

固体激光器的发热效率

黄国松 顾绍庭 顾根才

(中国科学院上海光机所, 201800)

提要: 在分析板条激光器发热效率基础上, 提出了发热效率的测量新方法, 给出了板条器件和圆棒器件的测量结果。

关键词: 发热效率

Heat generation efficiency of solid state lasers

Huang Guosong, Gu Shaoting, Gu Gencai

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

Abstract: The heat generation efficiency of slab lasers is analysed. A new method of measuring the heat generation efficiency is proposed and the measuring results for slab and rod lasers are given.

Key words: heat generation efficiency

一、引言

在高平均功率固体激光器设计中, 定量估算泵浦光在激光工作物质内部所产生的热量是十分重要的。从泵浦灯的发射光谱和 Nd^{+3} 的吸收光谱可以计算在激活离子亚稳态能级上单位贮能所产生的热量 (χ), 在不同条件下得到的 χ 值在 0.5~2.0 之间^[1], 而对广泛采用的 LHG-5 磷酸盐玻璃, χ 的测量值在 1.8^[2] 和 3.0^[3] 之间。

定义激光工作物质的发热功率与平均泵浦功率之比为发热效率 η_H , 对国产 N_{2135} 磷酸盐激光玻璃, Nd^{+3} 亚稳态能级上贮能为泵浦能量的 6.1%, 按文献 [1~3] 的 χ 值计算, 这种器件的发热效率为 11~18%。Denker 等^[4]对棒状 YAG 和 GLS24 玻璃器件的发热效率测量结果分别为 11% 和 14%, 滤去泵浦灯小于 460 nm 波长的短波辐射后, 激光器的发热量减小 30~40%。显然, η_H 值和材料性质与器件结构有关。

文献报道的发热效率测量中, 在测量工作物质温升时, 没有考虑热传导的影响^[4], 在干涉测量中^[3, 4], 没有考虑热应力对光程变化的贡献, 将给测量结果带来较大的误差。

本文通过对热透镜效应的分析, 提出了测量热透镜焦距而获得发热效率的简便方法, 给出了玻璃板条器件和棒状器件的测量结果。

二、板条器件的发热效率

考虑如图 1 所示的矩形板, 在上下表面均匀泵浦和冷却。泵浦总平均功率为 P_0 , 设电光转换和反射器光匹配效率分别为 η_1 和 η_2 , 矩形板的长宽厚分别为 L 、 W 、 t , 那么到达板上下表面的泵浦光功率和光强分别为 $\frac{1}{2} P_0 \eta_1 \eta_2$ 和 $\frac{I_0}{2} = \frac{P_0 \eta_1 \eta_2}{2LW}$, 单位体积工作物质的泵浦电功率为

$$P_{in} = I_0 / t \eta_1 \eta_2 \quad (1)$$

设激光介质对泵浦光各波长的平均吸收系数为 α , 在板条内 y 坐标处的泵浦光强应为上下表面光强 (乌莫夫-玻印庭) 矢量之和:

$$I(y) = \frac{I_0}{2} [e^{-\alpha(\frac{t}{2}-y)} - e^{-\alpha(\frac{t}{2}+y)}]$$

Fig. 1 Rectangular slab

即

$$I(y) = I_0 e^{-\alpha t/2} \sinh(\alpha y) \quad (2)$$

沿板条厚度方向上单位长度光强变化量即为被单位体积工作物质所吸收的泵浦光功率:

$$Q(y) = \frac{dI(y)}{dy} = I_0 \alpha e^{-\alpha t/2} \cosh(\alpha y) \quad (3)$$

我们暂不考虑吸收泵浦光转化为激光输出的能量, 先假定吸收的泵浦光全部转变为发热量, 那么单位体积工作物质平均吸收的泵浦功率即为发热密度:

$$Q = \frac{1}{t} \int_{-t/2}^{t/2} Q(y) dy = (1 - e^{-\alpha t}) I_0 / t \quad (4)$$

