

光抽运无反转激光

胡响明

华中师范大学应用物理研究所, 武汉 430070
1993 年 1 月 27 日收到

非简并的 Λ 和 V 型激光系统都可以通过光抽运产生无反转激光.

PACC: 4250

一、引 言

目前, 各类激光器都要在有粒子数反转的条件下工作, 这种方式对激光工作物质的选择和激光波段的开拓带来很大的限制. 尤其是在短波区域, 问题更加突出, 因为波长越短, 实现粒子数反转越困难, 无反转激光则开辟了一条新的物理途径, 具有极其重要的价值. 最近, 人们提出三类无反转激光方案. 第一类, 利用上、(中)、下能级间的初始原子相干性导致的驱动作用来产生无反转激光^[1-6]; 第二类, 如果不采用上、(中)、下能级间的初始原子相干性, 而采用分裂能级间的相干性或采用微波耦合分裂能级, 也可以产生无反转激光^[7-11]; 第三类, 利用原子的弛豫过程实现无反转激光^[12,13]. 我们注意到, 光抽运激光系统是一个可将抽运激光辐射变换到其它光谱范围的简单而有效的系统^[14,15]. 文献[14]实际上已表明, 利用光抽运, 非简并 Λ 型激光系统可以产生无反转激光. 本文的宗旨是, 一方面揭示利用光抽运, 非简并 V 型激光系统同样可以产生无反转激光; 另一方面分析非简并 Λ 和 V 型光抽运无反转激光系统不同的特点.

二、 V 型光抽运无反转激光

非简并 V 型原子能级和激光系统分别如图 1 和图 2 所示.

采用与文献[14]相同的符号和计算方法. 在电偶极近似下, 系统的 Hamiltonian 为

$$H = \hbar N(gA^+ \Sigma_{32} + g^* \Sigma_{23}A) - \hbar N(\nu_0^* \Sigma_{31} + \nu_0 \Sigma_{13}). \quad (1)$$

考虑光子数不太高的情形, 即

$$||g|^2 \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{13} A A^+| \ll ||\nu_0|^2 \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{31}| + 1, \quad (2)$$

导出激光场的 Langevinian 方程

$$\dot{A} = - \left[\frac{1}{2} \frac{\omega_s}{Q} + i(\Omega - \omega_s) \right] A + CA - BAA^+ A + F(t), \quad (3)$$

其中复增益系数

$$C = \frac{|g|^2 N \mathcal{D}_{32}}{1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{32}} \left[(\sigma_2^0 - \sigma_3^0) + \frac{(\sigma_3^0 - \sigma_1^0) |\nu_0|^2}{1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{31} R_{13}^{-1}} \left(\frac{\overline{\mathcal{D}}}{\gamma_3} + \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{13} \right) \right], \quad (4)$$

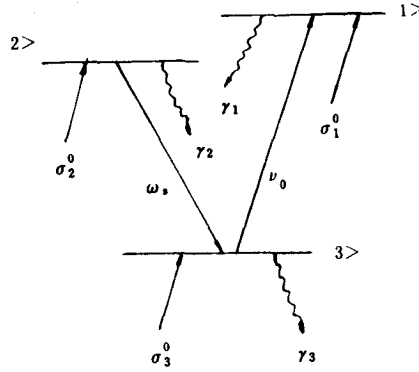


图1 非简并 V 型原子能级

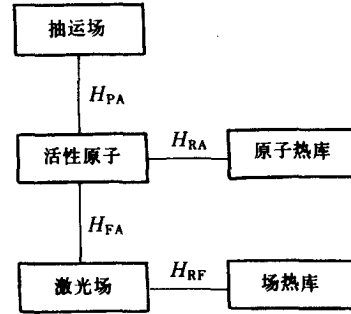


图2 激光系统

噪声算子

$$F(t) = -\frac{gN_{32}}{1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{21} \mathcal{D}_{23}} [\nu_0 \mathcal{D}_{12} F_{21}^+ + iF_{32}] + F_A, \quad (5)$$

以及一些参数

$$\begin{aligned} \mathcal{D}_{32} &= \mathcal{D}_{23}^* = [\gamma_{32} + i(\omega_{23} - \omega_s)]^{-1}, \quad \mathcal{D}_{31} = \mathcal{D}_{13}^* = [\gamma_{31} + i(\omega_{13} - \omega_p)]^{-1}, \\ \mathcal{D}_{21} &= \mathcal{D}_{12}^* = [\gamma_{21} + i(\omega_{13} - \omega_p - \omega_{23} + \omega_s)]^{-1}, \quad \mathcal{D}_{ij} = \mathcal{D}_{ij} + \mathcal{D}_{ji}, \\ Rij &= (\gamma_j^{-1} + \gamma_j^{-1})^{-1}. \end{aligned}$$

复饱和算子 B 的表达式较复杂, 本文不必写出. 方程(3)就是下面进行分析的基本方程.

