

激光二极管抽运氦气冷却钕玻璃叠片激光放大器 热致波前畸变和应力双折射的数值模拟和 实验研究

黄文发 李学春[†] 王江峰 卢兴华 张玉奇 范薇 林尊琪

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

(2014年9月22日收到; 2014年11月19日收到修改稿)

热效应仍是限制激光放大器向高功率、高光束质量进一步发展的瓶颈问题, 高效的热管理是抑制热效应的重要技术途径. 研究了基于激光二极管抽运氦气冷却的钕玻璃叠片激光放大器的热效应. 利用有限元数值模拟的方法, 分析了钕玻璃的温度、应力应变和应力双折射分布, 并计算了热致波前畸变和退偏损耗, 与实验结果符合得较好, 在热沉积为 0.7 W/cm^3 的条件下, 6片钕玻璃总的热致波前畸变为 6.77λ , 最大退偏量大于90%.

关键词: 激光二极管抽运, 热效应, 氦气冷却, 钕玻璃激光放大器

PACS: 78.20.-e, 78.20.Bh, 78.20.Fm, 78.20.N-

DOI: 10.7498/aps.64.087801

1 引言

重复频率运行、输出能量达数焦耳到数千焦耳的激光器是推进强激光与物质相互作用、惯性聚变能源研究和发展的关键, 同时其在工业、医疗领域中也具有广阔的应用前景. 目前, 国际上千焦耳级的激光装置已取得巨大的进展, 如美国劳伦斯-利弗莫尔实验室(LLNL)的国家点火装置(NIF)在2012年3月已实现三倍频1.875 MJ能量输出^[1]. 然而, 这些激光装置都是基于闪光灯抽运的大型钕玻璃(Nd:glass)激光系统, 整体效率偏低(NIF约为0.5%), 且是固有的单发装置, 每次打靶都需要数小时来消除热畸变. 因此, 近年来激光二极管抽运的固体激光器(DPSSL)因其具有转换效率高、输出能量大、光束质量好、结构紧凑、可以重复频率运行的优点而受到广泛关注^[2-4]. 但是, 在固体激光系统中, 由于在激光材料中普遍存在量子亏损、激发态吸收、浓度淬灭、频率上转换

等物理过程, 一部分抽运能量转化为热能沉积在介质内部, 致使介质温度升高, 而常规意义下的散热又要求对介质表面进行冷却, 这使得激光材料内部产生了温度梯度、热应力和热应变, 因而产生一系列热效应. 固体激光系统重复频率运行更会造成热效应的累积, 会对激光系统的性能造成严重影响: 一是光束质量的破坏, 如热致双折射退偏效应、热透镜效应等; 二是系统效率的降低, 热致退偏会导致激光器的损耗增加, 同时随着整体温度的升高, 激光下能级粒子数增加, 相同抽运功率下反转粒子数减少, 进而导致输出能量降低; 三是热应力导致介质断裂的风险, 制约了抽运功率的提高, 影响了激光输出能量和重复频率的提高. 因此, 激光器的热效应仍是限制DPSSL向高功率和高光束质量发展的重要因素. 为了克服这些限制, 采用高效的冷却结构是实现DPSSL激光系统在重复频率下获得大能量、高光束质量输出的重要技术途径. LLNL的Mercury激光装置采用多片式结构, 利用高速氦气对介质表面进行主动冷却,

[†] 通信作者. E-mail: lixuechun@siom.ac.cn

获得了 60 J/10 Hz 的输出 [5]; 法国 LuLi 实验室的 Lucia 激光装置采用端面抽运背面冷却的主动镜构型, 实现了 10 J/2 Hz 的输出 [6]; 德国 HZDR 实验室采用与 Mercury 装置相似的多片式结构, 但不同的是他们利用重水对介质表面进行冷却, 实现了 1 J/10 Hz 的输出 [7]. 这些激光装置都是采用掺 Yb³⁺ 的激光材料 (Yb:S-FAP, Yb:YAG) 作为增益介质, 但是常温下 Yb³⁺ 离子是准三能级结构, 需要较高的抽运强度才能实现激光输出, 从而增加了激光二极管的数目和成本; 另外, 掺 Yb³⁺ 晶体的生长尺寸受到一定限制, 无法应用到大口径高功率激光装置中 [8,9]. 相对于掺 Yb³⁺ 激光材料, Nd:glass 更适合作为大口径重复频率高功率激光装置的增益介质 [10]. 日本大阪大学的 HALNA 激光装置采用 Nd:glass 板条作为增益介质, 采用水冷的散热方式, 实现了 20 J/10 Hz 的输出 [11], 但对于激光二极管 (LD) 端面抽运片状 Nd:glass 激光放大器尚未报道.

本文研究了基于 LD 抽运氦气冷却的 Nd:glass 叠片激光放大器的热效应. 利用有限元数值模拟的方法, 分析了钕玻璃的温度、应力应变和应力双

折射分布, 并计算了热致波前畸变和退偏损耗, 与实验结果符合较好, 在热沉积为 0.7 W/cm³ 的条件下, 6 片钕玻璃总的波前畸变为 6.77λ, 最大退偏量大于 90%.

