

## 直接液体冷却薄片激光器中抽运光均匀性对光束波前畸变的影响

叶志斌 江舒 王海伦 吴飞 邓小雷 王建晓

## Influence of pumping light uniformity on laser wavefront aberration in direct-liquid-cooled thin-disk laser

Ye Zhi-Bin Jiang Shu Wang Hai-Lun Wu Fei Deng Xiao-Lei Wang Jian-Xiao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 054202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211811

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211811>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

### 您可能感兴趣的其他文章

#### Articles you may be interested in

#### 垂直腔面发射激光器低温光电特性

Optoelectronic properties of vertical-cavity surface-emitting laser at low temperature

物理学报. 2019, 68(19): 194203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190427>

#### 上行链路大气波前畸变对剪切光束成像技术的影响

Effect of uplink atmospheric wavefront distortion on image quality of sheared-beam imaging

物理学报. 2018, 67(20): 204201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181144>

#### 激光混沌并行串联同步及其在中继器保密通信系统中的应用

Chaotic laser parallel series synchronization and its repeater applications in secure communication

物理学报. 2019, 68(17): 170502 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190212>

#### 低维半导体材料在非线性光学领域的研究进展

Research progress of low-dimensional semiconductor materials in field of nonlinear optics

物理学报. 2020, 69(18): 184211 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200206>

#### 光学元件波前畸变对驱动器光路设计的影响

Influence of phase error of optical elements on optical path design of laser facilities

物理学报. 2018, 67(2): 024201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171877>

#### 二极管叠阵侧面折返泵浦多边形薄片激光器

Laser-diode-array side-zigzag-pumped polygon thin-disk laser

物理学报. 2021, 70(16): 164202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210287>

# 直接液体冷却薄片激光器中抽运光均匀性 对光束波前畸变的影响\*

叶志斌<sup>1)</sup> 江舒<sup>1)†</sup> 王海伦<sup>1)</sup> 吴飞<sup>1)</sup> 邓小雷<sup>1)</sup> 王建晓<sup>2)</sup>

1) (衢州学院电气与信息工程学院, 衢州 324000)

2) (浙江晶泰玻璃科技有限公司, 衢州 324000)

(2021 年 9 月 29 日收到; 2021 年 11 月 11 日收到修改稿)

近年来, 直接液体冷却薄片激光器因其体积功率比小, 热管理能力强等优势而成为研究热点. 本文建立了一套直接液体冷却薄片激光器波前畸变的分析方法. 应用该方法研究了直接液体冷却薄片激光器中抽运光均匀性对光束波前畸变的影响. 计算分析了均匀性为 92%, 80% 和 70%, 且总的抽运功率不变时, 激光器高阶像差分布情况. 随着均匀性逐渐减弱, 激光器中高阶像差逐渐增强, 低阶像差量基本保持不变. 实验中, 设计加入波导和未加入波导结构, 构建了均匀性为 92% 和 70% 的抽运光分布, 分别测量了两种情况下的波前抖动情况以及波前畸变分布, 抽运功率为 5 kW 时, 测量获得了整个增益模块的光程差高阶分量 ( $OPD_H$ ), 其畸变量均方根 (RMS) 值为 0.66  $\mu\text{m}$  和 0.79  $\mu\text{m}$ , 实验结果和理论分析结果基本趋势一致.

**关键词:** 激光器, 直接液体冷却, 波前畸变

**PACS:** 42.60.Da, 42.60.By, 42.55.Xi, 42.60.Jf

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211811

## 1 引言

近年来直接液体冷却薄片激光器成为固体激光器领域的研究热点. 该类激光器是将多片薄片增益介质直接浸没在冷却液中, 冷却液直接流过增益介质表面实现对介质的换热. 对比传统的固体激光器, 该类激光器最大的优势是功率质量比非常大. 传统的固体激光器每增加一片增益介质都需要增加与其对应的一整套冷却器, 当功率达到数千瓦, 甚至数十千瓦时, 激光器系统通常会变得非常庞大. 而该类激光器是将数片增益介质排列在一个循环冷却器中, 因此一个冷却器通常就能够实现对数片乃至数十片增益介质的冷却. 美国通用原子公司就曾提出了采用该类激光器实现 150 kW 激光输

出, 而激光器的总质量仅仅为 750 kg<sup>[1-3]</sup>.

对该类激光器的报道现主要集中在功率指标方面. 2013 年, Fu 等<sup>[4]</sup>采用单片 Nd:YAG 固体薄片作为增益介质, 去离子水作为循环冷却液, 实现了直接液体冷却薄片激光器 17.1 W 的功率输出. 2014 年, Fu 等<sup>[5]</sup>采用 10 片不同掺杂浓度的 Nd:YAG 薄片作为增益介质, 重水作为冷却液, 在抽运功率 19960 W 时采用单个增益模块获得 3006 W 的激光输出, 光-光转换效率为 15.1%, 斜效率为 21.2%. 2016 年, Ye 等<sup>[6]</sup>采用 Nd:YLF 晶体作为增益介质, 一种折射率和 Nd:YLF 晶体相近的激光液体作为冷却液, 获得了功率大于 1 kW 的输出. 上述报道的激光器都采用了大口径的稳腔, 菲涅耳数非常大, 光束质量非常差. 因此对该类激光器的波前畸变和非稳腔的研究也逐渐受到重视. 2013 年,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 62105179)、浙江省自然科学基金联合基金 (批准号: LZYZ21F050001)、浙江省基础公益研究计划 (批准号: LGG20F050001, LGN20C050002) 和衢州市科技计划 (批准号: 2021K40) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: nibihzey@zju.edu.cn

Li 等 [7–9] 分别从理论 [7] 和实验 [8,9] 中分析了直接液体冷却薄片激光器中增益模块的波前畸变; 2015 年, 该课题组进一步仿真分析预测了采用非稳腔实现 31 kW 输出, 光束质量因子  $\beta < 2$ , 光-光转换效率高 26.1% [1]. 上述在分析直接液体冷却激光器波前畸变时都认为抽运光的分布是均匀的, 忽略了抽运光均匀性对波前畸变的影响, 然而实际系统的抽运光不可能完全均匀, 其不均匀分布将造成光束波前的畸变, 影响分析的准确性. 因此有必要研究直接液体冷却薄片激光器中抽运光均匀性对光束波前畸变的影响.

本文首先建立直接液体冷却薄片激光器流固耦合模型, 计算了流场和固体场的温度分布. 通过热光效应获得了模块的波前畸变量, 将波前畸变量进行勒让德多项式分解, 获得各个不同类型畸变量的具体值. 计算分析了均匀性为 92%, 80% 和 70% 时激光器高阶像差分布情况. 实验中, 采用不同的耦合系统获得了均匀性为 92% 和 70% 的抽运光分布, 测量了此时波前均方根 (RMS) 值随时间变化关系, 以及波前畸变光程差高阶分量 ( $OPD_H$ ) 的分布.

