

CO₂ 激光脉宽的“流动加宽”——高气压快速流脉冲激励准连续输出 CO₂ 激光器研究*

高 智

提 要

本文提出 CO₂ 激光脉冲宽度的“流动加宽”问题,阐明了“流动加宽的条件、特点和要求,光腔安置在放电区下游、或部分与放电区重叠并延伸到下游。流动的技术能够把激光的脉宽“加宽”到约大于气流通过放电区的时间即渡越时间,这是“加宽”脉宽的上限。给出无光辐射时间问题的解析解,讨论了增益特性;利用文献[18, 19]的理论计算了功率和效率。小信号增益系数每厘米约为千分之几至百分之几,能量效率 5—15%,讨论了气体组分比、气压对功率和效率的影响。

一、引 言

高气压脉冲 CO₂ 激光器的发展方向大体有两个方面:一是增大激发体积提高单脉冲能量和功率输出,另一个是发展对流冷却的高气压激光器,在高重复率下获得高能量、高的平均功率输出,对压缩激光脉宽和延长(或加宽)脉宽两个方面进行研究^[1-4]。由于每个脉冲的能量和最大重复率均与工作气压成正比,这种器件单位体积中可能提取的最大平均功率就与工作气压的平方成比例^[5],高气压运转是这类器件的一个突出的优点。但在较高气压下工作时脉宽很窄,峰值功率很容易达到兆瓦以上的量值。因此,为了工业应用的目的就需要把输出激光的脉宽尽可能加宽(或延长)。例如,对 TEA CO₂ 激光器,用 CO 代替 N₂,在组分比约为 $\frac{\text{CO}_2}{\text{CO}} < 0.1$, $\frac{\text{CO}}{\text{He}} \approx 0.1$ 时,可把脉宽加宽到 150 微秒^[1];减少 CO₂ 含量,增加 N₂ 含量,可把脉宽加宽到 50 微秒^[2]。我们建议利用流动的技术把输出激光的脉宽“加宽”,把峰值功率减低。光功率不在脉冲放电区提取而在下游取出(光腔安置在放电区下游,或者光腔部分与放电区重叠并延伸到下游),当对介质流速、工作气压、气体组分比、介质换新率、输出耦合比等参量进行合理匹配,就能够把有效振动能在放电到出光期间的碰撞去活化损失限制在一定的范围。故当电脉冲激励过的气体介质流入光腔时,腔内将有非零的增益,直到受激气体流出光腔增益才变为零,所以流动技术能够把激光脉宽“加宽”到约大于气流通过放电区的时间即渡越时间。对于实际的设计,渡越时间约在毫秒量级,脉冲放电持续时间约为微秒量级,这就是说,放电的空间均匀性可通过流动技术“转换”为光输出的时间均匀性,与通常 CO₂ 脉冲激光输出相比,脉宽增加几个量级。因

* 1977 年 8 月 29 日收到。

而,可以期望在较低的峰值功率下获得高的平均功率输出。

二、CO₂ 激光脉宽的“流动加宽”

对于高压脉冲 CO₂ 激光器件,如果光功率不在脉冲放电区提取而在下游取出(光腔安置在放电区下游、或部分与放电区重叠并延伸到下游,参见图 1),输出激光的脉宽将因

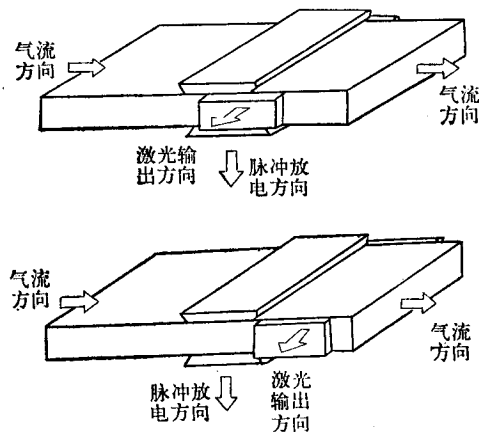


图 1 “流动加宽”激光脉宽方案示意图

流动而“加宽”到约大于气流通过放电区的时间即渡越时间 τ_f ($\tau_f = \frac{L}{u}$, L 是放

电区流动方向长度、 u 是气流速度)。实现脉宽“流动加宽”的一个前提条件是: 气体介质在电脉冲激励下获得的有效振动能储藏(系指激光上能级加氮亚稳态混合振动模的振动能量储藏)在渡越时间 τ_f 范围内没有过多的损失。对于单一电激励脉冲, 气体介质有效振动能储藏 E 的时间空间变化, 能够推出为¹⁾

$$E = \begin{cases} E_0 \left(x - \frac{t}{\tau_f} \right) e^{-\frac{t}{\tau_r}} & 0 \leq x - \frac{t}{\tau_f} \leq 1, \\ 0 & x - \frac{t}{\tau_f} < 0, x - \frac{t}{\tau_f} > 1, \end{cases} \quad (1)$$

其中 $x = X/L$, $\tau_f = L/u$, τ_r 是混合振动模的碰撞去活化寿命。假定电脉冲在整个放电区域内激励均匀, 电脉冲宽度 $\tau_p \ll \tau_f$, 故当 $t = 0$ 时, $E_0(x) \approx$ 常数 ($0 \leq x \leq 1$), 因而

$$E_0 \left(x - \frac{t}{\tau_f} \right) = \begin{cases} \text{常数} & 0 \leq x - \frac{t}{\tau_f} \leq 1, \\ 0 & x - \frac{t}{\tau_f} < 0, x - \frac{t}{\tau_f} > 1. \end{cases} \quad (2)$$

在 $x = 1$ 位置估计有效振动能在渡越时间 τ_f 内的损失分数 η 为

$$\eta = \frac{1}{E_0(x)} \left(E_0 - \frac{1}{\tau_f} \int_0^{\tau_f} E dt \right) \Big|_{x=1} = 1 - \frac{\tau_r}{\tau_f} (1 - e^{-\frac{\tau_f}{\tau_r}}). \quad (3)$$

由上式可知, 对一定的振动能损失分数 η (即一定的 $\frac{\tau_f}{\tau_r}$ 值 (记作 $(\frac{\tau_f}{\tau_r})_*$)), 气体介质组分比、气压、渡越时间和松弛比速率 K 满足如下关系:

$$\left(\frac{\tau_f}{\tau_r} \right)_* \frac{1}{\tau_f p} = \frac{\alpha_{\text{CO}_2}}{\alpha_{\text{CO}_2} + \alpha_{\text{N}_2}} \left[(K_{\text{CO}_2}^{\nu_3 \rightarrow \nu_1 \nu_2} + K_{\text{CO}_2}^{\nu_3 \rightarrow \nu_2 \nu_1}) \alpha_{\text{CO}_2} + (K_{\text{N}_2}^{\nu_3 \rightarrow \nu_1 \nu_2} + K_{\text{N}_2}^{\nu_3 \rightarrow \nu_2 \nu_1}) \alpha_{\text{N}_2} \right]$$

