

文章编号: 1001-3806(2011)06-0787-05

LD 双面侧抽运 Nd:GCG 热容激光晶体热分析

辛宇, 史彭*, 李隆, 白冰, 常锐

(西安建筑科技大学 理学院 物理系, 西安 710055)

摘要: 为了研究矩形晶体 Nd:GCG 受到具有高斯分布激光双侧错位抽运时, 激光晶体内部温度场和热形变分布情况, 采用以各向异性半解析热分析为基础的方法进行了研究。当用输出功率分别都为 300W 从 Nd:GCG 晶体两侧面错位中心抽运时, 高斯半径为 9.00mm, 最高温度出现在前抽运面, 晶体内最大温度为 309.73℃; 分析了激光晶体工作的特点, 建立了符合激光晶体的热模型, 得出了矩形 Nd:GCG 激光晶体温度场和热形变场通解表达式。结果表明, 当侧面错位抽运长方体 Nd:GCG 晶体 10s 时, 最大热形变量为 28.97 μm , 最大光程差为 13.02 μm ; 停止抽运 200s 时, 晶体最高温升下降到 1.01%。该研究结果为 LD 双侧抽运热容激光器的优化设计提供了理论依据。

关键词: 激光光学; 热形变和光程差; 半解析热分析理论; Nd:GCG 热容激光晶体; 双侧错位抽运; 冷却阶段

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A **doi:** 10.3969/j.issn.1001-3806.2011.06.018

Analysis of thermal effect of LD double side pumped Nd:GCG heat capacity laser crystal

XIN Yu, SHI Peng, LI Long, BAI Bing, CHANG Rui

(Department of Physics, Faculty of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China)

Abstract: Based on the anisotropy semianalytical thermal analysis, the temperature field and thermal distortion of rectangle Nd:GCG crystal in a double side dislocation pumping laser was investigated. A maximum temperature rise of 309.73℃ happened on the front pumping face and the Gaussian radius w became 9.00mm with two 300W laser diode arrays side-pumping Nd:GCG laser crystal. After analyzing the working characteristics of the laser crystal, a thermal model that matches actual situation of the laser crystal was established, and the analytical expressions of the temperature field and thermal distortion field of the rectangle Nd:GCG laser crystal were obtained. With double side dislocation pumping the rectangle Nd:GCG crystal for 10s, there happened maximum thermal distortion of 28.97 μm and a maximum optical path difference of 13.02 μm . After stopping pumping for 200s, the maximum temperature rise dropped to 1.01%. These results provide theoretical basis for the optimized design of LD double side pumped heat capacity lasers.

Key words: laser optics; thermal distortion and optical path difference; theory of semianalytical thermal analysis; Nd:GCG heat capacity laser crystal; double side dislocation pumped; cooling stage

引言

固体热容激光器是有广阔应用前景的新一代激光器。热容激光器的概念早在 20 世纪 70 年代就在多个国家提及, 但并没有发展。1990 年, 美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室在其“防卫者”项目中开始进行研究, WALTERS 等人于 1995 年发表了研究成果^[1]。2002

年 12 月, 在劳伦斯利弗莫尔国家实验室用二极管抽运板条固体热容激光器首次出光, 现在正在向更高的功率水平迈进。固体热容激光器以独特的脉冲串工作方式运行, 将激光的发射和冷却过程在时间上分开, 激光发射时激光冷却系统不工作, 激光发射停止后, 才对激活介质进行快速冷却。

激光晶体吸收抽运光能量产生荧光辐射的同时有一部分抽运光能量转变为晶体的热能, 引起晶体内部非均匀温度场、热应变、光程畸变等热效应。激光晶体这种热效应严重影响激光器的性能^[2,4]。作者以 300W 固体热容激光器为例, 采用双侧面错位中心抽运并用半解析法对 Nd:GCG 晶体的温度场、热形变和光程差及冷却阶段进行了研究, 对固体热容激光器合理设计提供了指导。

基金项目: 陕西省教育厅专项科研计划资助项目 (09JK536); 陕西省科学技术研究发展计划资助项目 (2008K05-15)