2 多片式氦气冷却 Nd:glass 激光放大器结构

多片式氦气冷却 Nd:glass 激光放大器结构如图 1 (a) 所示, 气冷叠片放大器采用双侧端面抽运结构, 钕玻璃片被划分为 6 片相互平行排列的叠片, 片与片之间存在 1 mm 的间隙, 氦气通过间隙将钕玻璃片表面的废热带走; 钕玻璃镶嵌在流体动力学铝制叶片上, 浓度梯度掺杂钕玻璃片, 掺杂浓度从两边向中心逐渐增加, 从而确保每片钕玻璃得到均匀的热负载. 钕玻璃的几何尺寸如图 1 (b) 所示, 片的硬边口径为 55 mm × 55 mm, 厚度为 10 mm, 抽运区域为 43 mm × 43 mm, 初始温度为 20 °C, 其热力学物性参数如表 1 所列.

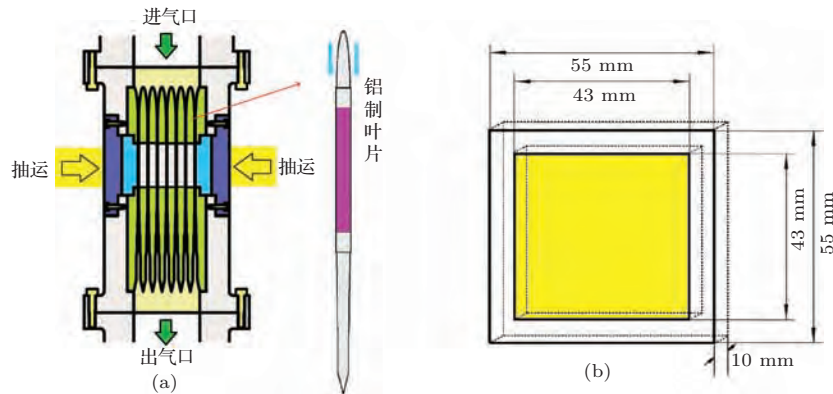


图 1 (a) 气冷放大器激光头结构; (b) 钕玻璃结构尺寸

Fig. 1. (a) Schematic diagram of laser head; (b) a three-dimension view of the Nd:glass slab.

表 1 钕玻璃热力学物性参数

Table 1. Thermal properties of Nd:glass.

热力学物性参数	数值
折射率 n_d	1.542
热光系数 $dn/dt/10^{-6} \text{ K}^{-1}$ (20—40 °C)	-9.96
热膨胀系数/ 10^{-7} (20—100 °C)	82.0
热导率/ $\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ (28 °C)	0.83
密度/ $\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$	2.76
杨氏模量/ $1000 \text{ N}\cdot\text{mm}^{-2}$	58
泊松比	0.232

3 多片式气冷 Nd:glass 激光放大器热效应数值模拟模型

3.1 热沉积和温度分布

考虑图 1 所示的抽运方式, 在抽运光的传输方向上, 抽运光能量按吸收定律呈指数函数形式分布. 考虑一般情况下抽运光斑并不能够充满整个激光介质片表面, 这样就造成在抽运区域之外的介质上没有热沉积, 假设抽运光为超高斯分布, 则单块激光介质片内的热沉积分布和抽运光斑分布可由

(1)式表示:

$$Q(x, y, z) = \alpha \cdot \frac{P(x, y)}{A_{\text{pump}}} \cdot f \cdot \eta \cdot \chi \cdot [\exp(-\alpha \cdot z) + \exp[-\alpha \cdot (l - z)]], \quad (1a)$$

$$P(x, y) = \exp[-(x^n + y^n)/w^n], \quad (1b)$$

式中, α 为激光介质对抽运光的吸收系数(cm^{-1}), $P(x, y)$ 为脉冲抽运光的功率, f 为占空比, A_{pump} 为抽运光斑的面积, η 为抽运耦合效率, χ 为产热比(热沉积和所吸收的抽运光能量的比值), l 为激光介质片的厚度, n 为超高斯分布阶数, w 为抽运光束的半宽.

事实上, 热沉积分布函数还应该和时间有关. 对于重复频率脉冲抽运激光介质, $Q(x, y, z)$ 表示每个抽运脉冲产生的热功率, 片状激光介质的热弛豫时间为

$$t = \frac{l^2 \rho C_p}{4k}, \quad (2)$$

其中, ρ , C_p 和 k 分别为激光介质的密度、比热容和热导率, 当片厚 $l = 1 \text{ cm}$ 时, $t = 20 \text{ s}$. 然而, 对于高重复频率比如数百赫兹抽运情况, 激光脉冲间隔期约为数毫秒量级, 远小于激光片的热弛豫时间. 由于抽运光在激光介质内产生的热效应只取决于平均输入功率, 因此在高重复频率抽运情况下, 内热源分布可按连续抽运来处理.

