

大口径薄片激光器中的谐振模式及光束质量诊断

周寿桓^{1,2} 冯国英^{1*}

(¹ 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064)
² 华北光电技术研究所, 北京 100015)

摘要 基于自再现原理, 利用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分方程, 引入腔镜失调、激光介质上的增益分布以及光阑口径, 采用本征矢量法分析了大口径凹腔薄片激光器的本征模式, 并计算了相应的光束质量因子 M^2 。建立了千瓦级薄片激光系统和光纤扫描光斑诊断装置, 开展了高功率激光输出特性研究。结果表明, 在大口径高功率凹腔中多个本征模式可同时起振, 获得高功率激光输出, 有较大的失调容限; 输出功率随腔镜失调角度的增大而减小; 失调容限随孔径光阑尺寸的减小而减小; 失调引入了新的模式竞争, 光束质量因子 M^2 随腔镜失调角度的增大而变小。所得结果为高功率、高光束质量激光系统设计提供了有用参考。

关键词 激光技术; 高功率薄片激光器; 失调腔; 本征矢量; 光束质量

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0900110

Mode Distributions of Large-Aperture High-Power Thin Disk Laser and Beam Quality Diagnosis

Zhou Shouhuan^{1,2} Feng Guoying¹

(¹ College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064, China)
² North China Research Institute of Electro-Optics, Beijing 100015, China)

Abstract Based on self-recurrence method and Fresnel-Kirchhoff diffraction formula, we have studied eigen modes and their beam quality factor M^2 in the large-aperture high-power thin disk laser with gain distribution, aperture stop and tilt mirror, etc. By using eigenvector method. The large-aperture thin disk kilowatt laser system and fiber-scan measurement device is developed. The output characteristics of large-aperture thin disk laser have been studied both experimentally and theoretically. The results show that large-aperture high-power plano-concave resonator contains many eigen modes, has high misalignment tolerance, can obtain high-power laser output; the output power is quadratic function of the mirror tilt angle; the misalignment tolerance decreases as the aperture stop diameter decreases. The misalignment may bring forth new mode competition. M^2 decreases as the tilt angle increases. The results obtained will be useful for the design of the high-power laser system.

Key words laser technique; high-power thin disk laser; misalignment resonator; eigenvector; laser beam quality

OCIS codes 140.3580; 140.3480; 140.3295

1 引言

激光介质采用薄片结构能有效去除增益介质的热沉积, 在获得高功率激光输出的同时, 保持高效率 and 相对较高的光束质量^[1~5]。在高功率激光系统

中, 介质中的增益分布、腔镜的失调以及系统中光阑的口径等因素将引起输出功率和模场的变化^[6~9]。但这类谐振腔的模场通常没有解析结果, 而必须采用各种数值模拟方法去求解^[10,11], 如 Fox-Li 法^[12]、

收稿日期: 2011-07-20; 收到修改稿日期: 2011-07-30

基金项目: 国家自然科学基金(60890200, 10976017, 10876022)和固体激光技术国家级重点实验室基金资助课题。

作者简介: 周寿桓(1937—), 男, 中国工程院院士, 光电子学与激光技术专家。1964年起主要从事全固态激光、高光束质量激光、高亮度激光和非线性频率变换等领域的研究。20世纪70年代初提出激光二极管抽运固体激光器的技术设想, 是我国最早开展激光二极管抽运固体激光器研究的科学家之一。E-mail: zshuan@yahoo.com.cn

* 通信联系人。E-mail: guoying_feng@yahoo.com.cn

Prony 法^[13]、快速傅里叶变换法(FFT)^[14]、有限元法(FEM)和特征向量法^[15,16]等。本文针对大口径高功率薄片 Nd:YAG 平凹腔激光器,采用特征向量法,可直接获得增益分布、失调和口径效应并存时各个模式的模场分布,进而可获得输出模场的光束质量和各模式的功率成分等。建立了大口径高功率平凹腔薄片 Nd:YAG 激光器实验装置,采用光纤扫描法对激光器高功率输出模场进行了精确测量,验证了理论分析的正确性。

