

千瓦级轴流 CO₂ 激光器 设计参数的研究

周杰 牛振亚

(中国科学院长春光学精密机械研究所, 长春 130022)

摘要 本文通过较新的快速轴流 CO₂ 激光器理论及理论模型, 讨论了各主要物理参数对出光特性的影响, 并提出了较佳的设计参数。

1 引言

快速流动 CO₂ 激光器较一般 CO₂ 激光器突出特点是光束质量好(以基模为主), 单位长度内输出功率大, 调制性能好, 总的电光转换效率高, 运转成本低, 可与数控机床连成激光加工机, 广泛应用于机械制造、仪表制造、电子和汽车制造等行业的切割、打孔、焊接、表面处理等材料加工方面。

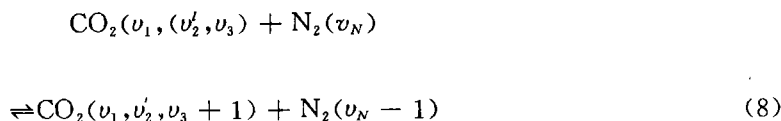
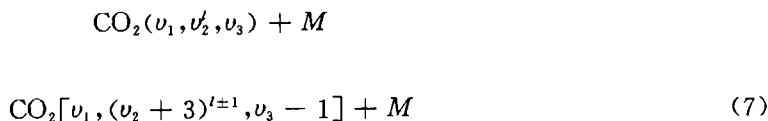
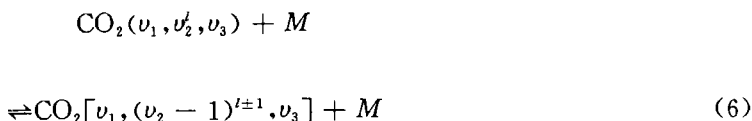
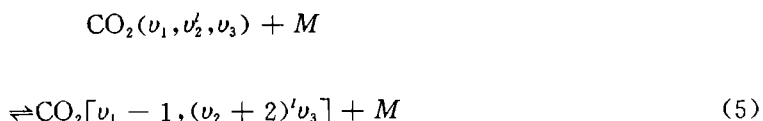
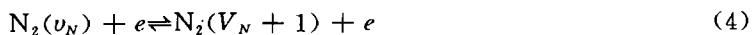
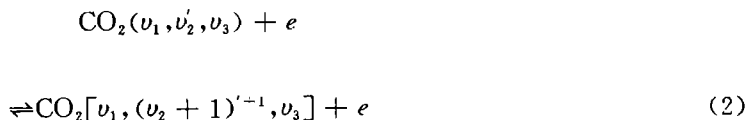
我们设计的千瓦级轴流 CO₂ 激光器采用直流高压激励的快速轴流式, 要求激光输出功率、输出模式等出光特性达到设计要求, 由于加工周期及材料用品的限制, 我们不可能对激光器腔长、管径、气压、反射镜、出射窗等各种参数大小一一去试, 这样既费时间又费经费, 因此我们希望能事先建立一套快速轴流 CO₂ 激光器的理论及理论模型, 帮助我们进一步了解激光器内部工作机理, 掌握各主要物理参数对光特性的影响大小及影响趋势, 从而提出一些主要物理参数设计中取值大小的参考值。作为今后设计轴流 CO₂ 激光器的软件, 这对缩短调试周期, 降低费用, 有着很实际的意义。

2 快速轴流 CO₂ 激光器基本原理

2.1 CO₂ 激光器内部主要碰撞、跃迁反应

CO₂ 激光器工作介质主要包括 CO₂、N₂、He、三种气体分子。CO₂ 分子对应有三种简正振动模 v_1 、 v_2 、 v_3 。其中 v_1 为对称振动模式量子数, v_2 为弯曲振动模式量子数, v_3 为非对称振动模式量子数。因此我们可以用 v_1, v_2, v_3 或 (v_1, v_2, v_3) 来表示 CO₂ 分子能级, 其中 v 为角动量量子数。 v_N 为 N₂ 分子振动量子数。CO₂ 分子的三种振动模式基频 $\omega_1, \omega_2, \omega_3$ 分别为

1388.3cm⁻¹, 667.3cm⁻¹, 2349.3cm⁻¹。由于对激光器系统可采取一些措施, 尽量减小激光放电时离解作用的影响, 提高离解气体的复合率, 维持工作气体组份比, 所以在考虑主要碰撞类型时, 为简便起见, 我们不考虑 O₂、CO₂⁺、CO、NO 等分解、化合产生的杂质。综合 CO₂、He、N₂、电子及光子间的相互作用, 提炼出以下九种主要反应类型。



其中 M 代表 CO₂、N₂、He 等中性分子, h 为普朗克常数, ν_L 为输出激光频率。

2.2 快速轴流 CO₂ 激光器中的对流扩散过程

快速轴流、CO₂ 激光器的对流扩散过程主要分为两部分。一部分是从罗茨泵出来经喷嘴后的高速气流快速通过放电管, 替换、补充部分被放电加热的气体, 其间发生的轴向以对流为主

的过程,此过程对温度的冷却效应,我们将通过气体流动的质量、动量、能量守恒方程予以考虑。另一部分是在放电管内,处于光模体积内和光模体积外的气体分子由于受激辐射影响的不同,造成各能级粒子数分布的不同,由于高速气流的影响,模体积内外气体分子径向产生的对流、扩散过程。

3 快速轴流 CO₂ 激光器的理论模型及公式推导

我们设计的千瓦级大功率轴流 CO₂ 激光器由四大部分组成,即激光放电管及光学谐振腔,气体循环冷却系统,充气排气系统,电源系统。其工作原理图见 1。

3.1 近二十年来,人们对 CO₂ 激光器的理论模型进行了广泛的研究,较为成熟的有美国的 Smith 和 Thompson(1978)的模型^[2],Beverly III 及 Schüller 于 1982 年提出的模型^[3],但许多模型主要适用于低功率、扩散为主的激光器。对快速轴流这种功率较大、对流为主的激光器,需要新的理论模型,德国的 S Müller 和 J Unlenbush 的模型^[4]比较而言较为适合,因此我们在他们模型的基础上,进行一些修正改动。

我们知道,各个能级气体分子数的分布是电子、He、CO₂、N₂ 等粒子非弹性碰撞、受激辐射及气体分子对流扩散的结果。在同一振动模式里,分子碰撞交换能量的速度一般是非常大的,因此在一种振动模式中分子能量的分布可以用玻尔兹曼函数描述,在此我们引用一种特殊的温度来表征,我们称之为模式温度。这样 CO₂ 分子的三种振动模式及 N₂ 分子的一种振动模式,就有四个模式温度了。另外各转动能级的弛豫时间较短,且随气压增高而线性地减小,因此不同转动能级的粒子数分布也可用一玻尔兹曼因子来表示,并用气体平动温度 T 来表征。因此我们采用五温度模型来分析激光器内部机理。

