

# 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研究\*

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)

## 摘要

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% 时, 在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, 在抽运功率 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

**基金:** 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: LZY21F050001)、浙江省基础公益研究计划 (批准号: LGG20F050001)、浙江省基础公益研究计划 (批准号: LGN20C050002) 和衢州市科技计划 (批准号: 2021K40) 资助的课题。

† 通讯作者. E-mail: retcheywcs@aliyun.com

## 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，激光器系统将通常变得非常庞大。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，清华大学课题组采用单片 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 17.1W 的功率输出<sup>[4]</sup>。2014 年，他们课题组采用 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，光光效率 15.1%，斜效率 21.2%<sup>[5]</sup>。2016 年，我们课题组采用 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<sup>[6]</sup>。上述报道的激光器都采用了大口径的稳腔，菲涅尔数非常大，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人们的重视。2013 年，清华大学课题组分别从理论<sup>[7]</sup>和实验<sup>[8,9]</sup>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  $\beta < 2$ ，光光效率高达 26.1%<sup>[1]</sup>。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，抽运光不可能做到完全均匀，抽运光的不均匀分布将造成光束波前的畸变，影响分析的准确性。因此有必要对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进行研究。

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

如图1（a）所示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。增益模块是激光器的核心部分，他由11个流道、10片Nd:YLF晶体薄片以及2个石英窗口和组成。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我们最新的研究结果[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°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）<sup>[10-12]</sup>。其测量波长范围广，为400 nm-1100 nm；横向分辨率也很高，为30  $\mu\text{m}$ ，像素点为160×120；同时其精度也十分高，其RMS值为 $\lambda/100$ 。这样高精度的测量仪器为后续实验中高阶相差的测量提供了保障。

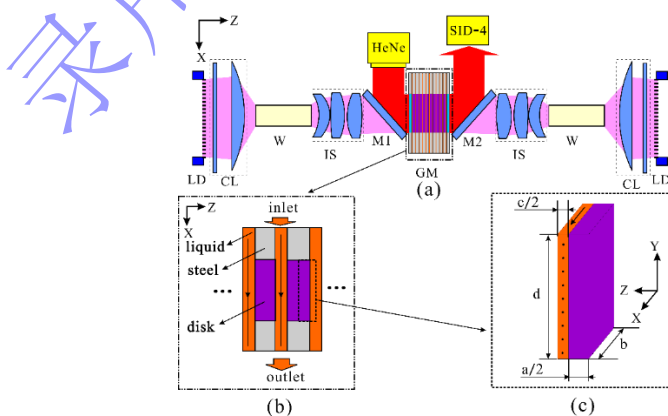


图 1（a）直接液体冷却薄片激光增益模块系统；（b）增益模块；（c）模拟模型

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

如图1(b)所示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以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<sup>[6]</sup>，确保每片吸收功率均为500 W, 纵向的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晶体宽度为 $b = 18 \text{ mm}$ ，高度为 $d = 48 \text{ mm}$  ( $1.5 \text{ mm} + 45 \text{ mm} + 1.5 \text{ mm}$ ，上下各有 $1.5 \text{ mm}$ 的未抽运区域用于装夹)，厚度为 $a = 2 \text{ mm}$ ，流道的宽度和高度与晶体的相同，厚度为 $c = 0.5 \text{ mm}$ ，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。增益介质中传热控制方程仅由热传导方程决定，而流体中的传热控制方程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；流体的剩余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，不再是个常数，由实际的计算结果决定，因此不用再给边界条件。除了流固界面，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 W(整个增益模块包含10片介质，如前文所述每片吸收功率均相同，吸收的总功率为5000 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<sup>[6,13-16]</sup>，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，如图2所示即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。延流动方向，在增益介质的中心，温度从320 K上升到345 K，在介质表面，温度从295 K上升到325 K，因此固体的最大温升为50 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 mm而言)。沿y轴方向温度分布比较均匀，除了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 mm的未抽运区引起（用于晶体装夹的需要）。

