

激光二极管端面泵浦激光棒热效应的解析研究

李隆^{1,2}, 史彭², 陈文², 甘安生², 侯洵¹

(1. 西安交通大学电子与信息工程学院, 710049, 西安; 2. 西安建筑科技大学理学院, 710055, 西安)

摘要: 为了解决激光二极管端面泵浦激光棒引起的热效应问题, 基于热传导理论, 建构了热传导方程新的本征函数解, 得出了激光棒内温度场与热形变场的一般解析表达式. 该表达式不仅解决了由于棒内热流线径向假设造成的温场计算误差问题, 而且解决了使用数值分析方法带来的计算精度不高的问题. 研究表明, 当激光二极管的泵浦功率为 20 W、泵浦光斑高斯半径为 200 μm 时, 掺钕离子质量分数为 0.5% 的钕酸钇激光棒泵浦端面具有 451.2 $^{\circ}\text{C}$ 的最高温升和 3.42 μm 的最大热形变量. 对激光棒内等温线分布状态分析可以得出, 其热流线为非径向分布. 与棒内热流线径向假设计算结果对比, 激光棒的最高温升值减小了 30%. 所得结果可以用于激光谐振腔的设计, 为减小激光系统的热效应问题提供了理论依据.

关键词: 激光二极管; 端面泵浦; 激光棒; 温度场; 热形变场

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A **文章编号:** 0253-987X(2006)10-1098-05

Thermal Effect Analysis of Laser Rod by Diode Laser End-Pumped

Li Long^{1,2}, Shi Peng², Chen Wen², Gan Ansheng², Hou Xun¹

(1. School of Electronics and Information Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. Faculty of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China)

Abstract: In order to solve the thermal effect problem of laser rod by diode laser end-pumped, based on the heat conduct theory, a novel eigenfunction group of heat conduction equation was established and the general solutions of temperature field and thermal distortion field within laser rod were obtained. These analytical solutions not only solve the problem of calculation error in temperature field brought by the approximate assumption of radial heat flow in laser rod, but also overcome the problem of low precision caused by the numerical analysis method. The results show that when the output power of diode laser is 20 W, and the Gaussian spot radius is 200 μm , 0.5% (mass fraction) Nd-ion doped yttrium vanadate laser rod can get a maximum temperature rise of 451.2 $^{\circ}\text{C}$ and a maximum thermal distortion of 3.42 μm . The distribution of heat flow in laser rod is not radial through analyzing of the isotherm diagram. Compared to the calculation results with the assumption of radial heat flow in laser rod, the maximum temperature rise is reduced by 30%. The results can be applied to the design of resonant cavity and offer theoretical basis for reducing the thermal effect in laser system.

Keywords: diode laser; end-pumped; laser rod; temperature field; thermal distortion field

激光二极管泵浦的全固态激光器(DPSSL)具有结构紧凑、稳定性好、效率高等优点, 在工业、医

疗、国防、科研等领域有着广泛的应用. 然而, 激光晶体吸收激光二极管泵浦光能量产生的热效应问

题^[1], 不仅限制了激光二极管的泵浦功率, 而且影响了 DPSSL 的性能. 激光晶体的热效应主要有以下表现形式: ①激光晶体处于工作状态时对于腔内振荡光束产生热聚焦作用^[2-3], 造成 DPSSL 输出光束发散、模体积不稳定、输出功率波动等现象; ②激光晶体温度梯度场引起的内热应力可引起晶体内部发生热开裂^[4-5], 导致 DPSSL 损坏.

