

Research on Thermal Effects of Mid-Infrared 2 μm Tm:YLF Laser

Congren Shi¹, Hongtao Sun², Long Li¹, Lingpeng Meng¹, Xu Lu¹, Xihe Zhang¹

¹Changchun University of Science and Technology, Changchun Jilin

²Nong'an County People's Hospital, Changchun Jilin

Email: jycxy0101@163.com

Received: Aug. 25th, 2015; accepted: Sep. 12th, 2015; published: Sep. 15th, 2015

Copyright © 2015 by authors and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

Abstract

The theoretical model of thermal-steady-state anisotropic 2 μm Tm:YLF crystal was built based on the practical operation condition. Analytical solution was used to get the analytical expression of the distribution of temperature in Tm crystal and thermal focal length. Then, the influence of pump power, waist radius and crystal face size to the distribution of temperature and thermal focal length was simulated. The results show that the temperature rise and nonuniformity of thermal distortion are intensified by the increase of doping density which leads to a worse thermal effect. The temperature rise and nonuniformity of thermal distortion are weakened by the modest increase of crystal length which leads to a good thermal condition. The results in this paper provide theoretical basis for cavity design and cooling system of dual-pumped Tm:YLF laser.

Keywords

Thermal Effects, Steady State Thermal Model, Analytical Solution, Tm:YLF

中红外 2 μm Tm:YLF 激光热效应分析

石丛认¹, 孙洪涛², 李 龙¹, 孟令鹏¹, 陆 旭¹, 张喜和¹

¹长春理工大学, 吉林 长春

²农安县人民医院, 吉林 长春

Email: jycxy0101@163.com

摘要

基于2 μm Tm:YLF激光器的实际工作条件建立了各向异性激光晶体的稳态热模型, 通过解析法得到了Tm晶体温度场分布的解析表达式; 模拟并分析了泵浦功率, 光斑半径, 晶体端面尺寸对Tm晶体温度场分布的影响。最终得到了在不同条件下晶体内部温度分布, 结果表明: 掺杂浓度的增加加剧了晶体的温升, 增加了晶体热畸变不均匀性, 产生更明显的热效应; 而晶体长度的适度增加降低了晶体的温升, 缓解了晶体热畸变不均匀性, 削弱了晶体的热效应。本论文所得结论可以为LD抽运Tm:YLF激光器的腔型及散热系统设计提供理论支持。

关键词

热效应, 稳态热模型, 解析法, Tm:YLF

1. 引言

高功率、高效率2 μm Tm 激光在激光雷达、激光遥感及作为常温2.1 μm Ho 激光器和3~5 μm 光参量振荡器(OPO)抽运源等诸多领域有着重要应用[1], 引起了诸多研究者的兴趣。但是由于Tm:YLF晶体自身的吸收截面较小, 并且断裂极限只是YAG晶体的1/5 [2], 会出现严重的热效应影响。M. Schellhorn等人[3]利用3.5 at%浓度的单Tm:YLF晶体和双Tm:YLF晶体分别获得了30.3 W、55 W的1.91 μm 连续激光输出, 但是浓度为4 at.%和6 at.%时晶体达到炸裂极限的最大温升分别为79.1 $^{\circ}\text{C}$ 和82.1 $^{\circ}\text{C}$; J. I. Machenzie等人[4]对比了不同浓度Tm:YLF激光器输出特性, 得到Tm:YLF晶体单位长度热负载为13 W/cm时晶体出现炸裂; 显然, 限制Tm:YLF晶体高功率输出的最大障碍是其严重的热效应现象。虽然Tm:YLF激光器输出功率近些年有了一定的提高, 但仍受限于晶体的热效应, 且国内外对此方面的报道也不多, 为了在Tm:YLF晶体热炸裂极限范围内更最大限度的提高输出功率, 我们对1.9 μm LD抽运Tm:YLF激光器进行了细致的热分析。

2. 理论分析

图1所示为792 nm LD双端抽运Tm:YLF激光晶体的热模型。因为晶体较短, 基本在抽运光的瑞利长度范围左右, 所以我们采取从LD输出的792 nm泵浦光的光强度的空间分布为高斯型, 且泵浦光在晶体内部保持束腰大小不变。

