci, M. O. Scully, C. H. Keitel *et al.*. Physical origin of the gain in a four-level model of Raman driven laser without inversion. *Opt. Commun.*, 1991, **86**(3): 324~ 332
- 5 O. Kocharovskaya, P. Mandel, Y. V. Radeonychev. Inversionless amplification in a three-level medium. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(3): 1997~ 2005
- 6 Y. Zhu. Lasing without inversion in a closed three-level system. *Phys. Rev. A*, 1992, **45**(9): R6149~ R6152
- 7 B. Zambon. On the principle of inversion and the possibility of gain without population inversion. *Phys. Lett. A*, 1993, **172**(6): 426~ 432
- 8 Shang-qing Gong, Hua-guo Teng, Zhi-zhan Xu. Lasing without population inversion in a simple three-level atomic system. *Phys. Rev. A*, 1995, **51**(4): 3382~ 3385
- 9 Shang-qing Gong, Si-de Du, Zhi-zhan Xu. Nonlinear theory of lasing with or without inversion in a sim-

- ple three-level atomic system. *Opt. Commun.*, 1996, **130**(4/6): 249~ 254
- 10 Par Bogar, Janos. A. Bergou. Two-mode lasing without inversion with injected atomic coherence. *Phys. Rev. A*, 1997, **56**(1): 1012~ 1022
- 11 A. J. Merriam, A. V. Sokolov. Anti-Stokes Raman lasers without inversion. *Phys. Rev. A*, 1997, **56**(1): 967~ 975
- 12 K.-J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris. Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**(20): 2593~ 2596
- 13 Jinyue Gao, Chuan Guo, Xiuzheng Guo *et al.*. Observation of light amplification without population inversion in sodium. *Opt. Commun.*, 1992, **93**: 323~ 327
- 14 A. Nottelmann, C. Peters, W. Lange. Inversionless amplification of picosecond pulses due to Zeeman coherence. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **70**(12): 1783~ 1786
- 15 A. S. Zibrov, M. D. Lukin, D. E. Nikonov *et al.*. Experimental demonstration of laser oscillation without population inversion via quantum interference in Rb. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **75**(8): 1499~ 1502
- 16 G. G. Padmabandu, Geoge. R. Welch, Ivan N. Shubin *et al.*. Laser oscillation without population inversion in a sodium atomic beam. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(12): 2053~ 2056
- 17 Weihan Tan, Weiping Lu, Robert G. Harrison. Lasing without inversion in a V system due to trapping of modified atomic states. *Phys. Rev. A*, 1992, **46**(7): R3613~ R3616

Lasing without Inversion in an Open V-type Three-level System

Fan Xijun

(Dept. of Physics, Shandong Normal University, Jinan 250014)

Tian Shufen

(Commun. College, Shandong Normal University, Jinan 250014)

Zhang Yonglin

(Dept. of Electrical Engineering, Arizona State University, Tempe, AZ 85287, USA)

Abstract A Theory of noninversion lasing in an open V-type three-level system is presented. The steady-state analysis shows that under certain conditions, noninversion lasing can be realized without an additional pump which is required by noninversion lasing in a general closed V-type three-level system. The dependence of the gain behavior of the system on Rabi frequency of the driving field and other parameters is also illustrated and analyzed.

Key words open V-type three-level system, noninversion lasing, gain