

脉冲 LD 端面泵浦 Nd:YAG 晶体温场研究

支音¹, 李隆^{1,2}, 史彭^{1,2}, 屈子杰¹, 甘安生¹

(1. 西安建筑科技大学 理学院, 陕西 西安 710055;

2. 西安建筑科技大学 应用物理研究所, 陕西 西安 710055)

摘要:为解决脉冲激光二极管端面泵浦 Nd:YAG 晶体产生瞬态热效应的问题,对激光晶体内的温场分布进行了解析分析与定量计算。通过对脉冲激光二极管端面泵浦激光晶体工作特点分析,建立了端面绝热、周边恒温的晶体热模型,考虑到 Nd:YAG 晶体导热系数与其温度的函数关系,引入弦截法求解含时热传导方程,得出了变热传导系数方形 Nd:YAG 晶体时变温度场的一般解析表达式。定量分析了变热传导系数方形 Nd:YAG 晶体在不同超高斯阶次和光斑半径下内部温度场时变情况。计算结果表明:使用平均输出功率为 60 W 的脉冲激光二极管端面泵浦掺钕离子质量分数 1.0% 的 Nd:YAG 晶体,若入射的 3 阶超高斯光束泵浦光斑半径为 400 μm ,则晶体尺寸为 4 mm \times 4 mm \times 8 mm 的 Nd:YAG 晶体在达到准热平衡状态时的最高和最低温升分别为 364 K 和 337 K。研究结果为正确计算 Nd:YAG 晶体温场分布提供了方法,并对解决激光晶体热效应问题提供了理论依据。

关键词:激光器; 瞬态热效应; Nd:YAG 晶体; 变热传导系数

中图分类号: TN248.1 文献标志码: A 文章编号: 1007-2276(2015)02-0491-06

Temperature field of pulse LD end pumped Nd:YAG crystal

Zhi Yin¹, Li Long^{1,2}, Shi Peng^{1,2}, Qu Zijie¹, Gan Ansheng¹

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

2. Institute for Applied Physics, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China)

Abstract: The temperature thermal model of crystal was built under the condition of thermal isolation of the end face and constant peripheral temperature, so as to calculate temperature field of pulse LD end-pumped Nd:YAG crystal. Based on the function of temperature of the laser crystal depending on the thermal conductivity, the thermal model of heat conduction equations were solved by methods of the secant method. The numerical values of the temperature field of the pulse LD end-pumped square cross section Nd:YAG crystal with variable thermal conductivity was obtained. Then the internal temperature field distribution was calculated under different of super-Gaussian beam with different orders and pump

收稿日期: 2013-10-23; 修订日期: 2013-12-25

基金项目: 陕西省教育厅专项科研基金(11JK0532)

作者简介: 支音(1987-),女,硕士生,从事全固态激光器及其应用、超快激光光谱等研究。Email: zhiyh@gmail.com

导师简介: 李隆(1972-),男,教授,硕士生导师,博士后,主要从事激光技术及其应用方面的研究。Email: lilong7211@126.com

spot sizes. The results show that when the average output power of diode laser is 60 W, and the neodymium doped yttrium aluminum garnet with 1.0% neodymium-ion doped mass fraction, the third order super-Gaussian radius of incident light is 400 μm . When the transient temperature field of Nd:YAG crystal, which size in 4 mm \times 4 mm \times 8 mm, reaches thermal dynamic equilibrium state, the maximum and minimum temperatures are 364 K and 337 K respectively. The research methods and results can also be used to analyze other time-varying thermal problems in laser systems, and will play theoretically a directional role in solving thermal problems in laser systems.

