

# 正支共焦非稳腔输出光束质量的研究

李再光 程祖海\* 何煦辉

(华中工学院激光研究所)

**提要:** 对横流电激励连续 CO<sub>2</sub> 激光器正支共焦非稳腔的环形输出光束, 进行了近场和远场光斑图样和强度分布理论计算及实验测量, 两者基本一致。

## Investigation on output beam quality of positive-branch confocal unstable resonator

Li Zaiguang, Cheng Zuhai, He Xuhui

(Laser Institute, Huazhong University of Science and Technology)

**Abstract:** The intensity and the near and far-field patterns of an unstable confocal resonator of the transverse-flow electrically excited CW CO<sub>2</sub> laser have been studied theoretically and experimentally and their results are in good agreement.

### 引言

目前国内横流电激励连续 CO<sub>2</sub> 激光器大多采用稳定腔多模输出。这种多模输出光束, 一般难于满足激光切割和焊接的要求。我们在 HGL-84 型 5kW 横流电激励 CO<sub>2</sub> 激光器中, 采用正支共焦非稳腔结构, 获得 3.82kW 的基模激光输出, 最大电光转换效率为 9.6%。对  $M=1.4$  共焦非稳腔输出光束近场和远场光斑图样和强度分布的理论计算和实验测量数据表明, 强度分布是基本均匀的环形光束, 远场衍射光斑中心主瓣的光束发散角为 0.7mrad。与多模输出的稳定腔不同, 模式不随激光输出功率的变化而变化, 这对于光束的聚焦性能和实际工业应用将十分有利。

### 一、光腔结构及其输出特性

腔结构如图 1 所示。在放电体积长  $\times$  宽

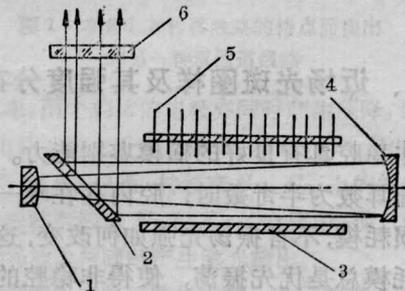
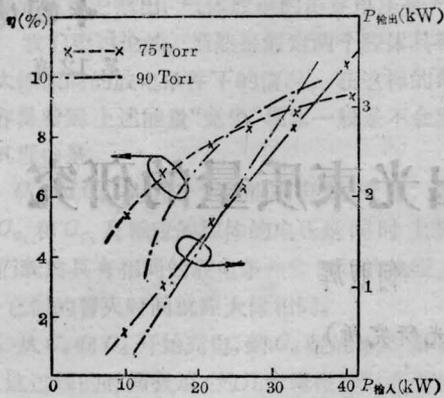


图 1 HGL-84 型横流电激励 CO<sub>2</sub> 激光器共焦非稳腔结构示意图

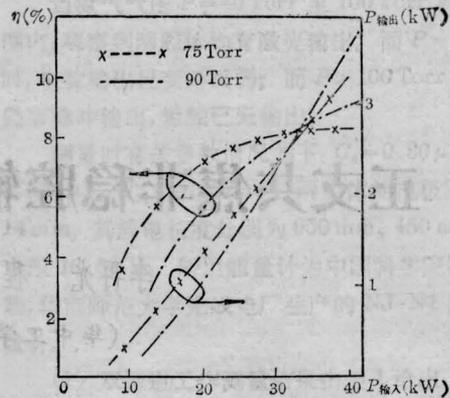
1—凸面镜; 2—45° 输出耦合镜; 3—阳极板;  
4—凹面镜; 5—多针排阴极; 6—全透输出窗

收稿日期: 1984 年 7 月 2 日。

\* 本文执笔者。



(a)  $M=1.4$



(b)  $M=1.67$

图2 HGL-84型CO<sub>2</sub>激光器正支共焦非稳腔的输出特性

×高=1100×33×40mm<sup>3</sup>的多针-板自持辉光放电系统中,所选取的典型光腔参量为:腔长 $L=2$  m,输出耦合孔内径 $d=25$  mm,几何放大率 $M=1.4, 1.67$ ,相应等效菲涅耳数 $N_{eq}=1.47, 2.47$ 。

