

# 扭动光束钕玻璃棒状激光放大器

邓锡铭 李成富 伍树东 沃敏政 丁丽明  
蔡希洁 陈守华 刘汉勋 黄关龙 张伟清

(中国科学院上海光机所)

**提要:** 利用扭动入射激光束抑制在钕玻璃内部产生的热自聚焦效应。在5~10毫秒脉宽范围内, 钕玻璃的破坏阈值提高了一倍以上, 同时大幅度地提高了光束亮度。建立了两种扭动光束的复元机构。

## A Nd glass rod laser amplifier using moving input laser beam

Deng Ximing, Li Chenfu, Wu Sudong, Wo Mingzhen, Ding Liming, Cai Xijie, Cheng Shouhua  
Liu Hanxuen, Huang Guanlong, Zhang Weiqin

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

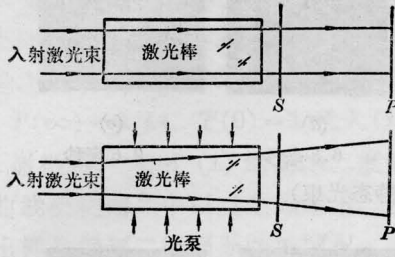
**Abstract:** The experimental results of a long pulse width Nd-doped glass rod laser amplifier using a moving input laser beam are reported. The damage threshold for the amplifier increases by a factor of over 2 using laser light of 5~10 ms in duration, and the brightness of the amplified output beam increases obviously in comparison with that of the unmoving ones.

脉宽范围在毫微秒和亚毫微秒量级的固体激光器内的自聚焦效应, 国内外有过广泛的研究<sup>[1]</sup>, 其机制主要是固体介质内电致伸缩自聚焦效应。固体工作物质热自聚焦效应的实验研究, 国外集中在低功率连续激光作用下引起的稳态和非稳态热自聚焦的研究<sup>[2,3]</sup>, 在毫秒激光脉冲作用下固体介质的热自聚焦效应国内作过广泛的研究<sup>[4~8]</sup>, 国外则较少。

在一个毫秒级脉宽钕玻璃棒状激光放大器内部, 存在着两类热畸变现象。一类是氙灯泵浦引起的, 另一类是激光束本身引起的。后者称为热自聚焦, 起源于钕玻璃折射率  $n$

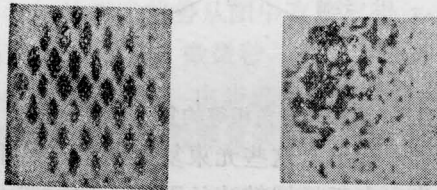
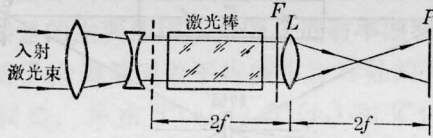
对温度  $T$  的微商大于零 ( $\frac{dn}{dT} > 0$ )。这两类热效应可从下列两个实验观察到: 图1上图, 激光棒未被氙灯照射, 入射激光束(低能量密度)通过棒和规则网格  $S$  在黑相纸  $P$  上烧蚀出的花样是规则的。而棒经受氙灯照射(图1下图),  $P$  上的花样就产生畸变。这种热效应的弛豫时间很长(秒级以上)。图2表示另一种热效应, 入射光束经缩孔镜提高了能量密度之后经过规则网格进入没有氙灯照射的激光棒。网格被入射激光照明, 经透镜 1:1 成象于黑相纸屏  $P$  上。当激光束能量密度充

收稿日期: 1982年7月13日。



规则花样 畸变花样

图1 第一类热效应的演示光路



清晰象 模糊象

图2 第二类热效应的演示光路

分低时,在P上得到网格的清晰象,随着能量密度提高,象的清晰度下降,光束的发散度增大,亮度降低。这是热自聚焦效应引起的<sup>[7]</sup>。

热自聚焦效应与入射光束的脉宽、能量密度、光束空间强度分布、棒长、工作物质对激光波长的衰减系数等诸因素有关。在一般情况下,当激光脉宽为5~10毫秒,由热自聚焦效应引起的白金坩埚熔炼的国产钹玻璃的破坏阈值约为 $3 \times 10^2$ 焦耳/厘米<sup>2</sup>。

为了增加钹玻璃激光放大器的负载,提高光束亮度,都必须抑制、减缓热自聚焦效应。我们的做法的基本思想是:令入射光束绕激光棒轴线上的某点作高速扭动,使得时间平均的激光强度空间分布均匀化,抑制强度局部起伏的恶化。采用这种技术,已获得

如下的改进:

(a) 在相同的条件下,在5~10毫秒脉宽范围内,扭动光束与静止光束相比,放大器内激光棒的破坏阈值提高了一倍以上。

(b) 大幅度地提高了输出光束的亮度。

入射光束绕轴扭动的光路安排见图3。高速旋转平面镜的法线与高速马达轴线形成一小夹角。工作参数如下:

- 入射激光束直径 50 毫米
- 脉宽 10 毫秒
- 激光放大器  $\phi 70 \times 1500$  毫米
- 激光束旋转角(半角)  $\varepsilon = 5$  毫弧度
- 旋转速度  $\omega = 30,000$