对方程(3)取库平均, 用 $\langle \rangle$ 表示. 光场采用相干态表示, $A|\epsilon\rangle = \epsilon|\epsilon\rangle$, 增益及饱和系数中算子 $N\langle\sigma_i^0\rangle$ 为所有原子 i 能级平均非相干抽运未饱和原子数, 不妨把它视为 c 数^[15], 标志为 N_i^0 . 方程(3)相应的 c 数方程为

$$\dot{\epsilon} = -\left[-\frac{1}{2}\frac{\omega_s}{Q} + i(\Omega - \omega_s)\right]\epsilon + c\epsilon - B|\epsilon|^2\epsilon. \quad (6)$$

从方程(6)得到光子数方程

$$\dot{n} = (2\text{Re}\langle\epsilon\rangle - \frac{\omega_s}{Q})n - 2\text{Re}\langle B\rangle n^2. \quad (7)$$

光子数(光强)增益系数为 $\mu = 2\text{Re}\langle c\rangle$, 其表达式为

$$\mu = \alpha(N_2^0 - N_3^0) + \chi(N_3^0 - N_1^0), \quad (8)$$

其中

$$\alpha = \text{Re} \frac{2|g|^2 \mathcal{D}_{32}}{1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{32}}, \quad (9)$$

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2. \quad (10)$$

(10)式中

$$\lambda_1 = \text{Re} \frac{2|g|^2 \mathcal{D}_{32} |\nu_0|^2}{(1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{32})(1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{31} R_{13}^{-1})} \frac{\overline{\mathcal{D}_{31}}}{\gamma_3}, \quad (11)$$

$$\lambda_2 = \text{Re} \frac{2|g|^2 \mathcal{D}_{32} |\nu_0|^2}{(1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{32})(1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{31} R_{13}^{-1})} \mathcal{D}_{12} \mathcal{D}_{13}. \quad (12)$$

(8)式等号右端第一项 $\alpha(N_2^0 - N_3^0)$ 为非相干抽运产生的粒子数差 $N_2^0 - N_3^0$ 对激光线

性增益的贡献. 如果在通常的情况下, 没有光抽运过程, 即 $|\nu_0|^2=0$, 系统就只有从 $|2\rangle$ 到 $|3\rangle$ 能级的受激发射和从 $|3\rangle$ 到 $|2\rangle$ 能级的受激吸收对激光增益有贡献, 它们分别由 (8) 式中的 αN_2^0 和 $-\alpha N_3^0$ 来表示. 这就要求系统实现原子布居反转, 即 $N_2^0 > N_3^0$, 受激发射的贡献超过受激吸收的贡献, 才有可能产生激光. 因此原子布居反转是必需的.

(8) 式等号右端第二项 $\lambda(N_3^0 - N_1^0)$ 为粒子数差 $N_3^0 - N_1^0$ 经过光抽运过程引起 $|3\rangle$ 能级上粒子数的变化对激光增益的贡献. 一方面是原子从 $|3\rangle$ 能级被抽运到 $|1\rangle$ 能级, 使 $|3\rangle$ 能级原子数减少, 从而可导致下述两个过程对激光增益作正贡献. 其一是 $|3\rangle$ 能级原子被抽运到 $|1\rangle$ 能级后, $|2\rangle$ 能级原子跃迁到 $|3\rangle$ 能级, 这样形成两步过程, (8) 式中由 $\lambda_1 N_3^0$ 描述其贡献; 其二是原子从 $|3\rangle$ 能级被抽运到 $|1\rangle$ 能级的同时, 原子从 $|2\rangle$ 能级跃迁到 $|3\rangle$ 能级, 这样形成 Raman 过程, 在满足频率条件 $\omega_{13} - \omega_p - \omega_{23} + \omega_s = 0$ 时出现共振, (8) 式中由 $\lambda_2 N_3^0$ 描述其贡献. 另一方面是原子从 $|1\rangle$ 能级被抽运到 $|3\rangle$ 能级, 使 $|3\rangle$ 能级原子数增加, 从而可导致下述两个过程对激光增益作负贡献. 其一是 $|1\rangle$ 能级原子被抽运到 $|3\rangle$ 能级后, $|3\rangle$ 能级原子跃迁到 $|2\rangle$ 能级, 形成两步过程, (8) 式中其贡献由 $-\lambda_1 N_1^0$ 来表示; 其二是原子从 $|1\rangle$ 能级被抽运到 $|3\rangle$ 能级的同时, 原子又从 $|3\rangle$ 能级跃迁到 $|2\rangle$ 能级, 形成 Raman 过程, 也是在满足频率条件 $\omega_{13} - \omega_p - \omega_{23} + \omega_s = 0$ 时出现共振, (8) 式中由 $-\lambda_2 N_1^0$ 描述其贡献.