假设总抽运功率 $P = 30 \text{ kW}$, 占空比 $f = 3\%$, 抽运光斑面积 $A_{\text{pump}} = 4.3 \text{ cm} \times 4.3 \text{ cm}$, 超高斯分

布阶数 $n = 20$, 半宽 $w = 2.15 \text{ cm}$, 抽运耦合效率 $\eta = 0.8$, 产热比 $\chi = 0.26$, 则单片钕玻璃中心位置的横向热沉积分布如图 2(a)所示.

激光介质内的温度分布与晶体的热物性参数、几何结构和外部环境条件有关. 在笛卡尔坐标中, 稳态热传输方程为

$$\nabla \cdot (k \nabla T) = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = -Q(x, y, z). \quad (3)$$

边界条件由牛顿冷却定律给出^[12]:

$$\mathbf{n} \cdot \nabla T|_{\Omega} + \frac{H}{k} [T(\Omega) - T_c] = 0, \quad (4)$$

式中, \mathbf{n} 为垂直于钕玻璃片表面的向量, Ω 表示钕玻璃片的边界, H 为表面对流换热系数, T_c 为氦气冷却温度.

钕玻璃片各边的边界条件为

$$\mathbf{n} \cdot [k \nabla T]|_{\Omega} = 0. \quad (5)$$

假设冷却氦气的温度为 $20 \text{ }^\circ\text{C}$, 钕玻璃表面与氦气的对流换热系数 $H = 500 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, 钕玻璃四周绝热, 因此钕玻璃产生的废热全部由冷却氦气带走. 利用商业软件 Comsol Multiphysics 建立了气冷放大器热效应的三维有限元分析, 图 2(b)为计算得到的钕玻璃表面温度分布. 从图 2(b)可以看到, 钕玻璃片的最高温度位于抽运区域中心位置, 为 316.78 K , 与抽运边缘的最大温差约为 12 K .

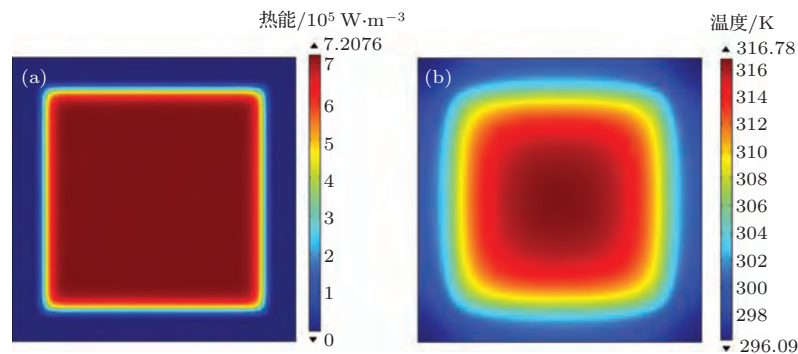


图 2 (网刊彩色) (a) 钕玻璃热沉积分布; (b) 钕玻璃中心横截面温度分布

Fig. 2. (color online) (a) Transverse heat density distribution of Nd:glass; (b) transverse temperature distribution in slab center obtained by the 3D finite element modeling.

3.2 应力应变分布

假设在无热沉积的情况下, 激光介质不受任何外力约束, 一旦激光介质内存在温度梯度, 则会引起激光介质内外层不均匀的热膨胀位移, 该热膨胀位移可由矢量函数 $\mathbf{U}(\mathbf{r})$ 表示, 则应变张量可定

义为^[13]

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right]. \quad (6)$$

应力和应变之间的关系满足广义胡克定律:

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1-\nu} \left[\varepsilon_{ij} + \frac{\nu}{1-2\nu} \text{tr}[\boldsymbol{\varepsilon}] \delta_{ij} \right]$$

$$- \frac{1 + \nu}{1 - 2\nu} \alpha T \delta_{ij} \Big], \quad (7)$$

式中, E , ν 和 α 分别为激光介质的杨氏模量、泊松比和热膨胀系数; $\text{tr}[\boldsymbol{\varepsilon}]$ 表示应变张量迹; δ_{ij} 为克鲁尼彻-迪尔塔符号.

当激光介质达到热平衡状态时, 应力满足以下关系:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0. \quad (8)$$

从(6)—(8)式可以得到位移矢量函数 $\boldsymbol{U}(\boldsymbol{r})$:

$$\nabla^2 \boldsymbol{U} + \frac{1}{1 - 2\nu} \nabla(\nabla \cdot \boldsymbol{U}) = \frac{2(1 + \nu)}{1 - 2\nu} \alpha \nabla T. \quad (9)$$

激光介质表面的位移边界条件为

$$\sigma_{ij} n_j = 0. \quad (10)$$

该边界条件表示激光介质在垂直于介质表面方向可以自由膨胀. 因为钕玻璃片的四周固定在铝制叶片上, 因此在数值模拟时我们假定钕玻璃片四周的位移 $U_i = 0$. 通过上述等式, 利用三维有限元分析

求解出钕玻璃片的热应力分布. 图3(a)—(d)为钕玻璃片不同方向的热应力分布, 如预期一样, 激光介质内不均匀的温度分布产生热应力. 值得注意的是, 从图3(d)可以看到, xy 方向的最大剪切应力集中分布在钕玻璃的四个角上, 约为1.75 MPa, 在所有应变分量中, xy 平面的剪切应力分量对激光束(沿 z 轴传播)的热致双折射起的作用最大.

