

# 筛形喷管混合气动激光器实验研究

俞 刚 赵建荣 方治家 吴承康

(中国科学院力学研究所)

**摘要** 用小型电弧加热器对筛形喷管  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  超音速混合气动激光器进行了实验研究。获得  $3 \text{ m}^{-1}$  的信号增益；确定了静温和振动温度及最大可用能量；由功率测量得到比功率是 11 焦耳/克。

## Experimental Study on Mixing GDL with a Screen Nozzle

Yu Gang, Zhao Jianrong, Fang Zhijia, Wu Chengkang

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract:** Experimental study on a  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  supersonic mixing GDL with a screen nozzle was performed on a small scale electric-arc heater. The maximum value of gain was  $3 \text{ m}^{-1}$ . The static and vibrational temperatures and maximum available energy were determined. The specific power measured was 11 j/g.

现代高能激光器的研究总是与非平衡流及快速混合密切相关。作为气动激光器的发展，混合气动激光器既具有远高于常规气动激光器的效率，又是一个研究各种流动激光器的很好的实验装置。在混合气动激光器中， $\text{N}_2$  被单独加热， $\text{CO}_2$  和  $\text{H}_2\text{O}$  是在喷管出口下游的低温低压区注入并与高度激励的  $\text{N}_2$  分子混合。这样，一方面克服了常规气动激光器中  $\text{N}_2\text{-CO}_2$  混合气体温度不能超过  $\text{CO}_2$  离解温度 ( $2300^\circ\text{K}$ ) 的限制，从而大大提高了可用振动能的比例；另一方面，纯  $\text{N}_2$  膨胀可以获得更高的冻结效率，便于最大限度地发挥气动激光的潜力。

我们建成了流量为 10 公斤/秒，输出功率为 33 千瓦的燃烧型  $\text{CO}_2$  激光器，一台筛形喷管的混合气动激光器已投入运转。本文描述该器件的小信号增益、红外辐射场、输出功率及由增益的光谱分布计算静温、振动温度和最大可用能量。

## 实 验 装 置

图 1 为实验装置简图。由电弧加热器、混

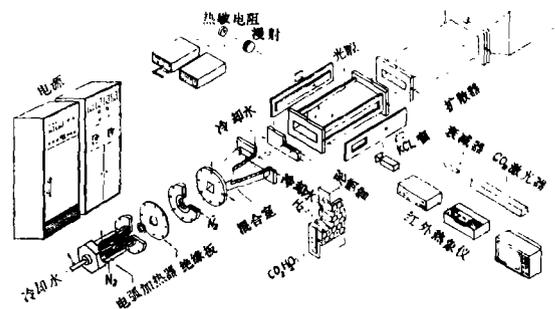


图 1 实验装置简图

合室、筛形喷管、光腔、扩压器、冷却器、真空系统以及控制系统组成。

$\text{N}_2$  经电弧加热器加热，然后通过超音速喷管膨胀，并同  $\text{CO}_2/\text{H}_2\text{O}$  超音速气流混合。 $\text{N}_2$  分子的振动能转移给  $\text{CO}_2$  分子，在激光腔中形成粒子数反转。

电弧加热器由铈-钨阴极和环状铜阳极构成，电源是一台 200 千瓦的可控硅整流器，可以提供  $V = 300 \sim 400$  伏， $I = 100 \sim 400$  安的电功率，满足变化滞止温度的要求。筛形喷管由一块锆铜整体加工而成，喷管块面积是  $132 \times 20 \text{ mm}^2$ ，块内布满纵横交错的气路和冷却

