

文章编号: 0258-7025(2007)11-1476-07

脉冲激光二极管端面抽运全固态激光器 热效应瞬态过程

宋小鹿, 李兵斌, 王石语, 蔡德芳, 文建国, 过 振

(西安电子科技大学技术物理学院, 陕西 西安 710071)

摘要 从圆柱状晶体热传导方程出发,采用有限元方法,对脉冲激光二极管(LD)端面抽运 Nd:YAG 激光器中激光晶体的瞬态温度场分布进行了计算。对单脉冲过程中,晶体升温 and 降温时端面温度的分布情况进行了计算;分析了束腰位置和束腰半径对单脉冲过程的影响,以及晶体热弛豫时间的影响因素;根据光线追迹理论,分析了激光晶体内部温度分布达到动态平衡后,由温度梯度引起的中心与边缘相对光程差时变特性。结果表明,当束腰位于晶体抽运端面时,增大束腰半径晶体端面温度降低;当不改变束腰半径并且后移束腰位置时,晶体端面温度降低;增大冷却液对流换热系数或者空气流速、降低空气温度以及减小晶体半径都可不同程度地缩短热弛豫时间;当晶体温度分布达到动态平衡后,晶体各点温度呈周期性变化;由晶体径向温度梯度引起的相对光程差(OPD)也随时间作周期性变化。

关键词 激光技术;脉冲固体激光器;热效应;有限元法;瞬态过程

中图分类号 TN 248.1 **文献标识码** A

Transient Thermal Effect in Pulsed Laser Diode End-Pumped Solid-State Laser

SONG Xiao-lu, LI Bing-bin, WANG Shi-yu,

CAI De-fang, WEN Jian-guo, GUO Zhen

(School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China)

Abstract Based on the fundamental theory of heat transfer in cylinder, the transient temperature field in the laser crystal of pulsed laser diode (LD) end-pumped Nd:YAG laser is analyzed by the finite-element method. The temperature distribution of crystal end surface in the process of temperature rise and fall is calculated in a single pulse process. The influences of beam waist width and its location on the temperature distribution and the factors influencing the thermal relaxation time are presented. Based on the theory of ray trace, the time variation of optical path difference at the center and fringe of crystal end surface caused by temperature gradient after the temperature distribution in the crystal reaches a dynamic balance is analyzed. The results show that the increase of beam waist width or rearward shift the beam waist without changing beam waist width will reduce the end surface temperature when the laser beam waist is located on the pumped end surface. Increasing the heat transfer coefficient of cooling liquid or flow velocity of air, reducing the air temperature or the radius of laser crystal can shorten the thermal relaxation time. After the transient temperature distribution reach a dynamic balance, the temperature in crystal and relative optical path difference (OPD) caused by radial temperature gradient will periodically change with time.

Key words laser technique; pulsed solid-state laser; thermal effect; finite-element method; transient process

收稿日期:2007-04-06;收到修改稿日期:2007-06-12

作者简介:宋小鹿(1983—),女,福建人,博士研究生,主要从事固体激光器热效应的研究。

E-mail:deer2001501@126.com

导师简介:过 振(1946—),男,江苏人,教授,博士生导师,主要从事固体激光器件与激光技术的研究。

E-mail:zhguo@xidian.edu.cn

1 引言

对于激光二极管(LD)端面抽运 Nd:YAG 激光器,抽运光空间分布以及晶体对抽运光轴向的吸收,使得晶体热耗呈现空间分布复杂性,引发端面形变、热应力双折射和热透镜效应。由于端面形变、热应力的存在,使得高功率抽运时,晶体表面产生形变并有可能被损坏,限制了抽运功率的有效注入以及输出激光功率的提高。对此人们进行了广泛深入的研究^[1~7]。在脉冲激光二极管端面抽运 Nd:YAG 激光器中,特别是在短脉冲、长周期抽运状态下存在着热效应瞬态过程,现有的研究工作涉及其瞬态过程的较少。所谓热效应的瞬态过程,包括两个过程,即单脉冲过程和周期过程:单脉冲过程是在单个脉冲中热效应的时变过程;周期过程是脉冲全固态激光器(DPL)中,晶体热耗周期性变化,导致晶体中各空间位置的温度也作周期性变化。本文主要研究单脉冲中热效应瞬态过程以及周期过程对相对光程差(OPD)的影响。

