

·测试、试验与仿真·

Tm:YLF 板条与块状晶体热效应对比分析

司汉英¹, 曹凤江²

(1. 光电信息控制和安全技术重点实验室, 天津 300308; 2. 沧州职业技术学院, 河北 沧州 061000)

摘要:根据热传导理论建立了板条和块状晶体的热传导方程, 通过对热传导方程的求解以及数值模拟, 对比分析了高泵浦功率下 Tm:YLF 板条和块状晶体的温度分布, 热应力和热透镜效应。计算结果表明, 板条晶体更适合高功率激光输出, 可为提升激光器功率提供必要的理论指导。

关键词: Tm:YLF; 热效应; 温度分布

中图分类号: O414.1

文献标识码: A

文章编号: 1673-1255(2017)-02-0068-05

Analysis and Comparison of Thermal Effect of the Tm:YLF Slab and Bulk Crystals

SI Han-ying¹, CAO Feng-jiang²

(1. Key Laboratory of Electro-optical Information Control and Security Technology, Tianjin 300308, China;

2. Cangzhou Technical College, Hebei 061000, China)

Abstract: Based on heat conduction theory, the heat conduction equation of slab and bulk crystals is established. Making solution for heat conduct equation and numerical simulation, the temperature distribution, thermal stress and thermal lens effect of the Tm:YLF of slab and bulk crystals is analyzed comparatively in the condition of high pumping power. The calculated results indicate that the slab crystal is more suitable for the output of high power laser. The necessary theoretical guidance is provided for developing the laser power.

Key words: Tm:YLF; thermal effect; temperature distribution

随着光学材料和激光技术的不断发展, 尤其是半导体激光二极管输出功率的提升及输出波长延伸到近红外, 近十年来 2 μm 激光器得到了迅猛发展。工程技术应用上趋向于高功率、高稳定性、高寿命及紧凑结构上发展。目前, 可输出 2 μm 波长掺 Tm 的基质材料较多, 主要集中于 YAG、YLF 和 YAP 这三种^[1-2]。2009 年, 法德联合研究中心用列阵半导体激光器端面泵浦 Tm:YLF 板条晶体, 获得了连续输出功率为 148 W 的 1 912 nm 激光输出, 斜率效率为 32.6%, 两个方向的光束质量分别为 199 和 1.7^[3]。2011 年, 国内中科院上海光机所采用端面泵浦方式, 对 Tm:YAP 和 Tm:YLF 两种激光器进行了研究^[4], 最高连续输出功率分别为 72 W 和 50.2 W, 输出波

长分别为 1 993 nm 和 1 909 nm, 晶体形状都为板条状, 斜率效率分别为 37.9% 和 26.6%。2013 年, 北京理工大学报道了一个部分端面泵浦混合腔板条 Tm:YLF 激光器^[5], 输出功率高达 200 W, 斜率效率为 52.2%, 波长在 1 890~1 908 nm 之间可调谐。通常, 高效激光器的设计要考虑很多因素, 比如晶体的热效应, 因此为了实现 Tm 板条激光器的高功率输出, 为设计激光器提供必要的技术参数, 研究 Tm 板条晶体的热效应十分有必要的。

1 Tm 晶体的热传导方程和温度分布

一般来讲, 固体激光器的光泵浦热效应主要包

收稿日期: 2017-03-20

作者简介: 司汉英 (1982-), 男, 辽宁本溪人, 工程师, 学士, 主要研究方向光电工程。

括热透镜效应、热致应力双折射和热致退偏效应,研究这一问题的主要方法是晶体热传导理论。无论是连续或脉冲工作的固体激光器,在较高泵浦功率下,除去转换为激光输出部分能量,其余能量中大部分都转变成各种形式的热耗散掉了,产生热的主要原因有:(1)泵浦光谱带和晶体激光上能级谱带之间的能量差以热的形式耗散到晶体中,即所谓的量子亏损热损耗;(2)激光下能级和基态之间的能量差也会产生热损耗;(3)包含在激光跃迁内的荧光过程的量子效率小于1,因淬灭机制产生热损耗;(4)能量上转换过程中两个能级之间的能量差产生的热损耗。