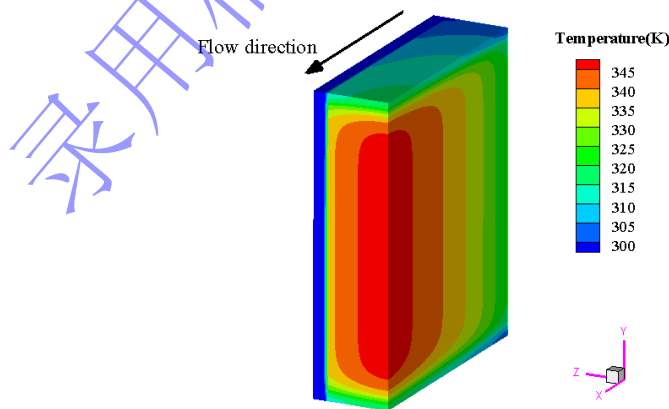


图2 半块薄片和液体层（图1（c）中）的温度分布

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<sup>[3]</sup>。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

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

式中  $OPD_s$  和  $OPD_c$  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, 在各自表达式前面乘以系数 2, 以表示完整的单片 Nd:YLF 薄片介质和单个冷却流道所引起的波前畸变量。将前文求得的温度分布按 (1) 式求和, 即为单片 Nd:YLF 薄片介质和单个冷却流道所引起的热畸变分布, 如图 3 所示。图 3 (a)、(b)、(c) 分别表示单片 Nd:YLF 薄片介质、单个冷却流道以及两者共同叠加所引起的热畸变分布情况。由图可知, 波前畸变的分布和前文所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。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  $1.31 \text{ } \mu\text{m}$ , 其均方根值 (RMS) 为  $0.35 \text{ } \mu\text{m}$ , 增益介质引起波前畸变的 *OPD* 的 PV 值为  $0.32 \text{ } \mu\text{m}$ , RMS 为  $0.07 \text{ } \mu\text{m}$ 。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。

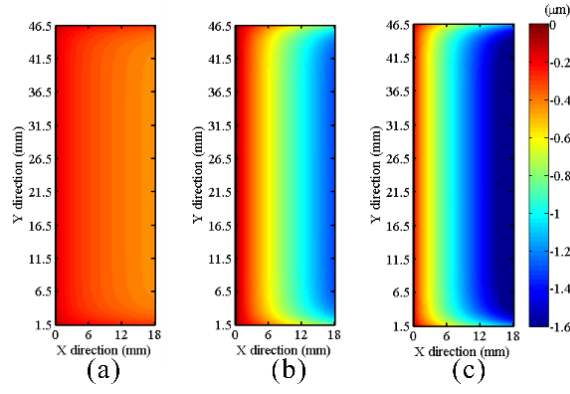


图 3 OPD 函数分布: (a)固体; (b)液体; (c)固体和液体

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

为进一步分析波前畸变成分, 将上述 *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尔尼克多项式, 而矩形区域通常选用勒让德多项式分解), *OPD* 函数分解如下:

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

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

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

其中  $n, m = 0, 1, 2, 3 \dots$  为勒让德多项式阶数, 式中  $x, y$  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。如图4 (a) 所示是不同  $n, m$  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, 而离焦项相当于是个二次曲面, 可以通过使用透镜消除。

