

# 大芯径 Yb:YAG 晶体波导近衍射极限激光输出的 计算和实验验证

薛凯<sup>1</sup>, 胡星<sup>1</sup>, 程德江<sup>1</sup>, 朱占达<sup>1,2,3</sup>, 雷旬<sup>1,2,3\*\*</sup>, 惠勇凌<sup>1,2,3</sup>, 李强<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup>北京工业大学激光工程研究院, 北京 100124;

<sup>2</sup>教育部跨尺度激光制造技术重点实验室, 北京 100124;

<sup>3</sup>北京激光技术工程研究中心, 北京 100124

**摘要** 对具有高光束质量输出的晶体波导激光器的芯径增大方法进行了理论计算和实验验证。通过模拟计算各个导模的相对增益,在考虑模式竞争的情况下,采用 Yb 原子数分数为 1.0% 的 Yb:YAG 作为芯层材料,Er 原子数分数为 0.5% 的 Er:YAG 作为内包层材料,芯层的基模截止厚度可以达到 360  $\mu\text{m}$ ,相当于传统计算方法的两倍。采用扩散键合技术,制备了芯层尺寸为 400  $\mu\text{m}$ ×320  $\mu\text{m}$ ×77 mm 的晶体波导,并搭建了波导激光器,得到了最大输出功率为 31 W,光-光转换效率为 55.3%,光束质量为 1.2×1.05 的近衍射极限激光输出。实验结果证实了利用模式竞争计算晶体波导基模芯径的可靠性。

**关键词** 激光器; 全固态激光器; 二极管泵浦源; 晶体波导; 模式竞争; 近衍射极限输出

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1914002

## Calculation and Experimental Verification of Large Core Size Yb:YAG Crystalline Waveguide with Near-Diffraction-Limited Laser Output

Xue Kai<sup>1</sup>, Hu Xing<sup>1</sup>, Cheng Dejiang<sup>1</sup>, Zhu Zhanda<sup>1,2,3</sup>, Lei Hong<sup>1,2,3\*\*</sup>,  
Hui Yongling<sup>1,2,3</sup>, Li Qiang<sup>1,2,3\*</sup>

<sup>1</sup>Institute of Laser Engineering, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China;

<sup>2</sup>Key Laboratory of Trans-Scale Laser Manufacturing Technology, Ministry of Education,  
Beijing 100124, China;

<sup>3</sup>Beijing Engineering Research Center of Laser Technology, Beijing 100124, China

**Abstract** The method to increase the core diameter of a crystal waveguide laser with high beam quality is theoretically investigated and experimentally verified. Through the simulation calculation of the relative gain of each guiding mode and considering the mode competition, the fundamental mode cut-off thickness of the core layer can reach 360  $\mu\text{m}$ , twice of that by the traditional calculation method, when 1.0% Yb:YAG is used as the core material and 0.5% Er:YAG is used as the inner cladding material. A crystal waveguide with a core size of 400  $\mu\text{m}$ ×320  $\mu\text{m}$ ×77 mm is fabricated by diffusion bonding, and a waveguide laser is constructed. The maximum output power of this waveguide laser is 31 W, the conversion efficiency from light to light is 55.3%, and the near-diffraction-limited laser output with beam quality of 1.2×1.05 is obtained. The experimental results show that it is reliable to calculate the core diameter of the fundamental mode of a crystal waveguide by mode competition.

**Key words** lasers; solid-state laser; diode pumped source; crystal waveguide; mode competition; near-diffraction-limited output

**OCIS codes** 140.3480; 140.3570; 140.3615

收稿日期: 2020-04-07; 修回日期: 2020-06-08; 录用日期: 2020-06-23

基金项目: 国家自然科学基金(61378023)、北京市自然科学基金(KZ201610005006)

