

文章编号: 0258-7025(2008)02-0225-06

热容型板条激光器的感应折射率计算

尹宪华 朱健强 祖继锋 范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理实验室, 上海 201800)

摘要 高平均功率固体激光器的增益介质由于受热而容易发生畸变,如常用材料 YAG,波前畸变和去偏振现象会同时发生,高热负载固体激光介质的热效应已成为制约激光器输出功率进一步提高的严重障碍。给出一种计算热容型板条激光器热感生折射率的方法。把 YAG 晶体的四阶压光张量从晶胞坐标系转换到实验室坐标系,采用经过坐标转换后的新的张量,可以分析在 YAG 激光器中任意应力分布引起的热感生双折射。进一步的计算表明,在 zigzag 板条激光器中,应力双折射率与板条从晶体毛胚上切割成材的角度有关。同时也对热容板条激光器的热效应和应力特性进行了二维的理论性概述。

关键词 激光器;固体激光器;应力双折射;压光张量

中图分类号 TN 248.1 **文献标识码** A

Calculation of Induced Refraction Index in Heat Capacity Slab Laser

Yin Xianhua Zhu Jianqiang Zu Jifeng Fan Dianyuan

(Laboratory of High Power Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,
The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract Gain medium of modern high-average-power solid-state lasers can produce distortion for the reason of thermal effect, such as YAG. Wavefront distortion and depolarization often occur simultaneously. The thermal stress of the high-power solid state laser slab is becoming a serious problem for hindering the further power increasing of the laser. A method for calculating the thermally induced refraction index in a pumped heat capacity slab laser was studied. In this method, the fourth-rank piezo-optics tensors of YAG crystal were transformed from the crystal lattice coordinate system to the laboratory coordinate system. With these new tensors, the thermally induced stress birefringence in a solid-state laser can be analyzed easily for any stress distribution. Furthermore, the calculations show that the birefringence in a zigzag slab depends on the angle under which the slab is cut from the boule. A theoretical description of the thermal and stress characteristics of heat capacity slab laser in two dimensional was also presented.

Key words lasers; solid-state laser; stress birefringence; piezo-optics tensors

1 引 言

固体激光器向高平均功率、高光束质量发展的最主要制约是其增益介质的热效应。热容型固体激光器是近几年来发展的一种新型高平均功率固体激光器,它采用一种新颖的热管理方式:即抽运阶段与外界绝缘,抽运结束后再对激光增益介质进行冷却。这样就避免了在激光发射期间增益介质内形成大的温差和由此引起较大的感应应力,对于提高光束质量有积极作用。但由于入射在激光介质表面的抽运光强不均匀或晶体材料对入射光吸收不均匀,仍然会导致激光介质内部形成温度梯度,从而诱发介质

的弹性形变、介质的折射率分布不均匀和晶体的光学性质发生变化,影响了光在其中的传播特性^[1~5]。光在晶体中的传播规律遵从光的电磁理论,光的折射率是介质感生应变的函数。本文采用折射率椭球方法讨论表征晶体光学特性的折射率空间分布,对热容型板条激光器的温度和应力分布进行描述。

2 理论模型及数学简化

激光介质的感生应力对介质的折射率影响可以通过折射率椭球的形状和取向的改变来描述。假设介质未受到外力作用时的折射率椭球为^[6~8]

收稿日期:2007-06-11; 收到修改稿日期:2007-07-16

作者简介:尹宪华(1954—),男,江苏人,高级工程师,主要从事大能量固体激光技术研究。E-mail:YXH_SIOM@126.com

$$\sum_{i,j=1}^3 B_{i,j}^0 x_i x_j = 1, \quad (1)$$

式中 $B_{i,j}^0$ 为没有外加应力场的折射率椭球系数, x_i , x_j ($i, j = 1, 2, 3$) 为折射率椭球在直角坐标系中的坐标。介质受到应力 σ 作用后的折射率椭球变为

$$\sum_{i,j=1}^3 B_{i,j} x_i x_j = \sum_{i,j=1}^3 (B_{i,j}^0 + \Delta B_{i,j}) x_i x_j = 1, \quad (2)$$

