

关于气体激光中的流动效应问题

高 智

(中国科学院力学研究所)

在著作[1—3]和文献[4,5]中,关于气体激光中流动效应的阐述,人们都采用 Demaria 提出的清晰而简洁的定性理论^[6,7]. 在 Demaria 的分析中^[6,7],饱和强度增益和激光功率密度都随流速的增加而趋向无穷大,对此人们多次地提出过疑问,这些结论看来值得探讨. 下面给出一个更合理的简洁分析来澄清并解答这个问题.

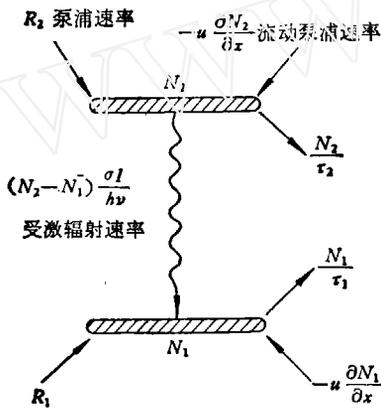


图1 二能级系统和诸速率过程

分析从速率方程组出发,为简明起见,假定气流参数 p, T, u 的变化可以忽略,激光传播方向与流动方向(即 x 方向)相垂直,耗损(包括透射、吸收等耗损)与 x 无关,泵浦速率为常数. 对于图1所示的二能级系统,激光上能级和下能级的粒子数变化方程为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_2}{\partial t} + u \frac{\partial N_2}{\partial x} &= R_2 - \frac{N_2}{\tau_2} - (N_2 - N_1) \frac{\sigma I}{h\nu} \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} + u \frac{\partial N_1}{\partial x} &= R_1 - \frac{N_1}{\tau_1} + (N_2 - N_1) \frac{\sigma I}{h\nu} \end{aligned} \quad (1)$$

其中 t 是时间、 u 为流速, N_2 和 N_1 是上和下能级粒子数、 R_2 和 R_1 为上和下能级的体积泵浦速率、 τ_2 和 τ_1 是上和下能级碰撞去活化特征时间、 σ 和 I 分别是受激发射截面积和辐射强度、 $h\nu$ 是光量子能量.

对于与时间 t 无关的稳态发射,增益等于耗损,利用气流激光中耗损与 x 近似无关的条件,能够求得方程组(1)的如下解:

$$\begin{aligned} N_2 + N_1 &= (N_2^0 + N_1^0) \exp\left(-\frac{\tau_2 + \tau_1}{2\tau_1\tau_2} \tau_f\right) \\ &+ \frac{2\tau_1\tau_2(R_2 + R_1)}{\tau_2 + \tau_1} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_2 + \tau_1}{2\tau_1\tau_2} \tau_f\right)\right] \\ &+ \frac{(\tau_2 - \tau_1)\alpha}{(\tau_2 + \tau_1)\sigma} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_2 + \tau_1}{2\tau_1\tau_2} \tau_f\right)\right] \end{aligned} \quad (2)$$

$$\alpha = \sigma(N_2 - N_1) = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s} \quad (3)$$

本文于1980年2月15日收到.

其中

$$\alpha_0 I_s = \frac{h\nu}{2} \left\{ (R_2 - R_1) + \frac{(\tau_2 - \tau_1)(N_2^0 + N_1^0)}{2\tau_1\tau_2} \exp\left(-\frac{\tau_2 + \tau_1}{2\tau_1\tau_2} \tau_f\right) + \frac{(\tau_2 - \tau_1)(R_2 + R_1)}{(\tau_2 + \tau_1)} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_2 + \tau_1}{2\tau_1\tau_2} \tau_f\right) \right] \right\} \quad (4)$$

$$I_s = \frac{h\nu}{2\sigma} \left\{ \frac{\tau_2 + \tau_1}{2\tau_1\tau_2} - \frac{(\tau_2 - \tau_1)^2}{2\tau_1\tau_2(\tau_2 + \tau_1)} \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_2 + \tau_1}{2\tau_1\tau_2} \tau_f\right) \right] \right\} \quad (5)$$