3.2 设 CO₂ 三振动模式基频分别为 $\omega_i (i=1,2,3)$,引入玻尔兹曼因子

$$x_i = e^{-\epsilon_i/KT}, \quad (i=1,2,3) \quad (10)$$

其中 $\epsilon_i = hc\nu_i$, K 为玻尔兹曼常数, T_i 为对应模式温度,即模温,则位于能态 (ν_1, ν_2, ν_3) 的粒子数密度为^[12]

$$N(\nu_1, \nu_2, \nu_3) = N(0,0,0)x_1^{\nu_1}(1 + \nu_2)x_2^{\nu_2}x_3^{\nu_3} \quad (11)$$

$$N(0,0,0) = NCO_2(1 - x_1)(1 - x_2)^2(1 - x_3) \quad (12)$$

其中 $N(0,0,0)$ 为 CO₂ 基态粒子数密度, NCO_2 为 CO₂ 分子数密度,同理对 N₂ 分子有:

$$N(\nu_N) = N(0)x^{\nu_N}N^N \quad (13)$$

$$N(0) = N_{N_2}(1 - x_N) \quad (14)$$

N₂ 分子振动模式 ν_N 的总振动能量

$$E_N = \epsilon_N NN_2 \frac{x_N}{1 - x_N} \quad (15)$$

定义 N₂ 分子振动模式 ν 的量子密度为

$$q_N = \frac{x_N}{1 - x_N} \quad (16)$$

同理定义 CO₂ 分子三种振动式量子密度分别为

$$q_i = \frac{x_i}{1 - x_i} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (17)$$

若解得了量子密度,由(11)式、(12)式便可方便地求任意能级(v_1, v_2, v_3)的粒子数。

3.3 碰撞作用对量子密度的影响

前面已描述过激光器内部的主要碰撞过程,其中较高能级间的碰撞速率系数 K 可以用较低能级间的碰撞速率系数 K' 表示。如(1)式反应有

$$K_{\rightarrow} = K'_{v_1 v_2 v_3, v_1 + 1 v_2 v_3} = (v_1 + 1)K'_{000, 100} \quad (18)$$

$$K_{\leftarrow} = K'_{v_1 + 1 v_2 v_3, v_1 v_2 v_3} = (v_1 + 1)K'_{100, 000} \quad (19)$$

由上可知较高能级粒子碰撞速率系数较大,因此所有振动模式较高激发态间的粒子跃迁也应予以考虑。

对于(5)式至(9)式中有关的碰撞速率系数^{[12][3]},它们均为气体温度函数。对于(1)式至(4)式有电子参与的碰撞过程,由于电子运动不遵循麦克斯韦速度分布率,因此反应的速率系数须通过求解玻尔兹曼方程来得到。结果表明碰撞速率系数可视为电子温度 T_e 的函数,而与气体混合比无关。 CO_2 激光器正常工作时有一较佳的电场气压比,即 E/p 值或 E/N_{tot} 值。 N_{tot} 为单位体积总粒子数。 E/p 值一定时, T_e 值也就一定了。在我们这台激光器里,我们取 $E/p = 10 \text{ VPa}^{-1} \text{ m}^{-1}$,对应的 T_e 值为 1.2 eV ,由^[3]可查出与电子有关反应的碰撞速率系数。

下面我们讨论各种碰撞反应对量子密度 q_i 的影响,在此用 N_t 表 t 粒子密度。 $k_i, \lambda, \mu, \lambda-1, \mu$ 表 CO_2 粒子与 t 种粒子碰撞由 (λ, μ) 态跃迁到 $(\lambda+1, \mu)$ 态的碰撞速率系数, q_i' 表由于与 t 种粒子碰撞模式 i 量子密度的变化。 $q_i'^{-1}$ 表 CO_2 分子 j, k 模式间碰撞跃迁引起的 i 模式量子密度的变化,对(1)式的碰撞反应,可推出

$$\dot{q}_1' = N_e [(1 + q_1)K'_{000, 100} - q_1 K'_{100, 000}] \quad (20)$$

同理有

$$\dot{q}_2' = N_e [(1 + q_2)K'_{000, 010} - q_2 K'_{010, 000}] \quad (21)$$

$$\dot{q}_3' = N_e [(1 + q_3)K'_{000, 001} - q_3 K'_{001, 000}] \quad (22)$$

$$\dot{q}_N' = N_e [(1 + q_N)K'_{0, 1} - q_N K'_{1, 0}] \quad (23)$$

对(7)式的碰撞反应 $(\lambda, \mu+1) \rightarrow (\lambda, \mu+3, \mu)$ 可推出

$$\dot{q}_1^{1-2} = -\dot{q}_2^{1-2} = -2N_{tot} [\sum_M \psi_M K_{100, 020}^M(T)] \times [q_1(1+q_2)^2 - q_2^2(1+q_1)e^{(2\epsilon_2 - \epsilon_1)/KT}] \quad (24)$$

$$\text{同理可得 } \dot{q}_2^{1-2} = -\frac{1}{2} N_{tot} [\sum_M \psi_M K_{010, 000}^M(T)] \times [q_2(1 - e^{-\epsilon_2/KT}) - e^{-\epsilon_2/KT}] \quad (25)$$

$$\dot{q}_3^{3-2} = -\frac{2}{3} \dot{q}_2^{3-2} = -6N_{tot} [\sum_M \psi_M K_{001, 030}^M(T)] \times [q_3(1+q_2)^3 - q_2^3(1+q_3)e^{13\epsilon_2 - \epsilon_3/KT}] \quad (26)$$

$$\dot{q}_3^N = -\frac{\psi_{N_2}}{\psi_{\text{CO}_2}} \dot{q}_N^N = N_{tot} \psi_{N_2} K_{000, 1, 001, 0}^N \times [q_N(1+q_3) - q_3(1+q_N)e^{(\epsilon_3 - \epsilon_N)/KT}] \quad (27)$$

其中 ψ_M 表示 M 粒子数目在混合气体中所占比例。

3.4 辐射过程对粒子数密度的影响

对于(9)式的辐射过程引起的振动模式量子密度的变化,因为单位体积跃迁粒子数为 $\gamma I / (h\nu_i)$,有

$$dE_1/dt = \gamma \cdot I \cdot \epsilon_1 / (hv_L)$$

化简有

$$\dot{q}_1^{rad} = \gamma I / (N_{tot} \psi CO_2 hv_L)$$

其中 γ 为小信号增益, I 为光强, 同理

$$\dot{q}_3^{rad} = -\dot{q}_1^{rad} = -\frac{\gamma I}{N_{tot} \psi CO_2 hv_L} \quad (28)$$

$$\lambda_i^2 A_{\mu\tau} p(V_L) \Delta N / 8\pi$$

增益 $\gamma = \lambda_i^2 A_{\mu\tau} p(v_L) \Delta N / 8\pi$ 。其中 $A_{\mu 1}$ 为跃迁率, $p(v_L)$ 为谱线加宽线型函数。考虑到 $\Delta N = N_{上能级} - (g_{\pm} / g_{\mp}) N_{下能级}$

