

钕玻璃圆筒激光器的热畸变

黄国松 周 烽 顾绍庭 张国轩 陈泽兴

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海, 201800

1989年4月24日收到

本文中对钕玻璃圆筒激光器的稳态热畸变进行了理论分析和实验测量, 讨论了实现千瓦输出的玻璃圆筒器件的基本参数.

PACC: 4260B; 4255B; 4255R

一、引 言

平动矩形板条玻璃激光器提出已经多年^[1], 由于这种器件对运动机构精度要求高、结构复杂, 板条在运动方向上要达到热负载均匀, 要求有很高的加速度, 因此进展不快. 1988年, HOYA 公司^[2]用 $6 \times 225 \times 225\text{mm}^3$ 的 LHG-5 玻璃板条平动, 获得 120W 的功率输出, 这是目前公开报道的平动玻璃板条器件的最高输出水平. 为避免板条平动带来的结构困难, 采用固定板条和均匀面照明的聚光器, 美国光谱技术公司^[3]用 $6.3 \times 56 \times 35\text{mm}^3$ 的双玻璃板条, 实现了 180W 输出, 这是目前报道的玻璃器件的最高输出平均功率. 虽然玻璃器件平均功率还较低, 但由于脉冲功率高, 光束在板条内部波导式传播使热效应的影响甚小, 输出激光发散角可接近衍射极限, 因而它在许多方面仍有应用前景.

旋转圆筒激光器^[4]结构较简单, 在圆筒内容易做到热负载均匀, 它可能成为高平均功率玻璃器件的结构之一. 对这种器件的热传导和热应力已作过分析^[5], 而对其泵浦感应的热畸变尚未见报道. 本文对圆筒玻璃激光器的泵浦感应稳态热畸变进行理论分析和实验测量, 结果表明, 当圆筒直径远大于壁厚时, 在相同热传导距离条件下, 即圆筒壁厚与实心棒直径相同情况下, 在同样泵浦功率密度时, 圆筒热畸变较实心棒大 1 倍左右. 尽管如此, 由于圆筒可以在不增加壁厚的条件下增大工作物质体积, 因而可能获得高平均功率输出. 讨论了实现千瓦输出的圆筒激光器参数.

二、理 论

连续或准连续激光器中, 泵浦和冷却产生的温度梯度引起激光材料折射率改变,

$$\Delta n = \beta_e \Delta \tau + \frac{\partial n}{\partial \sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \tau} \Delta \tau, \quad (1)$$

式中 β_e 为材料的折射率温度系数, $\Delta \tau$ 为温度变化, σ 为由温度梯度产生的热应力. (1) 式等号右边第一项是温度变化直接产生的折射率改变第二项是热应力引起的折射率变

化。

激光材料热应变使极化率改变,因而介电系数发生相应变化^[6],

$$\Delta \frac{1}{\epsilon_{ij}} = \sum_{kl} P_{ijkl} S_{kl}, \quad (2)$$

式中 ϵ_{ij} 为二阶介电系数张量的张量元, P_{ijkl} 为四阶 Pockels 光弹系数张量元, S_{kl} 为二阶应变张量元, $i, j, k, l = 1, 2, 3$ 分别对应于 x, y, z 坐标脚标. 对大多数材料, $\epsilon_{ij} = n_{ij}^2$, n_{ij} 为二阶折射率张量元. 利用上述关系式并对 $1/n_{ij}^2$ 求微分得到热应变引起的折射率变化为

$$\Delta n_{ij} = -\frac{n_{ij}^3}{2} \sum_{kl} P_{ijkl} S_{kl} \approx -\frac{n_0^3}{2} \sum_{kl} P_{ijkl} S_{kl}, \quad (3)$$

式中 n_0 为应变前折射率. 利用应变-应力关系^[7]

$$S_{kl} = \sum_{mn} K_{klmn} \sigma_{mn}, \quad (4)$$

式中 K_{klmn} 为弹性系数张量; σ_{mn} 为应力张量. 因此热应力引起的折射率变化为

$$\Delta n_{ij} = -\frac{n_0^3}{2} \sum_{klmn} P_{ijkl} K_{klmn} \sigma_{mn}. \quad (5)$$