2 模式分析

对于大口径高功率薄片平凹腔,为便于计算,可以认为光腔内的介质增益等效于紧贴在一腔镜内侧的片状增益介质,系统中光阑位于腔镜上,腔构型如图 1 所示。

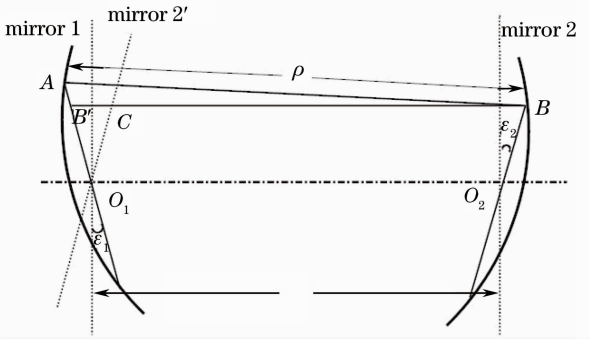


图 1 谐振腔构型示意图

Fig. 1 Schematic diagram of resonator's configuration

图 1 中,镜 1 和镜 2 的曲率半径分别为 R_1 和 R_2 。设两镜的中心位置保持不变,之间的距离为 L ,镜 1 失调角为 ϵ'_1 ,镜 2 失调角为 ϵ'_2 。镜 1 上 A 点到镜 2 上 B 点的距离为 ρ ,A 点到腔镜中心的距离为 r_1 ,B 点到腔镜中心的距离为 r_2 ,过 B 作一水平线交镜 1 于 B' 点,交镜 2(假设镜 2 平移至中心与镜 1 重合)于 C 点,设 $B'O_1$ 为 a , $B'C$ 为 b ,则 $CO_1 = r_2$,以逆时针旋转为正。可求得腔镜失调后分别分布在两个镜面上任意两点 A 和 B 之间的距离 ρ :

$$\rho^2 = (r_1 - a)^2 + (L + b)^2 - 2(r_1 - a)(L + b)\cos\left(\frac{\pi}{2} + \epsilon'_1\right), \quad (1)$$

式中

$$a = \frac{\cos \epsilon'_2}{\cos \epsilon'_1} r_2, \quad b = \frac{\sin(\epsilon'_1 + \epsilon'_2)}{\cos \epsilon'_1} r_2, \quad (2)$$

$$L = \sqrt{R_1^2 - r_1^2} + \sqrt{R_2^2 - r_2^2} + l - R_1 - R_2. \quad (3)$$

设镜 1 上的光场分布为 U_1 ,经过腔内一次渡越后,得到镜 2 上的光场分布 U_2 ,由菲涅耳-基尔霍夫

衍射积分方程有

$$U_2 = \frac{ik}{4\pi} \iint_{S_1} U_1 \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} (1 + \cos \alpha) ds, \quad (4)$$

式中 S_1 是镜 1 上的积分区域;

$\rho = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2 + L^2}$ 是两镜上的两点间的距离,这里 $(x_m, y_m), (x_n, y_n)$ 是进行腔镜网格划分后分布在两个镜面上两个单元中心的位置坐标。同理, U_2 返回到镜 1 有

$$U'_1 = \frac{ik}{4\pi} \iint_{S_2} U_2 \frac{\exp(-ik\rho)}{\rho} (1 + \cos \alpha) ds. \quad (5)$$

为便于分析,设薄片增益介质和孔径光阑紧贴镜 1,有

$$U''_1 = G(x, y) T(x, y) U'_1, \quad (6)$$

式中 $G(x, y)$ 是薄片增益介质可提供的增益分布, $T(x, y)$ 是孔径光阑透射率函数。

将镜 1 和镜 2 作有限元处理,分为 g 个单元,光场从镜 1 出发,经过一个往返传播后,在镜 1 上所形成的光场可表示为

$$U''_1 = \mathbf{A}_G \mathbf{A}_{21} \mathbf{A}_{12} U_1 = \mathbf{A} U_1, \quad (7)$$

这里 \mathbf{A} 为往返一周的传输矩阵,它与增益分布、孔径光阑、谐振腔几何参数和腔镜失调都有关。特征向量法可获得矩阵 \mathbf{A} 的特征值 γ 及其所对应的特征向量。特征向量给出了在特定边界条件下能够稳定自再现振荡的模式。对大口径平凹稳定腔,考虑到前 h 个模式共同起振,它们共同消耗增益介质中的反转粒子数。设各个模式为非相干叠加,所占的功率比为 c_1, c_2, \dots, c_h ,则总光场强度分布为

$$I_{\text{total}} = \sum_{m=1}^h |c_m \times U_m|^2, \quad (8)$$

在谐振腔内往返一周后光场变为

$$I_{\text{out}} = \sum_{m=1}^h |\gamma_m \times c_m \times U_m|^2. \quad (9)$$

对于多模式同时起振,由于各个模式共同利用激光增益介质中的反转粒子数,各个模式间存在相互竞争,又由于增益饱和等非线性因素,将造成模式间的散射。因此,可利用 FFT 等方法计算出腔内稳定存在的模场,再进行模式分解,得到一组 $c_1 \sim c_h$ 的组合,利用特征向量及对应的特征值,很容易判断谐振腔内各模式的模场分布特点及腔的模式鉴别能力。通过优化设计抽运结构、腔参数和光阑等参数,可实现模场的有效控制。