其中能级简并度 $g_{\pm} = 2J \pm 1$, $g_{\mp} = 2J \mp 1$, 而上下能级粒子密度有公式

$$N_u(J) = \frac{N v_i}{Z_{rot}} (2J + 1) \exp\left(-\frac{hcB_{v_i}}{KT} J(J + 1)\right) \quad (29)$$

其中 J 为转动量子数, 可得 $\dot{\gamma} = \frac{C^2}{8\pi v_L^2} - A_{ul} p(v_L) (2J - 1) \times$

$$\left\{ \frac{q_3 \exp[-hcB_{v_3} J(J-1)/(KT)]}{(1+q_3) Z_{rot}^3} - \frac{q_1 \exp[-hcB_{v_1} J(J+1)/(KT)]}{(1+q_1) Z_{rot}^1} \right\} \times \frac{\psi CO_2 N_{tot}}{(1+q_1)(1+q_2)^2(1+q_3)} \quad (30)$$

$$\text{其中 } Z_{rot}^3 = \frac{KT}{2hcB_{v_1}} \quad (31)$$

$$p(v_L) = \frac{(\ln 2)^{v_2}}{\Delta v_D} \times \frac{1}{2a + \{[(\pi - 2)a]^{1.902} + (V_{\pi})^{1.902}\}^{1/1.902}} \quad (32)$$

$$\text{而 } a = (\ln 2)^{v_2} \frac{\Delta v_L}{\Delta v_D} \quad (33)$$

碰撞增宽

$$\Delta v_L = 8.12 \times 10^6 p(T)^{-0.58} \sum_M \psi_M b_M (S^{-1}) \quad (34)$$

多普勒增宽

$$\Delta v_D = 1.52 \times 10^6 VT (S^{-1}) \quad (35)$$

其中压强

$$p = N_{tot} kT. \quad (36)$$

其它常数见^[3]

3.5 径向对流、扩散过程的影响

此处主要考虑放电管内, 模体积内外分子因受激辐射影响不同造成各能级气体分子分布数差异, 而这些分子又在不停地进行着对流、扩散的交换过程, 设放电管半径 R , 管长 L , 模体积半径为 $R_c (R_c \leq R)$ 。则有

$$\dot{q}_j^{diff} \approx \frac{D_j}{R_c^2} (q_j^{ext} - q_j^{in}) \quad (37)$$

其中 D_j 为扩散系数^[4], 而

$$\dot{q}_j^{conv} = \frac{v_z}{L} (q_j^{ext} - q_j^{in}) \quad (38)$$

3.6 质量、动量、能量的平衡方程

CO₂ 激光器连续出光的正常工作状态下, 放电管中的气体质量、动量、能量均处于动态平衡中, 因此存在着质量、动量、能量的平衡方程。严格地说, 气体的温度、流速、密度等在激光器

放电管中径向并不是均匀分布的,但分析放电管中气体分子特性居留时间 τ_z 为 L/V_z ,而特征扩散时间为 $\tau_d = (2R)^2/D_j$,

对于快速轴流 CO_2 激光器,可估算

$$\tau_d/\tau_z = 4R^2V_z/(LD_j) \gg 1$$

可见对流冷却比扩散、传导冷却更为重要,另外,由于快速轴流 CO_2 激光器中的湍流使得放电径向较为均匀,因此为方便起见,在讨论气体温度等问题时,我们可近似处理为一维模型。对此,^[5]中也有论述。

首先来看放电管中的质量连续方程^[4]

$$\rho v_z = \frac{\dot{m}}{Q} = \frac{pM}{R_c T_o} v_{z0} \quad (39)$$

其中 \dot{m} 为质量流速, R_g 为气体普适常数, Q 为管横截面面积, V_{z0} 、 T_o 为进口气流速度及气体温度。

动量平衡方程为

$$\rho v_z \frac{dv_z}{dz} = - \frac{dp}{dz} + \frac{f^*}{4R} \rho v_z^2 \quad (40)$$

其中 f^* 为放电管内粘滞阻尼系数^[4],等式右边第一项为气压差对动量的贡献,第二项为管壁对气体的阻碍作用引起。

最后可列能量平衡方程如下:

$$\rho c_p v_z \frac{dT}{dz} + \rho v_z^2 \frac{dv_z}{dz} + \frac{2h}{R}(T - T_w) = \omega_o \quad (41)$$

其中 $\omega_o = \epsilon - p_L/(N_L V_L) \approx \epsilon(1 - \eta)$ 为单位体积单位时间的净能量注入, ϵ 为注入功率密度, N_L 为放电管节数, V_L 为单个放电管体积。上述三个方程中,所有梯度均近似以算术差值比代替,如取 $dp/dz \approx \Delta p/L = 200 \text{Pa m}^{-1}$,综合三方程,有

$$\frac{\rho c_p}{L}(T - T_o) = \frac{\Delta p}{L} - \frac{f^*}{4R} \left(\frac{\dot{m}}{Q}\right)^2 \frac{1}{\rho} + \frac{Q}{m} \rho [W_o - \frac{2h}{R}(T - T_w)] \quad (42)$$

T_w 为管壁温度,由此式可求得平均气体温度 T 。

3.7 量子密度的平衡方程

由前面讨论知,知道了量子密度,就能求得各能级粒子数分布情况,也就可推得增益、饱和强度,进而推得输出功率。因此解得量子密度是很重要的一步。

综合影响到各模式量子密度发生变化的九类反应,及(49)到(4—5)节中讨论的各类反应对 CO_2 分子及 N_2 分子振动模式量子密度的影响,有量子密度平衡方程组如下:

$$\frac{q_1 - q_1^0}{\tau_z} = \dot{q}_1^c + \dot{q}_1^{1-2} + \dot{q}_1^{diff} + \dot{q}_1^{conv} + \dot{q}_1^{rad} \quad (43)$$

$$\frac{q_2 - q_2^0}{\tau_z} = \dot{q}_2^c + \dot{q}_1^{1-2} - \frac{3}{2} \dot{q}_3^{3-2} + \dot{q}_2^{2-2} + \dot{q}_2^{diff} + \dot{q}_2^{conv} \quad (44)$$

$$\frac{q_3 - q_3^0}{\tau_z} = \dot{q}_3^c + \dot{q}_3^N + \dot{q}_3^{3-2} + \dot{q}_3^{diff} + \dot{q}_3^{conv} + \dot{q}_3^{rad} \quad (45)$$

$$\frac{q_N - q_N^0}{\tau_z} = \dot{q}_N^c - \frac{\psi \text{CO}_2}{\phi \text{N}_2} \dot{q}_3^N + \dot{q}_N^{diff} + \dot{q}_N^{conv} \quad (46)$$

