

## 脉冲 LD 端面抽运变热导率方片 Yb:YAG 晶体温度场

耿鹰鸽<sup>1</sup> 李隆<sup>2</sup> 潘晓瑞<sup>1</sup> 傅依柳<sup>1</sup><sup>1</sup>西安建筑科技大学理学院, 陕西 西安 710055<sup>2</sup>西安建筑科技大学应用物理研究所, 陕西 西安 710055

**摘要** 对脉冲激光二极管(LD)端面抽运变热导率方片 Yb:YAG 晶体的温度场进行了分析和研究,建立了端面绝热、周边恒温的热传导模型,采用半解析理论,结合牛顿法得到了晶体的温度场分布,分析了不同的抽运功率、超高斯阶次、光斑半径和晶体尺寸因素对晶体温度场的影响。计算结果表明,当采用抽运功率为 80 W、超高斯半径为 400  $\mu\text{m}$ 、超高斯阶次为 3 的脉冲激光二极管对晶体进行抽运时,在将 Yb:YAG 晶体的热导率分别视为常量和非常量的情况下,该晶体在抽运端面处获得的最大温升分别为 31.69, 35.66  $^{\circ}\text{C}$ 。研究结果为激光器的设计提供了一定的理论指导。

**关键词** 激光技术; 方片 Yb:YAG 晶体; 变热导率; 温度场; 激光器

**中图分类号** TN248.1      **文献标识码** A

**doi:** 10.3788/LOP53.081401

## Temperature Field of Pulsed LD End-Pumped Square Yb:YAG Crystal with Variable Thermal-Conductivity

Geng Yingge<sup>1</sup> Li Long<sup>2</sup> Pan Xiaorui<sup>1</sup> Fu Yiliu<sup>1</sup><sup>1</sup> Faculty of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an, Shaanxi 710055, China<sup>2</sup> Institute for Applied Physics, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an, Shaanxi 710055, China

**Abstract** The temperature field of a pulsed laser diode (LD) end-pumped Yb:YAG crystal with variable thermal conductivity is studied. A thermal conduction model with heat-insulated end faces and constant peripheral temperature is built. Based on the semi-analytical theory and by means of Newton's method, the temperature field distribution of the crystal is obtained. The influences of pump power, super-Gaussian order, spot radius, and crystal size on the temperature field are analyzed. The calculation results show that, when the crystal is pumped by a pulsed LD with super-Gaussian order of three, pump power of 80 W, and radius of 400  $\mu\text{m}$ , and under the condition that the thermal-conductivity is constant or non-constant, the maximum temperature increase at the pumped end faces is 31.69 and 35.66  $^{\circ}\text{C}$ , respectively. The research results provide certain theoretical guidance to the design of lasers.

**Key words** laser technique; square Yb:YAG crystal; variable thermal-conductivity; temperature field; lasers

**OCIS codes** 140.3460; 140.6810; 140.3480

## 1 引言

近年来,激光二极管(LD)抽运的 Yb:YAG 激光器因具有功率高、效率高、体积小和光束质量好等优点而广受关注。Yb<sup>3+</sup> 作为能级结构最简单的激活离子,仅有两个电子态:基态<sup>2</sup>F<sub>7/2</sub> 和激发态<sup>2</sup>F<sub>5/2</sub>,其电子结构简单,无损耗过程出现,同时具有超过 90% 的高量子效率、在激光材料中产生的热量较少和上能级寿命较长(约 1 ms)等优点<sup>[1-4]</sup>。掺 Yb 固体激光器在工业加工、科学研究、国防科技等领域具有重要作用,是大功率、

**收稿日期:** 2016-03-17; **收到修改稿日期:** 2016-03-30; **网络出版日期:** 2016-07-29

**基金项目:** 陕西省自然科学基金青年基础研究基金(2014JQ1008)

**作者简介:** 耿鹰鸽(1990—),女,硕士研究生,主要从事激光技术及其应用方面的研究。E-mail: yinggegeng@aliyun.com

**导师简介:** 李隆(1972—),男,博士,教授,硕士生导师,主要从事激光技术及其应用方面的研究。

E-mail: lilong7211@126.com

高能固体激光器研究的热点之一,美国、德国、日本等国家均投入了大量的人力、物力对其进行研发。例如,美国的激光惯性聚变能源计划,提出了高效、高平均功率、长时间运行的要求,激光二极管抽运固体激光器是满足这些要求的较好的技术途径之一<sup>[5-6]</sup>。