定义发热密度与单位体积工作物质泵浦电功率之比为发热效率 η_H , 并考虑到泵浦光中转化为激光输出的效率 η_0 , 利用 (1)、(4) 式得

$$\eta_H = \eta_1 \eta_2 (1 - e^{-\alpha t}) - \eta_0 \quad (5)$$

显然, η_H 与激光材料和器件结构有关。

在一定热边界条件下, 矩形板可近似为无限大平板, 当连续或高重复频率脉冲泵浦达到热平衡时的温度分布为^[5]

$$T_s(y) = T_c - \frac{I_0}{\alpha K} e^{-\alpha t/2} \left[\cosh(\alpha y) - \frac{2}{\alpha^2 t} \sinh(\alpha t/2) \right] \quad (6)$$

$$\text{其中 } T_c = T_0 + \frac{I_0}{K} e^{-\alpha t/2} \left[\frac{K}{H} \sinh(\alpha t/2) + \frac{1}{\alpha} \cosh(\alpha t/2) - \frac{2}{\alpha t} \sinh(\alpha t/2) \right]$$

为板条的平均温升, T_c 为冷却剂温度, K 为板条材料的热传导系数, H 为板条表面热交换系数。当光线沿 z 轴传播时, 电矢量在 x 、 y 方向振动的线偏振光的折射率热变化分别为^[6]

$$\left. \begin{aligned} \Delta n_x(y) &= \beta T_s(y) + c_1 \sigma_{xx} + c_2 (\sigma_{yy} + \sigma_{zz}) \\ \Delta n_y(y) &= \beta T_s(y) + c_1 \sigma_{yy} + c_2 (\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中 β 和 c_1 , c_2 分别为板条材料的折射率温度系数和应力光学系数。在热稳态条件下, 平板的热应力为^[6]

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} &= \frac{K}{M_s} [T_s - T_s(y)] \\ \sigma_{xy} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

其中 M_s 为板条材料的品质因素。因此

$$\Delta n_{x,y}(y) = (p \mp q) [T_s(y) - T_s] + \beta T_s \quad (9)$$

将 (6) 式代入后按级数展开, 在一级近似下得

$$\Delta n_{x,y}(y) = n_{x,y}^0 - \frac{1}{2} \alpha_{x,y} y^2 \quad (10)$$

其中

$$\begin{aligned} n_{x,y}^0 &= n_0 + \frac{Q_0}{24K} t^2 (p \mp q), \quad \alpha_{x,y} = \frac{Q_0}{K} (p \mp q) \\ n_0 &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{H} + \frac{t}{6K} \right) \beta Q_0 t; \quad p = \beta - \frac{K}{2M_s} (c_1 + 3c_2) \\ q &= \frac{K}{2M_s} (c_1 - c_2); \quad Q_0 = I_0 \alpha e^{-\alpha t/2} \approx Q \end{aligned}$$

板条的稳态热畸变可等效成柱透镜^[7], 其焦距为 $f_{x,y} = 1/\alpha_{x,y} \cdot L$ 。对自然光, 折射率热变化为

$$\Delta n(y) = \frac{1}{2} [\Delta n_x(y) + \Delta n_y(y)]$$

相应热透镜焦距为

$$f_H = K/pQ_0L \quad (11)$$

由于 Q_0 在一级近似下即为平均发热密度 Q , 因此发热效率 η_H 为

$$\eta_H = \frac{K}{P_{in} P L f_H} \quad (12)$$

板条的热透镜焦距容易进行实验测量, 因而可以简便地获得激光器件的发热效率。

对棒状器件, 类似的分析得到其光棒的热透镜焦距^[8]:

$$f_{rod} = 2K/PQL \quad (13)$$

其中 Q 为圆棒内的发热密度, L 为棒长, 同样可以通过测量热透镜焦距获得器件的发热效率:

$$\eta_{rod} = 2K/P_{in} P L f_{rod} \quad (14)$$

三、发热效率测量

测量激光工作物质热焦距实验装置为图 2 所示。He-Ne 激光器 1 经扩束准直镜 2 后成平行光束, 通过待测样品 3 后用焦距为 f_0 的透镜 4 聚焦到带针孔的光电转换器 5 上, 改变光电转换器与透镜的轴向距离, 当接收光强最大时即为透镜焦点。样品在泵浦作用下产生热透镜效应时, 系统焦距与原焦距 f_0 之间的差为

