

# 气体激光中的对流效应

高 智

(中国科学院力学研究所)

1983 年 5 月 12 日收到

## 提 要

介质流动对于气体激光功率输出的大幅度提高,起着决定性的作用。分析表明:表征连续波激光的饱和强度和光功率密度(或小信号增益系数)均随流速而非线性地增大,并趋向各自的极限值;饱和强度的增加量约不超过 10 倍;光功率密度的大幅度增加起因于激励能在气流中的累积。这些结论与常用理论关于饱和强度随流速线性且无限地增大,光功率密度增大起因于饱和强度增大的结论并不相同。本文关于饱和强度随气流渡越时间变化的定量结果与流动  $\text{CO}_2$  气体激光饱和强度的测试结果相符。

## 一、引 言

在气体激光器件中,采用对流冷却技术代替扩散冷却,使器件的功率输出提高好几个数量级,达到  $10^3$ — $10^6$  瓦。对流效应的重要性十分显然。人们普遍采用 Demaria 关于对流效应的分析<sup>[1,2]</sup>。文献[3—7]的理论表明:饱和强度与渡越时间(即气流通过激光发射区所需的时间)成反比例地无限增大,光功率密度随饱和强度的增大而无限地增大。流动  $\text{CO}_2$  气体激光饱和强度的测量值约为 22—100 瓦/厘米<sup>2</sup><sup>[3]</sup>,理论与实测结果存在明显的差异。文献[8]提出了一个与文献[1,2]有所不同的分析,本文在文献[8]的基础上,进一步讨论气体激光中对流造成的三个效应:1) 对流使饱和强度增大,饱和强度随流速增大和光束截面宽度减小而增大,但增大倍数约不超过一个数量级,这与流动  $\text{CO}_2$  气体激光饱和强度的测量结果相一致。2) 对流的预储能效应:激光发射区上游来流中的激励能储藏使功率密度和小信号增益系数随流速的增大而增大,这与气动激光的概念和试验<sup>[12,13]</sup>相符合。3) 对流的体积效应:体积效应可以表述为获得给定功率所需的增益区体积随流速增大而减小。最后通过小信号增益系数的比较,进一步从理论上说明本文分析的正确性。上述三个效应以及对流冷却效应、对流加宽和饱和效应<sup>[14]</sup>可以全面地说明气动激光、放电对流激光以及扩散化学激光等气体激光中增益介质快速流动的作用。

## 二、分 析

对流效应的分析需要考虑受激发射、泵浦、碰撞去激励和对流等四个过程的相互作用。为了简明起见,假定气流参数  $\rho$  (密度)、 $p$  (压力)、 $T$  (温度)和  $u$  (流速)随空间坐标

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;激光上、下能级粒子数变化方程和激光辐射交换方程分别为

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} + u \frac{\partial N_2}{\partial x} = R_2(u) - \frac{N_2}{\tau_2} - (N_2 - N_1) \frac{\sigma J}{h\nu}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} + u \frac{\partial N_1}{\partial x} = R_1(u) - \frac{N_1}{\tau_1} + (N_2 - N_1) \frac{\sigma J}{h\nu}. \quad (2)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial J}{\partial t} + \frac{\partial J}{\partial y} = \sigma(N_2 - N_1)J. \quad (3)$$

其中  $t$  为时间,  $c$  为光速,  $u$  为流速,  $\sigma$  为受激发射截面积,  $J$  为辐射强度,  $h\nu$  为光子能量;  $N_2, N_1$  分别为激光上和下能级粒子数密度, 它们相对于  $y$  和  $z$  方向的变化已经忽略; 激光上、下能级的体积泵浦速率  $R_2(u)$  和  $R_1(u)$  不随空间坐标而变化, 但假定它们随流速而变化;  $\tau_2, \tau_1$  分别是上、下能级的碰撞去激励时间. 在方程(3)中已略去自发辐射、散射等次要因素的贡献.