2 单脉冲过程

2.1 热传导方程的求解

脉冲激光二极管端面抽运 Nd:YAG 激光器结构如图1所示。该结构包括光纤耦合激光二极管、尺寸为4 mm×10 mm的圆柱状 Nd:YAG 晶体、耦合透镜、冷却系统和输出镜。

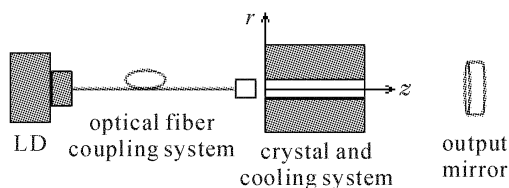


图1 激光二极管端面抽运 Nd:YAG 激光器结构示意图

Fig. 1 Sketch of LD end-pumped Nd:YAG laser

晶体内部的温度分布与抽运光产生的热耗、晶体的热物性参数、几何结构、外部条件以及时间有关。通常在计算中假设晶体各向同性、轴对称,因此柱坐标系瞬态热传导方程为

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + q_v(r, z, t), \quad (1)$$

式中 r 和 z 分别为晶体的半径和轴向坐标,如图1所示,以晶体抽运端面的中心作为 r 和 z 的坐标零点; T 为介质内的温度; t 为时间; k, ρ, c 分别为晶体的导

热系数、密度、比热; $q_v(r, z, t)$ 为介质的瞬时内热源。

采用光纤耦合激光二极管,输出光场可近似用高斯分布表示,其归一化分布函数为^[7]

$$s = \frac{2\alpha}{\pi w(z)^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \times \exp\left[\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right] \exp(-\alpha z), \quad (2)$$

式中 α 为晶体对抽运光的吸收系数, l 为晶体长度。聚焦后光的束腰半径 $w(z)$ 可以表示为^[3]

$$w(z) = w_0 + \theta |z - z_0|, \quad (3)$$

式中 z_0 为束腰位置, θ 为发散角。

晶体内部热源函数可以表示为

$$q_v(r, z) = \frac{2\alpha\eta_{\text{heat}} P_{\text{in}}}{\pi w(z)^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \times \exp\left[\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right] \exp(-\alpha z), \quad (4)$$

式中 P_{in} 为入射抽运光功率, η_{heat} 为晶体的生热效率。 $q_v(r, z, t)$ 为

$$q_v(r, z, t) = q_v(r, z)G(t), \quad (5)$$

式中 $G(t)$ 描述抽运脉冲的时间包络。

对于脉冲激光二极管端面抽运 Nd:YAG 激光器而言,脉宽大约 200 μs ,周期 0.01 s,考虑到抽运脉冲的持续时间比脉冲重复周期小几个数量级以及 Nd:YAG 介质的导热率很低,抽运升温阶段, (1) 式右端第一项可以忽略^[6]。在解析求解时可以把抽运周期分为两个阶段,即由抽运源引起的激光介质升温阶段和由热扩散决定的降温阶段。由热传导方程得到升温阶段

$$\rho c \frac{\partial T_1}{\partial t} = \frac{2\alpha\eta_{\text{heat}} P_{\text{in}}}{\pi w(z)^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \times \exp\left[\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right] \exp(-\alpha z)G(t), \quad (6)$$

散热阶段

$$\rho c \frac{\partial T_2}{\partial t} = k \left(\frac{\partial^2 T_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_2}{\partial r} + \frac{\partial^2 T_2}{\partial z^2} \right). \quad (7)$$

根据参考文献[6],在解析计算中,考虑晶体侧面被强制冷却,端面空气的对流换热系数较小,晶体长为 l ,半径为 r_0 ,可以设置散热阶段边界条件为

$$\begin{cases} k \frac{\partial T_2}{\partial z} = 0, & z = 0 \\ -k \frac{\partial T_2}{\partial z} = 0, & z = l \\ T_2(r = r_0, z, t) = 0 \end{cases} \quad (8)$$

抽运脉冲即将到来前,晶体上的温度分布为 $T_1(t = -\infty)$,脉冲刚刚通过后,晶体温度分布为

$T_1(t = +\infty)$ 。令

$$I_0 = \frac{2\eta_{\text{heat}} P_{\text{in}}}{\pi\tau\omega(z)^2 [1 - \exp(-\alpha l)]}, \quad H(r) = \exp\left[\frac{-2r^2}{\omega(z)^2}\right], \quad W = I_0 \int_{-\infty}^{\infty} G(t) dt,$$