3.3 热致应力双折射退偏

根据弹光效应, 在应力作用下, 激光介质的逆介电张量为

$$B_{ij} = \Delta B_{ij} + B_{0ij} = \pi_{ijkl} \sigma_{kl} + B_{0ij}, \quad (11)$$

式中, $\boldsymbol{\pi}$ 为四阶压光张量; $\boldsymbol{\sigma}$ 为应力; \boldsymbol{B}_0 为无应力条件下激光介质的逆介电张量,

$$B_{0ij} = \left[n_0 + \frac{dn}{dT} (T(x, y, z) - T_c) \right]^{-2} \delta_{ij}, \quad (12)$$

其中 n_0 为钕玻璃的折射率.

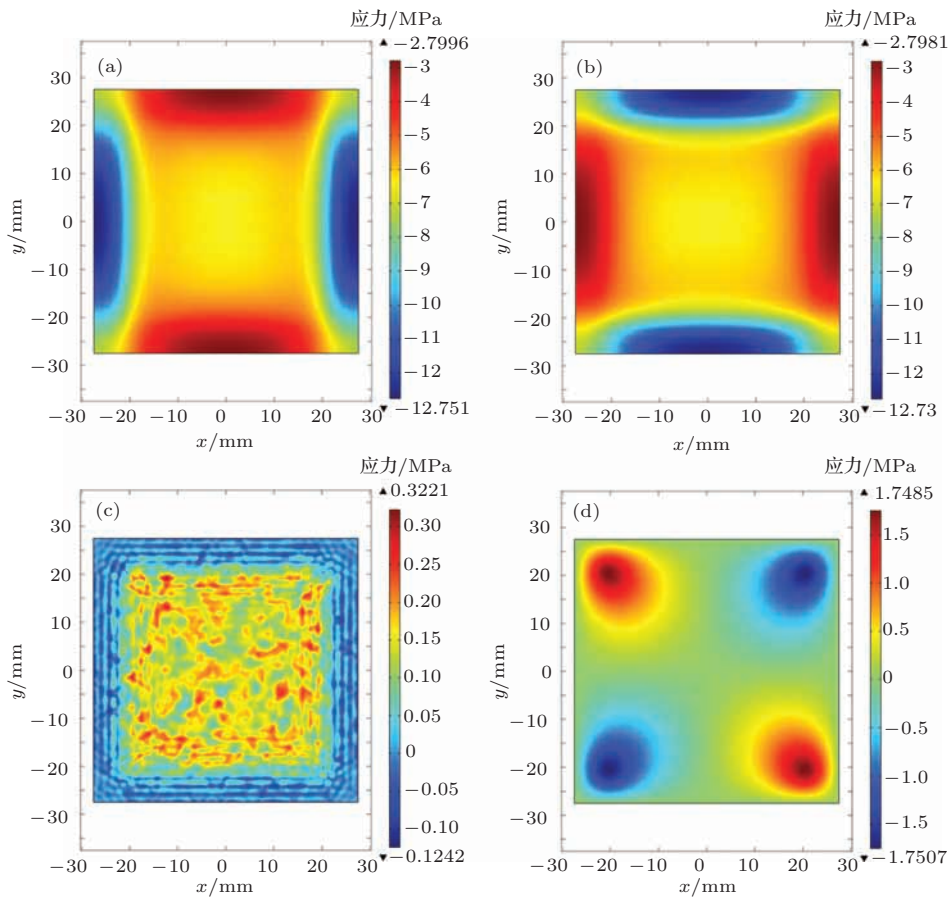


图3 (网刊彩色) 钕玻璃应力分布 (a) x 方向; (b) y 方向; (c) z 方向; (d) xy 方向

Fig. 3. (color online) Thermal stress distributions in Nd:glass slab: (a) x direction; (b) y direction; (c) z direction; (d) xy direction.

对于钕玻璃这种激光介质, 张量 B 可以由下式确定:

$$\begin{bmatrix} B_{11} \\ B_{22} \\ B_{33} \\ B_{23} \\ B_{13} \\ B_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_{0,11} \\ B_{0,22} \\ B_{0,33} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \pi_{11} & \pi_{12} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{11} & \pi_{12} & 0 & 0 & 0 \\ \pi_{12} & \pi_{12} & \pi_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \pi_{44} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \sigma_{11} \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{33} \\ \sigma_{23} \\ \sigma_{13} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}, \quad (13)$$

常温下, 钕玻璃压光张量分量为: $\pi_{11} = 1.526 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$, $\pi_{12} = 2.540 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$, $\pi_{44} = 2.033 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$.