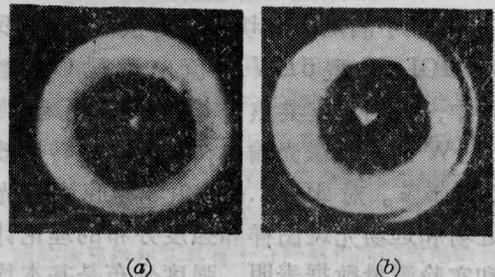
在气体混合比CO<sub>2</sub>:N<sub>2</sub>:He=1:7:20,气体流速 $V=50$  m/s,工作气体压力分别为75 Torr和90 Torr时, $M=1.4$ 和 $M=1.67$ 的共焦非稳腔的输出功率和效率如图2所示。在工作气压为90 Torr时, $M=1.4$ 的共焦非稳腔最大输出功率为3.54 kW,电光转换效率为9.2%;而 $M=1.67$ 的共焦非稳腔由于模体积较大,输出功率和效率也较大,分别为3.82 kW和9.6%。

## 二、近场光斑图样及其强度分布

非稳腔具有良好的横模鉴别能力。当等效菲涅耳数为半奇数时,腔内存在唯一一个最低损耗模,不管振荡光强如何改变,这一最低损耗模总是优先振荡,使得非稳腔的输出横模结构不随输出功率的变化而变化。我们把 $M=1.4$ 共焦非稳腔输出的3 kW和500 W功率烧蚀有机玻璃,它们的模式结构确未发生变化,只是输出光束外形尺寸有所改变。因而以下各种光束质量的研究,均是

在 $M=1.4$ 共焦非稳腔较低输出功率情况下进行的。

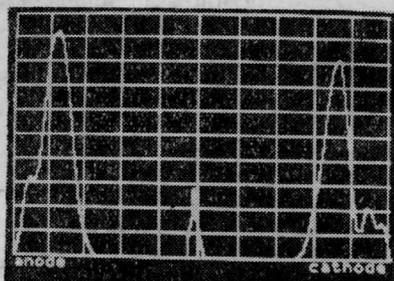
图3所示为输出功率500 W,距激光输出窗0.5 m(a)和2 m(b)远处有机玻璃烧蚀出的输出光斑横向分布近场图样,由图可见两处有机玻璃的烧蚀图样几何形状基本没有多大差别。光环外径为35 mm,内径等于输出耦合镜内孔直径25 mm,与 $M=1.4$ 的共焦非稳腔计算结果一致(图中照片比实物缩小 $\frac{5}{7}$ 倍)。与文献[1, 2]给出的输出光束近场图样相比,本文所描述的共焦非稳腔具有基模输出、光束外形规则、强度分布基本均匀等特点。



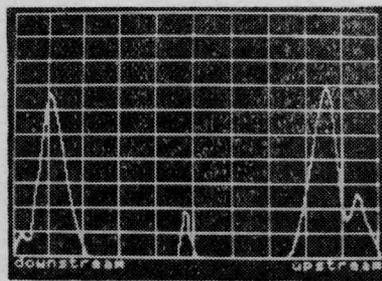
(a) (b)

图3  $M=1.4$ 共焦非稳腔环形输出光束近场有机玻璃烧蚀图样

沿气流方向和放电方向分别测量了有机玻璃烧蚀深度,将测量数据输入Apple-II型微处理机处理,图4为在屏幕上显示的沿气



(a) 沿放电方向测量



(b) 沿气流方向测量

图4  $M=1.4$  共焦非稳腔输出光斑近场强度相对分布  
(烧蚀功率 500 W, 烧蚀时间 7 s)

流方向和放电方向有机玻璃的深度分布。由图可见, 输出环形光束的强度分布在气流方向基本上是均匀的, 而靠近阳极处比阴极附近的强度略大。

### 三、远场光斑衍射图样及其强度分布

#### 1. 理论计算

由于共焦非稳腔的环形输出光束远场强度分布, 是一个中心为一亮点的菲涅耳衍射分布图样, 因而可以借助均匀照明的等相位圆环的远场强度分布公式来计算<sup>[9]</sup>。

代入  $M=1.4$  共焦非稳腔的环形输出光束几何参数, 作归一化相对强度分布处理, 在 Apple-II 微处理机上进行光束远场强度分布的理论计算, 计算结果如图 5 所示。可以看出, 在理想的单一基模均匀近场强度分布条件下, 内径为 25 mm, 外径为 35 mm 的圆环光束由  $f=862$  mm 聚焦镜聚焦, 远场光斑