虽然 Yb:YAG 固体激光器具有很多优势,但其较低的热载荷(例如 Yb:YAG 产生的热载荷是 Nd:YAG 的三分之一)是限制大功率、高能激光输出的主要因素<sup>[3,5]</sup>。同时,在高功率抽运下存在严重的热透镜效应和双折射效应,这使得增益介质产生了很强的光学畸变,从而严重制约了激光器的输出功率,降低了光束质量,甚至导致激光介质断裂<sup>[7-10]</sup>。激光晶体吸收抽运光并转化为热量耗散在晶体内部,导致了晶体温度升高,进而严重地影响激光器性能。因此,在高功率固体激光器研发过程中,激光器的热效应一直是挥之不去的问题,减小热效应已经成为激光器设计中的关键步骤<sup>[11-12]</sup>。研究激光热效应的重要步骤在于准确计算晶体内部温度场的分布<sup>[13-14]</sup>。

本文针对二极管抽运小型 Yb:YAG 激光增益介质在激光条件下的热效应进行了分析,采用半解析方法,对不同的抽运功率、超高斯阶次、光斑半径、晶体尺寸等因素下的晶体温度场分布进行了模拟计算,分析了不同因素对热效应的影响。

## 2 热模型建立

### 2.1 方片 Yb:YAG 晶体热模型

采用端面抽运的方式可以有效地耦合抽运光到 Yb:YAG 晶体的基模体内,容易实现抽运光与振荡光之间的模式匹配,使得固体激光器具有比较高的效率。在脉冲激光二极管抽运下,一部分抽运光能量被激光晶体吸收,另一部分能量转换成热能,后者严重影响激光器的工作效率。因此对激光晶体施加强制冷却是十分必要的。在实际工作中,为了减小晶体的热效应,通常将 Yb:YAG 晶体用铜箔包裹并放置在与晶体尺寸匹配的紫铜块中,然后对铜块用循环水进行冷却<sup>[15]</sup>。脉冲激光二极管端面抽运方片 Yb:YAG 晶体结构示意图如图 1 所示,在直角坐标系中,建立激光晶体三维温度场模型,其中 HR 和 AR 表示高反膜和增透膜。Yb:YAG 晶体的长、宽、高分别用  $a$ 、 $b$ 、 $c$  来表示。脉冲激光二极管发射的抽运光平行于  $z$  轴入射到晶体的抽运端面。

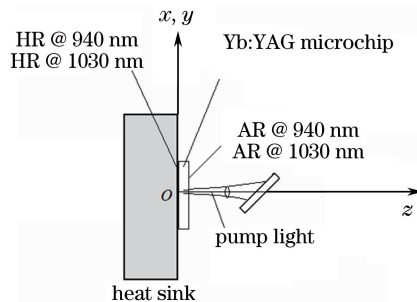


图 1 脉冲 LD 端面抽运方片 Yb:YAG 激光晶体热模型

Fig. 1 Thermal model of square Yb:YAG laser crystal end-pumped by pulsed LD

### 2.2 方片 Yb:YAG 晶体热模型的边界条件

在脉冲抽运的 Yb:YAG 微片激光晶体中,晶体内部的温度分布与热功率密度、晶体的比热容、几何结构以及抽运时间都息息相关<sup>[16]</sup>。脉冲激光二极管端面抽运方片 Yb:YAG 晶体的过程可分为抽运与抽运间期两个阶段,设抽运阶段的温度为  $u_1(x, y, z, t)$ ,抽运间隔的温度为  $u_n(x, y, z, t)$ ,脉冲激光二极管端面抽运方片 Yb:YAG 晶体的时变温度分布为  $u(x, y, z, t)$ 。方片 Yb:YAG 激光晶体与冷却物质保持良好的热接触,由于 Yb:YAG 晶体是各向同性介质,内部有热源,则脉冲激光二极管端面抽运方片 Yb:YAG 晶体的边界条件为

$$\begin{cases} u(x, y, z, t) |_{x=0} = 0, u(x, y, z, t) |_{x=a} = 0, 0 \leq x \leq a \\ u(x, y, z, t) |_{y=0} = 0, u(x, y, z, t) |_{y=b} = 0, 0 \leq y \leq b \\ \frac{\partial u(x, y, z, t)}{\partial z} |_{z=0} = 0, \frac{\partial u(x, y, z, t)}{\partial z} |_{z=c} = 0, 0 \leq z \leq c \end{cases} \quad (1)$$