\* E-mail: ncltlq@bjut.edu.cn; \*\* E-mail: leihong@bjut.edu.cn

# 1 引 言

与石英玻璃光纤激光器相比,晶体波导激光器具有较高的热导率和较高的非线性阈值<sup>[1-3]</sup>,因此在保证高光束质量输出的情况下,晶体波导激光器能实现高功率输出。晶体波导长度有限,为了实现高功率输出,在保证基横模输出的基础上需扩大芯层整体尺寸,但基模截止条件的存在使得这两点难以同时得到满足<sup>[4-5]</sup>。按照传统计算方法,要得到基模激光输出,则波导芯层厚度上限  $d_{\max}$  需满足  $d_{\max} \leq 0.7\lambda/NA$ <sup>[6]</sup>,其中  $\lambda$  为激光波长,  $NA$  为晶体波导的数值孔径。可以看出,当芯层厚度过大时,将无法保证基模激光输出,进而引起光束质量退化。例如,当内包层材料为未掺杂的 YAG(钇铝石榴石)时,采用小于  $60 \mu\text{m}$  的波导芯层厚度可以得到近衍射极限的激光输出<sup>[7-9]</sup>。但是采用相似的材料时,如果芯层厚度为  $300 \mu\text{m}$  或  $500 \mu\text{m}$ ,则不符合基模截止条件,光束质量会急剧下降<sup>[10-11]</sup>。因此,为了得到高功率和高光束质量的激光输出,必须在增大芯层整体尺寸的同时,抑制高阶模的产生。

课题组之前根据功率约束因子理论,设计了一种晶体方波导,并且通过实验验证了它的可靠性<sup>[12]</sup>。为了更深入地了解模式竞争的选模作用,本文通过模拟计算相对增益,对不同条件下芯层的基模截止厚度进行了计算。探讨了腔内激光强度、波导的数值孔径以及激光波长对模式竞争下选模特性的影响。当采用 Yb 原子数分数为 1.0% 的 Yb:YAG 作为芯层材料,Er 原子数分数为 0.5% 的 Er:YAG 作为内包层材料,且腔内激光强度达到饱和和光强时,波导芯层厚度可增加到  $360 \mu\text{m}$ ,并实现了基模输出。实验制备了芯层横截面尺寸为  $320 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$  的晶体方波导,并搭建了晶体波导激光器,得到了光束质量为  $1.2 \times 1.05$  的近衍射极限输出。实验结果证明了利用模式竞争计算基模晶体波导激光器芯径的可靠性。相比于功率约束因子方法,利用相对增益方法确定芯层尺寸上限更具

有普遍适用性。

# 2 基本原理

相对增益是指波导芯层高阶模增益与基模增益的比。在模式的竞争中,相对增益小于 1 时,高阶模被抑制而无法起振。通过对晶体波导的结构参数进行设计,使基模的增益超过其他高阶模,从而获得竞争优势,进而得到高光束质量的输出。

每个模式的增益可以用反转粒子数密度及其模式的空间分布函数<sup>[13]</sup>表示为

$$G_p = 2\sigma l \iiint \Delta N(x, y, z) \phi_p(x, y, z) dV, \quad (1)$$

式中:  $\sigma$  为增益介质的受激发射截面;  $l$  为增益介质的长度;  $(x, y, z)$  为位置坐标;  $\Delta N(x, y, z)$  为反转粒子数密度;  $\phi_p(x, y, z)$  为各个模式的空间分布函数;  $dV$  为体积微元。

为了分析不同模式的增益,首先需要获得各个模式的空间分布。根据马卡梯里近似法<sup>[14]</sup>,方波导的芯层可以等效为在  $x$  和  $y$  方向上分别无限延伸的波导,即可以将它看作是两个相互正交的平面波导的组合。方波导的导模分布可以写为:  $\phi_p(x, y) = \phi_x(x) \times \phi_y(y)$ 。方波导的横截面示意图如图 1 所示。

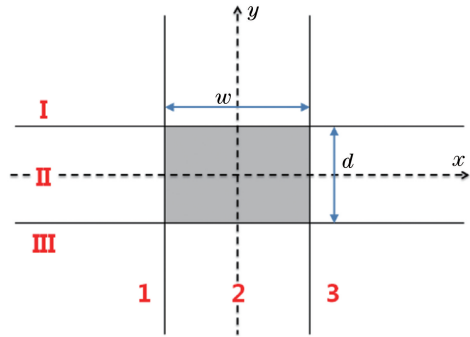


图 1 方波导的横截面示意图

Fig. 1 Cross-sectional diagram of rectangular waveguide

在  $x$  方向上,导模在芯层中呈余弦函数规律变化,在内包层中则呈指数衰减<sup>[15]</sup>。其场分布近似为

$$\varphi(x) = \begin{cases} A \cos(\gamma_1 d + \phi_1) \exp[\gamma_2(x + d)], & -\infty \leq x < -d \\ A \cos(\gamma_1 x - \phi_1), & -d \leq x \leq d \\ A \cos(\gamma_1 d - \phi_1) \exp[-\gamma_2(x - d)], & d < x \leq \infty \end{cases}, \quad (2)$$

