

文章编号:1001-5078(2007)04-0322-04

高功率 LD 阵列端泵 Nd:YLF 片状放大器热效应研究

王明哲^{1,2}, 李明中¹, 谭吉春², 丁磊¹, 邓青华¹, 罗亦鸣¹

(1. 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900; 2. 国防科大光电学院, 湖南 长沙 410073)

摘要:针对 LD 阵列端面泵浦片状放大器的工作特点, 建立了对增益介质 Nd:YLF 进行热特性研究的有限元模型。计算出了千瓦级泵浦功率, 520 μ s 脉冲宽度, 重复频率状态下晶体瞬时三维的温度和热应力分布。研究结果表明:有效泵浦功率密度达到 10kW/cm² 量级时, 介质可能发生热致断裂; 增大强迫对流换热系数会减少温升, 但端面处温度梯度增大, 热应力可能增大。

关键词:激光技术; 热效应; 有限元; 端面泵浦

中图分类号: TN248

文献标识码: A

Research on Thermal Effect in High Power Diode-end-pumped Nd:YLF Disk Laser Amplifier

WANG Ming-zhe^{1,2}, LI Ming-zhong¹, TAN Ji-chun², DING Lei¹, DENG Qing-hua¹, LUO Yi-ming¹

(1. Research Center of Laser Fusion, Mianyang 621900, China;

2. College of Optoelectronic Engineering and Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Through analysis for the performance features of laser diode array end-pumped disk laser amplifier, a finite element thermal model of laser crystal Nd:YLF is established. 3D and transient distributions of temperature and thermal stress in repeated pulse laser crystal were calculated when pumped by kilowatt grade and 520 μ s duration. The result shows that fracture due to thermal stress may occur when effective pump energy is up to 10kW/cm² and the increase of heat transfer coefficient can reduce the temperature but may increase the maxim thermal stress.

Key words: laser technique; thermal effect; finite element; end-pumped

1 引言

采用二极管泵浦的激光系统可以产生高功率、大能量、高重复频率的优良激光, 能够显著提升高功率大能量激光系统的性能^[1]。贾伟^[2]等人设计的耦合系统, 可将总功率达数十千瓦的 LD 阵列发出的泵浦光汇聚, 使泵浦功率密度从 1kW/cm² 量级提高到 10kW/cm² 量级, 进而实现了对激光介质的高效泵浦。但是, 由于晶体吸收的泵浦光功率有很大一部分转换成热能存储在晶体内部, 以及为了有效散热所采取的端面强制对流冷却, 使得晶体内部温

度分布很不均匀而且十分复杂, 进而引起了一系列热效应。

目前国际上对热效应开展了一系列研究^[3-4], 但多为对晶体二维、稳态的温度、热应力讨论, 且未见对 10kW/cm² 量级泵浦功率密度及厘米量级大口径晶体的报道, 本文对高泵浦功率密度泵浦的直径 4cm 大口径 Nd:YLF 激光放大器热沉积特性进行了

作者简介:王明哲(1983-), 男, 国防科大光电学院与中物院联合培养硕士, 从事二极管泵浦固体激光器研究。E-mail: army34@163.com

收稿日期:2006-07-28; **修订日期:**2006-10-08

探讨,求解了工作晶体 Nd:YLF 瞬时、三维的温度、热应力分布,讨论了泵浦功率、强迫对流换热系数、重复频率等参数对于介质温度、热应力的影响。

2 理论分析

放大器装置拟采用的耦合系统如图 1 所示,高功率 LD 阵列通过由空心透镜导管和匀束器组成的耦合系统进行缩束,耦合系统输出的泵浦光经过窗口玻璃和冷却水层对工作晶体 Nd:YLF 进行泵浦。二极管阵列的输出功率为 56kW,脉冲方式工作,时间上可认为呈方波分布,工作频率 10Hz,脉宽 520μs。圆片状 Nd:YLF 晶体平面几何构型如图 2 所示,厚度为 10mm。