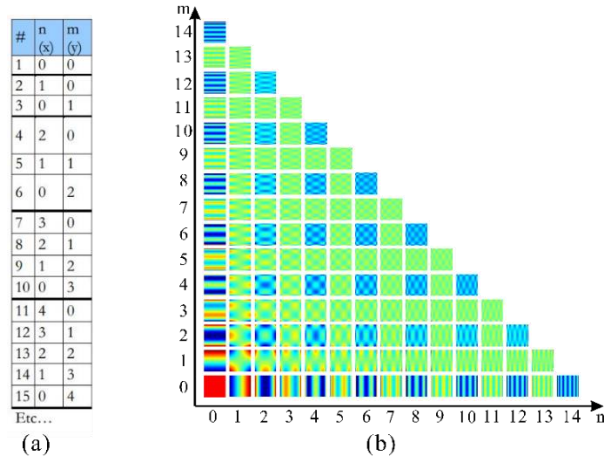


图 4 (a)勒让德多项式项数和阶数的对应关系; (b)勒让德多项式前 120 项分布

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

如图5(a)所示是按勒让德多项式分解展开的前120项系数的分布情况, 为了清晰的观察各像差分布, 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 $a_{00}$ 为  $-1.10 \mu\text{m}$ , 第二项沿x轴方向倾斜项 $a_{10}$ 为 $-0.70 \mu\text{m}$ , 第三项沿y轴方向倾斜项 $a_{01}$ 为 $0 \mu\text{m}$ , 以及第四项沿x轴方向离焦项 $a_{20}$ 为  $-0.10 \mu\text{m}$ 和第六项沿y方向离焦项 $a_{02}$ 为 $-0.11 \mu\text{m}$ 。在上述低阶像差中, 除了平移量以外, 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, 从而引起很大的倾斜量。图5(b)所示为波前畸变量分解后剩余残差分布, 剩余残差的 $PV$ 值为 $0.01 \mu\text{m}$ ,  $RMS$ 值为 $0.001 \mu\text{m}$ , 残差值已经非常小, 说明采用前120项勒让德多项式来表征 $OPD$ 函数是非常合理的。如前文所述, 由于低阶像差是容易补偿的, 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( $OPD_L$ )函数和 $OPD_H$ 函数来表征低阶像差和高阶像差:

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

$$OPD_H = OPD - OPD_L, \quad (6)$$

经计算 $OPD_H$ 的 $PV$ 值为 $0.56 \mu\text{m}$ ,  $RMS$ 为 $0.06 \mu\text{m}$ 。 $OPD_L$ 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。

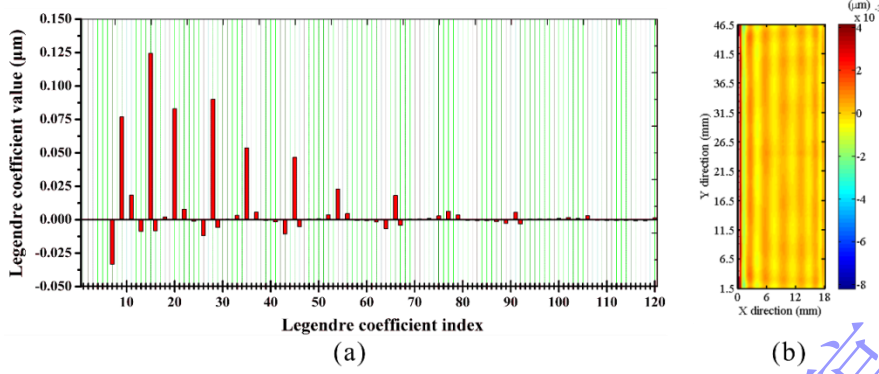


图 5 (a) 勒让德多项式系数分布; (b) 残差分布

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

### 3.2 均匀性对波前畸变的影响

基于前文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>

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

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，

$q_{zi}(x, y, z)$  可以表示如下

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

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

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，与前文均匀抽运时一致取 30%，

$P_{ab}$ 为吸收的抽运光功率。如图 6 即为按照 (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是相同，并与前文均匀抽运时的功率保持一致。由图可知，随着抽运均匀性的逐渐减弱，抽运功率密度的变化率逐渐增加，在抽运光均匀性为 70%时，最大的抽运功率密度高达  $250 \text{ W/cm}^3$ ，而在抽运光功率均匀性为 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上文的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。

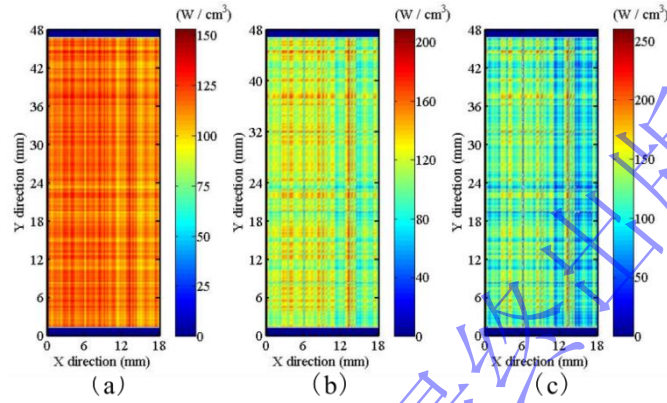


图 6 构造不同均匀性的抽运光分布，均匀性为：(a) 92%；(b)80%；(c)70%

Fig. 6 The distribution of pump beam with the different uniformity of (a) 92%, (b) 80%, and (c) U70%

