

LD 端面抽运 Nd:YAG 微片热容 激光器温度场

李隆, 潘晓瑞*, 耿鹰鸽

西安建筑科技大学理学院, 陕西 西安 710055

摘要 对微片激光晶体的实际工作特点进行分析, 根据热容激光器的管理模式, 建立抽运和冷却阶段的晶体热模型。然后引入变热传导系数对方程进行求解, 分别得到激光二极管(LD)单端抽运和冷却时热容激光器温度场的表达式。并对光斑半径和抽运时间这两个影响晶体温度场的因素进行了分析, 计算结果表明: 当 Nd:YAG 晶体热导率分别为常量和变量时, 其抽运端面的最大温升分别为 459.24 °C、535.78 °C。其中晶体钕离子的质量比为 1.0%, 微片尺寸为 $\Phi 20\text{ mm} \times 1\text{ mm}$, 抽运功率为 60 W, Nd:YAG 晶体对入射抽运光的吸收系数是 910 m^{-1} , 超高斯光束阶次为 3, 抽运光的光斑半径为 800 mm。计算分析结果对 LD 端面抽运固体热容激光器谐振腔的设计具有借鉴意义。

关键词 激光器; 微片激光器; 端面抽运; 温度场

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP54.121404

Temperature Field of Nd:YAG Microchip Heat Capacity Laser End-Pumped by LD

Li Long, Pan Xiaorui, Geng Yingge

Faculty of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an, Shaanxi 710055, China

Abstract According to the management mode of the heat capacity laser, the crystal thermal model of the pump stage and the cooling stage are established respectively by analyzing actual working characteristics of microchip laser crystal. Then the equation of the heat transfer coefficient is introduced and the expressions of the temperature field of heat capacity laser are obtained with the status of side-end-pumping and cooling of laser diode (LD). The factors of spot radius and pump time that influencing the crystal temperature field are analyzed respectively. The results show that when the thermal conductivity of Nd:YAG crystal is constant and variable, the maximum temperature rises of pump end face are 459.24 °C and 535.78 °C, respectively. The mass ratio of neodymium ion in the crystal is 1.0%. The size of microchip is $\Phi 20\text{ mm} \times 1\text{ mm}$. The pump power is 60 W. The absorption coefficient of Nd:YAG crystal is 910 m^{-1} . The super-Gaussian beam order is 3 and the pump light spot radius is 800 mm. The analysis results are helpful to the design of LD end-pumped solid-state heat capacity lasers resonator.

Key words lasers; microchip laser; end pump; temperature field

OCIS codes 140.3460; 140.5960; 140.3580

1 引言

高效激光介质的连续研发以及激光技术的不断进步, 激光二极管(LD)抽运的全固态热容激光器已慢慢发展成为激光器界的主流。全固态热容激光器不仅充分体现了激光二极管抽运的高效率, 还融合了热容激

收稿日期: 2017-04-18; 收到修改稿日期: 2017-06-20

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: 李隆(1972—), 男, 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

* 通信联系人。E-mail: xiaorui@aliyun.com

光器的优点,已成为世界上广泛应用的激光器^[1-5]。微片激光器产生的热效应相对较小,是固体激光器小型化的一个重要类型。该激光器的激光介质被加工成薄片,并在表面上焊接散热器,所以散热面积和体积很大。在通光端面两端分别镀上介质膜并形成微型振荡腔。微片激光器的一个突出优势是厚度非常小,这使得半导体抽运固体激光器在小型化上取得了很大的进展^[6-10]。

通过对微片激光晶体的端面抽运模式温度场进行研究,分析了激光二极管抽运 Nd:YAG 微片热容型激光器的热效应。建立端面抽运的热模型,根据初始条件、边界条件和热传导方程进行理论计算,得出半解析解。并通过 Mathematica 软件对计算结果进行模拟,分析比较了各种因素对晶体温度的影响。在之前相关热容型激光器热效应的研究中,为了简化问题,通常把热传导系数作为常数进行计算模拟,而在本研究中,把热传导系数看作是随温度变化的函数进行计算模拟,虽然在一定程度上加大了计算的难度,但是更加符合实际工作的特点。本文针对晶体内部温度场分布情况以及影响温度场的抽运激光的不同参数进行了对比,为热容激光器的工作提供了一定的理论参考。