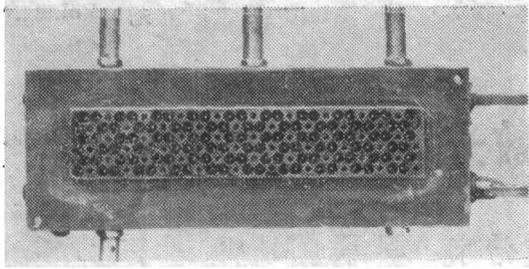


图 2 筛形喷管照片

水通道(图 2), 有 114 个  $N_2$  气注入孔和 57 个  $CO_2-H_2O$  注入孔。 $N_2$  注入孔喉道直径是 0.5 毫米, 角度是  $10.5^\circ$ , 出口直径是 4.5 毫米(已考虑了边界层修正)。对应的马赫数是 6。 $CO_2/H_2O$  注入孔喉道高度为 0.5 毫米, 马赫数是 4。

光腔横截面积为  $132 \times 20$  平方毫米, 长度为 300 毫米。在上下壁做了边界层修正。在距喷管出口 30、90、144、96、350 毫米处测量了小信号增益; 通过  $30 \times 70$  平方毫米的窗口对流场进行了观察; 另有一组腔头做功率输出实验。为了长时间运转, 所有发热组件都有强迫水冷。

### 增益测量

如图 1, 探测光束由调频  $CO_2$  激光器提供, 用一衰减器使输出强度减少至 400 毫瓦, 窗口材料为氯化钾, 用热敏电阻测量通过光腔光束强度的变化以确定增益系数。图 3 为了小信号增益随喷管出口距离的分布。用归一化距离  $x/h$  做横坐标, 其中  $x$  是距喷管出口的距离,  $h = 4$  毫米。图中数据是多次测量的平均值。可以看出, 小信号增益随  $CO_2$  流量及距喷管出口距离的增加而增加, 峰值出现在较靠后的位置(距喷管出口约 20 厘米), 在  $CO_2$  的克分子数达到 0.40 时出现极大值 3/米。当  $CO_2$  的克分子数达到 0.46 时增益峰向喷管出口方向移动。 $CO_2$  流量愈高, 增益到达峰值后下降愈快。其原因可能是在超音速注射时,  $CO_2$  分子速度非常快, 因此, 只有通过较长的路程才能与  $N_2$  分子发生足够多的碰撞, 从而获得尽可能多的振动能。另外, 混合使  $CO_2$  分子受激, 但同时

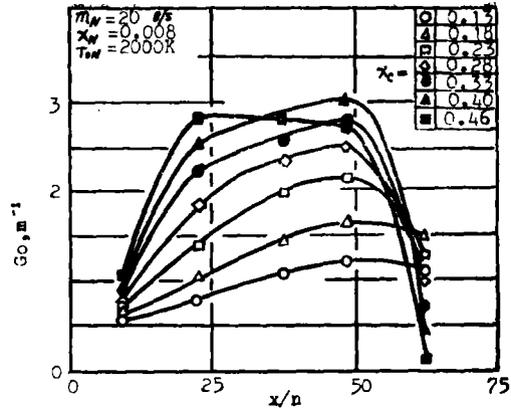


图 3 小信号增益沿喷管轴线的分布  
m—质量流量, X—克分子数  $T_{cN}$ —滞止温度。  
下标 N, H, C 分别条表  $N_2, H_2O$  和  $CO_2$