式中 $B_{i,j}$ 为加了应力场后的折射率椭球系数, $\Delta B_{i,j}$ 为介质受到应力作用后折射率椭球系数的变化量, 它是应力的函数。本文只考虑线性效应, 略去所有高次项, $\Delta B_{i,j}$ 可以表示为

$$\Delta B_{i,j} = \pi_{ijkl} \sigma_{kl} = p_{ijkl} \epsilon_{kl}, \quad (3)$$

这里系数 π_{ijkl} 和 p_{ijkl} 分别为四阶压光张量和四阶光弹张量, 系数 σ_{kl} 和 ϵ_{kl} 分别为二阶应力张量和二阶应变张量。系数 π_{ijkl} 和 p_{ijkl} 的关系为

$$p_{ijkl} = \pi_{ijkl} c_{mkl}, \quad (4)$$

系数 c_{mkl} 为弹性柔度张量。系数 p_{ijkl} 可在实验中测得, 通过(4)式可得到系数 π_{ijkl} 。折射率椭球系数 $B_{i,j}$ 与折射率 n_{ij} 的关系定义为

$$B_{i,j} = 1/n_{ij}^2, \quad (5)$$

表 1 YAG 晶体坐标系的非零光弹和柔度张量系数

Table 1 Nonzero values of the photoelastic and compliance coefficients of YAG in the crystal coordinate system

Compliance tensor	c'_{11}	c'_{12}	c'_{44}
Unit (Pa^{-1})	3.6036×10^{-12}	-9.009×10^{-13}	3.47×10^{-11}
Photoelastic tensor	p'_{11}	p'_{12}	p'_{44}
Unit	-0.029	0.0091	-0.0615

用(4)式的关系, (3)式可以写成矩阵形式为^[7,8]

$$\begin{pmatrix} \mathbf{B}_{11} \\ \mathbf{B}_{22} \\ \mathbf{B}_{33} \\ \mathbf{B}_{23} \\ \mathbf{B}_{13} \\ \mathbf{B}_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi'_{11} & \pi'_{12} & \pi'_{13} & \pi'_{14} & \pi'_{15} & \pi'_{16} \\ \pi'_{12} & \pi'_{22} & \pi'_{23} & \pi'_{24} & \pi'_{25} & \pi'_{26} \\ \pi'_{13} & \pi'_{23} & \pi'_{33} & \pi'_{34} & \pi'_{35} & \pi'_{36} \\ \frac{1}{2} \pi'_{14} & \frac{1}{2} \pi'_{24} & \frac{1}{2} \pi'_{34} & \pi'_{44} & \pi'_{45} & \pi'_{46} \\ \frac{1}{2} \pi'_{15} & \frac{1}{2} \pi'_{25} & \frac{1}{2} \pi'_{35} & \pi'_{45} & \pi'_{55} & \pi'_{56} \\ \frac{1}{2} \pi'_{16} & \frac{1}{2} \pi'_{26} & \frac{1}{2} \pi'_{36} & \pi'_{46} & \pi'_{56} & \pi'_{66} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_0 \\ B_0 \\ B_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

表 1 给出的数据是在以 $[0 \ 0 \ 1]$ 方向为 z 轴晶胞坐标系 (x', y', z') 上测得的, 而晶体是沿 $[1 \ 1 \ 1]$ 方向(晶轴)生长的; 在实验室坐标系 (x, y, z) 中为了提高输出光束质量, 也是以 $[1 \ 1 \ 1]$ 方向为光束传播方向的。如图 1 所示, (8) 式中压光张量元必须进行坐标变换, 即从以 $[0 \ 0 \ 1]$ 方向为 z 轴的晶胞坐标系 (x', y', z') 变换到以 $[1 \ 1 \ 1]$ 方向为光轴的实验室坐标系 (x, y, z) 。以 Nd:YAG 晶体为例, 其变换矩阵 \mathbf{T} 为

