

## 铜蒸气激光振荡器与放大器输出 光束的远场分布

梁培辉 任虹 陈徐宗 雷建求

(中国科学院上海光机所, 201800)

**提要:** 实验测量了望远镜腔铜蒸气激光振荡器输出光束在不同条件下的远场分布及其瞬态过程, 测量出振荡器、放大器间的延时对放大器输出远场分布的影响。用腔的几何光学近似解释了远场分布的形成。

**关键词:** 铜蒸气激光, 远场分布, 激光束

### Far-field distribution of laser beam from oscillator and amplifier of copper vapor lasers

Liang Peihui, Ren Hong, Chen Xuzong, Lei Jianqiu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

**Abstract:** We have quantitatively measured the far-field distribution of laser beams and the evolution of the copper vapor laser oscillator with telescopic resonator as well as the influences of the delay between the oscillator and the amplifier on the far-field pattern we explained with geometric theory of laser cavity the formation process of the far-field distribution.

**Key words:** copper vapor laser, far-field distribution, laser beam

研究铜蒸气激光器输出光束的远场分布是很有实践意义和理论意义的。以往的测量结果由于条件不同而有分散的结论, 有的结果表明在每一个脉冲内, 振荡光束的发散角由小而大<sup>[1]</sup>, 也有相反的报道<sup>[2]</sup>, 还有用条纹照相机得出发散角首尾小、中间大的结论<sup>[3]</sup>, 因此有必要对这个问题进行定量的测量并给予物理解释。

为了提高铜激光的输出功率, 采用振荡放大链结构是必由之路。研究表明, 振荡放大间的延时对放大器的功率输出有决定性的影响<sup>[4]</sup>。延时对放大器输出光束方向性影响如何当然就必须定量地弄清楚。

本文中我们主要运用一维光学多道分析仪(OMA)和逐点取样的光电技术, 细致地测量了振荡器在不同条件下的远场图的空间分布与时间过程, 研究了不同延时下放大器输出光束方向性的变化。在实验中使用自加热式的铜蒸气激光器, 最大输出功率约 10 W(稳腔), 非稳腔采用望远镜式, 使用两种放大倍率,

$M=10(R_1=5\text{ m}, R_2=0.5\text{ m})$ , 和  $M=20(R_1=5\text{ m}, R_2=0.25\text{ m})$ 。

### 振荡器输出光束的远场分布

将振荡器输出光束用焦距  $f=5\text{ m}$  的透镜聚焦, 在焦面上可以看到激光的远场由三部分同心的圆形图案组成: 最外圈是大发散角的 ASE 背景, 中间是一个圆环, 其缺口是激光管内铜料的阴影, 中心是一个很小的亮斑。图 1 是  $M=10$  与  $M=20$  对应的远场图, 由于背景辐射相对较弱而范围很大(约  $55\text{ mrad}$ ), 而未显示出。在相同的输入功率条件下,  $M=20$  的焦斑尺寸约为  $M=10$  的一半。输出功率在  $4\text{ W}$  左右。

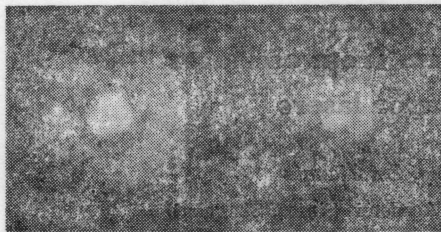


图 1 望远镜腔铜蒸气激光器输出光束的远场图形

左图, 放大倍率  $M=10$ , 右图  $M=20$

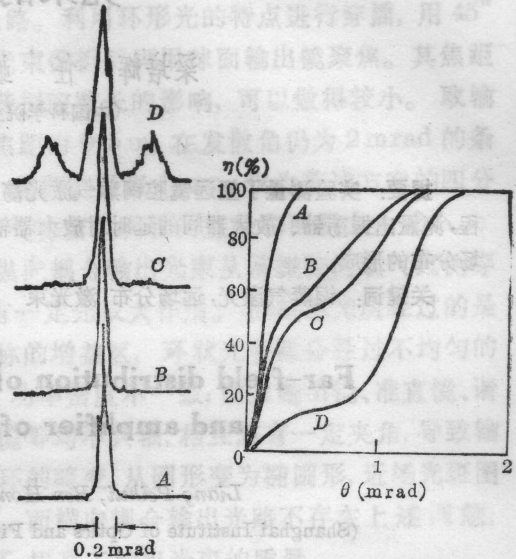


图 2 不同输出功率水平下,  $M=10$  望远镜腔铜蒸气激光器输出光束的远场分布(左侧)和方向性(右图):