为了计算热致双折射退偏损耗, 考虑在垂直于光的传播方向上 B 的一个子矩阵:

$$B_{\perp} = \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{12} & B_{22} \end{bmatrix}, \quad (14)$$

计算该子矩阵的特征值, 得到

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

B_+ 和 B_- 分别对应双折射方向 (即快轴和慢轴方向) 的逆介电张量, 所对应的快慢轴方向上的折射率分别为

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

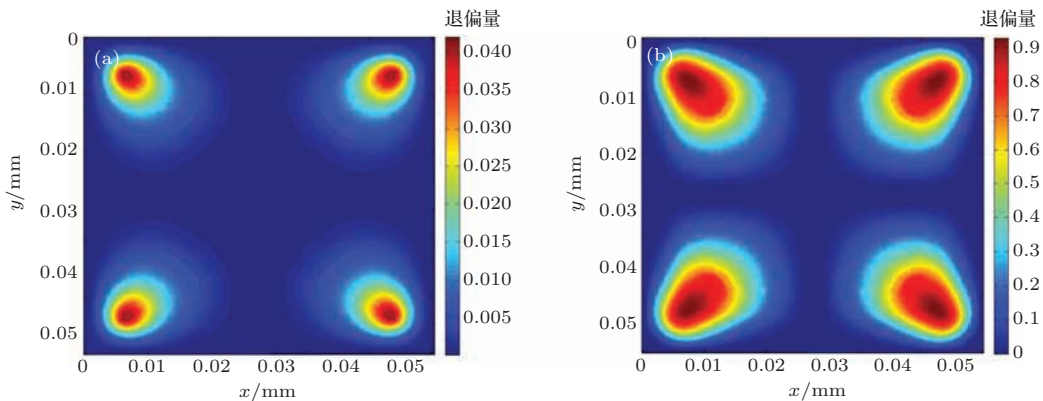


图4 (网刊彩色) 退偏图样 (a) 单片钕玻璃; (b) 6片钕玻璃叠加

Fig. 4. (color online) A map of depolarization from the numerical simulations: (a) a single Nd:glass slab; (b) six Nd:glass slabs.

应力下的新主轴坐标系与无应力时的实验室坐标系统之间的转角由下式给出:

$$\tan(2\theta) = 2B_{12}/(B_{11} - B_{22}). \quad (17)$$

经过传播距离 L 后退偏产生的相位差为

$$\delta = (2\pi/\lambda)L(n_+ - n_-), \quad (18)$$

式中 λ 为激光波长.

最后, 退偏引起的光强损耗 D 由下式给出 [14]:

$$D = \sin^2(2\theta) \sin^2(\delta/2). \quad (19)$$

对于多次通过激光放大器的情况, 可以利用琼斯矩阵计算其退偏损耗. 当 N 次通过激光放大器时, 退偏损耗可表示为

$$D_N = \sin^2(2\theta) \sin^2[N(\delta/2)]. \quad (20)$$

图4(a)为所求得的单片钕玻璃介质的退偏损耗图样. 从图4(a)可见, 整个光束口径的应力双折射是很小的, 但在钕玻璃四个角的地方应力双折射较严重, 最大的退偏量为4%. 当钕玻璃的数量 N 增加时, 钕玻璃片的退偏损耗则变得非常严重, 图4(b)为 $N = 6$ 时产生的退偏损耗效果, 已覆盖了大部分钕玻璃片表面, 最大退偏量大于90%.

3.4 热致波前畸变

激光通过放大器后光程差(OPD)发生变化是由三方面的原因引起: 第一是激光介质由于热膨胀产生端面形变; 第二是由于热光效应导致钕玻璃片的折射率发生变化; 第三是应变引起的双折射效应. 但应当注意的是, 最后一项的影响明显小于前两个方面. 总的波前畸变可以表示为

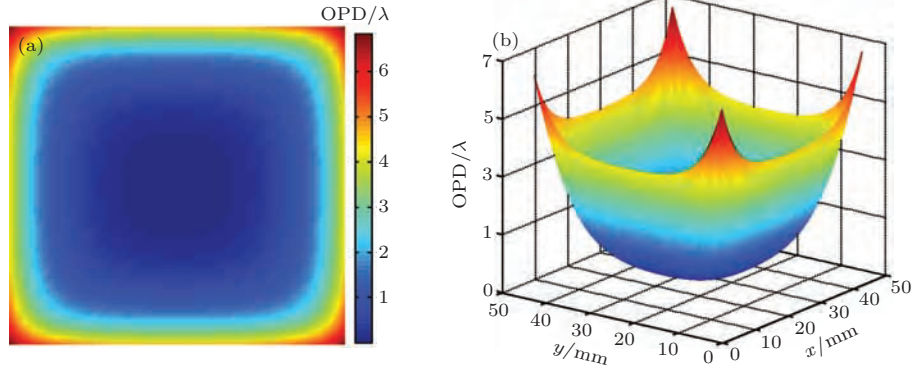


图5 (网刊彩色) 单片钕玻璃片热致波前畸变 ($\lambda = 1053 \text{ nm}$) (a) 二维; (b) 三维
 Fig. 5. (color online) Thermally induced wavefront distortion in a single Nd:glass slab from the numerical simulations: (a) two-dimension; (b) three-dimension.