### 3 理论分析计算

#### 3.1 单脉冲端面抽运方片 Yb:YAG 晶体的温度场计算

在脉冲激光二极管端面抽运激光晶体过程中,时变温度场与晶体的物理参数、抽运脉宽和重复频率等相关。晶体的热传导方程与初始条件,在脉冲抽运阶段为

$$\begin{cases} \rho C_p \frac{\partial u_{\perp}(x, y, z, t)}{\partial t} = \lambda \left[ \frac{\partial^2 u_{\perp}(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{\perp}(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_{\perp}(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right] + \\ q(x, y, z, t), 0 \leq t \leq \tau \\ u_{\perp}(x, y, z, t) |_{t=0} = 0 \end{cases}, \quad (2)$$

在抽运间期为

$$\begin{cases} \rho C_p \frac{\partial u_{\parallel}(x, y, z, t)}{\partial t} = \lambda \left[ \frac{\partial^2 u_{\parallel}(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{\parallel}(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_{\parallel}(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right], \tau \leq t \leq T, \\ u_{\parallel}(x, y, z, t) = u_{\perp}(x, y, z, \tau), t = \tau \end{cases}, \quad (3)$$

式中  $\rho, C_p, \lambda, \tau, T$  分别为晶体的密度、比热、热导率、脉冲宽度、抽运周期,  $q$  为晶体吸收抽运光能量产生的热功率密度。

考虑到 Yb:YAG 晶体的热传导系数随着温度变化而变化<sup>[17]</sup>,利用牛顿法求解脉冲激光二极管端面抽运方片 Yb:YAG 微片激光器的热传导方程,得到抽运阶段:

$$u_{\perp}(x, y, z, t) = u_{\perp} - \frac{A + B - C}{D - E}, \quad (4)$$

式中

$$A = \frac{(u_{\perp} - 273) \times 1.9 \times 10^8}{(\ln 5.33u_{\perp})^{7.14}} - \frac{3.31 \times 10^4 \times (u_{\perp} - 273)}{u_{\perp}}, \quad (5)$$

$$B = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f \rho C_p}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{c}\right)^2} \times \exp\left\{-\frac{\lambda(u_{\perp}) \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{c}\right)^2\right] t}{\rho C_p}\right\} \times \sin \frac{n\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{b} \cos \frac{l\pi}{c}, \quad (6)$$

$$C = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f \rho C_p}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{c}\right)^2} \times \sin \frac{m\pi}{a} \sin \frac{n\pi}{b} \cos \frac{l\pi}{c}, \quad (7)$$

$$D = \frac{1.9 \times 10^8 \times (\ln 5.33u_{\perp})^{7.14} - \frac{(1.9 \times 10^8 \times u_{\perp} - 273 \times 1.9 \times 10^8) \times 7.14 \times (\ln 5.33u_{\perp})^{6.14}}{u_{\perp}}}{(\ln 5.33u_{\perp})^{14.28}} - \frac{273 \times 3.31 \times 10^4}{u_{\perp}^2}, \quad (8)$$

$$E = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} f \exp(-kt) t \times \left[ \frac{3.31 \times 10^4}{u_{\perp}^2} - \frac{1.9 \times 10^8 \times 7.14 \times (\ln 5.33u_{\perp})^{6.14}}{u_{\perp} (\ln 5.33u_{\perp})^{14.28}} \right] \sin \frac{m\pi}{a} \sin \frac{n\pi}{b} \cos \frac{l\pi}{c}, \quad (9)$$

$$f = \frac{8\beta^2 \eta I_0 c [1 - \exp(-c\beta) \cos(l\pi)]}{ab\rho C_p (l^2 \pi^2 + c^2 \beta^2)} \iint_0^b \exp\left\{-2 \left[ \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\bar{\omega}^2} \right]^k\right\} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} dx dy, \quad (10)$$

抽运间期:

$$u_{\parallel}(x, y, z, t) = u_{\parallel} - \frac{F - G + H}{I - J + K}, \quad (11)$$