式中:  $\varphi(x)$  为场分布;  $A$  为电场分布函数的振幅;  $d$  为波导芯层宽度;  $\phi_1$  为相位因子;  $x$  为  $x$  方向上的

位置坐标;  $\gamma_1$  为芯层中电场的传播常数;  $\gamma_2$  为内包层中电场的衰减常数。对于偶数阶模式,  $\phi_1 = 0$ ; 对

于奇数阶模式,  $\phi_1 = \pi/2$ 。方波导的导模电场分布可以由  $\phi_p(x, y) = \phi_x(x) \times \phi_y(y)$  得出。

其次, 需要获得反转粒子数密度的表达式, 也就

是(1)式中的  $\Delta N(x, y, z)$ 。对于  $\text{Yb}^{3+}$  离子, 其准三能级激光系统的速率方程<sup>[16]</sup>为

$$\frac{d\Delta N(x, y, z)}{dt} = fRd(x, y, z) - \frac{\Delta N(x, y, z) + n_1^0 d(x, y, z)}{\tau} - \frac{fc\tau\Delta N(x, y, z)}{n} \Phi\phi(x, y, z) = 0, \quad (3)$$

式中:  $f = f_1 + f_2$ , 其中  $f_1, f_2$  分别为激光上、下能级的热分布因子;  $R$  为有效泵浦速率;  $d(x, y, z)$  为归一化稀土离子的掺杂浓度;  $t$  为时间;  $n_1^0$  为基态粒子数密度;  $\tau$  为激光上能级寿命;  $c$  为真空中光速;  $n$  为增益介质的折射率;  $\phi(x, y, z)$  为归一化腔内光子分布;  $\Phi = lP_l / (ch\nu_l)$  为腔内的总光子数, 其中  $P_l$  为腔内平均激光强度,  $h$  为普朗克常量,  $\nu_l$  为激光的光子频率。

腔内的总光子数  $\Phi$  和反转粒子数密度  $\Delta N(x, y, z)$  之间的关系为

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{c\sigma}{n} \iiint \Delta N(x, y, z) \Phi\phi(x, y, z) dV - \frac{\Phi}{\tau_q} = 0, \quad (4)$$

式中:  $\tau_q = 2nl / [c(L + T)]$  为腔内光子寿命, 其中  $L$  为腔内全程的总体损耗,  $T$  为输出耦合镜的透过率。将(4)式简化, 可以得到

$$\iiint \Delta N(x, y, z) \phi(x, y, z) dV = \frac{L + T}{2\sigma l}. \quad (5)$$

结合(3)式和(5)式, 得到反转粒子数密度与腔内激光强度和腔内损耗的关系:

$$\Delta N(x, y, z) = \frac{d(x, y, z)(L + T)}{2\sigma l [1 + S\phi(x, y, z)] \left[ \iiint \frac{d(x, y, z)\phi(x, y, z)}{1 + S\phi(x, y, z)} dV \right]} \Delta V, \quad (6)$$

式中:  $S$  是表征腔内激光光强的参数。将(6)式代入(1)式, 可以得到相对增益  $G_{\text{rel}}$  的表达式:

$$G_{\text{rel}} = \frac{G_p}{L + T} = \iiint \frac{d(x, y, z)\phi_p}{[1 + S\phi(x, y, z)] \left[ \iiint \frac{d(x, y, z)\phi(x, y, z)}{1 + S\phi(x, y, z)} dV \right]} dV. \quad (7)$$