作者简介: 辛宇 (1984-), 女, 硕士, 主要从事高功率激光器热分析方面的研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: pshi56@163.com

收稿日期: 2011-03-21; 收到修改稿日期: 2011-03-30

1 晶体抽运阶段内部热过程分析

热容激光器在运行时,从时间上可分为抽运阶段和冷却阶段。在抽运阶段为($0 < t < t_1$)。在 t_1 时刻结束抽运,同时又是冷却阶段起始时刻。

1.1 晶体热模型分析

Nd:GGG 晶体上、下两侧面分别与热沉接触,在 Nd:GGG 晶体内部吸收抽运光产生的热量,以热传导方式经上、下两侧面散失,以保持其温度恒定,晶体的热模型如图 1 所示^[5]。

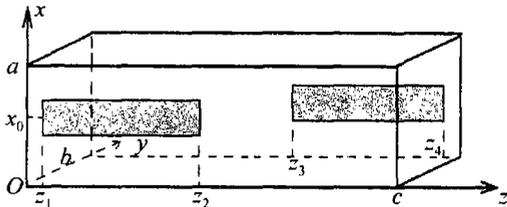


Fig. 1 Schematic diagram of laser crystal thermal model

1.1.1 抽运光分布假设 前、后两个激光二极管模块发出的抽运光经过柱面镜组准直与聚焦后分别入射到前、后两个激光晶体侧面。抽运光光强沿 x 方向呈高斯分布,沿 z 方向呈均匀分布。功率为 P_1 的前抽运光在前表面($y=0$ 面)上的光强为:

$$I_1(x,0,z) = \begin{cases} I_{01} \exp\left[-\frac{2(x-x_0)^2}{w^2}\right], & (z_1 \leq z \leq z_2) \\ 0, & (\text{其它}) \end{cases} \quad (1)$$

式中, w 为高斯半径。抽运光中心处光强为 $I_{01} = \frac{\sqrt{2}P_1}{w(z_2-z_1)\sqrt{\pi}}$, P_1 为前抽运光功率。激光晶体对抽运光吸收系数为 β 。按照吸收规律沿 y 方向传播的抽运光,在 $y=y$ 处的光强为 $I_1(x,y,z) = I_1(x,0,z)e^{-\beta y}$ 。

同样分析,抽运到后表面($y=b$ 面)上的后抽运光在激光晶体 $y=y$ 处的光强为:

$$I_2(x,y,z) = \begin{cases} I_{02} \exp\left[-\frac{2(x-x_0)^2}{w^2} - \beta(b-y)\right], & (z_3 \leq z \leq z_4) \\ 0, & (\text{其它}) \end{cases} \quad (2)$$

后抽运光光强为 $I_{02} = \frac{\sqrt{2}P_2}{w(z_4-z_3)\sqrt{\pi}}$, P_2 为后抽运光功率。

在激光晶体 $y=y$ 处的总光强为:

$$I(x,y,z) = I_1(x,y,z) + I_2(x,y,z) \quad (3)$$

1.1.2 Nd:GGG 晶体热源功率密度 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其它原因晶体吸收的能量,仅考虑晶体由于荧光量子效应

和内损耗吸收抽运光能量所产生的热量发热^[6]。在 $z=z$ 面晶体在单位体积内吸收能量产生的热功率密度为:

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

式中, η 为由荧光量子效应和内损耗决定的热转换系数,可表示为 $\eta = 1 - \lambda_p/\lambda_1$ (λ_p 为半导体激光器抽运光波长 808nm, λ_1 为谐振腔的振荡激光波长 1064nm)^[7]。

1.1.3 Nd:GGG 晶体满足的边界条件 激光晶体上、下两侧面($x=0, x=a$)温度相对恒定,设为 u_w ,由此得出温度场后,然后叠加冷却温度 u_w 。晶体的两侧面($y=0, y=b$)和两端面($z=0, z=c$)均与空气相接触,因为与空气热交换流出的热量远远小于从上、下两侧面通过热传导流出的热量,因此,可设晶体在这些面近似为绝热,其边界条件表示为:

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

1.2 晶体温度场半解析计算方法

Nd:GGG 晶体是各向异性晶体。热容激光器抽运阶段内,由于激光介质内部有热源,则内部温度场 $u(x,y,z,t)$ 分布遵守 Poisson 方程:

$$\rho c_p \frac{\partial u}{\partial t} = \lambda_x \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + q_v(x,y,z) \quad (6)$$

式中, $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$ 为激光晶体沿着 x, y, z 方向的热导率, ρ 为激光晶体的质量密度, c_p 为激光晶体的比定压热容,晶体坐标($0 < x < a, 0 < y < b, 0 < z < c$)。

在热容激光器开始抽运时,晶体内部初始温度为 0°C (相对温度),则初始条件为 $u(x,y,z,0) = 0$ 。

解 Poisson 方程的方法如下:由于方程的解必须同时满足 Poisson 方程和其边界条件,首先根据边界条件来确定 Poisson 方程的本征函数族,解出通解(含待定常数),然后把通解代入 Poisson 方程中表示出待定系数并得到解的表达式。因 Poisson 方程解的唯一性,所以这个解是唯一的。设前侧面抽运光在晶体内部温度场为 $u_1(x,y,z)$,后侧面的温度场为 $u_2(x,y,z)$,总温度场为 $u(x,y,z)$ 。

1.2.1 前侧面抽运光产生的晶体内部温度场 $u_1(x,y,z)$ 根据边界条件得 x, y, z 的本征函数分别为 $\sin \frac{n\pi}{a}x$ 族, $\cos \frac{m\pi}{b}y$ 族, $\cos \frac{l\pi}{c}z$ 族^[8],其中 n, m, l 为整数。Poisson 方程的解为:

$$u_1(x,y,z,t) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} A_{1,nml}(t) \times$$

$$\sin \frac{n\pi}{a} x \cos \frac{m\pi}{b} y \cos \frac{l\pi}{c} z \quad (7)$$

$$A_{1,nml} = \frac{8l_1 \eta \beta^2 b^2 \left(\sin \frac{l\pi z_2}{c} - \sin \frac{l\pi z_1}{c} \right) (1 - e^{-\beta b} \cos m\pi)}{abl\pi (\beta^2 b^2 + m^2 \pi^2) \pi^2 \left(\frac{\lambda_x n^2}{a^2} + \frac{\lambda_y m^2}{b^2} + \frac{\lambda_z l^2}{c^2} \right)} \times \\ \left(1 - \exp \left\{ -\frac{1}{\rho c_p} \left[\lambda_x \left(\frac{n\pi}{a} \right)^2 + \lambda_y \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 + \lambda_z \left(\frac{l\pi}{c} \right)^2 \right] t \right\} \right) \times \\ \int_0^a e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{a^2}} \sin \frac{n\pi}{a} x dx \quad (8)$$

1.2.2 后侧面抽运光产生的晶体内部温度场 $u_2(x, y, z)$ 因为后侧面抽运光是从后向前传播, 则后侧面抽运光在晶体内部产生的温度场为:

$$u_2(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} A_{2,nml} \times \\ \sin \frac{n\pi}{a} x \cos \frac{m\pi}{b} (b-y) \cos \frac{l\pi}{c} z \quad (9)$$

则有:

$$A_{2,nml} = \frac{8\eta \beta^2 b l_2 \left(\sin \frac{l\pi z_4}{c} - \sin \frac{l\pi z_3}{c} \right) (1 - e^{-\beta b} \cos m\pi)}{a\pi^3 l (\beta^2 b^2 + m^2 \pi^2) \left(\frac{\lambda_x n^2}{a^2} + \frac{\lambda_y m^2}{b^2} + \frac{\lambda_z l^2}{c^2} \right)} \times \\ \left(1 - \exp \left\{ -\frac{1}{\rho c_p} \left[\lambda_x \left(\frac{n\pi}{a} \right)^2 + \lambda_y \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 + \lambda_z \left(\frac{l\pi}{c} \right)^2 \right] t \right\} \right) \times \\ \int_0^a e^{-\frac{2(x-x_0)^2}{a^2}} \sin \frac{n\pi}{a} x dx \quad (10)$$