则一个周期内晶体温度分布为^[6]

$$T(r, z, t) = \sum_{m=1}^{\infty} A_{m0} J_0(\sqrt{\beta_{1m}} r) \exp(-\alpha\beta_{1m} t) + \sum_{m,n=1}^{\infty} A_{mn} J_0(\sqrt{\beta_{1m}} r) \cos(\sqrt{\beta_{2n}} z) \exp(-\alpha\theta_{mn} t), \quad (9)$$

式中

$$A_{mn} = \frac{\alpha W \int_0^{r_0} r H(r) J_0(\sqrt{\beta_{1m}} r) dr \int_0^l \exp(-\alpha z) \cos(\sqrt{\beta_{2n}} z) dz}{\rho c [1 - \exp(-\alpha\theta_{mn} \tau)] \int_0^{r_0} r J_0^2(\sqrt{\beta_{1m}} r) dr \int_0^l \cos^2(\sqrt{\beta_{2n}} z) dz}, \quad (10)$$

J_0 为 0 阶贝塞耳函数, τ 为抽运脉冲周期。 β_{1m} , β_{2n} 和 θ_{mn} 分别为

$$\begin{cases} \beta_{1m} = (\mu_{0m}/r_0)^2 \\ \beta_{2n} = (n\pi/l)^2 \\ \theta_{mn} = \beta_{1m} + \beta_{2n} \end{cases}, \quad (11)$$

μ_{0m} 为 0 阶贝塞耳函数的第 m 个零点。

2.2 升温过程

在单脉冲过程中,热效应的前沿主要由抽运脉冲上升沿决定,晶体棒在抽运光的作用下迅速升温,其温度的变化与抽运光的空间分布、晶体的比热、密度均有关系。采用 ANSYS 有限元分析软件,对晶体瞬态温度分布进行了计算,计算过程中考虑能量的三维传播、端面空气对流的影响以及晶体边界强制冷却对晶体温度的影响。

2.2.1 晶体内部温度分布

以脉冲激光二极管端面抽运 Nd:YAG 激光器为例,假设束腰位于晶体抽运端面上,计算采用参数

表 1 采用有限元法计算温度分布所用参数

Table 1 Parameters used in finite-element simulation

Parameters	Value
Pump power /W	100
Pump pulse width / μs	200
Frequency /Hz	100
Nd:YAG geometrical parameters /mm	$\phi 4 \times 10$
Specific heat capacity of Nd:YAG /($\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}$)	590
Density of Nd:YAG /(kg/m^3)	4560
$dn/dt /\text{K}^{-1}$	7.3×10^{-6}
Heat conductivity of Nd:YAG /($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{C}^{-1}$)	14
Nd:YAG absorption coefficient of Nd:YAG / mm^{-1}	0.5
Heat transfer coefficient	0.4
Location of beam waist /m	0
Beam waist /mm	0.4
Angle of divergence /rad	0.16
Heat transfer coefficient of liquid /($\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{C}^\circ)$)	6000
Heat transfer coefficient of air /($\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{C}^\circ)$)	10
Temperature of cooling liquid and air / $^\circ\text{C}$	20

如表 1 所示^[3,4]。晶体中各点的温度在一个抽运周期内(即 0~0.01 s)将经历从低温到高温再到低温的过程。以晶体抽运端面温度为例,在升温过程中,晶体内部各点的温度由初始环境温度 20 $^\circ\text{C}$ 逐渐升高,如图 2 所示。图 2 中横坐标取晶体半径 0~1 mm,在这个范围内晶体温度的变化较为明显。在 0~200 μs 由于抽运光的作用,晶体中心温度在抽运源的作用下由初始温度逐渐升高,由于边界的强制冷却作用,中心温度上升的速度明显高于边界。

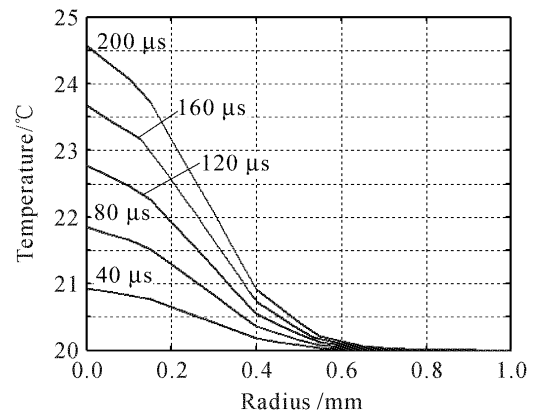


图 2 升温过程中晶体抽运端面内的径向温度分布

Fig. 2 Radial temperature distribution in the end surface of crystal in the temperature rise process