$\tau_f = \frac{X}{u}$ 是气流通过光腔内激光发射区域的渡越时间, α_0 是 $I \approx 0$ 时的小信号增益系数, I_s 为饱和强度. 右上标 0 表示激光发射起始位置处的气流条件. 对于低流速情况 $\tau_f \gg \tau_2, \tau_1$, 故有

$$\alpha \approx \frac{\sigma(R_2\tau_2 - R_1\tau_1)}{1 + \frac{\sigma I}{h\nu}(\tau_2 + \tau_1)} \quad (3)_1$$

$$\alpha_0 I_s \approx \frac{h\nu(R_2\tau_2 - R_1\tau_1)}{\tau_2 + \tau_1} \quad (4)_1$$

$$I_s \approx \frac{h\nu}{\sigma(\tau_2 + \tau_1)} \quad (5)_1$$

对于高速流动极限 $\tau_f \ll \tau_2, \tau_1$, 故有

$$\alpha \approx \frac{\sigma \left[\frac{2\tau_1\tau_2}{\tau_2 + \tau_1} (R_2 - R_1) + \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_2 + \tau_1} \Delta N^0 \right]}{1 + \frac{4\tau_1\tau_2\sigma}{h\nu(\tau_2 + \tau_1)} I} \quad (3)_2$$

$$\alpha_0 I_s \approx \frac{h\nu}{2} \left(R_2 - R_1 + \frac{\tau_2 - \tau_1}{2\tau_1\tau_2} \Delta N^0 \right) \quad (4)_2$$

$$I_s \approx \frac{h\nu(\tau_2 + \tau_1)}{4\tau_1\tau_2\sigma} \quad (5)_2$$

在激光发射的起始位置, 通常满足 $N_2^0 \gg N_1^0$, 故已在 (3)₂ 和 (4)₂ 中作了 $N_2^0 + N_1^0 \approx N_2^0 \approx N_2^0 - N_1^0 = \Delta N^0$ 的合理近似. 对于气动激光, 光腔内无泵浦作用即 $R_2 \equiv R_1 \equiv 0$, 泵浦在光腔上游高压贮气室内进行, 能级粒子数分布的反转则在快速膨胀非平衡流中获得. 因此只要在 (3)₂ 和 (4)₂ 中令 $R_2 \equiv R_1 \equiv 0$ 即可得到气动激光高速流动极限下的增益以及激光功率密度的理论表达式.

由于 $\tau_2 \gg \tau_1$, 关系式 (3)–(5) 还可以稍加简化. 低流速时的关系式 (3)₁–(5)₁ 与 [6,7] 的结果完全一致; 高流速下的极限关系式 (3)₂–(5)₂ 则与 Demaria 的结果^[6,7] 全然不同. 在文献 [6,7] 的高流速关系式中, 饱和强度 I_s , 光功率密度 $\alpha_0 I_s$, 或增益 α 都与 τ_f 成反比例, 即都随流速的增加而趋向无穷大. 关系式 (3)₂–(5)₂ 则表明: $I_s, \alpha_0 I_s$, 或增益 α 的高流速极限均为有限值, 而且这些极限值都与 τ_f 或流速 u 无显含关系. I_s 随流速增加的极限值为 $\frac{h\nu}{4\tau_1\sigma}$; 相对增益 $\frac{\alpha I}{h\nu}$ 或光功率密度 $\frac{\alpha_0 I_s}{h\nu}$ 随流速增加的极限值约为 $\left(\frac{R_2 - R_1}{2} + \frac{\Delta N^0}{4\tau_1} \right), \frac{\Delta N^0}{4\tau_1}$ 表示光腔上游来流中的粒子数反转储藏所产生的贡献, 该贡献与 ΔN^0 成正