## 2 实验装置及建模

图 1(a) 是直接液体冷却薄片激光器波前畸变测量实验装置图. 该装置主要由三部分组成, 分别是抽运系统、增益模块和测量系统. 抽运系统由抽

运源和耦合系统构成, 抽运源是半导体激光器 (LD) 阵列, 其发出的抽运光通过耦合透镜 (CL, 两片柱透镜) 汇聚到波导 (W) 入口, 抽运光在波导内经多次反射从波导出口传出, 成像系统 (IS) 将波导出口处的抽运光成像到增益模块 (GM) 中心. GM 是激光器的核心部分, 由 11 个流道、10 片 Nd:YLF 晶体薄片以及 2 个石英窗口组成. 流道内流经冷却液, 液体流过增益介质表面实现对晶体的强制对流换热. 关于激光器的详细参数可参看文献 [6]. 测量系统由两片双色镜 (M1, M2)、氦氖光源和波前传感器组成. 两片双色镜分别镀有  $45^\circ$  的 808 nm 高透膜层和 632 nm 高反膜层. 所用的波前传感器是法国 PHASICS 公司的四波横向剪切干涉仪 (SID-4) [10–12]. 其测量波长范围广, 为 400—1100 nm, 横向分辨率也很高, 为  $30\ \mu\text{m}$ , 像素点为  $160 \times 120$ ; 同时其精度也十分高, RMS 值为  $\lambda/100$ . 这样高精度的测量仪器为实验中高阶相差的测量提供了保障.

图 1(b) 是增益模块内结构示意图. 每片薄片对称的排列在两个冷却流道之间, 每个流道结构都是相互独立的, 因此在分析整个增益模块的波前畸变量时可简化分析单独一个流道和介质所产生的波前畸变量 (实验中, 每片增益介质的掺杂浓度不同 [6], 确保每片吸收功率均为 500 W, 纵向吸收不均匀可以忽略), 然后将计算结果乘以实际流道和晶体的数目, 再考虑到单个流道以及单片增益介质

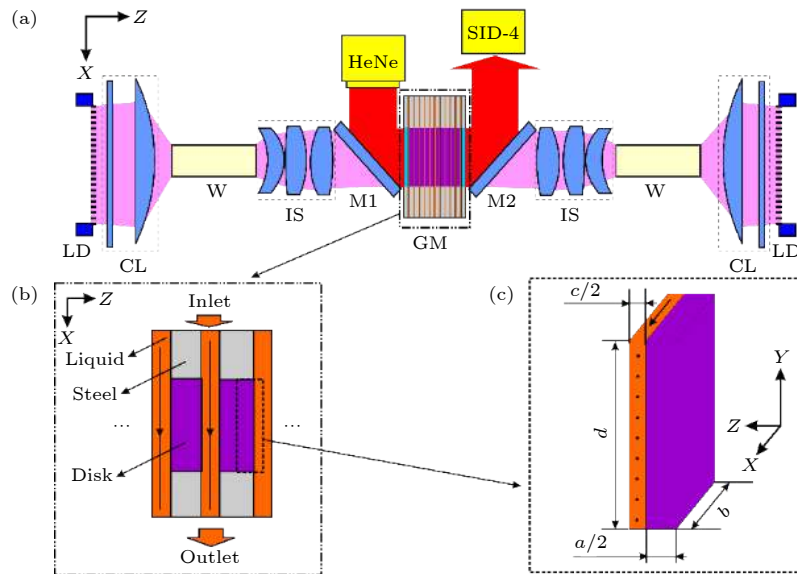


图 1 (a) 直接液体冷却薄片激光增益模块系统; (b) 增益模块; (c) 模拟模型

Fig. 1. (a) Configuration of the direct-liquid-cooled thin disk laser gain module system; (b) the gain module; (c) the schematic of simulation model.

的对称性,为进一步降低计算量,建立的模型仅包含了半片介质和半个流道,如图1(c)所示.图中标注了模型的几何参数,Nd:YLF晶体宽度 $b = 18\text{ mm}$ ,高度 $d = 48\text{ mm}$  ( $1.5\text{ mm} + 45.0\text{ mm} + 1.5\text{ mm}$ ,上下各有 $1.5\text{ mm}$ 的未抽运区域用于装夹),厚度 $a = 2.0\text{ mm}$ ,流道的宽度和高度与晶体的相同,厚度 $c = 0.5\text{ mm}$ ,实际有效抽运区域为 $45\text{ mm} \times 18\text{ mm}$ ,模型建立参数完全按照实际实验装置取得.

为计算分析模块的波前畸变量,首先需求解模块的温度分布情况.可以看到,图1(c)所建立的模型是一个典型的流固耦合热力学问题.抽运光在增益介质中产生废热,使介质温度升高,而冷却液直接流过介质表面带走介质的产热,使增益介质温度下降,最终使得整个模块系统的温度达到稳定状态.传热控制方程在增益介质中仅由热传导方程决定,而在流体中由流体的连续性方程、动量方程和能量方程共同决定.边界条件方面,首先是流体,流道入口处流体速度为 $4\text{ m/s}$ ;入口流体温度以及环境温度都为 $295\text{ K}$ ;出口压力设为 $0\text{ Pa}$  (相对值,实际值为1个标准大气压强);流体的两个大表面是对称边界条件,即与该面垂直的压强梯度和温度梯度都为零;流体剩余的两个面设为不滑移壁面并且绝热;流固耦合面中流体设为不滑移边界条件,其对流换热系数依赖于流场,不再是常数,由实际计算结果决定,因此不再给边界条件.除流固界面外,固体的其他面都设为绝热边界条件.计算中,首先假设抽运光为均匀分布,抽运光在晶体中均匀吸收,每片增益介质的吸收抽运光功率为 $500\text{ W}$  (整个增益模块包含10片介质,每片吸收功率均相同,则吸收的总功率为 $5000\text{ W}$ ),设热转换系数为 $30\%$ .由上述热加载及边界条件,并根据流体和增益介质的传热方程就可以求解获得模型的温度分布.同时,由于流场雷诺数远小于临界值 $2300$ [6,13–16],因此选用层流模型计算.关于控制方程的详细介绍及求解可参看文献[13–16].

### 3 抽运光均匀性对波前畸变影响的理论研究

#### 3.1 波前畸变量求解分析

采用有限元分析方法求解,图2为模块中介质和流场(图1(c))的三维温度场分布.冷却液沿着流动方向流动逐渐被增益介质加热,因此沿着流

动方向固体和液体的温度都逐渐升高.沿流动方向,在增益介质的中心,温度从 $320\text{ K}$ 上升到 $345\text{ K}$ ;在介质表面,温度从 $295\text{ K}$ 上升到 $325\text{ K}$ ,因此固体的最大温升为 $50\text{ K}$ .而在冷却液中心,温度基本保持不变,主要原因是液体流动非常迅速,同时液体的热边界层厚度非常稀薄(相对于流道厚度 $0.5\text{ mm}$ 而言).沿 $y$ 轴方向温度分布比较均匀,但上下一定区域其温度变化比较大,这部分分布不均匀主要由 $0.5\text{ mm}$ 的未抽运区引起(用于晶体装夹的需要).