其中 $\tau_z = L/V_z$

4 理论模型的计算方法

理论计算步骤

对于反映激光输出特性的基本量如小信号增益、饱和参量、出光功率大小等的计算往往由给定的一些已知条件推定,如激光腔内气压 p , 气体气压配置比 ψ ($i=1,2,3$), 电子温度 T_e 或 E/p 值, 气体初始温度 T_0 及管壁温度 T_w , 放电管入口速率 V_{z0} , 放电管管长 L , 放电管半径 R , 放电管节数 N_L , 出射窗透射率 t_m 及光吸收系数 a 等。在大功率轴流 CO_2 激光器的模型的处理中, 通常是通过(42)式及其它类似公式先得出气体温度 T , 然后再将(43)式至(46)式右边各项用前面讨论过的具体表达式代入, 联立解出各模式量子密度, 它们是以注入功率密度为自由变量的, 而电子密度

$$N_e = \frac{\epsilon}{ev_D(T_e)E} \quad (47)$$

其中 $v_D(T_e)$ 为电子 T_e 温度下的电子漂移速度, 在一定的正常工作状态下, v_D 为定值, 在此我们取

$$N_e = 1.6 \times 10^{14} \frac{\epsilon}{E} \quad (48)$$

四个量子密度的平衡方程在模体积内外均适用, 先考虑模体积之外部分。 $q_i = q_i^{out}$ 代入四方程, 因模体积外无受激辐射发生, 则 $\dot{q}_i^{rad} = \dot{q}_i^{ad} = 0$ 。此外, 为方便起见, 模体积内外间的对流扩散也忽略, 对四方程联立求解出模体积外量子密度, 进而由(30)式及(10)式可得小信号增益 γ_0 , 然后考虑模体积内部, 令 $q_i = q_i^{in}$ 代入, 此时辐射、对流、扩散均需考虑, 式中包括与 T 有关的系数及已求出的模体积外量子密度值, 重复前面步骤求解, 此时的增益为激光光强 I 的函数, 根据饱和光强定义, 当 $\gamma(I_s) = \gamma_0/2$

时, 此时 I 即为饱和光强 I_s , 代入已知公式:

$$P_L = (t_m/2)I_s \cdot Qb[2\gamma_0 \cdot L \cdot N_L / (a + t_m) - 1] \quad (50)$$

可得输出功率。

在由(42)式先推出 T 的过程中, 对激光器中单位体积单位时间能量净注入 ω_0 以 $\epsilon(1-\eta)$ 代, 这样相当于对激光器的效率 η 取了固定不变值, 去求得在各种功率密度 ϵ 下的 T 值, 另外既然在模体积内对模体积内外间的对流扩散过程进行了考虑, 模体积外时则忽略了也欠妥, 尽管这种改变量很小。但这种方法最大的好处是大大简化了运算量, 能够方便地了解出光特性的变化趋势, 尤其是整个激光器效率变化范围不大 ($\leq 5\%$) 时, 不失为好方法。

关于更严密的方法, 我们试图先不设出激光器工作效率, 也不先求得 T , 而是将(42)式与模体积内外的 8 个量子密度方程及(49)式、(50)式等统一求解, 这时计算量非常庞大费时, 从理论上说运算则更为严密。尤其是在激光器效率变化较大时。

5 千瓦级激光器模型的计算结果及分析

对于上面建立的理论模型, 我们通过计算机编程进行了数值计算。

我们先选定一些初始物理参数,对千瓦级轴流 CO₂ 激光器模型进行计算以便分析、假设气压 $p = 5300\text{Pa}$, $T_0 = 293\text{K}$, $v_{z0} = 300\text{m/s}$, $L = 350\text{mm}$, $N_L = 8\text{mm}$, $R = 9\text{mm}$, $R_c = 8\text{mm}$, $R_L = 6\text{mm}$, $t_m = 20\%$, $a = 0.06$, 以 ϵ 为自由变量,范围从 1W/cm^3 至 13W/cm^3 , 首先算得模体积内及模体积外模温结果如下图。

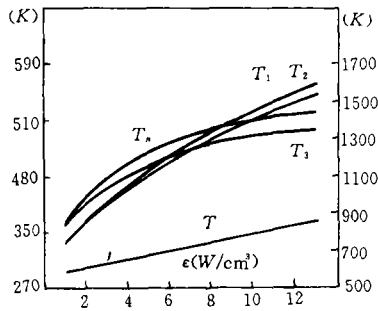


图 1 模体积外模温图

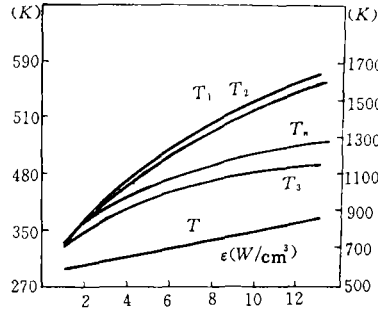


图 2 模体积内模温图

由图看出,激光腔中气体温度 T 基本上随注入功率密度的增加而线性增长。这是可以预料的。另外 CO₂ 分子对称振动模式模温 T_1 与弯曲振动模式模温 T_2 两者料为接近,这证实了一、二模式间在着强烈的费米共振,导致两种模式紧密靠近的能级间发生耦合,即反应(5)发生过程非常快,并迅速地使两种振型趋于平衡,因此他们有着接近的温度,比气体温度大约高 50K 左右。 T_N 、 T_0 的温度相对较高,说明这两种振动模式内部谐振子间运动较为剧烈,电激励过程有效地泵浦了 CO₂ 分子及 N₂ 分子,实现了高低能级间粒子间粒子数的反转。随着受激励辐射的发生,由模体积内温度图可发现 T_0 、 T_N 温度大幅度下降,这是因为大量粒子由 $(0, 0^0, 1)$ 能级跃迁于 $(1, 0^0, 0)$ 能级,导致 q_0 的下降, q_0 的下降又引起了 q_N 的降低。

由图 1 可看出随着功率密度的增加,反对称模模温 T_3 及 N₂ 的振动模温都明显升高,这是由于功率密度的增高,必然导致电子密度的增大,从而被碰撞激励到高能级的 CO₂ 分子及 N₂ 分子增多,在功率密度不高时,高能级粒子数较低能级粒子数增加得更快,因此增益开始时上升,当高能级粒子数增大到一定程度,消激励碰撞将加强,因此 T_3 、 T_N 在高功率密度时有饱和趋势,而此时 T_1 、 T_2 仍上涨,即低能级粒子数继续增多,由增益表达式和 $\gamma \propto \Delta N$, 因此增益下降,这样整个过程是增益应上升后下降,有一极值点,图 3 正反映了这种变化。