$$\begin{aligned}
 OPD(x, y) &= \Delta L(x, y)(n_0 - 1) + \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^L T(x, y, z) dz \\
 &+ \sum_{i,j=1}^3 \int_0^L \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{i,j}} \varepsilon_{i,j}(x, y, z) dz. \quad (21)
 \end{aligned}$$

图5为计算得到的6片钕玻璃片总的热致波前畸变. 从图5可以看到, 波前的形状呈中心区域高、边缘区域低的分布, 但抽运区域之外的部分, 尤其是在顶角处出现了大的热畸变, 约为 7λ , 这主要是受边界的影响造成的.

4 实验系统及测量结果

4.1 热致波前畸变测试

测试LD抽运条件下钕玻璃片波前畸变的实验装置如图6所示. 以连续光纤激光器作为测试光源, 经过透镜L7准直和光阑后, 探测光光斑大小变成 $5.5 \text{ cm} \times 4.5 \text{ cm}$, 最后通过透镜L8和透镜L9组成的4f成像系统, 进入波前传感器. M1和M4为全反镜, M2和M3为双色镜, T1和T2为氦气进出管道, 氦气流量为 $175 \text{ m}^3/\text{h}$, 温度为 $22 \text{ }^\circ\text{C}$, 采用法国Phasics公司生产的SID4型波前传感器, 分辨率为 160×120 .

首先测试没有加载抽运源时的波前变化. 由于光纤激光器光源自身的像差非常小, 可忽略不计, 测得的波前畸变即为钕玻璃片和氦气流动带来的总静态透射波前畸变. 图7和图8分别为总静态波前畸变和均方根(rms)变化情况, 测试时长为60 s, 静态波前畸变约为 0.24λ , rms约为 0.04λ , 符合钕玻璃片对透射波前 $PV < (1/8)\lambda$ 的加工要求. 但是在图7和图8可以看到明显的测量噪声, 主要

是由于探测光在自由传播时受空气扰动和光学平台振动引起的, 这一定程度上影响了波前测量的精度. 因此, 在测量的过程中, 我们将光路罩起来同时减少人为走动, 尽量避免空气扰动带来的影响.

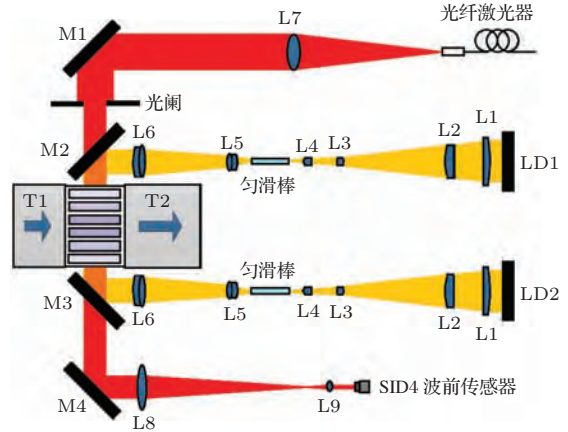


图6 钕玻璃片热致波前畸变测试装置
 Fig. 6. Experimental setup for the estimation of the wavefront aberrations in the multi-slab chamber.

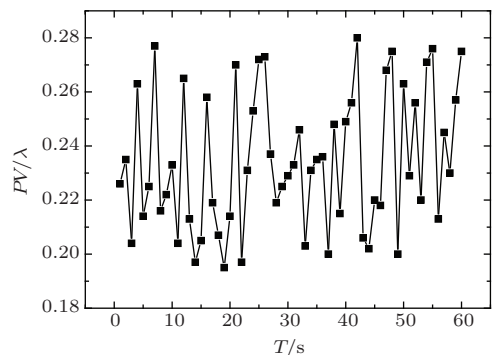


图7 60 s内总静态波前变化
 Fig. 7. Peak-valley values of the wavefront measurement noise gathered over 60 s.

气冷放大器两端的抽运源为 $2 \times 60 \text{ bar}$ ($1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$) 连续二极管激光器阵列, 总峰值功率为

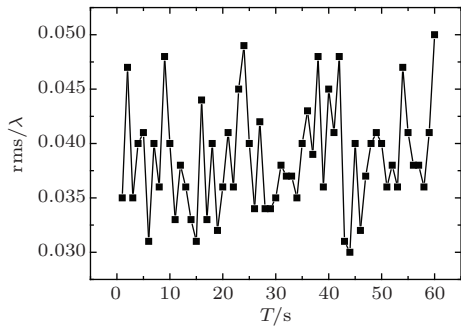


图8 60 s内总静态波前rms变化

Fig. 8. rms values of the wavefront measurement noise gathered over 60 s.

30 kW. 抽运源耦合输出光经过柱面透镜L1—L4光束整形、匀滑棒匀化, 透镜L5和L6缩束后, 对气冷放大器钕玻璃片进行两端对称抽运. 图9为缩束后的抽运光斑分布, 均匀性大于90%. 图10为测试得到的6片钕玻璃片的总波前畸变, 约为 6.77λ , 与前面计算得到的热致波前畸变结果较为相符.