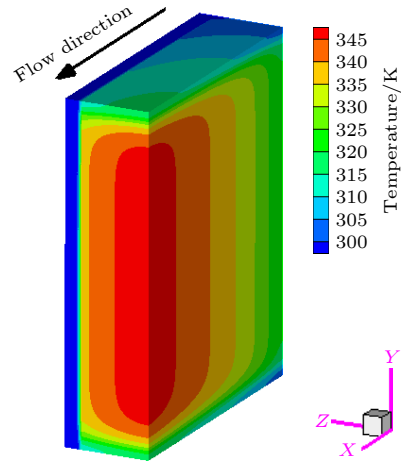


图2 半块薄片和液体层(图1(c))中的温度分布  
Fig. 2. The temperature distribution in half of the disk and liquid layer (model in Fig. 1 (c)).

本文只讨论由热光效应引起的波前畸变,事实上,由弹光效应和介质表面形变所引起的模块波前畸变基本可以忽略不计[3].模块的波前畸变量通常由光程差(OPD)函数来表征,通过沿光束传播方向(图1中 $z$ 轴方向)对折射率的变化进行积分求和,即可获得介质和流场的二维OPD函数分布.单片增益介质和单流道的OPD函数表达式如下:

$$\begin{aligned} \text{OPD}(x, y) &= \text{OPD}_s + \text{OPD}_c \\ &= 2 \times \left( \frac{dn}{dT} \right)_s \int_0^{a/2} (T - T_0) dl + 2 \\ &\quad \times \left( \frac{dn}{dT} \right)_c \int_{a/2}^{a/2+c/2} (T - T_0) dl, \end{aligned} \quad (1)$$

式中, $\text{OPD}_s$ 和 $\text{OPD}_c$ 分别表示固体介质部分和流体部分的波前畸变量, $T_0 = 295\text{ K}$ 表示入口处液体以及环境温度, $(dn/dT)_s = -4.3 \times 10^{-6}\text{ K}^{-1}$ 和 $(dn/dT)_c = -4.1 \times 10^{-4}\text{ K}^{-1}$ 分别为Nd:YLF晶体和冷却液的热光系数, $l$ 表征沿光束传播的路径,各自表达式前面乘以系数2,以表示完整的单片



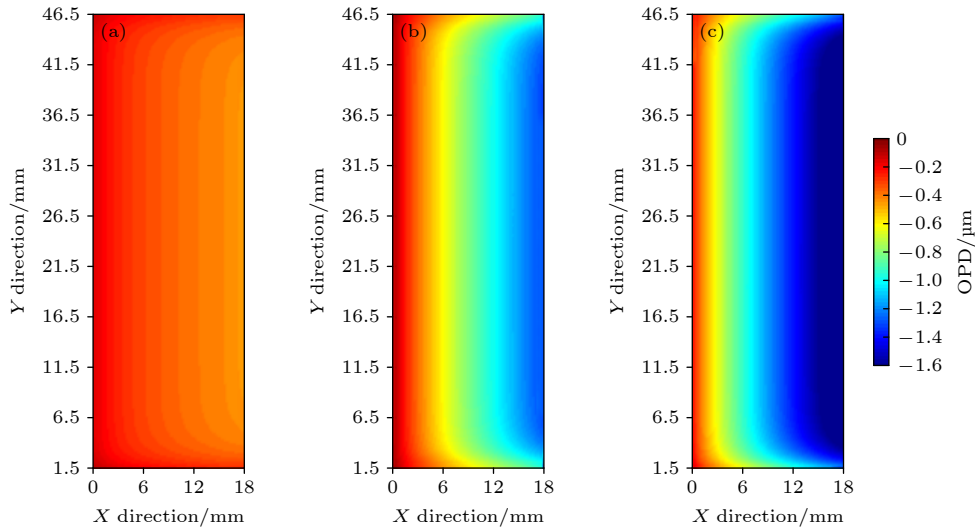


图3 OPD 函数分布 (a) 固体; (b) 液体; (c) 固体和液体

Fig. 3. The distribution of wavefront aberration, caused by temperature gradient: (a) Solid; (b) liquid; (c) both solid and liquid.

Nd:YLF 薄片介质和单个冷却流道所引起的波前畸变量. 将采用有限元分析方法求得温度分布按 (1) 式求和, 即为单片 Nd:YLF 薄片介质和单个冷却流道所引起热畸变分布 (见图 3(a), (b)). 图 3(c) 表示两者共同叠加所引起热畸变分布情况. 可以看出, 波前畸变的分布和求解获得的温度分布基本是一致的, 沿  $y$  轴方向分布较为均匀, 而沿  $x$  轴方向变化较大, 同时由于 Nd:YLF 薄片介质和冷却液体的热光系数都为负数, 因此 OPD 函数分布也为负数. 并且沿着冷却液流动方向, 由于固体增益介质和冷却液体的温度都逐渐上升, 所以 OPD 函数绝对值都逐渐递增. 液体引起波前畸变的 OPD 的峰-谷 (PV) 值为  $1.31 \mu\text{m}$ , 其 RMS =  $0.35 \mu\text{m}$ , 增益介质引起波前畸变 OPD 的 PV =  $0.32 \mu\text{m}$ , RMS =  $0.07 \mu\text{m}$ . 虽然液体的温升远低于固体, 但由于液体的热光系数大小是固体的两个数量级, 因此, 液体的波前畸变量仍然占据总波前畸变量的主要部分, 而固体引起的波前畸变量并不大, 液体的波前畸变量大约是固体的 4 倍. 由此可见在选取冷却液时液体的种类 (尤其是热光系数) 是需要重点考虑的因素之一.

为进一步分析波前畸变成分, 将 OPD 函数进行勒让德多项式的分解 (圆形区域分解通常采用泽尼克多项式, 矩形区域通常选用勒让德多项式分解), OPD 函数分解如下:

$$\text{OPD}(x, y) = \sum_{n,m} a_{nm} \times L_{nm}(x, y), \quad (2)$$

$$L_{nm}(x, y) = L_n(x)L_m(y), \quad (3)$$

$$\begin{cases} L_n(x) = \frac{1}{2^n n!} \left[ \frac{d^n}{dx^n} (x^2 - 1)^n \right], \\ L_m(y) = \frac{1}{2^m m!} \left[ \frac{d^m}{dy^m} (y^2 - 1)^m \right], \end{cases} \quad (4)$$

其中  $n, m = 0, 1, 2, 3 \dots$  为勒让德多项式阶数,  $x, y$  的取值都为  $[-1, 1]$ ,  $L_{nm}(x, y)$  是一组标准正交基,  $a_{nm}$  为其系数. 图 4(a) 是不同  $n, m$  对应的勒让德多项式的项数, 这里列举了前 15 项的项数和阶数的对应关系. 图 4(b) 是前 120 项的勒让德多项式的二维分布图, 横坐标是  $n$ , 纵坐标是  $m$ . 第 1 项为平移项, 第 2 项和第 3 项是倾斜项, 第 4 项和第 6 项是离焦项. 这 5 项为低阶像差, 这些低阶像差都是容易控制的, 比如, 倾斜项通过调节光轴就可以消除, 而离焦项相当于二次曲面, 可以通过使用透镜消除.