式中

$$F = \frac{(u_{\parallel} - 273) \times 1.9 \times 10^8}{(\ln 5.33u_{\parallel})^{7.14}} - \frac{3.31 \times 10^4 \times (u_{\parallel} - 273)}{u_{\parallel}}, \quad (12)$$

$$G = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f\rho C_p}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{c}\right)^2} \times \exp(k\tau) \exp(-kt) \sin \frac{m\pi}{a} \sin \frac{n\pi}{b} \cos \frac{l\pi}{c}, \quad (13)$$

$$H = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f\rho C_p}{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{c}\right)^2} \times \exp\left\{-\frac{\lambda(u_{\parallel}) \left[\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{l\pi}{c}\right)^2\right] t}{\rho C_p}\right\} \times \sin \frac{n\pi}{a} \sin \frac{m\pi}{b} \cos \frac{l\pi}{c}, \quad (14)$$

$$I = \frac{1.9 \times 10^8 \times (\ln 5.33u_{\parallel})^{7.14} - \frac{(1.9 \times 10^8 \times u_{\parallel} - 273 \times 1.9 \times 10^8) \times 7.14 \times (\ln 5.33u_{\parallel})^{6.14}}{u_{\parallel}}}{(\ln 5.33u_{\parallel})^{14.28}} - \frac{273 \times 3.31 \times 10^4}{u_{\parallel}^2}, \quad (15)$$

$$J = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} f \exp(k\tau) \times [\tau - t \exp(-kt)] \times \left[ \frac{3.31 \times 10^4}{u_{\parallel}^2} - \frac{1.9 \times 10^8 \times 7.14 \times (\ln 5.33u_{\parallel})^{6.14}}{u_{\parallel} (\ln 5.33u_{\parallel})^{14.28}} \right] \times \sin \frac{m\pi}{a} \sin \frac{n\pi}{b} \cos \frac{l\pi}{c}, \quad (16)$$

$$K = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} f \exp(-kt) t \times \left[ \frac{3.31 \times 10^4}{u_{\parallel}^2} - \frac{1.9 \times 10^8 \times 7.14 \times (\ln 5.33u_{\parallel})^{6.14}}{u_{\parallel} (\ln 5.33u_{\parallel})^{14.28}} \right] \times \sin \frac{m\pi}{a} \sin \frac{n\pi}{b} \cos \frac{l\pi}{c}, \quad (17)$$

## 4 数值模拟

Yb:YAG 固体激光器体积小,输出功率大,可连续或高频率重复运转,且光束质量好,晶体光-光转换效率高,因此基于 Yb:YAG 晶体的全固态激光器已成为这一领域的研究热点<sup>[18]</sup>。采用平均功率为 80 W、超高斯半径为 400  $\mu\text{m}$ 、超高斯阶次为 3 的脉冲激光二极管对掺 Yb<sup>3+</sup> 粒子质量分数为 8% 的 Yb:YAG 晶体进行抽运。该激光晶体的尺寸为 4 mm $\times$ 3 mm $\times$ 1 mm,且对 940 nm 抽运光的吸收系数是 8.28  $\text{cm}^{-1}$ 。在单脉冲抽运的条件下,将 Yb:YAG 晶体的热导率视为常数,当  $t=2$  ms 时,抽运端面( $x=4$  mm)获得的最高温升为 31.69  $^{\circ}\text{C}$ ,如图 2 所示。

Yb:YAG 晶体的热导率随温度变化而变化,抽运端面的最大温升也会发生改变,如图 3 所示,变热导率方片 Yb:YAG 晶体的抽运端面( $x=4$  mm)获得的最高温升为 35.66  $^{\circ}\text{C}$ 。

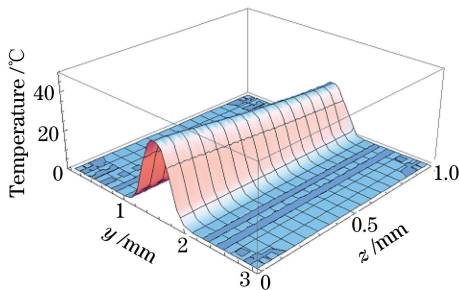


图2 端面抽运常热导率 Yb:YAG 微片温度场分布图  
Fig. 2 Temperature field distribution of end-pumped Yb:YAG microchip with constant thermal conductivity