2 热模型建立

为了分析温度场的特性,研究以端面抽运 Nd:YAG 微片晶体热容激光器为基础,图 1 为端面抽运微片激光器的实验示意图,LBO 为三硼酸锂晶体。

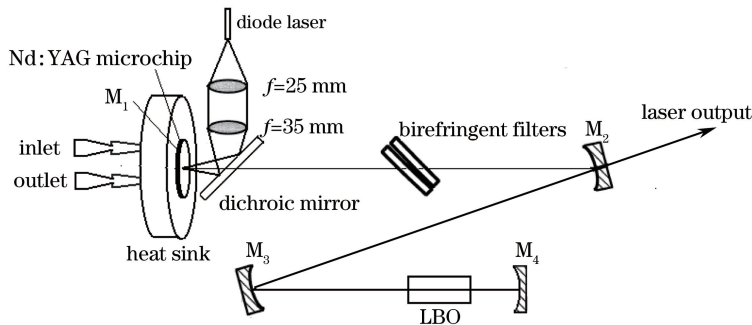


图 1 LD 端面抽运 Nd:YAG 微片激光器实验示意图

Fig. 1 Experimental diagram of Nd:YAG microchip laser end-pumped by LD

圆形微片激光器与圆棒形晶体激光器不同的是厚度非常薄,其中一端为抽运,另一端为冷却。根据热容激光器工作特性,抽运期间不进行冷却,关掉抽运源后再进行冷却。将 808 nm 和 1064 nm 双波长的增透膜镀在微片抽运端面上,同时也在冷却端面镀上同样波长的高反膜。微片晶体连接在热沉紫铜块上,在铜块内部有冷却水的通道,所以在冷却阶段,通过水循环对激光晶体进行冷却^[11-14]。模型结构如图 2 所示,HR 为高反,AR 为增透。

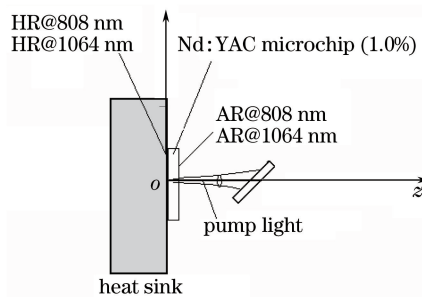


图 2 LD 端面抽运 Nd:YAG 微片热容激光器结构图

Fig. 2 Structure drawing of Nd:YAG microchip heat capacity laser end-pumped by LD

设 R 为微片的半径, L 为微片的厚度,抽运光为超高斯分布,它沿 z 轴入射到微片的端面,在 $z=0$ 处,其光强分布表达式为:

$$I(r, 0, t) = I_0 \exp\left(-2 \frac{r^{2k}}{\omega_0^{2k}}\right), \quad (1)$$

式中 I_0 为抽运光强, r 为柱坐标系中某一点到圆心的距离, ω_0 为抽运光斑半径, k 为高斯光束的阶次, $k=1$ 时为理想超高斯分布, $k=2, 3, 4, 5, 6, \dots$ 时为“top-hat”形状分布。当 k 接近于无穷大的时候, 光强分布趋于平均。如图 3 所示, 为不同阶次超高斯光强分布^[15-18]。

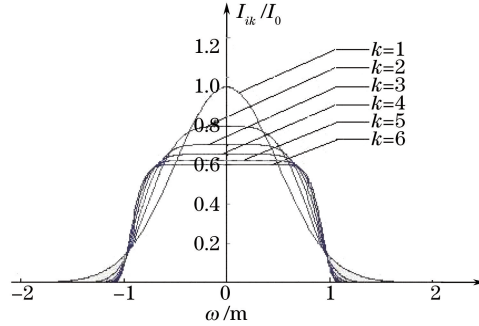


图 3 不同阶次超高斯光强分布图

Fig. 3 Light intensity distribution charts of super-Gauss by different orders

抽运光沿 z 轴入射到微片端面的功率 P 的表达式是:

$$P = \int_0^{\infty} I_0 \exp\left(-2 \frac{r^{2k}}{\omega_0^{2k}}\right) dr, \quad (2)$$

根据晶体介质吸收光的规律, 微片晶体在 z 处的抽运光强为:

$$I(r, z, t) = I_0 \exp\left(-2 \frac{r^{2k}}{\omega_0^{2k}}\right) \exp(-\beta z), \quad (3)$$

式中 β 为晶体对抽运光的吸收系数, 在 z 处晶体吸收能量产生的热功率密度为:

$$q_v(r, z, t) = \beta \eta I_0 \exp\left(-2 \frac{r^{2k}}{\omega_0^{2k}}\right) \exp(-\beta z), \quad (4)$$

式中 η 为热转换系数, $\eta = 808/1064$ 。

热容激光器分为两个阶段工作, 一个是抽运阶段, 一个是冷却阶段。晶体的背面与热沉间接触良好, 在建立热模型时, 可采用相对温度为 0°C , 最后再叠加上环境温度的方法进行计算得出实际温度。两个端面暴露在空气中, 与空气充分接触, 入射端面与空气交换的热量远远小于背面经过热传导流出的热量, 可设端面绝热^[19-21]。微片热容型激光器由于厚度非常薄, 抽运光只从单端入射, 边界条件为:

$$\begin{cases} u(r, z, t) |_{r=R} = 0, & 0 \leq z \leq L \\ \frac{\partial u(r, z, t)}{\partial z} |_{z=0} = 0, & \frac{\partial u(r, z, t)}{\partial z} |_{z=R} = 0, \end{cases} \quad (5)$$