A— $1.8\text{ W}$ ; B— $3.6\text{ W}$ ; C— $4\text{ W}$ ; D— $6\text{ W}$

在焦面的位置安放由 Reticon 1024G 光电二极管阵列、波存器与计算机组成的一维 OMA<sup>[5]</sup>, 测出光束的远场分布, 通过计算机算出方向性  $\eta(\theta)$ , 即发散角  $\theta$  内含整束光能的百分数  $\eta$ 。

图 2 给出四种功率水平下,  $M=10$  望远镜式非稳腔振荡器输出光束的远场空间分布和相应的方向性。

### 振荡器输出光束远场分布的瞬态过程

光电二极管阵列(1024G)线扫描的周期为  $30\text{ ms}$ , 故上节测到的远场分布是  $180$  个光脉冲的平均。为了研究远场分布的时间过程即观察在脉冲发展过程中远场分布的变化, 我们使用一只响应时间为  $2\text{ ns}$  的硅光电二极管, 光敏元件前加上带直径为  $0.2\text{ mm}$  的针孔, 二极管安装在微调整架上, 能逐步移动并通过焦点中心。将二极管的光电信号送至 EG&G PARC 4400 型平均器, 逐点记录光强的时间波形。

图 3 是其中一幅实验结果。如果我们选 A、B、C、D 四个时刻, 分别作  $y\%$  的截面图, 便是各时刻的瞬态远场分布(见图 3 内的小插图)。很明显, 开始首先出现的是对应于  $1.1\text{ mrad}$  的圆环, 随后是  $0.2\text{ mrad}$  左右的中心部分的突起, 中心部分长成后, 环状部分便消失。两部分辐射出现的延时大约  $15\text{ ns}$ , 激光功率水平约  $5\text{ W}$ 。

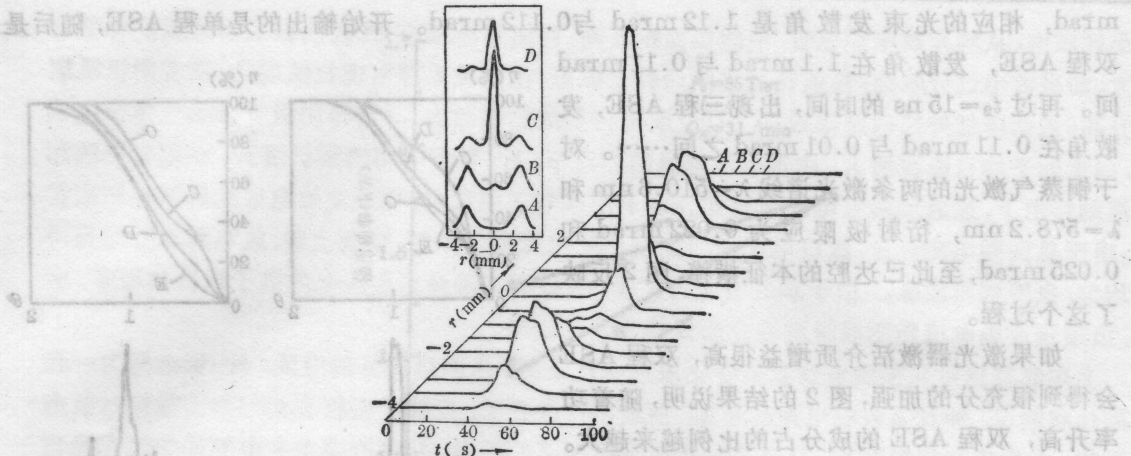


图3  $M=10$  望远镜腔铜蒸气激光束远场分布的时间过程  
(聚焦透镜焦距  $f=5\text{m}$ ) 左上图为 A、B、C、D 时刻对应的远场分布, 时刻间隔为  $7.5\text{ns}$