1.2.3 前、后抽运光产生的晶体内部总温度场 $u(x, y, z)$ 根据 Nd:GGG 激光晶体的模型知, 其内部总温度场由两部分组成, 它的值可以表示为:

$$u(x, y, z) = u_1(x, y, z) + u_2(x, y, z) \quad (11)$$

2 激光晶体热形变场的计算方法

当激光器在运转时, 激光介质因吸收抽运光而发热, 从而在介质内受热膨胀会使得晶体发生热形变, 这种热形变会严重影响激光器的输出光束的品质。设晶体内部的初始温度为 0°C (相对温度), 在抽运达到热平衡时的温度为 $u(x, y, z)$, 则晶体在沿着 z 方向 dz 元的热膨胀量为:

$$dl_z = \alpha_z u(x, y, z) dz \quad (12)$$

式中, α 为复合晶体 z 向热膨胀系数。由于 Nd:GGG 晶体各方向上的热膨胀系数为常数, 则晶体沿 z 方向上总的热膨胀量为:

$$l_z = \int_0^c dl_z = \alpha_z \int_0^c u(x, y, z) dz \quad (13)$$

可利用计算软件, 根据(13)式可计算出激光晶体内部的热形变场。

3 侧抽运 Nd:GGG 激光晶体热分析实例

Nd:GGG 晶体以其优异的光学特性和物理特性受到人们的广泛关注。用质量分数为 0.006 的 Nd:GGG 晶体, 其热导率为 $9\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 对抽运光的吸收系数为 1.8cm^{-1} [8]。

3.1 侧抽运 Nd:GGG 晶体内部温度场

以长方体 Nd:GGG 热容激光器的尺寸 $40\text{mm} \times 40\text{mm} \times 18\text{mm}$ 为例。调节前、后半半导体激光器的抽运功率各为 300W , $w = 9.00\text{mm}$, 对于 Nd:GGG 片 $\rho = 7100\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$, 比定压热容 $c_p = 410\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 产热率为 0.3 [9]。Nd:GGG 晶体抽运 10s 时, 前抽运光在 $y=0$ 面上 z 方向分布, $z_1 = 0\text{mm}$ 到 $z_2 = 9\text{mm}$ 。后抽运光在 $y=b$ 面上 z 方向分布, $z_3 = 9\text{mm}$ 到 $z_4 = 18\text{mm}$ 。计算出晶体抽运 10s 时, 晶体内部 ($x = 1\text{mm}$ 面) 上温升分布如图 2 所示, 前抽运面 ($y=0$ 面) 上 3 维温度场分布如图 3 所示。

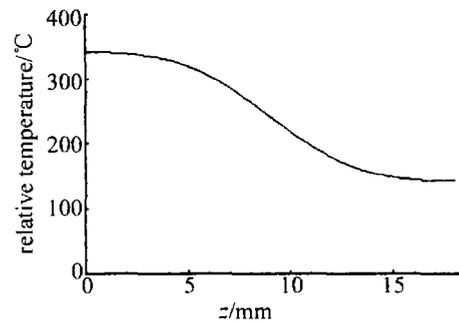


Fig. 2 Temperature distribution as center-pumped ($x = 1\text{mm}$)

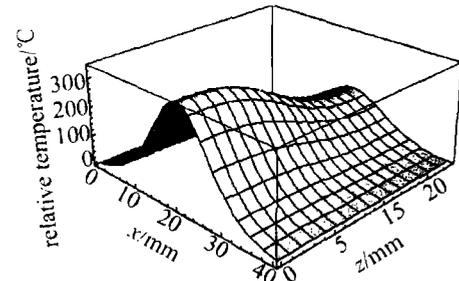


Fig. 3 3-D temperature distribution of Nd:GGG crystal

由图 2 和图 3 可得出: 前抽运面的温度高于后抽运面的温度, 从前抽运面到后抽运面温度逐渐下降; 并可以看出前抽运面的最高温度出现在 $z=0$ 面上, 其温度值为 309.73°C 。