如图 7 所示是不同抽运均匀性下  $OPD_H$  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，当均匀性变弱，抽运光中相当于引入了高频功率成分，造成波前  $RMS$  值的显著增加。在上述计算中，构造三种不同的抽运光时，所取地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 可以看到虽然三种情况下  $OPD_H$  的  $PV$  和  $RMS$  值不同，但其分布情况是类似的。

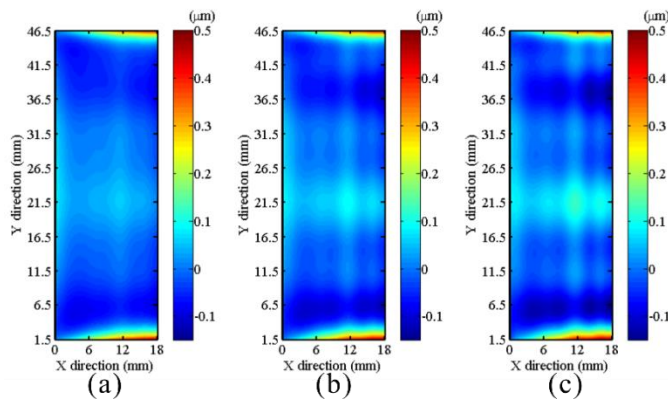


图 7 三种不同均匀性下  $OPD_H$  的分布：(a) 92%；(b)80%；(c)70%

Fig. 7 The distribution of  $OPD_H$  with the different pump uniformity of (a) 92%, (b) 80%; and (c) 70%

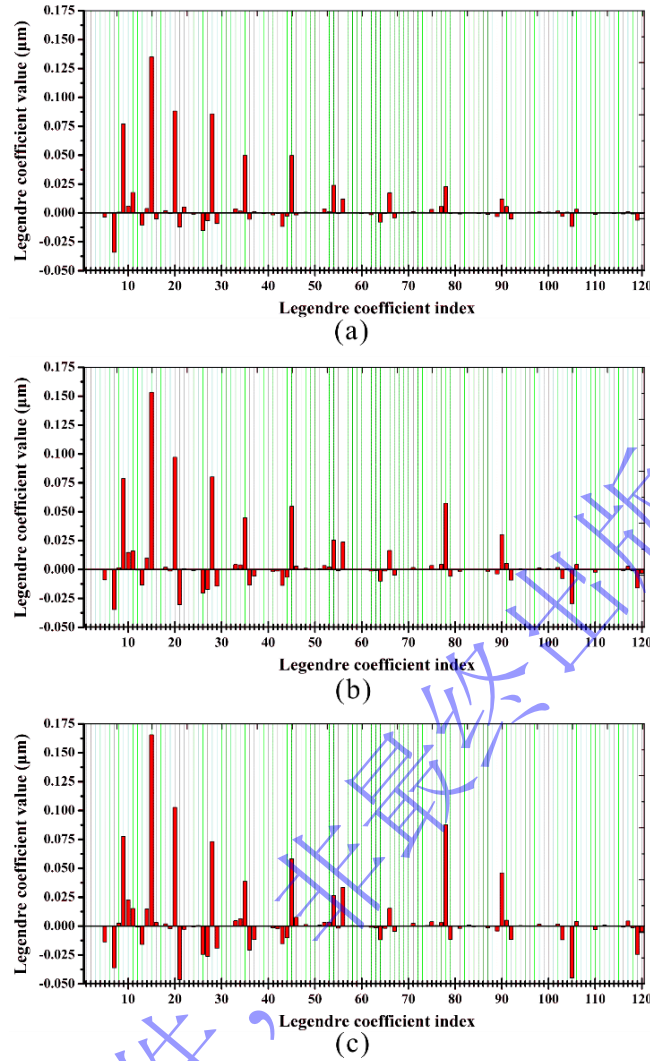


图 8 三种不同均匀性下勒让德多项系数分布：(a) 92%；(b)80%；(c)70%

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

如图9所示为 $OPD_H$ 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值逐渐增加，而 $OPD_L$ 的RMS基本不变。这是由于抽运光的高频成分增加了，因此高阶像差的RMS值也相应的增加，而总的抽运功率保持不变，因此低阶像差的RMS值基本未变。系统中的低阶像差是容易矫正的，而高阶像差的矫正通常需要借助自适应光学系统，常见的比如在腔内加入变形镜等<sup>[18-20]</sup>。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，加入了矩形