### 延时对放大器输出光束方向性的影响

实验表明激光脉冲前沿发散角大, 后沿变小, 可以预料, 如果放大器增益出现的时刻超前于振荡光束的注入时间, 则放大器主要是放大振荡光束的前沿, 故方向性变差。反之, 如果放大器由于延时而主要放大振荡光束的后沿, 则方向性较好。延时的参考时间坐标是放大器的最佳延时, 即获得放大器最大输出的延时。

为了定量地研究这个现象, 我们使用与振荡器型号相同的铜激光放大器, 按照如图 4 所示的排布进行实验测量。振荡器仍然是  $M=10$  望远镜式非稳腔。每台器件输入的电功率相近, 可提取的激光功率约  $4\text{W}$ 。我们分别以  $6\text{ns}$  为步长向超前或滞后的两个延时方向取数, 所得的结果见图 5。图的左侧是放大器滞后, 右侧为放大器超前。图的上方是根据远场分布算出方向性曲线, 其中  $O$  表示零延时即最佳延时、 $CDE$  表示延时  $18$ 、 $24$ 、 $30\text{ns}$  的情形, 因为  $6\text{ns}$  与  $12\text{ns}$  的延时所产生的变化不大。

### 讨论与结论

激光是靠自发辐射被放大而形成振荡的。在放大倍率为  $M$  的望远镜腔内与光轴夹角为  $\varphi$  (与我们前面定义的发散角的关系是  $\theta=2\varphi$ ) 的光线, 经与两反射镜  $M_2(R_2)$ 、 $M_1(R_1)$  依次各反射一次后, 角度减小成  $\varphi/M$ , 这里  $R_1$ 、 $R_2$  指镜子的球面曲率半径。设激光管的口径为  $D$ , 粗略地认为, 只有角度  $\varphi < \varphi_1 = D/R_1$  的光线才容许通过激光器, 我们称只在腔内逗留不到一个来回时间  $t_2$  的辐射为单程 ASE。部分的光线与轴的夹角更小, 要经反射一个来回后才输出, 显然这些光线具有小于  $\varphi_2 = \varphi/M$  的角度, 这些辐射可称为双程 ASE, 如此下去, 在  $l$  次来回后形成  $l$  程的 ASE, 与腔轴的夹角在  $\varphi_1/M^l > \varphi > \varphi_1/M^{l+1}$  范围, 直至  $\varphi_1/M^l \leq 1.22\lambda/D$ , 即达到波长为  $\lambda$  的衍射极限, 从而达到稳定的谐振腔横模模式。

我们实验用的激光放电管口径为  $28\text{mm}$ 、 $R_1=5\text{m}$ 、 $M=10$ 、 $\varphi_2=0.56\text{mrad}$ 、 $\varphi_3=0.056$

mrad, 相应的光束发散角是 1.12 mrad 与 0.112 mrad。开始输出的是单程 ASE, 随后是双程 ASE, 发散角在 1.1 mrad 与 0.11 mrad 间。再过  $t_2=15$  ns 的时间, 出现三程 ASE, 发散角在 0.11 mrad 与 0.01 mrad 之间……。对于铜蒸气激光的两条激光谱线  $\lambda=510.6$  nm 和  $\lambda=578.2$  nm, 衍射极限应为 0.022 mrad 和 0.025 mrad, 至此已达腔的本征横模, 图 2 反映了这个过程。

如果激光器激活介质增益很高, 双程 ASE 会得到很充分的加强, 图 2 的结果说明, 随着功率升高, 双程 ASE 的成分占的比例越来越大。可以粗略地估计, 高功率之下激光器的发散角大致由双程 ASE 的几何因素所决定, 例如在  $M=20$  与  $M=10$  的对比实验中(图 1), 相同功率情况下, 前者的发散角为后者的一半左右。

