

文章编号: 1001-3806(2011)01-0094-05

## 脉冲半导体激光器端面抽运 Nd:YAG 晶体瞬态热分析

李 隆<sup>1,2</sup>, 董武威<sup>1</sup>, 聂建萍<sup>1</sup>, 刘小建<sup>1</sup>, 史 彭<sup>1</sup>, 许启明<sup>2</sup>

(1. 西安建筑科技大学 理学院, 西安 710055; 2. 西安建筑科技大学 材料科学与工程学院, 西安 710055)

**摘要:** 为了研究脉冲半导体激光器端面抽运激光晶体产生的热效应, 对激光晶体瞬态温度场以及热形变场进行解析分析与计算。考虑到脉冲 LD 出射光具有超高斯分布, 且 Nd:YAG 晶体热传导各向同性的特点, 利用热传导 Poisson 方程得到了超高斯分布脉冲 LD 端面抽运 Nd:YAG 晶体瞬态温度场以及热形变场的一般解析表达式, 定量分析了单脉冲抽运过程中超高斯抽运光光斑半径及超高斯阶次、脉冲宽度对 Nd:YAG 晶体瞬态温场的影响以及准热平衡状态温度场的时变特性。结果表明, 当脉冲 LD 端面抽运光具有 3 阶超高斯分布、抽运功率为 80W、脉冲频率为 100Hz、脉宽为 200μs、钕离子掺杂质量分数为 0.01 的 Nd:YAG 晶体瞬态温度场随抽运脉冲呈现出周期性分布, 准热平衡状态的温度在 25.5°C 到 29.2°C 之间成锯齿形周期分布; 晶体抽运面的热形变量在 0.13 μm 和 0.19 μm 之间也呈现出周期性变化。该研究对于脉冲 LD 端面抽运全固态激光器热不敏感谐振腔设计具有理论指导意义。

**关键词:** 激光技术; 脉冲固体激光器; 热效应; 瞬态温度场; 解析分析

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A doi:10.3969/j.issn.1001-3806.2011.01.026

## Transient thermal analysis of Nd:YAG crystal end-pumped by pulsed diode laser

LI Long<sup>1,2</sup>, DONG Wu-wei<sup>1</sup>, NIE Jian-ping<sup>1</sup>, LIU Xiao-jian<sup>1</sup>, SHI Peng<sup>1</sup>, XU Qi-ming<sup>2</sup>

(1. Faculty of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China; 2. School of Materials Science and Engineering, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China)

**Abstract:** In order to study thermal effect of laser crystal end-pumped by pulsed laser diode, transient temperature field and thermal deformation field on the laser crystal were analytically investigated and calculated. Taking into account the outgoing light pulse LD with the super-Gaussian distribution and the Nd:YAG crystal isotropic heat conduction characteristics, the general analytical expressions of the transient temperature field and thermal deformation field of Nd:YAG crystal end-pumped by super-Gaussian distribution were obtained based on Poission equation of thermal conduction. The effect of the super-Gaussian pump light spot radius and super-Gaussian order times, pulse width on the transient temperature field of Nd:YAG crystal during the single-pulse-pumped and the quasi-thermal equilibrium temperature field of time-varying characteristics were quantitatively analyzed. The results show that when the LD end-pumped pulsed light has a third-order super-Gaussian distribution, the pump power is 80W, pulse frequency is 100Hz, pulse width is 200μs, the mass fraction of neodymium-doped 0.01 Nd:YAG crystal transient temperature field with the pump pulse showing a periodic distribution, the quasi-thermal equilibrium the temperature of 25.5°C to 29.2°C into a zigzag shape between the distribution of the period. Crystal surface heat pump shape variables between 0.13 μm and 0.19 μm showing cyclical changes. The results have the theoretical instruction for designing the heat insensitive resonant cavity for the pulsed LD end-pumped all solid-state lasers.