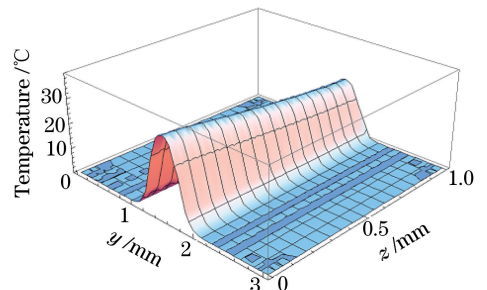


图3 端面抽运变热导率 Yb:YAG 微片温度场分布图  
Fig. 3 Temperature field distribution of end-pumped Yb:YAG microchip with variable thermal conductivity

脉冲抽运变热导率 Yb:YAG 的等温线分布如图4所示。

对于脉冲激光二极管抽运的 Yb:YAG 晶体来说,影响其温度场的因素多种多样,如抽运功率、超高斯阶次、抽运光斑半径、抽运脉冲宽度等,改变其中的一个因素,其温度场都会发生改变。下面将系统分析不同因

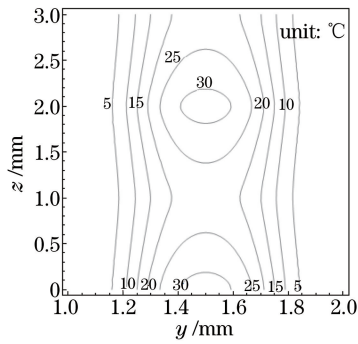


图4 端面抽运 Yb:YAG 晶体等温线分布图

Fig. 4 Isotherm diagram of end-pumped Yb:YAG crystal

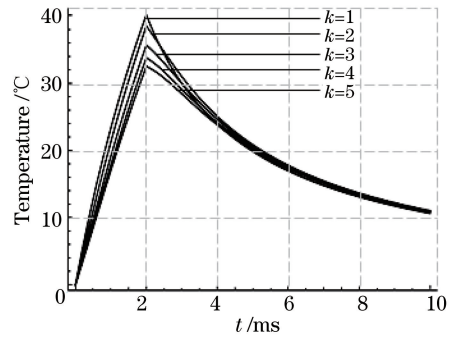


图5 不同超高斯阶次下的 Yb:YAG 晶体温度

Fig. 5 Temperature of Yb:YAG crystal for different super-Gaussian orders

素对晶体温度造成的影响。

#### 4.1 超高斯阶次对方片 Yb:YAG 微片激光器温度分布的影响

超高斯抽运光的阶次与晶体的温度有着一定的依赖关系,图5所示为在不同超高斯阶次抽运光抽运下,晶体抽运端面的温度分布图。由图中可以看出,当阶次分别为1,2,3,4,5时,Yb:YAG 晶体端面的最高温升分别为40.17,38.50,35.66,33.77,32.51 °C。

#### 4.2 抽运功率对方片 Yb:YAG 微片激光器温度分布的影响

晶体在不同的抽运功率抽运下的温度分布对热稳腔的设计十分重要,在抽运功率对 Yb:YAG 晶体温度场的影响研究中,保持其他因素不变,通过改变脉冲抽运光的抽运功率来观察晶体抽运面的最高温升,如下图6所示。当抽运功率分别为80,85,90,95,100 W时,在抽运端面获得的最高温升分别为34.23,36.36,38.50,40.64,42.78 °C。从图中可以看出,脉冲激光二极管端面抽运的方片 Yb:YAG 晶体的温度场随着抽运功率的增大而增大。