1) 数学上在 $x=0,1$ 的边界上, 要求 E_0 连续可微。

$$+ (K_{\text{He}}^{\nu_3 \rightarrow \nu_1 \nu_2} + K_{\text{He}}^{\nu_3 \rightarrow \nu_2 \nu_1}) \alpha_{\text{He}} + (K_{\text{H}_2\text{O}}^{\nu_3 \rightarrow \nu_1 \nu_2} + K_{\text{H}_2\text{O}}^{\nu_3 \rightarrow \nu_2 \nu_1}) \alpha_{\text{H}_2\text{O}} \left] + \frac{\alpha_{\text{N}_2}}{\alpha_{\text{CO}_2} + \alpha_{\text{N}_2}} \right. \\ \left. \times (K_{\text{CO}_2}^{\text{N}_2(1)} \alpha_{\text{CO}_2} + K_{\text{N}_2}^{\text{N}_2(1)} \alpha_{\text{N}_2} + K_{\text{He}}^{\text{N}_2(1)} \alpha_{\text{He}} + K_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{N}_2(1)} \alpha_{\text{H}_2\text{O}}), \quad (4)$$

式中 α_{CO_2} , α_{N_2} , α_{He} 和 $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$ 分别为 CO₂, N₂, He 和 H₂O 的克分子分数, $K_j^{\nu_3 \rightarrow \nu_1 \nu_2}$, $K_j^{\nu_3 \rightarrow \nu_2 \nu_1}$ 和 $K_j^{\text{N}_2(1)}$ ($j = \text{CO}_2, \text{N}_2, \text{He}$ 和 H_2O) 分别为 CO₂ 的 (001) 能级到 (110) 及 (030) 能级和 N₂(1) 的碰撞去活化比速率 (单位为托⁻¹秒⁻¹), p 是工作气压 (单位托). 由于 $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$ 远小于 $(\alpha_{\text{CO}_2} + \alpha_{\text{N}_2})$, 上述关系式中忽略了 H₂O 的振动激励. 图 2 以 $\left(\frac{\tau_f}{\tau_r}\right) \cdot \frac{1}{\tau_f p}$ 为参数, 给出 α_{CO_2} 与 α_{He} , α_{CO_2} 与 $\alpha_{\text{H}_2\text{O}}$ 的关系曲线. 由图 2 可知, 如果脉冲宽度的“流动加宽” $\tau_f = 1$ 毫秒, 当

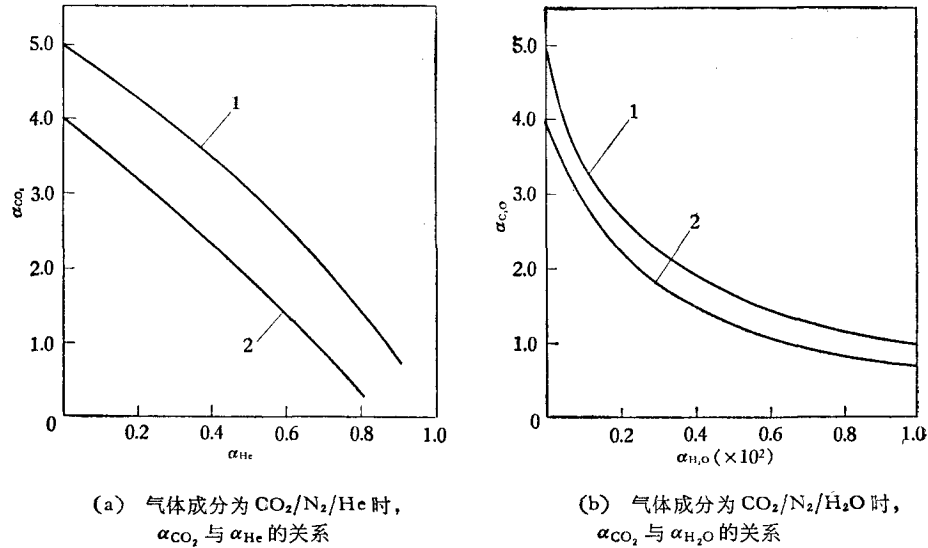


图 2

$$1 \text{——} 100\alpha_{\text{CO}_2}, \left(\frac{\tau_f}{\tau_r}\right) \cdot \frac{1}{\tau_f p} = 5; 2 \text{——} 400\alpha_{\text{CO}_2}, \left(\frac{\tau_f}{\tau_r}\right) \cdot \frac{1}{\tau_f p} = 1$$

有效振动能量的损失分数 $\eta = 0.2$, $p = 500$ 托, 或者 $\eta = 0.37$, $p = 1000$ 托时, 典型的气体组分为 CO₂/N₂/He = 1.1/198.9/300, 2.3/297.7/200; CO₂/N₂/H₂O = 1.7/495.8/2.5. 当 $\eta = 0.2$, $p = 100$ 托, 或者 $\eta = 0.37$, $p = 200$ 托时, 典型的气体组分为 CO₂/N₂/He = 1.4/48.6/80, 3.5/56.5/40, 5/95/0; CO₂/N₂/H₂O = 1.6/97.9/0.5. 给定 η 和 p 值, 若“流动加宽” τ_f 减小 10 倍, CO₂ 的相对含量约可增大 10 倍. 可见, 激光脉宽的“流动加宽”要求很低的 CO₂ 含量. 由于有效振动能量储藏的损失主要通过 (001) 能级的碰撞去活化渠道进行, CO₂ 低含量的物理意义自然十分清楚. CO₂ 的低含量与文献 [1, 2] 是一致的, 减少 CO₂ 含量是加宽脉宽的必要前提之一. 十分有趣的是这样低的含量比大气压连续波 CO₂ 激光的 CO₂ 含量^[6] 还要高一些. 对于高压重复脉冲流动器件来说, 若光功率在放电区提取时, 不论 CO₂ 含量多么低, 脉宽的加宽只能小于渡越时间, 因而“流动加宽”给出了脉宽加宽的上限.