**Key words:** laser technique; pulsed solid-state laser; thermal effect; transient temperature field; analytical

## 引言

全固态激光器集半导体激光器和固体激光器的优势于一体, 具有体积小、重量轻、效率高、光束质量好、

基金项目:陕西省工业攻关资助项目(2008K05-15);西安建筑科技大学材料科学工程博士后流动站资助项目

作者简介:李 隆(1972-), 男, 副教授, 主要从事全固态激光技术及其应用的研究。

E-mail: liliang7211@126.com

收稿日期:2010-03-23; 收到修改稿日期:2010-04-19

可靠性高、寿命长、运转灵便(连续、重复率、长、短脉冲)等一系列优点, 已成为激光发展中最具前景的方向之一, 在科研、娱乐、医疗、工业和国防等领域有着巨大的应用前景<sup>[1-2]</sup>。随着半导体激光器的发展, 其运转方式有连续输出与脉冲输出两种方式。脉冲半导体激光器抽运的全固态激光器有着比连续半导体激光器抽运的全固态激光器更高的光-光转换效率以及较多的用途, 引起人们的广泛关注<sup>[3-4]</sup>。

在脉冲半导体激光器抽运的激光器中, 激光晶体的热效应较连续抽运时复杂。在激光晶体内存在着脉冲抽运时的升温过程与晶体周边热沉的持续冷却过

程。这两种过程共同作用的结果使得激光晶体内的温度场具有了瞬时特性。对于脉冲半导体激光器端面抽运激光晶体瞬态热效应的研究多采用数值方法,即有限元法或有限差分法<sup>[5-6]</sup>。数值分析中迭代将给激光晶体瞬态热效应计算带来较大的不确定度。本文中采用解析方法研究脉冲半导体激光器端面抽运 Nd:YAG 瞬态热效应问题。考虑到脉冲半导体激光器经光纤耦合出射光具有超高斯分布,Nd:YAG 晶体具有热传导各向同性的特点,利用热传导 Possion 方程得到了超高斯分布脉冲 LD 端面抽运 Nd:YAG 晶体瞬态温度场以及热形变场的一般解析表达式。定量地分析了单脉冲抽运过程中抽运光功率、超高斯抽运光光斑半径及超高斯阶次、脉冲宽度对于 Nd:YAG 晶体瞬态温场的影响以及准热平衡状态时激光晶体温度场的升降规律。解析方法具有计算量小、精度高等特点,对于准确把握激光瞬态晶体热效应,合理进行激光器热稳腔设计具有指导意义。

## 1 脉冲半导体激光器端面抽运激光晶体热效 应解析分析

### 1.1 端面抽运激光晶体热模型

采用端面抽运方式,抽运光可有效地耦合进入激光增益介质的 TEM<sub>00</sub>模体积内,由于实现了抽运光与谐振腔内振荡光的模式匹配,使得端面激光器具有较高的斜效率与稳定的输出模式<sup>[7]</sup>。图 1 所示为脉冲半

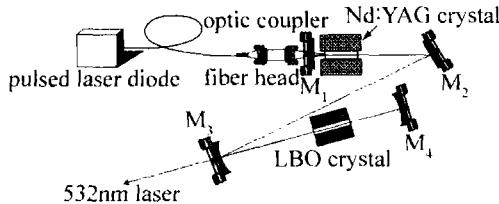


Fig. 1 Pulsed semiconductor laser end-pumped Nd:YAG / LBO green laser  
半导体激光器端面抽运 Nd:YAG 晶体 LBO 腔内倍频绿  
光激光器实验装置简图。

激光晶体在抽运光能量辐射下,非辐射弛豫、量子亏损效应、浓度淬灭、能量上转换等都是引起激光晶体内部产生热量的原因<sup>[8]</sup>。热积聚在激光晶体内部产生的热效应成为影响激光器输出功率以及输出光束质量的主要原因<sup>[9]</sup>。为使激光晶体内的热量尽快散失,在晶体的四周均匀涂抹银粉后,用铜膜包裹,放于紫铜热沉夹块中。一般采用封闭冷却循环水或者半导体模块控制热沉温度保持恒定。

经光纤耦合脉冲半导体激光器发出的抽运光经过两个平凸透镜准直与聚焦后入射到激光晶体上,入射的脉冲抽运光光强空间分布可以用超高斯函数来近似<sup>[10-11]</sup>。设抽运光沿 z 轴入射到激光晶体抽运面中

心,其超高斯抽运光分布<sup>[12]</sup>的表达式为:

$$I(x, y, 0, t) = I_0 \times \exp \left\{ -2 \left[ \frac{(x - a/2)^2 + (y - b/2)^2}{w^2} \right]^k \right\} G(t) \quad (1)$$