3.2 侧抽运 Nd:GGG 晶体抽运端面热形变分析

晶体的温升会造成晶体抽运面的热形变。Nd:GGG 晶体抽运面热形变是引起热透镜效应的主要原因。在图 2 与 (13) 式的条件下, 可以计算出在 Nd:GGG 晶体抽运面 ($z=0$ 面), $y=b/2$ 线上产生的热形变分布, 如图 4 所示。由图 4 可以得出: Nd:GGG 晶体热形变形状类似于马鞍, 它的最高形变出现在 $z=0$

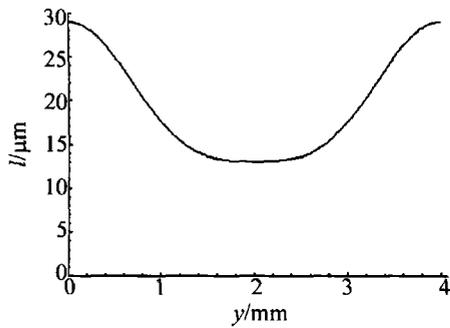


Fig. 4 Thermal distortion field distribution diagram of Nd:GGG crystal
面抽运的两侧,热形变量最大可以达到 $28.97\mu\text{m}$;而在 $y=b/2$ 上,Nd:GGG晶体热形变量最小,最小热形变量为 $13.02\mu\text{m}$ 。

4 附加光程差

引起 Nd:GGG 晶体热透镜效应的主要原因是^[9-10]:(1)由热膨胀导致激光晶体长度变化;(2)由温度变化引起激光晶体折射率变化;(3)由温度变化引起的激光晶体双折射效应。因为双折射效应对晶体的影响很小,所以可以忽略,只考虑热膨胀和晶体的热致形变,由上述这两个变化引起晶体的附加光程差(optical path difference, OPD)为:

$$\begin{cases} d_{\text{OPD}_1} = 6.27 \times 10^{-6} u(r, z) dz \\ d_{\text{OPD}_2} = -4.2 \times 10^{-6} u(r, z) dz \end{cases} \quad (14)$$

总光程差为 $d_{\text{OPD}}(r) = d_{\text{OPD}_1} + d_{\text{OPD}_2}$,所以 dz 元内轴向总附加光程差为:

$$d_{\text{OPD}}(r) = \int 2.07 \times 10^{-6} u(r, z) dz \quad (15)$$

利用(15)式和(11)式就可计算出 Nd:GGG 晶体的总附加光程差。在与图 2 相同的条件下,可以得出总附加光程差的 3 维分布,如图 5 所示,与图 4 的形变场比较,它们的图形是相似的。在 $z=0$ 面可得 Nd:GGG 晶体的最小光程差为 $4.06\mu\text{m}$,最大光程差为 $9.03\mu\text{m}$ 。

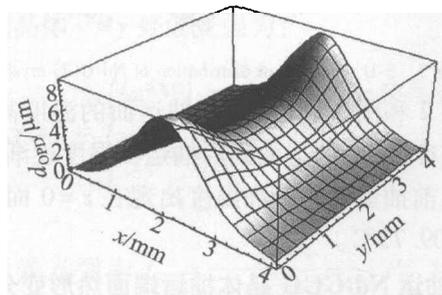


Fig. 5 3-D OPD distribution diagram of Nd:GGG crystal

5 晶体冷却阶段内部热过程分析

5.1 晶体冷却阶段温度场计算公式

当热容激光器抽运停止后,进入晶体冷却阶段($t_1 < t < t_2$),其中 t_2 为冷却阶段结束时刻。由于在冷

却阶段没有激光输出,所以不需要考虑冷却阶段对光束质量的影响,即在此阶段晶体内部无热源,晶体内部温度 $T(r, z, t)$ 满足传热方程:

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (16)$$

热容激光器满足的边界条件为: $T(0, y, z, t) = 0, T(a, y, z, t) = 0, \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{y=0} = 0, \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{y=b} = 0, \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial z} \Big|_{z=c} = 0$ 。