金属波导来实现对抽运光的均匀化。

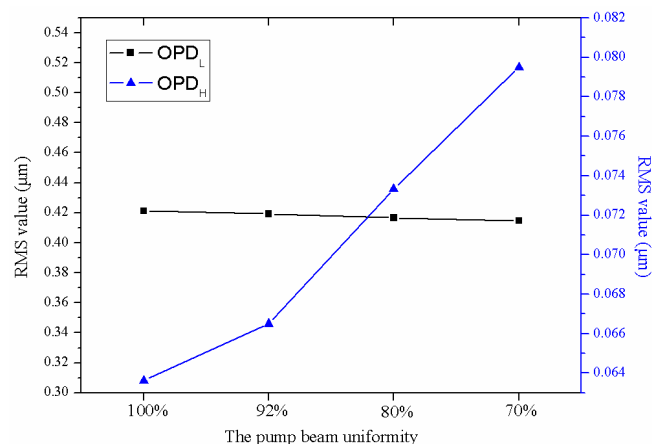


图9 OPD<sub>L</sub>和OPD<sub>H</sub>的RMS值在抽运功率不变时随着抽运均匀性的变化

Fig. 9 The RMS values of OPDL and OPDH 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，如图1(a)所示，搭建了直接液体冷却薄片激光器波前畸变实验测量装置。通过在耦合系统中加入与不加入波导即可获得两种不同均匀性的抽运光，如图10(a)所示是在其中一个二极管阵列出口处测得的光斑分布，部分bar条上的发光点已经损坏(长时间的使用)。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%左右，而图10(c)是系统中加入波导后的抽运光分布，其均匀性大约在92%左右。加有波导的实验装置图如图1(a)所示，而未加波导获得的均匀性为70%的抽运光其实验装置这里未给出，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，但是均匀比较性差。

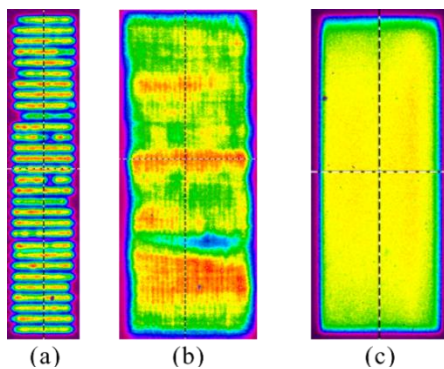


图 10 LD 抽运光斑分布：(a) 单个 LD 整列出口；(b) 不加波导时均匀性为 70%；(c) 加入波导后均匀性为 92%

Fig. 10 The emission beams from the LD stack. (a) At the exit plane by one of the stacks; (b) without using

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。如图 11 (a) 和 (b) 分别是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。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 分钟，即采集 300 帧波前图像。由图可知，波前畸变的  $RMS$  值大约在 10 秒以后开始逐渐稳定下来。计算了 15 秒到 60 秒之间的  $RMS$  的平均值，非均匀抽运情况下，模块的波前畸变  $RMS$  的平均值为  $0.69\ \mu\text{m}$ ，均匀抽运时，波前畸变  $RMS$  的平均值为  $0.55\ \mu\text{m}$ ，比非均匀情况降低了 20%。因此提高抽运光均匀性能够有效降低模块波前畸变量。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。