式中,k 为超高斯分布阶次,I<sub>0</sub> 为抽运光中心的功率密度,w 为抽运光超高斯半径,G(t) 为抽运脉冲的时间包络。I<sub>0</sub> 表示为:

$$I_0 = \frac{P}{\int_0^b \int_0^a \exp \left\{ -2 \left( \frac{(x - a/2)^2 + (y - b/2)^2}{w^2} \right)^k \right\} dx dy} \quad (2)$$

式中,P 为入射到激光晶体端面的抽运光功率。当 k=1 时,抽运光呈现理想高斯分布状态,当 k 分别取 2,3,4 或更大时,抽运光呈现为所谓“大礼帽”分布状态,当 k 趋于无穷时,抽运光呈现为均匀分布状态<sup>[13]</sup>。

由于脉冲半导体激光器抽运辐射引起激光晶体内部掺杂离子能级的粒子数反转。若激光晶体对抽运光的吸收系数为 β,由吸收规律,可得在晶体内部 z=z 面抽运光的光强为:

$$I(x, y, z, t) = I(x, y, 0, t) e^{-\beta z} \quad (3)$$

由于激光晶体荧光量子效应和内损耗吸收抽运光的能量远大于激光晶体其它原因吸收的能量,仅考虑晶体由于激光晶体荧光量子效应和内损耗吸收抽运光的能量产生的热量<sup>[14]</sup>。在激光晶体内部因吸收产生的热量为:

$$q(x, y, z, t) = \beta \eta I(x, y, z, t) \quad (4)$$

式中,η 为由荧光光量子效应和内损耗决定的热转换系数,η=1-λ<sub>p</sub>/λ<sub>1</sub>,其中,λ<sub>p</sub> 为脉冲半导体激光器抽运光波长 808nm,λ<sub>1</sub> 为激光器谐振腔内振荡光波长 1064nm。

激光晶体与热沉铜块间具有良好的热接触,热沉铜块保持为 20℃。激光晶体内部热量可通过热传导方式由周边散失。激光晶体两个通光端面与空气接触,从两端面和空气热对流交换散失的热量远远小于经过热沉以热传导方式散失的热量,因此,假设晶体端面处于近似绝热状态。建立直角坐标系,坐标原点 O 处于激光晶体抽运面。脉冲 LD 端面抽运 Nd:YAG 晶体热边界条件数学表达式为:

$$\begin{cases} u(x, y, z, t) |_{z=0} = 0; u(x, y, z, t) |_{z=a} = 0, (0 \leq x \leq a) \\ u(x, y, z, t) |_{y=0} = 0; u(x, y, z, t) |_{y=b} = 0, (0 \leq y \leq b) \\ \frac{\partial u(x, y, z, t)}{\partial z} |_{z=0} = 0; \frac{\partial u(x, y, z, t)}{\partial z} |_{z=c} = 0, (0 \leq z \leq c) \end{cases} \quad (5)$$

式中,a,b,c 为晶体的尺寸。

### 1.2 脉冲 LD 端面抽运激光晶体温场分布的解析表 达式

由于 Nd:YAG 晶体是热传导各向同性介质,其

温度场分布遵守各向同性介质热传导方程。设脉冲 LD 端面抽运 Nd:YAG 晶体瞬态温度场分布为  $u(x, y, z, t)$ , 抽运阶段与抽运间期的温度分别为  $u_1(x, y, z, t)$  和  $u_{II}(x, y, z, t)$ , 则在脉冲 LD 抽运阶段与抽运间期晶体的温度场方程与初始条件分别见下。

抽运阶段:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho c_p \frac{\partial u_1(x, y, z, t)}{\partial t} = \\ \lambda \left[ \frac{\partial^2 u_1(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_1(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_1(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right] + \\ q(x, y, z, t), (0 \leq t \leq \tau) \\ u_1(x, y, z, t) |_{t=0} = 0 \end{array} \right. \quad (6)$$

抽运间期:

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho c_p \frac{\partial u_{II}(x, y, z, t)}{\partial t} = \\ \lambda \left[ \frac{\partial^2 u_{II}(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{II}(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_{II}(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right], \\ (\tau \leq t \leq T) \\ u_{II}(x, y, z, t) |_{t=\tau} = u_1(x, y, z, \tau) \end{array} \right. \quad (7)$$

式中,  $\rho, c_p, \lambda$  分别为激光晶体的密度、比热容和热导率;  $\tau$  为脉冲 LD 抽运脉宽,  $T$  为抽运脉冲周期。