2.2.2 束腰对晶体温度分布的影响

根据(3)式,改变束腰的半径或者位置,对于晶体温度分布都会产生影响。当束腰位于晶体端面时,改变束腰半径,在 200 μs 时刻,晶体抽运端径向温度分布如图 3(a) 所示;当束腰半径恒定为 0.4 mm,改变束腰在晶体中的位置,则端面径向温度分布如图 3(b) 所示。

2.3 降温过程

2.3.1 晶体内部温度分布

图 4 表示晶体在降温过程中,端面径向的温度分布。计算采用参数如表 1 所示,在 0.2~10 ms 内,以 0.2 ms 时刻的温度分布作为晶体的初始温度。在冷却系统的作用下,晶体处于降温过程。

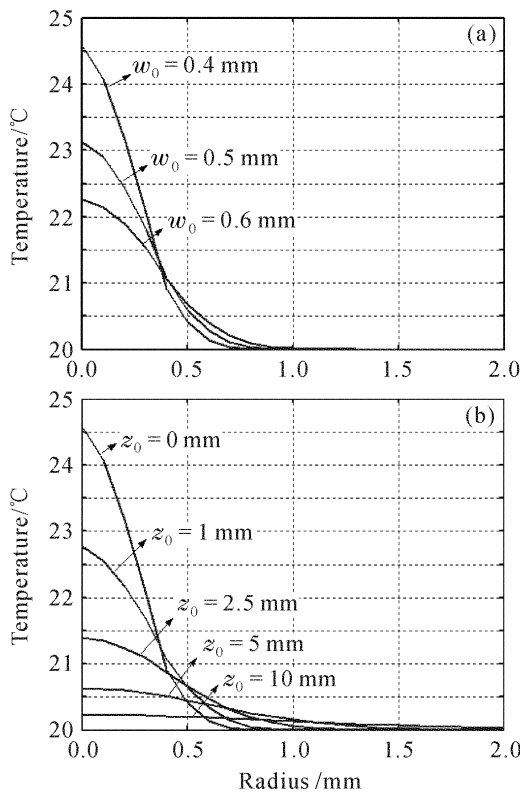


图3 晶体抽运端面的径向温度分布

(a) 改变束腰半径; (b) 改变束腰位置

Fig. 3 Radial temperature distribution in the end surface of crystal

(a) beam waist width changes; (b) beam waist location changes

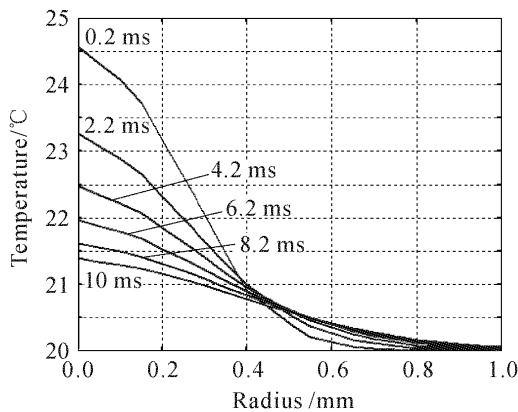


图4 降温过程中晶体抽运端面内的径向温度分布

Fig. 4 Radial temperature distribution in the end surface of crystal in the cooling process

2.3.2 热弛豫时间

晶体的降温过程受到热弛豫时间的影响,热弛豫时间通常可定义为:晶体棒抽运端面中心温度下降到初始值的 $1/e$ 时所经历的时间。针对本文提到的情况,若环境温度为 T_A ,晶体均匀初始温度为 T_0 ,热弛豫时间可定义为晶体端面中心温度下降到 $T = (T_0 - T_A)/e + T_A$ 时所需时间 τ_0 ,如图5所示。

