

新型流动空气-水混合冷却式片状钕玻璃激光器*

吕百达 蔡邦维 邢志刚 廖 严*

(四川大学物理系)

A novel slab geometry Nd:glass laser cooled by flowing air-water

Lu Baida, Cai Bangwei, Xin Zhigang, Liao Yan

(Department of Physics, Sichuan University, Chengdu)

提要: 本文描述了我们研制成功的一台片状 Nd 玻璃激光器的主要特点。详细报道了布氏角片状几何结构介质的设计和加工方法, 所采用的流动空气-水混合冷却片状激光器的实验技术和有关的测量结果。

关键词: 片状 Nd 玻璃激光器

一、引 言

片状几何结构激光器近年来发展十分迅速^[1~3], 国内一些单位相继开展了有关的研究工作。本文给出我们研制成功的一台片状硅酸盐钕玻璃激光器的阶段性实验结果。其中关于片状激光介质的设计加工、所采用流动空气-水混合冷却方案的实验技术和有关的结果等具有特色。

二、片状介质的设计和加工

2.1 片状激光介质的设计

通常光线可以两种方式入射到片状激光介质, 即 (a) 正入射; (b) 与端面成布氏(Brewster)角平行入射(图 1(a), (b))^[2]。无论那种入射方式, 均应满足在两泵浦侧面实现全内反射的要求。基于简单几何光学计算, 我们推导出片状介质长度 L 的普适设计方程为

$$L = \left[(n-1) \operatorname{ctg} \alpha + \frac{\sin(\alpha+\theta)}{\sin \alpha \sin \theta} \right] t \quad (1)$$

式中, t 为片状介质厚度; n 为光线在二泵浦侧面间的反射总数; α 为光线与侧面交角; θ 为片材端面角度, 详见图 1。

正入射时,

$$\beta = 0, \alpha + \theta = \frac{\pi}{2} \quad (2)$$

(1)式可改写为

$$L = \left[\frac{1 + (n-1) \sin^2 \theta}{\sin \theta \cos \theta} \right] t \quad (3)$$

以布氏角入射时,

$$\beta = \operatorname{tg}^{-1} \eta, \beta + \theta = \frac{\pi}{2} \quad (4)$$

(1)式简化为

$$L = (n \operatorname{tg} 2\theta + \eta) t \quad (5)$$

式中 η 为激光介质折射率。

设计^[2]时片状介质的宽厚比 $W:t$ 以不小于 2 为宜。我们利用现有硅酸盐钕玻璃棒改制, $\eta=1.51$ 选用布氏角平行入射方案, $W=10\text{mm}$, $t=5\text{mm}$, 当取反射光点总数 $n=12$ 时, 按(5)式计算得 $L=149\text{mm}$, 所得结果与实测完全相符。图 2 为用 He-Ne 为探测光入射到加工成形的钕玻璃片上所拍摄的全内反射照片, 均匀分布的 12 个全反射光点清晰可辨。

2.2 片状激光介质的加工

参考国内光学元件冷加工工艺规范和国外对片材加工技术要求^[4], 加工精度的具体指标定为厚度、

* 四川省科委科学基金(1986)资助课题。

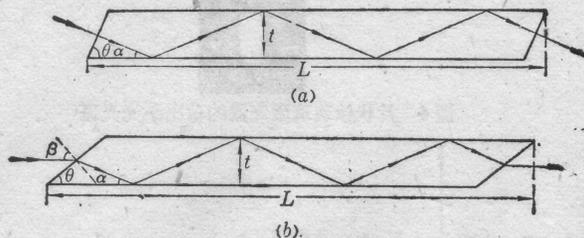


图1 片状几何结构的锯齿形全内反射光路图
(a) 光线正入射; (b) 光线与端面成布氏角平行入射。
 $n=4$

长度和宽度公差 $t \pm 0.05$ 、 $L \pm 0.10$ 、 $W \pm 0.10$; 布氏角精度 $\beta \pm 20''$; 端面平行度 $\delta < 3'$, 平面度 $N=0.5$, 光洁度 II 级; 全反射面平行度 $\delta < 40''$, 平面度 $N=2$, $\Delta N=0.2$, 光洁度 II 级; 绝热面用 302# 砂打毛。