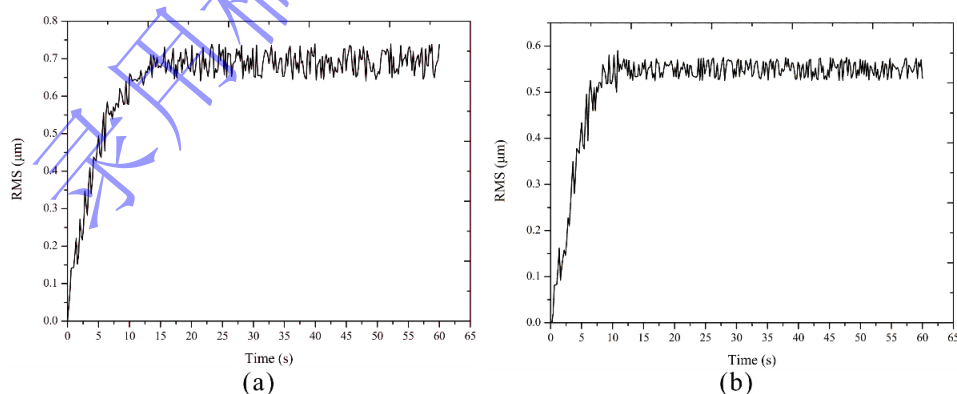


图 11 不同均匀性下波前  $RMS$  随时间变化关系：(a) 均匀性 70%；(b) 均匀性 92%

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



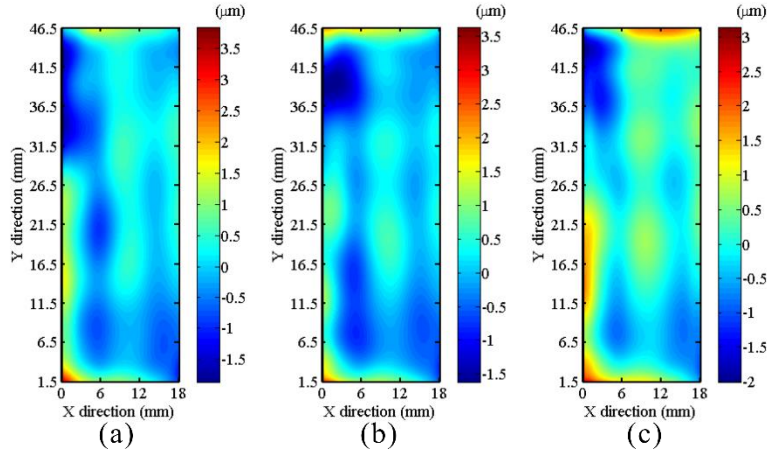


图 12 均匀性 70%时随机取得三帧波前畸变  $OPD_H$  的分布

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

70%

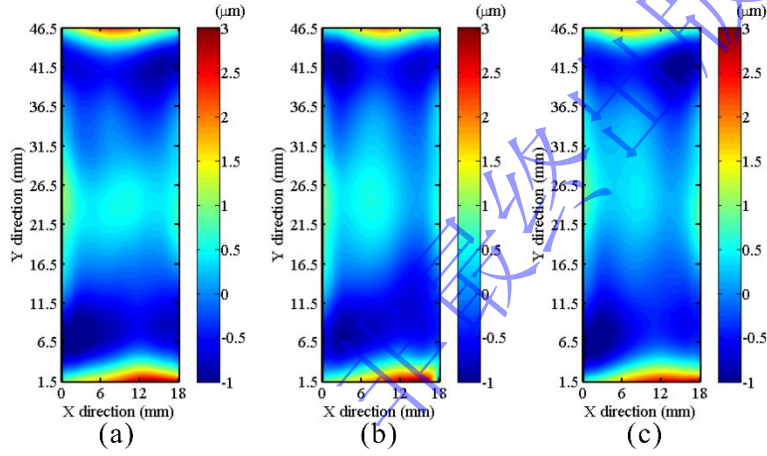


图 13 均匀性 92%时随机取得三帧波前畸变  $OPD_H$  的分布

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

92%

图 12 和图 13 分别是未加波导和加入波导波前畸变稳定后(15 秒以后)随机三帧的  $OPD_H$  的分布。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，即波前抖动能量较小。同时与上一节数值仿真做对比，仿真获得的单片介质单流道  $OPD_H$  的  $RMS$  值为  $0.066 \mu m$  (均匀性为 92%) 和  $0.079 \mu m$  (均匀性为 70%)，整个增益模块即为  $0.66 \mu m$  和  $0.79 \mu m$ ，略高于实验测量结果  $0.55 \mu m$  和  $0.69 \mu m$ ，分析主要原因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。如图 14 (a) 和 (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。这也进一步表明了均匀抽运对高阶像差有很好的抑制作用。