当晶体的热弛豫时间远远大于脉冲周期时,晶

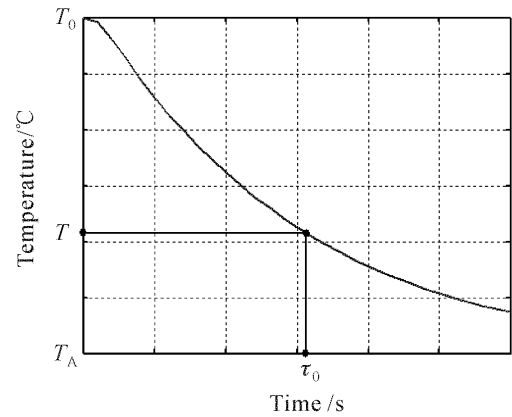


图5 热弛豫时间示意图

Fig. 5 Sketch of thermal relaxation time

体温度变化缓慢,热效应瞬态过程对于脉冲输出特性影响可以忽略;当热弛豫时间接近脉冲周期时,热耗的周期性变化会引起晶体温度场在一定范围内的周期性波动,严重影响脉冲输出特性,热效应的瞬态过程不容忽视。可见,晶体热弛豫时间是影响热效应瞬态过程的重要参量。激光晶体的热弛豫时间通常由晶体的物理性质、几何尺寸以及晶体所处的外界条件共同决定。

对于 Nd:YAG 晶体,当晶体棒加热到一定温度即初始 $50\text{ }^\circ\text{C}$ 温度时,撤掉热源并同时加入冷却系统进行冷却。如果其他参数如表1所示,改变晶体边界冷却液对流换热系数从 $3500 \sim 6000\text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$,热弛豫时间如图6(a)所示,该曲线表明热弛豫时间随着冷却液换热系数的增大而变短。

在简化计算中,水平圆柱体表面空气的自然对流换热系数为 $h = 1.32(\Delta T/d)^{1/4}$ ^[8], ΔT 为圆柱表面与环境的温差, d 为圆柱直径。可以大致估算,在实验室中,晶体表面空气自然对流换热系数约为 $10\text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 。若空气对流换热系数恒定为 $10\text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时,改变环境温度从 $10 \sim 20\text{ }^\circ\text{C}$,热弛豫时间如图6(b)所示。另外,当其他参数如表1所示,改变空气对流换热系数从 $6 \sim 30\text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$ 时,热弛豫时间如图6(c)所示。由此可见,增大空气的流速或者降低空气温度都可以适当地减小热弛豫时间,但是效果并不明显。如图6(d)所示,如果冷却液换热系数恒为 $6000\text{ W}/(\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C})$,改变 Nd:YAG 晶体半径由 0.8 mm 到 2 mm ,热弛豫时间随之变化,该图说明晶体半径减小时,热弛豫时间缩短。