由此我们得出在笛卡尔坐标系下各向异性立方晶体Tm:YLF的一般热稳态方程。

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(K_x \frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(K_y \frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(K_z \frac{\partial T}{\partial z}\right) + q_v(x, y, z) = 0$$

$$0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq l \quad (1)$$

其中 K_x 、 K_y 、 K_z 为沿 x 、 y 、 z 轴的导热系数, $T(x, y, z)$ 为晶体内部温度分布; $q_v(x, y, z)$ 为内热源密度函数。

在图1所示坐标系下, 抽运光沿 z 轴方向在晶体内部任意一点处的强度分布为:

$$I(x, y, z) = \frac{2P_{in}}{\pi\omega_p^2} \exp\left[-2\frac{\left(x-\frac{a}{2}\right)^2 + \left(y-\frac{b}{2}\right)^2}{\omega_p^2}\right] \exp(-\alpha z), 0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq l \quad (2)$$

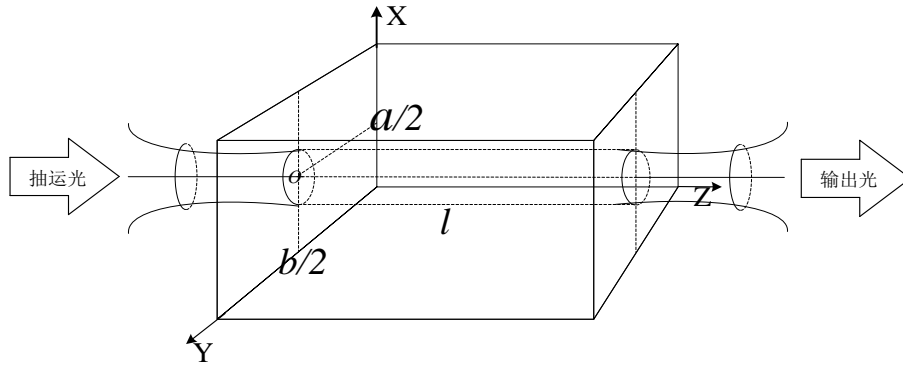


Figure 1. The thermal model of Tm:YLF crystal

图 1. Tm:YLF 晶体的热模型

其中： P_m 为泵浦光注入功率， ω_p 为泵浦光束腰位置处光斑大小， a 、 b 和 l 分别为晶体端面和沿轴方向尺寸， α 为Tm:YLF晶体在泵浦波长792 nm处的吸收系数。

由热稳态方程的热源功率密度函数 $q_v(x, y, z)$ 可表述为[5]:

$$q_v(x, y, z) = \frac{2\alpha\eta P_m}{\pi\omega_p^2} \exp\left[-2\frac{\left(x-\frac{a}{2}\right)^2 + \left(y-\frac{b}{2}\right)^2}{\omega_p^2}\right] \exp(-\alpha z), \quad 0 \leq x \leq a, 0 \leq y \leq b, 0 \leq z \leq l \quad (3)$$

其中： η 为热转换系数，不考虑上转换效应时 $\eta = 1 - q \frac{\lambda_p}{\lambda_l}$ ， q 为量子效率， λ_p 、 λ_l 分别为泵浦光波长和激光波长。

由于Tm:YLF激光晶体侧面由紫铜热沉包裹，紫铜热沉与水冷却系统相连；所以我们采取晶体侧面保持恒定温度 T_w ，而晶体两端面与周围空气进行对流换热。由此得到如下边界有条件：

$$T(0, y, z) - T_w = T(a, y, z) - T_w = 0 \quad (4)$$

$$T(x, 0, z) - T_w = T(x, b, z) - T_w = 0 \quad (5)$$

$$-K_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} + hT \Big|_{z=0} = hT_a \quad (6)$$

$$-K_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=l} + hT \Big|_{z=l} = hT_a \quad (7)$$