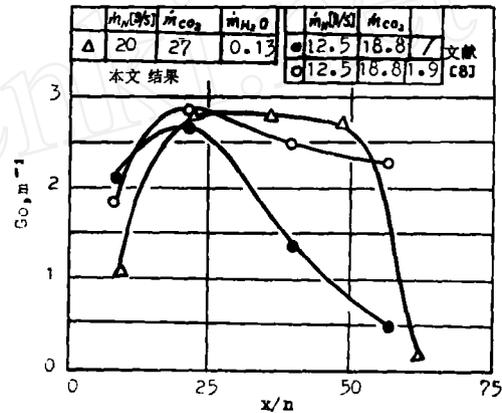


图 4 本文与文献[8]小信号增益的比较

也产生混合损失。当  $CO_2$  相对于  $N_2$  的流量是一个小量时, 对  $N_2$  的流谱不会产生较大的扰动, 因此腔中流场基本受  $N_2$  气流控制。然而, 随着  $CO_2$  流量到达与  $N_2$  同量级或更高, 这个扰动就相当可观, 但是,  $CO_2$  和  $N_2$  都更快地达到较完全的混合, 峰值将向上游移动。而且, 最后的测量点仅距扩压器入口 50 毫米, 随着管中混合气体总流量的增加, 可能出现阻塞现象。因此, 从扩压器入口发出的激波可以返回光腔, 引起静温升高、增益下降。

图 4 比较了文献[1]的音速注射和我们的超音速注射的实验结果。除  $CO_2$  和催化剂注射速度不同外, 其它条件基本相同。音速注射、无 He 时增益快速下降, 而超音速注射却在相

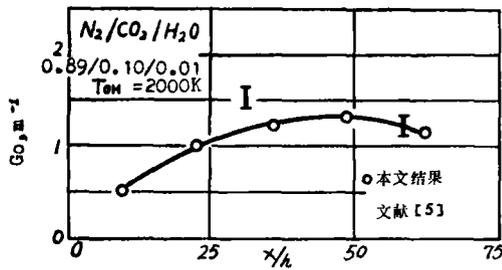


图5 本文与文献[5]的小信号增益的比较

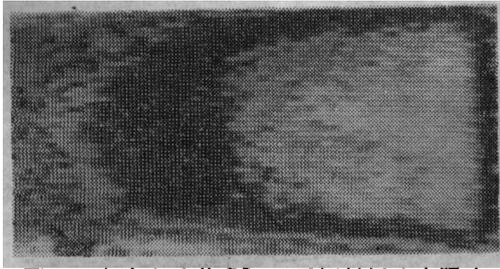


图6 光腔中受激CO<sub>2</sub>分子辐射场分布照片

当长的距离上维持高增益。其原因可能是音速注射条件下CO<sub>2</sub>喷管出口压力较高,因而会诱导出较强的斜激波,并引起较大的动量缺损。这些效应使气流性质变坏,静温升高,增益下降。然而与含He的实验数据相比,二者出现了较好的一致。由此可以得出,超音速注射在一定程度上起到了降低静温的作用。图5是我们的数据与文献[2]的比较,二者实验条件几乎完全一致,可以看出,在喷管出口处,我们的数据偏低。考虑到文献[2]的压力偏高,似乎是较高的混合物压力对同样流速下改进混合过程是有益的。

### 辐射场的显示

一台红外热象仪(华中工学院研制)被用来观察受激CO<sub>2</sub>分子的辐射场分布,可以实时地在屏幕上以不同的彩色显示视场内8~14微米的红外辐射,并可记录在磁带上。但由于目前实验条件的限制,只能取得定性结果。

图6是光腔中受激CO<sub>2</sub>分子辐射场的照片(原照是彩色的)。气流方向由左向右,辐射强度也沿此方向逐渐增强,位置在喷管出口40到110毫米。在80到110毫米范围内清楚地看到较强的辐射,和增益测量结果定性的一致。

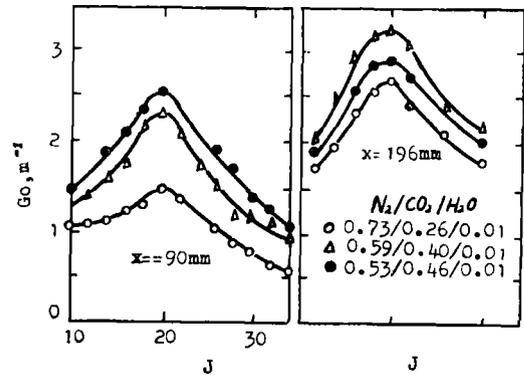


图7 P支小信号增益随j的分布

### 静温和平动温度的确定

图7表示距喷管出口90毫米和196毫米处P支小信号增益分布截面。这时N<sub>2</sub>的流量为20克/秒、滞止温度为2000°K、10个大气压。由于静压是10托左右,考虑对碰撞线型做多普勒修正,增益曲线中心的线型因子是<sup>[3]</sup>

$$g(v_0) = \frac{2}{4v_D} \left( \frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} e^{x^2} [1 - \text{erf}(x)] \quad (1)$$