1.1 热传导方程

Tm:YLF晶体在较高功率的泵浦过程中吸收泵浦光产生热量后温度升高,实际中通常采用TEC配合去离子水循环系统或者直接用精确控温的去离子水循环系统进行冷却。连续工作的Tm:YLF晶体产生的温度分布可以用稳态热传导方程来描述,对板条状Tm:YLF晶体,如图1所示。

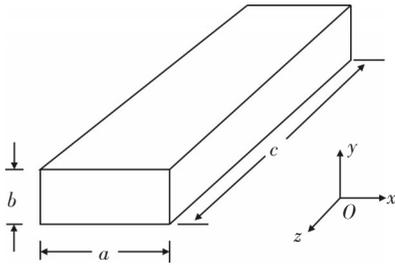


图1 板条状Tm:YLF晶体结构

设直角坐标系选取 x 、 y 和 z 分别沿着 a 、 b 和 c 的方向,在一维无限长和 x 方向绝热边界的假设下,用 $b/2$ 对 y 归一化的一维稳态热导方程和边界条件分别表示为

$$\frac{d^2T(y)}{dy^2} + \frac{b^2Q}{4K} = 0 \quad (1)$$

$$\left. \left(\frac{\partial T(y)}{\partial y} T_w \right) \right|_{y=\pm 1} = \mp \frac{\kappa b}{2K} [T(y) - T_w] \Big|_{y=\pm 1} \quad (2)$$

对上述微分方程求解,得到沿 y 方向的稳态温度分布为

$$T(y) - T_w = \frac{Qb}{2\kappa} + \frac{Qb^2}{8K}(1-y^2) \quad (3)$$

其中, K 为晶体热导率; κ 为晶体表面与紫铜热沉之

间的热传导系数; T_w 为制冷循环去离子水的温度; Q 为单位时间内注入单位体积内的热量,有下式

$$Q = \frac{\eta_H \eta_P P_p}{V} f(r) = \frac{\eta_H (1 - e^{-\alpha l}) P_p}{\pi \omega_p^2 l} f(r) \quad (4)$$

其中, η_H 为热产生效率; ω_p 为泵浦光的光斑半径; l 为晶体长度; P_p 为注入到Tm晶体的泵浦功率; η 为晶体对泵浦光的吸收效率;其中, α 为晶体的吸收系数; $f(r)$ 为与泵浦光径向分布有关的分配函数,对用光纤耦合的半导体激光器末端面泵浦的Tm:YLF晶体,在较大的泵浦光斑半径下,其泵浦光的瑞利长度较长,因此可视为均匀泵浦,即 $f(r) = 1$ 。

由式(3)可知,在中心 $y = 0$ 处温度最高,根据图1可得下式

$$T(0) = T_w + \frac{Qb}{2\kappa} + \frac{Qb^2}{8K} = T_w + \frac{\eta_H P_p b (1 - e^{-\alpha c})}{\pi \omega_p^2 c} \left(\frac{1}{2\kappa} + \frac{b}{8K} \right) \quad (5)$$

在晶体表面 $y = \pm 1$ 处温度最低,为

$$T(\pm 1) = T_w + \frac{Qb}{2\kappa} = T_w + \frac{\eta_H P_p b (1 - e^{-\alpha c})}{2\pi \kappa \omega_p^2} \quad (6)$$

板条Tm晶体中心和表面温差为

$$\Delta T_y = T(0) - T(1) = \frac{Qb^2}{8K} = \frac{b^2 \eta_H P_p (1 - e^{-\alpha c})}{8\pi \omega_p^2 c K} = \frac{b^2 \eta_H \eta_P}{8\pi \omega_p^2 c K} \quad (7)$$

同理,可求得块状晶体沿横截面半径 R 归一化后的稳态温度分布为

$$T(r) - T_w = \frac{R^2 Q}{4K} \left(1 - r^2 + \frac{2K}{\kappa R} \right) \quad (8)$$