分析与减小激光晶体热效应的关键工作之一是对激光晶体内部温度场及热形变场进行精确计算. 在 DPSSL 中, 通常使用的激光晶体为圆棒形与长方形^[6-8]. 文献^[9]已经对激光二极管端面泵浦的长方形激光晶体内部温度场和热形变场进行了分析与研究. 由于棒状激光晶体内部温度场计算较复杂, 在以往的研究中普遍采用了“激光棒内热流沿径向的假设”^[10-11], 所得结论存在着不合理的地方. 本文通过对端面泵浦、周边冷却激光棒的工作特点进行分析, 建立了热分析模型, 并基于热传导方程的分析, 建构了热传导方程新的本征函数族, 得到了激光棒内部温度场及热形变场的一般解析表达式, 同时对比了激光二极管端面泵浦两种形状激光晶体内部温度场及热形变场的分布情况. 本文的研究结果对于减少激光介质热效应、提高 DPSSL 性能具有指导意义.

1 端泵激光棒热分析解析计算方法

1.1 端面泵浦、周边冷却激光棒热模型的建立

采用端面泵浦方式, 泵浦光可有效地耦合进入激活介质的 TEM₀₀ 模体积内, 从而实现泵浦光与振荡光之间的模式匹配, 使得 DPSSL 获得稳定的模式输出^[12]. 图 1 为激光二极管端面泵浦 V 型折叠腔 Nd:YVO₄/KTP 激光器的实验简图.

激光棒内部产生的热量通过热传导方式由周边散失^[10]. 在 DPSSL 中通常采用循环水冷或用半导体制冷模块控制激光棒周边环境. 图 2 给出了端面泵浦激光棒热模型的主视及侧视图.

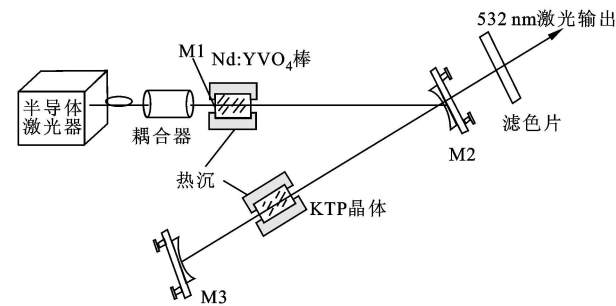
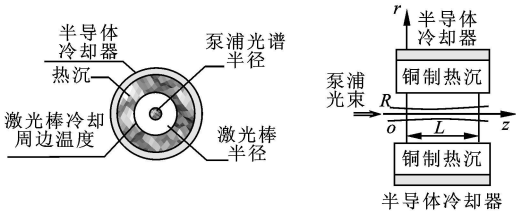


图 1 LD 端面泵浦 Nd:YVO₄/KTP 激光器简图



(a) 热模型主视图 (b) 热模型侧视图
R 为激光棒半径; L 为激光棒长度; r 为棒径向坐标; z 为棒纵向坐标
图 2 端面泵浦激光棒热模型主视及侧视图

光纤耦合的半导体激光器发出泵浦激光, 其光强分布可用高斯函数来近似^[10-13]. 设泵浦光平行于 z 轴入射到激光棒的泵浦端面, 其光强分布表达式为

$$I(r, 0) = I_0 \exp\left(-2 \frac{r^2}{\omega_p^2}\right) \tag{1}$$

式中: I_0 为泵浦光中心的功率密度; ω_p 为泵浦高斯光束半径.

激光介质内激活离子对于泵浦光束存在吸收, 泵浦光因吸收而减弱, 设激光晶体对泵浦光的吸收系数为 β , 由吸收定律可以得到激光棒内 z 切面的光强为

$$I(r, z) = I(r, 0) \exp(-\beta z) \tag{2}$$

设激光棒内热源只有一种, 并且假设荧光量子效率等于 1, 则激光棒的热效应完全由激光内跃迁损耗引起^[13], 在 z=z 面激光棒吸收能量产生的热功率密度为

$$q_v(r, z) = \eta I(r, z) = I_0 \eta \exp\left(-2 \frac{r^2}{\omega_p^2}\right) \exp(-\beta z) \tag{3}$$

式中: η 为由激光内跃迁损耗所确定的热转换系数

$$\eta = 1 - \lambda_p / \lambda_L \tag{4}$$

其中半导体激光器泵浦光波长 $\lambda_p = 808 \text{ nm}$; 谐振腔的振荡激光波长 $\lambda_L = 1\,064 \text{ nm}$.