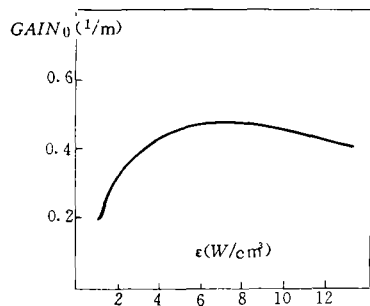


图 3 小信号增益曲线图

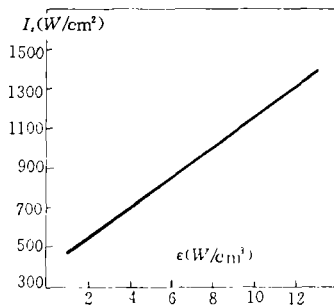


图 4 饱和参量图

同时由图 4 可看出饱和强度 I_s 几乎随 ϵ 增大而线性增大。这是因为电子密度增大引起 CO₂ 分子非对称振动模的受激率增大,而受激率和去激率的增加,饱和强度都可望增加¹⁶。下

面我们具体讨论各项重要物理参数的影响。

5.1 气流速度对出光特性的影响

我们改变气体流速分别在 200m/s、250m/s、300m/s 情况下对出光特性进行研究。在其它条件不变的情况下,必然有单位时间气体流量的增大,因此在同样的功率密度注入时,气体温度将降低。因为温度的降低,使得其它能级弛豫速率有所减小,(0,1°,1)能级相对较空,有利于(1,0°,0)及(0,2°,0)能级粒子数的排空,因此模温 T_1 、 T_2 下降,而(0,0°,1)粒子数的消激励随温度降低有所减弱,但影响很小, T_3 变化不大,见图 5,不同流速下的 T_3 、 T_N 几乎没怎么分开。

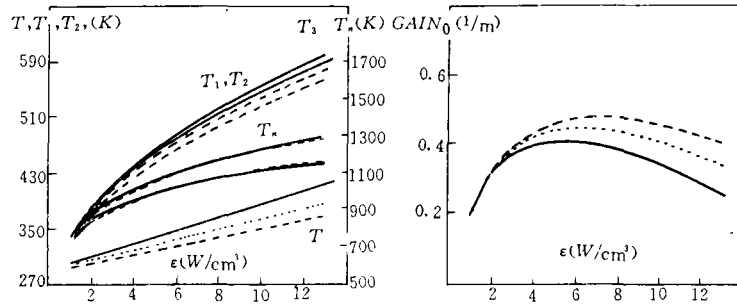


图 5. 不同流速下模温图

实线对应 $v_z=200\text{m/s}$
 点虚线对应 $v_z=250\text{m/s}$
 虚线对应 $v_z=300\text{m/s}$

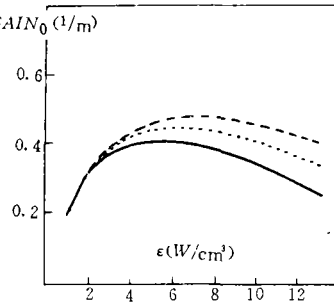


图 6. 不同流速下增益系数图

实线对应 $v_z=200\text{m/s}$
 点虚线对应 $v_z=250\text{m/s}$
 虚线对应 $v_z=300\text{m/s}$

由于高能级粒子数变化不大,而低能级粒子数减少,因此增益系数如图 6,随粒子数反转增大而增大。

至于饱和参量的变化则出乎意料地随流速增大而下降如图 7。在此我们引用^[7]中推得的公式:

$$\gamma = \frac{\sigma(R_2\tau_2 - R_1\tau_1)}{1 + I \frac{\sigma}{h\nu_L} \left(\frac{\tau_2\tau_z}{\tau_2 + \tau_z} + \frac{\tau_1\tau_z}{\tau_1 + \tau_z} \right)} \quad (51)$$

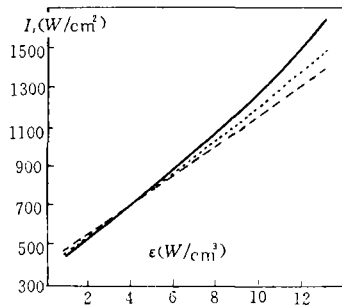


图 7. 不同流速时 I_s 图

实线对应 $v_z=200\text{m/s}$
 点虚线对应 $v_z=250\text{m/s}$
 虚线对应 $v_z=300\text{m/s}$

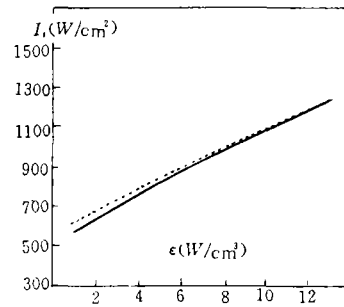


图 8. 不同流速时 I_s 图

实线对应 $v_z=550\text{m/s}$
 点虚线对应 $v_z=600\text{m/s}$

则

$$I_s = h\nu_L / \sigma \left(\frac{\tau_2\tau_z}{\tau_2 + \tau_z} + \frac{\tau_1\tau_z}{\tau_1 + \tau_z} \right) \quad (52)$$

其中 σ 是受激发射横截面, R 为泵浦速率, τ 为碰撞弛豫时间, 1、2 分别代表 $(1, 0^\circ, 0)$ 、 $(0, 0^\circ, 1)$ 能级, τ_z 即为特征居留时间 L/V_z 。对于流速不大的系统有

$$\tau_z = L/v_z \gg \tau_2, \text{ 而一般 } \tau_2 \gg \tau_1$$

$$\text{则 } I_s \approx hv_L / \sigma(\tau_2 + \tau_1) \approx hv_L / \sigma\tau_2 \quad (53)$$

气流速度加大导致 T 的降低, 从而使 $(0, 0^\circ, 1)$ 消激励速率降低即 τ_2 变大, 且受激辐射截面随 T 降低而上升, 所以 I_s 反而降低了。

当流速变得非常大时, $\tau_z \ll \tau_2, \tau_1$, 此时

$$I_s \approx hv_L / (2\sigma\tau_z) = hv_L \cdot v_z / (2\sigma L) \propto v_z$$

图 8 分别为 550m/s 及 650m/s 流速时饱和参量图, 已略有此趋势。由于罗茨泵压差, 排气量等客观因素的限制, 大速率往往伴随着较低的粒子密度等不利因素, 并使放电下游部分变成无用区(这已超出本模型范围), 因此太高的气流速度是不现实的, 一般在 $(200-300)$ m/s 左右。

在 250m/s 左右的流速下, 综合增益、饱和强度两方面的考虑, 知增益变化起主导作用。由输出功率表达式(50)知。输出功率总体看来是随流速增大而增大, 如图 9 所示。

5.2 总气压的影响

各种物理参数中, 保持气压分压比不变的前提下, 总气压的改变对出光特性的影响是非常大的。先看看各种总气压下的模温、小信号增益、饱和参量、输出功率曲线图 10 至图 13。