其中： h 为晶体 z 轴方向与空气的对流换热系数， T_w 为晶体周围的水冷温度， T_a 为周围环境温度。

为了求解晶体内温度分布，采取半解析法对热稳态方程进行求解。由热稳态方程(1)与边界条件(4)~(7)，可得晶体内温度分布满足该边界条件的表达式为：

$$T(x, y, z) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} A_{mnk} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) \quad (8)$$

这里 A_{mnk} 为待定系数。

将(8)式代入方程(1)得到：

$$\sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} B_{mnk} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) = -q_v(x, y, z) \quad (9)$$

$$\text{其中: } B_{mnk} = -A_{mnk} \left[K_x \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + K_y \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 + K_z \left(\frac{k\pi}{l} \right)^2 \right]$$

根据本征函数族的正交归一性, 有:

$$\int_{x=0}^{x=a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{m'\pi x}{a}\right) dx = \frac{a}{2} \delta_{mm'} \quad (10)$$

$$\int_{y=0}^{y=b} \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin\left(\frac{n'\pi y}{b}\right) dy = \frac{b}{2} \delta_{nn'} \quad (11)$$

$$\int_{z=0}^{z=l} \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) \cos\left(\frac{k'\pi z}{l}\right) dz = \frac{l}{2} \delta_{kk'} \quad (12)$$

将(10)~(12)式依次代入(8)式得到:

$$B_{mnk} = -\frac{8}{a^2 l} \int_{x=0}^{x=a} \int_{y=0}^{y=b} \int_{z=0}^{z=l} q_v(x, y, z) \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) dx dy dz \quad (13)$$

又由于

$$\int_{z=0}^{z=l} \cos\left(\frac{k\pi z}{l}\right) \exp(-\alpha z) dz = \frac{\alpha l^2 [1 - \exp(-\alpha l) \cos(k\pi)]}{\alpha^2 l^2 + k^2 \pi^2} \quad (14)$$

将(3) (14)式代入(13)式最终得到:

$$A_{mnk} = \frac{16\alpha\eta P_{in}}{\pi\omega_p^2 a^2 l} \times \frac{\alpha l^2 [1 - \exp(-\alpha l) \cos(k\pi)]}{(\alpha^2 l^2 + k^2 \pi^2) \left[K_x \left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + K_y \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 + K_z \left(\frac{k\pi}{l} \right)^2 \right]} \times \int_{x=0}^{x=a} \int_{y=0}^{y=b} \exp\left[-2 \frac{\left(x - \frac{a}{2}\right)^2 + \left(y - \frac{b}{2}\right)^2}{\omega_p^2}\right] \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) dx dy \quad (15)$$

结合(8)、(15)式得到 Tm:YLF 晶体内的温度分布表达式。

3. 仿真结果分析

根据以上求得的解析温度表达式, 考虑到 Tm:YLF 晶体的导热率为 $K_x = K_y = 7.2 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, $K_z = 5.3 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ 。端面与空气之间的换热系数为 $h = 5 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$, 晶体浓度为 3 at.%、3.5 at.% 和 4 at.% 时对抽运光吸收系数分别为 1.22、1.69 和 2.13 cm^{-1} , 假设环境温度 $T_a = 298 \text{ K}$, 冷却系统温度 $T_w = 290 \text{ K}$ 。

由上分析进行模拟仿真得到晶体温度分布为:

图 2 为掺杂浓度 3.5 at.%, 长度 12 mm Tm:YLF 晶体在泵浦光斑半径 $w_p = 400 \mu\text{m}$, 端面泵浦 25 W 功率下的温度分布图, 由图 2(a)可知, 晶体的最大温升出现在晶体两端面的泵浦中心, 温升最大值均为 33.9°C ; 由图 2(b)可以看出, 晶体端面的温度分布呈对称式圆角长方形分布, 且 x 轴方向温度梯度略大于 y 轴方向温度梯度, 这主要是晶体的端面形状和晶体热导率的各向异性所致, x 轴方向的热导率为 $5.3 \text{ W/cm}\cdot\text{K}$, 略小于 y 轴 $7.2 \text{ W/cm}\cdot\text{K}$ 的热导率, 因而 x 轴方向温度梯度更大。