$$\delta = \frac{f_0^2}{f_0 + f_H - b - \frac{d}{2n}} \quad (15)$$

待测样品热透镜焦距为

$$f_H = \frac{f_0^2}{\delta} + b + \frac{d}{2n} - f_0 \quad (16)$$

其中 n 为样品在室温下的折射率。

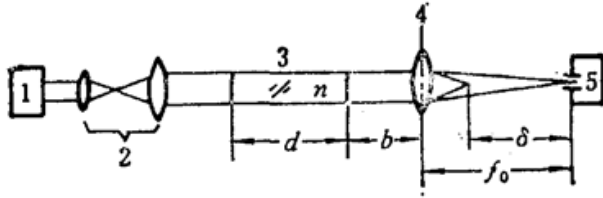


Fig. 2 Equipment for measuring the heat generation efficiency

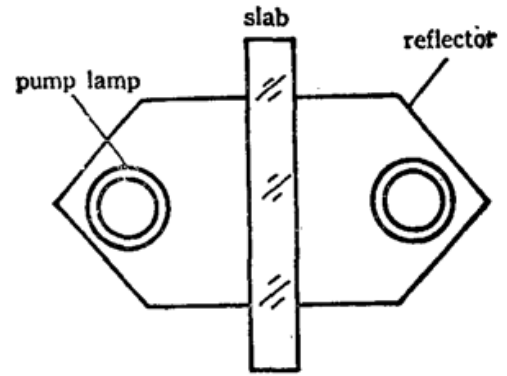


Fig. 3 Slab laser structure

用双灯泵浦磷酸盐玻璃板条,采用如图3所示的三角形反射器,三角形顶角为 100° ,开口宽度为45 mm,长240 mm,脉冲氙灯尺寸为 $\phi 12 \times 230$ mm,矩形玻璃板条为 $300 \times 60 \times 6$ mm³的N₂₁₃₅玻璃,有效泵浦体积为 $240 \times 45 \times 6$ mm³,整个器件用全腔水冷,板条两侧面绝热以减轻边界效应。发热效率测量结果列于表1中。

Table 1 Measuring results of the heat generation efficiency of glass slabs

P_{in} (W/cm ³)	f_H (cm)	η_H (%)	[5]
11	243	11.8	$P=0.7 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ $K=0.0053 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$ $\alpha=0.6 \text{ cm}^{-1}$ $\eta_1=0.6, \eta_2=0.7$ $\eta_0=0.015$
16	178	11.1	
22	123	11.6	
33	78	12.3	
calculated with (5)	$\eta_H=11.2\%$	$\bar{\eta}_H=11.6$	

Table 2 Heat generation efficiency of YAG rod and glass rod lasers

Sample	Nd ³⁺ (10 ²⁰ /cm ³)	P_m (W/cm ³)	f_{rod} (cm)	η_H (%)	YAG parameters
YAG	1.0	590	140	5.0	$P=8.0 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$ $K=0.14 \text{ W/cm} \cdot ^\circ\text{C}$
N ₂₁₁₂	1.4	120	270	5.2	
N ₂₁₂₄	3.0	120	160	8.8	
N ₂₁₃₅	4.5	120	110	12.8	

对单灯泵浦的圆棒器件发热效率的测量采用单椭圆反射器,其长短轴分别为21 mm和18 mm,长90 mm,激光棒为 $\phi 6 \times 100$ mm,器件采用分腔水冷。表2给出了对YAG和不同掺钕浓度的磷酸盐玻璃激光棒发热效率的测量结果。表1结果与按(5)式计算结果相当接近,而表2说明玻璃中Nd³⁺浓度增加发热效率迅速增大。

四、讨 论

板条激光工作物质的热应力破坏限制了固体激光器平均泵浦功率密度^[5],

$$P_{\max} = \frac{\alpha R_s}{t\eta_1\eta_2} e^{-\alpha t/2} \frac{1}{\cosh(\alpha t/2) - \frac{2}{\alpha t} \sinh(\alpha t/2)} \quad (17)$$