由(7)式可以得到包层方波导中某一特定导模在腔内光子分布为  $\phi(x, y, z)$  且激光功率为  $P_l$  条件下的相对增益。可以看出, (7)式中不含有基态粒子数密度  $n_1^0$ , 因此这一推导结果可以适用于四能级和准三能级激光系统<sup>[13]</sup>。

在波导中, 当输出功率很低时, 基模总是优先获得较大的增益。因此在高阶模尚未形成的情况下, 腔内激光模式分布极为接近基模<sup>[12]</sup>。此时, 相对增益的值就代表了特定模式的增益与基模增益的比值。另外, 当激光输出稳定之后, 其输出功率和损耗之和与增益相等, 即在激光器稳定工作之后, 轴向的激光强度分布不再变化<sup>[17]</sup>。

### 3 模拟计算

对各阶模的相对增益进行模拟计算。在计算中, 晶体波导芯层材料为 Yb 原子数分数为 1.0% 的 Yb:YAG 晶体, 其折射率为 1.816032; 内包层材料为 Er 原子数分数为 0.5% 的 Er:YAG 晶体, 其折

射率为 1.816028<sup>[18]</sup>。为了得到芯层尺寸上限, 模拟计算了六个最低阶横模的相对增益。图 2 和图 3 分别是激光强度  $I$  为 1 倍饱和光强 ( $I_{\text{sat}}$ ) 和 10 倍饱和光强情况下的模拟结果。可以看出, 随着芯层厚度的增加, 高阶模的相对增益逐渐提高, 表明更多高阶模式起振, 从而导致光束质量的退化。还可以看出, 在不同的激光强度下, 一阶横模总是最早超过基模增益的模式, 即在考虑模式竞争问题时, 只要一阶模不起振, 就可以保证输出激光中只含有基横模。根据晶体波导芯层和内包层材料参数, 在饱和光强的情况下, 模拟计算得出, 基模输出的芯层厚度要保持在 360  $\mu\text{m}$  以下, 如图 2 所示。另外, 对比图 2 和图 3 发现, 当激光强度增长到 10 倍饱和光强时, 晶体波导基模输出的芯层厚度上限减小到 200  $\mu\text{m}$ 。这意味着在高功率运行的情况下, 模式竞争效应的选模能力减弱, 光束质量降低。

从基模截止条件可以看出, 波导的数值孔径对于波导的传播特性来说是一个重要的影响因素。在不考虑模式竞争时, 通过减小数值孔径可获得较大

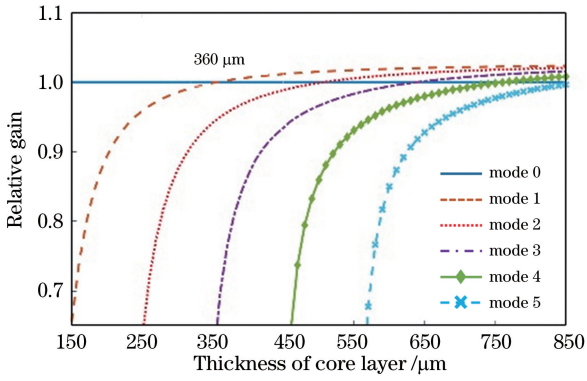


图 2 当  $I = I_{\text{sat}}$  时各阶模式的相对增益随芯层厚度的变化  
Fig. 2 Relative gain of each mode versus thickness of core layer when  $I = I_{\text{sat}}$

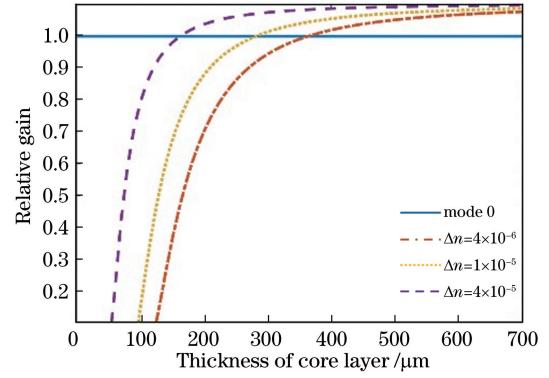


图 4 不同折射率差下的相对增益随芯层厚度的变化  
Fig. 4 Relative gain versus thickness of core layer under different  $\Delta n$