在脉冲抽运激光晶体的过程中, 晶体温度分布与热功率密度、晶体的热参量、几何结构等有关<sup>[15]</sup>。激光晶体热效应瞬态过程, 包含了单脉冲过程与周期过程, 同时存在着脉冲抽运的升温过程与晶体周边持续冷却过程, 晶体温度存在升降变化<sup>[16]</sup>。

**1.2.1 单脉冲过程中激光晶体瞬态温度场解析表达式** 在脉冲 LD 单脉冲抽运过程中, 激光晶体的瞬态热效应存在着明显的升降, 其温升的前沿主要有抽运脉冲上升沿决定, 而降温过程主要取决于冷却的热沉以及晶体的热学特性。

根据热边界条件, 得出 Nd:YAG 晶体在抽运阶段与抽运间期温度场的解析表达式为:

$$\left\{ \begin{array}{l} u_1(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} (1 - e^{-gt}) \sin \frac{m\pi x}{a} \times \\ \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{l\pi z}{c}, (0 \leq t \leq \tau) \\ u_{II}(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} (e^{gt} - 1) e^{-gt} \sin \frac{m\pi x}{a} \times \\ \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{l\pi z}{c}, (\tau \leq t \leq T) \end{array} \right. \quad (8)$$

其中:  $f = \frac{8\beta^2 \eta I_0 c [1 - e^{-\phi} \cos(l\pi)]}{abpc_p (l^2\pi^2 + c^2\beta^2)} \int_0^a \int_0^b \exp \left\{ -2 \times \right.$   

$$\left. \left[ \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{w^2} \right]^k \right\} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} dx dy, g = \frac{\lambda}{\rho c_p} \times$$
  

$$[(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2 + (l\pi/c)^2], m, n, l \text{ 为正交归一本征函数系所确定的正整数。}$$

**1.2.2 周期过程激光晶体准热平衡态温度场解析表达式** 当脉冲 LD 工作重复频率达到每秒几十次或更高时, 其重复周期也较激光晶体的热驰豫时间短, 激光晶体内的瞬态温度场将达到一个准热平衡状态, 也就是动态热平衡。其温度分布为脉冲 LD 抽运周期  $T$  的函数, Nd:YAG 晶体在准热平衡态抽运阶段与抽运间期的解析表达式为:

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{III}(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} \left\{ 1 + \frac{[e^{(1+N)gt} - e^{\tau+NgT}] e^{-gt+gNt}}{e^{NgT} - e^{(N+1)gt}} \right\} \times \\ \sin \frac{m\pi y}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{l\pi z}{c}, (NT \leq t \leq NT + \tau) \\ u_V(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} \left[ \frac{(e^{gt} - 1) e^{g(T-t+NT)}}{e^{gt} - 1} \right] \times \\ \sin \frac{m\pi y}{a} \sin \frac{n\pi z}{b} \cos \frac{l\pi z}{c}, (NT + \tau \leq t \leq (N+1)T) \end{array} \right. \quad (9)$$

式中,  $u_{III}(x, y, z, t)$  和  $u_V(x, y, z, t)$  分别为准热平衡态抽运阶段与抽运间期的温度场,  $f$  和  $g$  分别为(8)式中的函数,  $N$  为脉冲 LD 的抽运次数。

## 2 脉冲半导体激光器端面抽运 Nd:YAG 晶体热效应分析

### 2.1 单脉冲抽运下激光晶体解析热分析

掺 Nd<sup>3+</sup> 粒子质量分数为 0.01 的 Nd:YAG 晶体对 808nm 抽运光的吸收系数是 9.1 cm<sup>-1</sup>, 晶体尺寸为 4mm × 4mm × 10mm, 忽略温度对晶体物理特性的影响, Nd:YAG 晶体密度为 4560 kg · m<sup>-3</sup>, 晶体的热导率为 14 W · m<sup>-1</sup> · K<sup>-1</sup>, 比热容为 590 J · kg<sup>-1</sup> · K<sup>-1</sup>, 热膨胀系数为 7.5 × 10<sup>-6</sup> K<sup>-1</sup>。由于 Nd:YAG 晶体上能级粒子寿命 230 μs, 因此脉冲 LD 抽运脉宽应小于 230 μs。在本文中采用的脉冲 LD 抽运频率为 100Hz, 脉宽为 200 μs。