冷却阶段从抽运停止时开始,则冷却阶段的初始条件为: $T(x, y, z, t_1) = u(x, y, z, t_1)$ 。晶体温度场通解为:

$$\begin{aligned} T(x, y, z, t_1) = & \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} B_{nml} \sin \frac{n\pi}{a} x \cos \frac{m\pi}{b} y \times \\ & \cos \frac{l\pi}{c} z = u(x, y, z, t_1) = \\ & \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=1}^{\infty} A_{nml}(t_1) \sin \frac{n\pi}{a} x \cos \frac{m\pi}{b} y \cos \frac{l\pi}{c} z \end{aligned} \quad (17)$$

其中系数为:

$$\begin{aligned} B_{nml} = A_{nml}(t_1) = & \frac{8I_0 \beta^2 \eta c (1 - e^{-\beta c} \cos l\pi)}{ab(\beta^2 c^2 + l^2 \pi^2) \left[\lambda_x \left(\frac{n\pi}{a} \right)^2 + \lambda_y \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 + \lambda_z \left(\frac{l\pi}{c} \right)^2 \right]} \times \\ & \left(1 - \exp \left\{ - \frac{1}{\rho c_p} \left[\lambda_x \left(\frac{n\pi}{a} \right)^2 + \lambda_y \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 + \lambda_z \left(\frac{l\pi}{c} \right)^2 \right] t_1 \right\} \right) \times \\ & \int_0^b \int_0^a e^{-\frac{(x-x_0)^2}{w^2}} \sin \frac{n\pi}{a} x \cos \frac{m\pi}{b} y dx dy \end{aligned} \quad (18)$$

5.2 冷却阶段长方体 Nd:GGG 晶体温度场计算

按照图 2 条件和参量,计算出矩形 Nd:GGG 晶体经过 10s 抽运后停止抽运进入冷却阶段。晶体最高温升($x=a/2, y=0, z=0$ 处)随时间衰减变化如图 6 所示。计算表明:停止抽运后,晶体内部温度迅速下降。晶体内部温度场如图 7 所示。经过 200s 的冷却,晶体最高温升下降到 3.14°C ,此值为最高温度的 1.01%, Nd:GGG 晶体的内部温度已很低,可以开始下次的抽运。

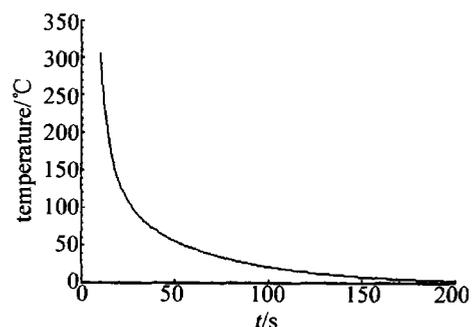


Fig. 6 Cooling stage temperature reducing diagram of Nd:GGG crystal

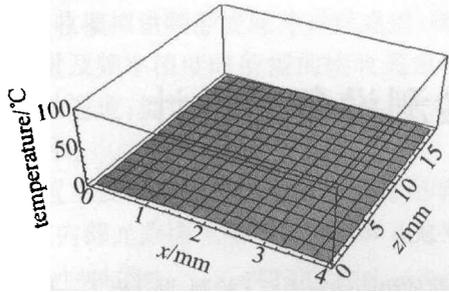


Fig. 7 3-D temperature field of Nd:GGG crystal cooling stage 150s

6 结论

通过 LD 双侧错位抽运 Nd:GGG 晶体,用各向异性半解析热分析方法对 Nd:GGG 晶体抽运阶段进行了研究,得出了 Nd:GGG 晶体内部温度场的分布,计算出晶体的热形变场和附加光程差,并对冷却阶段进行了半解析计算。为解决激光晶体热效应提供了理论基础,可以通过改变晶体的尺寸或选择不同类型的晶体,来研究这些参量对晶体温度场、热形变场等的影响,为固体热容激光器合理化设计提供了理论指导。

参考文献

[1] WALTERS C T, DULANEY J L, CAMPBELL B E, *et al.* Nd-glass burst laser with kW average power output[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1995, 31(2): 293-300.

[2] LI X Q, DOU Zh G, LI Q, *et al.* The study status of new lasers and its applications[J]. Journal of the Academy of Equipment Command & Technology, 2008, 19(6): 95-99 (in Chinese).