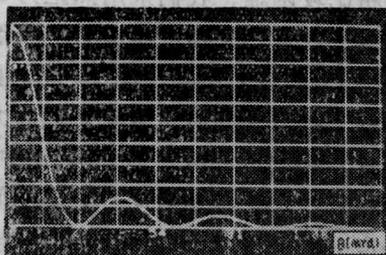


图5 单一基模均匀照明的圆环(内径 25 mm, 外径 35 mm)远场强度分布理论计算曲线

衍射图样中心主瓣的发散角为 0.54 mrad 左右。

将图 5 所示曲线对发散角  $\theta$  圆周积分:

$$\int_0^{\theta} I(\theta) 2\pi\theta d\theta$$

即可得到不同发散角  $\theta$  圆域内所包括的远场相对能量分布, 如图 9 中实线所示。如果令远场光斑全部能量为 100%, 则在 0.54 mrad 全发散角圆域内的中心主瓣约占总能量的 24%, 包括在 1.22 mrad 全发散角内的能量约为 50%, 即第一级旁瓣约占全部能量的 26%, 第二级旁瓣约占总能量的 18%, 第三级旁瓣约占 10%...

#### 2. 实验研究

##### (1) 远场光斑的衍射图样

采用图 6 所示测量装置, 对  $M=1.4$  共焦非稳腔远场衍射分布图样在热敏纸上进行了曝光显示, 显示图样如图 7 所示。由于热

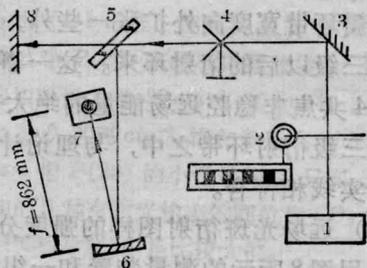


图6 共焦非稳腔远场光斑衍射图样热敏纸曝光显示测量装置示意图

- 1—激光器; 2—数字式功率计; 3—45°平面镜;  
4—95%衰减器; 5—全透GaAs片; 6— $f=862$  mm  
凹面聚焦镜; 7—热敏纸屏; 8—档光耐火砖

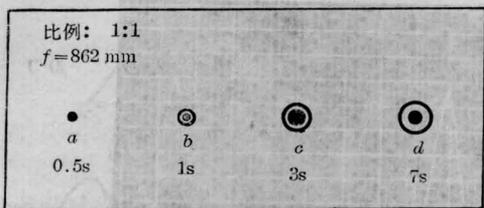


图7  $f=862\text{ mm}$  聚焦反射镜焦平面上热敏纸屏曝光显示的  $M=1.4$  共焦非稳腔远场光斑衍射图样

敏纸屏的热浸润现象比较严重, 图中曝光显示的远场光斑衍射图样的中心主瓣及其他各级明环的宽度比实际衍射图样有所扩大。从图5远场光强分布理论计算曲线可以看出, 由于中心主瓣和第一级衍射明环相距很近, 即使曝光时间很短, 如图7(a)所示, 热敏纸曝光显示图样也不能将中心主瓣和第一级明环区分开来, 因此图7(a)显示的图样应为中心主瓣和第一级衍射明环的叠加图样, 其直径约为  $1.5\text{ mm}$  左右。当曝光时间增至  $1\text{ s}$  时, 在热敏纸上除了中心主瓣和第一级明环外, 第二级旁瓣的衍射环也清楚地被曝光显示出来, 其环带宽度约为  $\phi_{p1} \times \phi_{p2} = 2\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ 。曝光时间进一步增长, 如图7(c)所示, 中心主瓣和前二级旁瓣已使得热敏纸曝光过度而被烧穿, 第三级旁瓣的能量才使热敏纸曝光显示出来, 其相应环带宽度  $\phi_{p1} \times \phi_{p2} = 3\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ 。由于第三级旁瓣以后的衍射环强度很弱, 即使曝光时间延至  $7\text{ s}$ , 曝光功率增加  $1.6$  倍, 除了第三级旁瓣环带宽度向外扩张一些外, 仍然显示不出三级以后的衍射环来。这一事实表明  $M=1.4$  共焦非稳腔远场能量的绝大部分包络在前三级衍射环带之中, 与理论计算结果图9中实线相符合。

## (2) 远场光斑衍射图样的强度分布

利用图8所示的测量装置和一组厚  $1\text{ mm}$  的小孔铜片光阑, 测得激光输出功率为  $340\text{ W}$  (英制 LDT 型精密功率计的最大量程不得超过  $30\text{ W}$ ) 的条件下, 通过不同小孔的光功率大小如图9中虚线所示。