“流动加宽”脉宽的另一个前提是: CO₂ 对称-弯曲振动模在脉冲电激励下获得的振动能量储藏能够在远小于 τ_f 的时间内因去活化而损失, 在气压大于 100 托时, 即使气体组

分只含有 CO_2 和 N_2 , $\text{CO}_2(010)$ 能级的去活化寿命 $\tau_{010} < 1-2 \times 10^{-5}$ 秒, 故这一前提条件自然成立. 此外, 若满足关系

$$\nu_p^{-1} \approx \tau_f < \tau_r, \quad (5)$$

ν_p 是放电脉冲重复率, 则在复重脉冲下, 在放电区下游 $X \lesssim L$ 的位置, 小信号增益能够恒大于零且随时间的变化周期为 τ_f , 因而能够获得近似连续的光功率输出.

三、理 论 分 析

1. 基本关系 描述激光系统的基本关系是气体组分、动量、能量等宏观守恒方程. 这里分子的不同量子能级算作不同的成分. 对于本文讨论的大流量系统, 一维非平衡流动模型适用, 非定态守恒方程为

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial c_i}{\partial t} + \rho u \frac{\partial c_i}{\partial X} &= R_i, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X}(\rho u) &= 0, \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial X} &= -\frac{\partial p}{\partial X}, \\ \rho \frac{\partial H}{\partial t} + \rho u \frac{\partial H}{\partial X} &= J \times E - \frac{dq}{dX}, \end{aligned} \quad (6)$$

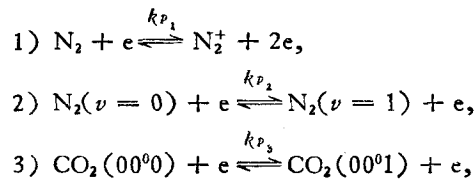
这里

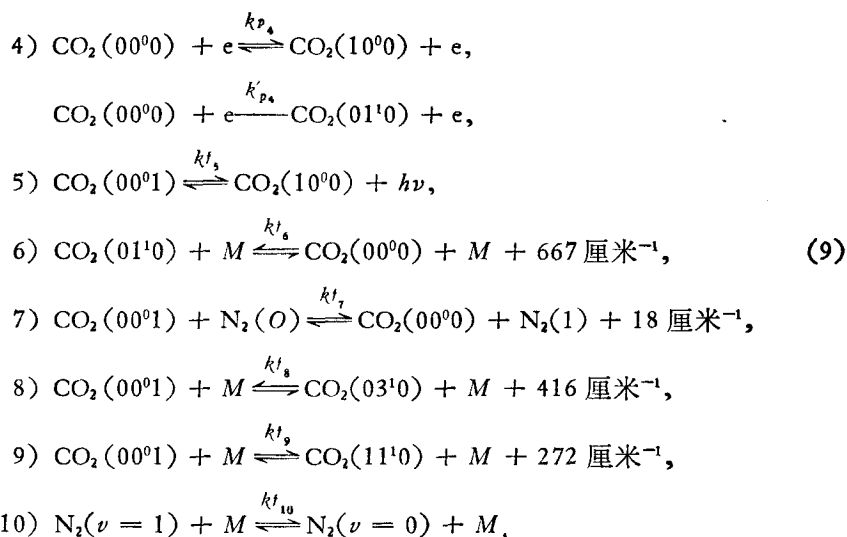
$$\begin{aligned} c_i &= \frac{n_i}{\rho}, \quad H = h + \frac{u^2}{2}, \quad h = \sum c_i h_i, \\ h_i &= \frac{7}{2} kT + e_i \quad i = \text{CO}_2, \text{N}_2, \text{H}_2\text{O}, \\ h_{\text{He}} &= \frac{5}{2} kT, \end{aligned} \quad (7)$$

其中 ρ , u , p 和 h 分别为气体介质的平均质量密度、平均流速、静压和比焓; R_i , h_i , e_i , n_i 和 c_i 分别为第 i 种组分的体积生成率、焓、振动能、数密度和单位质量粒子数. J , E 和 $\frac{dq}{dX}$ 分别为电流密度、电场强度和单位体积的热量损失. $\frac{dq}{dX}$ 包括器壁损失和激光功率输出(忽略器壁损失和自发辐射)

$$\frac{dq}{dX} = GI, \quad (8)$$

式中 G 和 I 为增益系数和辐射强度. 对于大流量 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$ 放电激光系统, 电激励、碰撞松弛、相干辐射过程主要为^[8]





(9)式表示的所有反应生成率可归纳成如下的一般形式:

$$\begin{aligned}
 \sum_i a_i A_i &\xrightleftharpoons[k_b]{k_f} \sum_i b_i A_i, \\
 R_i &= \sum_i (b_i - a_i) \left[k_{fi} \prod_j n_j^{a_j} - k_{bi} \prod_j n_j^{b_j} \right],
 \end{aligned} \tag{10}$$

其中 k_f , k_b 为正向和逆向反应的速率常数, k_f 及比速率常数 K_f 的具体数值见文献 [9—11], $K_f \propto \frac{k_f n}{p}$, n 为数密度, 生成率 R_i 的具体表达式见附录.

2. 脉冲电激励过程的解 对于本文考虑的上游放电(如双放电横向激励)、下游取光的方案, 电激励和光辐射过程互不干扰, 电激励过程的分析可以单独作出. 对于广泛的功率输出要求渡越时间 $\tau_f > 0.1$ 毫秒^[12], 放电脉冲的脉宽 $\tau_p \leq$ 微秒 $\tau_p \ll \tau_f$, 故对电激励过程的分析, 方程(6)中含有空间偏微商的各项均可略去不计, 气流可视作静止. 即使这样, 放电过程的分析仍需把电场、电子能量方程和组分变化方程联立求解, 并利用电子散射截面的有关知识^[13,14]. 幸好, 对于多数情况放电参数的变化速度远小于电子-重粒子之间的非弹性碰撞速度^[13,14], 因而假定电子-重粒子非弹性碰撞平衡的“准定常”计算可以预先作出并具有通用的性质. 文献[13—15]已对 CO₂/N₂/He 混合气体作了这样的计算, 对一定的气体组成给出了电子功率传输分数(因而泵浦速率常数 k_p)随 E/n 值的变化^[13,14], 给出了电子漂移速度随 E/n 值的变化^[15]. 因而简便的处理办法是根据电极距离、电流、场强和输入气体电功率等资料, 再由一定气体组分的“准定常”计算查出电子功率传输分数, 或者电子漂移速度, 于是电子密度变化、泵浦速率常数以及电激励过程即可近似解出. 下面采用文献[7]在研究 TEA CO₂ 激光器时所作的近似, 取参考 E/n 值(如电脉冲峰值条件下的 E/n 值), 对输入气体的电流脉冲作近似, 电子密度“脉冲”与电流脉冲一致, 取为

$$n_e = n_{e0}(1 - e^{-bt})e^{-at}, \tag{11}$$

式中 n_{e0} , a 和 b 与放电电路参数的关系可根据试验资料导出, 它们与电子密度“脉冲”的峰值 n_e^* 、“脉冲”面积 A_e 和脉宽(半峰值处的宽度) $t_{\frac{1}{2}}$ 的关系为

$$n_c^* = \frac{n_{e0}b}{a+b} \left(\frac{a}{a+b} \right)^{\frac{a}{b}}, \quad A_e = \frac{bn_{e0}}{a(a+b)}, \quad t_{\frac{1}{2}} \approx \frac{1}{a} \left(\frac{a+b}{a} \right)^{\frac{a}{b}}. \quad (12)$$

n_c^* 的值能够根据电流脉冲峰值和电子漂移速度算出.