块状Tm晶体中心和表面温差为

$$\Delta T_r = T(0) - T(1) = \frac{R^2 Q}{4K} = \frac{\eta_H P_p R^2 (1 - e^{-\alpha l})}{4\pi \omega_p^2 \kappa l} \quad (9)$$

由式(7)和式(9)可知,晶体温差与泵浦功率和吸收效率成正比,与泵浦光光斑半径的平方和晶体长度成反比。对于板条晶体,晶体温差与其厚度的平方成正比,而对于块状晶体,晶体温差与其半径的平方成正比。

1.2 Tm晶体温度分布

根据式(3)和式(8),建立Tm:YLF晶体的温度分布模型,如图2所示。

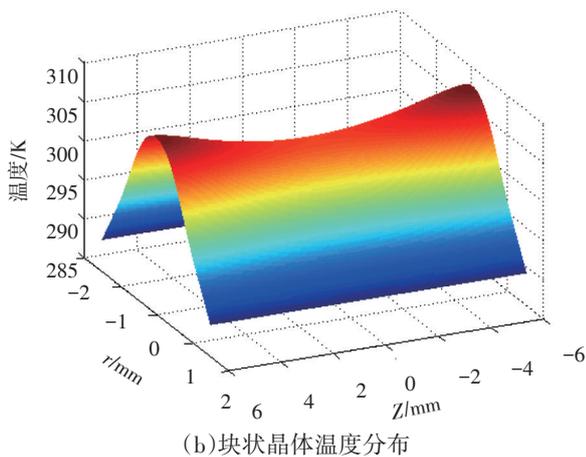
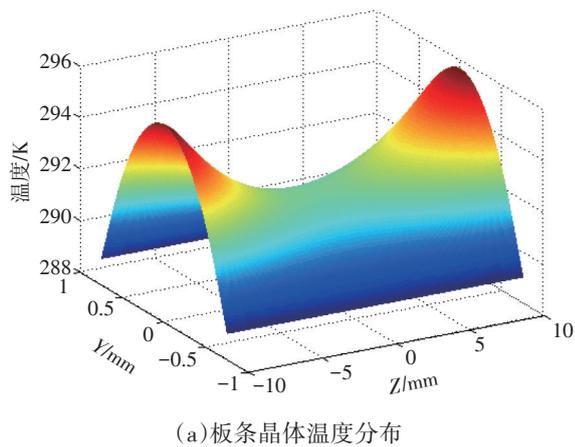


图2 板条与块状Tm:YLF晶体温度分布

晶体由北京雷生强式科技有限公司提供,其基本参数如表1所示。

表1 Tm:YLF晶体参数

晶体类型	Tm:YLF 块状	Tm:YLF 板条
横截面积 $a \times b/\text{mm}^2$	3×3	6×1.5
长度 c/mm	12	20
掺杂浓度/%	3.5	2.5
切割轴向	a	a
热导率 $K/(\text{W}/(\text{cm} \times \text{K}))$	0.06	0.06
泊松比 ν	0.3	0.3
热膨胀系数 $\gamma/(10^{-6}\text{K}^{-1})$	13($//a$), 8($//c$)	13($//a$), 8($//c$)
杨氏模量 Y/GPa	85	85
泵浦光波长/ nm	791	791
吸收系数 α/cm^{-1}	1.70(测量值)	1.15(测量值)
折射率	π :1.48, σ :1.46	π :1.48, σ :1.46
折射率梯度 $dn/dT/(10^{-6}\text{K}^{-1})$	π :-4.3, σ :-2.0	π :-4.3, σ :-2.0

每个晶体端面抛光处理使其严格平行,并镀上对792 nm附近的LD泵浦光和1.91 μm 附近的Tm

激光都高透的介质薄膜。

由图2所示,在晶体的最高温度及其温差等方面,板条晶体均优于块状晶体。在一维模型下,板条Tm:YLF晶体的稳态温度分布仅与 y 有关,而块状晶体稳态温度分布仅与 r 有关,且呈抛物线对称分布。