即使对稳态发射情况, 对方程组(1)–(3)作解析讨论仍不可能. 在激光的实际运转中, 辐射强度为有限值, 故增益必定等于损耗, 即<sup>[9]</sup>

$$\alpha = \sigma(N_2 - N_1) = -\frac{1}{2L_2} \ln R_m. \quad (4)$$

其中  $\alpha$  为饱和增益系数,  $R_m$  为光腔镜子的反射率. 反射率可随  $x$  而变化, 我们假定  $R_m$  随  $x$  的变化可以忽略, 这就是在气流与化学激光性能分析中广泛采用的常增益假设<sup>[10]</sup>. 利用(4)式, 对方程组(1)–(3)可导出如下稳态解:

$$\begin{aligned} N_2 + N_1 &= (N_2^0 + N_1^0) \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2} \frac{x}{u}\right) \\ &+ \left\{ \frac{2\tau_1\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} [R_2(u) + R_1(u)] + \frac{(\tau_2 - \tau_1)\alpha}{(\tau_1 + \tau_2)\sigma} \right\} \\ &\times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2} \frac{x}{u}\right) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

$$\alpha = \sigma(N_2 - N_1) = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s}. \quad (6)$$

$$I_s = \frac{(\tau_1 + \tau_2)h\nu}{4\tau_1\tau_2\sigma} \left\{ 1 - \frac{(\tau_2 - \tau_1)^2}{(\tau_2 + \tau_1)^2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2} \frac{x}{u}\right) \right] \right\}. \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \alpha_0 I_s &= \frac{h\nu}{2} \left\{ R_2(u) - R_1(u) + \frac{(\tau_2 - \tau_1)(N_2^0 + N_1^0)}{2\tau_1\tau_2} \right. \\ &\times \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2} \frac{x}{u}\right) + \frac{\tau_2 - \tau_1}{\tau_2 + \tau_1} [R_2(u) + R_1(u)] \\ &\times \left. \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2} \frac{x}{u}\right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $I = \frac{1}{L_2} \int_0^{L_2} J dy$ ,  $I_s$  为饱和强度; 右上角标 0 表示激光发射起始位置处的条件. 对流效应的讨论, 需要计算激光发射区的平均特性, 由(6)–(8)式求得

$$\bar{I} = \frac{1}{L} \int_0^L I dx = \bar{I}_s \left( \frac{\bar{\alpha}_0}{\alpha} - 1 \right). \quad (9)$$

$$\bar{I}_s = \frac{1}{L} \int_0^L I_s dx = \frac{h\nu}{\sigma(\tau_1 + \tau_2)} \left\{ 1 + \frac{(\tau_2 - \tau_1)^2}{2(\tau_2 + \tau_1)\tau_F} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2}\tau_F\right) \right] \right\}. \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}_0 \bar{I}_s &= \frac{1}{L} \int_0^L \alpha_0 I_s dx = \frac{h\nu}{2} \left\{ \frac{(\tau_2 - \tau_1)(N_2^0 + N_1^0)}{(\tau_1 + \tau_2)\tau_F} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2}\tau_F\right) \right] \right. \\ &\quad + \frac{2(\tau_2 R_2 - \tau_1 R_1)}{\tau_1 + \tau_2} - \frac{2\tau_1\tau_2(\tau_2 - \tau_1)}{(\tau_2 + \tau_1)^2\tau_F} [R_2(u) + R_1(u)] \\ &\quad \left. \times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2}\tau_F\right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11a)$$

其中  $\tau_F = L/u$  是气流通过激光发射区所需要的时间, 称渡越时间. 饱和强度和小信号增益系数(或光功率密度)是表征连续波激光的两个主要参数. 以下将证明  $\bar{\alpha}_0$  可近似表示小信号增益系数. 这里先讨论低和高流速极限情况, 对低流速极限  $\tau_F \gg \tau_1, \tau_2$ , 有

$$\bar{I}_s \approx \frac{h\nu}{\sigma(\tau_1 + \tau_2)}. \quad (12)$$

$$\bar{\alpha}_0 \bar{I}_s \approx \frac{h\nu}{\tau_1 + \tau_2} [\tau_2 R_2(u) - \tau_1 R_1(u)]. \quad (13)$$

$$\alpha \approx \sigma [\tau_2 R_2(u) - \tau_1 R_1(u)] \left[ 1 + \frac{\sigma \bar{I}}{h\nu} (\tau_1 + \tau_2) \right]^{-1}. \quad (14)$$