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \Phi - \frac{1}{\sqrt{6}} \sin \Phi \right] & \left[\frac{2}{\sqrt{6}} \sin \Phi \right] & \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \cos \Phi - \frac{1}{\sqrt{6}} \sin \Phi \right] \\ \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \Phi - \frac{1}{\sqrt{6}} \cos \Phi \right] & \left[\frac{2}{\sqrt{6}} \cos \Phi \right] & \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \sin \Phi - \frac{1}{\sqrt{6}} \cos \Phi \right] \\ \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \right] & \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \right] & \left[\frac{1}{\sqrt{3}} \right] \end{pmatrix}, \quad (9)$$

(5)式可以表示为

$$B_{i,j} = B_{i,j}^0 + \Delta B_{i,j} = \frac{1}{(n_0 + \Delta n_{i,j})^2}, \quad (6)$$

经过简单的代数运算, 可得

$$\begin{cases} \Delta n_{ij} = -\frac{1}{2} n_0^3 \Delta B_{i,j} = -\frac{1}{2} n_0^3 \pi_{ijkl} \sigma_{kl} = \\ \quad -\frac{1}{2} n_0^3 p_{ijkl} \epsilon_{kl} \\ n_0 = n_{00} + \frac{dn}{dT} \Delta T \end{cases}, \quad (7)$$

式中第一个表达式为激光介质内温度不均匀引起的折射率增量, 影响折射率分布不均匀的就是感生应力 σ_{kl} 或应变 ϵ_{kl} 。第二个表达式的第一项 n_{00} 为晶体初始折射率, 第二项为平均温升 ΔT 引起的折射率增量^[6,9]。

2.1 四阶张量系数

以 Nd:YAG 晶体为例讨论折射率分布不均匀与感生应力或应变的关系, YAG 属于 $m3m$ 立方晶体, 其光弹张量系数 p 和弹性柔度张量系数 c 可参考表 1^[7,8]。

式中 Φ 为 x' 轴与 x 轴的夹角,也是晶体毛坯成材的切割角,一般为 60° 。经过变换后(8) 式为

$$\begin{pmatrix} \mathbf{B}_{11} \\ \mathbf{B}_{22} \\ \mathbf{B}_{33} \\ \mathbf{B}_{23} \\ \mathbf{B}_{13} \\ \mathbf{B}_{12} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{13} & \pi_{14} & \pi_{15} & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{13} & -\pi_{14} & -\pi_{15} & 0 \\ \pi_{13} & \pi_{13} & \pi_{33} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{2}\pi_{14} & -\frac{1}{2}\pi_{14} & 0 & \pi_{44} & 0 & -\pi_{15} \\ \frac{1}{2}\pi_{15} & -\frac{1}{2}\pi_{15} & 0 & 0 & \pi_{44} & \pi_{14} \\ 0 & 0 & 0 & -\pi_{15} & \pi_{14} & \pi_{66} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_0 \\ B_0 \\ B_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (10)$$

(10)式的压光矩阵元为

$$\begin{aligned} \pi_{11} &= \frac{1}{2}\pi'_{11} + \frac{1}{2}\pi'_{12} + \frac{1}{2}\pi'_{44} = -1.1047 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}, \\ \pi_{12} &= \frac{1}{6}\pi'_{11} + \frac{5}{6}\pi'_{12} - \frac{1}{6}\pi'_{44} = 3.786 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{N}, \\ \pi_{13} &= \frac{1}{3}\pi'_{11} + \frac{2}{3}\pi'_{12} - \frac{1}{3}\pi'_{44} = 7.0656 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{N}, \\ \pi_{33} &= \frac{1}{3}\pi'_{11} + \frac{2}{3}\pi'_{12} + \frac{2}{3}\pi'_{44} = -1.4326 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}, \\ \pi_{44} &= 2 \times \left[\frac{1}{3}\pi'_{11} - \frac{1}{3}\pi'_{12} + \frac{1}{6}\pi'_{44} \right] = -8.2746 \times 10^{-13} \text{ m}^2/\text{N}, \\ \pi_{66} &= 2 \times \left[\frac{1}{6}\pi'_{11} - \frac{1}{6}\pi'_{12} + \frac{1}{3}\pi'_{44} \right] = -1.4833 \times 10^{-12} \text{ m}^2/\text{N}, \\ \pi_{14} &= 2 \times \left[\frac{\cos 3\Phi}{3\sqrt{2}}(-\pi'_{11} + \pi'_{12} + \pi'_{44}) \right] = -9.2749 \times 10^{-13} \cos 3\Phi \text{ m}^2/\text{N}, \\ \pi_{15} &= 2 \times \left[\frac{\sin 3\Phi}{3\sqrt{2}}(-\pi'_{11} + \pi'_{12} + \pi'_{44}) \right] = -9.2749 \times 10^{-13} \sin 3\Phi \text{ m}^2/\text{N}. \end{aligned}$$