以上模拟结果表明,当晶体的半径变小时,热弛

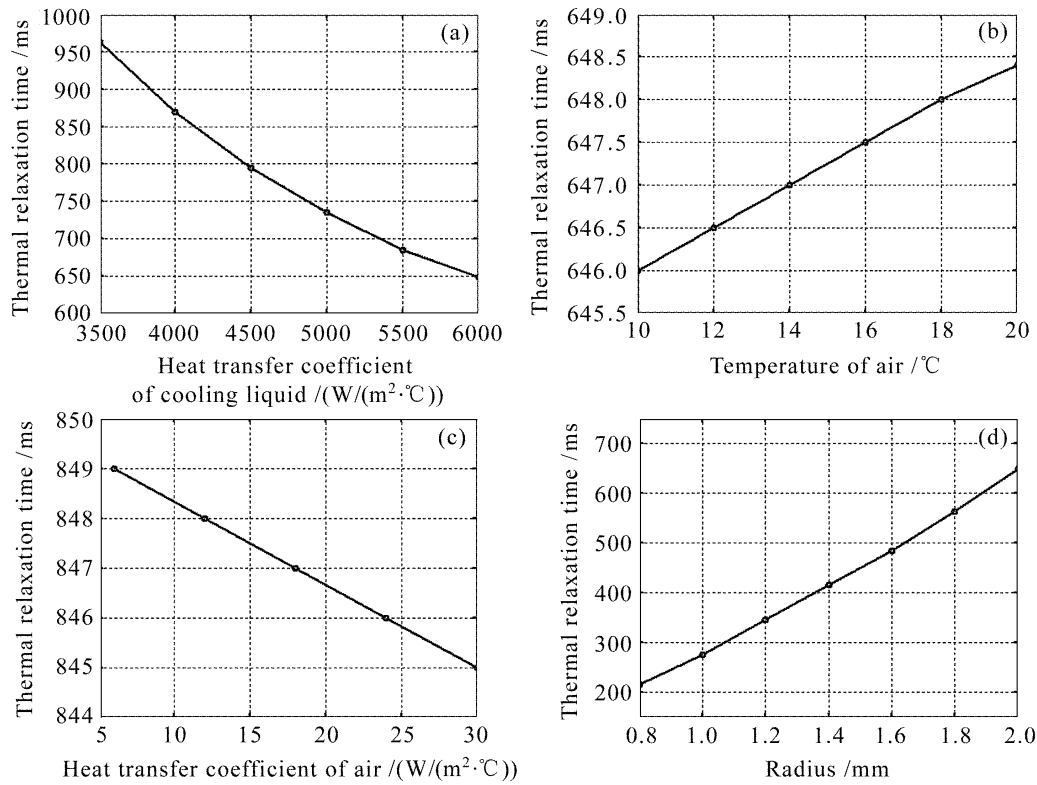


图 6 热弛豫时间的影响因素

(a) 冷却液换热系数;(b) 空气温度;(c) 空气对流换热系数;(d) 晶体半径

Fig. 6 Factors of thermal relaxation time

(a) heat transfer coefficient of cooling liquid; (b) temperature of air; (c) heat transfer coefficient of air; (d) radius of the crystal

豫时间有所缩短;当晶体其他参数不变,边界条件改变,如增大冷却系统的换热系数、增大空气的流速,降低空气温度,晶体的热弛豫时间都会有不同程度的缩短。可见,在实验过程中,通过控制晶体尺寸,调整散热系统可以实现对热弛豫时间的控制。

2.4 结果正确性分析

采用 ANSYS 软件计算时,需要对晶体进行网格划分,沿晶体半径方向划分为 15 格,轴向 40 格,可以满足求解精度需要;参考 ANSYS 软件附带帮助文档,进行瞬态分析时,每个载荷子步时间步长的大小与计算的精度有关,步长越小,计算精度越高,同时计算所需时间越长。可以按公式 $\Delta t = \delta^2 \rho c / 4k$ 估计时间步长, δ 为沿热流方向热梯度最大处的单元长度,计算时升温过程中取时间步长为 50 μs ,散热过程时间步长为 1 ms,满足求解精度要求;由方程(6)得出,在第一个抽运脉冲到来时,晶体升温过程中温度 T 随时间变化规律为

$$T(r, z, t) = T_0 + \frac{2\alpha\eta_{\text{heat}} P_{\text{in}}}{\rho c \pi w(z)^2 [1 - \exp(-\alpha l)]} \times \exp\left[\frac{-2r^2}{w(z)^2}\right] \exp(-\alpha z) \int_0^t G(t) dt, \tag{12}$$

其中 T_0 为晶体的初始温度即环境温度 20 °C,为了验证 ANSYS 计算结果的准确性,计算时不考虑端面对流换热。晶体侧面边界设置为恒温 20 °C,其他参数如表 1,则 200 μs 时,晶体端面径向温度分布如图 7。由此可见,在相同的计算条件下,解析解和数值模拟结果吻合较好,基本验证了 ANSYS 数值计算结果的可靠性。

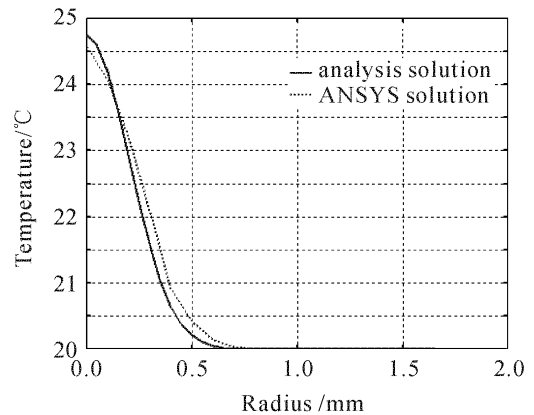


图 7 ANSYS 数值计算结果与解析解比较

Fig. 7 Comparison of ANSYS and analytical solutions

3 周期过程

3.1 温度分布

对于脉冲激光二极管端面抽运 Nd:YAG 激光器,晶体的内热源不仅是晶体半径和轴向坐标的函数,也是时间的函数。在 $t = 0$ 时刻,开始对晶体棒加脉宽为 Δt ,周期为 T ,抽运功率为 P_{in} 的脉冲,图 8 表示抽运源波形。抽运频率为 100 Hz,脉宽 200 μs 时,棒端面中心温度随时间变化的分布如图 9 所示。