在本问题中 $\tau_{100-020} \ll \tau_{001-N_2(1)}$, τ_{010} , $\tau_p \ll \tau_r$, τ_f , $\tau_{100-020}$, $\tau_{001-N_2(1)}$ 和 τ_{010} 分别为费米共振交换、CO₂(001) 能级与 N₂(1) 近共振交换和(010)能级去活化的特征时间(或者称有效寿命). 设最大激励度不超过 0.2, 即 $\eta_p = \frac{c_6}{c_0} \approx \frac{n_6}{n_{CO}} \approx 0.2$, 求得电激励过程解为

$$c_6 + c_8 \approx (k_{p_2}c_{N_2} + k_{p_3}c_{CO_2})A_e \left[1 - \left(\frac{a+b}{b} - \frac{a}{b} e^{-bt} \right) e^{-at} \right], \quad (13)$$

$$c_6 \approx e^{-pK_{f7}(\alpha_{CO_2} + \alpha_{N_2})t} \times \left\{ c_{6,0} + \int_0^t [k_{p_3}n_e c_{CO_2} + pK_{f7}\alpha_{CO_2}(c_6 + c_8)] e^{K_{f7}p(\alpha_{CO_2} + \alpha_{N_2})t} dt \right\}, \quad (14)$$

$$c_5 \approx \frac{c_1}{2} e^{-\theta_2/T_2},$$

$$2e^{-\theta_2/T_2}(1 + 2e^{-\theta_2/T_2} + 3e^{-2\theta_2/T_2}) - 2e^{-\theta_2/T}(1 + 2e^{-\theta_2/T} + 3e^{-2\theta_2/T}) \\ \approx (k_{p_4} + k'_{p_4})A_e \left[1 - \left(\frac{a+b}{b} - \frac{a}{b} e^{-bt} \right) e^{-at} \right], \quad (15)$$

$$c_1 \approx e^{-t/\tau_{010}} \times \left\{ c_{1,0} + \int_0^t k'_{p_4}n_e c_{CO_2} e^{t/\tau_{010}} dt \right\},$$

$$H^* - H_0 = \int_0^t \frac{JE}{\rho} dt = E_m, \quad (16)$$

其中 $\tau_{010}^{-1} = p(K_{f6,1}\alpha_{CO_2} + K_{f6,2}\alpha_{N_2} + K_{f6,3}\alpha_{He} + K_{f6,4}\alpha_{H_2O})$, $c_{1,0}$, $c_{6,0}$ 为积分常数, $\theta_2 = 960K$, $k_{p_2} \approx 2 \times 10^{-8}$, $k_{p_3} \approx 5 \times 10^{-9}$, $k_{p_4} \approx k_{p_5} \approx 4 \times 10^{-9}$ (单位为厘米³秒⁻¹ 粒子⁻¹)^[7]. 当电脉冲重复率 $\nu_p^{-1} \leq \tau_f$, 激励度 $\eta_p \leq 0.2$, 电子功率传输分数约 80% 时, 对于单位质量气体输入电能 E_m 为 200—300 焦耳的典型情况, 气流通过放电区时气温的增加约为 20 K.

3. 非平衡松弛过程和小信号增益 由于放电重复率 $\nu_p^{-1} \geq \tau_f$, 因而只需考虑单一电激励脉冲下的非平衡碰撞松弛过程. 由(14)和(15)式知, CO₂(001) 能级与 N₂(1) 之间的平衡在 $\tau_{001-N_2(1)} = \frac{1}{pK_{f7}(\alpha_{CO_2} + \alpha_{N_2})}$ 时间内建成, CO₂ 对称-弯曲模与基态之间的平衡在 τ_{010} 时间内建成; 相应的流动距离 $u\tau_{001-N_2(1)}$, $u\tau_{010}$ 远小于放电区沿流向的长度 L . 增益与松弛过程的特征时间为 τ_f (或 τ_r) 量级, 流向特征距离为 L 量级, 故在增益特性和松弛过程的分析中, 可以假定 CO₂(001) 与 N₂(1) 内部处于局部平衡, CO₂ 对称-弯曲模与基态内部处于局部平衡. 对于常截面管道求得松弛过程解为

$$c_6 \approx \begin{cases} c_{6,0} \left(x - \frac{t}{\tau_f} \right) e^{-\frac{t}{\tau_r}} & 0 \leq x - \frac{t}{\tau_f} \leq 1, \\ 0 & x - \frac{t}{\tau_f} < 0, \quad x - \frac{t}{\tau_f} > 0; \end{cases} \quad (17)$$

$$c_8 = \frac{\alpha_{N_2}}{\alpha_{CO_2}} c_6 \approx \begin{cases} c_{8,0} \left(x - \frac{t}{\tau_f} \right) e^{-\frac{t}{\tau_r}} & 0 \leq x - \frac{t}{\tau_f} \leq 1, \\ 0 & x - \frac{t}{\tau_f} < 0, \quad x - \frac{t}{\tau_f} > 1; \end{cases} \quad (18)$$

$$c_1 \approx c_1(T), \quad c_5 \approx c_5(T); \quad (19)$$

$$H = \begin{cases} H^* \left(x - \frac{t}{\tau_f} \right) & 0 \leq x - \frac{t}{\tau_f} \leq 1, \\ H_0 & x - \frac{t}{\tau_f} < 0, \quad x - \frac{t}{\tau_f} > 1. \end{cases} \quad (20)$$

在质量流 M 不变的条件下, 动量方程给出

$$\frac{Mu}{A} + p = P_0. \quad (21)$$

在 $t = 0$ 时刻,

$$c_{6,0} \approx \begin{cases} \frac{\alpha_{\text{CO}_2}}{\alpha_{\text{CO}_2} + \alpha_{\text{N}_2}} (k_{p_2} c_{\text{N}_2} + k_{p_3} c_{\text{CO}_2}) A_e & 0 \leq x \leq 1, \\ 0 & x < 0, \quad x > 1, \end{cases} \quad (22)$$