3 理论分析计算

3.1 抽运阶段温度场计算

对于热容型激光器, 温度场计算需要分为两个方面: 抽运阶段与冷却阶段, 抽运阶段不进行冷却, 冷却阶段要关掉抽运源。热传导遵循泊松方程, 方程和初始条件为

$$\begin{cases} \frac{\partial u_1(r, z, t)}{\partial t} = \frac{\lambda(u_1)}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 u_1(r, z, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_1(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_1(r, z, t)}{\partial z^2} \right) + \frac{q(r, z, t)}{\rho C_p}, & 0 \leq t \leq \tau, \\ u_1(r, z, t) |_{t=0} = 0 \end{cases} \quad (6)$$

式中 C 为比热容量, 即单位质量物质的热容量, 单位为 $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$; ρ 为质量密度, 单位为 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$; u 为某时刻点 (x, y, z) 处的温度, 单位为 $^\circ\text{C}$; λ 是热导率与温度函数的关系, 其满足的关系式为:

$$\lambda(u) = \frac{1.9 \times 10^8}{[\ln(5.33 \times u)]^{7.14}} - \frac{3.31 \times 10^4}{u}. \quad (7)$$

由边界条件可以得出零阶贝塞尔函数为 $J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right)$, $n=1, 2, 3, \dots$, 再由边界条件得出本征函数为 $\cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right)$, $m=1, 2, 3, \dots$ 。因此, 温度场的表达式为:

$$u_1(r, z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} A(t) \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right). \quad (8)$$

将(8)式代入(6)式得:

$$u_1(r, z, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} A(t) \left[\cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) \right] J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) \rho C \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} A(t) \left[\cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) \right] J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) = \lambda \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} A(t) \left[\cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) \right] \left[\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}\right)^2 J_0''\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) + \frac{1}{r} \left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}\right) J_0'\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) - \frac{m^2 \pi^2}{l^2} J_0'\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) \right] + q_v(r, z). \quad (9)$$

通过 $\cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right)$ 在 $[0, L]$ 上呈正交的性质, 得出:

$$\int_0^l \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) \cos\left(\frac{k\pi}{l}z\right) dz = \begin{cases} 0, & m \neq k \\ \frac{l}{2}, & m = k \end{cases}. \quad (10)$$

将(10)式代入(9)式, 换算得:

$$\rho C \sum_{n=1}^{\infty} A'(t) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) = \lambda \sum_{n=1}^{\infty} A(t) \left[\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}\right)^2 J_0''\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) + \frac{1}{r} \left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}\right) J_0'\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) - \frac{m^2 \pi^2}{l^2} J_0'\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) \right] + \frac{2}{l} \int_0^l q_v(r, z) \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) dz. \quad (11)$$

根据贝塞尔函数的特性:

$$J_0''(x) + \frac{1}{x} J_0'(x) + J_0(x) = 0. \quad (12)$$

(11)式利用此性质, 得:

$$\rho C \sum_{n=1}^{\infty} A'(t) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) = -\lambda \sum_{n=1}^{\infty} A(t) \left[\frac{m^2 R^2 \pi^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2}{l^2 (\mu_n^{(0)})^2} J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) \right] + \frac{2}{l} \int_0^l q_v(r, z) \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) dz, \quad (13)$$

式中 $\mu_n^{(0)}$ 是零阶贝塞尔函数的第 n 个 0 点。利用正交和归一化特性的条件:

$$\int_0^R J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) J_0\left(\frac{\mu_k^{(0)}}{R}r\right) r dr = \begin{cases} 0, & n \neq k \\ \frac{R^2}{2} J_1^2(\mu_n^{(0)}), & n = k \end{cases}. \quad (14)$$

将(14)式代入到(13)式中得

$$\rho C \sum_{n=1}^{\infty} A'(t) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) = -\lambda \sum_{n=1}^{\infty} A(t) \left[\frac{m^2 R^2 \pi^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2}{l^2 R^2} J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) \right] + \frac{2}{l} \int_0^l q_v(r, z) \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) dz. \quad (15)$$

两边同时乘以 $J_0\left(\frac{\mu_k^{(0)}}{R}r\right)$, 在 $[0, R]$ 区间内积分得到:

$$A(t) = \frac{4l^3 I_0 \beta^2 \eta [1 - \exp(-\beta l) \cos(m\pi)]}{\lambda (u_1) (m^2 \pi^2 + \beta l^2) [m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]} \frac{1}{J_1^2(\mu_n^{(0)})} + \left\{ 1 - \exp\left\{ \frac{\lambda [m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]}{\rho C L^2 R^2} \right\} \right\} \int_0^R \exp\left(\frac{2r^{2k}}{w^{2k}}\right) J_0\left(\frac{\mu_k^{(0)}}{R}r\right) r dr. \quad (16)$$

下面进行系数设置:

$$c_1 = \frac{\lambda [m^2 R^2 \pi^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]}{l^2 R^2 \rho C}, \quad (17)$$

$$c_2 = \frac{4}{\rho C l R^2 J_1^2(\mu_n^{(0)})} \int_0^{l'} \int_0^{l'} q_v(r, z) \cos\left(\frac{m\pi}{l} z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R} r\right) dz dr. \quad (18)$$