图 5(a) 是按勒让德多项式分解展开的前 120 项系数的分布情况, 为了清晰观察各像差分布, 尤其是高阶像差的分布, 图中低阶像差的值并未给出, 低阶像差第一项平移项  $a_{00} = -1.10 \mu\text{m}$ , 第二项沿  $x$  轴方向倾斜项  $a_{10} = -0.70 \mu\text{m}$ , 第三项沿  $y$  轴方向倾斜项  $a_{01} = 0 \mu\text{m}$ , 以及第四项沿  $x$  轴方向离焦项  $a_{20} = -0.10 \mu\text{m}$  和第六项沿  $y$  方向离焦项  $a_{02} = -0.11 \mu\text{m}$ . 在上述低阶像差中, 除平移项以外, 沿  $x$  轴方向倾斜项是最大的像差项, 主要原因是由于液体沿  $x$  轴方向流动, 沿流动方向温度逐渐升高, 形成较大的温度梯度, 从而引起很大的倾

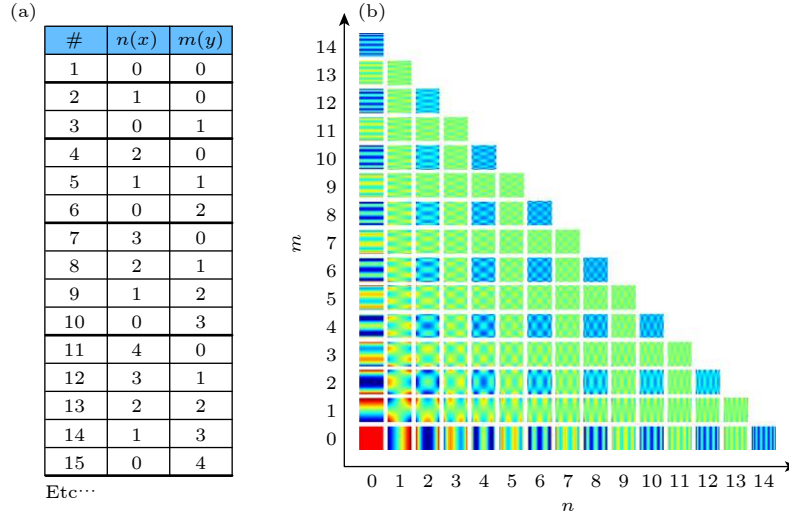


图 4 (a) 勒让德多项式项数和阶数的对应关系; (b) 勒让德多项式前 120 项分布

Fig. 4. (a) The correspondence between the orders and items of the Legendre polynomial; (b) the distribution maps of the first 120 terms Legendre polynomial.

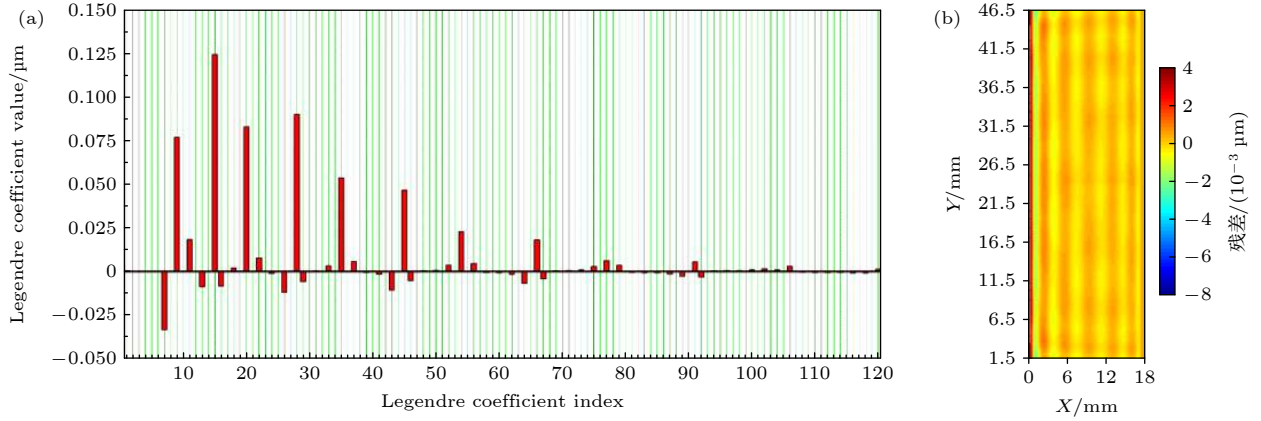


图 5 (a) 勒让德多项式系数分布; (b) 残差分布

Fig. 5. (a) Legendre decomposition results for the wavefront; (b) residual distribution.

斜量. 图 5(b) 为波前畸变量分解后剩余残差分布, 剩余残差的 PV = 0.010  $\mu\text{m}$ , RMS = 0.001  $\mu\text{m}$ , 残差值已非常小, 说明采用前 120 项勒让德多项式来表征 OPD 函数非常合理. 由于低阶像差容易补偿, 故在后文的讨论中, 只关注高阶像差的分布情况. 因此定义光程差低阶分量 ( $\text{OPD}_L$ ) 函数和  $\text{OPD}_H$  函数来表征低阶像差和高阶像差为

$$\text{OPD}_L = a_{00}L_{00} + a_{01}L_{01} + a_{10}L_{10} + a_{20}L_{20} + a_{02}L_{02}, \quad (5)$$

$$\text{OPD}_H = \text{OPD} - \text{OPD}_L, \quad (6)$$

经计算  $\text{OPD}_H$  的 PV 值为 0.56  $\mu\text{m}$ , RMS 为 0.06  $\mu\text{m}$ .  $\text{OPD}_L$  的 PV 值为 1.56  $\mu\text{m}$ , RMS 为 0.41  $\mu\text{m}$ . 虽然低阶像差远大于高阶像差, 但如前文所述, 基于

低阶像差容易矫正的特征, 后文主要分析抽运光均匀性对波前畸变高阶像差的影响.

### 3.2 均匀性对波前畸变的影响

基于 3.1 节求解波前畸变的方法, 分析抽运光的均匀性对模块波前畸变的影响. 首先在其他抽运参数不变的情况下, 定义抽运光分布均匀性<sup>[17]</sup>,

$$U = 1 - \frac{\sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n [q_{zi}(x, y, z) - \bar{q}_z(x, y, z)]^2}}{\bar{q}_z(x, y, z)}, \quad (7)$$

式中  $q_{zi}(x, y, z)$  为晶体中抽运光的取样点,  $\bar{q}_z(x, y, z)$  为平均抽运功率,  $n$  为取样点数,  $q_{zi}(x, y, z)$  可以表示为

$$q_{zi}(x, y, z) = \begin{cases} 0, & 0 \leq y \leq 1.5, \\ \frac{\eta \delta P_{ab}}{\int_0^b \int_{1.5}^{d-1.5} \int_0^a \delta dx dy dz}, & 1.5 < y < d-1.5, \\ 0, & d-1.5 \leq y \leq d, \end{cases} \quad (8)$$

$$\delta = \left( \sum_i^{N_x} \beta_{xi} f(\alpha_{xi} x) \right) \left( \sum_j^{N_y} \beta_{yj} f(\alpha_{yj} y) \right), \quad (9)$$