其中 T 是气流静温, P_0 为滞止压力, τ_r 是上能级去活化寿命

$$\begin{aligned} \tau_r^{-1} = & \frac{p\alpha_{\text{CO}_2}}{\alpha_{\text{CO}_2} + \alpha_{\text{N}_2}} [(K_{f8,1} + K_{f9,1})\alpha_{\text{CO}_2} + (K_{f8,2} + K_{f9,2})\alpha_{\text{N}_2} + (K_{f8,3} + K_{f9,3})\alpha_{\text{He}} \\ & + (K_{f8,4} + K_{f9,4})\alpha_{\text{H}_2\text{O}}] + \frac{p\alpha_{\text{N}_2}}{\alpha_{\text{CO}_2} + \alpha_{\text{N}_2}} (K_{f10,1}\alpha_{\text{CO}_2} + K_{f10,2}\alpha_{\text{N}_2} + K_{f10,3}\alpha_{\text{He}} + K_{f10,4}\alpha_{\text{H}_2\text{O}}). \end{aligned} \quad (23)$$

(17), (18), 和(23)式与(1)和(4)式一致, 比速率常数之间的关系为 $K_{f8,1} = K_{\text{CO}_2}^{\nu_3 \rightarrow \nu_1}$, $K_{f9,1} = K_{\text{OC}_2}^{\nu_3 \rightarrow \nu_1 \nu_2}$ 等. (1)式给出整个放电区气体的混合模振动能 E 的时空变化, 它不难由(17)和(18)式推出. 显然, 数学上要求在 $x = 0, 1$ 处, $c_{6,0}$, $c_{8,0}$ 等连续可微.

小信号增益系数: 在气压 $p > 10$ 托时, 谱线的加宽以压力加宽为主, 单一频率振动-转动跃迁的小信号增益系数 G_0 为

$$G_0 = \frac{\lambda_0^2 \rho}{4\pi\tau\nu_c} \left(c_6^J - \frac{g_1}{g_u} c_5^{J'} \right), \quad (24)$$

其中 $\lambda_0 = 10.6$ 微米, $\tau = 5.38$ 秒是激光跃迁的自发辐射寿命, c_6^J 和 $c_5^{J'}$ 分别为处于(001)能级的第 J 转动能级和处于(1000)能级第 J' 转动能级上的粒子数密度, g_u 和 g_l 分别是(001)和(100)能级的统计权重. 这里考虑 CO₂10.6 微米频带的 $P(20)$ 跃迁, 当 $T \approx 300\text{K}$ 时, 求得小信号增益系数峰值 G_0^* 为

$$\begin{aligned} G_0^* \approx & \frac{6.6\eta_p\alpha_{\text{CO}_2}}{1.56\alpha_{\text{CO}_2} + 1.6\alpha_{\text{N}_2} + 2.52\alpha_{\text{He}} + 2\alpha_{\text{H}_2\text{O}}}, \\ \eta_p \approx & \frac{(k_{p_2}c_{\text{N}_2} + k_{p_3}c_{\text{CO}_2})A_e}{c_{\text{N}_2} + c_{\text{CO}_2}}. \end{aligned} \quad (25)$$

(17)和(25)式给出了大家熟知的结果: 当谱线的加宽以压力加宽为主时, 小信号增益系数 G 与气压无关(对一定的气体组分比而言). 在脉宽的“流动加宽”问题中, 当气体组分比给定, 由(4)或(23)和(25)式可知, α_{CO_2} 与气压 p 无关. 因而 ρc_6 与 p 成正比, 已知碰撞频率 ν_c 与 p 成正比, 故 G 与气压 p 无关. 在图 3(a) 和图 3(b) 中, 以 $\left(\frac{\tau_l}{\tau_r}\right)^* \frac{1}{\tau_l p}$ 为参数

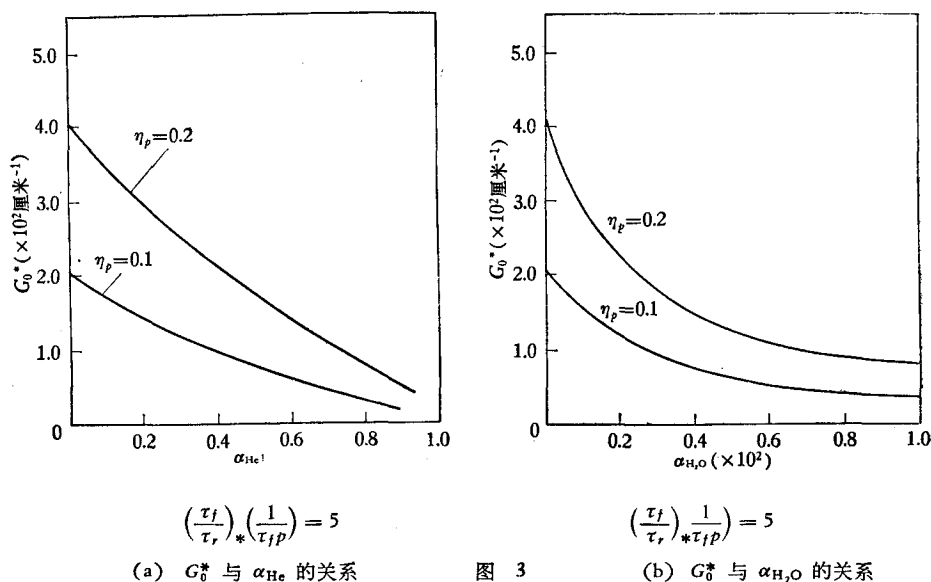
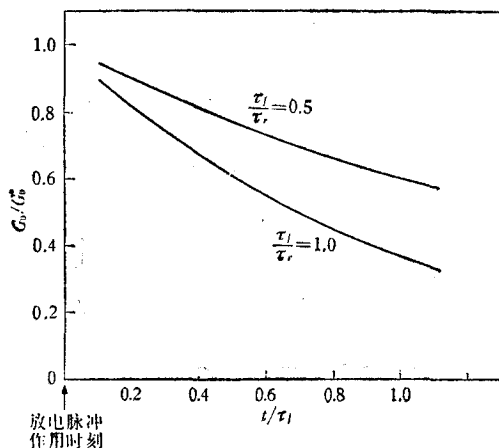
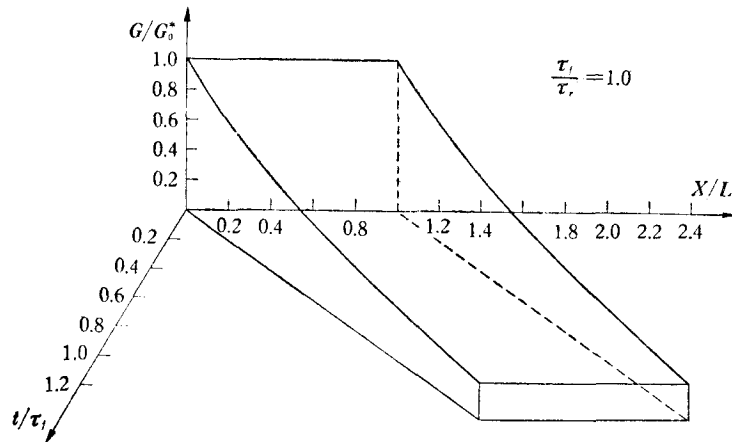