片状材料的特点是 t 小、 L 长, 加工精度要求高, 其中特别是二个全反射大面和布氏角加工难度较大。为此, 我们采用先将材料加工成片条状, 在成型后再细抛全反射面, 最后加工两个布氏角端面的工序。为保证加工精度, 将片料用浮胶法紧贴在高级次的贴置板上, 以贴置板为基准来达到所需平行度。在加工布氏角时需将片材贴在一大棱体上, 加工精度取决于该棱体的精度, 并应防止出现扭角。

三、实验研究

3.1 实验装置特点

我们研制的片状钕玻璃激光器有以下主要特点: (1) 采用了新型流动空气-水的混合冷却方式, 即二支石英钎铈氙灯用流水冷却, 而片状激光介质则用流动空气冷却。其优点是, 与传统流水冷却方式比较, 它不仅避开了使用水流冷却激光介质时聚光腔封装工艺上的困难和片材受水中杂质污染的问题, 而且对要求高光束质量和长寿命工作的高功率激光系统而言, 混合冷却方式加上其它改进措施后更为可取。与静态气体传导冷却方式^[6]比较, 流动气体冷却方式则更适用于高重复泵浦频率的激光系统, 且其聚光腔的结构也要简单一些; (2) 目前关于片状几何结构激光器的解析理论^[1,2]忽略了边缘效应和端面效应, 仿照文献^[6]的实验方法, 我们所作的初步干涉测量结果表明, 虽然与棒状介质相比, 片状介质的热效应已大为降低, 但端面效应却是一个不可忽略的重要因素。为此我们采用了^[6]中将二个端面套入保护罩内的方案。实验表明, 这一措施能较为有效地减小端面效应。

实验中采用双椭圆聚光腔、双灯泵浦和平凹谐振腔结构。全反射镜为一个曲率半径 2m 的凹面镜,

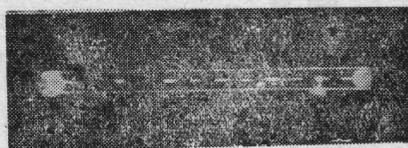


图2 片状钕玻璃全内反射照片
 $n=12$

输出耦合镜采用平面镜, 腔的几何长度为 60 cm。流动空气用 Z-0.05/7B 型空气压缩机并经预干燥和净化处理后注入, 用 SQL-1 型流量计实测气流速度为 20 L/min。

3.2 实验研究结果

(1) 片状材料加工质量的检测

对制作好的片状材料的平面度、平行度、布氏角角度分别用常规的干涉法、平行光管准直法和比较法等进行了测量。结果表明, 上述指标均达到了设计要求, 亦说明我们的加工方法是可行的。

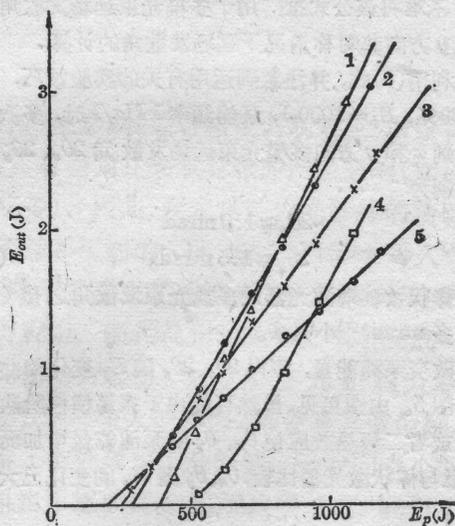


图3 片状钕玻璃激光器输出能量 E_{out} 随泵浦能量 E_p 的变化, 参数为透过率 T

- 1— $T=50\%$, $\eta_s=0.41\%$; 2— $T=30\%$, $\eta_s=0.34\%$;
- 3— $T=20\%$, $\eta_s=0.26\%$;
- 4— $T=70\%$, $\eta_s=0.30\%$; 5— $T=10\%$, $\eta_s=0.18\%$