3 腔内模式计算结果

为演示模场分析过程,对于图 1 所示的谐振腔,

设薄片紧贴腔镜1,腔镜1的曲率半径为10 m,腔镜2的曲率半径为5 m,腔长为1 m,两镜横向尺寸 $D=1$ cm。设介质的增益 $G=2.7$ 。根据特征向量法计算可得空腔、有源腔和失调腔的前6阶模式光强分布如图2所示(为便于比较,仅给出一个方向的结果)。表1给出了前6阶模式相对于第一阶模式的本征值大小。图3给出了第1~6阶模式的光束质量因子 M^2 。图2(a)为空腔中前6阶模式的振幅分布。第1阶模式接近高斯分布,对应 TEM_0 模;第2阶模式中心处光强有一个凹陷,对应 TEM_1 模;第3阶模式光强分布有两个凹陷,对应 TEM_2 模。直接计算的结果与厄米-高斯和拉盖尔-高斯分布存在一定的差异,其原因是厄米-高斯和拉盖尔-高斯模场是基于共焦腔、腔镜尺寸无限大等条件理

论推导得到的结果;而本文计算的模场分布是基于有限元法,综合考虑实际系统中限模光阑几何尺寸、介质中的增益分布、衍射损耗和边界条件等直接求解的模场,各个模式间也是正交的;若设定大口径圆形两镜空腔,可退化到拉盖尔-高斯分布;若设定大口径矩形两镜空腔,可退化到厄米-高斯分布。当激光腔的物理条件发生改变时,各个模式的分布以及相应的本征值也会发生改变。实际激光系统中,激光介质的增益分布对应于抽运光分布,当采用激光二极管(LD)端面抽运时,增益分布可近似为高斯分布:

$$G(x, y) = G_0 \exp\left[-\left(\frac{x-x_0}{\omega_{Gx}}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{y-y_0}{\omega_{Gy}}\right)^2\right], \quad (10)$$