图 3

给出 G_0^* 与 α_{He} , G_0^* 与 α_{H_2O} 的关系曲线. 在光腔位置, 譬如说 $x = 1.1 (X = 1.1L)$, 小信号增益系数 G_0 随时间的变化见图 4, 图中 $\frac{t}{\tau_f} = 0$ 为脉冲放电时刻. 小信号增益系数 G_0 的时间空间变化见图 5. 对于单一放电脉冲, 在 $x \geq 1 (X \geq L)$ 但不很大于 1 的任一位置, 而 $\frac{(x-1)L}{u} \leq t \leq \tau_f + \frac{(x-1)L}{u}$ 的时间范围内具有不为零的增益; 在 $0 < x < 1$ 的任一位置, 则在 $0 \leq t \leq x\tau_f < \tau_f$ 的时间内具有不为零的增益. 这就是说, “流动加宽” 能够把脉宽加宽到约大于渡越时间 τ_f , 对于流动气体激光设计, 这显然是脉宽加宽的上限. 此外, 为了保证足够的增益, 需要 $\tau_f \leq \tau_r$ 的设计.

图 4 小信号增益系数 G_0 随时间的变化 ($X = 1.1L$)

图5 小信号增益系数 G_0 随时间空间的变化

4. 功率和效率 流动气体激光器的功率输出计算见文献[16,17]. 为简单起见,这里只利用文献[18,19]的理论讨论功率和效率. 文献[18]的理论适用于介质静止的激光器,气体流动时增益沿气流方向以及沿气流垂直方向都不相同,需选择某个平均增益^[19],本问题中光腔束流的激励状态亦随时间而变化,但对单一放电脉冲而言(注意到 $\nu_p^{-1} \geq \tau_f$),选择某一平均增益的办法依然有效,不过功率特性的这种讨论只能看作定性和粗略定量的.

假定光腔与放电区相隔距离(流动方向)为零,通道截面相同;光轴与流向垂直,腔的一端为全反射镜,另一端为透射率等于 t_c 的输出镜,两镜相距 l ,两端镜子的吸收系数均为 α . 在重复放电脉冲激励 ($\nu_p^{-1} \geq \tau_f$) 下,光腔中平均功率输出为

$$P = P_{ic} A_m \tau_f \nu_p, \quad P_{ic} = \frac{t_c I_s}{2} \left(\frac{\bar{G}_0 l}{\alpha + t_c} - 1 \right), \quad (26)$$

其中 P_{ic} , A_m , I_s 和 $\bar{G}_0$ 分别为输出激光通量密度,光束截面积、饱和强度和平均增益系数. 在光腔损失接近于零(即 α 趋向零的极限情况),

$$I_s \approx \frac{I(0)}{\bar{G}_0 l}, \quad (27)$$

$I(0)$ 为光腔内最大有效辐射通量密度^[19]

$$I(0) = \eta_q (E^* - E_{G=0}^*) M A_m^{-1}, \quad (28)$$

其中 $\eta_q = 0.41$ 为 CO₂ 激光的量子效率, E^* 是单位质量气体混合模的振动能储藏, $E_{G=0}^*$ 是当增益系数下降到零时混合模的振动能储藏. 混合模内部处于局部平衡,当忽略(001)能级与 N₂(1) 能级的能量差时,得到

$$E^* \approx \frac{k \theta_3 c_6 (c_{\text{CO}_2} + c_{\text{N}_2})}{c_{\text{CO}_2} - c_6} \approx k \theta_3 c_6 \left(1 + \frac{\alpha_{\text{N}_2}}{\alpha_{\text{CO}_2}} \right), \quad (29)$$

θ_3 为 CO₂ 非对称振动特征温度, k 是玻耳兹曼常数. 功率计算结果见图 6(a) 和图 6(b).

图中曲线对应的参量为: $A = 5 \times 100$ 厘米², $u = 10^4$ 厘米/秒, $\frac{\tau_l}{\tau_r} = 0.5$ (混合模振动

能量的损失分数 $\eta = 0.2$), $\nu_p = 10^2$ 次/秒, $\left(\frac{\tau_l}{\tau_r}\right) \frac{1}{\tau_{fp}} = 5$, $T = 300\text{K}$, 脉冲放电的激励度 $\eta_p = 0.2$ 和 0.1 , 镜子的吸收系数 $\alpha = 0.03$, 透射率 t_c 根据最佳透射率关系 $t_c = t_c^* = (\sqrt{\alpha G_0 l} - \alpha)$ 确定. 注意到图中功率计算是在激励度 η_p 为常数的条件下作出的, 对于 η_p 随放电参数、气压等参数而改变的情况, 可通过插值得到功率值. 由(26)–(29)式可以推出:

$$P \propto \eta_p M \tau_f \nu_p \alpha_{N_2} e^{-\frac{\tau_l}{\tau_r}}. \quad (30)$$

由上式可知, “流动加宽”的功率输出与质量流 M 因而与流速 u 、激励度 η_p 以及氮的克分子比数 α_{N_2} 成正比; 功率与压力 p 近似成正比. 功率与压力的准确关系比较复杂, 使功率输出最大的最佳压力值可由关系 $\frac{\partial}{\partial p}(p\eta_p) = 0$ 近似确定. 值得指出的是“流动加宽”方案并不需要、也不希望加入大量的 He, 增加 He 有助于在高气压下实现大面积均匀放电、提高激励度, 不利影响是使 α_{N_2} 减低、特别是提高了混合模振动能的损失速度, 因而存在 α_{He} 的最佳值使功率输出最大. 假定在给定的压力下, η_p 随 α_{He} 线性变化, 令 $\eta_p \approx 0.1 + 0.1\alpha_{He}$, 图 6(a) 给出 P 随 α_{He} 的变化, 约在 $\alpha_{He} = 0.2-0.3$ 时功率输出最大. 可见, “流动加宽”方案与连续器件需要大量 He 是有所不同的.