典型实验结果如下表:

旋转角 $\varepsilon$ (毫弧度)	破坏阈值(焦耳/厘米 <sup>2</sup> )
0	269
5	779
11	>1000

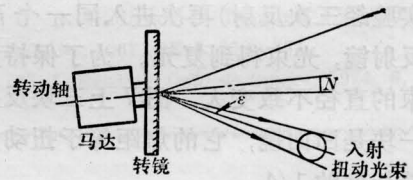
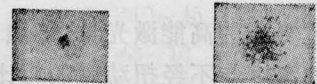


图3 产生扭动光束的光路



清晰焦斑 弥散焦斑

图4 用探针光束显示热自聚焦

测量热自聚焦效应的光路安排见图4。6328埃氦-氖激光束作为探针,稍后于1.06微米强光束通过放大器,观察它的焦斑尺寸扩大情况。

用高速分幅照相机拍摄了自聚焦效应引

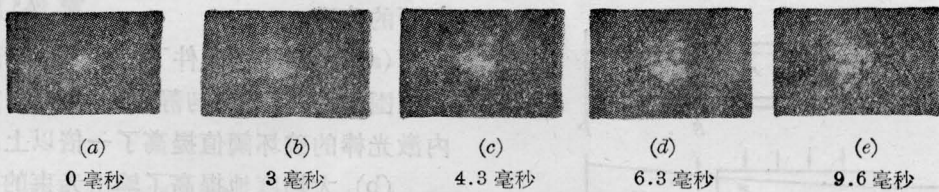


图5 焦斑随时间的弥散过程(静态光束)

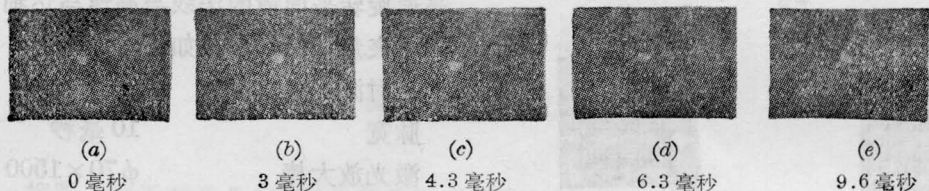


图6 焦斑随时间的弥散过程(扭动光束, 经过复元)

起光束焦点随时间的弥散过程(图5)。相同的强光束经过高速扭动后通过放大器, 弥散现象便得到很大的抑制(图6)。

为了应用的目的, 需要把扭动的输出光束重新复元为静态光束。一种复元光路的安排见图7。当扭动光束经奇数次反射后(我们的实验经三次反射)再次进入同一个高速转动反射镜, 光束得到复元。为了保持复元后光束的直径不致变大, 图7上三块反射镜中的一块是凹面镜, 它的焦距等于扭动光路光程总长度的 $1/4$ 。

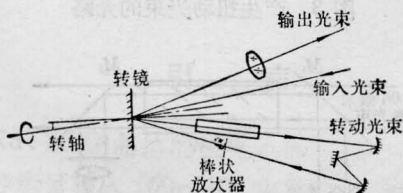


图7 两次入射角不相等的复元光路

用经过复元的高能激光束聚焦在铝靶上, 打穿的深度与不经扭动时的相比提高了一倍。

图7的复元光路有一个缺点。由于光束两次入射到转动反射镜上的入射角不等, 引入了象散。为此, 将单面反射镜改为两面平行的双面反射镜, 并装在一金属圆筒内作高速转动(见图8)。在光路安排上可实现两次入射角相等, 消除了象散, 提高了光束亮度。

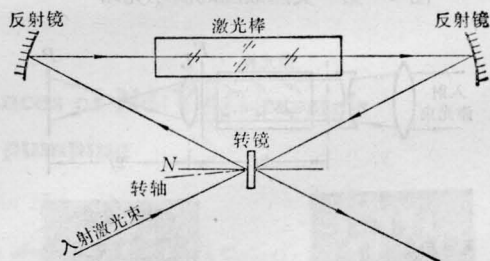


图8 两次入射角相等的复元光路示意图

附带指出, 这些光束复元机构还可用作光开关。由于机械转速的限制, 这种技术只适用于长脉冲激光放大器。

本文曾在美国新奥尔良1981年12月第四届国际激光会上宣读。内容上略有增删。

### 参 考 文 献

- [1] G. N. Steinberg; *Phys. Rev. (A)*, 1971, **4**, 1182.
- [2] F. W. Dabby *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1968, **13**, No. 8, 284.
- [3] R. L. Carman *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **14**, No. 4, 136.
- [4] 陈守华等;《上海光机所研究报告集, 第一集》, 1973, pp. 83~89.
- [5] 伍树东等;《上海光机所研究报告集, 第一集》1973, pp. 89~92.
- [6] 郭权和等;《上海光机所研究报告集, 第六集》, 1978, pp. 112~119.
- [7] 黄关龙等;《上海光机所研究报告集, 第六集》, 1978, pp. 139~144.
- [8] 王之江等;《上海光机所研究报告集, 第六集》, 1978, pp. 154~159.