式中  $f(\alpha_{xi}x)$  和  $f(\alpha_{yj}y)$  为三角函数, 作为两组正交基,  $\alpha_{xi}$  和  $\alpha_{yj}$  分别为  $x$  和  $y$  方向上的空间频率,  $\beta_{xi}$  和  $\beta_{yj}$  为抽运强度谱,  $N_x$  和  $N_y$  是  $x$  轴和  $y$  轴方向上的采样点数, 通过随机均匀采样获得, 因此  $\delta$  为随机抽运光光强度分布,  $\eta$  为热转化效率 ( $\eta = 30\%$ ),  $P_{ab}$  为吸收的抽运光功率. 图 6 为按 (8) 式

所构造的抽运光分布情况, 其均匀性分别为 92%, 80% 和 70%. 三种情况下总的热功率相同, 与第 2 节均匀抽运时的功率保持一致. 由图 6 可知, 随着抽运均匀性的减弱, 抽运功率密度的变化率增大, 在抽运光均匀性为 70% 时, 最大的抽运功率密度高达  $250 \text{ W/cm}^3$ , 而均匀性为 92% 时, 最大抽运功率仅为  $150 \text{ W/cm}^3$ . 将三种抽运光分布分别代入流固耦合模型中求解温度分布, 然后通过温度分布进一步求解波前畸变量.

图 7 为不同抽运均匀性下  $\text{OPD}_H$  的分布, 其各自对应的勒让德多项式系数的分布如图 8 所示. 由图 7 可知, 随着抽运光均匀性降低, 高阶像差项逐渐增多且变大, 光束波前恶化. 分析原因在于当总的热功率相同时, 均匀性变弱, 抽运光中相当于引入了高频功率成分, 造成波前 RMS 值显著增加.

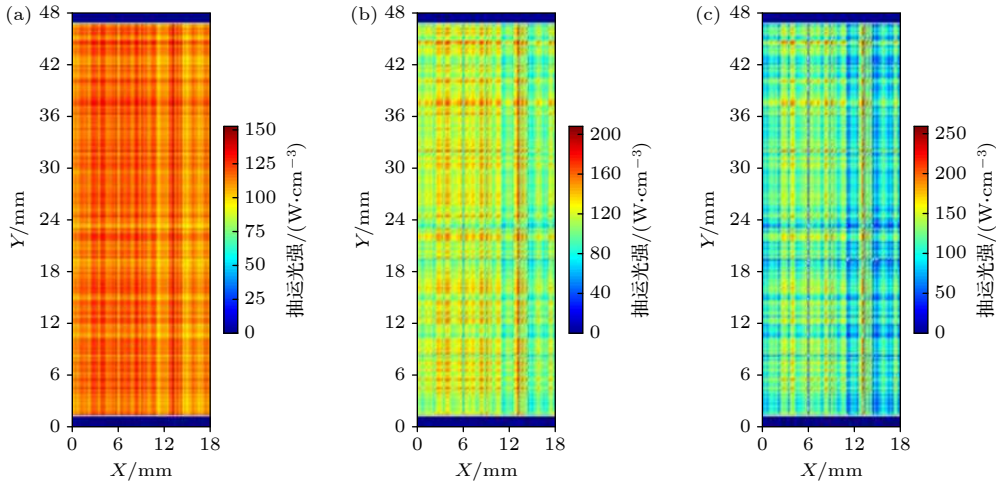


图 6 构造不同均匀性的抽运光分布 (a) 92%; (b) 80%; (c) 70%

Fig. 6. The distribution of pump beam with different uniformity: (a) 92%; (b) 80%; (c) 70%.

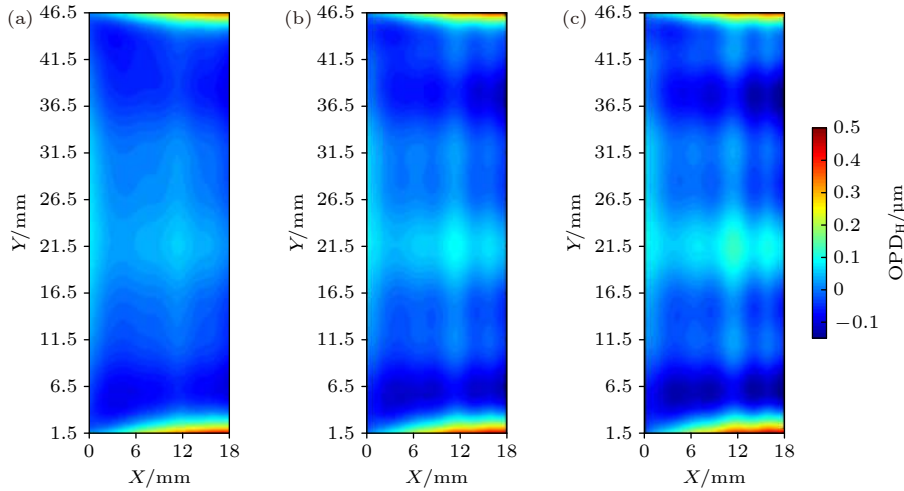


图 7 三种不同均匀性下  $\text{OPD}_H$  的分布 (a) 92%; (b) 80%; (c) 70%

Fig. 7. The distribution of  $\text{OPD}_H$  with different pump uniformity: (a) 92%; (b) 80%; (c) 70%.