由于应力作用与反作用必须平衡, 因此

$$\sigma_{mn} = \sigma_{nm}. \quad (6)$$

P_{ijkl}, K_{klmn} 81 个分量中只有 36 个独立分量, 采用如下新旧脚标变换:

$$1 \Rightarrow 11, 2 \Rightarrow 22, 3 \Rightarrow 33, 4 \Rightarrow 23, 5 \Rightarrow 31, 6 \Rightarrow 12.$$

新旧脚标变量之间有如下关系:

$$P_{ij} = \delta_{ij} P_{klmn}, \quad (7)$$

式中

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j = 1, 2, 3; \\ 2 & i \neq j, i, j = 4, 5, 6; \\ 4 & i = j = 4, 5, 6. \end{cases}$$

利用(7)式将(5)式化简为

$$\Delta n_i = \sum_l C_{il} \sigma_l, \quad (8)$$

式中

$$C_{il} = -\frac{n_0^3}{2} \sum_j P_{ij} K_{jl}. \quad (9)$$

对于各向同性材料, 系数 P_{ij}, K_{il} 不因坐标变换而变化, 通过坐标变换得到非零的系数

$$\begin{aligned} P_{11} &= P_{22} = P_{33}, \quad P_{12} = P_{21} = P_{13} = P_{31} = P_{23} = P_{32}, \\ P_{44} &= P_{55} = P_{66} = P_{11} - P_{12}, \quad K_{11} = K_{22} = K_{33} = 1/E, \\ K_{12} &= K_{21} = K_{13} = K_{31} = K_{23} = K_{32} = -\nu/E, \\ K_{44} &= K_{55} = K_{66} = (1 + \nu)/E. \end{aligned} \quad (10)$$

式中 E, ν 分别为材料的杨氏模量和泊松比。

将(10)式代入(8)式展开后坐标复原得

$$\begin{aligned}\Delta n_r &= C_1 \sigma_{rr} + C_2 (\sigma_{\theta\theta} + \sigma_{zz}), \\ \Delta n_\theta &= C_1 \sigma_{\theta\theta} + C_2 (\sigma_{rr} + \sigma_{zz}),\end{aligned}\quad (11)$$

式中

$$C_1 = -\frac{n_0^3}{2E} (P_{11} - \nu P_{12}), \quad C_2 = -\frac{n_0^3}{2E} (P_{12} - \nu P_{11} - \nu P_{12})$$

为玻璃的应力光学系数, $\Delta n_r, \Delta n_\theta$ 分别为径向、切向偏振光折射率变化。

假定圆筒体内均匀发热, 圆筒热弛豫时间远大于泵浦周期, 忽略圆筒内外表面热交换差异。在达到热平衡时圆筒温度分布为^[5]

$$\tau(r) = \tau_0 - \frac{Q}{4K} \left(r^2 - C^2 \ln \frac{r}{a} \right), \quad (12)$$

式中

$$\tau_0 = \frac{Q}{4K} \left[a^2 - \frac{2a}{h} + \frac{C^2}{ah} \right],$$

Q 为单位体积的热耗散功率, 称为体积发热密度; a 为圆筒内半径;

$$C^2 = \frac{2a + 2b + h(b^2 - a^2)}{1/a + 1/b + h \ln b/a},$$

b 为圆筒外半径, 而

$$h = H/\kappa,$$

κ 为玻璃的导热系数, 其值为 0.0101 W/cmK ; H 为圆筒内外表面热交换系数, 取值为 $0.6 \text{ W/cm}^2\text{K}^{[6]}$, 因此 $h = 60 \text{ cm}^{-1}$, 在此条件下,

$$\tau_0 \approx \frac{Q}{4K} a^2. \quad (13)$$

轴对称稳态温度分布下圆筒的热应力为^[5]

$$\begin{aligned}\sigma_{rr}(r) &= \frac{\kappa}{2M_s} \left[\left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \bar{\tau} - \tau(r) \right], \\ \sigma_{\theta\theta}(r) &= \frac{\kappa}{2M_s} \left[\left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \bar{\tau} + \tau(r) - 2\tau(r) \right], \\ \sigma_{zz}(r) &= \frac{\kappa}{M_s} [\bar{\tau} - \tau(r)],\end{aligned}\quad (14)$$