在此基础上我们对晶体尺寸、泵浦功率及光斑半径对晶体温度分布的影响进行分析。

图 3 为晶体尺寸对晶体温度分布的影响的分析。模拟选取掺杂浓度 3.5 at.%, 长度 12 mm Tm:YLF 晶体在单端注入 15 W 泵浦功率, 束腰半径 $w_p = 400 \mu\text{m}$, 晶体端面尺寸选取 1.5~4 mm。可以看出, 晶体

端面尺寸的减小使晶体端面的最大温升有略微的降低，与此同时晶体内的温度梯度也有一定程度的增加，这主要是热传导距离(晶体中心到侧面间距离)变短，更有利于晶体散热，同时，相同温度差下热传导距离的减小必然导致晶体温度梯度的增加。

图 4 为掺杂浓度 3.5 at.%，长度 12 mm Tm:YLF 晶体在泵浦束腰半径 $w_p = 400 \mu\text{m}$ ，泵浦功率 10~60 W

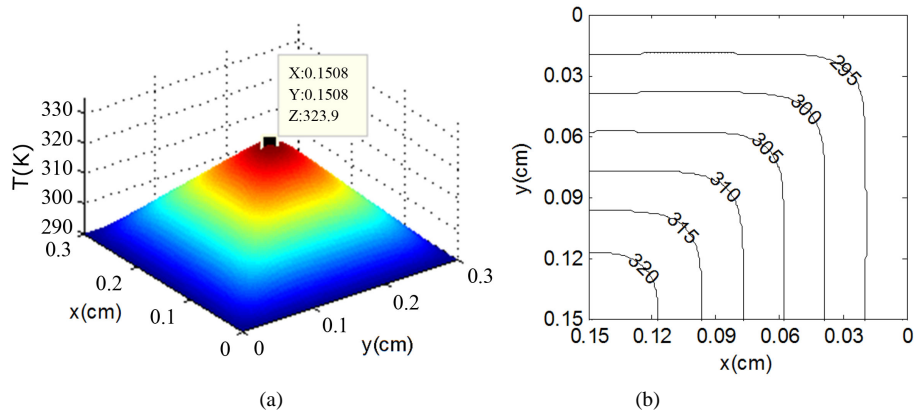


Figure 2. (a) 3-D temperature distribution of the x-y plane; (b) 2-D temperature distribution of the x-y plane

图 2. (a) x-y 平面 3-D 温度分布；(b) x-y 平面 2-D 温度分布

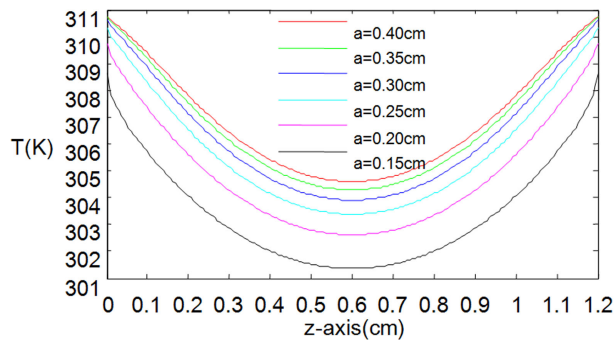


Figure 3. Temperature distribution of the crystal center axis under the different end face sizes

图 3. 不同端面尺寸下晶体中心轴温度分布图($P_{in} = 15 \text{ W}$)

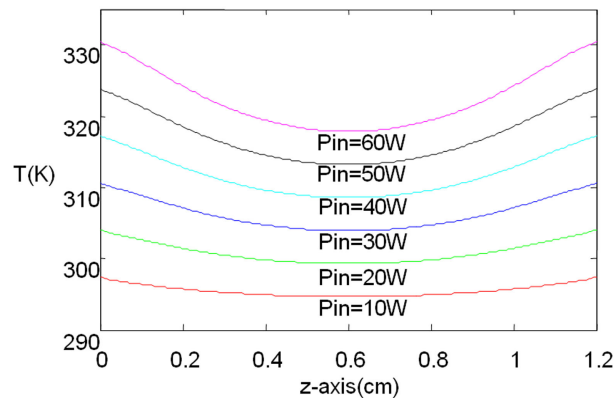


Figure 4. Temperature distribution of the crystal center axis under the different pump power