其中  $x = \Delta v_c \sqrt{\ln 2} / \Delta v_D$ ,  $\text{erf}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx$ ,  $\Delta v_c$  和  $\Delta v_D$  分别为碰撞加宽和多普勒加宽,忽略二级小量后可得到增益系数表达式:

$$G_0 = A \frac{\lambda_j^3 (2j+1) \exp[-j(j+1)B/T]}{T^{3/2}} \quad (2)$$

$$A = \frac{Be^{x^2} [1 - \text{erf}(x)]}{4 \sqrt{2} \pi^{3/2} \tau \sqrt{R/M_{CO_2}} N_{CO_2}} \cdot [e^{-\theta_3/T_3} - e^{-\theta_1/T_1}] [1 - e^{-\theta_1/T_1}] \cdot [1 - e^{-\theta_2/T_2}]^2 [1 - e^{-\theta_3/T_3}] \quad (3)$$

这里  $\lambda_j$  是辐射波长,  $j$  是激光上能级转动量子数,  $B$  为转动常数,  $T$  是转动温度,  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  和  $T_1, T_2, T_3$  分别是CO<sub>2</sub>的  $v_1, v_2$  和  $v_3$  振动模式的特征振动温度和能量(以温度表示),  $\tau$  是辐射寿命,  $R$  是气体常数,  $M_{CO_2}$  和  $N_{CO_2}$  分别是CO<sub>2</sub>克分子量和粒子数密度。由于能级间的快速弛豫,可取  $T = T_1 = T_2 =$  静温。把(2)式无量纲化并取对数得到线性方程:

$$\ln \left[ \frac{\lambda_0^4 G_0}{\lambda_j^3 (2j+1)} \right] = \ln \left[ \frac{A \lambda_0^4}{T^{3/2}} \right] - j(j+1) \frac{B}{T} \quad (4)$$

其中  $\lambda_0$  是无量纲化引入的,可取  $\lambda_0 = 10.6$

表 1 静温、振动温度和最大有效激光能量

CO <sub>2</sub> 克分子数	90 毫米			196 毫米		
	T(°K)	T <sub>3</sub> (°K)	E <sub>max</sub> (焦耳/克)	T(°K)	T <sub>3</sub> (°K)	E <sub>max</sub> (焦耳/克)
0.26	312	1158	19.5	346	1638	50.4
0.40	336	1220	21.1	361	1570	42.0
0.46	354	1232	20.7	382	1512	36.5

微米。取  $L_N \left[ \frac{\lambda_0^4 G_0}{\lambda_j^3 (2j+1)} \right]$  和  $j(j+1)$  分别为纵、横坐标，由(4)式可得一直线，由其斜率和截矩分别得到 T 和 T<sub>3</sub>。结果列在表 1。

由振动温度和平动温度可以计算该器件单位质量介质中最大有效激光能量为：

$$E_{\max} = \eta \frac{R\theta_3}{M} (x_C + x_N) \left( \frac{1}{e^{\theta_3/T_3} - 1} - \frac{1}{e^{\theta_1/T_1} - 1} \right)$$

其中  $\eta = 0.409$  是对 10.6 微米 CO<sub>2</sub> 激光跃迁的量子效率， $x_C$  和  $x_N$  分别是 CO<sub>2</sub> 和 N<sub>2</sub> 的克分子数，M 为激光介质的平均克分子量。一个好的光腔可以取出的最大能量是 E<sub>max</sub> 的 70% 左右，故可以预计，在最大增益处我们的器件可获得的最大能量为 30 焦耳/克左右。