式中

$$\bar{\tau} = \frac{2}{b^2 - a^2} \int_a^b \tau(r) r dr, \quad \tau(r) = \frac{2}{r^2} \int_a^r \tau(r) r dr,$$

M_s 为材料的品质因素, $M_s = \frac{1-\nu}{\alpha E} \kappa$, 式中 α 为材料的热膨胀系数。

利用(1)式和(11)–(14)式, 经繁杂运算后得到圆筒折射率热变化

$$\Delta n_{r,\theta} = n^0 + \frac{pQ}{4K} \left(a^2 + C^2 \ln \frac{r}{a} - r^2 \right) \pm \frac{qQ}{8K} \left[C^2 - r^2 - (a^2 + \Gamma^2) \frac{a^2}{r^2} \right], \quad (15)$$

式中

$$\begin{aligned} n^0 &= \frac{Q}{8K} (B_c + p)(2a^2 + \Gamma^2 - C^2), & p &= \beta_c - \frac{\kappa}{2M_s} (C_1 + 3C_2) \\ q &= \frac{\kappa}{2M_s} (C_1 - C_2) & \Gamma^2 &= \frac{2b^2C^2}{b^2 - a^2} \ln \frac{b}{a} - b^2 - a^2, \end{aligned} \quad (16)$$

p, q 称为玻璃的应力热光系数。对自然光, 折射率热变化近似为

$$\Delta n = \frac{1}{2}(n_r + n_\theta) = n^0 + \frac{pQ}{4K} \left(a^2 + C^2 \ln \frac{r}{a} - r^2 \right). \quad (17)$$

对上式求极值, 得到圆筒内折射率极大值的位置为

$$r_{\max} = \frac{\sqrt{2}}{2} C.$$

圆筒内最大折射率差为

$$\Delta n(r_{\max}) - \Delta n(a) = \frac{pQ}{4K} \left(a^2 + C^2 \ln \frac{r_{\max}}{a} - r_{\max}^2 \right). \quad (18)$$

当圆筒内径 $a = 0$ 时, $C^2 = 0$, $\Gamma = b$, $C^2 \ln \frac{r}{a} = b^2$, 得到半径为 b 的细长棒相应于

(17), (18) 式的结果为

$$\Delta n_{rod} = \frac{Q(\beta_c + p)}{8K} b^2 - \frac{pQ}{4K} r^2, \quad (19)$$

$$\Delta n(0) - \Delta n(b) = \frac{pQ}{4K} b^2. \quad (20)$$

在单位体积发热密度时圆筒和圆棒内最大折射率差分别为

$$\frac{\Delta n(r_{\max}) - \Delta n(a)}{Q} = \frac{p}{4K} \left[a^2 + \left(\ln \frac{\sqrt{2}C}{2a} - \frac{1}{2} \right) C^2 \right], \quad (21)$$

$$\frac{\Delta n(0) - \Delta n(b)}{Q} = \frac{p}{4K} b^2. \quad (22)$$

给定如下玻璃圆筒参数:

$$\begin{aligned} a &= 7.0 \text{cm}, & b &= 7.8 \text{cm}, \\ \beta_c &= 1.64 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}, & p &= 5.6 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}, \\ \alpha &= 8.0 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}, & E &= 7.6 \times 10^4 \text{kg/cm}^2, \\ \nu &= 0.23, & \kappa &= 10.1 \times 10^{-3} \text{W/cm}^\circ\text{C}, \\ h &= 60 \text{cm}^{-1}. \end{aligned}$$