[3] WANG B S, JIANG H H, ZHANG Q C, *et al.* Anacysis on the temperature field of CD array pumped Nd:GGG disc caser in heat-capacity mode[J]. Chinese Journal of Quantum Ecelectronics, 2007, 24(6): 688-693 (in Chinese).

[4] HU H, CAI Zh, JIANG J F. Numericac simucation of thermodynamics in cooling for heat capacity laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2007, 34(11): 1507-1511 (in Chinese).

[5] HOONG J, YELLAND C, DUNN M H, *et al.* A diode-laser-bar pumped stable CW Nd:YAG slab laser and its frequency doubling[J]. Journal of Modern Optics, 1994, 41(6): 1227-1230.

[6] YU J, TAN H M, QIAN L Sh, *et al.* The theory of pumped solid-state laser media thermal lens effect of the doctrine[J]. Laser and Particle Beams, 2000, 12(1): 27-31 (in Chinese).

[7] LI F, LIU R, BAI J T, *et al.* Investigation on temperature and thermal lens effects of laser diode pumped composite YAG rods[J]. Laser Technology, 2008, 32(1): 101-104 (in Chinese).

[8] YANG J K, CAO D X, ZHENG W G, *et al.* Analysis of transient temperature and thermal stress distribution for heat capacity disk laser[J]. Laser Technology, 2007, 31(2): 196-199 (in Chinese).

[9] SHI P, CHEN W, LI L, *et al.* Semianalytical thermal analysis of thermal focal length on Nd:YAG rods[J]. Applied Optics, 2007, 46(26): 6655-6661.

[10] ZHANG L L, SHI P, LI L. Semianalytical thermal analysis of rectangle Nd:GGG in heat capacity laser[J]. Applied Physics, 2010, B101(1/2): 137-142.

(上接第 741 页)

法,与其它常用的 LS 等时变信道估计算法方法相比,本文中的方法对非高斯环境噪声具有良好的稳健性,有效地改善了大气激光 OFDM 通信系统接收端误比特率性能,并提高了接收端的检测性能。

参考文献

[1] WEN T, WEI J B, MA D T. Analysis of effect of multiple scattering on laser communication in light haze weather[J]. Laser Technology, 2007, 31(5): 500-502 (in Chinese).

[2] SHIEH W, ATHAUDAGE C. Coherent optical orthogonal frequency division multiplexing[J]. Electronics Letters, 2006, 42(10): 587-589.

[3] YIN Ch Ch, LUO T. Multicarrier broadband wireless communication technology[M]. Beijing: Beijing Post and Telecommunication University Press, 2004: 79-80 (in Chinese).

[4] DOUCET A, GODSILL S, ANDRIEU C. On sequential Monte Carlo sampling methods for Bayesian filtering[J]. Statistics and Computing, 2000, 10(3): 197-208.

[5] LI H Y, WANG Y, JIANG M Y, *et al.* Doubly selective fading chan-

nel tracking based on particle filter in MIMO-OFDM system[C]// 2007 International Symposium on Microwave Antenna, Propagation and EMC Technologies for Wireless Communications. Hangzhou: IEEE, 2007: 375-379.

[6] WANG H, CHANG P. On verifying the first orders Markovian assumption for a Rayleigh fading channel[J]. IEEE Transactions on Communication, 1996, 45(2): 353-357.

[7] GORDON N J, SALMOND D J, SMITH A F M. Novel approach to nonlinear/non-Gaussian Bayesian state estimation[J]. IEEE Proceedings on Radar and Signal Processing, 1993, 140(2): 107-113 (in Chinese).

[8] ZHANG H. Particle filter based target tracking and experimental research[D]. Xi'an: Xi'an University of Technology, 2008: 20-30 (in Chinese).

[9] YANG J. Particle filter algorithm research application[D]. Xi'an: Xi'an University of Technology, 2008: 15-30 (in Chinese).

[10] WANG F Sh, ZHANG Y B, DONG Z R. Option pricing based on mixture kalman particle filter[J]. Journal of Computer Application, 2009, 29(12): 38-39 (in Chinese).