Key words: laser; transient thermal effect; Nd:YAG crystal; variable thermal-conductivity

0 引言

高峰值功率的脉冲激光器是一种非常有用的激光光源,在材料精密处理、干涉计量、生物医学、同位素分离等领域都有着重要的应用^[1]。由于脉冲 LD 能够输出峰值功率较高的脉冲激光,在泵浦激光晶体时便具有了较高的泵浦效率,成为了近几年激光技术发展新的方向^[2]。脉冲 LD 泵浦时存在着脉冲泵浦阶段与脉冲间隔阶段,而激光晶体一直处于热沉强制冷却之中,在激光晶体中存在着明显的升降温两个瞬态过程^[3]。在经过一段时间脉冲 LD 的级联泵浦,激光晶体的温场将达到准热平衡状态。激光晶体准热平衡下温场的起伏,对脉冲 LD 泵浦的全固态激光器性能有着重要的影响^[4]。

从目前的报道来看,大多数对激光晶体温度场的研究都把热传导系数视为定值求解,研究必然与实际存在差异。依据参考文献[5],激光晶体热传导系数应是其温度的函数,其表达式为:

$$\lambda(u) = \frac{1.9 \times 10^8}{[\ln(5.33 \times u)]^{7.14}} - \frac{3.31 \times 10^4}{u} \quad (1)$$

式中: u 为激光晶体的温度。

文中通过脉冲 LD 端面泵浦 Nd:YAG 晶体工作特点分析,得出其边界条件,利用含时热传导 Poisson 方程以及弦截法得出了脉冲 LD 端泵变热传导系数方形 Nd:YAG 晶体时变温度场的一般解析式,分析了在单脉冲泵浦过程与准热平衡态时 Nd:YAG 晶体的温度场时变特性。定量计算了脉冲 LD 泵浦光斑半径以及泵浦脉宽对激光晶体温度场的影响。研究将为脉冲 LD 端面泵浦 Nd:YAG 全固体激光器谐振腔设计提供理论依据。

1 脉冲 LD 端泵方形 Nd:YAG 晶体热模型

1.1 Nd:YAG 方形晶体结构模型

采用端面泵浦方式,泵浦光可被有效的耦合进入激光晶体的 TEM₀₀ 模体积内,易于实现泵浦光与振荡光之间的模式匹配,使得激光器具有较高的效率^[6]。在脉冲 LD 泵浦下,激光晶体因吸收泵浦光能量产生的废热,严重地影响了激光器的正常工作,因此对激光晶体施加强制冷却是十分必要^[7]。脉冲 LD 端面泵浦 Nd:YAG 方形晶体结构如图 1 所示,其中 x, y 和 z 分别为 Nd:YAG 方向晶体的长、宽和纵向坐标。 a, b 为晶体长和宽, c 为晶体长度,泵浦光沿 z 轴入射到晶体的泵浦端面($z=0$ 面)。

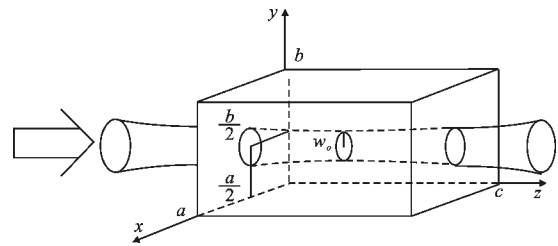


图 1 端面脉冲 LD 泵浦 Nd:YAG 激光晶体示意图

Fig.1 Schematic model diagram of Nd:YAG end-pumped by pulsed LD

1.2 Nd:YAG 方形晶体热模型边界条件

在一些参考文献中,对于激光二极管输出光束的分布都将其视为平行平面光或理想高斯光束^[8]。但是严格地讲,激光二极管出射光束经微透镜聚焦后进入光纤,再将光纤捆扎束从尾端出射,其分布用超高斯光束描述更为合理。泵浦光沿轴线入射端面光强分布表达式为:

$$I(x, y, 0, t) = I_0 e^{-2\left(\frac{(x-a/2)^2 + (y-b/2)^2}{\omega^2}\right)^k} G(t) \quad (2)$$