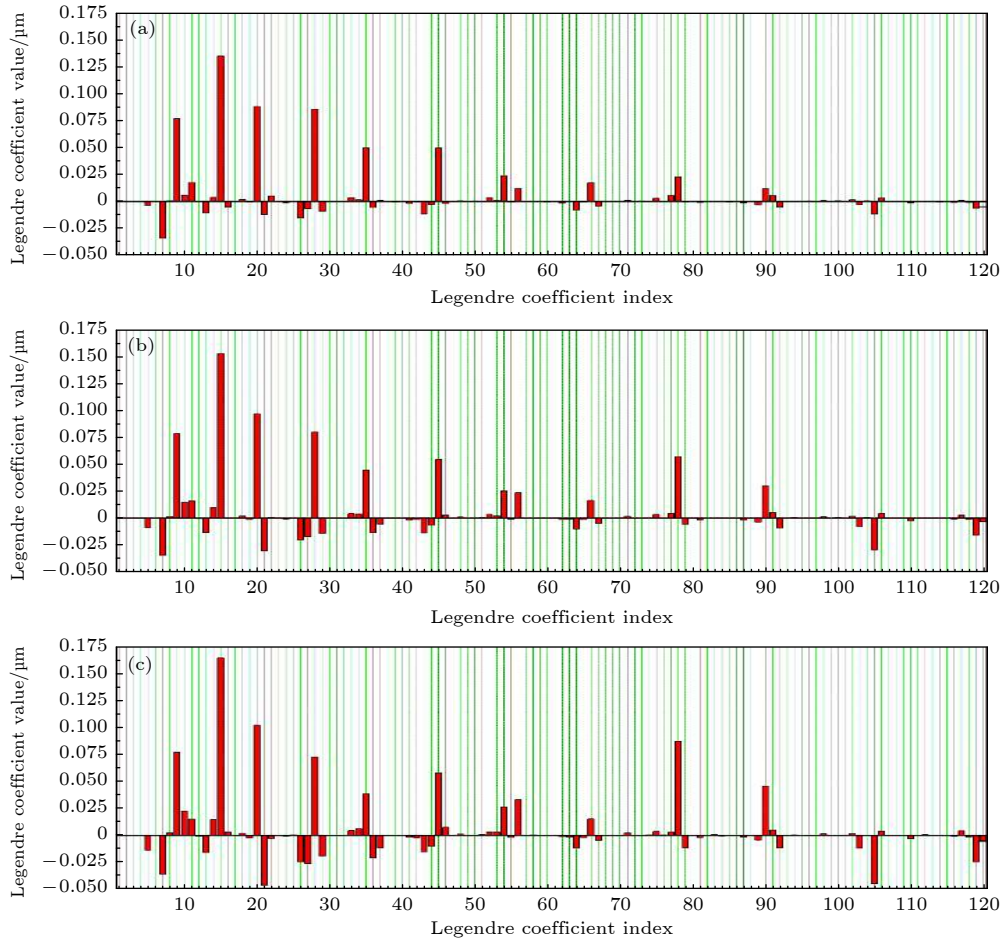
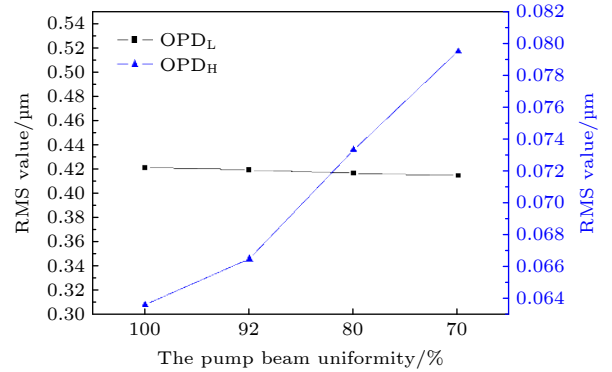


图 8 三种不同均匀性下勒让德多项系数分布 (a) 92%; (b) 80%; (c) 70%

Fig. 8. Legendre decomposition results with different pump uniformity: (a) 92%; (b) 80%; (c) 70%.

在上述计算中, 构造种不同的抽运光时, 所取得的三角函数高频分量是相同的, 只是其所占比重随着均匀性的降低逐渐增加. 因此, 从图 7 可以看到虽然种情况下  $OPD_H$  的 PV 和 RMS 值不同, 但其分布情况类似.

图 9 为  $OPD_H$  和  $OPD_L$  的 RMS 值随抽运光均匀性的变化. 随着抽运光均匀性的减弱,  $OPD_H$  的 RMS 值逐渐增大, 而  $OPD_L$  的 RMS 基本不变. 这是由于抽运光的高频成分增加, 因此高阶像差的 RMS 值也相应增大, 而总的抽运功率保持不变, 因此低阶像差的 RMS 值基本未变. 系统中低阶像差容易矫正, 而高阶像差的矫正通常需要借助自适应光学系统, 常见的如在腔内加入变形镜等 [18–20]. 这也是通常在大口径激光器系统中加入匀化波导的原因, 其大大提升了抽运光的均匀性, 对降低光束波前畸变量具有重要意义. 在后续的实验系统中, 加入矩形金属波导来实现对抽运光的均匀化.

图 9  $OPD_L$  和  $OPD_H$  的 RMS 值在抽运功率不变时随着抽运均匀性的变化Fig. 9. The RMS values of  $OPD_L$  and  $OPD_H$  at different pump uniformity but the same absorbed pump power.

#### 4 抽运光均匀性对波前畸变影响的实验研究

为进一步研究抽运光均匀性对波前畸变的影响, 搭建了直接液体冷却薄片激光器波前畸变实验



测量装置 (图 1(a)). 通过在耦合系统中加入和不加入波导即可获得两种不同均匀性的抽运光, 图 10(a) 是在其中一个二极管阵列出口处测得的光斑分布图, 部分条纹上的发光点已经损坏 (长时间使用). 图 10(b) 是不加波导时抽运光通过耦合系统在增益模块中心处抽运光的分布, 经测量, 其分布均匀性约为 70%, 而图 10(c) 是系统中加入波导后的抽运光分布, 其均匀性大约为 92%. 加有波导的实验装置图如图 1(a) 所示, 本文没有给出未加波导的实验装置, 其耦合系统只包含了一组柱透镜 (其他测量设备与加波导时的完全相同), 将从阵列发出的抽运光直接耦合到增益模块中, 结构相对简单, 但是均匀性比较差.

实验中, 设置增益模块的抽运功率一直为 5 kW, 流道中冷却液的流速调节为 4 m/s, 两种均

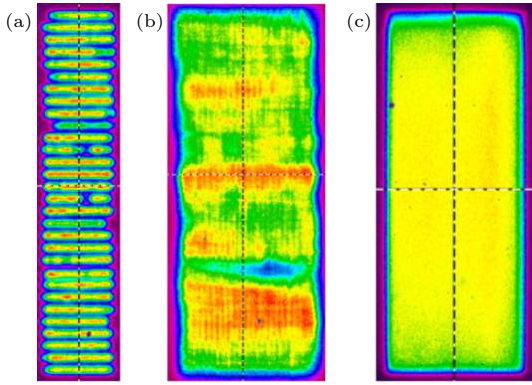


图 10 LD 抽运光斑分布 (a) 单个 LD 阵列出口; (b) 不加波导时均匀性为 70%; (c) 加入波导后均匀性为 92%

Fig. 10. The emission beams from the LD stack: (a) At the exit plane by one of the stacks; (b) without using waveguide, the uniformity is just of 70%; (c) by using waveguide with the uniformity of 92%.

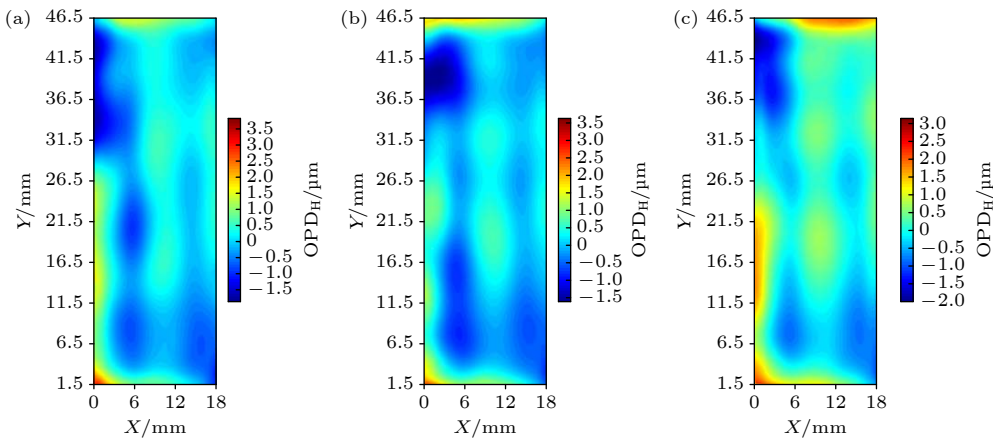


图 12 均匀性 70% 时随机取得三帧波前畸变  $OPD_H$  的分布

Fig. 12. The distribution of three frames wavefront aberration  $OPD_H$  obtained randomly with the uniformities of 70%.