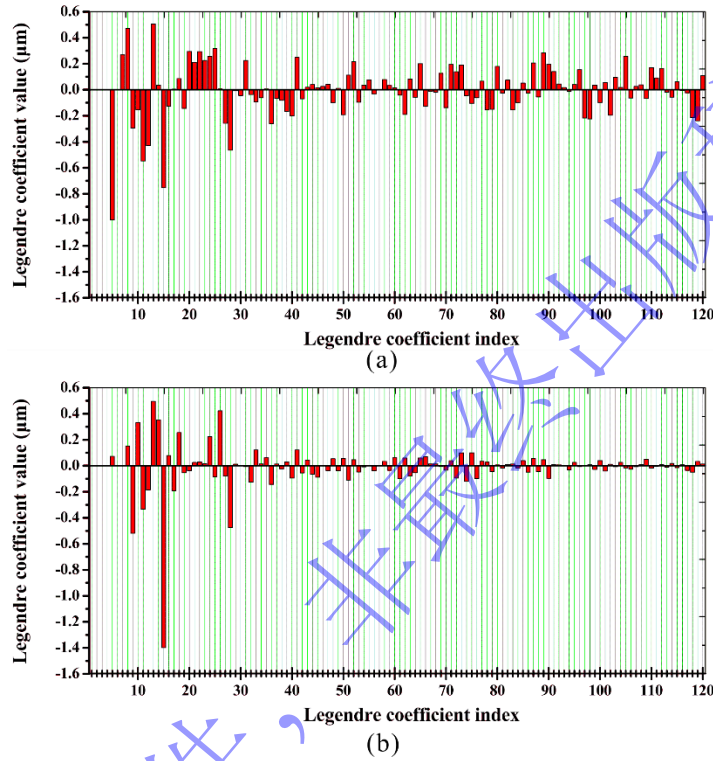


图 14 不同均匀性下勒让德多项式系数分布：(a) 均匀性 70%；(b) 均匀性 92%

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

## 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  $OPD_n$ ，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* 6,937,629.
- [2] [https://en.wikipedia.org/wiki/High\\_Energy\\_Liquid\\_Laser\\_Area\\_Defense\\_System](https://en.wikipedia.org/wiki/High_Energy_Liquid_Laser_Area_Defense_System)
- [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, Gu érineau 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 *Chinese Phys. Lett.* **28** 024201.
- [13] Wang J R, Min J C, Song Y Z 2006 *Appl. Therm. Eng.* **26** 549.
- [14] Ill é B, Hars ányi 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 *International Society for Optics and Photonics* **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 the 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)

### Abstract

In recent years, the direct-liquid-cooled thin-disk lasers have become hot topics due to their advantages of extremely small volume to output power ratio and strong thermal management ability. A method for 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 are gradually increased, while the low order aberrations remain basically unchanged. Experimentally, the pumping beam distributions with uniformity of 92% and 70% are designed with and without the use of waveguide structure. The wavefront jitter and wavefront aberration distribution of the whole gain module are

measured in these two cases. The pump power keeps on 5 kW. The higher order of optical path difference ( $OPD_H$ ) values of the whole gain module are measured as 0.66  $\mu\text{m}$  and 0.79  $\mu\text{m}$ , respectively. The experimental results are in agreement with the theoretical analysis results.

**Keywords:** Laser, Direct-liquid-cooled, Wavefront aberration

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62105179), Joint Funds of the Zhejiang Provincial Natural Science Foundation of China (Grant No. LZ Y21F050001), the Zhejiang Province Basic Public Welfare Research Project (Grant No. LGG20F050001), the Zhejiang Province Basic Public Welfare Research Project (Grant No. LGN20C050002), and the Quzhou Science and Technology Plan Project (Grant No. 2021K40).