比、与 τ_1 成反比、故它与气压的二次方成比例。

把 (3)₁—(5)₁ 与 (3)₂—(5)₂ 相比较可以看出, 与不流动的情况相比, 流动使 I_s 增高的极限倍数为 $\frac{\tau_2}{4\tau_1}$, 即增高的极限倍数只与上、下能级碰撞去活化特征时间的比值有关; 流动使光功率密度或增益增高的极限倍数约为 $\frac{\Delta N^0}{4\tau_1 R_2}$. 以连续波 CO₂ 气体激光器为例^[8,9], R_2 约为 $10^{14} \sim 10^{16}$ 粒子/秒·厘米³, ΔN^0 约为 $10^{15} \sim 10^{17}$ 粒子/厘米³, 因此流动可使激光功率密度或增益提高好几个数量级, 使 I_s 的提高约在一个量级以下. 图 2 和图 3 给出 I_s 、 $\frac{\sigma_0 I_s}{h\nu}$ 或相对增益 $\frac{\sigma I}{h\nu}$ 随渡越时间 τ_f 的变化关系曲线. 曲线明显地分成为三个特征不同的区域, 在缓慢流速区, I_s 、 $\frac{\sigma_0 I_s}{h\nu}$ 或 $\frac{\sigma I}{h\nu}$ 均为常数; 在中等流速区, 这些性能参量都随流速的增加而单调上升; 在高流速区, 这些性能参量趋向各自的极限值, 极限值均为与流速无明显关系的常数. 应该特别指出的是, 利用流动效应提高激光功率输出时, 所需要的流速大小应使渡越时间 τ_f 位于 τ_1 到 $10\tau_1$ 的范围; 此外, 提高激光功率密度或增益所需要的流速、要比提高饱和强度所需要的流速约小十倍.

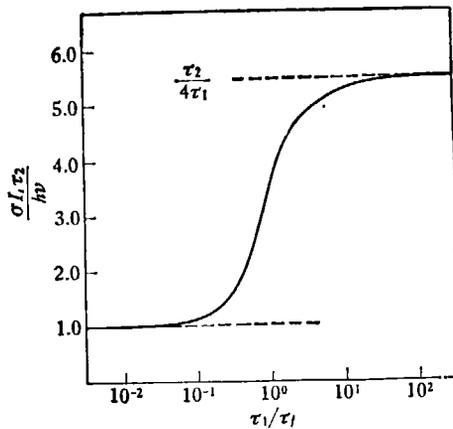


图 2 饱和强度与渡越时间 τ_f 的关系

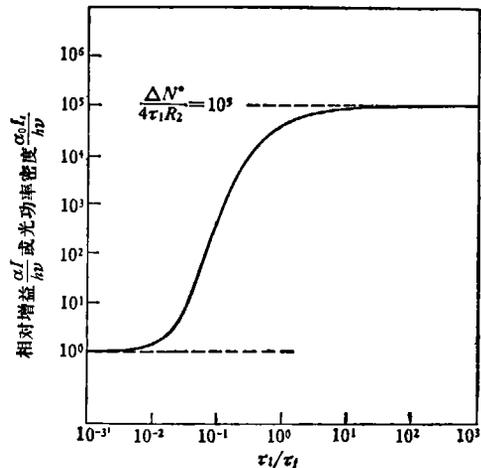


图 3 增益、光功率密度与渡越时间 τ_f 的关系

参 考 文 献

- [1] Duley, W. W., CO₂ Lasers: Effects and Applications, John Wiley (1976).
- [2] Bekefi, G., Principles of Laser Plasmas, John Wiley (1976).
- [3] 气体激光(下册), 上海科学技术出版社 (1975).
- [4] 激光, 4(1979), 23—26.
- [5] 国外激光, 1(1978), 21—25.
- [6] Demaria, A. J., Proc. IEEE, 4(1974).
- [7] Demaria, A. J. et al., AIAA Paper 71—63.
- [8] Bullis, R. H. et al., AIAA J., 10, 4(1972), 407.
- [9] Anderson, J. D., et al., AIAA Paper 72—143.

FLOWING EFFECTS IN GAS LASERS

Gao Zhi

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

Currently accepted theory (e.g. see [1-3]) states that saturation intensity and gain (or optical power density) increase without limit with increase of flow speed. These conclusions are in fact not true as we have shown instead that they tend to limiting values with the increase of flow speed. The variations of the parameters mentioned above with flow speed are presented.