上述这些过程可由图 3 来形象地描述.

从上述分析可以看出, 即使系统没有原子布居反转, $N_2^0 < N_3^0$, 但由于相干抽运的作用, 只要 $\lambda(N_3^0 - N_1^0) > \alpha|N_2^0 - N_3^0|$, 则激光增益系数仍然大于零, $\mu > 0$. 即无需原子反转, 也可以产生激光, 即所谓无反转激光.

从 (8) — (12) 式可以看出, 当 $\gamma_3 \gg \gamma_{12}$, $\lambda_1 \ll \lambda_2$, 相干抽运作用中, Raman 过程起主导作用; 当 $\gamma_3 \ll \gamma_{12}$, $\lambda_1 \gg \lambda_2$, 则两步过程起主导作用; 一般情况下, 它们同时发生作用. 可以讲两步过程和 Raman 过程都可以导致无反转激光.

在稳态, $\dot{n} = 0$, 由方程 (8), 可以得到稳态平均光子数

$$\bar{n}_{ss} = \frac{\text{Re}\langle c \rangle - \frac{1}{2} \frac{\omega_s}{Q}}{\text{Re}\langle B \rangle}. \quad (13)$$

三、讨论(与 Δ 型光抽运无反转激光相比较)

事实上, 郭光灿^[14]已表明非简并 Δ 型光抽运激光系统可以产生无反转激光. 其原子能级如图 4 所示. 激光增益系数为

$$\mu = \alpha(N_3^0 - N_2^0) + \lambda(N_1^0 - N_3^0), \quad (14)$$

其中

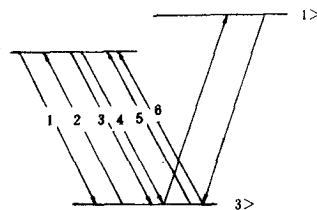


图 3

- 1 代表 αN_3^0 ; 2 代表 $-\alpha N_3^0$;
3 代表 $\lambda_1 N_3^0$; 4 代表 $\lambda_2 N_3^0$;
5 代表 $-\lambda_1 N_1^0$; 6 代表 $-\lambda_2 N_1^0$

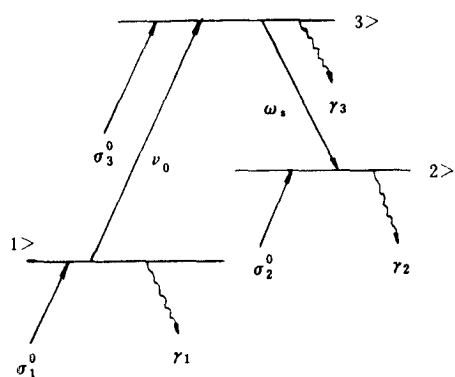


图4 非简并 A 型原子能级

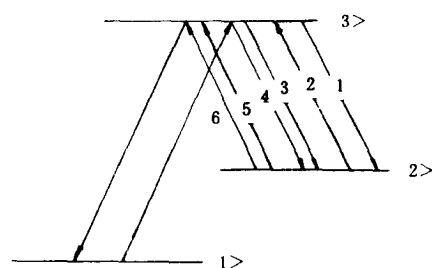


图5

1 代表 αN_3^0 ; 2 代表 $-\alpha N_3^0$;
 3 代表 $\lambda_1 N_1^0$; 4 代表 $\lambda_2 N_1^0$;
 5 代表 $-\lambda_1 N_3^0$; 6 代表 $-\lambda_2 N_3^0$

$$\alpha = \text{Re} \frac{2|g|^2 \mathcal{D}_{23}}{1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{12}^* \mathcal{D}_{23}}, \quad (15)$$