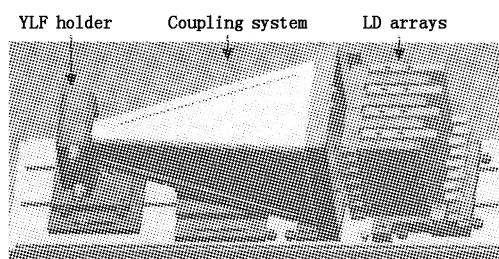


图 1 耦合系统

Fig. 1 coupling system

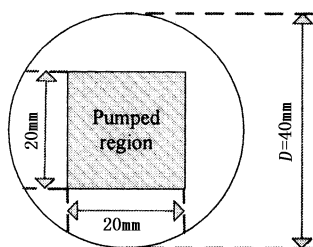


图 2 晶体几何构型

Fig. 2 geometry of Nd:YLF

一定泵浦功率下,激光晶体内三维瞬态的导热方程为:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_v$$

$$-k \frac{\partial T}{\partial n} = h(T - T_c)$$

边界条件

$$T|_{t=0} = T_0$$

初始条件

式中, k, ρ, c 分别为介质的导热系数、密度、比热; n 为介质的法线方向; h 为介质表面与周围冷却剂的对流换热系数; T_c 为冷却剂温度; T_0 为初始时刻温度; q_v 为材料的内热源强度,与泵浦功率的大小和能量空间分布有关,而且在重复脉冲工作状态下还与时间有关,在两个脉冲间隔期间 q_v 为 0。设经过

耦合系统后总泵浦功率为 P ,由于不同的空心透镜导管参数所耦合的泵浦光空间分布不同,我们选取均匀分布为典型情况,则在泵浦期间 q_v 可表示为:

$$q_v(x, y, z) = \frac{P \times \eta}{a^2} \times \exp(-\alpha z) \times \alpha \quad \text{均匀分布}$$

其中, a 为正方形泵浦区域的边长(20mm); ω 为高斯光束的束宽(10mm); α 为介质的吸收系数,这里取 4.5/cm^[5]; η 为泵浦能量转化为热沉积在晶体内的系数,这里取 0.53(认为量子亏损和荧光损耗是生热的主要原因^[1])。

3 温度和热应力计算

3.1 有限元建模

使用有限元分析软件 ANSYS 对基本参数如表 1 所示的 Nd:YLF 激光介质进行了热分析。考虑到激光介质晶体的结构特点和工作特点的对称性,我们取 1/4 晶体建立了如图 3 所示的有限元模型。由于更细的网格划分对计算结果影响不大,我们取网格大小为 1mm × 1mm × 1mm 左右(因为是圆柱体,网格大小无法取整)。

表 1 Nd:YLF 热物性参数^[6]

Table 1 material parameters for Nd:YLF^[6]

热导率	比热	密度	热膨胀系数 (a/c 轴)	杨氏模量	泊松比
6.3 W/m·℃	790 J/kg·℃	3990 kg/m ³	0.8 E-5℃/ 1.3 E-5℃	7.5 E10 Pa	0.33

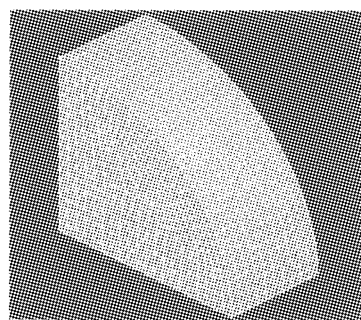


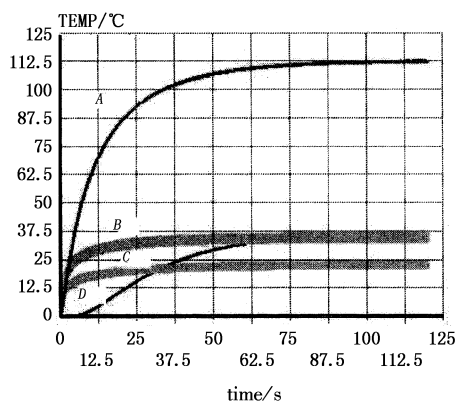
图 3 有限元模型

Fig. 3 finite element model

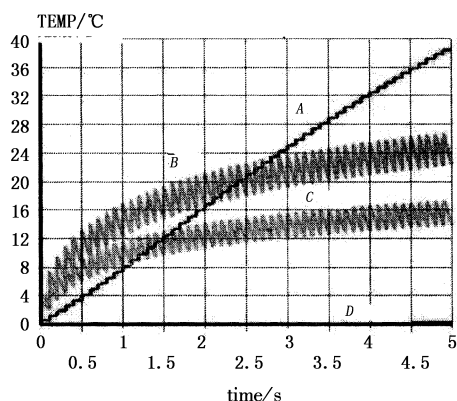
传热方程中的边界条件采用面载荷方式加载,其中端面水冷面强迫对流换热系数 h 为 10000 W/m²·℃^[6],其余面与空气相接触(自然对流换热), h 取 6.5 W/m²·℃^[6],初始温度 T_0 与环境温度 T_c 都取 15℃。内热源 q_v 项以体载荷方式加载,整个分析为多载荷步瞬态分析。