与块状Tm晶体相同,板条状Tm晶体表面和中心温度都与循环水温度 T_w 有关,可以通过调节循环去离子水的温度来控制晶体中心和表面温度,其次板条状Tm晶体表面和中心温度还与输入总泵浦功率、 κ 、泵浦光斑半径、厚度 b 和长度 c 有关。由图2可知,晶体厚度越大,晶体温度越高,泵浦光斑和长度越大,晶体温度越低, κ 越大冷却效果越好。因此,尽量选择晶体厚度较小和长度较大的板条晶体,且在不影响激光输出性能的情况下,尽量采用光斑直径较大的泵浦光,从而减小温度梯度给晶体带来的热效应。

2 Tm晶体的热效应分析

利用表1中的参数,对不同泵浦光斑半径的板条Tm:YLF晶体在不同泵浦功率下按式(7)和式(9)求解,得到晶体中心和表面的温差随泵浦功率的变化关系。图3为不同功率板条与块状Tm:YLF晶体中心和表面温差。

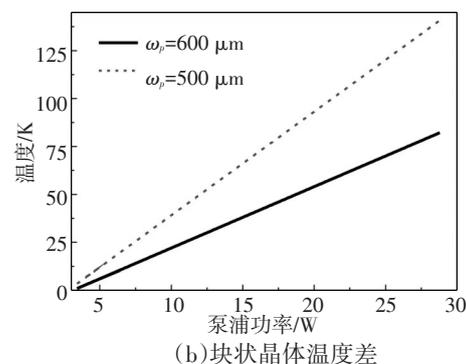
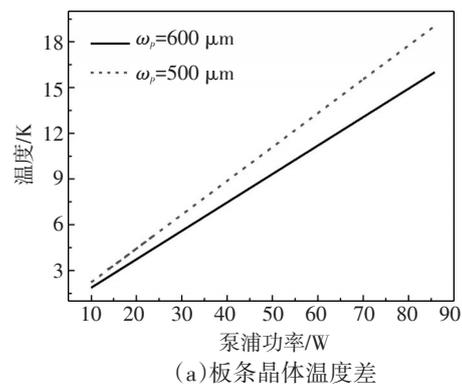


图3 不同功率板条与块状Tm:YLF晶体中心和表面温差

由图3可知,较小的泵浦光斑半径下($\omega_p=500\ \mu\text{m}$)的晶体温差明显高于泵浦光斑半径较大($\omega_p=600\ \mu\text{m}$)的晶体,块状晶体的温差更为明显,可见较大的泵浦光斑半径使得晶体散热效果更佳,更接近均匀泵浦。通过与块状Tm晶体的理论计算结果相比可知,板条Tm晶体的温差远小于块状晶体,而且板条晶体散热性能较好,不会造成过多热量的累积,更易产生较高性能的激光输出。

由热弹性理论,利用式(3)求得晶体热应力沿 x 、 y 和 z 方向的分量 σ_x 、 σ_y 和 σ_z 为

$$\begin{aligned}\sigma_x = \sigma_z &= \frac{Qb^2}{8M_s} \left(y^2 - \frac{1}{3} \right) \\ \sigma_y &= 0\end{aligned}\quad (10)$$

式中, M_s 为材料常数。由上式可知,晶体表面处应力为

$$\begin{aligned}\sigma_{\max} = \sigma_x|_{y=\pm 1} = \sigma_z|_{y=\pm 1} &= \frac{Qb^2}{12M_s} = \frac{b^2\eta_H P_p(1-e^{-ac})}{12\pi\omega_p^2 c M_s} > 0 \\ \sigma_y|_{y=\pm 1} &= 0\end{aligned}\quad (11)$$

晶体中心处应力为

$$\begin{aligned}\sigma_x|_{y=0} = \sigma_z|_{y=0} &= -\frac{Qb^2}{24M_s} = -\frac{b^2\eta_H P_p(1-e^{-ac})}{24\pi\omega_p^2 c M_s} < 0 \\ \sigma_y|_{y=0} &= 0\end{aligned}\quad (12)$$