所以得到

$$A'(t) = -c_1 A(t) + c_2, \quad (19)$$

$$A(t) = \frac{c_2}{c_1} + c_3 \exp(-c_1 t), \quad (20)$$

式中 c_3 为求解的待定系数, 由初始条件 $u_{\text{I}}(r, z, t)|_{t=0} = 0$, 得到 $A(0) = 0$:

$$\begin{cases} A(0) = \frac{c_2}{c_1} + c_3 = 0 \\ c_3 = -\frac{c_2}{c_1} \end{cases}. \quad (21)$$

将(17)式、(18)式、(21)式代入(20)式得到:

$$A(t) = \frac{4l^3 I_0 \beta^2 \eta [1 - \exp(-\beta l) \cos(m\pi)]}{\lambda (m^2 \pi^2 + \beta l^2) [m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]} \frac{1}{J_1^2(\mu_n^{(0)})} + \left\{ 1 - \exp\left\{ \frac{\lambda [m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]}{\rho C L^2 R^2} \right\} \right\} \int_0^R \exp\left(\frac{2r^{2k}}{\tau \omega^{2k}}\right) J_0\left(\frac{\mu_k^{(0)}}{R} r\right) r dr. \quad (22)$$

再将此式代入到(8)式中, 整理得到:

$$u(r, z, t) - 20 = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4l^3 I_0 \beta^2 \eta [1 - \exp(-\beta l) \cos(m\pi)]}{(m^2 \pi^2 + \beta l^2) [m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]} \frac{1}{J_1^2(\mu_n^{(0)})} \left\{ 1 - \exp\left\{ \frac{\lambda [m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]}{\rho C L^2 R^2} \right\} \right\} \int_0^R \exp\left(\frac{2r^{2k}}{\tau \omega^{2k}}\right) J_0\left(\frac{\mu_k^{(0)}}{R} r\right) r dr \cos\left(\frac{m\pi}{l} z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R} r\right). \quad (23)$$

代入变热传导系数 λ :

$$\lambda = \frac{1.9 \times 10^8 (u_{\text{I}} - 20)}{[\ln(5.33 \times u_{\text{I}})]^{7.14}} - \frac{3.31 \times 10^4 (u_{\text{I}} - 20)}{u_{\text{I}}} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{4l^3 I_0 \beta^2 \eta [1 - \exp(-\beta l) \cos(m\pi)]}{(m^2 \pi^2 + \beta l^2) [m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]} \frac{1}{J_1^2(\mu_n^{(0)})} \left\{ 1 - \exp\left\{ \frac{\lambda [m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2]}{\rho C L^2 R^2} \right\} \right\} \int_0^R \exp\left(\frac{2r^{2k}}{\tau \omega^{2k}}\right) J_0\left(\frac{\mu_k^{(0)}}{R} r\right) r dr \cos\left(\frac{m\pi}{l} z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R} r\right). \quad (24)$$

3.2 冷却阶段温度场计算

热容激光器处于冷却阶段时, 抽运阶段停止工作, 所以无外源热量, 得到热传导方程和初始条件为:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_{\text{II}}(r, z, t)}{\partial t} = \frac{\lambda(u_{\text{II}})}{\rho C_p} \left(\frac{\partial^2 u_{\text{II}}(r, z, t)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_{\text{II}}(r, z, t)}{\partial r} + \frac{\partial^2 u_{\text{II}}(r, z, t)}{\partial z^2} \right), & 0 \leq t \leq \tau \\ u_{\text{II}}(r, z, t)|_{t=\tau} = u_{\text{I}}(r, z, \tau) \end{cases}. \quad (25)$$

根据线性偏微分方程性质, 可设: $\partial u_{\text{II}}(r, z, t) = R(r)Z(z)\tau(t)$ 代入(25)式得:

$$\frac{\rho C}{\lambda} \frac{\partial \tau}{\partial t} R(r)Z(z) = \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} Z(z)\tau(t) + \frac{\partial R(r)}{\partial r} Z(z)\tau(t) + \frac{\partial Z(z)}{\partial z^2} R(r)\tau(t). \quad (26)$$

化简得:

$$\frac{\rho C}{\lambda} \frac{1}{\tau(t)} \frac{\partial \tau(t)}{\partial t} = \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} \frac{1}{R(r)} + \frac{1}{r} \frac{1}{R(r)} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2}. \quad (27)$$

进行系数变换:

$$\begin{cases} \frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = -c_z \\ \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} + c_z Z(z) = 0 \end{cases}. \quad (28)$$

得通解为:

$$Z(z) = A \sin \sqrt{c_z z} + B \cos \sqrt{c_z z}。 \quad (29)$$

把 $\partial u_{II}(r, z, t) = R(r)Z(z)\tau(t)$ 与边界条件结合:

$$\left. \frac{\partial Z(x)}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \left. \frac{\partial Z(x)}{\partial z} \right|_{z=L} = 0。 \quad (30)$$