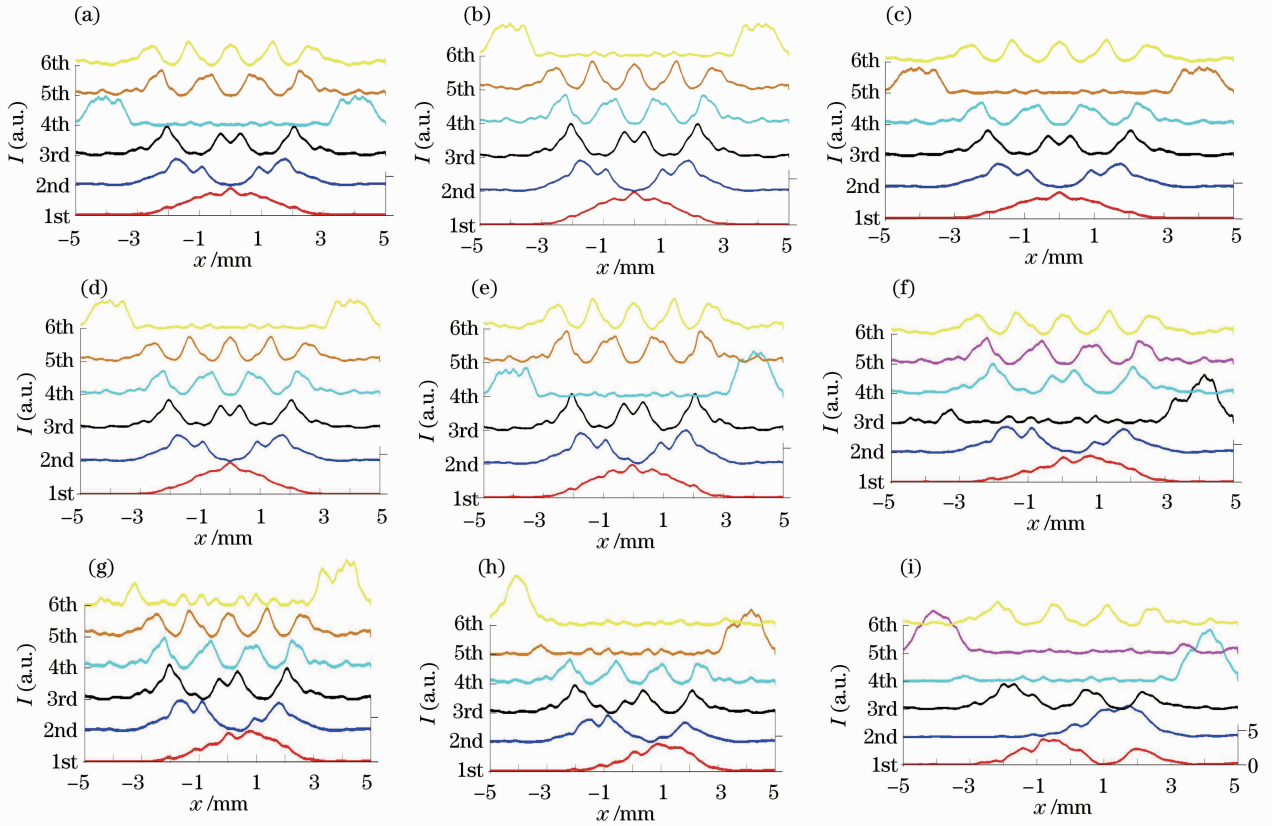


图2 计算所得的谐振腔内的第1~6阶模式光强分布。(a)空腔;(b)有源腔($G_0=2.7, \omega_G=D/4, x_0=0$);(c)有源腔($G_0=2.7, \omega_G=D/8, x_0=0$);(d)有源腔($G_0=7.8, \omega_G=D/8, x_0=0$);(e)有源腔($G_0=2.7, \omega_G=D/8, x_0=D/4$);(f)有源腔($G_0=2.7, \omega_G=D/8, x_0=D/2$);(g)失调腔($\epsilon_2=2 \mu\text{rad}$);(h)失调腔($\epsilon_2=4 \mu\text{rad}$);(i)失调腔($\epsilon_2=8 \mu\text{rad}$)

Fig.2 Calculated intensity distributions of 1st~6th modes emerging from different resonators. (a) Cavity; (b) active resonator ($G_0=2.7, \omega_G=D/4, x_0=0$); (c) active resonator ($G_0=2.7, \omega_G=D/8, x_0=0$); (d) active resonator ($G_0=7.8, \omega_G=D/8, x_0=0$); (e) active resonator ($G_0=2.7, \omega_G=D/8, x_0=D/4$); (f) active resonator ($G_0=2.7, \omega_G=D/8, x_0=D/2$); (g) misaligned resonator ($\epsilon_2=2 \mu\text{rad}$); (h) misaligned resonator ($\epsilon_2=4 \mu\text{rad}$); (i) misaligned resonator ($\epsilon_2=8 \mu\text{rad}$)

式中 G_0 为介质中的最大增益, $\omega_{\alpha,y}$ 为增益宽度, (x_0, y_0) 为最大增益位置。图 2(b) 给出了有源腔 ($G_0 = 2.7, \omega_G = D/4, x_0 = 0$) 前 6 阶模式横向光强分布。对比图 2(a) 和 (b) 可以发现, 增益分布影响了模式的特征值, 对模式的横向光强相对分布影响不大。对比表 1 中第 1 和第 2 列数据可见, 高斯增益分布使得腔的模式鉴别力增强, 空腔第 5 阶模的本征值由于高斯增益分布的影响变大了, 空腔第 5 阶模在增益腔中优于第四阶模起振。图 2(c) 给出了有源腔增益宽度相对于图 2(b) 减半后 ($G_0 = 2.7, \omega_G = D/8, x_0 = 0$) 前 6 阶模式横向光强分布。由表 1 的第 2 和第 3 行数据可见, 增益宽度减小增大

了第 1 阶模与第 2 和第 3 阶模的鉴别力。图 2(d) 是有源腔增益增加时的前 6 阶模式光强分布, 对比表 1 的数据可见, 增益加大使得模式的鉴别力增强。图 2(e) 对应了有源腔抽运中心偏离介质中心时的模式光强分布, 可见, 不对称抽运对模式的分布影响不大, 但可改变模式的特征值, 减小低阶模的本征值。当抽运中心进一步偏离时, 由图 2(f) 可见模式出现畸变, 还出现不对称分布。图 2(g)~(i) 是失调腔的模式光强分布, 失调引起模式的不对称分布, 也改变了模式的特征值, 由图 2(i) 可见 TEM_1 的本征值高于 TEM_0 , 这与实际激光器失调时可出现高阶模优于基模起振的事实相符。