匀性条件下其他结构参数也完全相同, 分别测量了模块的波前畸变量. 图 11(a), (b) 分别为不加波导和加入波导两种情况下  $OPD_H$  的 RMS 值随时间的变化规律图. 实验中, 波前传感器采样频率设置为 5 Hz, 采样时间设置为 1 min, 即采集 300 帧波前图像. 由图 11 可知, 波前畸变的 RMS 值大约在 10 s 以后开始逐渐稳定. 计算了 15—60 s 之间的 RMS 平均值, 非均匀抽运情况下, 模块的波前畸变 RMS 平均值为  $0.69 \mu\text{m}$ ; 均匀抽运时, 波前畸变 RMS 平均值为  $0.55 \mu\text{m}$ , 比非均匀情况降低了

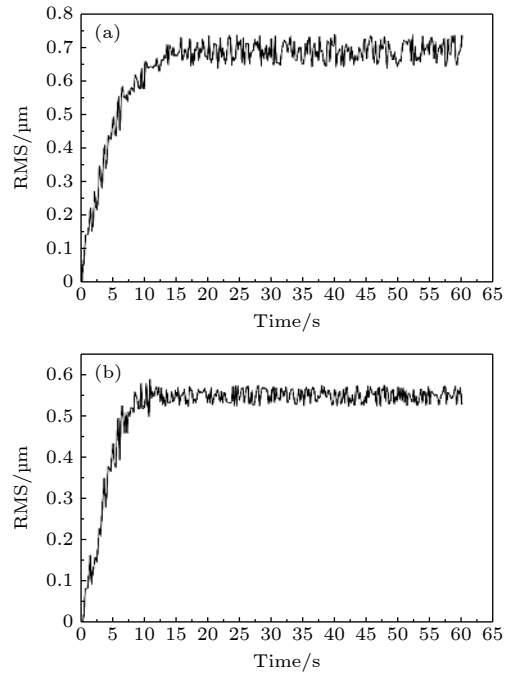


图 11 不同均匀性波前 RMS 随时间变化关系 (a) 70%; (b) 92%

Fig. 11. The wavefront RMS value with two different uniformities: (a) 70%; (b) 92%.

20%. 因此提高抽运光均匀性可有效降低模块波前畸变变量. 再者, 非均匀时模块的波前畸变抖动量明显高于均匀抽运时的情况, 分析原因主要有两点: 1) 抽运光自身的抖动将直接造成模块波前畸变的抖动, 而加入波导匀化后, 这一影响因素将减弱; 2) 抽运光不均匀较为严重时 (局部功率密度较高), 流场不再是完美的层流, 局部因热而产生湍流成分, 湍流具有时间上的随机性, 因此在时间上观察到比较严重的抖动, 这也是抽运光均匀性间接造成

抖动的原因.

图 12 和图 13 分别是未加波导和加入波导波前畸变稳定后 (15 s 后) 随机的三帧  $OPD_H$  分布图. 显然, 未加入波导时, 波前畸变空间分布的变化率较大, 这也和前文所提到的时间特性一致; 加入匀化波导后, 模块波前畸变分布比较一致, 即波前抖动量较小. 同时与第 3 节数值仿真做对比, 仿真获得的单片介质单流道  $OPD_H$  的 RMS 值为  $0.066\ \mu\text{m}$  (均匀性为 92%) 和  $0.079\ \mu\text{m}$  (均匀性为

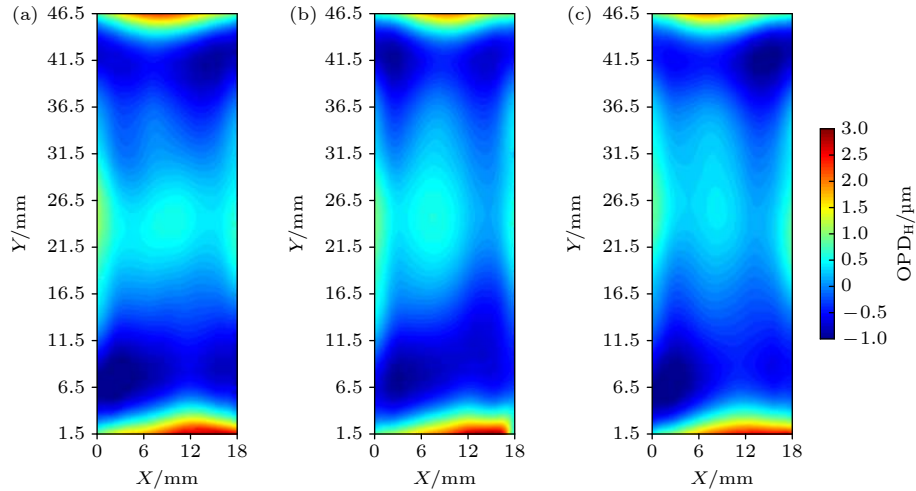


图 13 均匀性 92% 时随机取得三帧波前畸变  $OPD_H$  的分布

Fig. 13. The distribution of three frames wavefront aberration  $OPD_H$  obtained randomly with the uniformities of 92%.

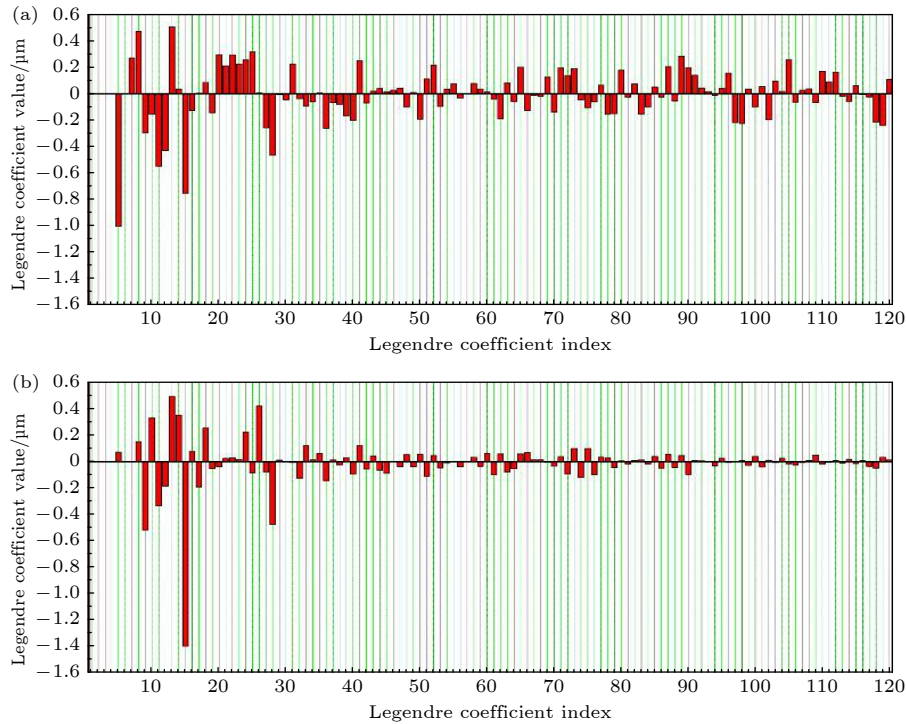


图 14 不同均匀性勒让德多项式系数分布 (a) 70%; (b) 92%

Fig. 14. The distributions of Legendre polynomial coefficients with different uniformities: (a) 70%; (b) 92%.