图 4. 不同泵浦功率下晶体中心轴温度分布($w_p = 400 \mu\text{m}$)

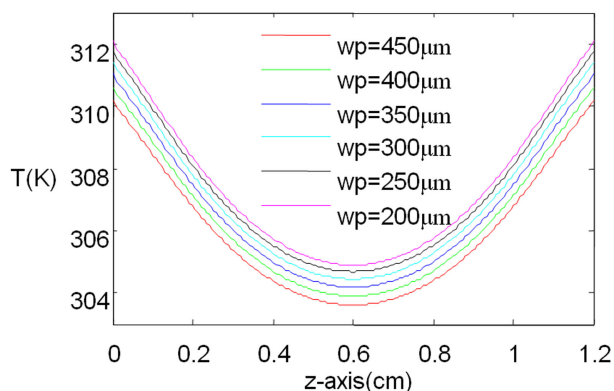


Figure 5. Temperature distribution of the crystal center axis under the different waist radius

图 5. 不同光斑半径下晶体中心轴温度分布($P_{in} = 15$ W)

条件下晶体中心轴线温度分布图,可以看出,随着注入泵浦功率增加,晶体轴向温度梯度相应的增加,因轴向伸长所产生的热透镜效应亦增强,相应的热焦距变短;图 5 为掺杂浓度 3.5 at.%, 长度 12 mm Tm:YLF 晶体在注入功率 15 W, 泵浦束腰半径 200~450 μm 条件下晶体中心轴线温度分布图,可以明显看出,随着泵浦束腰半径的减小,晶体中心轴线的温升增加,但其相应的温度梯度并没有发生变化,因晶体轴向伸长所产生的热透镜效应亦没有增加。因而泵浦功率的增加加剧了晶体温度梯度的上升,泵浦光斑半径的减小增加了晶体的温升。

4. 结论

总之,本文基于 Tm:YLF 激光器的实际工作条件建立了各向异性激光晶体的稳态热模型,通过解析法得到了 Tm:YLF 晶体温度分布的解析表达式;仿真结果表明:在晶体长度、掺杂浓度一定时,热透镜效应随泵浦功率密度的增加而增强;热致形变所产生的热透镜效应在 Tm:YLF 晶体中起主导作用,当晶体长度-浓度积为定值时,适当降低晶体掺杂浓度并增加晶体长度可以很好地减小晶体内的温度梯度,缓解晶体热效应。论文中得到的结论可以为端面连续抽运 Tm:YLF 激光器的腔型及散热系统设计提供理论支持。

基金项目

吉林省科技厅项目(计划编号: 20101815)。

参考文献 (References)

- [1] Budni, P.A., Pomeranz, L.A., Lemons, M.L., et al. (2000) Efficient mid-infrared laser using 1.9- μm -pumped Ho: YAG and ZnGeP₂ optical parametric oscillators. *JOSA B*, **17**, 723-728. <http://dx.doi.org/10.1364/JOSAB.17.000723>
- [2] Schellhorn, M. (2008) High-power diode-pumped Tm:YLF laser in rod and slab geometry. *Advanced Solid-State Photonics*, Optical Society of America, Paper WE33.
- [3] Schellhorn, M. (2008) High-power diode-pumped Tm:YLF laser. *Applied Physics B*, **91**, 71-74. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-008-2943-4>
- [4] Mackenzie, J.I., So, S., Shepherd, D.P. and Clarkson, W.A. (2005) Comparison of laser performance for diode-pumped Tm:YLF of various doping concentrations. *OSA, ASSP*, **98**, Paper 202. <http://dx.doi.org/10.1364/ASSP.2005.202>
- [5] Shi, P., Chen, W., Li, L., et al. (2007) Semianalytical thermal analysis on a Nd: YVO₄ crystal. *Applied Optics*, **46**, 4046-4051. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.46.004046>