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2^*$$

$$\lambda_1 = \text{Re} \frac{2|g|^2 \mathcal{D}_{23} |\nu_0|^2}{(1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{12}^* \mathcal{D}_{23})(1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{13} R_{31}^{-1})} \frac{\mathcal{D}_{13}}{\gamma_3}, \quad (16)$$

$$\lambda_2 = \text{Re} \frac{2|g|^2 \mathcal{D}_{23} |\nu_0|^2}{(1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{12}^* \mathcal{D}_{13})(1 + |\nu_0|^2 \mathcal{D}_{13} R_{31}^{-1})} \mathcal{D}_{12}^* \mathcal{D}_{13}^*. \quad (17)$$

(14)式等号右端第一项 $\alpha(N_3^0 - N_2^0)$ 为非相干抽运产生的粒子数差 $N_3^0 - N_2^0$ 对激光线性增益的贡献. 如果没有光抽运作用, 若要产生激光, 原子布居反转是必需的.

(14)式等号右端第二项 $\lambda(N_1^0 - N_3^0)$ 为粒子数差 $N_1^0 - N_3^0$ 经过光抽运过程引起 $|3\rangle$ 能级上粒子数的变化对激光增益的贡献. $|1\rangle$ 能级上的原子经由两步过程和 Raman 过程对激光增益的贡献分别为 $\lambda_1 N_1^0$ 和 $\lambda_2 N_1^0$, $|3\rangle$ 能级上的原子经由两步过程和 Raman 过程对激光增益的贡献分别为 $-\lambda_1 N_3^0$ 和 $-\lambda_2 N_3^0$.

(14)式描述的物理过程可形象地绘于图 5. 即使系统没有原子布居反转, $N_3^0 < N_2^0$, 但由于相干抽运的作用, 只要 $\lambda(N_1^0 - N_3^0) > \alpha|N_3^0 - N_2^0|$, 则激光增益系数 $\mu > 0$, 可实现无反转激光. 当 $\gamma_3 \gg \gamma_{12}$, $\lambda_1 < \lambda_2$, 主要由 Raman 过程导致无反转激光; 当 $\gamma_3 \ll \gamma_{12}$, $\lambda_1 \gg \lambda_2$, 主要由两步过程导致无反转激光.

可以看出, 非简并 V 和 A 型系统都可以由两步过程和 Raman 过程来实现无反转激光. V 型系统通过光抽运减少激光物质低能级原子数来增加激光的增益, A 型系统则通过光抽运增加激光物质高能级原子数来增加激光的增益.

四、结 论

在光抽运作用下, 非简并 A 和 V 型激光系统均可以通过两步过程和 Raman 过程来呈现无反转激光. 在 A 型系统, 这两个过程增加高能级布居数, 而在 V 型系统, 却是减少低能级布居数, 其效应都是增加激光的增益.

- [1] N. Lu and J. A. Bergou, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 237.
- [2] J. A. Bergou and P. Bogar, *Phys. Rev.*, **A43**(1991), 4889.
- [3] M. O. Scully, Wodkiewicz, M. S. Zubairy, J. A. Bergou, N. Lu and J. Meyer ter Vehn, *Phys. Rev. Lett.*, **60**(1988), 1832.
- [4] N. Lu, F. X. Zhao and J. A. Bergou, *Phys. Rev.*, **A39**(1989), 5189.
- [5] N. Lu and S. Y. Zhu, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 5735.
- [6] J. A. Bergou, C. Benkert, L. Davidovich, M. O. Scully, S. Y. Zhu and M. S. Zubairy, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 5544.
- [7] M. O. Scully, S. Y. Zhu and A. Gavrielides, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2813.
- [8] S. Y. Zhu, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 5537.
- [9] 胡响明, *物理学报*, **41**(1992), 1782.
- [10] A. Karawajczyk, J. Zakrzewski and W. Gawlik, *Phys. Rev.*, **A45**(1992), 420.
- [11] E. E. Fill, M. O. Scully and S. Y. Zhu, *Opt. Commun.*, **77**(1990), 36.
- [12] S. Y. Zhu and E. E. Fill, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 5684.
- [13] A. Imamoglu, J. E. Field and S. E. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1990), 1154.
- [14] 郭光灿, *物理学报*, **33**(1984), 1661.
- [15] 胡响明、汪德新, *物理学报*, **41**(1992), 437.

LASERS WITHOUT INVERSION VIA OPTICAL PUMPING

HU XIANG-MING

Institute of Applied Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070

ABSTRACT

Both nondegenerate Λ - and V-type laser systems can produce lasers without inversion via optical pumping.

PACC: 4250