表 1 1 st~6 th 阶模式本征值的模

Table 1 Absolute value of eigen values of 1 st~6 th modes

$ \gamma_n / \gamma_1 $	1 st mode	2 nd mode	3 rd mode	4 th mode	5 th mode	6 th mode
Fig. 2(a)-cavity	1	0.984	0.962	0.959	0.941	0.925
Fig. 2(b)-active resonator ($W_G = D/4, G_0 = 2.7, x_0 = 0$)	1	0.967	0.945	0.922	0.905	0.894
Fig. 2(c)-active resonator ($W_G = D/8, G_0 = 2.7, x_0 = 0$)	1	0.952	0.939	0.917	0.906	0.901
Fig. 2(d)-active resonator ($W_G = D/8, G_0 = 7.4, x_0 = 0$)	1	0.920	0.914	0.892	0.875	0.854
Fig. 2(e)-active resonator ($W_G = D/8, G_0 = 7.4, x_0 = D/4$)	1	1.00	0.975	0.960	0.952	0.935
Fig. 2(f)-active resonator ($W_G = D/8, G_0 = 7.4, x_0 = D/2$)	1	0.986	0.967	0.965	0.944	0.929
Fig. 2(g)-misaligned resonator ($\epsilon_2 = 2 \mu\text{rad}$)	1	0.986	0.964	0.942	0.926	0.920
Fig. 2(h)-misaligned resonator ($\epsilon_2 = 4 \mu\text{rad}$)	1	0.992	0.969	0.945	0.944	0.937
Fig. 2(i)-misaligned resonator ($\epsilon_2 = 8 \mu\text{rad}$)	1	0.999	0.983	0.956	0.954	0.951

图 3 给出了各阶模的光束质量因子 M^2 。在空腔情况下, 低阶模的光束质量优于高阶模的光束质量, 低阶模的本征值大于高阶模的本征值, 低阶模优于高阶模起振。当考虑到激光介质上的增益分布和谐振腔失调后, 情况变得复杂起来了, 模场分布偏离激光主轴方向, 并且随着失调角的增加偏移量越大; 高阶模存在模式竞争, 各阶模式的特征值模值 $|\gamma|$ 因失调而发生变化, 高阶模的阶次也会随之发生改变。

图 4 给出了考虑增益分布的激光系统小孔光阑减小时的第一阶模式的光强分布情况。当孔径较大时, 第一阶模式光强出现振荡分布, 当光阑孔径减小到原来的 5/8 时, 振荡幅度减小, 当光阑孔径减小到原来的一半时, 第一阶模式接近高斯分布。由表 2

给出了孔径光阑减小时的前 6 阶模式的光束质量因子 M^2 , 可见, 当孔径较大时, 即使是仅有第一阶模起振, 光束质量还是较差; 只有减小孔径才能获得近基模输出。但若孔径太小, 将导致各阶模式损耗很大不能起振, 光束质量也将变差。在空腔情况下, 低阶模的光束质量优于高阶模的光束质量, 低阶模的本征值大于高阶模的本征值。当考虑到激光介质上的增益分布和谐振腔失调后, 情况变得复杂起来了, 模场分布偏离激光主轴方向, 并且随着失调角的增加偏移量越大; 高阶模存在模式竞争, 各阶模式的特征值模值 $|\gamma|$ 因失调而发生变化, 高阶模的阶次也会随着发生改变。

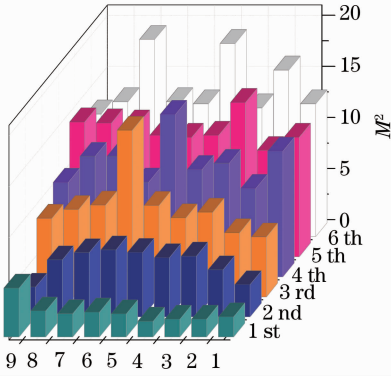


图3 不同腔型输出的第1~6阶模式的光束质量因子 M^2 比较。1:图 2(a)空腔; 2: 图 2(b)有源腔($W_G = D/4$, $G=2.7$, $x_0=0$); 3:图 2(c)有源腔($W_G = D/8$, $G=2.7$, $x_0=0$); 4:图 2(d)有源腔($W_G = D/8$, $G_0=7.4$, $x_0=0$); 5:图 2(e)有源腔($W_G = D/8$, $G_0=7.4$, $x_0 = D/4$); 6: 图 2(f)有源腔($W_G = D/8$, $G_0=7.4$, $x_0 = D/2$); 7:图 2(g)失调腔, $\epsilon_2 = 2 \mu\text{rad}$; 8: 图 2(h)失调腔, $\epsilon_2 = 4 \mu\text{rad}$; 9: 图 2(i)失调腔, $\epsilon_2 = 8 \mu\text{rad}$