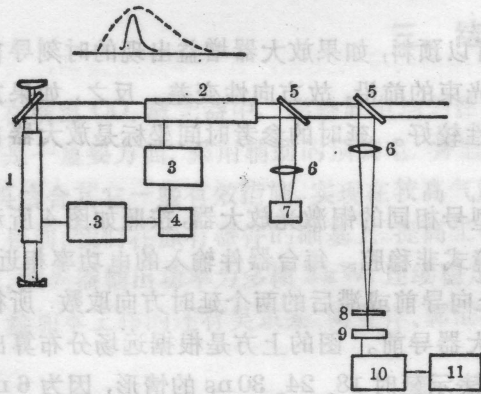


图 4 研究延时对放大器输出光束方向性影响的实验装置框图

- 1—振荡器( $M=10$ ) 2—放大器 3—脉冲电源(6 kHz)
- 4—延时触发器 5—分光玻璃平板 6—透镜 7—功率计
- 8—滤光片 9—1024 单元二极管阵列及电源
- 10—波形存储器 11—计算机

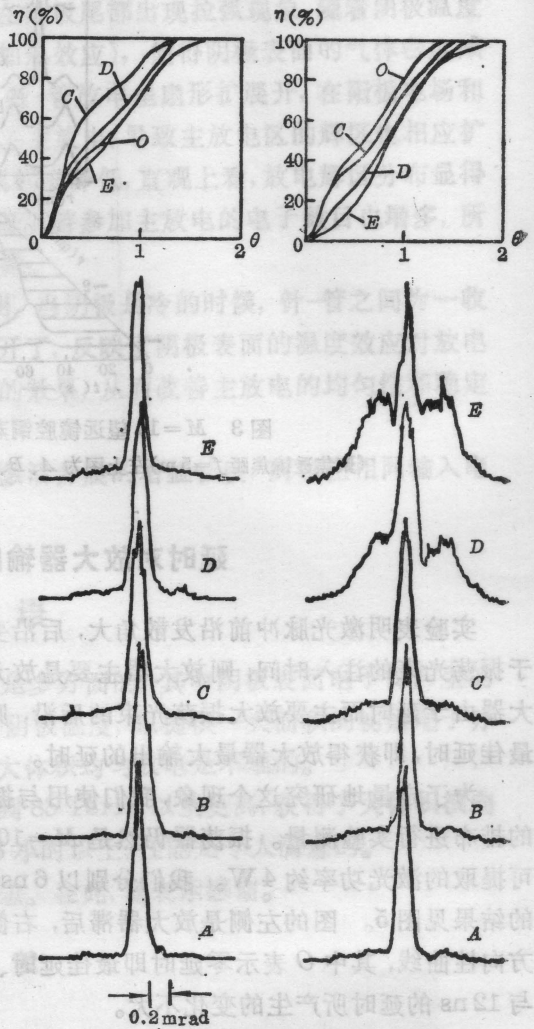


图 5 不同延时下放大器输出光束的远场分布与方向性

左侧为放大器滞后, 右侧为放大器超前。O、A、B、C、D、E 分别为延时 0、6、12、18、24 和 30 ns

总的来看, 作为高增益、短脉冲气体激光器典型的铜蒸气激光, 当它采用非稳腔做谐振腔时, 由于辐射在腔内存在的时间只相当于光在腔传播几个来回, 被腔约束下的各程 ASE 发展过程决定光束方向性, 这一结果无论对具体激光器的使用还是对激光物理都是有意义的。

参 考 文 献

- 1 汪永江 *et al.*, 光学学报, 5(10), 876(1985)
- 2 M. Amit *et al.*, *Opt. Commun.*, 62(2), 111(1987)
- 3 R. S. Hargrove *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, QE-15(11), 1228(1979)
- 4 梁培辉 *et al.*, 中国激光, 14(1), 45(1987)
- 5 梁培辉 *et al.*, 中国激光, 11(5), 310(1984)