抽运脉冲的时间包络如图 2 所示。图中的方形条为脉冲抽运阶段, 两长方形条间为脉冲抽运间隔阶段。

经光纤耦合脉冲半导体激光器发出的抽运光经过两个平凸透镜准直与聚焦后入射到激光晶体抽运端面, 由于耦合器为成像比为 1:1 光学系统, 这样超高斯抽运光斑半径与光纤芯经相同。若抽运功率为 80W, 超高斯抽运光斑半径为 400 μm, 设超高斯光束的阶次分别为 1, 2, 3, 4 和 5 时, 在 Nd:YAG 晶体抽运端面上

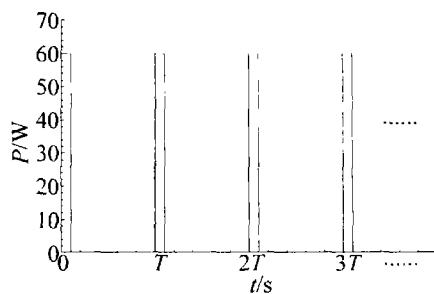


Fig. 2 The relation between of pump power and time

心处的温度场分布如图 3 所示, 最高点温度分别对应

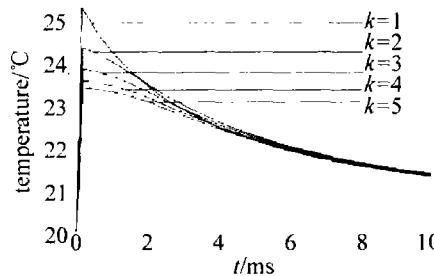


Fig. 3 Temperature distribution at the end-face center of crystal pumped by different orders of super-Gaussian beam

为  $25.4^{\circ}\text{C}$ ,  $24.4^{\circ}\text{C}$ ,  $23.9^{\circ}\text{C}$ ,  $23.6^{\circ}\text{C}$ ,  $23.4^{\circ}\text{C}$ 。当  $k = 1$  时为理想高斯光束, 在抽运面中心处的温升最大, 当随着阶次  $k$  值的增大, 端面中心处的温度相差不大, 在抽运间隔温度下降趋势几乎重合。超高斯阶次为 1 时在抽运间隔阶段温度下降趋势略快一些。

当超高斯光束的阶次为 3, 图 4 所示为在不同的

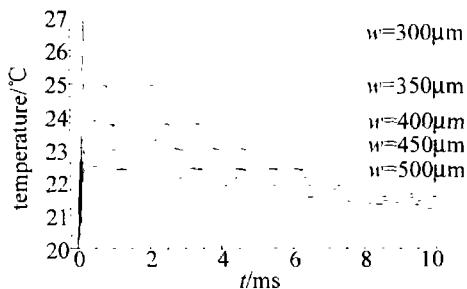


Fig. 4 Temperature distribution at the end-face center of crystal pumped by different super-Gaussian beam radii

超高斯光束半径下的温度场分布, 当抽运光半径分别为  $300\mu\text{m}$ ,  $350\mu\text{m}$ ,  $400\mu\text{m}$ ,  $450\mu\text{m}$ ,  $500\mu\text{m}$  时, 抽运面的最大温升分别为  $26.9^{\circ}\text{C}$ ,  $25.2^{\circ}\text{C}$ ,  $23.9^{\circ}\text{C}$ ,  $23.1^{\circ}\text{C}$ ,  $22.5^{\circ}\text{C}$ 。由图中可以看出抽运光半径越小, 其对应温升越高, 在间隔阶段的降温幅度也很大, 随着抽运光半径的不断增大, 在间隔阶段的温度趋向于平行。

当超高斯光束的阶次为 3, 图 5 所示为在不同的脉宽时的温度场分布, 当脉冲周期不变为 10ms, 脉宽分别为  $0.04\text{ms}$ ,  $0.08\text{ms}$ ,  $0.12\text{ms}$ ,  $0.16\text{ms}$ ,  $0.2\text{ms}$  时, 抽运面的最大温升分别为  $20.8^{\circ}\text{C}$ ,  $21.6^{\circ}\text{C}$ ,  $22.3^{\circ}\text{C}$ ,  $23.1^{\circ}\text{C}$ ,  $23.9^{\circ}\text{C}$ 。从图可以看出, 不同的脉宽在温度上升阶段的真趋势相同, 脉宽越窄, 晶体的温升越