70%), 整个增益模块即为  $0.66\ \mu\text{m}$  和  $0.79\ \mu\text{m}$ , 略高于实验测量结果  $0.55\ \mu\text{m}$  和  $0.69\ \mu\text{m}$ , 分析原因主要为整个增益模块的波前畸变量并非简单的单片介质单流道波前畸变量乘以介质和流道数量, 而应略小于这一乘积的结果, 但是实验结果和理论模拟结果基本趋势是一致的. 最后有必要给出未加入波导和加入波导时测得勒让德多项式的系数. 图 14(a), (b) 分别是均匀性 70% 和 92% 时测得勒让德多项式前 120 项系数分布. 显然, 在加入波导后, 主要像差都集中在大约前 30 项, 30 项以后勒让德多项式系数值显著降低, 进一步表明了均匀抽运对高阶像差有很好的抑制作用.

## 5 总 结

研究了抽运光均匀性对直接液体冷却薄片激光器波前畸变的影响. 建立了直接液体冷却薄片激光器流固耦合热力学模型, 求解了激光器的温度场分布, 构建了不同抽运光均匀性分布, 求解获得了不同均匀性下波前畸变的分布及其勒让德多项式系数. 实验上, 搭建了直接液体冷却薄片激光器测量系统, 通过加入波导和未加入波导构建了均匀性分别为 92% 和 70% 的抽运光分布, 测量获得了整个增益模块的  $\text{OPD}_\text{H}$ , 其畸变量 RMS 值为  $0.66\ \mu\text{m}$  和  $0.79\ \mu\text{m}$ , 实验结果和理论分析结果基本趋势一致, 为后续基于直接液体冷却薄片激光器波前畸变的分析和测量提供了有效的方法, 为今后研究直接

液体冷却薄片激光器非稳腔技术提供了一定的研究基础.

## 参考文献

- [1] Perry M D, Banks P S, Zweiback J, Zweiback J, Schleicher Jr R W US Patent 6937629 [2005-8-30]
- [2] [https://en.jinzhao.wiki/wiki/High\\_Energy\\_Liquid\\_Laser\\_Area\\_Defense\\_System](https://en.jinzhao.wiki/wiki/High_Energy_Liquid_Laser_Area_Defense_System) [2021-9-1]
- [3] Fu X, Liu Q, Li P, Huang L, Gong M 2015 *Opt. Express* **23** 18458
- [4] Fu X, Liu Q, Li P, Gong M 2013 *Appl. Phys. B* **111** 517
- [5] Fu X, Li P, Liu Q, Gong M 2014 *Opt. Express* **22** 18421
- [6] Ye Z, Liu C, Tu B, Wang K, Gao Q, Tang C, Cai Z 2016 *Opt. Express* **24** 1758
- [7] Li P, Fu X, Liu Q, Gong M 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 2161
- [8] Fu X, Liu Q, Li P, Gong M 2013 *J. Optics* **15** 055704
- [9] Li P, Fu X, Liu Q, Gong M 2015 *Appl. Phys. B* **119** 371
- [10] Velghe S, Primot J, Guérineau N, Cohen M, Wattellier B 2005 *Opt. Lett.* **30** 245
- [11] Zou J P, Sautivet A M, Fils J, Martin L, Abdeli K, Sauteret C, Wattellier B 2008 *Appl. Opt.* **47** 704
- [12] Ren Z, Liang X, Yu L, Lu X, Leng Y, Li R, Xu Z 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 024201
- [13] Wang J R, Min J C, Song Y Z 2006 *Appl. Therm. Eng.* **26** 549
- [14] Illés B, Harsányi G 2009 *Appl. Therm. Eng.* **29** 2166
- [15] Beni S B, Bahrami A, Salimpour M R 2017 *Int. J. Heat Mass Transfer* **112** 689
- [16] Min J, Wang J, Song Y 2007 *Heat Transfer Eng.* **28** 931
- [17] Li P, Liu Q, Fu X, Gong M 2013 *Chin. Opt. Lett.* **11** 041408
- [18] Flath L M, An J R, Brase J M, Hurd R L, Kartz M W, Sawvel R M, Silva D A 2000 *Internation. Soc. Optics Photon.* **4118** 119
- [19] Anafi D, Spinhirne J M, Freeman R H, Oughstun K E 1981 *Appl. Opt.* **20** 1926
- [20] Spinhirne J M, Anafi D, Freeman R H 1982 *Appl. Opt.* **21** 3969

# Influence of pumping light uniformity on laser wavefront aberration in direct-liquid-cooled thin-disk laser<sup>\*</sup>

Ye Zhi-Bin<sup>1)</sup> Jiang Shu<sup>1)†</sup> Wang Hai-Lun<sup>1)</sup> Wu Fei<sup>1)</sup>  
Deng Xiao-Lei<sup>1)</sup> Wang Jian-Xiao<sup>2)</sup>

1) (*College of Electrical and Information Engineering, Quzhou University, Quzhou 324000, China*)

2) (*Zhejiang Jingtai Glass Technology Co., Ltd, Quzhou 324000, China*)

( Received 29 September 2021; revised manuscript received 11 November 2021 )

## Abstract

In recent years, the direct-liquid-cooled thin-disk lasers have become a hot research topic due to their advantages of extremely small volume to output power ratio and strong thermal management ability. A method of analyzing the wavefront aberration of the direct-liquid-cooled thin-disk laser is established in this paper. The influence of pumping light uniformity on the wavefront aberration is investigated by this method. The high order aberration distribution of the laser beam is calculated, when the uniformity is 92%, 80% and 70%, respectively. With the decrease of beam uniformity, the higher order aberrations increase gradually, while the low order aberrations remain basically unchanged. Experimentally, the pumping beam distributions respectively with uniformity of 92% and 70% are designed with and without using the waveguide structure. The wavefront jitter and wavefront aberration distribution of the whole gain module are measured in these two cases. The pump power is kept at 5 kW. The higher order of optical path difference ( $OPD_H$ ) values of the whole gain module are measured to be 0.66  $\mu\text{m}$  and 0.79  $\mu\text{m}$ , respectively. The experimental results are in agreement with the theoretical analyses.

**Keywords:** laser, direct-liquid-cooled, wavefront aberration

**PACS:** 42.60.Da, 42.60.By, 42.55.Xi, 42.60.Jf

**DOI:** 10.7498/aps.71.20211811

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62105179), the Joint Funds of the National Natural Science Foundation of Zhejiang Province, China (Grant No. LZY21F050001), the Zhejiang Provincial Basic Public Welfare Research Program of China (Grant Nos. LGG20 F050001, LGN20C050002), and the Quzhou Science and Technology Plan of China (Grant No. 2021 K40).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: nibihzey@zju.edu.cn