对高流速极限  $\tau_F \gg \tau_1, \tau_2$ , 有

$$\bar{I}_s \approx \frac{h\nu(\tau_1 + \tau_2)}{4\sigma\tau_1\tau_2}. \quad (15)$$

$$\bar{\alpha}_0 \bar{I}_s \approx \frac{h\nu}{2} \left[ R_2(u) - R_1(u) + \frac{\tau_2 - \tau_1}{2\tau_1\tau_2} (N_2^0 + N_1^0) \right]. \quad (16a)$$

$$\begin{aligned} \alpha &\approx \frac{2\sigma\tau_1\tau_2}{\tau_1 + \tau_2} \left[ R_2(u) - R_1(u) + \frac{\tau_2 - \tau_1}{2\tau_1\tau_2} (N_2^0 + N_1^0) \right] \\ &\quad \times \left[ 1 + \frac{4\sigma\tau_1\tau_2}{h\nu(\tau_1 + \tau_2)} \bar{I} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (17)$$

与文献 [1,2] 的结果相比, 低流速极限解一致, 高流速极限解则不同; 与文献 [8] 的结果相比, 低和高流速极限虽都一致, 但基本解不相同. 由解 (9)–(11) 式出发, 容易讨论对流的如下三个效应: 1) 对流使饱和强度增大: 由 (10) 式可知, 饱和强度  $\bar{I}_s$  的相对变化依赖于比值  $\tau_1/\tau_2$  和  $\tau_1/\tau_F$ . 图 1 给出  $\bar{I}_s$  随渡越时间倒数  $\tau_F^{-1}$  的变化关系. 若固定流速,  $\bar{I}_s$  随光束宽度  $L$  的减小而增大 (参见图 2), 这表明气流激光饱和强度的测量值应是探测光束直径的函数, 探测光束直径越小, 饱和强度的探测值越大, 这与气流  $\text{CO}_2$  激光饱和强度的测量结果<sup>[3]</sup> 相符. 这是因为, 由 (10) 式知道, 当激励分子因对流而离开探测光束截面的速率  $\tau_F^{-1}$ , 可与碰撞去激励速率  $\tau_1^{-1}$  相比较时, 激励分子去激励的有效速率增大, 因而  $\bar{I}_s$  增大; 另一方面,  $\bar{I}_s$  增大到有限值的结论显然与  $\bar{I}_s$  不会因探测光束直径减小而无限增大的物理直观事实相符. (10) 式表明:  $\bar{I}_s$  增大的极限倍数约为  $\left(1 + \frac{\tau_2}{4\tau_1}\right)$ . 对于  $\text{CO}_2$  气体激光,  $\tau_2/4\tau_1$  的值约为  $10^{0.11-1.3}$ ; 气流  $\text{CO}_2$  激光饱和强度的测量值约为 22–100 瓦/厘米<sup>2</sup><sup>[3]</sup>, 理论结果与此十分相符, 参见图 1 和图 2. 2) 对流的预储能效应: (11) 式中包含  $(N_2^0 + N_1^0)$  的项表示激光发射区上游来流中激励能预储藏所产生的贡献,  $\tau_F \gg \tau_2, \tau_1$