板条Tm:YLF晶体的最大应力 σ_{\max} 在晶体表面处, σ_{\max} 与泵浦功率和晶体尺寸有关,随着泵浦功率和晶体厚度的增加而增大,随着泵浦光斑半径和晶体长度的增加而减小,因此实验上可以选用厚度较小且长度较大的晶体,并采用较大半径的光斑泵浦。板条晶体可承受的最大泵浦功率为

$$P_{p,\max} = \frac{12\pi\omega_p^2 c}{b^2\eta_H(1-e^{-ac})} R_s = \frac{12\pi\omega_p^2 c}{b^2\eta_H\eta} R_s \quad (13)$$

式中, R_s 为晶体的热应力阻抗参数,其值越大,表示在断裂前晶体所能承受的热负荷越高。由上式可知,板条状晶体承受的最大泵浦功率与泵浦光斑的平方和晶体长度成正比,与晶体厚度的平方和吸收效率成反比。长度相同以及板条晶体厚度 b 和块状截面半径 R 相等的Tm晶体,板条状晶体所能承受的最大泵浦功率是块状晶体的1.5倍。一般情况下,从制作工艺上来看,板条晶体的厚度 b 可以远小于 R ,且长度 c 也能远大于块状晶体长度 l ,因此板条晶体能承受更高的泵浦功率。

晶体各处的温度和热应力不同,导致各处的折

射率也不相同,当泵浦光通过晶体时,其光线路程不断在发生变化,类似于通过透镜的情况,这种由热引起的效应称为热透镜效应,热透镜效应对激光器的危害极大,主要表现为:激光发散角增大,方向性变差;模体积增大或缩小,输出性能降低。对半导体泵浦的Tm:YLF固体激光器,转换效率较低,其热透镜效应也较为严重,下面对其热透镜效应做简单的理论模拟分析。

考虑晶体端面弯曲效应,具有热透镜效应晶体的总矩阵可推导出晶体的热焦距表达式为

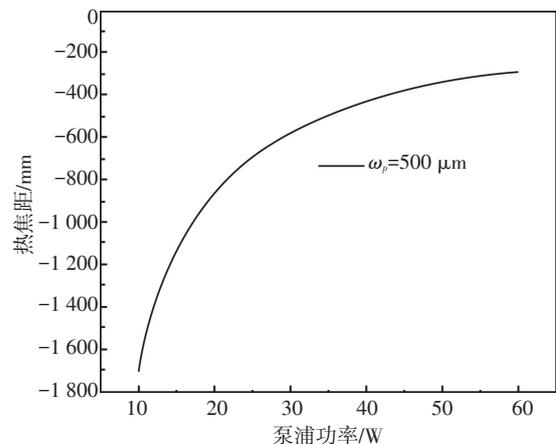
$$f_{\text{th}} = \frac{1}{D} \approx \frac{2\pi\omega_p^2 K}{\eta_H P_p(1-e^{-ac})} \left[\frac{\partial n}{\partial T} + 2n_0^3 \gamma_l C_{r,\theta} + \gamma_l(n_0 - 1) \right]^{-1} \quad (14)$$

式中,第一项表示晶体中温度梯度,起主要作用;第二项表示热应力,作用次之;第三项表示晶体端面形变,作用最小。可见,晶体的热焦距与泵浦光斑半径的平方成正比,泵浦光斑越大,热透镜效应越轻,与吸收的泵浦功率成反比,输入功率越大,透镜效应越严重。

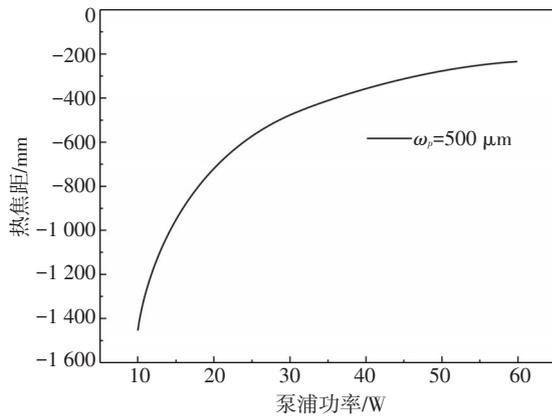
忽略晶体端面效应和热应力形变,晶体的热焦距可表示为

$$f_{\text{th}} \approx \frac{2\pi\omega_p^2 K}{\eta_H P_p(1-e^{-ac})} \frac{dn}{dT} \quad (15)$$