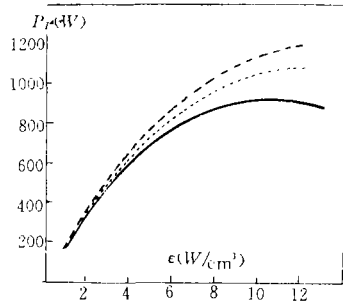


图 9. 不同流速下输出功率图

实线对应 $v_z = 200$ m/s

点虚线对应 $v_z = 250$ m/s

虚线对应 $v_z = 300$ m/s

由图 11 可看到, 随着气压的增大, 增益曲线随着功率密度的变化变得平缓了些, 开始下降点推后, 通过温度图 10 曲线的比较, 看出随总气压的加大, 模温全都变小, 即各模式量子密度减小。这是因为 p 增大, 分子密度变大, 气体温度上升得越慢。而气压的增大, 还导致能级弛豫时间变小, 但对激发速率影响不大, 因此随着气压的增大, 各模式量子密度减小, 增益的上升也变缓慢了。

受激发射截面随气压的增大而减小, 消激励的增强也可使 τ_2 变小。由(53)式知, $I_s \propto 1/\sigma\tau_2$, 将变大。

小信号增益及饱和参量的综合效应, 使得输出功率在不同总气压下有图 13 曲线, 随压力增大, 在相同功率密度时, 输出功率增大, 且饱和趋势越来越推迟。但是, 与流速类似, 总压力也

不是能一味升高的。由于气体循环系统及罗茨泵工作值的限制,同时气压过高,激励电压要求更高,加上高压气易导致放电管内部等离子体块的不稳定性,引起放电不稳,因此我们根据经验及实际情况,一般充气压取值小于 10000Pa。

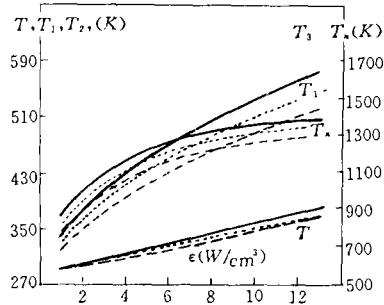


图 10 不同总气压下 T_{et} 图
 实线对应 $p=4700\text{Pa}$
 点虚线对应 $p=5300\text{Pa}$
 虚线对应 $p=6000\text{Pa}$

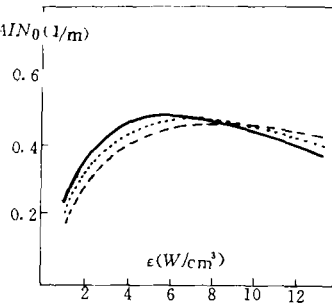


图 11 不同总气压下 γ 。
 实线对应 $p=4700\text{Pa}$
 点虚线对应 $p=5300\text{Pa}$
 虚线对应 $p=6000\text{Pa}$

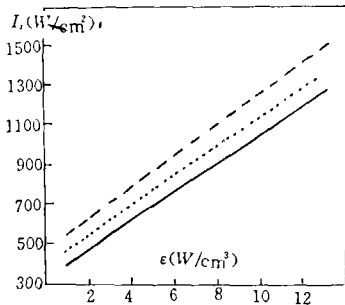


图 12. 不同总气压下 I_s 图
 实线对应 $p=4700\text{Pa}$
 点虚线对应 $p=5300\text{Pa}$
 虚线对应 $p=6000\text{Pa}$

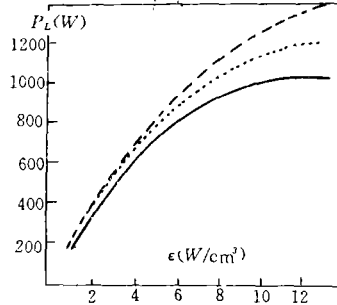


图 13. 不同总气压下 P_t
 实线对应 $p=4700\text{Pa}$
 点虚线对应 $p=5300\text{Pa}$
 虚线对应 $p=6000\text{Pa}$

5.3 CO₂ 气体的影响

保持总气压不变,改变 CO₂ 的分压比,使得 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}}$ 由 1 : 7 : 8 变成 1.3 : 7 : 8, 1.6 : 7 : 8, 由增益曲线图 14 可看出,随着 CO₂ 分压比的提高,单位体积 CO₂ 粒子数密度增大,粒子数反转增大,因此增益系数变大。同时因为 CO₂ 分子对各主要能级弛豫贡献很大,CO₂ 的增多,弛豫时间缩短,导致 q_1, q_2, q_3 均减少。但由图 15 看出 CO₂ 分压比的提高伴随着饱和参量的下降,因此 CO₂ 压力提到一定值,对输出功率的影响很小了,如图 15, 1.3 : 7 : 8 与 1.6 : 7 : 8 的输出功率曲线差异就较小。因此没必要一味增高 CO₂ 分压。

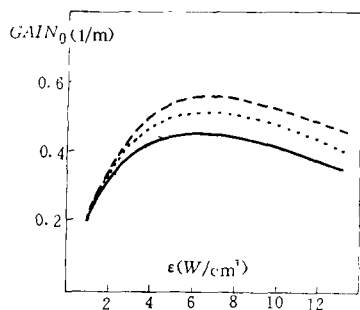


图 14. 不同 CO₂ 分压力下 γ_0 .

实线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8$

点虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1.3 : 7 : 8$

虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1.6 : 7 : 8$

5.4 He 气的影响

相同功率密度时,增益随 He 分压增加而增加,但分压大到一定程度后,增益变化就不太明显了,这是因为 He 对 CO₂ 下能级的弛豫非常有效。由于 He 对 (0,1,0) 能级的消激励速率系数非常大,He 的增多,最重要的作用就是消除了在下能级粒子数去空路上 (0,1',0) 能级的“交通拥挤”状态,而在与上能级 (0,0°,1) 有关的碰撞反应中几乎没起什么大的变化,因此对上能级粒子数变化影响不大,图 17 非常好地证实了这点。从图可看出 q_1, q_2 随 p_{He} 增大而减小,而 q_3, q_N 几乎没变。但是总气压不变时, p_{He} 过大的话, CO₂、N₂ 的含量相对减少,故增益不再能增加,另外 He 气的增多也会带来 I_s 的减小,因为 He 气的增多,相对有 N₂ 分子的减小,不利于上能级的抽运。所以我们由图 18 知 1 : 7 : 8 比例较好,功率既大又不很费价钱较贵的 He 气。