式中: I_0 为脉冲 LD 出射的超高斯光束中心处光强,

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

式中: ω 为脉冲 LD 泵浦光的超高斯半径; $G(t)$ 为泵浦光的时间包络; P 为脉冲 LD 泵浦光功率; k 为泵浦光的超高斯阶次, 当 k 取 1 时, 为高斯分布, k 取 2、3、4、5、6……时, 为超高斯分布或称为“大礼帽”分布, 当 k 趋于无穷大时, 泵浦光呈现为均匀分布状态, 如图 2 所示。

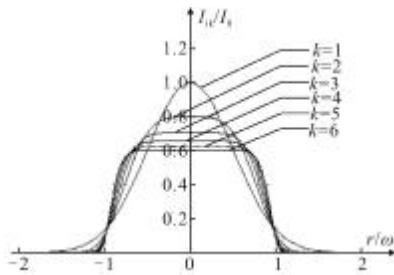


图 2 超高斯泵浦光束不同阶次光强分布对比图

Fig.2 Comparison diagram of different orders of super-Gaussian distributions

依据光的吸收定律, 沿 z 方向传播的 LD 泵浦光在激光晶体内 z 面处的光强为:

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

在脉冲间隔期间, 由于热沉的持续冷却, 晶体内部温度场处于弛豫下降过程, 其热传导方程与初始条件为:

$$\begin{cases} \rho C_p \frac{\partial u_{II}(x, y, z, t)}{\partial t} = \lambda(u_{II}) \left(\frac{\partial^2 u_{II}(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{II}(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_{II}(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right) & \tau \leq t \leq T \\ u_{II}(x, y, z, t)|_{t=\tau} = u_I(x, y, z, \tau) \end{cases} \quad (7)$$

式中: ρ 、 C_p 、 $\lambda(u_I)$ 和 $\lambda(u_{II})$ 、 τ 、 T 分别为激光晶体的密度、比热、变热传导系数、脉冲宽度、泵浦周期。

利用热模型、热传导方程及边界条件, 得到第一个 LD 脉冲端面泵浦激光晶体温度场分布表达式, 公式(8)其脉冲泵浦升温过程与见公式(9):

$$u_I(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} (1 - e^{-g\tau}) \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b}$$

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

式中: β 为晶体的吸收系数。

在激光器工作时, 激光晶体产生热能的原因很多, 主要是因为荧光量子效应。晶体内部的热功率密度为:

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

式中: η 为热转换系数, $\eta = 1 - 808 \text{ nm} / 1064 \text{ nm}$ 。

Nd:YAG 晶体安置在冷却夹块中, 安放时应保障晶体的 4 个侧面与热沉间有着良好的热接触, 两个通光面与空气接触。由于 LD 泵浦光斑尺寸很小 ($400 \mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$), 在晶体泵浦端面形成的温升面积相对于晶体端面而言很小, 在此忽略晶体端面与空气交换损失的热量, 视其为端面绝热状态。由此, 得到激光晶体在激光器稳定工作状态时的边界条件,

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

2 脉冲 LD 端泵变热传导系数 Nd:YAG 方形晶体温场计算

在脉冲 LD 泵浦激光晶体过程中, 时变温度场与晶体的物理参数、泵浦脉宽及重复频率等都有关系。设 $u_I(x, y, z, t)$ 与 $u_{II}(x, y, z, t)$ 分别为单脉冲泵浦阶段与泵浦间期的温度场。在脉冲泵浦阶段, 晶体的热传导方程与初始条件为:

度场处于弛豫下降过程, 其热传导方程与初始条件为:

$$\cos \frac{l\pi z}{c} \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (8)$$

$$u_{II}(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} (e^{g\tau} - 1) e^{-g t} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{l\pi z}{c} \quad \tau \leq t \leq T \quad (9)$$

$$\text{式中: } f = \frac{8\beta^2 \eta I_0 C (1 - e^{-c\beta} \cos(l\pi))}{ab\rho C_p (l^2 \pi^2 + c^2 \beta^2)} \int_0^a \int_0^b e^{-2\left(\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\omega^2}\right)^k}$$

$$\sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} dx dy$$

$$g = \frac{\lambda(u)}{\rho C_p} [(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2 + (l\pi/c)^2]$$