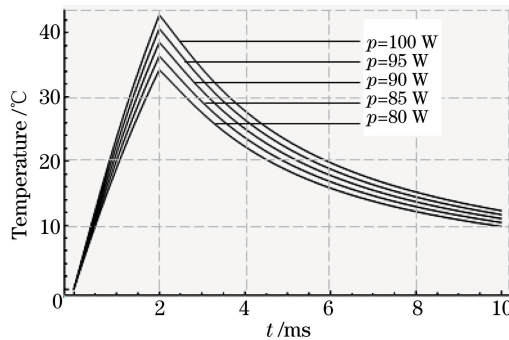


图6 不同抽运功率下的 Yb:YAG 晶体温度

Fig. 6 Temperature of Yb:YAG crystal for different pump powers

#### 4.3 超高斯光斑半径对方片 Yb:YAG 微片激光器温度分布的影响

在抽运的过程中,要获得较高的光束质量和光-光转换效率,就要使抽运光与激光振荡模式相匹配<sup>[19]</sup>。使用不同超高斯光斑半径的抽运光脉冲抽运 Yb:YAG 晶体时的温度分布如图7所示,当光斑半径分别为300,350,400,450,500 μm时,抽运端面的最高温升分别为38.50,29.69,23.46,18.92,15.52 °C。从图中可看出,Yb:YAG 晶体端面的最高温升随着光斑半径的增大而减小。

#### 4.4 脉冲宽度对方片 Yb:YAG 微片激光器温度分布的影响

图8所示为在脉冲超高斯光斑半径为300 μm,脉冲抽运功率为80 W时,不同脉宽下晶体内部的温度场。当脉宽分别为1,2,3,4,5 ms时,最高温度分别为19.16,35.66,49.12,60.28,69.75 °C。从图中可以看出,最高温升随着脉宽的增大而升高。



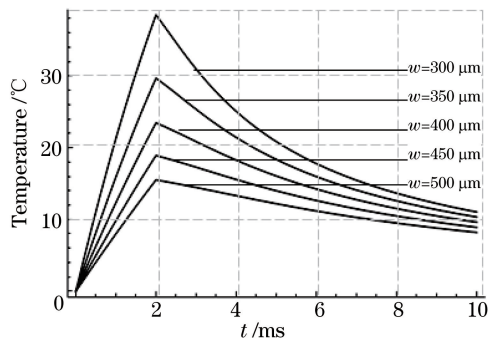


图7 不同光斑半径下的 Yb:YAG 晶体温度

Fig. 7 Temperature of Yb:YAG crystal for different spot radii

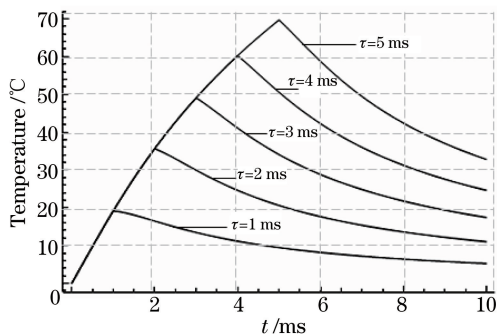


图8 不同脉宽下的 Yb:YAG 晶体温度

Fig. 8 Temperature of Yb:YAG crystal for different pulse widths

## 5 在非稳态及准热平衡态下的方片 Yb:YAG 晶体的温度场

### 5.1 在非稳态下的方片 Yb:YAG 晶体的温度场

使用脉冲抽运功率为 80 W、超高斯光斑半径为 300  $\mu\text{m}$ 、超高斯阶次为 3 的脉冲抽运光对方片 Yb:YAG 晶体进行抽运。在 0~200 ms 的非稳态阶段, Yb:YAG 晶体端面的温度分布如图 9 所示。由图可知, 激光器抽运到一定阶段, 方片 Yb:YAG 晶体的温度随时间的变化呈现锯齿状波形分布。其中每一个波形的峰值与波谷的温度分别高于前一个波形的峰值与波谷的温度, 产生这一现象的原因是由于激光器的运转重复频率的存在, 抽运脉冲产生的温度升高还未恢复, 后继抽运脉冲又来临, 温度在前一个残留温度分布的基础上进行叠加而产生新的温度, 导致方片 Yb:YAG 晶体的温度升高<sup>[20]</sup>。

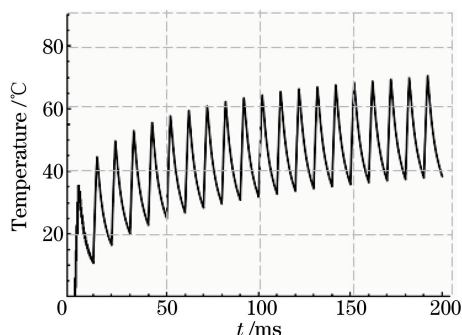


图9 非稳态时 Yb:YAG 晶体端面的温度分布图

Fig. 9 Temperature distribution of Yb:YAG crystal end faces in the non-steady state