得 $A=0, c_z = \left(\frac{m\pi}{l}\right)^2$, 所以 $Z(z) = B \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right)$, 化简 $R(r)$, 得:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} \frac{1}{R(r)} + \frac{1}{r} \frac{1}{R(r)} \frac{\partial R(r)}{\partial r} = -c_r \\ \frac{1}{R(r)} \left[\frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} = -c_r \right] \end{cases}。 \quad (31)$$

在 r 边界条件处, 可得出贝塞尔方程的解: $R(r) = B J_0(\mu_n^{(0)} r/R)$, B 是常数, c_r 为

$$c_r = \frac{(\mu_n^{(0)})^2}{R^2}。 \quad (32)$$

化简 $\tau(t)$, 设:

$$\frac{\rho C}{\lambda} \frac{1}{\tau(t)} \frac{\partial \tau(t)}{\partial t} = c_t。 \quad (33)$$

由(29)式得:

$$c_t = -(c_z + c_r) = -\left[\left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}\right)^2\right] = -\frac{m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2}{l^2 R^2}。 \quad (34)$$

将(34)式化简得到:

$$\frac{\partial \tau(t)}{\tau(t)} = c_t \frac{\lambda}{\rho C} \partial t。 \quad (35)$$

对两端进行积分得:

$$\begin{cases} \ln \tau(t) = c_t \frac{\lambda}{\rho C} (t - t_1) + c_6 \\ \tau(t) = c_6 \exp\left[c_t \frac{\lambda}{\rho C} (t - t_1)\right] \end{cases}。 \quad (36)$$

得出冷却场的温度场表达式为:

$$u_{II}(r, z, t_1) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B(t) \exp\left[-\lambda \frac{m^2 \pi^2 R^2 + l^2 (\mu_n^{(0)})^2}{\rho C l^2 R^2} (t - t_1)\right] \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right)。 \quad (37)$$

解系数 $B(t)$, 因为初始条件 $u_{II}(r, z, t)|_{t=\tau} = u_I(r, z, \tau)$, 得:

$$u_{II}(r, z, t_1) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B(t) e^0 \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) = u_I(r, z, t_1) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A(t_1) \cos\left(\frac{m\pi}{l}z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right)。 \quad (38)$$

由于两系数相等 $B(t) = A(t_1)$, 则

$$B(t) = \frac{4l^3 I_0 \beta^2 \eta [1 - \exp(-\beta L) \cos(m\pi)]}{\lambda (m^2 \pi^2 + \beta^2 L^2) [m^2 \pi^2 R^2 + L^2 (\mu_n^{(0)})^2]} \frac{1}{J_1^2(\mu_n^{(0)})} \left\{ 1 - \exp\left\{-\frac{\lambda [m^2 \pi^2 R^2 + L^2 (\mu_n^{(0)})^2]}{\rho C l^2 R^2} t_1\right\} \right\} \int_0^R \exp\left(-\frac{2r^{2k}}{w^{2k}}\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) r dr。 \quad (39)$$

4 数值模拟

4.1 端面抽运 Nd:YAG 微片抽运阶段温度场特征

常用的 Nd:YAG 微片钕离子的质量比为 1.0%, 微片尺寸为 $\Phi 20 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$, 抽运功率为 60 W, Nd:YAG 晶体对入射的抽运光的吸收系数 $\beta = 910 \text{ m}^{-1}$, 超高斯光束阶次取值 $k=3$, 相对于抽运光光斑半径 $w=800 \mu\text{m}$ 。热传导系数是关于温度的函数, 在抽运阶段 $t=5 \text{ s}$ 时, 以单端晶体为例, 比较一下 λ 为定值

($14 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)和变值时不同的温度场分布如图 4,图 5 所示。在 λ 为定值的时候,微片最高温升为 $459.24 \text{ }^\circ\text{C}$; λ 为变化的函数时,微片最高温升为 $535.78 \text{ }^\circ\text{C}$ 。