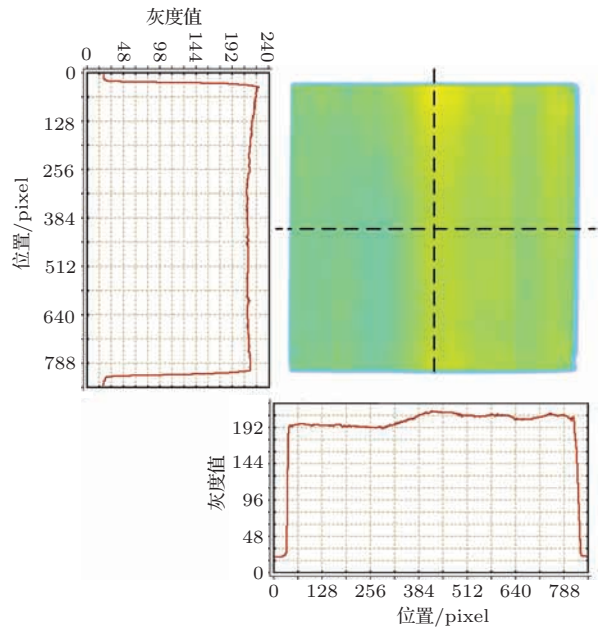


图9 (网刊彩色) 整形后抽运光斑的均匀性

Fig. 9. (color online) The uniformity of pump beam after shaping.

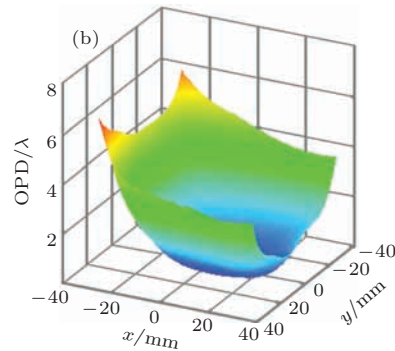
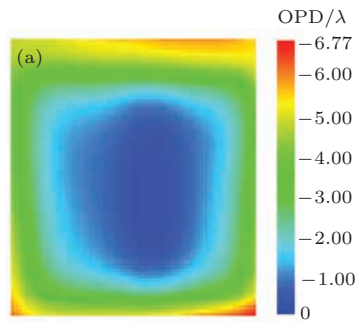


图10 (网刊彩色) 实验测得的6片钕玻璃热致波前畸变 (a) 二维; (b) 三维

Fig. 10. (color online) Experimental results of wavefront aberrations in six Nd:glass slabs: (a) two-dimension; (b) three-dimension.

4.2 热致应力双折射退偏测试

测试LD抽运条件下钕玻璃片热致应力双折射退偏的实验装置如图11所示, 该测试装置与热致波前测试装置基本一致, 不同的是在光路中加入了起偏器和检偏器. 在同样的抽运条件下, 用电荷耦合器件(CCD)测得6片钕玻璃片的热致退偏图样如图12所示, 虚线框为抽运区域, 花瓣图样与前面数值模拟结果基本符合, 但呈非对称分布, 由于热致应力双折射退偏与钕玻璃片内的应力分布情况密切相关, 而钕玻璃是通过胶合的方式固定在铝制叶片中, 因此钕玻璃受热膨胀时在各种方向受力不均匀, 这是退偏图样出现非对称分布的主要原因. 从测试的结果看, 最大应力双折射退偏量大于90%.

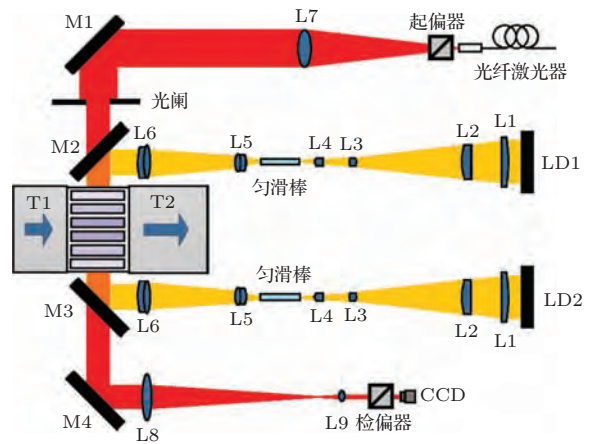


图11 钕玻璃片热致应力双折射退偏测试装置

Fig. 11. Experimental setup for the estimation of the thermal-stress induced birefringence in the multi-slab chamber.