利用 (5) 式在一级近似下上式化为

$$P_{\max} = \alpha^2 R_s \frac{1}{\eta_H \left[\cosh(\alpha t/2) - \frac{2}{\alpha t} \sinh(\alpha t/2) \right]} \quad (18)$$

式中除 α 和 R_s 决定于材料物理性质外, 其余参数与器件结构有关。因此, 寻找高热冲击参数的激光材料、减少工作物质对泵浦灯短波 ($\lambda < 400 \text{ nm}$) 辐射和红外 ($\lambda > 1.4 \mu\text{m}$) 辐射的吸收、适当增大板条表面积、减小厚度, 是提高器件输出平均功率的有效方法。

表 2 结果说明, Nd^{+3} 浓度增加使发热量迅速增大, 除了 Nd^{+3} 对泵浦光的吸收增加外, 对激光的自吸收也迅速增加。在 360 K 下, Nd^{+3} 浓度为 3 Wt% 时, 在 $1.053 \mu\text{m}$ 处吸收系数为 $0.68\% \text{ cm}^{-1}$ ^[8], 掺 Nd^{+3} 浓度增加一倍, 自吸收也增加一倍^[9], 激光增益的增加不能补偿发热量增大而引起的输出功率下降^[3]。因此, 在高平均功率激光器件中, 高掺杂浓度的钕玻璃似乎不适用。

参 考 文 献

- 1 J. L. Emmett *et al.*, LLNL, Livermore, CA, Rep. UCRL-53571, Sept. 1984
- 2 J. M. Ehhleston *et al.*, *Opt. Lett.*, **7**, 405 (1982)
- 3 M. S. Mangir *et al.*, *IEEE J Quant. Elect.*, **QE-22**, 574 (1986)
- 4 B. I. Denker *et al.*, *Sov. J Quant. Elect.*, **18**, 1575 (1988)
- 5 顾绍庭 *et al.*, *物理学报*, **40**, 399 (1991)
- 6 黄国松 *et al.*, *物理学报*, **39**, 1563 (1990)
- 7 J. M. Eggleston *et al.*, *IEEE J Quant. Elect.*, **QE-20**, 289 (1984)
- 8 J. L. Emmett *et al.*, LLNL, Livermore CA, Rep. UCRL-5344, Nov (1982)
- 9 V. A. Alekseeva *et al.*, *Sov. J. Opt. Tech.*, **49**, 739 (1982)

(上接第 895 页)

为 $400 \mu\text{m}$ 左右。对于偏转反射镜结构的列阵, 典型数据为单个器件腔长 $250 \mu\text{m}$, 间隔 $100 \mu\text{m}$, 因为所需基本 Talbot 距离为 $10000 \mu\text{m}$ 左右, 所以自成像腔内的激活介质长度很短而且远小于衍射距离。本文中简化考虑激光列阵为无穷薄的平面物体是基本合适的。这可减少问题的复杂性。

在这两篇文章中, 我们分析了没有激活介质影响的共振腔模式结构的基本问题即所谓被动腔模式结构。对于激活介质的增益不均匀性等影响, 即主动腔的模式问题, 可引入适当的孔径修正函数作进一步计算。

作者感谢黄洪欣在计算中的帮助, 感谢周晓萍和赵丽英的帮助。

参 考 文 献

- 1 L. Liu, *Opt. Lett.*, **14**, 1312~1314 (1989)
- 2 J. T. Winthrop, C. R. Worthington, *J. Opt. Soc. Am.*, **55**, 373~381 (1965)
- 3 L. Liu, L. Zhao, *Chin. Phys.*, **9**, 810~814 (1989)
- 4 A. G. Fox, T. Li, *Bell. Syst. Tech. J.*, **40**, 453~488 (1965)
- 5 J. K. Butler *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **44**, 293~295 (1984)
- 6 E. Kapon *et al.*, *Opt. Lett.*, **10**, 125~127 (1984)