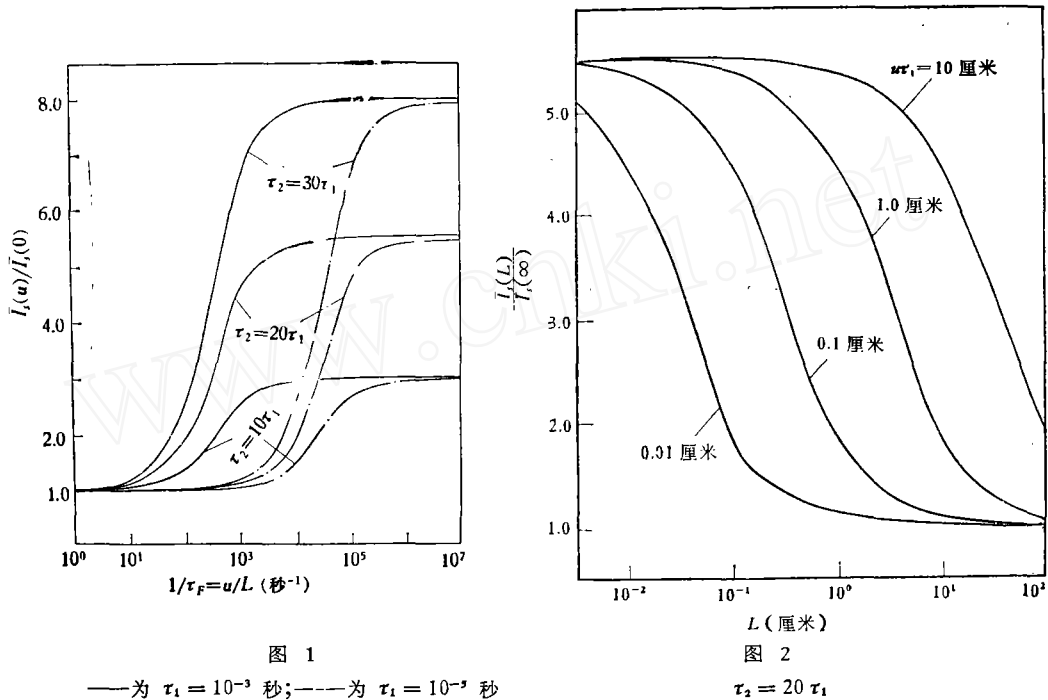


图 1

——为  $\tau_1 = 10^{-3}$  秒; ---为  $\tau_1 = 10^{-5}$  秒

图 2

$\tau_2 = 20 \tau_1$

时,该项近似为零;  $\tau_F \ll \tau_2, \tau_1$  时,该项约为  $h\nu N_2^0/4\tau_1$ , 这是光功率密度  $\bar{\alpha}_0 \bar{I}_s$  随流速增大的上限值.  $N_2^0$  与压力  $p$  成正比,  $\tau_1$  与  $p$  成反比,故  $\bar{\alpha}_0 \bar{I}_s$  的上限值与气压的二次方成正比. 高流速极限与低流速极限相比,  $\bar{\alpha}_0 \bar{I}_s$  因预储能效应而增大的极限倍数约为  $N_2^0/4\tau_1 R_2(0)$ . 以连续波  $\text{CO}_2$  气体激光为例,  $R_2(0)$  约为  $10^{14} \sim 10^{16}$  粒子/秒·厘米<sup>3[11-13]</sup>, 气动激光的  $N_2^0$  约为  $10^{15} \sim 10^{17}$  粒子/厘米<sup>3</sup>. 故气动激光与放电泵浦  $\text{CO}_2$  激光相比, 光功率密度可提高好几个数量级, 气动激光是预储能效应具有重要作用的突出例子. 但应注意到, 仅当渡越时间  $\tau_F$  与  $\tau_1$  可相比较时, 预储能效应才具有重要的作用; 气流渡越时间过长, 当  $\tau_1/\tau_F \ll 1$  时, 光功率密度  $\bar{\alpha}_0 \bar{I}_s$  随  $\tau_F^{-1}$  成比例地下降, 参见图 3. 3) 对流的体积效应: 气流激光的功率输出  $P_c$  可写为

$$P_c = F \bar{I}_s \left( \frac{\bar{\alpha}_0}{\alpha} - 1 \right) = F \bar{I}_s \left( \frac{2 \bar{\alpha}_0 L_2}{\ln \frac{1}{R_m}} - 1 \right). \quad (19)$$

其中  $F$  是与光束截面积、光子在腔内往返一次的耗损以及腔镜透射率有关的常数, 由(19)式得到

$$L_2 = \frac{1}{2 \bar{\alpha}_0} \left( 1 + \frac{P_c}{F \bar{I}_s} \right) \ln \frac{1}{R_m}. \quad (20)$$

由(20)式可知, 对一定的  $F$  值和  $R_m$  值, 获得给定功率输出所需要的增益区宽度  $L_2$  随流速的增大而减小, 这就是对流的体积效应. 对流的体积效应要求体积泵浦率  $R(u)$  随流速的增大而增大. 泵浦率  $R$  与流速的关系受到许多因素, 例如气流湍流度、气体组成比、放电电极结构和放电效率以及等离子体稳定性等的影响.