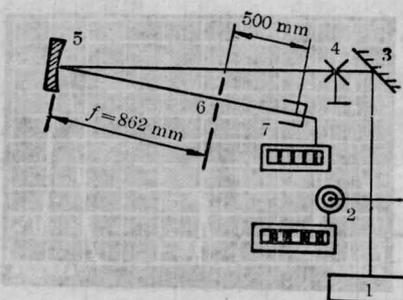


图8  $M=1.4$  共焦非稳腔远场衍射图样能量分布测量装置示意图

1—激光器; 2—数字式功率计; 3— $45^\circ$  平面镜; 4—95% 衰减器; 5— $f=862\text{ mm}$  聚焦镜; 6—可变小孔光阑; 7—英 LDT 型精密功率计

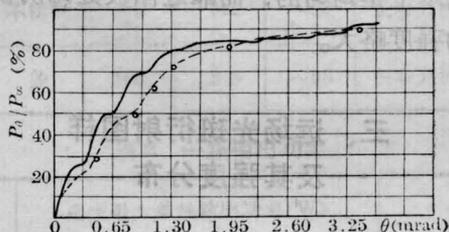


图9  $M=1.4$  共焦非稳腔远场光斑能量分布小孔光阑实验测试数据(虚线)与图5曲线积分理论值(实线)的比较

从图9中可以看出, 在小孔光阑较小时, 由于实际光斑近场强度分布与理想均匀照明的条件存在一定偏差, 以及小孔光阑固有的衍射损耗等原因, 使得小孔光阑实验测试数据比理论值略低, 但二者的符合程度是令人满意的。

由于小孔光阑的孔径不能连续地改变, 直接测试远场光斑各级衍射明环的环带间隔强度分布比较困难。我们采用焦距为  $2\text{ m}$  的透镜系统, 在其焦平面上烧蚀有机玻璃棒的方法, 取得了满意的结果。图10为远场光斑衍射图样三维分布的有机玻璃烧蚀放大3倍后的照片。图中可以清晰地分辨出中心主瓣及第一、二、三级衍射明环之间的间隔和相对强度分布的大小(即有机玻璃棒烧蚀深度)。

根据图10有机玻璃烧蚀实测得到的

表 1  $M=1.4$  共焦非稳腔有机玻璃烧蚀实测几何参数

	中心主瓣	第一级明环	第二级明环	第三级明环
实测光斑外径(mm)	1.4	2.54	3.82	5.22
实测光束发散全角 $d/f$ (mrad)	0.70	1.27	1.91	2.61
理论光束发散全角 $d/f$ (mrad)	0.54	1.14	1.89	2.60
实测有机玻璃烧蚀深度(mm)	14	4	1.7	0.85
理论相对强度峰值(格)	8.5	1.2	0.6	0.2

$M=1.4$  共焦非稳腔远场光斑的几何参数如表 1 所示, 这些结果与理论计算结果也相符合较好。

图 7、图 10 的实验结果表明: 在精确校

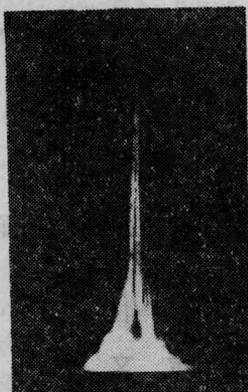
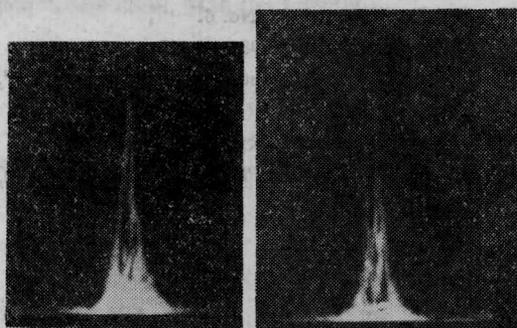


图 10  $M=1.4$  共焦非稳腔远场衍射图样能量分布有机玻璃棒烧蚀照片

比例 3:1; 烧蚀功率 340 W;  
烧蚀时间 1s;  $f=2$  m



(a)

(b)

图 11  $M=1.4$  共焦非稳腔失调时远场光束有机玻璃烧蚀照片

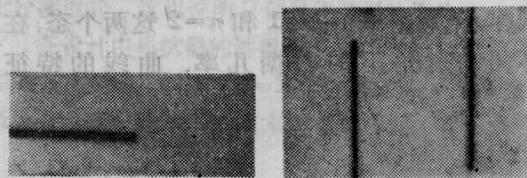
- (a) 输出光斑近场图样仍为一圆环, 但一边强度比另一边大
- (b) 输出光斑近场图样为强度分布呈两个半月型组成的圆环