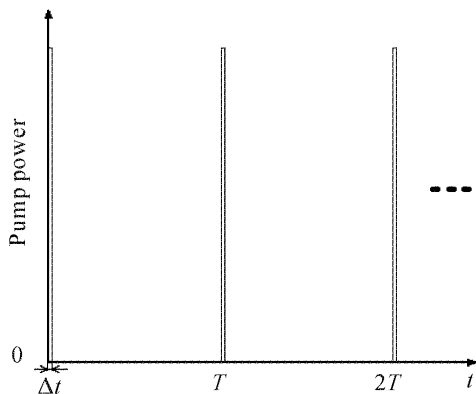


图 8 抽运源波形示意图

Fig. 8 Waveform of the pump pulse

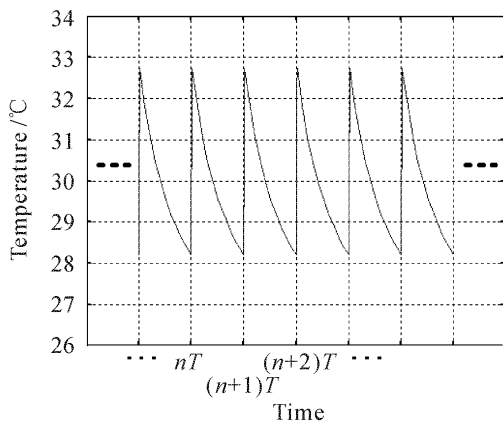


图 9 晶体棒端面中心温度随时间的变化

Fig. 9 Temperature changing with time at the center of crystal end surface

3.2 相对光程差

通常在计算中假设晶体各向同性,轴对称,因此主要讨论由径向温度梯度引起折射率变化而导致的光程差。当激光器重复运转,晶体温度达到动态平衡时,在晶体的径向存在温度梯度。由温度梯度引起的折射率变化为^[9]

$$\Delta n(r) = [T(r) - T(0)] \left(\frac{dn}{dT} \right). \quad (13)$$

对于沿轴向传播的平面光波,当通过晶体时,在轴向无限小的距离 dz 内产生的光程差为

$$\Delta \text{OPD}(r, z) = \Delta n(r) dz. \quad (14)$$

当晶体内的温度分布达到动态平衡时,在一个抽运周期内,晶体中心和边缘温度差值先增大后减小,导致了平面光波通过晶体时,产生的相对光程差也随时间波动,如图 10 所示。

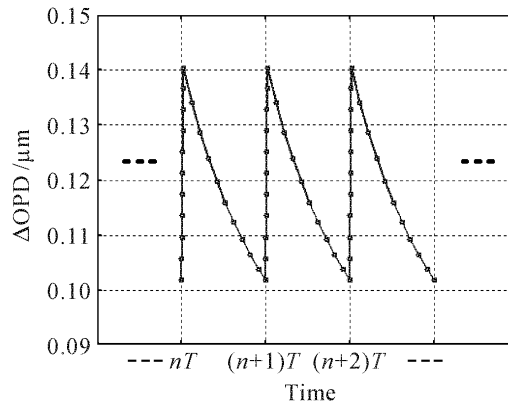


图 10 周期过程中相对光程差随时间的变化

Fig. 10 Relative OPD periodically changing with time

4 结 论

从圆柱棒状晶体热传导方程出发,对脉冲激光二极管端面抽运 Nd:YAG 激光器的晶体棒进行瞬态热传导模拟计算,研究了单脉冲热效应瞬态过程以及周期过程。结果表明,对于单脉冲过程,晶体温度变化受到热耗和散热过程的影响。在晶体温度的升降过程中,晶体中心温度的变化速度比边缘快。晶体升温过程受到束腰半径和束腰位置的影响,当束腰位于晶体抽运端面时,增大束腰半径,或者当束腰半径不变时,后移束腰位置,抽运端面温度都会降低;晶体的降温过程受到热弛豫时间的影响,热弛豫时间通常由晶体的物理性质、几何尺寸以及晶体所处的外界条件决定。当晶体的半径变小或者冷却系统对晶体边界的换热系数增大时,热弛豫时间明显缩短;空气的流速和空气温度对于热弛豫时间的影响相对较小。根据光线追迹的理论,分析了晶体内部由于径向温度梯度导致平面光波通过晶体时,中心和边缘相对光程差的时变特性,激光晶体温度分布达到动态平衡后,晶体温度存在周期性升降变化,相对光程差随之进行周期性波动。

参 考 文 献

- 1 Yang Yongming, Wang Shiyu, Cai Defang *et al.*. Thermal effect of end deformation in laser diode end pumped Nd:YAG laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(5):582~586
杨永明,王石语,蔡德芳等. 激光二极管端面抽运 Nd:YAG 的端面形变[J]. *中国激光*, 2006, **33**(5):582~586
- 2 Shenjin Zhang, Shouhuan Zhou, Xiaojun Tang *et al.*.