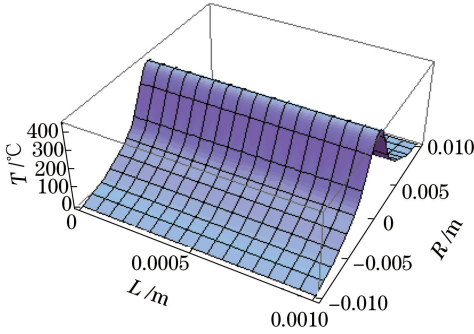


图 4 热传导系数为定值温度场分布图

Fig. 4 Temperature field distribution with invariable thermal conductivity

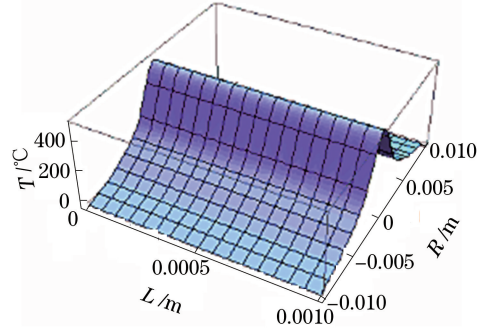


图 5 热传导系数为变值温度场分布图

Fig. 5 Temperature field distribution with variable thermal conductivity

4.2 端面抽运 Nd:YAG 微片冷却阶段温度场特征

由于上节对比过 λ 为定值和变值时关于温度的函数,两种不同情况的温度场的模拟图,在本节将不再进行对比,均把 λ 看作是温度的函数,进行数值模拟,在抽运 5 s 之后,关掉抽运源,开始进入冷却阶段,在大约经过 25 s 晶体温度降为相对室温的 $0.14 \text{ }^\circ\text{C}$,此时就可以继续开启抽运源,开始下一阶段的抽运。图 6 和图 7 分别表示微片冷却阶段的温度场和温度衰减图。由此可见,经过 25 s 左右的冷却,晶片的温度已经降到很低,再开启抽运源工作,因热效应已降到最低,对抽运工作影响很小。

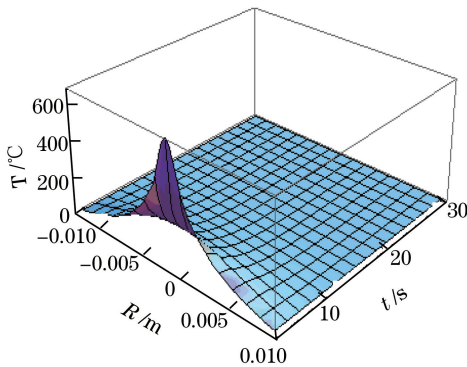


图 6 冷却阶段温度场分布图

Fig. 6 Temperature field distribution in cooling stage

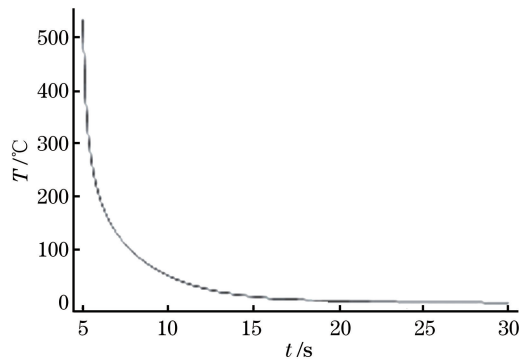


图 7 冷却阶段温度衰减图

Fig. 7 Temperature attenuation figure in cooling stage

5 Nd:YAG 微片在不同因素下的温度场变化

以上,研究了在特定环境下的 Nd:YAG 微片温度场分布,后面将研究抽运光斑半径和抽运时间对温度场的影响。

5.1 抽运光斑半径对 Nd:YAG 微片温度场的影响

抽运光半径对于微片温度场起到很重要的影响,如图 8 所示,在所有参数不变时,只改变抽运光光斑的半径,在抽运光波长为 $800, 900, 1000, 1100, 1200 \mu\text{m}$ 的时候,在 $t=5 \text{ s}$ 时所获得的抽运端面的最高温升分别为: $535.78, 530.80, 525.34, 519.43, 513.81 \text{ }^\circ\text{C}$ 。可见端面最高温升随着光斑半径的增大而减小。然而在冷却阶段,随着抽运光斑半径的增大,冷却温度在沿着晶体厚度的方向没有下降趋势,温度趋于平稳,但是冷却时间越长,温度下降得就越快,如图 9 所示。

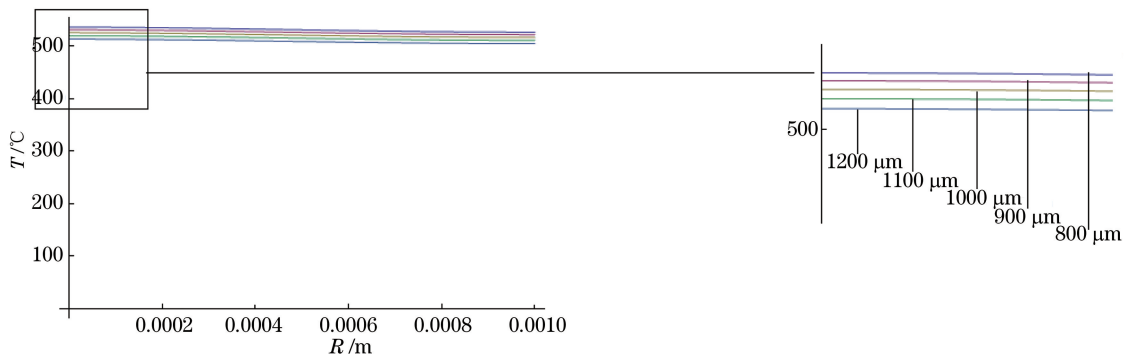


图 8 不同抽运光斑半径对 Nd:YAG 微片温度场的影响

Fig. 8 Effect of different pump light spot radii on temperature field of Nd:YAG microchip