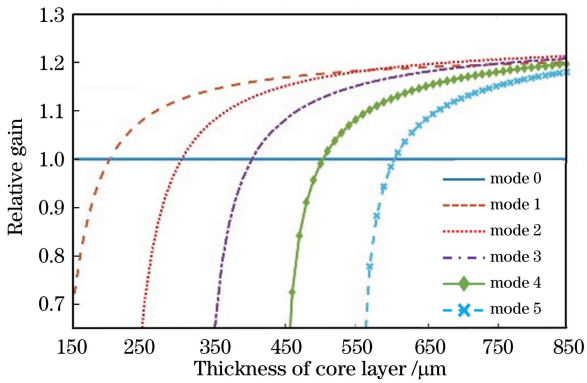


图 3 当  $I = 10I_{\text{sat}}$  时各阶模式的相对增益随芯层厚度的变化  
Fig. 3 Relative gain of each mode versus thickness of core layer when  $I = 10I_{\text{sat}}$

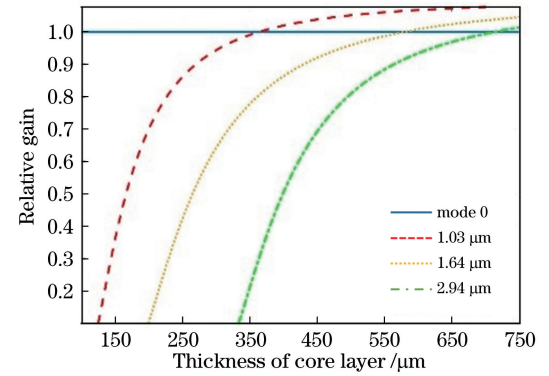


图 5 不同波长下相对增益随芯层尺寸的变化  
Fig. 5 Relative gain versus thickness of core layer under different wavelengths

的芯层尺寸上限。为了探究数值孔径在模式竞争中的作用,模拟计算了芯层材料为 Yb 原子数分数为 1.0% 的 Yb:YAG 晶体。在  $I = I_{\text{sat}}$  的条件下,当芯层材料与内包层材料的折射率差  $\Delta n$  不同时,对应的一阶横模的相对增益如图 4 所示。可以看出,芯层与内包层的折射率差越小,基模输出所允许的芯层尺寸上限就越大。为了增大芯层尺寸,获得更大的增益区体积,并提高输出功率,在选取内包层材料时,尽可能减小数值孔径,使芯层材料与内包层材料的折射率差值尽可能小。

针对波长对相对增益的影响,选择具有代表性的激光波长  $1.03 \mu\text{m}$  (Yb:YAG) 和  $1.64 \mu\text{m}$  及  $2.94 \mu\text{m}$  (Er:YAG) 进行研究。在同样的条件下 ( $\Delta n = 4 \times 10^{-6}$ ,  $I = I_{\text{sat}}$ ),三种波长的一阶横模相对增益的模拟计算结果如图 5 所示。从计算结果可知,激光波长越长,芯层尺寸上限也越大。因此在理论上,具有较大受激发射波长的芯层材料有利于高光束质量输出。

## 4 实验验证

为了验证计算的结果,实验室利用扩散键合技术制备了具有大芯层尺寸的晶体方波导,其结构如图 6 所示。该晶体波导的制备由本课题组完成。其基本工艺流程如下。在表面抛光处理过程中,需要使用研磨机和四轴机对晶体厚度进行减薄和粗抛光处理;当尺寸接近目标尺寸之后使用颗粒直径为  $0.5 \mu\text{m}$  的氧化铝研磨液进行抛光处理,以达到光胶的标准<sup>[19]</sup>,并利用干涉仪和台阶仪检测其表面形和粗糙度。光胶的原理是利用光洁晶体表面的范德瓦耳斯力将两块晶体吸附在一起,这一步骤需要在超净间中进行;首先通过清洗将晶体表面的杂质全部去除,然后将晶体贴紧,用手按压以去除气泡,并静置一段时间。热扩散的目的是使晶体交界处的原子发生转移,在原来的界面处形成新的共价键,使得两块晶体通过原子间作用力牢固结合。这一步需要将晶体放置在真空热压炉,经过缓慢的升温 and 退火过程,完成扩散键合。最后还要对晶体的外部表面