### 输出功率测量

采用图 8 所示的稳定腔结构，其光轴位于距喷管出口 11 到 19.5 厘米的区域内。谐振腔由铍铜制的凹面全反镜和一带孔的平面输出镜构成，输出镜分单孔和多孔两种。为了防止 N<sub>2</sub> 气流携带的电弧加热器溅射微粒对镜面的损伤，镜面凹进壁面约 5 厘米。即使如此，它们的反射率仍由试验前的 96% 减少为试验后的 92%，窗口材料采用 KCL，其透射率为 94%。

激光输出测量使用积分球并配合烧有机玻璃以相互校核，后者仅能给出平均功率，峰值功率约为平均功率的 1.5~2 倍。图 9 给出了测量结果。数据是在 N<sub>2</sub> 的滞止温度为 2000°K、混合气体的克分子数为 0.4 CO<sub>2</sub>/0.6 N<sub>2</sub> 时获得的。单孔耦合得到最大输出功率为 150 瓦，相应的耦合度为 3.6%；多孔耦合得到的最大输出功率为 220 瓦，耦合度为 8%，造成这一

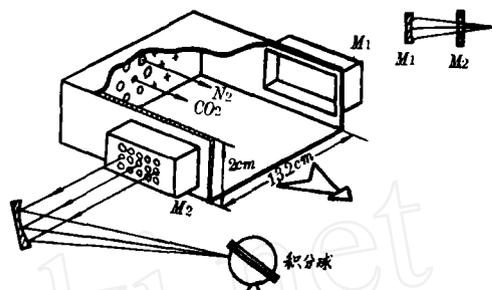


图 8 腔结构图

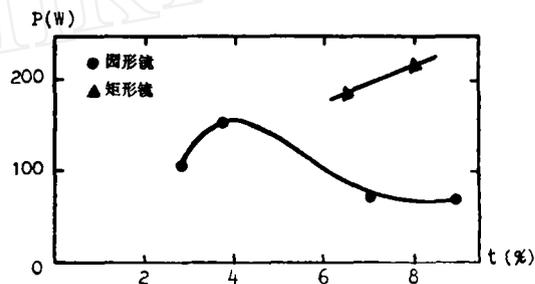


图 9 输出功率随耦合度的变化

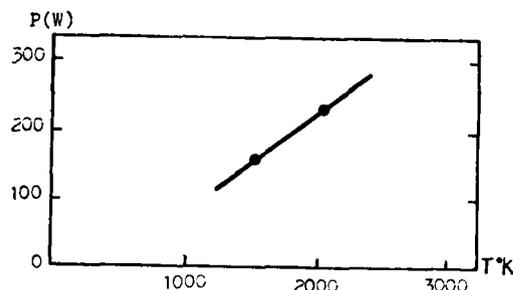


图 10 输出功率随滞止温度的变化

差别的主要原因是由于多孔耦合所用的矩形镜的面积要比单孔所用的圆镜大(约大 60%)。

当 N<sub>2</sub> 的滞止温度由 1500°K 增加到 2000°K 时，相应的输出功率由 160 瓦增加到 220 瓦(图 10)。在试验中还发现作为催化剂的水对输出功率不起明显作用，另外曾用部分 Ar 代替

(下转第 42 页)