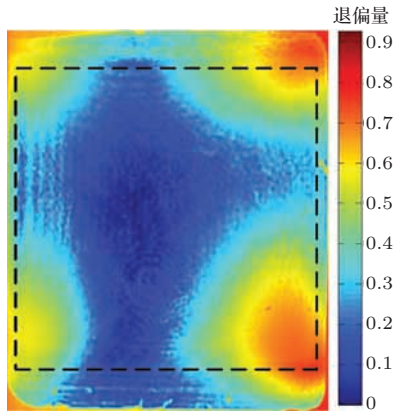


图12 (网刊彩色) 实验测得的6片钕玻璃片热致应力双折射退偏图样

Fig. 12. (color online) Experimental results of the thermal depolarization in six Nd:glass slabs.

5 结 论

本文对LD抽运氦气冷却的Nd:glass片状激光放大器的热效应进行了理论数值模拟和实验研究, 研究表明: 在热沉积为 0.7 W/cm^3 的条件下, 6片钕玻璃总的波前畸变为 6.77λ , 最大退偏量大于0.9, 温度场和应力场的不均匀是Nd:glass增益模块出现较大波前畸变和应力双折射退偏的主要原因, 这对以Nd:glass为增益介质的大口径LD抽运固体激光放大器的设计提供了一定的实验依据. 如何对热致波前畸变和热致应力双折射退偏进行补偿是下一步的工作重点.

参考文献

[1] Bruno L G, Phil A, Glen J 2012 *IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference*

(IPMHVC) San Diego, USA, June 3–7, 2012 p92

- [2] Huang W F, Wang J F, Lu X H, Li X C 2013 *Laser Phys.* **23** 035804
- [3] Yan Y, Fan Z W, Niu G, Yu J, Zhang H L 2012 *Chin. Phys. Lett.* **29** 034204
- [4] Li S G, Ma X H, Li H H, Li F, Zhu X L, Chen W B 2013 *Chin. Opt. Lett.* **7** 071402
- [5] Bayramian A, Armstrong J, Beer G, Campbell R, Chai B, Cross R, Erlandson A, Fei Y, Freitas B, Kent R, Menapace J, Molander W, Schaffers K, Siders C, Sutton S, Tassano J, Telford S, Ebberts C, Caird J, Barty C 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 57
- [6] Chanteloup J C, Albach D 2011 *IEEE Photon. J.* **3** 245
- [7] Mathias S, Markus L, Gunter H, Harald N, Igor T, Fabian R, Daniel A, Ulrich S 2014 *Opt. Lett.* **39** 3611
- [8] Krupke W 2000 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6** 1287
- [9] Tso Y F, Daniel J R, Roshan L A, Juan R O, Bien C, Michael T, Joshua S 2007 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **13** 448
- [10] Erlandson A C, Aceves S M, Bayramian A J, Bullington A L, Beach R J, Boley C D, Caird J A, Deri R J, Dunne A M, Flowers D L, Henesian M A, Manes K R, Moses E I, Rana S I, Schaffers K I, Spaeth M L, Stolz C J, Telford S J 2011 *Opt. Mater. Express* **1** 1341
- [11] Ryo Y, Toshiyuki K, Takashi S, Takashi K, Tadashi I, Osamu M, Masahiro M, Hirofumi K, Hidetsugu Y, Junji K, Masahiro N, Noriaki M, Yasukazu I, Tadashi K 2008 *Opt. Lett.* **33** 1711
- [12] Carslaw H S, Jaeger J C 1986 *Conduction of Heat in Solids* (Oxford: Clarendon Press)
- [13] Timoshenko S, Goodier J N 1951 *Theory of Elasticity* (New York: McGraw-Hill)
- [14] Bullington A L, Sutton S B, Bayramian A J, Caird J A, Deri R J, Erlandson A C, Henesian M A 2011 *Photonics West 2011* San Francisco, United States, January 22–27, 2011 pp7916–7930

Theoretical and experimental investigations on wavefront distortion and thermal-stress induced birefringence in a laser diode pumped helium gas-cooled multislabs Nd:glass laser amplifier

Huang Wen-Fa Li Xue-Chun[†] Wang Jiang-Feng Lu Xing-Hua Zhang Yu-Qi
Fan Wei Lin Zun-Qi

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

(Received 22 September 2014; revised manuscript received 19 November 2014)

Abstract

Thermal effect is still the most serious problem: it restricts the high power and high beam quality of solid laser to be further enhanced. The efficient thermal management is an important approach to suppress the thermal effect. In this paper, the thermal effect in a gas-cooled laser diode pumped multislabs Nd:glass amplifier operating at a repetition rate is investigated in detail both theoretically and experimentally. The three-dimensional distributions of temperature, stress, strain, and birefringence are calculated by a finite element analysis. Based on these data, the thermally induced wavefront distortions and depolarization losses are determined with considering six slabs and one laser head. It is revealed that the theoretical data are in good agreement with the experimental results: the total wavefront distortion is 6.77λ and a depolarization loss of more than 90% accumulates over six slabs when the heat deposition is 0.7 W/cm^3 .

Keywords: laser diode pump, thermal effect, helium gas-cooled, Nd:glass laser amplifier

PACS: 78.20.-e, 78.20.Bh, 78.20.Fm, 78.20.N-

DOI: 10.7498/aps.64.087801

[†] Corresponding author. E-mail: lixuechun@siom.ac.cn