3.2 温度、热应力随时间变化三维分布

首先,计算得到了泵浦能量均匀分布情况下120s后(1200个脉冲)晶体温度、应力求解结果。以泵浦光传播方向为 z 方向(a 轴方向), $z=0$ 的面为水冷面,图4(a)的四条曲线由上至下分别对应坐标为 $A(0,0,0.05)$, $B(0,0,0)$, $C(0.01,0,0)$, $D(0.02,0,0.1)$ 四个节点温度随时间变化曲线。在脉冲泵浦阶段,晶体各节点由于吸热温度升高,而在泵浦间隙只有冷却,温度降低,图4(b)为 $A \sim D$ 四节点5s内温度随时间变化曲线(D 节点5s内温升基本为零),更清楚地说明了这一过程。经过一段时间后,生热和冷却在每个周期带来的影响达到平衡。文献[7]对重复脉冲固体激光器的介质温升过程进行了较详细的分析。



(a) 120s



(b) 5s

图4 不同节点温度随时间变化

Fig. 4 transient temperature profile

at typical points in 120s(a) and 5s(b)

$z=0$ 的端面虽然生热率较大,但由于强制对流冷却的作用,温升反而没有中间面上高,而且离原点远的节点达到温度平衡所需时间更长。由图4(a)可知,在120s时各节点温度分布已基本达到稳态

(周期性变化)。从图5可看出,120s后晶体最高温升为112.2°C,出现在晶体中心离水冷面较近处。图6为120s后泵浦面上径向(x 轴)和中心处轴向(z 轴)Mises应力分布,最大值为50.9MPa,这一值已超过文献[8]报道的晶体断裂极限40MPa,即有效泵浦功率密度达到10kW/cm²时,介质是可能发生热致断裂的。热应力最大值出现在晶体中心轴区域离水冷面较近位置处,具体位置与晶体厚度及强迫对流换热系数有关^[9]。

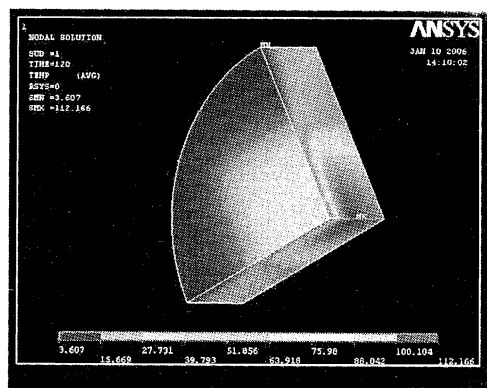
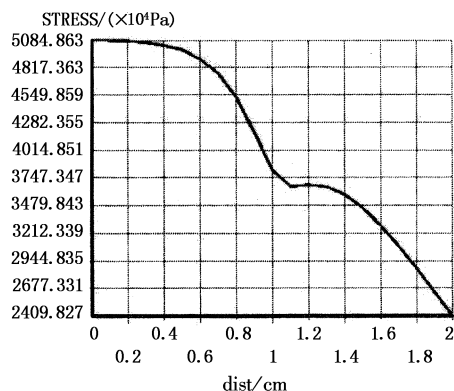
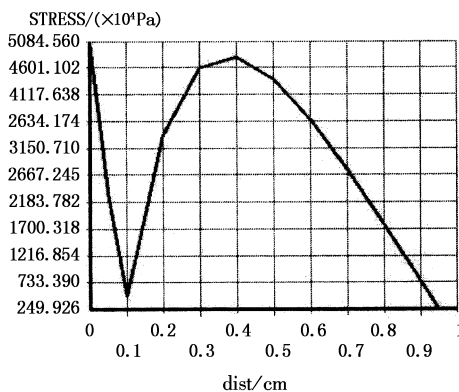


图5 均匀泵浦120s温升

Fig. 5 incremental temperature distribution in 120s



(a) z 轴热应力分布



(b) x 轴热应力分布

图6 z 轴及 x 轴热应力分布

Fig. 6 thermal stress distribution in z axis(a) and x axis(b)