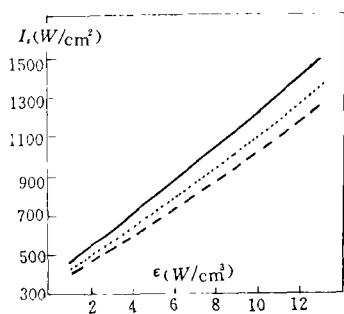


图 15. 改变 CO₂ 分压下 I_s

实线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8$

点虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1.3 : 7 : 8$

虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1.6 : 7 : 8$

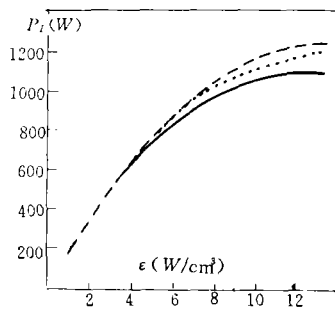


图 16. 改变 CO₂ 分压时 P_L

实线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8$

点虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1.3 : 7 : 8$

虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1.6 : 7 : 8$

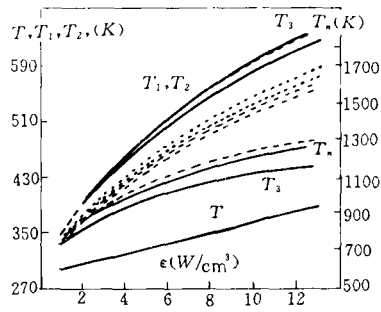


图 17 不同 He 分压力下温度
 实线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 5$
 点虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8$
 虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 10$

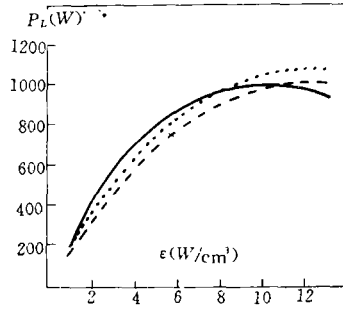


图 18 不同 He 分压力下 P_L
 实线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 5$
 点虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8$
 虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 10$

5.5 N₂ 气的影响

N₂ 分压力的增加对出光特性最显著的影响是使饱和参量直线上升。因为 N₂ 分子密度的增多,通过反应(8)式对上能级的抽运速率也大大增强,而 I_s 反映的实际上就是辐射强度增强时,放电保持粒子数反转能力。但 N₂ 分压的增加导致 He、CO₂ 分子数相对减小,而 N₂ 分子对 (0,1,0) 能级的弛豫速率系数远不及 He 分子及 CO₂ 分子,从而导致 CO₂ 低能级粒子数大大增加,反过来导致增益的下降,而输出功率正比于小信号增益和饱和参量的乘积,通过图 20 中 P_L 的上下摆动,可以看出气压比 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}}$ 为 1 : 7 : 8 左右较佳,此时输出功率较大。

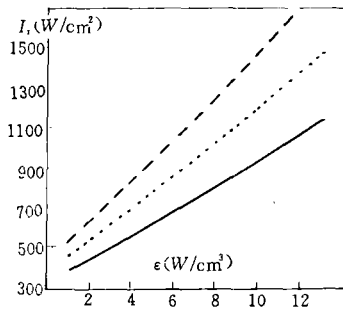


图 19 不同 N₂ 分压下 I_s
 实线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 5 : 8$
 点虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8$
 虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 9 : 8$

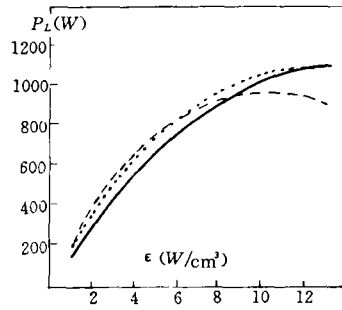


图 20 不同 N₂ 分压下 P_L
 实线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 5 : 8$
 点虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8$
 虚线对应 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 9 : 8$

5.6 放电管半径大小的影响

对于对流为主的轴流 CO₂ 激光器,一般增益随放电管的增大而减小。这是因为 R 的增大,使得向放电管管壁传热量 $2h(T - T_w)/R$ 减小,另外管内沾滞阻尼损耗因与 R 成反比,所以也随之减小,从而导致管内气体 T 有些少量上升,因此增益减小,而饱和参量的变化影响相对小些,所以总的输出功率减小。但是放电管半径不能太小,否则衍射损失加大,对输出功率影响就很大了。其大小的选择应在保证出光模式及模体积的前提下适当小些。这也有利于流速的提高。

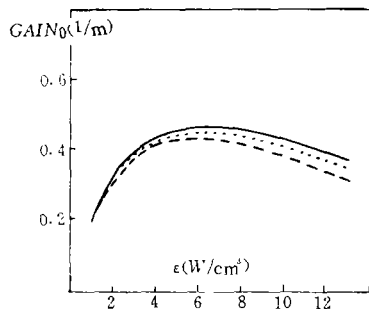


图 21 不同 R 下 γ
 实线对应 $R=7\text{mm}$
 点虚线对应 $R=9\text{mm}$
 虚线对应 $R=12\text{mm}$

5.7 放电管长 L 的影响

其它主要物理参数保持不变的情况下,放电管长 L 的影响是非常明显的。放电管的生长,延长了气体特征居留时间 $\tau_z = L/v_z$,放电加热时间增多,所以放电管内平均温度要上升,因此小信号增益减小,但由于输出功率是与小信号增益及 L 的乘积成正比例线性关系,所以输出功率总的来说随 L 增大而明显增大。可这些都的在其它参数几乎不变的理想模型下推得的,而在我们的设计中掺入了众多的实际成份。首先我们不希望一台激光器腔太长,占地而庞大,宁可腔短些而加以高的注入功率密度达到同样的输出功率。另外腔太长对增加流速、降低放电电压等也不利。根据我们激励电源的负载能力,在 $15\text{W}/\text{cm}^3$ 的功率密度下能达到千瓦输出就符合要求了,根据我们的计算, L 长 240mm 左右是可能达到要求的。八节放电管加上隔离区等部分,我们这台激光器设计成谐振腔长 L_0 为 4 米左右,采用折叠式,即激光器长度 2 米左右。

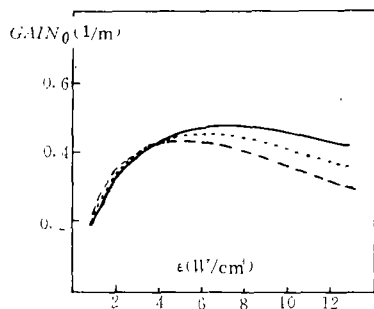


图 22 不同 L 时 γ 。
 实线对应 $L=260\text{mm}$
 点虚线对应 $L=350\text{mm}$
 虚线对应 $L=450\text{mm}$