Fig. 3 Comparison of beam quality factors M^2 of 1st~6th modes emerging from different resonator. 1: Fig. 2(a) cavity; 2: Fig. 2 (b) active resonator ($W_G = D/4$, $G=2.7$, $x_0 = 0$); 3: Fig. 2 (c) active resonator ($W_G = D/8$, $G=2.7$, $x_0=0$); 4: Fig. 2(d) active resonator ($W_G = D/8$, $G_0=7.4$, $x_0=0$); 5: Fig. 2(e) active resonator ($W_G = D/8$, $G_0=7.4$, $x_0 = D/4$); 6: Fig. 2(f) active resonator ($W_G = D/8$, $G_0=7.4$, $x_0 = D/2$); 7: Fig. 2 (g) misaligned resonator, $\epsilon_2 = 2 \mu\text{rad}$; 8: Fig. 2 (h) misaligned resonator, $\epsilon_2 = 4 \mu\text{rad}$; 9: Fig. 2 (i) misaligned resonator, $\epsilon_2 = 8 \mu\text{rad}$

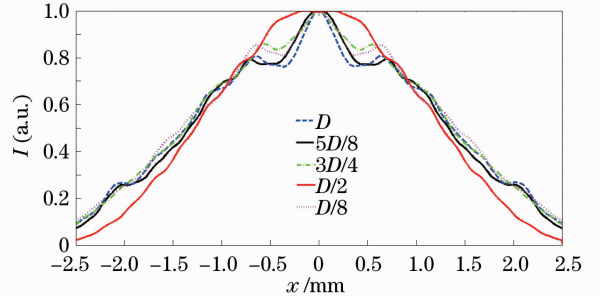


图4 不同孔径光阑下第一阶模式光强分布
Fig. 4 Intensity distribution of 1st mode under different-aperture stops

表2 不同光阑口径下第1~6阶模式的 M^2
Table 2 M^2 of 1st~6th modes under different-aperture stops

M^2	1 st mode	2 nd mode	3 rd mode	4 th mode	5 th mode	6 th mode
D	1.75	4.61	6.27	8.66	10.4	16.3
$7D/8$	1.51	4.81	6.73	9.16	10.3	13.4
$3D/4$	1.28	3.48	5.54	7.97	10.7	13.7
$D/2$	1.14	3.35	5.03	7.00	8.23	10.3
$D/8$	1.59	5.2	8.44	16.2	14.2	15.7

4 千瓦级高功率薄片激光器实验研究

千瓦级高功率薄片激光器稳定腔由平面镜 S_1 和凹面镜 S_2 构成,其曲率半径分别为 $\rho_1 = \infty$ 和 $\rho_2 = 5 \text{ m}$,镜 S_1 对 1064 nm 波长的激光透射率为 7% ,镜 S_2 为全反镜。激光增益介质是 Nd:YAG 薄片,掺杂原子数分数为 1% 。采用 808 nm 的 LD 阵列面抽运薄片激光介质。图 5(a)为热致退偏测量实验方法。探测光经过透镜 1 和透镜 2 进行准直放大。根据薄片激光器的实际空间结构,采用斜入射的方

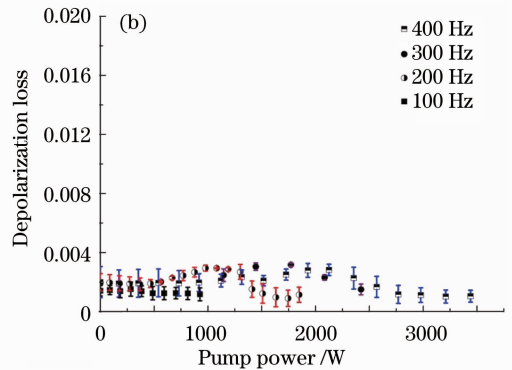
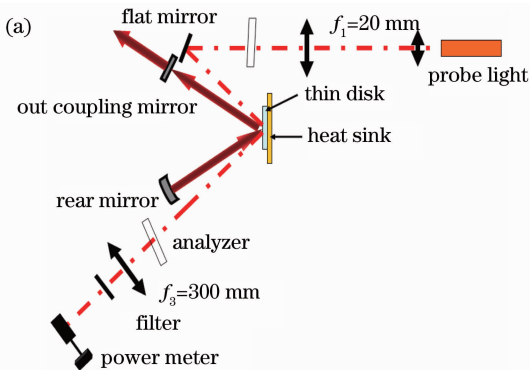