激光棒被放置在冷却器内, 侧面温度保持相对恒定, 设为 u_w , 在数学处理中可设其为 0 (相对). 激光棒的两个通光面与空气相接触, 从棒的两端面与空气热对流交换散失的热量仅占总散热量的很小一部分 (约 1% 左右), 因此可假设晶体的两通光端面近似绝热^[8], 由此可以得出端面泵浦激光棒实际工作状态的边界条件

$$\left. \begin{aligned} u(r, \varphi, z) \Big|_{r=R} &= 0 \\ \frac{\partial u(r, \varphi, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} &= \frac{\partial u(r, \varphi, z)}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0 \end{aligned} \right\} \tag{5}$$

式中: $u(r, \varphi, z)$ 表示激光棒内温度场分布函数.

1.2 激光棒内部温场分布的解析计算

由于激光晶体内部有热源,则晶体内部热传导遵守 Poisson 方程

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = - \frac{q_V}{\lambda} \tag{6}$$

式中:λ为激光晶体导热系数或称为热导率.

由于热模型和热源都具有轴对称性,则其温场分布与φ无关,即 $u(r, \varphi, z) = u(r, z)$. 热传导方程及边界条件相应地简化为

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = - \frac{q_V}{\lambda}$$
$$u(r, z) \Big|_{r=R} = 0$$
$$\frac{\partial u(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial u(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0 \tag{7}$$

由于 $q_V(r, z)$ 和边界条件的复杂性,用一般求解 Poisson 方程的方法无法求出该方程的解析解. 在此提出一种求解的新方法:①根据边界条件研究 Poisson 方程本征函数族的形式;②由本征函数族建构 Poisson 方程的通解,在通解中含有待定常数,再将通解代入 Poisson 方程中,确定出待定常数,得出解的表达式;③验证通解的正确性. 经过推导,得出激光棒内部温度场分布的一般解析表达式为

$$u = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_{nm} \cos\left(\frac{m\pi}{L}z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) \tag{8}$$

式中: J_0 为 0 阶贝塞尔函数; $\mu_n^{(0)}$ 为 0 阶贝塞尔函数第 n 个 0 点;代定系数

$$A_{nm} = \frac{4\beta^2 I_0 L^3 [1 - \exp(-\beta L) \cos m\pi]}{\lambda(\beta^2 L^2 + m^2 \pi^2) [m^2 \pi^2 R^2 + L^2 (\mu_n^{(0)})^2] J_1^2(\mu_n^{(0)})} \cdot \int_0^R \exp\left(-2 \frac{r^2}{\omega_p^2}\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) r dr \tag{9}$$

其中, J_1 为 1 阶贝塞尔函数.

1.3 激光棒泵浦端面热形变的解析计算

当激光棒内部形成稳定温度场后,由于热膨胀会使得激光棒端面发生热形变,这种端面热效应也是引起激光棒热透镜效应的主要因素之一^[14].

设激光晶体内部一点 (r, z) 原温度为 0℃,晶体达到热平衡后的温度为 $u(r, z)$, 该点的温度变化量为 $u(r, z)$, z 向 dz 元的热膨胀量为

$$dl = \alpha_c u(r, z) dz \tag{10}$$

式中: α_c 为激光棒热膨胀系数.

激光棒在 z 向的热形变场的一般解析表达式为

$$l = \alpha_c \int_0^L \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_{nm} \cos\left(\frac{m\pi}{L}z\right) J_0\left(\frac{\mu_n^{(0)}}{R}r\right) dz \tag{11}$$

2 端面泵浦 Nd:YVO₄ 棒热效应分析

2.1 Nd:YVO₄ 棒内部温度梯度场分布特点

忽略温度场对晶体物理特性的影响, Nd:YVO₄ 晶体热传导系数为 $5.10 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, 沿轴向热膨胀系数为 $4.43 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$. 依据文献[15], 掺钕离子质量分数为 0.5% 的 Nd:YVO₄ 晶体对泵浦光的吸收系数为 14.8 cm^{-1} . 调节半导体激光器的泵浦功率为 20 W, 经耦合器的泵浦光斑高斯半径为 200 μm. 图 3 所示为端面泵浦直径为 3 mm、长度为 6 mm 的 Nd:YVO₄ 棒内部三维温度场分布. 内部等温线分布如图 4 所示.