### 5.2 在准热平衡态下的方片 Yb:YAG 晶体的温度场

随着后继脉冲的不断叠加, 波峰温度升高的幅度越来越小, 直到进入准热平衡的状态。图 10 所示为方片 Yb:YAG 晶体达到准热平衡态状态时的温度场。方片 Yb:YAG 晶体内的温度在 43.28~75.81  $^{\circ}\text{C}$  之间呈现稳定的锯齿状周期分布。

## 6 结 论

建立了激光二极管端面抽运方片 Yb:YAG 晶体的热效应模型。考虑到晶体的热导率随温度的变化, 根据经典热传导方程, 运用牛顿法, 得出了晶体的温度分布。分析了超高斯阶次、抽运功率、光斑半径、脉宽等因素对 Yb:YAG 晶体温度场的影响, 以及非稳态及准热平衡态下的温度场的变化规律。结果表明, 使用抽运功率为 80 W、超高斯半径为 400  $\mu\text{m}$ 、超高斯阶次为 3 的脉冲激光二极管对晶体进行抽运时, 在将 Yb:YAG 晶体的热导率视为常量和非常量两种情况下, 该晶体在抽运端面获得的最高温升分别为 31.69  $^{\circ}\text{C}$  和 35.66  $^{\circ}\text{C}$ 。该激光晶体的尺寸为 4 mm $\times$ 3 mm $\times$ 1 mm, 对 940 nm 抽运光的吸收系数为 8.28  $\text{cm}^{-1}$ , 掺 Yb<sup>3+</sup> 粒

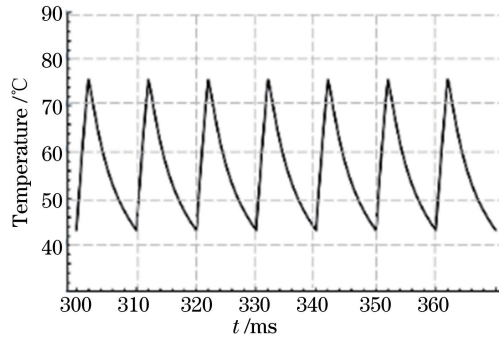


图 10 准热平衡态时 Yb:YAG 晶体端面的温度分布图

Fig. 10 Temperature distribution of Yb:YAG crystal end faces in the quasi-thermal equilibrium state

子质量分数为 8%。计算结果有助于激光二极管抽运固体激光器的结构优化设计和实验研究。

### 参 考 文 献

- 1 Saikawa J, Kurimura S, Shoji I, *et al.* Tunable frequency-doubled Yb:YAG microchip lasers[J]. *Optical Materials*, 2002, 19(1): 169-174.
- 2 Tian Yubing, Tan Huiming, Wang Fan. A compact efficient intra-cavity frequency doubled Yb:YAG/BIBO 515 nm thin disc laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(6): 0602021.  
田玉冰, 檀慧明, 王帆. 680 mW 小型薄片式 Yb:YAG/BIBO 515 nm 激光器[J]. *中国激光*, 2013, 40(6): 0602021.
- 3 Lacovara P, Choi H K, Wang C A, *et al.* Room-temperature diode-pumped Yb:YAG laser[J]. *Opt Lett*, 1991, 16(14): 1089-1091.
- 4 王晓丹, 高兰兰, 李刚. 全固态 Yb:YAG 碟片激光器特性研究[J]. *科技前沿*, 2015(3): 3-4.
- 5 Xiao Kaibo, Yuan Xiaodong, Jiang Xinying, *et al.* Research status of conceptual design of diode-pumped solid-state laser driver for LIFE[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(4): 040001.  
肖凯博, 袁晓东, 蒋新颖, 等. 美国 LIFE 计划激光驱动器概念设计研究现状[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(4): 040001.
- 6 Sun Ruoyu, Jin Dongchen, Cao Jing, *et al.* Hundred watt-level 1030 nm Ytterbium-doped picosecond all-fiber laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(10): 1002004.  
孙若愚, 金东臣, 曹镜, 等. 百瓦级 1030 nm 皮秒脉冲掺镜全光纤激光器[J]. *中国激光*, 2014, 41(10): 1002004.
- 7 Yang Hongru, Zuo Tiechuan. Investigation on temperatures and output of all-solid-state miniature Yb:YAG laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, 32(8): 907-910.  
杨鸿儒, 左铁钊. 全固态小型 Yb:YAG 激光器热效应及输出特性的研究[J]. *光子学报*, 2003, 32(8): 907-910.
- 8 Honea E C, Beach R J, Mitchell S C, *et al.* 183-W,  $M^2 = 2.4$  Yb:YAG Q-switched laser[J]. *Opt Lett*, 1999, 24(3): 154-156.
- 9 Rutherford T S, Tulloch W M, Gustafson E K, *et al.* Edge-pumped quasi-three-level slab lasers: Design and power scaling[J]. *IEEE J Quantum Electronics*, 2000, 36(2): 205-219.
- 10 Wang Juntao, Wang Xiaojun, Zhou Tangjian, *et al.* Design of end-pumped double cladding Nd:YAG planar waveguide laser amplifier[J]. *Chinese J Lasers*, 2015, 42(1): 0102009.  
王君涛, 王小军, 周唐建, 等. 端面抽运双包层 Nd:YAG 平面波导激光放大器设计[J]. *中国激光*, 2015, 42(1): 0102009.
- 11 Lu F Y, Gong M L, Xue H Z, *et al.* Analysis on the temperature distribution and thermal effects in corner-pumped slab lasers[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2007, 45(1): 43-48.
- 12 Zhang Deping, Wu Chao, Zhang Rongzhu, *et al.* Study on temperature of LD end-pumped separated amplifier structure[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(8): 2241-2255.  
张德平, 吴超, 张蓉竹, 等. LD 端面抽运分离式放大器结构的热效应研究[J]. *红外与激光工程*, 2015, 44(8): 2241-2255.
- 13 Anaya J, Torres A, Martin-Martin A, *et al.* Study of the temperature distribution in Si nanowires under microscopic laser