图5 薄片介质热致应力双折射退偏损耗的测量方法(a)和测量结果(b)

Fig. 5 (a) Measurement method and (b) measured results of depolarization losses due to thermal-gradient-induced stress birefringence in thin disk

式,入射角约 30° 。由于探测光横向面积比较大 ($\phi 40\text{ mm}$),而功率计的有效探测口径比较小(约 $5\text{ mm}\times 8\text{ mm}$),采用透镜 3 将探测光聚焦。起偏器和检偏器采用的偏正方向是交叉交叉的方法。退偏损耗测量结果如图 5(b)所示,可见,薄片激光器在数千瓦功率抽运下退偏损耗在 0.4% 以下。

图 6 为谐振腔内加上不同口径光阑后的失调功率曲线。当口径较小时,高阶模的损耗大,不能参与起振,仅有达到阈值的低阶模起振,激光器输出功率小,失调容限小;而当采用较大口径时,激光器总的输出功率大,失调容限也明显增大。

针对于大口径高功率激光,开发了光纤扫描式激光光斑测量仪。相对于 CCD 测量方法,该装置的优势在于:使用石英光纤探头直接对高能/高功率光斑进行测量避免了高功率激光衰减过程中引入的额外波像差;实际测量中可设定探测器不同的曝光系数,具有大的动态范围;采用光纤作探头可获得很高的空间分辨率;采用高精度三维扫描头可测量大空

间范围光场的光强分布。

根据 ISO 11146 标准,测量了激光器输出激光光束质量因子 M^2 随腔镜倾斜角变化的曲线如图 7(c)所示。在大口径的谐振腔中,由于许多高阶的模式形成振荡导致光束质量因子 M^2 很大。当倾斜腔镜时,高阶模式损耗增大而不能形成振荡,使得光束质量有所提升, M^2 因子变小。

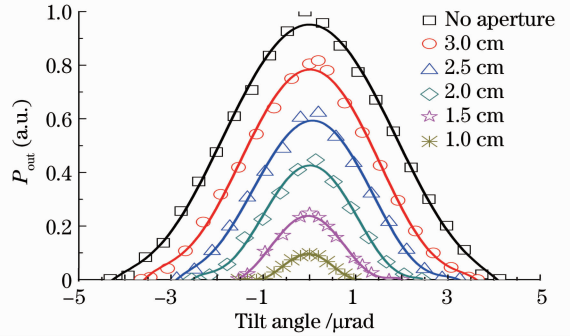


图 6 在谐振腔中加入光阑后的失调功率曲线
Fig. 6 Output laser power versus resonator mirror tilt under different-aperture stops

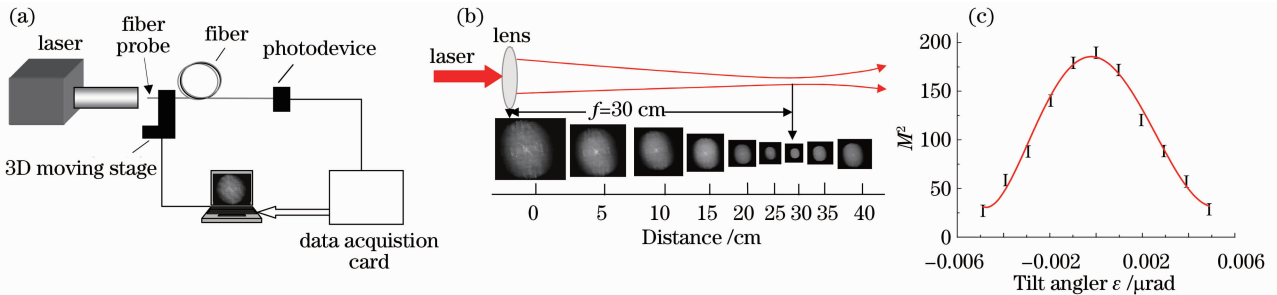


图 7 (a) 光纤扫描测量装置; (b) 高功率激光光斑测量结果; (c) 光束质量因子 M^2 随失调角的变化曲线
Fig. 7 (a) Schematic diagram of fiber-scan measurement device; (b) measured intensity distributions of high-power laser at different distances; (c) M^2 versus resonator mirror tilt