由图 3 可以得出, Nd:YVO₄ 棒端面的最高温升为 451.2℃. 若采用激光棒内部热流线径向假设, 则 Nd:YVO₄ 棒内的最高温升为 586.7℃^[16]. 由图 4 可以看出热流线为非径向(热流线垂直等温线), 若采用棒内热流线径向假设, 则其计算结果的最高温升偏大了 30%.

图 5 给出了激光棒在不同泵浦功率下的温度图(其他条件不变). 由图 5 可知, 当泵浦功率为 8 W 时, 棒端最高温升为 180.4℃; 当泵浦功率为 30 W 时, 棒端最高温升为 676.5℃. 泵浦功率越高, 晶体内部温场的分布越不均匀, 与温升相应产生的热效应也就越明显.

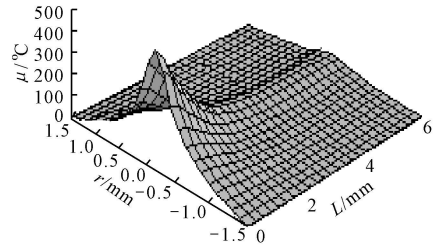


图 3 LD 端面泵浦 Nd:YVO₄ 晶体棒内部三维温度场分布图

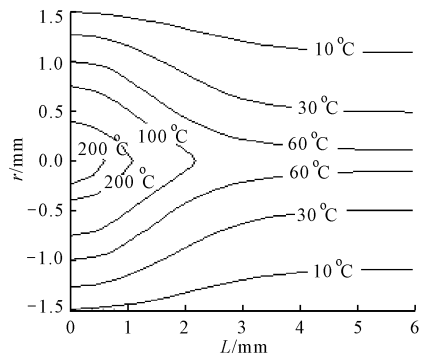


图 4 Nd:YVO₄ 晶体棒内部等温线分布图

要使端面泵浦的固体激光器获得高效的TEM₀₀,泵浦光与激光介质内的基模在空间上要实现模式的匹配^[17-18].图6给出了当泵浦功率为20 W、Nd:YVO₄晶体棒处于不同泵浦光斑下的温度分布图(其他条件不变).

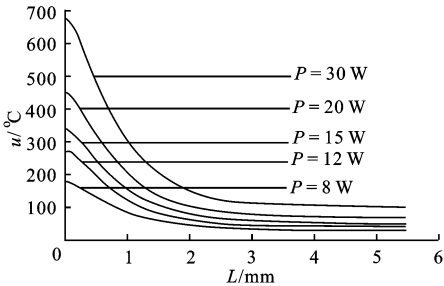


图5 端面泵浦不同功率下Nd:YVO₄激光棒内温度分布图

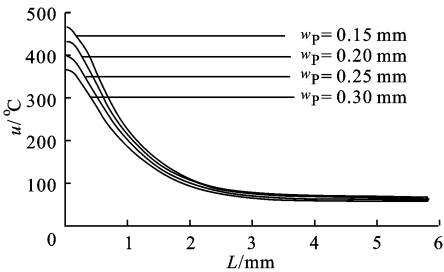


图6 不同泵浦光斑下Nd:YVO₄激光棒温度分布图

由图6可知,若泵浦光斑半径为150 μm时,Nd:YVO₄棒端面的最高温升为501.3℃.当泵浦光斑半径分别为200 μm、250 μm、300 μm时,Nd:YVO₄棒端面的最高温升为451.2℃、406.3℃、369.7℃.