- beam excitation[J]. *Materials Science & processing*, 2013, 113(1): 167-176.
- 14 Fan Ting, Gao Feng, Li Jinping. Thermal effect of laser diode end-pumped Nd:GdVO<sub>4</sub> crystal slab[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(3): 433-437.  
范 婷, 高 峰, 李金平. 激光二极管端泵平板 Nd:GdVO<sub>4</sub> 体热效应[J]. *红外与激光工程*, 2011, 40(3): 433-437.
- 15 Zhang Qiulin, Su Hongxin, Sun Jiang, *et al.* Stability of LD pumped passively Q-switched solid-state lasers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, 56(10): 5818-5820.  
张秋琳, 苏红新, 孙 江, 等. LD 抽运被动调 Q 固体激光器的脉冲稳定性[J]. *物理学报*, 2007, 56(10): 5818-5820.
- 16 Wang Shuxiang, Chen Yunlin, Yan Caifan, *et al.* Survey of microchip lasers [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2007, 24(4): 401-406.  
王淑香, 陈云琳, 颜彩繁, 等. 微片激光器的最新研究进展[J]. *量子电子学报*, 2007, 24(4): 401-406.
- 17 Slack G A, Oliver D W. Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions[J]. *Phys Rev B*, 1971, 4(2): 592-609.
- 18 Guo Longcheng, Guo zhen, Wang Shiyu, *et al.* Numerical simulation of thermal focal length in diode pumped solid state lasers[J]. *Electronic Science and Technology*, 2010, 23(9): 63-66.  
郭龙成, 过 振, 王石语, 等. 二极管抽运固体激光器热透镜焦距的数值模拟[J]. *电子科技*, 2010, 23(9): 63-66.
- 19 Shi Peng, Li Jinping, Li Long, *et al.* Influence of pump light distribution on temperatures within Nd:YAG microchip laser[J]. *Chinese J Lasers*, 2008, 35(5): 643-646.  
史 彭, 李金平, 李 隆, 等. 抽运光分布对 Nd:YAG 微片激光器热效应的影响[J]. *中国激光*, 2008, 35(5): 643-646.
- 20 Liu Quanxi, Zhong Ming. Temperature and thermal stress distribution in thin disk laser end-pumped by LD[J]. *Journal of Applied Optics*, 2010, 31(4): 636-640.  
刘全喜, 钟 鸣. LD 端面抽运薄片激光器的温度和热应力分布研究[J]. *应用光学*, 2010, 31(4): 636-640.