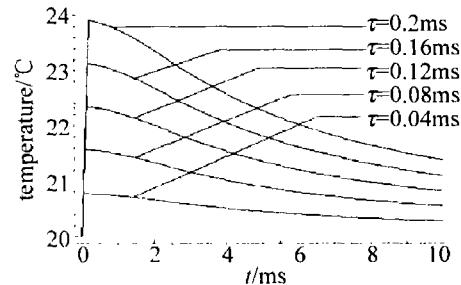


Fig. 5 Temperature distribution at the end-face center of crystal pumped by different pump pulse widths

小, 采用窄脉冲抽运方式可以大大减小激光晶体的热效应。

## 2.2 准热平衡态时激光晶体解析热分析

当超高斯光束的阶次为 3, 脉冲超高斯抽运半径为  $400\mu\text{m}$ , 抽运功率为  $80\text{W}$ , 脉宽为  $0.2\text{ms}$  时, 图 6 所示为前 20 个脉冲的温度场情况, 从图中可以看出晶体

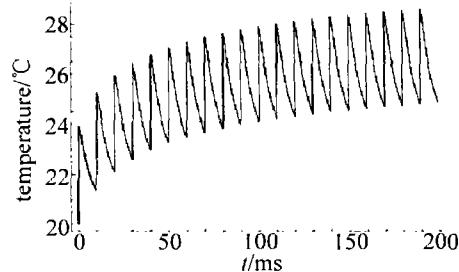
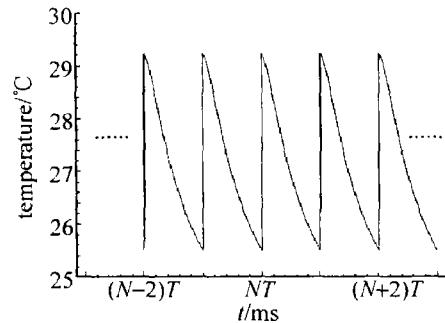


Fig. 6 Temperature distribution at the end-face center of crystal in the first twenty pump pulses

温度随时间呈锯齿状波形, 每个波形的峰值温度和谷值温度都分别高于前一个波形的峰值温度和谷值温度, 这是由于激光器的运转重复率使下一个脉冲来临之前, 前一个脉冲产生的温度仍有存留, 抽运脉冲产生的温度升高还未恢复到初始状态, 后继抽运脉冲又已到来, 在前一个抽运脉冲残存温度分布基础上叠加而产生新的温度分布, 这样激光晶体内的温度就会升高。但随着脉冲的增加, 峰值温度增加的幅度也越来越小, 直到达到准热平衡状态。图 7 所示为达到准热平衡态



时的温度场。由图可看出晶体内的温度在  $25.5^{\circ}\text{C}$  到  $29.2^{\circ}\text{C}$  间成锯齿形周期分布。

## 2.3 热膨胀各向同性激光晶体热形变场解析计算

当激光晶体内部形成温度场后, 因激光晶体受

热膨胀会使得晶体发生热形变,在热沉夹块中留有一定的框量。因激光晶体两个通光端面与空气相接触,四周虽被铟箔包裹,但由于其柔软,激光晶体周边可近似为无外力约束,激光晶体的热膨胀属于自由热膨胀。

设激光晶体内部一个小长方体,3个边长分别为 $dx, dy, dz$ ,当晶体温度达到动态平衡时,则晶体3个方向上的热形变量为:

$$\begin{cases} \Gamma_x = \alpha_x \int_0^a u(x, y, z, t) dx \\ \Gamma_y = \alpha_y \int_0^b u(x, y, z, t) dy \\ \Gamma_z = \alpha_z \int_0^c u(x, y, z, t) dz \end{cases} \quad (10)$$

式中, $\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z$  分别为激光晶体  $x, y, z$  方向上的热膨胀系数。

图8所示的为 Nd:YAG 晶体温度达到动态平衡时

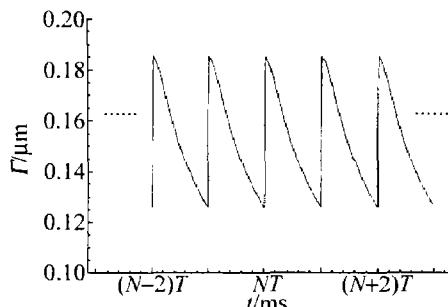


Fig.8 Thermal deformation changing with time at center of crystal

时晶体表面中心处的热形变场分布,由图可以看出,晶体抽运面热形变量在  $0.13\mu\text{m}$  和  $0.19\mu\text{m}$  之间随着温度场的分布也呈现周期性变化。