2.2 Nd:YVO₄棒热形变场分布特点

由于激光棒后部温升较低,可以假设棒后端不产生热形变,棒泵浦端面的热形变是引起激光棒热透镜效应的主要原因.图7为Nd:YVO₄棒泵浦端面在不同泵浦功率下的热形变分布图(其他条件与图3相同).

从图7可以得出,泵浦端面热形变以泵浦光斑为中心呈半球状热膨胀,最大热形变出现在泵浦光中心.当泵浦功率分别为8 W、12 W、15 W、20 W、30 W时,Nd:YVO₄棒端面热形变量分别为1.36 μm、2.04 μm、2.55 μm、3.42 μm、5.10 μm.

2.3 两种形状激光晶体热效应对比分析

在DPSSL中实际使用的激光晶体有两种切割形状,即:长方形和圆棒形.在相同泵浦条件下,选用3 mm×3 mm×6 mm的Nd:YVO₄晶体,晶体端面

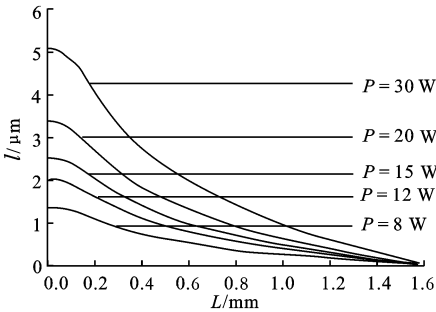


图7 不同泵浦功率下Nd:YVO₄棒泵浦端面热形变分布图

最大温升为461.9℃,泵浦端面的最大热形变量为3.61 μm^[9].若选用直径为3 mm、长度为6 mm的Nd:YVO₄圆棒,端面最大温升降低了2.3%,端面的最大热形变量降低了5%,这是因为圆激光棒的热传导散热有效距离比方激光棒短而造成的.

3 总结与分析

本文建构了热传导方程新的本征函数族,得到了激光二极管端面泵浦Nd:YVO₄棒内部温度场以及热形变场分布的一般解析表达式.在研究中解决了激光晶体内部热流径向向假设所引入的误差问题,获得了激光棒实际的温场分布情况,同时定量分析了泵浦光功率、光斑对于激光棒内部温度场以及泵浦端面热形变场的影响.研究结果可用于谐振腔的设计,为减小激光系统的热效应问题提供理论依据.

参考文献:

[1] Fan T Y. Heat generation in Nd:YAG and Nb:YAG [J]. IEEE J Quantum Electron, 1993, 29(6): 1457-1459.

[2] 张行愚,赵圣之,王青圃,等. 激光二极管抽运的激光器热透镜效应的研究[J]. 中国激光,2000,27(9):777-781.

[3] Chen Y F, Huang T M, Kao C F, et al. Optimization in scaling fiber-coupled laser-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect [J]. IEEE J Quantum Electron, 1997, 33(8): 1424-1429.

[4] Cousins A K. Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods [J]. IEEE J Quantum Electron, 1992, 28(4):1057-1069.

[5] Peng Xiaoyuan, Asundi A, Chen Yihong, et al. Study of the mechanical properties of Nd:YVO₄ crystal by use of laser interferometry and finite-element analysis [J]. Appl Opt, 2001, 40(9):1396-1402.