第一个脉冲(单脉冲)在激光晶体内形成的温度分布后,依据连续性原理,随着脉冲 LD 激光不断地泵浦,晶体内的温度呈上升趋势,可得到非稳态下重复脉冲泵浦激光晶体的温度场表达式:

$$u_s(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} \left(\left(\sum_{i=0}^{i-2} e^{g(iT+\tau)} - \sum_{i=1}^{i-1} e^{gT} - 1 \right) e^{-gT} + 1 \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{l\pi z}{c} \quad (iT \leq t \leq iT + \tau \text{ 且 } i \geq 2) \quad (10)$$

$$u_j(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} \left(\left(\sum_{i=0}^{i-1} e^{g(iT+\tau)} - \sum_{i=1}^{i-1} e^{gT} - 1 \right) e^{-gT} \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{l\pi z}{c} \quad (iT + \tau \leq t \leq (i+1)T \text{ 且 } i \geq 2) \quad (11)$$

式中: $u_s(x, y, z, t)$ 、 $u_j(x, y, z, t)$ 分别为 $i (i \geq 2)$ 个脉冲重复周期后在泵浦阶段与泵浦间隔期间的温度场; i 表示为脉冲泵浦次数。

但随着脉冲 LD 泵浦次数的增加,激光晶体的温场将逐渐达到准热平衡状态,其准热平衡状态时,晶体的温度场表达式为:

$$u_{iw}(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} \left(1 + \frac{(e^{(1+N)gT} - e^{(\tau+Ng)} e^{-gT+gNT})}{e^{NgT} - e^{(1+N)gT}} \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{l\pi z}{c} \quad (NT \leq t \leq NT + \tau) \quad (12)$$

$$u_{iww}(x, y, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{f}{g} \left(\frac{(e^{gT} - 1)e^{g(T-t+NT)}}{e^{gT} - 1} \right) \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{l\pi z}{c} \quad (NT + \tau \leq t \leq (N+1)T) \quad (13)$$

3 脉冲 LD 端泵变热传导系数 Nd:YAG 方形晶体温场特点

Nd:YAG 晶体因其硬度高、导热性好、光学性质好等优点已成为全固态激光器应用较广泛的晶体之一。掺钕离子的质量分数为 1.0% 的 Nd:YAG 晶体对泵浦光的吸收系数 9.1 cm^{-1} ^[9], 晶体尺寸为 $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$, 脉冲 LD 的平均泵浦功率为 60 W , 3 阶超高斯泵浦光斑半径为 $400 \mu\text{m}$, 如果将 Nd:YAG 晶体的热传导系数视为定值时 ($14 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), 单脉冲泵浦在晶体端面的最大温升为 301 K 。而将 Nd:YAG 晶体的热传导系数为变量时, 依据参考文献[5] Nd:YAG 晶

体的热传导系数将随温度的升高而减小。对于脉冲激光二极管端面泵浦激光晶体方式而言, 泵浦光被聚集在晶体的一个狭小区域内, 导致该区域内泵浦功率密度较高, 引起的晶体泵浦面最大温升为 305 K , 如图 3 所示。激光晶体的瞬态温升产生出的热效应, 将导致激光器输出光束质量变差。

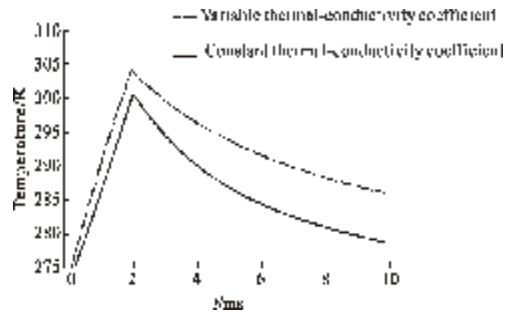


图 3 变热传导系数与常热传导系数的晶体温升对比

Fig.3 Thermal distribution differences between variable thermal-conductivity coefficient and constant thermal-conductivity coefficient