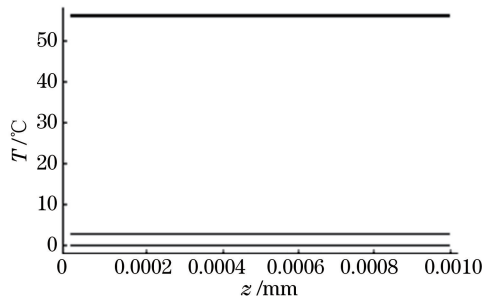


图9 冷却阶段不同抽运光斑半径及时间的 Nd:YAG 微片温度场

Fig. 9 Temperature field of the Nd:YAG microchip with different pump light spot radii and time in cooling stage

5.2 抽运时间对 Nd:YAG 微片温度场的影响

对于热容激光这种工作模式的激光器,最重要的一点就是如何合理地分配抽运工作的时间和冷却工作的时间,如图 10 所示,模拟了抽运时间为 5, 6, 7, 8, 9, 10 s 所对应的端面温升为分别为 535.78, 552.69, 565.19, 571.44, 581.29, 586.39 °C。可见随着抽运时间的延长,端面温升呈上升状态,但上升期间,每单位上升的温度差变小。而冷却场温度,随着冷却时间的加长,下降迅速,如图 11 所示。由此说明把握合理的抽运时间和冷却时间,可有效降低热效应。

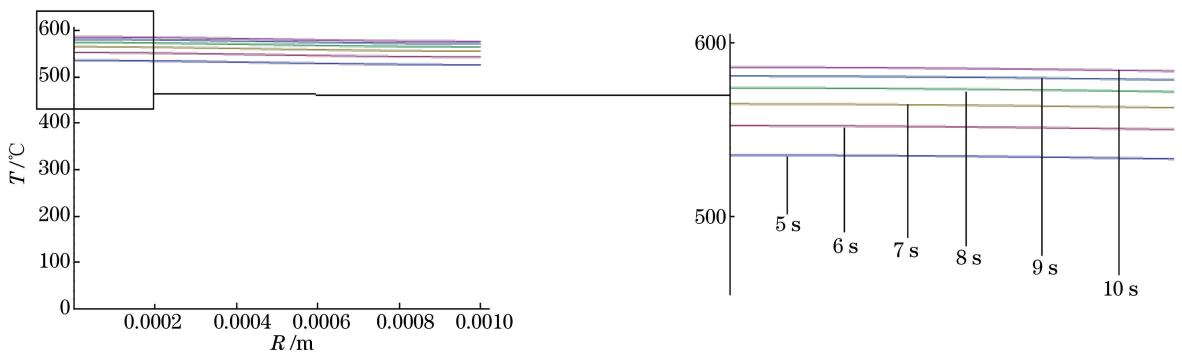


图 10 不同抽运时间对 Nd:YAG 微片温度场的影响

Fig. 10 Effect of different pumping time on temperature field of Nd:YAG microchip

6 结 论

主要研究了激光二极管端面抽运 Nd:YAG 微片热容激光器温度场的变化情况。研究的主要方法是,首先建立相符的热模型,然后根据热模型确定边界条件,再根据热传导方程和相符的初始条件,对其进行半解析解。由于本文中热传导系数 λ 为变值,代入最终得到的会是一个超越方程,没有解析解,所以结合数值解

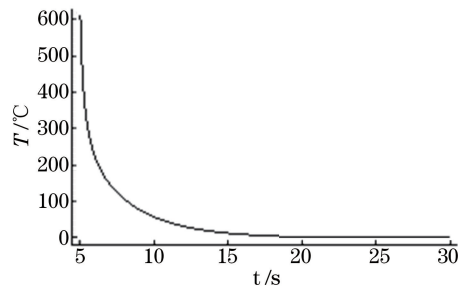


图11 冷却阶段不同抽运时间对微片端面中心位置温度场的影响

Fig. 11 Temperature field of the microchip center with different pumping times in cooling stage

法、牛顿法对其进行求解。计算部分完成后,用计算机软件模拟出 Nd:YAG 微片在抽运阶段和冷却阶段的温度场分布,并对比了抽运阶段热导系数分别为定值和变值时的温度情况。最后对比了在不同抽运光光斑半径和不同抽运时间的情况下温度场的变化。研究结果在热容激光器的设计方面具有一定的理论指导意义。