- [6] Farruch U O, Buocristiani A M, Byvik C E. An analysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods[J]. IEEE J Quantum Electron, 1988, 24(11):2253-2264.
- [7] Pfistner C, Weber R, Weber H P, et al. Thermal beam distortion in end-pumped Nd:YAG, Nd:GSGG and Nd:YLF rods[J]. IEEE J Quantum Electron, 1994, 30(7):1605-1615.
- [8] 史彭,李隆,甘安生,等. 半导体激光器端面抽运矩形截面 Nd:YVO₄ 激光晶体热效应的研究[J]. 中国激光, 2005, 32(7): 923-928.
- [9] 李隆,史彭,刘小芳,等. LD 端面抽运长方形激光晶体热效应的研究[J]. 光电工程, 2005,32(4): 35-38.
- [10] Innocenzi M E, Yura H T, Frucher C L, et al. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid state laser[J]. Appl Phys Lett, 1990, 56(19): 1831-1833.
- [11] 李隆,史彭,白晋涛. 单端泵浦激光晶体温度场的半解析理论研究[J]. 西安交通大学学报,2004,38(4): 369-372.
- [12] Brown D C, Richard N, Larry B. Efficient cw end-pumped, end-cooling Nd:YVO₄ diode-pumped laser[J]. Appl Opt, 1997, 36(3): 8611-8613.
- [13] 余锦. 纵向泵浦固体激光介质热透镜效应的理论研究[J]. 强激光与粒子束,2000,12(1):27-31.
- [14] Koechner W. 固体激光工程[M]. 孙文,江泽文,程国祥,译. 北京:科学出版社,2002:356-374.
- [15] He Jingliang, Hou Wei, Zhang Hengli, et al. Continuous wave output of 5.5W at 532nm by intracavity frequency doubling of a Nd:YVO₄ laser[J]. Chin Phys Lett, 1998, 15(6):418-419.
- [16] 史彭,李隆,甘安生,等. 全固态激光器中掺 Nd³⁺ 离子激光晶体热效应的研究[J], 激光技术, 2004, 28(2): 177-180.
- [17] Laporta P, Brussard M. Design criteria for size optimization in diode-pumped solid-state laser[J]. IEEE J Quantum Electron,1991, 27(10):2319-2326.
- [18] Pfistner C, Albers P, Weber H P. Influence of spatial mode matching in end-pumped solid-state lasers[J]. Appl Phys: B, 1992, 54(1):83-88.

(编辑 刘杨)

(上接第 1093 页)

- [2] Goldreich O, Micali S, Wigderson A. How to play any mental game[C]//Proceedings of the 19th Annual ACM Conference on Theory of Computing. New York: ACM Press, 1987:218-229.
- [3] Goldreich O. Foundations of cryptography: basic applications[M]. London: Cambridge University Press, 2004.
- [4] Cachin C, Camenisch J. Lecture notes in computer science 3027[M]. New York: Springer-Verlag, 2004: 1-55; 419-473.
- [5] Du Wenliang, Atallah M J. Secure multi-party computation problems and their applications: a review and open problems[C]//Proceedings of the 2001 Workshop on New Security Paradigms. New York: ACM Press, 2001:13-22.
- [6] Goldwasser S. Multi-party computations: past and present[C]//The 16th Annual ACM Symposium on Principles of Distributed Computing. New York: ACM Press, 1997:21-24.
- [7] Freedman M J, Nissim K, Pinkas B. Efficient private matching and set intersection[M]. New York: Springer-Verlag, 2004:1-19.
- [8] 李顺东,覃征. 一种带密钥的闕下信道通信算法[J]. 计算机学报,2003,26(1):125-128.

(编辑 苗凌)

(上接第 1097 页)

- [4] Wan Xianrong, Zhang Sifeng, Ke Hengyu, et al. Target detection with high frequency surface wave radar in co-channel interference[J]. IEE Proc Radar Sonar Navig,2005,152(2):97-103.
- [5] Wood J C, Barry D T. Radon transformation of time-frequency distributions for analysis of multicomponent signals[J], IEEE Trans on Signal Processing, 1994, 42(11):3166-3177.
- [6] Ivanovic W N, Dakovic M, Stankovic L J. Performance of quadratic time-frequency distributions as instantaneous frequency estimators[J]. IEEE Trans Signal Processing,2003,51(1):77-89.
- [7] Amin M G. Minimum variance time-frequency distribution kernels for signals in additive noise[J]. IEEE Trans on Signal Processing, 1996, 44(9):2352-2356.
- [8] Stankovic L J. Analysis of noise in time-frequency distributions[J]. IEEE Signal Processing Letters, 2002, 9(9):286-289.
- [9] Soille P, Talbot H. Directional morphological filtering[J]. IEEE Trans on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 2001, 23(11):1313-1329.

(编辑 刘杨)