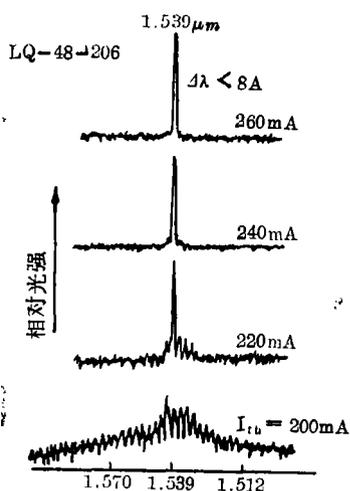


图 8 典型质子轰击条型激光器的室温激光光谱

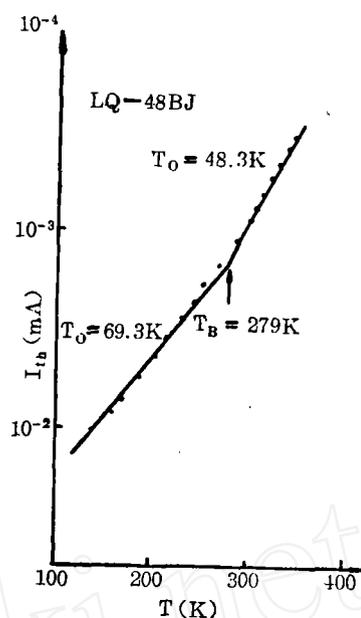


图 9 1.55 μm 质子轰击条型激光器的阈电流温度关系

归一化阈电流密度是  $5\text{--}6\text{KA}/\text{cm}^2 \cdot \mu\text{m}$ 。

2. 图 7 给出了在不同的热沉温度下典型质子轰击条型器件的单面输出功率和直流注入电流的关系。在  $20^\circ\text{C}$  下的阈电流是  $200\text{mA}$ 。

3. 图 8 给出了室温连续工作的激光光谱。当电流加到 1.3 倍阈值时，光谱为单纵模。激光波长为  $1.539\mu\text{m}$ 。

4. 在窄脉冲低重复频率的脉冲条件下测量了典型器件的阈电流温度关系。由图 9 可知此关系服从  $I_{th}(T) \propto \exp(T/T_0)$  规律。实验定出转折温度  $T_B = 279^\circ\text{K}$ 。低于  $T_B$  的阈电流特征温度  $T_0$  是  $70^\circ\text{K}$ ，在室温附近的  $T_0$  是  $48^\circ\text{K}$ 。

段树坤同志参加本文初期工作。对高季林、汪孝杰、徐俊英、许继宗、弓继书、蒋四南、王万年、何广平、徐学敏、葛玉茹、王维明等同志的协助表示感谢。

#### 参 考 文 献

- [1] I. Mito: Electron lett., 18, № 1, 2 (1982)
- [2] H. Imai: Fujitsu Sci. Tech. J, 18, 4 (1982)
- [3] S. Arai: IEEE J. Q. E., QE-16, 197 (1980)
- [4] Y. Yamazoe: Japan J. A. P., 19, Supplement 19-2, 207 (1980).

(上接第 34 页)

$\text{N}_2$  来降低腔内静温以提高输出功率，但无明显作用，可能是  $\text{N}_2$  的滞止温度还不够高。

在我们的小型模拟试验装置上，混合气动激光器显示了它的优点。在较大的镜面损耗和并非最佳耦合的情况下获得  $11$  焦耳/克的比功率。这已大大高于我们以前的预混气动激光器的比功率 ( $3.3$  焦耳/克)。如果进一步改进混合气流的特性，选用一个合适的谐振腔和高质量的反射镜，根据增益测量计算的  $E_{max}$ ，由单位

质量介质可望获得  $20\text{--}25$  焦耳/克的能量。

参加过本工作的还有李春金、李建国、张亮、赵笃凤、刘后宽、邹传保、范清玲、朱明法、庄韬。并对力学所十一室电弧加热器组表示感谢。

#### 参 考 文 献

- [1] H. Hugel et al: 3rd, Int. Symp. on Gas-Flow and Chem. Lasers, Cg-335, (1980).
- [2] P. E. Cassady, et al: AIAA paper, №. 76-343, (1976).
- [3] T. Coor: J. Appl. phys., 40, 3563 (1969),