3.1 脉冲 LD 泵浦脉宽对 Nd:YAG 方形晶体温度的影响

晶体尺寸为 $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$, 超高斯阶次为 $3 (k=3)$, 在单个脉冲 LD 泵浦光斑半径为 $400 \mu\text{m}$ 的情况下, 当脉冲 LD 脉宽分别为 1 ms 、 2 ms 、 3 ms 、 4 ms 时, 图 4 为 Nd:YAG 晶体温度沿着晶体纵向长度的变化趋势。由图可以看出, 脉冲 LD 泵浦频率相同时, 单脉冲的脉宽越大, 晶体温升越高。

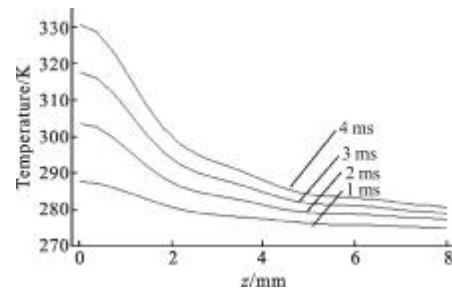


图 4 晶体尺寸为 $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ 光斑半径为 $400 \mu\text{m}$ 晶体内温度沿着纵向长度的变化

Fig.4 Temperature distribution along the axis of size in $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ crystal with $400 \mu\text{m}$ pump spot radius

3.2 脉冲 LD 泵浦光斑半径对 Nd:YAG 方形晶体温场分布的影响

对于激光二极管端面泵浦的 Nd:YAG 激光器要获得高的光-光转换效率以及高的输出光束质量, 泵

浦光与激光介质内振荡模的匹配至关重要。与图 4 条件类似, 图 5 给出了不同脉冲 LD 泵浦光斑半径 (350、400、450、500 μm) 下 Nd:YAG 晶体沿着晶体纵向长度的温度变化趋势。

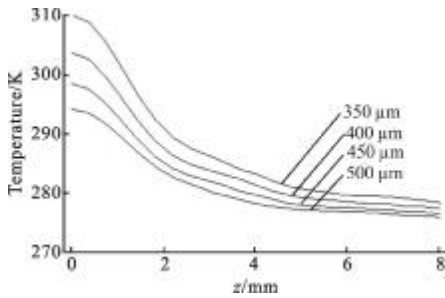


图 5 晶体尺寸为 4 mm×4 mm×8 mm 在 $k=3$ 时晶体内温度沿着纵向长度的变化

Fig.5 Temperature distribution along the axis of size in 4 mm×4 mm×8 mm crystal with third-order super-Gaussian beam

4 非稳态及准热平衡态时 Nd:YAG 方形晶体的温度场

4.1 非稳态时 Nd:YAG 方形晶体的温度场

随着脉冲泵浦光的不断照射, 晶体温度总体呈上升趋势, 由于泵浦热弛豫时间长于泵浦时间, 因此温度上升趋势逐渐减缓。图 6 给出了 4 mm×4 mm×8 mm 的 Nd:YAG 晶体在 3 阶超高斯光束 60 W 泵浦光照射下, 脉宽为 2 ms, 脉冲频率为 100 Hz 情况下, 非稳态时, 端面中心处温度变化情况。