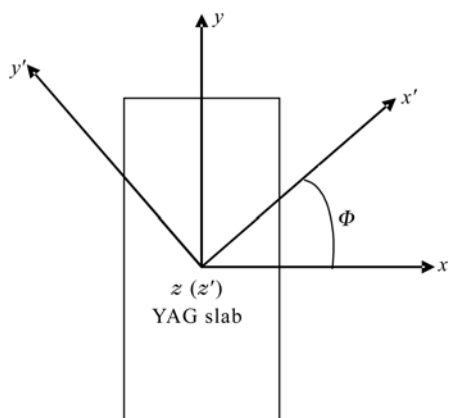


图1 YAG板条的笛卡儿坐标系

Fig. 1 Cartesian coordinate system for a YAG slab

通常人们感兴趣的是垂直于光传播方向的 \mathbf{B} 子矩阵,如棒状、筒状和板状,其 z 轴对应光轴(晶体生长轴)。由(10)式可直接得到子矩阵为

$$\mathbf{B}_\perp = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{12} & B_{22} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

如图 2(b)所示,在 zigzag 板条激光器中,光束传播相对于 z 轴和 x - y 平面有一个夹角 θ 。因此还需

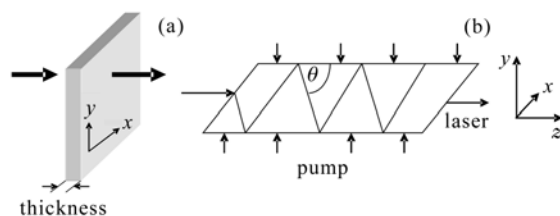


图2 (a) 光束平行于 z 轴通过板平面;

(b) 光束在 zigzag 板内传输

Fig. 2 (a) beam propagating straight through the slab parallel to the z axis; (b) zigzag optical path

作一次变换,把折射率椭球系数 \mathbf{B} 旋转到一个新的坐标系 (x'', y'', z'') , z'' 轴为光的传播方向, z'' 轴相对于实验室坐标系 (x, y, z) 的 z 轴有一夹角 θ ,这个旋转矩阵 $\mathbf{R}(\theta)$ 表示为

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & -\sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix}, \quad (12)$$

二阶折射率椭球系数张量 \mathbf{B}'' 为

$$\mathbf{B}'' = \mathbf{R}(\theta) \mathbf{B} \mathbf{R}(-\theta). \quad (13)$$

如果只讨论垂直于光传播方向 (z'') 的子矩阵,则

(13)式可表达为

$$\mathbf{B}''_{\perp} = \begin{pmatrix} B''_{11} & B''_{12} \\ B''_{12} & B''_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B_{11} \cos^2 \theta - B_{13} \sin 2\theta + B_{33} \sin^2 \theta & B_{12} \cos \theta - B_{23} \sin \theta \\ B_{12} \cos \theta - B_{23} \sin \theta & B_{22} \end{pmatrix}, \quad (14)$$