下面讨论对没有预储能机构, 即泵浦在光腔内进行情况下功率密度随流速大幅度增

高的物理机制,由于  $N_2^0 + N_1^0 \approx N_2^0 \approx N_2^0 - N_1^0$ , (11)和(16)式可以分别改写为

$$\begin{aligned} \bar{\alpha}_0 \bar{I}_s = & \frac{h\nu}{2} \left\{ \frac{2}{\tau_1 + \tau_2} [\tau_2 R_2(u) - \tau_1 R_1(u)] + \frac{(\tau_2 - \tau_1)\alpha}{(\tau_1 + \tau_2)\sigma\tau_F} \right. \\ & \times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2}\tau_F\right) \right] - \frac{2\tau_1\tau_2(\tau_2 - \tau_1)}{(\tau_1 + \tau_2)^2\tau_F} \\ & \left. \times [R_2(u) - R_1(u)] \left[ 1 - \exp\left(-\frac{\tau_1 + \tau_2}{2\tau_1\tau_2}\tau_F\right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (11b)$$

$$\bar{\alpha}_0 \bar{I}_s \approx \frac{h\nu}{2} \left[ R_2(u) - R_1(u) + \frac{(\tau_2 - \tau_1)\alpha}{2\tau_1\tau_2\sigma} \right]. \quad (16b)$$

以气流  $\text{CO}_2$  激光为例,  $\alpha/2\tau_1\sigma$  通常要比  $R_2(u)$  大得多,可见当泵浦在光腔内进行时,功率密度随流速的大幅度增高主要起因于激励能在气流中的累积,该结论与文献[1,2]关于功率密度随流速大幅度增高主要起因于饱和强度随流速大幅度增高的结论显然不同. 预储能也是激励能在气流中的一种累积,因此,这里的结论与预储能效应使功率密度随流速大幅度增高的结论是完全一致的. 激励能累积效应对功率密度的影响见图4. 由图4和(11b)式知道,仅当  $\tau_F$  与  $\tau_1$  可相比较时,激励能累积才能够使光功率密度大幅度增高.

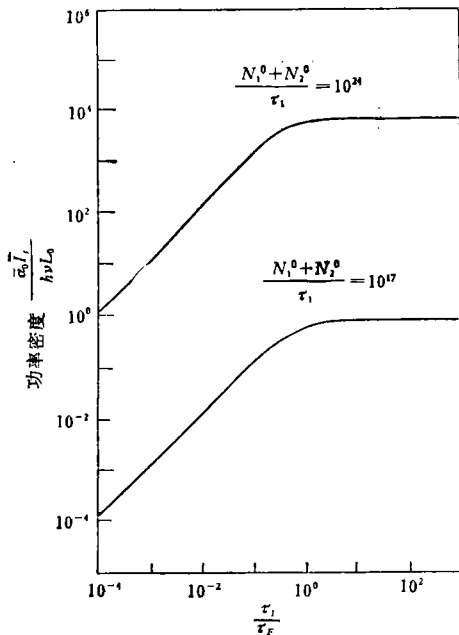


图3 气动激光功率密度随气流渡越时间倒数的变化  
 $R_1 = R_2 = 0$ ;  $\tau_2 = 10\tau_1$ ;  $L_0$  为 Lochsmidt 数