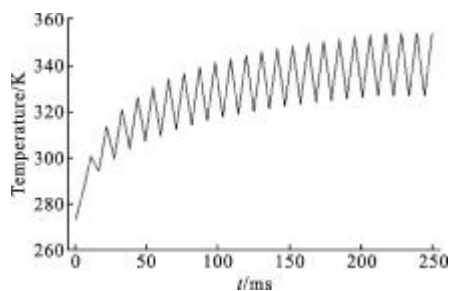


图 6 重复脉冲端面泵浦 Nd:YAG 晶体时温度变化规律

Fig.6 Time-varying temperature law on Nd:YAG end-pumped by repeat pulses

4.2 准热平衡状态 Nd:YAG 方形晶体的温度场

图 7 给出了晶体处于准热平衡态时晶体内部温度随时间变化的规律。由图可以看出在准热平衡状态时, 晶体内部温度在 337~364 K 间呈锯齿形分布。

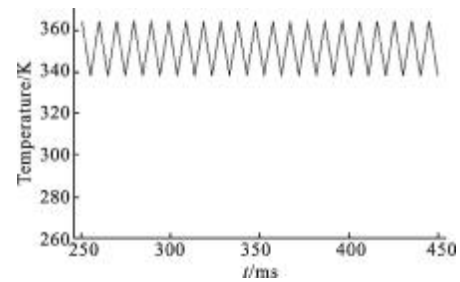


图 7 准热平衡态时晶体内部温度随时间变化的规律

Fig.7 Temperature changes with time when it reaches thermal dynamic equilibrium

5 结 论

依据 Nd:YAG 晶体的热传导系数与温度的关系, 讨论了脉冲 LD 端面泵浦变热传导系数条件下方形 Nd:YAG 晶体瞬态温度场。计算中引入了弦截法, 得出在热传导系数为温度函数情况下瞬态温度场的数值解, 此方法在计算过程中避免了复杂的求导, 在计算速度上优化于之前使用的 Newton 迭代法。并且定量研究了在脉冲 LD 泵浦脉宽、脉冲 LD 泵浦光斑半径不同情况下的晶体内部温度分布的变化情况, 并在此基础上讨论了晶体在单脉冲阶段、非稳态阶段和准热平衡态阶段温度随时间和晶体长度的变化规律。其计算结果较将晶体热传导系数视为定制情况下的计算结果更为合理。

参考文献:

- [1] Shi Zhaohui, Zhang Jing, Niu Gang, et al. High repetition rate AO Q-switching of double end pumped Nd:YVO₄ all-solid-state laser[J]. Laser & Infrared, 2006, 36(8): 635-638. (in Chinese)
- [2] Liu Xiaojuan, Fu Rulian, Zhou Ranran, et al. Pulse LDA pumped single-frequency Nd:YVO₄ KTP green laser using Brewster plate [J]. Optics Communications, 2007, 274(1): 159-162. (in Chinese)
- [3] Song Xiaolu, Guo Zhen, Li Bingbin, 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)
- [4] Fan T Y. Heat generation in Nd:YAG and Yb:YAG[J]. Journal of Quantum Electronics, 1993, 29(6): 1457-1459.
- [5] Xie Wenjie, Siu-Chung Tam, Yang Hongru, et al. Heat

- transfer for diode side-pumped YAG slabs [J]. *Optics & Laser Technology*, 1999, 31: 521-528. (in Chinese)
- [6] Li Long, Nie Jianping, Feng Xiaojuan, et al. Time-varying temperature field of Nd:YAG rod end-pumped by pulsed LD [J]. *Laser and Optoelectronics Progress*, 2011, 40(9): 1657-1661. (in Chinese)
- [7] Shen Yongming, Zhang Yaofei, Hou Tianjin, et al. Comparisons of temperature field and stress field between heat-capacity laser and solid steady state laser [J]. *High Power Laser and Partical Beams*, 2006, 18(11): 1804-1808. (in Chinese)
- [8] Nadgaran H, Sabaian M. Pulsed pump thermal effects in solid state lasers under super-gaussian pulses [J]. *ParamanaJ Phys*, 2006, 67(6): 1119-1128.
- [9] Li Long, Nie Jianping, Dong Wuwei, et al. Time-varying temperature field of Nd:YAG rod end pumped by pulsed LD [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(9): 1657-1661. (in Chinese)