在上述玻璃圆筒参数下, 圆筒内最大折射率差为 4.43×10^{-5} , 而直径为 0.8cm 的细长棒内最大折射率差为 2.21×10^{-5} . 因此, 在相同热传导距离条件下, 即圆筒壁厚 t 与圆棒直径 b 相等时, 圆筒热畸变为棒的 2 倍, 这与矩形板条的结果^[10]相类似. 因此, 对玻璃圆筒, 其内部折射率热变化最大差值可近似用壁厚来描述,

$$\frac{\Delta n(r_{\max}) - \Delta n(a)}{Q} = \frac{p}{2\kappa} r^2.$$

图 1 给出上述圆筒与圆棒的折射率径向分布。

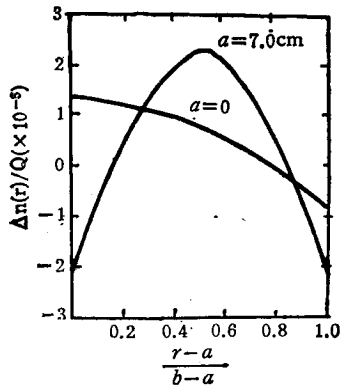


图 1 相同热传导距离下圆筒与圆棒的折射率分布

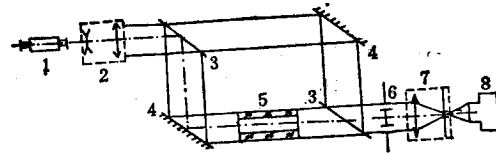


图 2 测量圆筒热畸变装置

1 为 He-Ne 激光器; 2 为扩束望远镜; 3 为 6328 Å 半反射镜; 4 为 6328 Å 全反射镜; 5 为玻璃圆筒; 6 为光阑; 7 为空间滤波器; 8 为相机

三、实 验

图 2 是测量圆筒热畸变的实验装置。圆筒激光器件结构如图 3。圆筒几何尺寸为: $a = 0.9\text{cm}$, $b = 1.5\text{cm}$, 长为 10cm, 实际有效泵浦体积为 32cm^3 。置于圆筒中心线上的脉冲氙灯为 $\phi 8 \times 70\text{mm}$, 长 80mm, 直径为 35mm 的圆柱银反射器为聚光腔、玻璃圆筒内外表面用流水冷却。

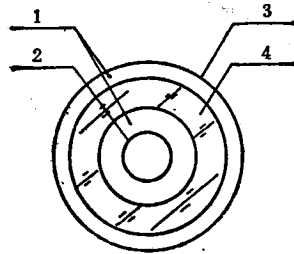


图 3 圆筒激光器结构

1 为冷却水; 2 为泵浦灯;
3 为银反射器; 4 为玻璃圆筒

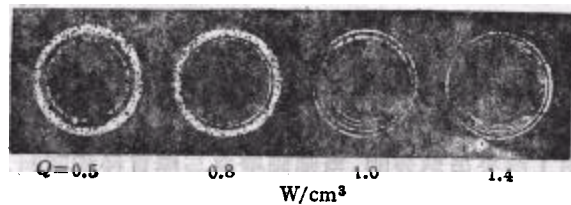


图 4 不同泵浦功率下圆筒的干涉条纹照片

每次泵浦脉冲能量为 80J, 重复频率分别为 2, 4, 5, 7Hz, 相应的平均泵浦功率为 160, 320, 400 和 560W, 泵浦功率中约有 8% 转换为玻璃发热, 相应的发热密度为 0.4, 0.8, 1.0 和 1.4W/cm^3 。由热传导方程求解得到圆筒热弛豫时间为 6.5s。由于泵浦脉冲周期远小于热弛豫时间, 热畸变实际上是稳态。图 4 给出各不同泵浦功率下获得的稳态时

干涉条纹。

对图 4 的数据处理中,假定在圆筒内外表面上折射率不变,由此得到的折射率分布如图 5 所示. 其中虚线为 $Q = 1.4 \text{ W/cm}^3$ 时根据(17)式计算的结果,实验结果与计算结果相差很小.