准条件下,  $M=1.4$  共焦非稳腔远场强度分布, 具有均匀照明的单一基模远场菲涅耳衍射所特有的轴对称分布典型特征。也就是说, 该腔具有单一基模输出的良好横向模式和强度分布基本均匀的特点。

如果共焦非稳腔偏离校准状态, 不但输出功率和效率明显降低, 而且输出光束近场强度均匀分布的特点和远场光斑轴对称典型特征也随之受到影响或破坏, 如图 11(a)所示。甚至产生两个以上的峰值, 如图 11(b)所示。降低了主瓣能量, 增大了主瓣远场光束发散角, 这是应该尽量避免的。

#### 四、单模环形光束的切割实验

用一个包括二块平面反射镜、二面凹面反射镜和一个聚焦透镜组合而成的简易的、对光束质量产生较严重畸变的导光系统, 进行了非稳腔单模输出光束和稳定腔多模输出光束切割 2 mm 厚不锈钢材料实验对比



(a)

(b)

图 12 稳定腔多模和非稳腔环形基模输出光束切割不锈钢试件的性能比较(比例: 1:1)

- (a) 稳腔多模输出, 切割速度 2m/min, 切割功率 2500 W, 正面切缝宽 1.2mm
- (b) 非稳腔基模输出, 切割速度 2m/min, 切割功率 1800 W, 左为切缝正面, 宽 0.7 mm, 右为切缝反面

(由于没有摸索切割工艺,因此上述对比不是在最佳条件下进行的)。在保证吹氧量、切割速度和材料及其厚度相同的条件下,采用单模非稳腔和多模稳定腔切割不锈钢照片如图12所示。

从图12切割试件照片可以看出,在切割速度、吹氧量、试件材料和厚度相同的情况下,所需非稳腔单模激光切割功率大约只有稳定腔多模激光切割功率的2/3。同时,采用非稳腔的切缝宽度也比稳定腔多模光束切缝

宽度小得多,而且单模非稳腔切缝的正、反两面都比较光滑,热影响区也较多模稳定腔小。

### 参 考 文 献

- [1] 永井治彦等;《レーザー研究》,1982,10, No. 2, 43~53.
- [2] V. P. Garashchuk et al.; *Sov. J. Quant. Electr.*, 1982, 10, No. 12, 1316~1320.
- [3] A. I. Mahan et al.; *JOSA*, 1964, 54, No. 6, 721~732.

(上接第454页)

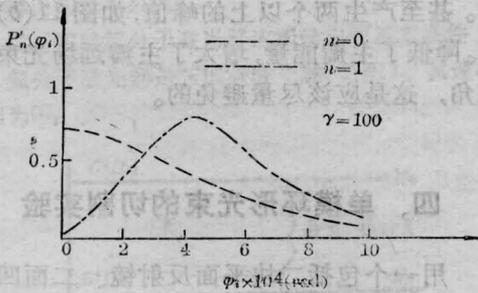


图5 占据几率  $P'$  与粒子入射角  $\varphi_i$  之间的关系

横向能量的增加而减少;图4给出了在同一情况下,占据几率随粒子能量增加而减少的规律;图5给出了  $n=1$  和  $n=2$  这两个态,在不同入射角下的占据几率,曲线的特征

与厄米多项式有关 [纵坐标均选择为  $P' = P(\frac{1}{4}\alpha)$  ]。

### 参 考 文 献

- [1] Kumakhov M. A.; *Phys. Lett.*, 1976, 57A, 17.
- [2] Kalinin B. N. et al.; *Phys. Lett.*, 1979, 70A, 447.
- [3] Tulupov A. V.; *Radiation Effects*, 1981, 56, No. 1~2, 77.
- [4] Beloshitsky et al.; *Phys. Reports*, 1982, 93, No. 3.
- [5] 罗诗裕;《物理》, 1983, No. 6.
- [6] 罗诗裕;《中国激光》, 1984, 11, No. 2, 73.
- [7] Heitler W.; "The Quantum Theory of Radiation", Third edition, Oxford (1954).
- [8] 罗诗裕, 祁明珠;《核技术》, 1983, No. 3, 38.
- [9] Algaard M. J. et al.; *Phys. Rev. Lett.*, 1979, 42, 1148.