5 结 论

研究了大口径高功率薄片激光器平凹腔的模式特性。根据矩阵光学和衍射积分方程理论,得到了腔内各个模式的模场分布及相应的光束质量因子 M^2 。比较了增益分布、增益大小、腔内限模光阑孔径、腔镜失调等对腔内本征模式分布及本征值的影响。建立了千瓦级薄片激光器实验装置和光纤扫描光斑测量装置,实测了输出激光光束质量。结果表明,大口径高功率薄片激光器平凹腔可容纳大量模式,失调功率容限大,各个模式间存在竞争;激光介质中的增益分布、增益大小,腔镜失调和限模光阑等将影响模式的分布和模式的竞争;失调输出功率和失调角度之间成二次函数关系;输出功率随光阑口径的减小而减小;失调光束质量因子 M^2 随失调角

度的增加而减小。

参 考 文 献

- 1 C. Stewen, K. Contag, M. Larionov *et al.*. A 1-kW CW thin disc laser[J]. *IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron.*, 2000, **6**(4): 650~657
- 2 Peng Shi, Daijun Li, Hengli Zhang *et al.*. An 110 W Nd:YVO₄ slab laser with high beam quality output[J]. *Opt. Commun.*, 2004, **229**(1-6): 349~354
- 3 A. Giesen, J. Speiser. Fifteen years of work on thin-disk lasers: results and scaling laws[J]. *IEEE J. Sel. Topics in Quantum Electron.*, 2007, **13**(3): 598~609
- 4 Chitang Chen, Hungming Taia, Tungying Wua. Misalignment estimation for double-sided lenticular lens films based on low-dimensional signal analysis[C]. *SPIE*, 2009, **7443**: 74431B
- 5 C. Krankel, R. Peters, K. Petermann *et al.*. Efficient continuous-wave thin disk laser operation of Yb:Ca₄YO(BO₃)₃ in E||Z and E||X orientations with 26 W output power[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2009, **26**(7): 1310~1314

- 6 Zhou Shouhuan, Zhao Hong, Tang Xiaojun. High average power diode pumped solid-state laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1605~1618
周寿桓, 赵 鸿, 唐晓军. 高平均功率全固态激光器[J]. 中国激光, 2009, **36**(7): 1605~1618
- 7 Feng Guoying, Zhou Shouhuan. Discussion of comprehensive evaluation on laser beam quality [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1643~1653
冯国英, 周寿桓. 激光光束质量综合评价的探讨[J]. 中国激光, 2009, **36**(7): 1643~1653
- 8 Deng Guoliang, Feng Guoying, Li Wei *et al.*. Experimental study of beam quality factor M^2 matrix for non-circular symmetry beam [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(8): 2014~2018
邓国亮, 冯国英, 李 玮 等. 非圆对称光束 M^2 因子矩阵的实验研究[J]. 中国激光, 2009, **36**(8): 2014~2018
- 9 I. Iparraguirre, T. del Rio-Gaztelurrutia. Analytical solutions for laser modes in misaligned resonators [J]. *Opt. Commun.*, 2011, **284**(1): 418~422
- 10 Lü Baida, Feng Guoying, Cai Bangwei. Axis-asymmetric resonator analysis using an iterative computing method of complex rays [J]. *Acta Optica Sinica*, 1994, **14**(9): 984~987
吕百达, 冯国英, 蔡邦维. 分析非轴对称腔的复光线数值迭代法 [J]. 光学学报, 1994, **14**(9): 984~987
- 11 Feng Guoying, Lü Baida. Analysis of axis-asymmetric resonator characteristics using the method of moving reference plane [J]. *J. Sichuan University Natural Science Edition*, 1994, **31**: 78~81
冯国英, 吕百达. 使用参考面移动法分析非轴对称腔的特性 [J]. 四川大学学报, 1994, **31**: 78~81
- 12 A. G. Fox, T. Li. Resonant modes in a maser interferometer [J]. *Bell Syst. Tech. J.*, 1961, **40**: 453~488
- 13 A. E. Siegman, H. Y. Miller. Unstable optical resonator loss calculations using the prony method [J]. *Appl. Opt.*, 1970, **9**(12): 2729~2736
- 14 E. A. Sziklas, A. Siegman. Mode calculations in unstable resonators with flowing saturable gain. 2: fast Fourier transform method [J]. *Appl. Opt.*, 1975, **14**(8): 1874~1889
- 15 C. Vassallo. 1993 ~ 1995 optical mode solvers [J]. *Opt. Quantum Electron.*, 1997, **29**(2): 95~114
- 16 Feng Chen, Feng Guoying, Huang Yu *et al.*. Misalignment analysis of an active resonator using eigenvector method [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2009, **21**(7): 982~986
冯 琛, 冯国英, 黄 宇 等. 利用特征向量法分析有源失调腔的 2 维模场 [J]. 强激光与粒子束, 2009, **21**(7): 982~986