### 3 结论

通过对脉冲激光二极管端面抽运激光器输出特点分析,将其近似为超高斯抽运光束,考虑到 Nd:YAG 晶体具有各向同性热传导的特点,采用各向同性热传导 Possion 方程,得出了超高斯光脉冲抽运下 Nd:YAG 晶体温度场分布以及端面热形变场的一般解析表达式,定量分析了超高斯阶次、超高斯脉冲光束半径、脉宽对在单脉冲过程中对 Nd:YAG 激光晶体温度场的影响以及在准热平衡状态时温度场与形变场的分布规律。这种方法可以应用到其它激光晶体热问题研究中,为有效解决激光系统中热问题提供了理论依据并对热不敏感谐振腔设计具有理论指导意义。有关脉冲抽运的热效

应在激光晶体中产生的热应力,热致退偏以及随之带来的光学畸变等将在下一步作为研究的重点。

### 参 考 文 献

- [1] CAI Zh Q, WANG P, WEN W Q, et al. LD end-pumped all-solid-state picosecond passively mode-locking laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2007, 34(7): 901-907 (in Chinese).
- [2] SHI Zh H, ZHANG J, NU G, et al. High repetition rate AO Q-switching of double end pumped Nd: YVO<sub>4</sub> all-solid-state laser[J]. Laser & Infrared, 2006, 36(8): 635-638 (in Chinese).
- [3] LIU X J, FU R L, ZHUO R, et al. Pulse LD-pumped single-frequency Nd: YVO<sub>4</sub>-KTP green laser using Brewster plate[J]. Optics Communications, 2007, 274(1): 159-162.
- [4] CABARET L, PHILIP J, CAMUS P. Transient frequency shift in a single-mode quasi-continuous diode-pumped Nd: YAG laser[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2000, 36(11): 1323.
- [5] SONG X L, GUO Zh, LI B B, et al. Time-varying thermal effect of laser crystal in pulsed diode laser side-pumped Nd: YAG laser[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(3): 1700-1708 (in Chinese).
- [6] SONG X L, LI B B, WANG Sh Y, et al. Transient thermal effect in pulsed laser diode end-pumped solid-state laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2007, 34(11): 1476-1482 (in Chinese).
- [7] YAO J Q, XU D G. All solid state laser and nonlinear optical frequency conversion technology[M]. Beijing: Science Press, 1995: 144-150 (in Chinese).
- [8] LÜ B D. Solid-state lasers[M]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications Press, 2002: 92-93 (in Chinese).
- [9] LI F Q, ZHENG Y H, ZHANG K Sh. All-solid-state high power cw Nd: YVO<sub>4</sub>/LBO green laser of TEM<sub>00</sub> operation[J]. Acta Sinica Quantum Optica, 2006, 12(3): 176-179 (in Chinese).
- [10] NADGARAN H, SABAIAN M. Pulsed pump: thermal effects in solid state lasers under super-Gaussian pulses[J]. Paramana Journal of Physics, 2006, 67(6): 1119-1128.
- [11] LI L, DONG W W, SHI P, et al. Thermal effect of high power Yb: YAG microchip solid-state laser[J]. Laser Technology, 2010, 34(1): 8-12 (in Chinese).
- [12] XIE W J, KWON Y, HU W T, et al. Thermal modeling of solid state lasers with super-Gaussian pumping profiles[J]. Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, 2003, 42(6): 1787-1794.
- [13] DONG W W, LI L, SHI P, et al. Thermal effect of Nd:GdVO<sub>4</sub> crystal end-pumped by fiber coupled diode laser[J]. Laser Technology, 2009, 33(6): 633-637 (in Chinese).
- [14] SHI P, CHEN W, LI L, et al. Semianalytical thermal analysis on a Nd: YVO<sub>4</sub> crystal[J]. Applied Optics, 2007, 46(19): 4046-4051.
- [15] ZHANG Sh J, OU Q F, FENG G Y, et al. Analysis of transient temperature distribution in laser rod pumped by repetitively pulsed high-power ring-LDA[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2004, 16(2): 145-148 (in Chinese).
- [16] SONG X L, GUO Zh, LI B B, et al. Thermal relaxation time of crystal in pulsed laser diode end-pumped solid-state laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2008, 35(8): 1132-1138 (in Chinese).