参 考 文 献

- [1] Xu Fanghua, Wang Zhengping, Zhang Huaijin, *et al.*. Study on the properties of LD-pumped Nd:LuV₀₄ microchip laser [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, 56(7): 3950-3954.
徐方华, 王正平, 张怀金, 等. LD 抽运 Nd:LuV₀₄ 微片激光器性能研究[J]. *物理学报*, 2007, 56(7): 3950-3954.
- [2] Yang Lin, Dong Jun. Progress in laser ignition based on passively Q-switched solid-state lasers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(3): 030007.
杨林, 董俊. 基于被动调 Q 固体激光器的激光点火系统的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(3): 030007.
- [3] Xia Kegui, Li Jianlang. Recent development in radially polarized solid-state laser with composite laser crystal[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*. 2013, 50(8): 080015.
夏克贵, 李建郎. 基于键合晶体的径向偏振固体激光器研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2013, 50(8): 080015.
- [4] Zhang Yongqin, Zhang Song, Deng Yong, *et al.*. Nd:YAG microchip laser feedback interferometer [J]. *Chinese J Lasers*, 2013, 40(3): 0302002.
张永芹, 张松, 邓勇, 等. Nd:YAG 微片激光回馈干涉仪[J]. *中国激光*, 2013, 40(3): 0302002.
- [5] Li Menglong, Meng Peibei, Yan Fanjiang, *et al.*. Progress on passively Q-switched solid-state lasers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(9): 090001.
李梦龙, 蒙裴裴, 颜凡江, 等. 高重频被动调 Q 固体激光器研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(9): 090001.
- [6] Guo Jiawei, Jia Kai, Yang Feng, *et al.*. Study of jet cooling on disk laser [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26(1): 22-26
郭嘉伟, 贾凯, 杨峰, 等. 薄片激光器喷流冷却技术[J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26(1): 22-26.
- [7] Liu Yang, Wang Chao, Tang Xiaojun, *et al.*. Study of laser diode-pumped Nd:YAG disk laser [J]. *Laser & Infrared*, 2011, 41(12): 1306-1309.
刘洋, 王超, 唐晓军, 等. LD 泵浦 Nd:YAG 薄片激光器技术研究[J]. *激光与红外*, 2011, 41(12): 1306-1309.
- [8] Baumgardner D, Spowart M. Evaluation of the forward scattering spectrometer probe. Part III, time response and laser inhomogeneity limitations [J]. *Journal of Atmosphere and Oceanic Technology*, 1990, 7: 666-672.
- [9] Nagel D, Maixner U, Strapp W, *et al.*. Advancements in techniques for calibration and characterization of in situ optical particle measuring probes, and applications to the FSSP-100 probe [J]. *Journal of Atmosphere and Oceanic Technology*, 2007, 24(5): 745-760.
- [10] Tian Yubing, Tan Huiming, Wang Fan. A compact efficient intra-cavity frequency doubled Yb:YAG/BIBO515 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/BIBO515 nm 激光器[J]. *中国激光*, 2013, 40(6): 0602021.
- [11] Lack G A, Oliver D W. Thermal conductivity of garnets and phonon scattering by rare-earth ions. [J]. *Phys Rev B*,

- 1971, 5(4): 592-609.
- [12] Shi Peng, Li Jinping, Li Long, *et al.* Influence of pump light distribution on thermal effects 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.
- [13] Dai Qin, Wu Rina, Ning Ribo, *et al.* Analysis of thermal effect of solid state lasers in heat capacity mode[J]. Optics and Precision Engineering, 2008, 16(6): 1025-1030.
岱钦, 乌日娜, 宁日波, 等. 热容运转模式下 LD 泵浦固体激光器的热效应分析[J]. 光学 精密工程, 2008, 16(6): 1025-1030.
- [14] Gerber M, Kudryashov A V, Graf T. Intracavity beam shaping of a Nd:YAG laser[C]. SPIE, 2002, 4629: 58-66
- [15] Cao Dingxiang, Zheng Wanguo, He Shaobo, *et al.* Finite element analysis on thermal effect of heat capacity laser disk [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(9): 1417-1422.
曹丁象, 郑万国, 贺少勃, 等. 片状热容激光器热效应有限元分析[J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(9): 1417-1422.
- [16] Wang Baosong, Jiang Haihe, Jia Xiande, *et al.* Study on thermal conductivity of the YAG and GGG laser crystal[J]. Chinese J Lasers, 2007, 31(2): 141-143.
王保松, 江海河, 贾先德, 等. 掺杂 YAG 和 GGG 激光晶体热导率研究[J]. 中国激光, 2007, 31(2): 141-143.
- [17] Cao Yi, Liu Jia, Liu Jiang, *et al.* Passively Q-switched Nd:YAG microchip laser based on graphene[J]. Chinese J Lasers, 2012, 39(2): 0202009.
曹懿, 刘佳, 刘江, 等. 基于石墨烯被动调 Q Nd:YAG 晶体微片激光器[J]. 中国激光, 2012, 39(2): 0202009.
- [18] Ferrari A C. Graphene photonics and optoelectronics[J]. Nature Photonics, 2016, 4(9): 611-622.
- [19] Yu H, Chen X, Hu X, *et al.* Graphene as a Q-switcher for neodymium-doped lutetium vanadate laser[J]. Applied Physics Express, 2011, 4(2): 407-416.
- [20] Blows J L, Dawes J M, Piper J A. A simple, thermally-stabilized, diode end-pumped, planar Nd:YAG laser[J]. Optics Communications, 1999, 162(4/6): 247-250.
- [21] Qu Pengfei, Wang Shiyu, Guo Zhen, *et al.* Composite application technology of Nd:YAG and Nd:YVO₄ crystal in end pumped solid-state laser[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(7): 0714002.
屈鹏飞, 王石语, 过振, 等. 端面抽运固体激光器中 Nd:YAG 和 Nd:YVO₄ 晶体组合应用技术研究[J]. 光学学报, 2016, 36(7): 0714002.