进行加工和镀膜处理。整个过程耗时较长且工艺难度较大。

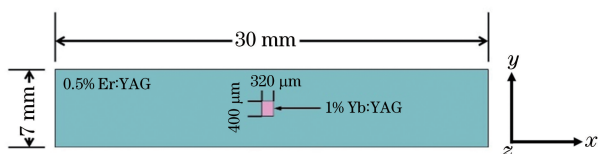


图 6 晶体方波导的结构示意图

Fig. 6 Structural diagram of crystal rectangular waveguide

制备成功的晶体方波导实物及其显微结构图如图 7 所示。芯层材料为 Yb 原子数分数为 1.0% 的 Yb:YAG 晶体,芯层横截面尺寸为  $320\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ 。包层材料为 Er 原子数分数为 0.5% 的 Er:YAG 晶体,横截面尺寸为  $7\ \text{mm} \times 30\ \text{mm}$ 。波导全长为 77 mm。波导晶体纵向两个端面镀有 940 nm 和 1030 nm 波长的增透膜。用制备好的晶体波导作为增益器件,搭建了晶体波导激光器,其结构如图 8 所示。泵浦源为通过光纤(光纤芯径为  $105\ \mu\text{m}$ )耦合的半导体激光二极管,中心波长为 940 nm。L1 和 L2 均为凸透镜,作为扩束准直和聚焦系统,将泵浦光耦合进波导内部,光束的束腰直径

为  $260\ \mu\text{m}$ 。M1 和 M2 是腔镜,两者都非常靠近晶体波导端面,其中 M1 对 940 nm 高透射,对 1030 nm 高反射;M2 为输出耦合镜。用铝箔包裹晶体波导的四个侧面并将其固定在铜热沉上,以确保与热沉的良好接触。使用水冷机对热沉进行冷却处理,温度控制在  $20\ ^\circ\text{C}$ 。分束器使未被完全吸收的 940 nm 泵浦光反射,1030 nm 激光透过,便于输出测量。

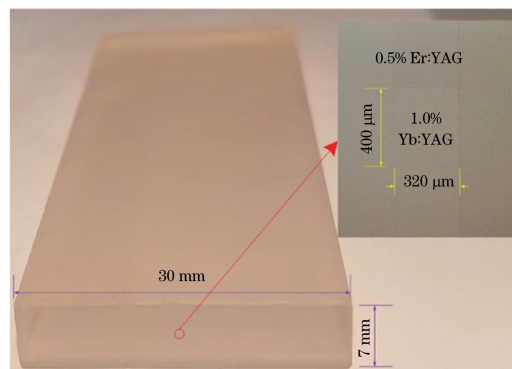


图 7 晶体波导的实物图及芯层显微图

Fig. 7 Photo of crystal waveguide and micrograph of core layer

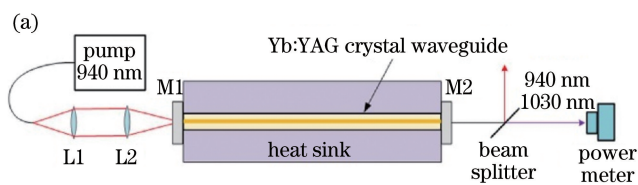


图 8 激光振荡器实验装置。(a)示意图;(b)实物图

Fig. 8 Experiment device of laser oscillator. (a) Schematic; (b) photo

为了优化输出耦合镜参数,获得更高的输出功率,实验中采用了具有不同透射率(30%、40%、50%和 60%)的输出耦合镜。结果显示:透射率为 50% 的耦合镜输出功率最高。透射率为 50% 的耦合镜的输出功率曲线如图 9 所示。

虽然晶体波导的横截面是矩形的,但输出激光的远场光斑几乎是圆形的。使用刀口法测量输出光束的质量,即采用焦距为 130 mm 的凸透镜使输出光束聚焦,输出光经两个偏振分光棱镜(PBS)衰减后,用光电探测阵列(CCD)测量束腰两侧对称位置处的聚焦光束的光斑直径,之后将光斑大小与其对应的位置信息输入电脑,通过软件计算得到其光束质量。当泵浦功率为 107.7 W 时,采用具有 50% 透射率的输出耦合镜,测量得到的输出光束在  $x$ 、 $y$  方向的光束质量分别为 1.2 和 1.05。输出光束的拟