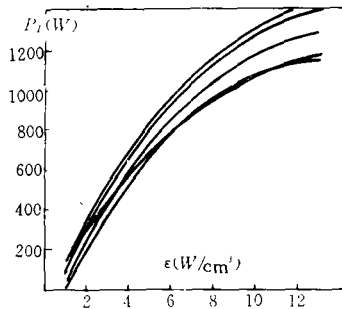


图 23 不同 t_m 下 P_L ,图中曲线从上到下依次
 对应于 $t_m=0, 3, 0.5, 0.7, 0.1, 0.9$

5.8 出射窗透过率对输出功率的影响

出射窗的透过率影响到放电管中用于气体升温的净注入功率密度大小,因此对气体温度有所影响。另由(59)式的输出功率表达式看出, P_L 为 t_m 的非线性函数,其透过率的大小直接影响到输出功率的大小。因此可通过对(50)式求导,推出极值时 t_m 。这里,我们按照从小到大的顺序,改变透过率大小进行计算,获得了各种透过率时的输出功率图,清楚地看到 t_m 为 0.3 左右时, P_L 有最大输出功率。

5.9 综合

为了对上述物理参数的改变对出光特性的影响有个总体的了解,我们综合前面进行的讨论,列表 1:

上表中“—”表有升有降或在不同情况下变化趋势不同,注意上表只是对轴流 CO₂ 激光器的主要物理参数在通常工作范围时的大致总结。不一定对其它非轴流 CO₂ 激光器都适用。

6 实验比较及其结论

6.1 与 500 瓦激光器实验比较

利用前面已经建立起来的理论及理论模型,我们将已经研制成功的 500 瓦轴流 CO₂ 激光器的物理参数代入计算,并将计算结果与实验结果进行了比较。

表 1

	I_s	γ_0	P_L
$v_z \uparrow$	↓ 低 $v_z \uparrow$ 高 v_z	↑	↑
$p_{\text{总}} \uparrow$	↑	平缓后移	↑
$p_{\text{CO}_2} \uparrow$	↓	↑	—
$p_{\text{He}} \uparrow$	↓	↑	—
$p_{\text{Ne}} \uparrow$	↑	↓	—
$R \uparrow$	—	↓	↓
$L \uparrow$	—	↓	↑
t_m	—	—	—

图 24 为四段放电管,每段长 350mm, $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8$,管径 18mm,光斑直径 12mm,总气压为 6000Pa 时,理论计算结果和实验比较图,实线为理论值,测量值用星号示出。

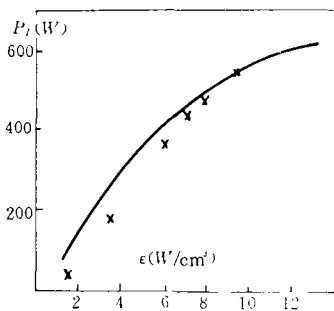


图 24 理论、实验比较图
每段放电管长为 350mm

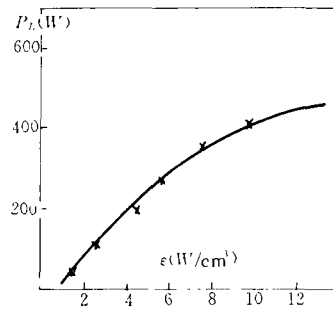


图 25 理论、实验比较图
每段放电管长为 260mm

由图 24 看出,实验与理论在较大功率密度时符合较好,功率密度较小时,理论值偏高。主要原因是在我们的理论模型中,象电子温度、电子漂移速度及光斑大小等均为最佳工作状态时

的值,理论计算中不再改变,因此对较低功率密度时实际值而言偏大,导致整条曲线在开始时偏高。

图 25 是在每段放电管为 260mm 时的理论与测量值图。这种情况对激光器较早进入较佳工作状态,理论与实验符合较好。

6.2 千瓦级轴流 CO₂ 激光器主要物理参数的选定及预测

根据前面的理论分析及与实验的比较,我们可以选定千瓦级轴流 CO₂ 激光器的主要物理参数,以指导设计、实验工作的进行。

气体流速以 250m/s 为宜,总气压可取为 5700Pa,分压比可试着在 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 4 : 7, = 1 : 5 : 5$ 附近变动,放电管半径取为 7.2mm,但实际对接放电管时,最好找直径 15mm 的,稍大点。8 段放电管每节长取 220mm,谐振腔总长 L_0 为 4 米,折叠式,出射窗透过率为 30% 左右,反射镜曲率半径为 40 米。当取以上各项数据时,计算输出功率如图 26。当功率密度大于 $10\text{W}/\text{cm}^3$ 时,激光器将输出以基模为主的,功率达到千瓦的激光束。虚线是我们事先设优化时的可能选择的参数和所能得到的功率曲线,并假设此时的管径大小、反射镜曲率半径已摸索到了最佳值。不同的是 $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 7 : 8, = 20\%$,可看出 $\epsilon = 13\text{W}/\text{cm}^3$ 时仍未达到千瓦。

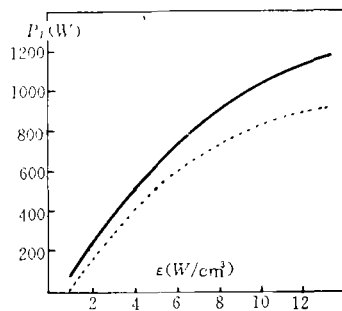


图 26 选定不同参数时输出功率图

7 结 束 语

本篇论文的主要工作意义就是试图通过对理论模型的建立和分析,弄清大功率轴流 CO₂ 激光器运行的内部机理,了解各主要物理参数的改变对小信号增益、饱和参量、出光功率、出光模式等出光特性的影响趋势及影响大小,从而指导当前正在研制的千瓦级轴流 CO₂ 激光器,同时,该模型对更大功率的轴流 CO₂ 激光器也是适用的。做为论文工作的重要组成部分,还编制了一套软件可在上面改变任何物理参数进行实验模拟,对各种物理参数下的 CO₂ 轴流激光器输出特性进行预测。我们相信,我们已做的和即将做的工作对我们自己以及国内外同行是非常有意义的。

参 考 文 献

- [1]牛振亚等 光学机械 1991年6期 27
- [2]Computer Modelling of Gas Lasers Smith and Thomson
- [3]Opt. Quantum Electron. 14 25(1982) Beverly ■ R E
- [4]S Muller and J Uhlenbusch J. Pliys. D. 20 702(1987)
- [5]Beunet et al Phys. Lett, 33A(1970)
- [6]R. H. Bullis AIAA. Journal. Vol. 10. No. 4. 407—414(1972)
- [7]A. J. Demaria AIAA. Paper. No. 71—63

**The Study on Design Parameters for 1 kW Fast
Axial Flow CO₂ Laser**

Zhou Jie, Niu Zhenya

(Changchun Institute of Optics and Fine Mechanics Chinese Academy of Sciences, Changchun 130022)

Abstract

Based on a new theoretical model of fast axial flow CO₂ Lasers the main parameters which influence on the properties of output of the laser are discussed in this paper. The optimal parameters selected for our 1 kW CO₂ laser have been shown.