3.3 重复频率和换热系数的讨论

为避免实际工作时介质发生热致断裂,我们改变工作频率为 1Hz,用同样的方法对温度场和 Mises 应力场进行了模拟。如表 2 所示,达到稳态后,介质最高温升为 11.7℃,最大 Mises 应力为 7.4MPa,可以说 1Hz 状态下介质是可以安全工作的。

表 2 不同重复频率和换热系数下的 $\Delta T_{\max}$ 及 $\sigma_{\max}$

Table 2 $\Delta T_{\max}$ and $\sigma_{\max}$ for different frequency and heat transfer coefficient

	10Hz, $h = 10^4 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$	1Hz, $h = 10^4 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$	10Hz, $h = 10^5 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$
$\Delta T_{\max}/^\circ\text{C}$	112.2	11.7	91.4
$\sigma_{\max}/\text{MPa}$	50.9	7.4	59.7

随着微通道等新概念冷却技术的发展,更量级的强迫对流换热系数成为可能^[10],我们取泵浦端面强迫对流换热系数为 $1 \times 10^5 \text{ W/m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ 进行了温升和热应力的模拟。计算结果表明,由于相同时间内带走的热量更多,最高温升由 111.2℃ 下降为 91.4℃;而最大热应力却由 50.9MPa 升高为 59.7MPa,介质仍然不能安全工作。这是由于 h 增大导致端面温度梯度增大,而温度梯度正是产生热应力的原因,所以随 h 增大最大热应力并未减小。因此,在其他参数不变的情况下,单纯提高端面的强迫对流换热系数是不会减小最大热应力的。

4 结 论

通过建立工作晶体 Nd:YLF 的有限元模型,计算了不同工作参数下脉冲泵浦过程中的动态温度、应力分布。结果表明:(1)由于泵浦脉冲阶段介质内部有热生成,而脉冲间歇无热生成,因此晶体各节点温度随时间呈锯齿形变化,经过一段时间后生热和冷却效果达到平衡,介质温度将呈周期性变化;(2)根据 Nd:YLF 断裂极限 40MPa,当有效泵浦功率密度达到 10 kW/cm^2 时,普通冷却条件下介质是可能发生热致断裂的;(3)降低重复频率可明显减小热效应,增大强迫对流换热系数减小了最高温升,但由于增大了端面温度梯度,最大热应力也随之增大。

激光晶体有限元热模型的建立,为进一步对高功率 LD 泵浦片状放大器泵浦结构和冷却结构进行优化,以及整个系统的功率定标提供了理论参考,具有一定的指导意义。

参考文献:

- [1] Koechner W. Solid-state laser engineering [M]. Beijing: Science Press, 2002.
- [2] Jia W, Li M Z, Ding L, et al. Research on the large-aperture high power diode arrays end-pumped coupling system [J]. High Power Laser and Particle Beams. 2005, 17 (S0). (in Chinese)
- [3] Cousins A K. Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods [J]. IEEE J Quant Electron, 1992, 28(4): 1057 - 1069.
- [4] Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L, et al. Thermal modeling of continuous wave end-pumped solid state lasers [J]. Appl. Phys. Lett., 1990, 56 (19): 1831 - 1833.
- [5] Pfister C, Weber R, Weber H P. Thermal beam distortions in end-pumped Nd:YAG, Nd:GSGG, and Nd:YLF Rods [J]. IEEE J Quant Electron, 1994, 30(7): 1605 - 1615.
- [6] Pollnau M, Hardman P J, Kern M A, et al. Upconversion-induced heat generation and thermal lensing in Nd:YLF and Nd:YAG [J]. Physics Review B., 1998, 58 (24): 16076 - 16092.
- [7] Liang F, Feng G Y, Ou Q F, et al. Transient temperature rise in a repeat pulse pumped solid-state laser tube [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2005, 17(5): 685 - 688. (in Chinese)
- [8] Peng X Y, Xu L, Asundi A. High-power efficient continuous-wave TEM₀₀ intracavity frequency-doubled diode-pumped Nd:YLF laser [J]. Appl. Opt., 2005, 44 (5): 800 - 807.
- [9] Takeiwuchi Y. Thermal Stress. Beijing: Science Press, 1977. (in Chinese)
- [10] Chen D K. New technologies of electronics cooling [J]. Chinese Journal of Low Temperature Physics, 2005, 27 (3): 255 - 262. (in Chinese)