(2) 片状钕玻璃激光器的效率曲线

改变泵浦能量 E_p 和输出镜的透过率 T , 用炭斗能量计(经中国计量科学院标定)测量输出激光能量

E_{out} , 所得 $E_{out}-E_p$ 效率曲线示于图 3, 图中 η_s 表示斜率效率。利用效率曲线, 以 E_p 为参数可作 $E_{out}-T$ 曲线, 由此求得这一装置的最佳耦合在 $T=38\%$ 附近, 其对应的斜率效率 η_s 大于 0.45% 。实验中测得的最大输出能量约为 5J 。

(3) 输出激光的偏振特性

采用 Glan 棱镜检测法, 测得输出激光偏振度 $P>99.8\%$, 偏振方向在入射面内。当适当增加泵浦功率时, 亦未观察到明显的退偏现象。

(4) 输出激光远场发散角的测量

远场发散角是衡量激光束质量的一个重要指标。实验得到输出激光光斑为矩形, 见图 4, 这是由片状介质截面的几何形状决定的。当未加限模光阑时, 一般为多模结构。测量激光远场发散角的方法有多种^[7], 根据我们目前的实验条件, 使用文献[8]所述的测量方法。这一方法的要点是分别测量输出激光在 s_1, s_2 处(以腰斑为参考原点 $s_2>s_1$) 的光斑半径 ω_1, ω_2 , 然后按照公式

$$2\theta_0 \approx \frac{2\sqrt{(\omega_2^2 - \omega_1^2)^2 + 4\lambda^2(s_2 - s_1)^2/\pi^2}}{(s_2 - s_1)(\omega_1 + \omega_2)} \quad (6)$$

就可算出远场发散角 $2\theta_0$ 。由(6)式的推导过程可知, 不难将该公式推广用于多模光束远场发散角和当 x, y 方向非对称情况下远场发散角的计算。

利用(6)式, 并注意到运用有关的实验技巧, 当 $T=30\%$, $E_p=1000\text{J}$, 泵浦频率 1Hz/s 时, 多次测量得到 x 和 y 方向多模光束远场发散角 $2\theta_x, 2\theta_y$ 之值分别为

$$\begin{aligned} 2\theta_x &\approx 1.0 \text{ mrad} \\ 2\theta_y &\approx 1.5 \text{ mrad}. \end{aligned} \quad (7)$$

这比棒状钕玻璃激光器的多模光束发散角之值(约为十多 mrad)^[7]小得多。

改变泵浦能量, 测得 $2\theta_x, 2\theta_y$ 随 E_p 变化的曲线示于图 5。由图可见, 虽然可能由于振荡横模阶次的增加或者二级热效应使 θ_x, θ_y 随泵浦能量增加而增加, 但与棒状激光器比较, θ_x, θ_y 随 E_p 的变化已大为减小。



图 4 片状钕玻璃激光器的输出激光光斑

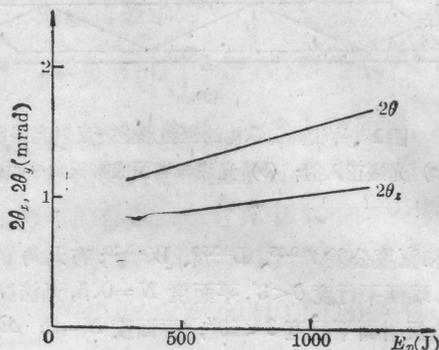


图 5 片状钕玻璃激光器多模远场发散角 $2\theta_x, 2\theta_y$ 随泵浦能量 E_p 的变化

本文作者对四川大学物理系匡一中教授, 杨经国副教授在实验工作中给予的支持和帮助谨致谢意。作者之一(吕百达)感谢与西德 H. Weber 教授就本文有关问题所进行的十分有益的讨论。

参 考 文 献

- 1 J. M. Eggleston, Ph. D. Dissertation, Stanford Uni., Stanford, CA (1982)
- 2 J. M. Eggleston et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-20** (3), 289 (1984)
- 3 T. J. Kane et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-21** (8), 1195 (1985)
- 4 H. Weber, 私人通讯, 1987
- 5 M. Reed et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-21** (5), 412 (1985)
- 6 T. J. Kane et al., *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-19** (9), 1351 (1983)
- 7 吕百达, 激光光学(四川大学出版社, 1986), p. 131, 247
- 8 李家伟, 吴昌军, 激光与红外, (2), 46 (1987)

(收稿日期: 1987年8月17日)