- Investigation of laser diode face-pumped high average power heat capacity laser [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(11):658~660
- 3 Zhang Xingyu, Zhao Shengzhi, Wang Qingpu *et al.*. Study on thermal lens of Nd³⁺:YAG laser pumped by a laser diode [J]. *Chinese J. Lasers*, 2000, **A27**(9):777~781
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, **A27**(9):777~781
- 4 Walter Koechner. Solid-State Laser Engineering [M]. Beijing: Science Press, 2002. 40~42
W. 克希耐尔. 固体激光工程[M]. 北京:科学出版社, 2002. 40~42
- 5 Li Jie, Chen Haiqing, Yu Hongbin. Study of deformable mirror for compensating the thermally induced aberration of laser diode-pumped solid-state laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(8):1198~1202
李捷,陈海清,余洪斌. 用于激光二极管抽运固体激光器热畸变补偿的微变形镜特性研究[J]. 光学学报, 2006, **26**(8):1198~1202
- 6 Zhang Wenhui, Fang Yong, Hu Jianping *et al.*. Temperature distribution of an optical component heated by high power periodic laser pulses [J]. *Laser Journal*, 2005, **26**(4):27~28
张问辉,方勇,胡建平. 由周期型强激光脉冲引起的光学元件的温度分布[J]. 激光杂志, 2005, **26**(4):27~28
- 7 Tso Yee Fan, Robert L. Byer. Diode laser-pumped solid-state lasers [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1988, **QE-24**(6):895~912
- 8 J. P. Holman. Heat Transfer [M]. Beijing: People Education Press, 1979. 273~274
J. P. 霍尔曼. 传热学[M]. 北京:人民教育出版社, 1979. 273~274
- 9 Hou Liqun, Zu Jifeng, Dong Yue *et al.*. Numerical simulation of thermal induced effects and cooling characteristics of Nd:GGG laser crystal slabs in the heat capacity operation mode [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(8):1025~1029
侯立群,祖继锋,董玥等. Nd:GGG激光晶体热容工作下的热致效应与冷却特性数值模拟[J]. 中国激光, 2006, **33**(8):1025~1029

“2007 中国光学重要成果”征稿启事

《激光与光电子学进展》的重点栏目——“年度中国光学重要成果”旨在介绍了中国光学领域科研人员在国际著名物理学、光学期刊(如 *Nature*, *Science*, *Phys. Rev. Lett.*, *Opt. Lett.* 等)发表的部分具有重要学术、应用价值的论文。自 2005 年开办以来,该栏目得到了众多著名科学家的肯定和支持,2007 年第 2 期该栏目刊登了近 30 篇高质量的论文,获得了大家的广泛好评。为了让读者了解本年度我国光学领域科研人员的最新研究成果,扩大这些成果在国内的影响,《激光与光电子学进展》2008 年第 2 期继续推出“2007 年度中国光学重要成果”栏目,现向全国光学领域在国际知名刊物发表论文的专家、学者征稿。征稿要求说明如下:

1. 来稿条件:研究成果已发表在 2006 年 10 月 1 日以来出版的国际知名物理学、光学刊物上,如 *Nature*, *Science*, *Phys. Rev. Lett.*, *Appl. Phys. Lett.*, *Opt. Lett.*, *Opt. Exp.* 等;
2. 稿件格式:最多不超过 1 500 字,不超过 2 张图片。必须用中文,语言简洁易懂,不必提供过多技术细节,尽量避免使用公式,最好选用彩色图片,参考文献不超过 5 篇,文章结尾处注明作者发表论文的出处,论文格式可参考中国光学期刊网;
3. 请作者标出论文的所属研究领域,如自适应光学,生物光子学,探测器,衍射光学,光纤光学,纳米光学,非线性光学,光学工程,光子结构,光传播,量子光学,半导体光学,超快光学等;
4. 投稿应该包括作者的姓名、单位和联系方式;
5. 录用稿件不收取任何审稿费、版面费,投稿截止日期 2007 年 11 月 15 日;
6. 稿件可以采用 MS Word、Latex 格式,投稿方式:

上海市 800-211 邮政信箱《激光与光电子学进展》编辑部 201800

E-mail:gwjg@mail.shnc.ac.cn; lop@siom.ac.cn

《激光与光电子学进展》编辑部