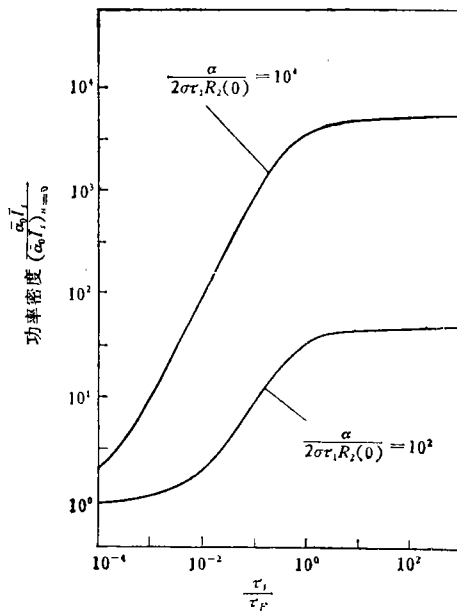


图4 光腔内泵浦时,光功率密度随气流渡越时间倒数的变化  
 $R_1 = 0$ ;  $R_2(u) = R_2(0)$ ;  $\tau_2 = 10\tau_1$

### 三、讨 论

关于对流效应的上述讨论是在常增益模型<sup>[10]</sup>的假设下作出的.(6)和(8)式中的  $\alpha_0$  并非真实的小信号增益系数. 真实的小信号增益系数  $g_0$  可由微分方程组(1)和(2)在

$J = 0$  的条件下求出

$$g_0 = \sigma[R_2(u)\tau_2 - R_1(u)\tau_1] + \sigma[N_2^0 - R_2(u)\tau_2] \exp\left(-\frac{x}{u\tau_2}\right) - \sigma[N_1^0 - R_1(u)\tau_1] \exp\left(-\frac{x}{u\tau_1}\right). \quad (21)$$

平均小信号增益系数  $\bar{g}_0$  为

$$\bar{g}_0 = \frac{1}{L} \int_0^L g_0 dx = \sigma[R_2(u)\tau_2 - R_1(u)\tau_1] + \frac{\sigma\tau_2}{\tau_F} [N_2^0 - R_2(u)\tau_2] \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_F}{\tau_2}\right)\right] - \frac{\sigma\tau_1}{\tau_F} [N_1^0 - R_1(u)\tau_1] \left[1 - \exp\left(-\frac{\tau_F}{\tau_1}\right)\right]. \quad (22)$$

比较 (12), (13) 与 (22) 式可知, 对低流速极限  $\tau_F \gg \tau_1, \tau_2$ , 有  $\bar{g}_0 \equiv \bar{\alpha}_0$ ; 比较 (15), (16) 与 (22) 式可知, 对高流速极限  $\tau_F \ll \tau_1, \tau_2$ , 求得  $\bar{\alpha}_0$  与  $\bar{g}_0$  的相对偏差为

$$\lim_{\tau_F \rightarrow 0} \frac{\bar{g}_0 - \bar{\alpha}_0}{\bar{g}_0} = \frac{2(N_2^0\tau_1 - N_1^0\tau_2) - 2\tau_1\tau_2[R_2(u) - R_1(u)]}{(\tau_1 + \tau_2)(N_2^0 - N_1^0)}. \quad (23)$$

由于  $\sigma(N_2^0 - N_1^0) \geq \alpha \neq 0$ , 故 (23) 式给出的相对百分偏差不超过 20%。图 5 给出  $\bar{g}_0$  和  $\bar{\alpha}_0$  随  $\tau_1/\tau_F$  变化的关系曲线; 在  $\tau_1/\tau_F$  整个范围内,  $\bar{g}_0$  和  $\bar{\alpha}_0$  的变化规律一致, 且  $\bar{g}_0$  和  $\bar{\alpha}_0$  两者的数值相近。这表明:  $\bar{g}_0$  可用  $\bar{\alpha}_0$  来近似,  $\bar{\alpha}_0$  和饱和强度  $\bar{I}_s$  (或光功率密度  $\bar{\alpha}_0 \bar{I}_s$ ) 可作为表征连续波气流激光的两个特征量; 利用  $\bar{\alpha}_0$  和  $\bar{I}_s$  的优点在于能够以解析的方式清楚地说明气体激光器中的对流效应。