\mathbf{B}''_{\perp} 是描述偏振面垂直光传播方向 z'' 的子矩阵, (14) 式具有二个本征值解

$$B''_{\pm} = \frac{1}{2} [(B''_{11} + B''_{22}) \pm \sqrt{(B''_{11} - B''_{22})^2 + 4B''_{12}{}^2}]. \quad (15)$$

把(8)式对应的矩阵元代入(15)式, 可求得折射率

$$n_{\pm} = 1 / \sqrt{B_{\pm}}, \quad (16)$$

因为子矩阵有二个本征值, 对应平面偏振波在沿 z'' 方向有二个折射率 n_+ 和 n_- , 立方晶体在发生形变时会产生双折射现象。值得注意的是(14)式中的矩阵元 B''_{12}

$$B''_{12} = \pi_{66} \sigma_{12} \cos \theta - \frac{\pi'_{11} + \pi'_{12} + \pi'_{44}}{3\sqrt{2}} \times$$

$$[(\sigma_{11} - \sigma_{22}) \cos 3\Phi - \sigma_{12} \sin 3\Phi] \sin \theta,$$

当垂直于平板入射($\theta = 0$)时, 双折射与晶体切角 Φ 无关; 在 zigzag 激光器中($\theta \neq 0$), 双折射与晶体切角 Φ 有关。

2.2 应力值的确定

由于热梯度存在使得激光介质的质量元发生位移, 介质的弹性形变分量 ϵ_{kl} 与应力分量 σ_{kl} 之间的关系可由胡克(Hooke)方程、平衡方程和边界条件确定, 即求解一个复杂的三维方程组。而实际固体激光介质的几何结构是棒状、筒状和板状的, 在一定条件下可以将三维问题的求解简化为二维问题来处理, 这就是常用的平面近似法。对于平面弹性力学问题可以归结为求应力函数(Airy 函数)和解二维胡克方程^[9~11]。假设一块增益介质板其长度远大于宽度和厚度(或长度和宽度远大于其厚度), 可以近似地认为在 z 方向的应变 ϵ_z 为零。则由胡克方程给出的其余应变分量为

$$\begin{cases} \epsilon_{xx} = \frac{1-\nu}{E} \left[\sigma_{xx} - \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{yy} \right] + (1+\nu) \Delta T(x, y) \alpha' \\ \epsilon_{yy} = \frac{1-\nu}{E} \left[\sigma_{yy} - \frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{xx} \right] + (1+\nu) \Delta T(x, y) \alpha' \end{cases}, \quad (17)$$

这里 $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}$ 分别代表 x, y 方向正向应变, σ_{xx}, σ_{yy} 分别代表 x, y 方向正向应力, ν 为泊松常数, α' 为材料

膨胀系数, ΔT 为介质板的变化温度分布。方程组右边第一项是由于材料内部应力引起的应变, 第二项是自由膨胀引起的应变。(17) 式表明介质板的应变 $\epsilon_{xx}, \epsilon_{yy}$ 只是应力 σ_{xx}, σ_{yy} 的函数, 而 σ_{xx}, σ_{yy} 可以通过求解 Airy 函数获得。求 Airy 函数可以通过求解有源双调和方程得到, 具体表示为

$$\begin{cases} \left\{ \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial^2 x \partial^2 y} + \frac{\partial^4 \psi}{\partial y^4} \right\} = -\frac{k}{M_s} \nabla^2 T(x, y) \\ \psi = \frac{\partial \psi}{\partial y} \Big|_{y=\pm h/2} = 0 \\ \psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} \Big|_{x=\pm \alpha l/2} = 0 \\ M_s = \frac{(1-\nu)k}{\alpha' E} \end{cases}, \quad (18)$$

这里 ψ 为 Airy 函数, M_s 为材料常数, $T(x, y)$ 为介质的温度分布函数, E 为材料杨氏模量, k 为材料的热传导系数。由方程(18)可知应力 σ 与 Airy 函数 ψ 满足

$$\sigma_{yy} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 x}; \quad \sigma_{xx} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial^2 y}; \quad \sigma_{xy} = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y}. \quad (19)$$