能量效率 δ 定义为激光功率与输入气体的电功率之比.

$$\delta \approx \frac{1}{2} \eta_q \eta_T t_c \left(\frac{1}{\alpha + t_c} - \frac{1}{G_0 l} \right) \frac{1}{1 - \eta_p} \approx \frac{1}{2} \eta_q \eta_T \eta_p t_c^* \left(\frac{1}{\alpha + t_c^*} - \frac{1}{G_0 l} \right), \quad (31)$$

其中 η_T 是电子功率传输分数, t_c^* 为最佳透射率. 与图 6(a) 和图 6(b) 对应的能量效率计

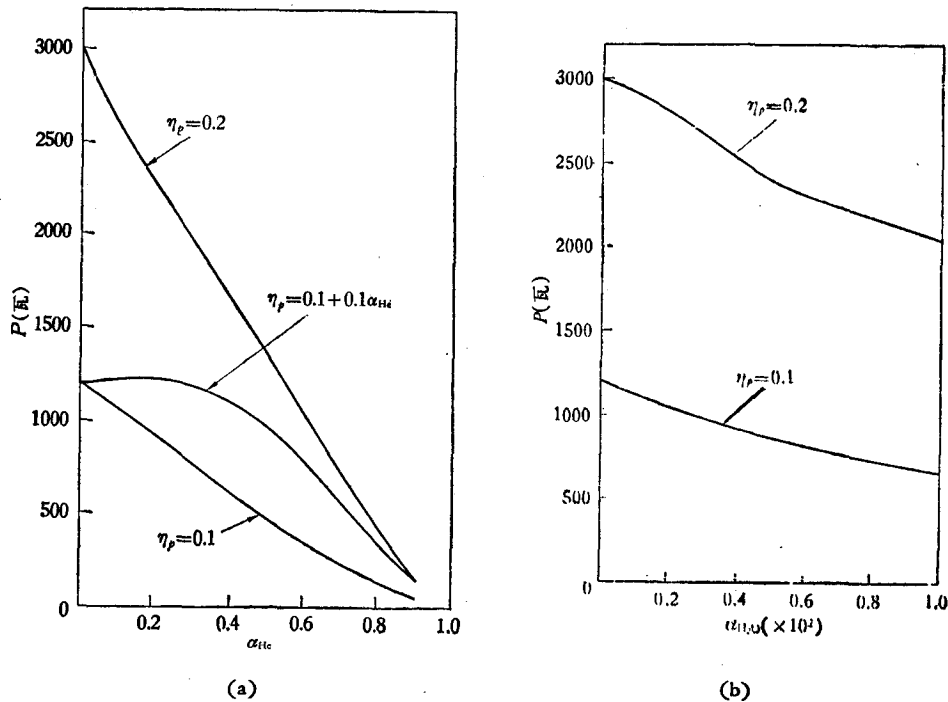


图 6 功率特性

算见图 7(a)和图 7(b). 能量效率计算中取 $\eta_l = 0.8$, 由于 $\delta \propto \eta_p = \eta_p(p, \alpha_{\text{CO}_2}, \alpha_{\text{N}_2}, \alpha_{\text{He}} \dots)$, 此式与(30)式统一考虑, 最佳气压应在功率最佳与效率最佳之间取折衷, 故不使 η_p 显著减小的最大气压就是最佳工作气压. 在高气压下脉冲放电比连续均匀放电容易, 高气压运转就成为“流动加宽”器件的一个显著特点.

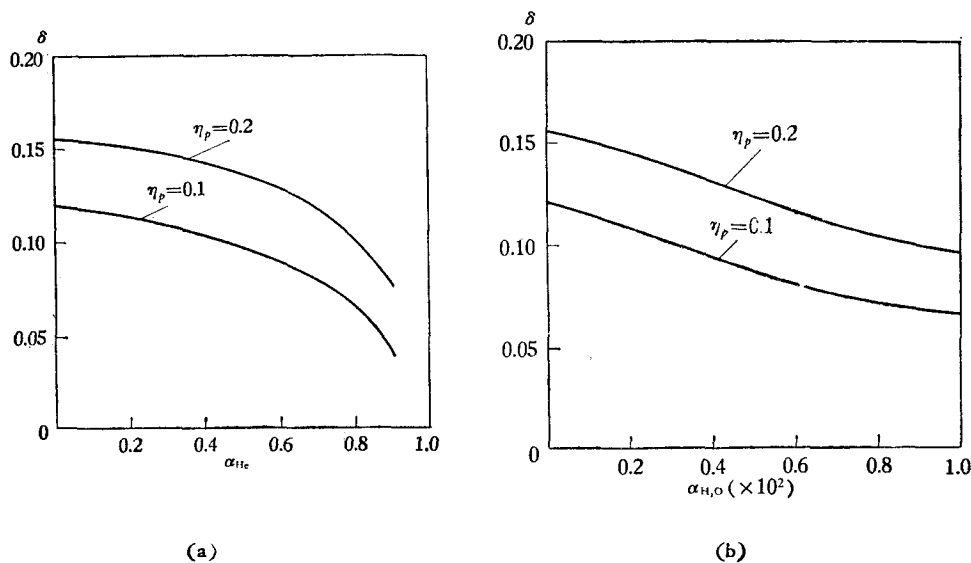
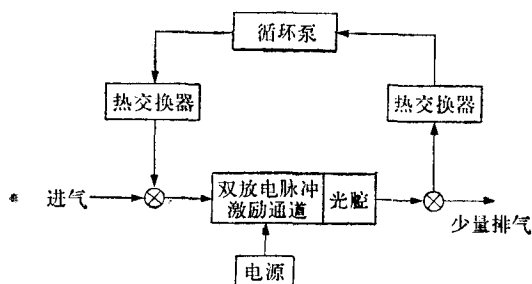


图 7 能量效率

四、讨 论

“流动加宽”可把脉宽“加宽”到约大于渡越时间 τ_l , 这是流动脉冲激光脉宽的加宽上限. 为了限制放电到光腔区流动过程中碰撞去活化造成的有效振动能损失, CO₂ 含量要少. 脉冲放电器件(如双放电器件)与“流动加宽”方案相结合, 能够在高的脉冲重复率、高气压下获得高的平均功率输出, 而峰值功率又不很高. 如对千瓦级的平均功率输出, $\tau_l = 1$ 毫秒, 脉冲重复率 $\nu_p = 50-100$ 次/秒, 功率峰值约为 10^4 瓦. 图 8 为一个可能的双放电脉冲激励——“流动加宽”闭环 CO₂ 激光器的工作简图. “流动加宽”的小信号增益系数约为每厘米百分之几—千分之几, 能量效率约为 5—15%.