四、讨 论

图 5 的结果表明,当 $Q = 1.4 \text{ W/cm}^3$ 时,圆筒内最大折射率差为 2.3×10^{-5} , 而由(18)式计算结果为 3.0×10^{-5} . 由于实验中 Q 不是常数,在圆筒内表面附近 Q 值较高,因而折射率最大值与理论计算有一定偏离,特别在圆筒外表面附近, Q 值较小,因而实验与理论偏离较大. 同时,图 1 的结果表明,在圆筒内外表面附近由于张应力作用使密度减小而折射率下降,而实验上从干涉条纹照片中无法判断折射率改变量的正负符号,只能假定内外表面上折射率变化为零. 因此实验曲线(图 5)与理论曲线(图 1)有微小差异,但折射

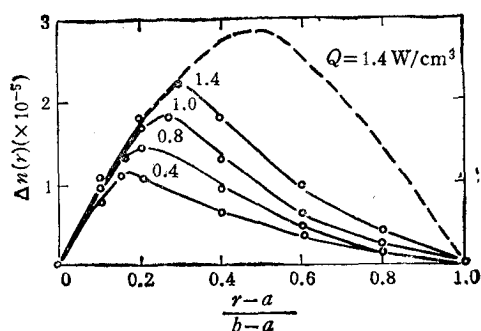


图 5 不同泵浦功率下圆筒折射率热变化的径向分布

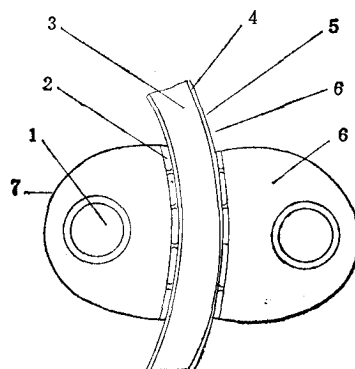


图 6 可能获得千瓦输出的玻璃圆筒激光器结构

1 为泵浦灯; 2 为紫外滤光片; 3 为玻璃圆筒; 4 为氮气冷却层; 5 为散热金属片; 6 为冷却水; 7 为椭圆反射器

率分布规律与变化量大小(图 5 中虚线与实线),计算结果与实验测量结果基本相符,从而证明我们给出的理论模型基本上反映了实际激光器中的情况.

图 1 结果虽然表明,当圆筒壁厚与棒直径相同时,圆筒的热畸变比实心棒大 1 倍. 但是计算表明,用实心棒作高平均功率激光器,要获得 1 kW 输出,棒长需要 4 m ,而实心棒的热透镜焦距远小于 4 m ,因而这种结构不可能获得高平均功率输出. 而圆筒可以在不增加厚度的情况下扩大工作物质体积. 采用旋转玻璃圆筒,可以实现在不同泵浦时刻使圆筒某局部区域产生激光,以保证有足够高的泵浦功率密度而获得高的激光增益. 当圆筒旋转速度足够快,以致各局部区域的泵浦周期远小于圆筒的热弛豫时间,则整个圆筒可视为热稳态,圆筒在整个内外表面上散热,热应力分布于整个圆筒上,因而可以实现高重复频率运转而获得高平均功率输出.

图 6 给出可能实现千瓦输出的玻璃圆筒激光器结构.