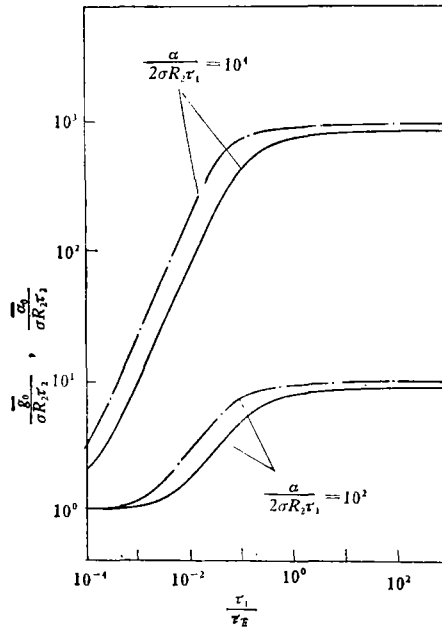


图 5

$R_1 = 0; R_2(u) = R_2; \tau_2 = 20 \tau_1;$   
 —— 为  $\bar{\alpha}_0/\sigma R_2 \tau_2$ ; - - - 为  $\bar{g}_0/\sigma R_2 \tau_2$

## 参 考 文 献

- [ 1 ] A. J. Demaria *et al.*, *AIAA Paper*, 71—63.
- [ 2 ] A. J. Demaria *Proc. IEEE*, **61** (1973), 731.
- [ 3 ] G. Bekefi (Editor), *Principles of Laser Plasmas*, John Wiley, New York, (1976). 庄国良、褚成译, 激光等离子体原理, 中译本, 上海科学技术出版社, (1981).
- [ 4 ] W. W. Duley, *CO<sub>2</sub> Lasers: Effects and Applications*, John Wiley, New York, (1976).
- [ 5 ] V. Fantini *et al.*, Flow Effects on the Laser Power of Transverse Flow TE Laser (In: The Proceedings of Fourth International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers, Sept. 1982, Italy).
- [ 6 ] 气体激光编写组, 气体激光(下册), 上海科学出版社, (1976), 第六章.
- [ 7 ] 中国科学院力学研究所流动激光器小组, 激光, **4**(1979), 23.
- [ 8 ] 高 智, 力学学报, **5**(1981), 300.
- [ 9 ] T. A. Cool, *J. Appl. Phys.*, **40** (1969), 3563.
- [ 10 ] R. W. F. Gross, J. F. Bott (Editors), *Handbook of Chemical Lasers*, John Wiley, New York, (1976).
- [ 11 ] R. H. Bullis *et al.*, *AIAA J.*, **10** (1972), 407.
- [ 12 ] J. D. Anderson *et al.*, *AIAA Paper*, 72-143.
- [ 13 ] J. D. Anderson, *An Introduction-Gasdynamics Lasers*, John Wiley, New York, (1978).
- [ 14 ] Gao Zhi, Gain Saturation in Gas Flow and Chemical Lasers (In: The Proceedings of Sixth International Conference on Lasers'83 Dec. 1983, San Francisco, USA).

## ON CONVECTIVE EFFECTS IN GAS LASERES

GAO ZHI

*(Institute of Mechanics, Academia Sinica)*

## ABSTRACT

The convection of the gain medium is a decisive factor for large increase in power output of gas lasers. The present analysis shows that both the saturation intensity and the laser power density (or the small-signal gain coefficient) by which CW laser is characterized increase nonlinearly with the flow speed and tend to the respective limiting values. It is also shown that the increment of the saturation intensity does not go beyond about 10 times, and a large increase in power density is caused by the accumulation of excited energy in the flowing gas. These results are not the same as those of the currently accepted theory which predicts that the saturation intensity increase linearly and unlimitedly with flow speed, and a large increase in power density is due to a large increase in the saturation intensity. The present quantitative results of the variation of the saturation intensity with the gas flow transient time are consistent with the experimental data of the flowing CO<sub>2</sub> gas lasers, where the gas flow transient time denotes the time required for the flowing gas to move across the gas gain region, or the probing-beam section.