图 8 双放电脉冲激励——“流动加宽”闭环 CO₂ 激光器工作简图

附 录

生成率的具体表达式

为简便起见,数密度 $\text{CO}_2(000)$, $\text{CO}_2(010)$, $\text{CO}_2(020)$, $\text{CO}_2(030)$, $\text{CO}_2(110)$, $\text{CO}_2(100)$, $\text{CO}_2(001)$, $\text{N}_2(0)$, $\text{N}_2(1)$, N_2^+ , He 和 H_2O 分别用 n_0 , n_1 , $n_2 \cdots n_{10}$ 和 n_{11} 来表示. 生成率为

$$\begin{aligned}
 R_1 &= (-k_{f6,1}n_1 + k_{b1,1}n_D) \times \sum_{i=0}^6 n_i + (-k_{f6,2}n_1 + k_{b6,2}n_D) \times \sum_{i=7}^9 n_i - k_{f6,3}n_1n_{10} + k_{b6,3}n_0n_{10} \\
 &\quad - k_{f6,4}n_1n_{11} + k_{b6,4}n_0n_{11} + k'_{p4,1}n_0n_e - k'_{b4,1}n_1n_e, \\
 R_2 &= (k_{f8,1}n_6 - k_{b8,1}n_3) \times \sum_{i=0}^6 n_i + (k_{f8,2}n_6 - k_{b8,2}n_3) \times \sum_{i=7}^9 n_i + k_{f8,3}n_6n_{10} - k_{b8,3}n_3n_{10} \\
 &\quad + k_{f8,4}n_6 - k_{b8,4}n_3 + k'_{p4,3}n_0n_e - k'_{b4,3}n_3n_e, \\
 R_3 &= -k_{f7}n_6n_7 + k_{b7}n_0n_8 + (-k_{f8,1}n_6 + k_{b8,1}n_3) \times \sum_{i=0}^6 n_i + (-k_{f8,2}n_6 + k_{b8,2}n_3) \times \sum_{i=7}^9 n_i \\
 &\quad - k_{f8,3}n_6n_{10} + k_{b8,3}n_3n_{10} - k_{f8,4}n_6n_{11} + k_{b8,4}n_3n_{11} + (-k_{f9,1}n_6 + k_{b9,1}n_3) \times \sum_{i=0}^6 n_i \\
 &\quad + (-k_{f9,2}n_6 + k_{b9,2}n_3) \times \sum_{i=7}^9 n_i - k_{f9,3}n_6n_{10} + k_{b9,3}n_3n_{10} - k_{f9,4}n_6n_{11} + k_{b9,4}n_3n_{11} \\
 &\quad + k_{p3}n_0n_e - k_{b3}n_6n_e - \frac{G1}{h\nu}, \\
 R_4 &= k_{p2}n_7n_e - k_{b2}n_6n_e + k_{f7}n_6n_7 - k_{b7}n_0n_8 + (-k_{f10,1}n_8 + k_{b10,1}n_7) \times \sum_{i=0}^6 n_i \\
 &\quad + (-k_{f10,2}n_8 + k_{b10,2}n_7) \times \sum_{i=7}^9 n_i - k_{f10,3}n_8n_{10} + k_{b10,3}n_7n_{10} - k_{f10,4}n_8n_{11} + k_{b10,4}n_7n_{11},
 \end{aligned}$$

其中

$$\frac{k_b}{k_f} = \exp(-\Delta E/kT),$$

ΔE 为反应能, k_f , k_b 的单位是厘米³秒⁻¹, 粒子⁻¹. 比率常数 $K_f \propto k_f \frac{n}{p}$ (托⁻¹秒⁻¹).

参 考 文 献

- [1] D. C. Hamilton, *Opt. Commun.*, **19**(1976), 339.
- [2] A. Girard & A. J. Beaulieu, *IEEE J-QE*, **QE-10**(1974), 521.
- [3] Б. Ф. Гордиен и др., *УФН*, **108** (1972), 667.
- [4] R. Dumanchin *et al.*, *IEEE J. QE*, **QE-8**(1972), 163.
- [5] A. J. Beaulieu, *Appl. Phys. Lett.*, **16**(1970), 504.
- [6] R. Meleary *et al.*, *IEEE J. QE*, **QE-9**(1973), 828.
- [7] R. Fortin, *Canadian J. Phys.*, **49**(1971), 257.
- [8] K. Bobert *et al.*, *AIAA Paper*, No. 71-588.
- [9] R. L. Taylor *et al.*, *Rev. Modern Phys.*, **4**(1967), 27.
- [10] P. K. Cheo, *Lasers Vol. 3 Chap. 2* edited by A. K. Levine *et al.*, (1971), Marcel Dekker Inc. New York.
- [11] А. С. Бирюбов и др., *ЖЭТФ*, **68** (1975), 1664.
- [12] A. E. Hill, *IEEE J. QE*, **QE-8**(1972), 594.
- [13] W. L. Nighan, *Phys. Rev.*, **A2**(1970), 1989.
- [14] R. H. Bullis *et al.*, *AIAA J.*, **10**(1972), 407.
- [15] H. G. Ahlstrom *et al.*, *IEEE J. QE*, **QE-10**(1974), 26.
- [16] 高 智, “流动气体激光器的增益和输出功率”(力学学报待发表).
- [17] T. A. Cool, *J. Appl. Phys.*, **40**(1969), 3563.

- [18] W. W. Rigrod, *J. Appl. Phys.*, 34(1963), 2602.
[19] George Lee, *et al.*, *AIAA J.*, 10(1972), 65.

“FLOW-STRETCHING” OF PULSES IN PULSED CO₂ LASERS
——A STUDY OF HIGH PRESSURE, FAST SPEED
FLOW, PULSE EXCITED AND QUASI
CONTINUOUS OUTPUT CO₂ LASERS

GAO ZHI

ABSTRACT

A pulse “flow-stretching” technique is suggested in an attempt to increase pulse width in the CO₂ lasers. The conditions, characteristics and requirements of pulse flow-stretching are elucidated. Optical cavity is located on the downstream of the discharge region, or they may be partly overlapped. The pulse width so broadened could be just greater than the time required for the stream to cross over the discharge region. This is an upper limit of pulse stretching. The analytical solution for non-equilibrium relaxation processes without radiation is obtained. The small-signal gain characteristics is presented. By utilizing the theory given in the articles^[18,19], we have calculated the power output and the efficiency. The small-signal gain is in the range of nearly a few thousandth to a few hundredth per centimeter and energy efficiency, 5—15%. Influences of gas composition and pressure on the power output and efficiency have been considered.