图 6 中所用圆筒内半径为 7cm, 外半径为 7.8cm, 长为 35cm, 总体积为 1300cm^3 , 泵浦灯为 $\phi 12 \times 320\text{mm}$, 每次泵浦工作物质体积约 26cm^3 , 泵浦能量为 $2 \times 700\text{J}$, 相应的泵浦能量密度为 $54\text{J}/\text{cm}^3$, 采用高掺钹浓度的磷酸盐玻璃, 激光效率可望超过 2%^[9], 因而每个脉冲输出能量在 28J 以上. 圆筒每秒旋转一周发射 40 个光脉冲, 每个局部区域每秒泵浦一次, 远小于圆筒的热弛豫时间 (11s). 激光器预期输出功率在千瓦以上, 而平均热负载功率密度为 $43\text{W}/\text{cm}^3$, 热耗散功率密度为 $3.5\text{W}/\text{cm}^3$, 圆筒内折射率最大相差 1.54×10^{-4} , 与输出几十瓦水平的圆棒相比, 热畸变要小 3 倍以上, 因而光束质量将不比几十瓦水平的棒状结构差.

计算和实验表明, 对 $\phi 12 \times 320\text{mm}$ 的泵浦灯, 其功率负载为 $1\text{kW}/\text{cm}$, 两支灯总负载达 6.4kW , 而在我们给的参数中, 灯的总负载为 5.6kW . 磷酸盐玻璃在厚度为 0.8cm 时理论极限负载为 $94\text{W}/\text{cm}^3$, 而我们只有 $43\text{W}/\text{cm}^3$, 这表明上述器件参数还留有一定余地.

旋转圆筒结构与矩形板条平动机构相比, 机械结构简单而紧凑, 没有矩形板条的边缘效应, 容易实现热负载均匀. 采用矩形板条平动结构, 为了减小边缘效应, 必须增大工作物质尺寸, 按与圆筒相同热负载计算, 矩形板条总体积需 1400cm^3 , 其尺寸为 $30 \times 60 \times 0.8\text{cm}^3$, 该板条重量达 5kg, 整个运动机构重量在 10kg 以上, 要使如此笨重的工件作往返运动, 在速度拐点附近的加速度要在重力加速度的 3 倍以上, 这对驱动器. 传动机械和玻璃都是沉重的负担. 文献[10]中提出的方案, 虽然板条厚度只有 0.44cm, 提高了热负载能力、减轻了重量, 但加工 $0.44 \times 30 \times 60\text{cm}^3$ 的薄板决不比加工圆筒容易, 因为玻璃自重就足以使加工面形发生严重畸变, 甚至引起断裂. 但是, 圆筒激光器目前尚未找到实现 Z 形光路传播的谐振腔结构, 因而其输出光束质量较矩形板条器件差.

上述分析表明, 旋转圆筒玻璃激光器是实现高平均功率输出较有希望的方案之一, 对这种器件热效应、热畸变的分析, 将为这种器件的设计提供理论基础.

- [1] R. L. Byer, US Patent, 4 555 786, (1985).
- [2] H. Sekiguchi *et al.*, paper THV2, Conference on Laser and Electro-Optics, Anaheim, U. S. A., (1988).
- [3] G. F. Albrecht *et al.*, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, Vol. 622, (1986), 18.
- [4] M. J. Mandella, US Patent, 4 567 597, (1986).
- [5] 周烽、张国轩、黄国松、王之江, 物理学报, **38**(1989), 247.
- [6] R. S. Krishnan, *Progress in Crystal Physics*, 1(1958), 102.
- [7] 徐宏文著, 应力分析, 科学出版社, (1964).
- [8] W. Koehnner, *J. Appl. Phys.*, 44(1973), 3162.
- [9] T. Kanabe *et al.*, paper SUB 6, International Conference on Laser, Xiamen, China, (1987).
- [10] S. Basu *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-22**(1986), 2052.

THERMAL DISTORTION OF Nd: GLASS HOLLOW CYLINDER LASERS

HUANG GUO-SONG ZHOU FENG GU SHAO-TING ZHANG GUO-XUAN CHEN ZE-XING

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai, 201800

(Received 24 April 1989)

ABSTRACT

The theoretical analysis and experimental result of steady-state thermal distortion in hollow cylinder lasers are given in this paper. The basic considerations of a 1 kW average power Nd: glass hollow cylinder laser are presented.

PACC: 4260B; 4255B; 4255K