热容板条激光器有二种常见的几何结构, 如图 2 所示, 图 2(a)为其几何尺寸 $x = y \gg z$, 图 2(b)为其几何尺寸 $z \gg x, z \gg y, x \neq y$; 这二种激光器的激光传输方向都是沿 z 轴方向, 图 2(a)抽运光方向沿 z 方向, 图 2(b)抽运光方向沿 y 方向。为了简化问题, 假设抽运光的波阵面是均匀的, 板条内的温度分布只是 y (或 z) 的函数。

在图 2(a)中可以认为在无限大平面条件下, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 0; \sigma_{zz} = 0; \sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ 。同样可得到

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = -\frac{E\alpha' T'(z)}{1-\nu}, \quad (20)$$

板条热容激光器的一维空间热分布的表达式为

$$T(z, t) = \frac{Q_0 \gamma}{k} t + T_0 - \frac{2h^2 \alpha^2 Q_0}{\alpha^2 h^2 + 4\pi^2} \times \frac{h^2}{4\pi^2} \times \frac{1}{k} \times [1 - e^{-\gamma(\frac{4\pi^2}{h^2})t}] \times \cos \left\{ \frac{2\pi}{h} z \right\}_{z=\pm \frac{h}{2}}, \quad (21)$$

这里 z 为抽运光方向, h 为介质板的厚度, t 为抽运时间, Q_0 为单位时间、单位体积内由于存在光子量子

换而在激光介质内产生的平均热量, 取值为 30 W, T_0 为初始温度, α 为晶体吸收系数。(21) 式的

右边第一项和第二项之和为介质的平均温度 T_{ave} , 第三项就是在平均线上起伏变化的温度 $T'(z)$ 。

在图 2(b)中可以认为在 z 方向的应变 ϵ_{zz} 为零, 根据(19)式可得

$$\begin{cases} \sigma_{yy}(y) = 0 \\ \sigma_{xx}(y) = \sigma_{zz}(y) = -\frac{E\alpha'T'(y)}{1-\nu} \end{cases} \quad (22)$$

把激光介质的温度 $T(y)$ 写成

$$T(y) = T_{ave} + T'(y) \quad (23)$$

3 计算实例

现在讨论光束垂直于平板介质传播时的折射率椭球子矩阵 \mathbf{B}_{\perp} ($\theta = 0$) 的矩阵元, 由(10), (11)式可得

$$\begin{cases} B_{11} = B_0 + (\pi_{11} + \pi_{13})\sigma_{xx} \\ B_{22} = B_0 + (\pi_{12} + \pi_{13})\sigma_{xx} \\ B_{12} = 0 \\ B_0 = \frac{1}{(n_{00} + \frac{dn}{dT}\Delta T)^2} \end{cases},$$

把相关值代入(15), (16)式就可得到折射率 n_{\pm}

$$n_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{\mathbf{B}_{\perp}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{2} [2B_0 + (\pi_{11} + \pi_{12} + 2\pi_{13})\sigma_{xx} \pm \sqrt{(\pi_{11} - \pi_{12})^2 \sigma_{xx}^2}]}}$$

具体计算参数见表 2。

表 2 计算采用的参数

Table 2 Parameters in computation

Material	Nd:YAG
Thermal conductivity $K/(W/(m \cdot K))$	13
Young's modulus E/TPa	0.277
Poisson's ratio ν	0.28
Thermal expansion coefficient $\alpha'/(\times 10^{-6} K^{-1})$	6.9
Initial index of refraction value n_{00}	1.82
Change in index of refraction with temperature $dn/dt/(\times 10^{-6} K^{-1})$	7.3
Material constant $M_k/(\times 10^{-6} m^2/s)$	5.1
Thermal loading power per unit volume $Q_0/(W/cm^3)$	25~40
Thickness h/cm	1
Pump absorption coefficient a/cm^{-1}	3.8
Thermal diffusion coefficient $\gamma/(m^2/s)$	4.4×10^{-6}