由式(14)可知,晶体的热焦距主要与泵浦光斑半径和晶体吸收的泵浦功率有关,因此也可以利用式(15)来近似计算板条晶体的热焦距。利用表1中的晶体参数,板条状Tm晶体的热产生效率取为0.37,在不同泵浦功率下求解式(15)得到不同光斑半径下晶体的热焦距,结果如图4所示。



(a) 板条晶体热焦距



(b)块状晶体热焦距

图4 板条与块状Tm:YLF晶体的热焦距

Tm晶体整体呈现负透镜效应,与块状晶体相比,二者热焦距的变化趋势相同,晶体的热焦距与晶体尺寸无直接关系,但由于板条晶体的散热性更好,热积累较少,在相同泵浦功率下,板条晶体热焦距为 -295 mm ,块状晶体热焦距为 -234 mm ,即板条晶体的热透镜效应更弱,在较高的泵浦功率下,也较容易形成稳定腔,因此利用板条晶体可以实现较高的功率输出。

3 结论

根据晶体的热传导理论建立板条晶体的热传导方程,分析总结晶体热量产生原因,依据激光器实际应用情况设定边界条件,通过对高泵浦功率下Tm板条和块状晶体温度分布,热应力和热透镜效应的数值模拟与对比分析,发现采用较大的泵浦光斑以及长度较长且厚度较薄的(板条)晶体来降低晶体温差,可以减小温度梯度给晶体带来的热效

应,因此板条晶体相比于传统块状或棒状晶体能承受更高的泵浦功率,而且板条晶体的热透镜效应更弱,非常适合于高功率的激光输出。

参考文献

- [1] Honea E C, Beach R J, Sutton S B, et al. 115-W Tm:YAG diode-pumped solid-state laser[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1997, 33(9): 1592-1600.
- [2] Temel B, Özgür T, Hamit K, et al. Skin Tissue Ablation by Thulium (Tm:YAP) laser at 1980nm[C]// Proc. Of CLEO, 2009: CL_P11.
- [3] Schellhorn M, Ngcobo S, Bollig C. High-power diode-pumped Tm:YLF slab laser[J]. Applied Physics B, 2009, 94: 195-198.
- [4] Cheng X, Xu J, Hang Y, et al. High-power diode-end-pumped Tm:YAP and Tm:YLF slab lasers[J]. Chinese Optics Letters, 2011, 9(9): 091406.
- [5] Li J, Yang S H, Meissner A, et al. A 200 W innoslab Tm:YLF laser[J]. Laser Physics Letters, 2013, 10: 055002.
- [6] 郑家安,赵圣之,王青圃,等.晶体热效应对LD端面泵浦固体激光器优化设计的影响[J]. 光子学报, 2001, 30(6): 724-729.
- [7] 李隆,史彭,刘小芳,等.复合晶体热效应研究[J]. 光学学报, 2006, 14(5): 37-41.
- [8] 李健,乔焱,崔伟,等.基于对流传热模型的LD端面泵浦圆形激光晶体的热效应研究[J]. 光学技术, 2012, 38(1): 89-92.
- [9] 陈绍坤,黄海涛,陈浩.热效应维度对固体激光器输出性能影响的研究[J]. 激光杂志, 2016, 37(10): 14-17.
- [10] 尹晓雪,过振,李兵斌,等.激光晶体热效应的阶梯泵浦技术[J]. 电子科技, 2010, 23(2): 39-41.

版权声明

本刊已成为《中国核心期刊(遴选)数据库》收录期刊、《中文科技期刊数据库》收录期刊、《中国期刊全文数据库》全文收录期刊、《中国学术期刊综合评价数据库》统计源期刊、美国《乌利希期刊指南》收录期刊,并加入中国光学期刊网,所刊载的文章在国内外数据库检索机构及网站(包括纸板、光盘版、网络版)报道时,不再征求作者意见。稿件刊登录用后作者著作权使用费与本刊稿酬一次性付给,并赠送当期样刊两份。