由(20), (21)式可得, 当抽运时间为 10 s 时, 板表面最大压应力为 30 MPa, 板表面与板中心最大温差为 16 K。图 3 给出了相应工作条件下热容型板条激光器内的折射率分布, 从图中可以看到, 由于介质

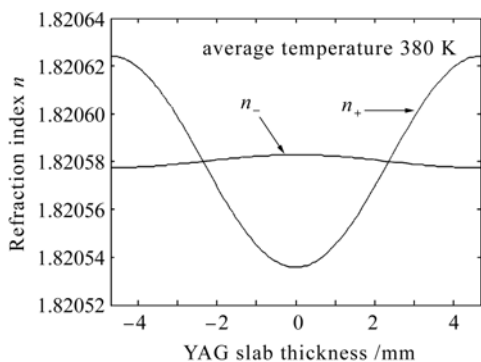


图 3 热容型板条激光器内的折射率

Fig. 3 Refractive index distribution in heat capacity slab laser

板对抽运光吸收不均匀, 使得介质板产生应力, 同时发生双折射。

4 结 论

以 Nd:YAG 晶体为例, 讨论了 $m3m$ 立方晶体折射率分布不均匀与感生应力或应变的关系。在无应力条件下, 这类晶体不发生双折射现象; 如果由于介质板对抽运光吸收不均匀或其他原因, 使得介质板产生应力, 这时要发生双折射。在设计高功率激光器时应注意到这一点。本文计算结果都是在理想的一维温度分布条件下获得的, 当温度分布为二维时, 则剪切应力不可忽略, 其双折射效应会更严重。

参 考 文 献

- 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
- 2 Yin Xianhua, Hou Liqun, Dong Yue *et al.*. Solid state heat capacity laser: Design and power scaling [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2006, **43**(8):32~37
尹宪华, 侯立群, 董 玥 等. 固体热容激光器的设计和功率标定[J]. *激光与光电子学进展*, 2006, **43**(8):32~37
- 3 Cheng Hua, Qu Qianhua, Lü Baida *et al.*. Properties of Nd: glass rod lasers in the heat capacity operation [J]. *Laser Technology*, 2005, **29**(4):347~350
成 华, 屈乾华, 吕百达 等. 热容型钕玻璃棒状激光器特性的理论研究[J]. *激光技术*, 2005, **29**(4):347~350
- 4 Li Jindong, Guo Mingxiu, Fu Wenqiang *et al.*. Thermal distortion influence on single-slab heat capacity laser output [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(1):45~49
李劲东, 郭明秀, 复文强 等. 热畸变对板条热容激光器输出的影响[J]. *中国激光*, 2007, **34**(1):45~49
- 5 Cheng Xiaojin, Niu Jinfu, Xu Jianqiu. Thermal effects in partially laser-diode-pumped slab lasers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(6):854~858
程小劲, 牛金富, 徐剑秋. 部分抽运的板条激光器的热效应分析[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6):854~858
- 6 Q. Lü, U. Wittrock, S. Dong. Photoelastic effects in Nd: YAG rod and slab lasers [J]. *Optics & Laser Technology*, 1995, **27**(2):95~101
- 7 Ying Chen, Bin Chen, Manoj Kumar *et al.*. Calculation of thermal-gradient-induced stress birefringence in slab lasers-I [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(7):909~916
- 8 Ying Chen, Bin Chen, Manoj K. R. Patel *et al.*. Calculation of thermal-gradient-induced stress birefringence in slab lasers-II [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2004, **40**(7):917~928
- 9 J. M. Egglestow, T. J. Kane, K. Kuhn *et al.*. The slab geometry laser—part I: theory [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1984, **QE-20**(3):289~301
- 10 Thomas J. Kane, John M. Eggleston, Robert L. Byer. The slab geometry laser—part II: Thermal effects in a finite slab [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1985, **QE-21**(8):1195~1209
- 11 J. R. Wang, J. C. Min, Y. Z. Song. Forced convective cooling of a high-power solid-state laser slab [J]. *Applied Thermal Engineering*, 2006, **26**:549~558