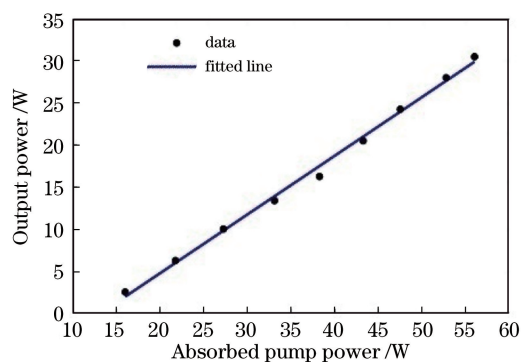
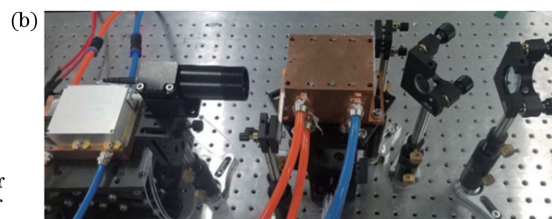


图 9 输出功率随吸收功率的变化

Fig. 9 Output power versus absorbed pump power

合曲线和光斑图像如图 10 所示。此时,通过透射实验测得的波导芯层吸收的泵浦功率达到 56 W,泵浦吸收效率为 52%,输出功率为 31 W,光-光转换效率为 55.3%。

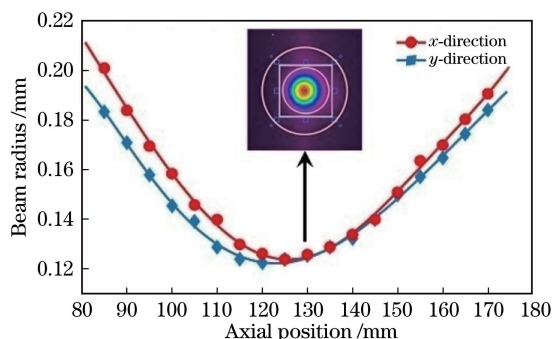


图 10 输出光束的光束质量

Fig. 10 Beam quality of output beam

## 5 分析与讨论

采用上述晶体材料以及掺杂浓度配比,用模式竞争计算得到的基模输出芯层厚度的上限为  $360\ \mu\text{m}$ ,而用传统方法计算得到基模输出芯层厚度的上限为  $185\ \mu\text{m}$ 。实验中使用的波导芯层横截面尺寸为  $320\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ ,远远超过了传统的基模截止芯径,且得到了接近衍射极限的激光输出。这一结果表明,在波导尺寸结构的设计中,通过模拟相对增益,可以充分利用模式竞争的选模特性,扩大芯层尺寸,获得更高的输出功率。

按照模拟计算的结果,波导在厚度为  $400\ \mu\text{m}$  的方向上可以实现多模激光输出,但从实验结果可以看出,在这个方向上输出激光基本保持了基模输出。出现这一结果的原因可能是在计算过程中,假定了泵浦光在波导芯层内是均匀分布的,而通过光纤耦合的泵浦光,在端面泵浦的情况下,其中心部分能量更高,导致波导芯层中心处的增益更高,因此在模式竞争中,与泵浦光分布模式重合度更高的基模会获得更大的增益优势,从而抑制了高阶模的产生。

另外, $y$  方向的芯层厚度为  $400\ \mu\text{m}$ ,超过了理论计算的芯层尺寸的上限, $y$  方向的输出光束质量应比  $x$  方向的差。但实验结果正好相反,这可能是由于  $x$  方向  $30\ \text{mm}$  的包层宽度大于  $y$  方向  $7\ \text{mm}$  的包层宽度。过大的包层横向宽度使得晶体波导在  $x$  方向的散热能力不如  $y$  方向,导致  $x$  方向的光束质量较  $y$  方向差。

## 6 结 论

基于模式竞争,在不同激光强度、芯层材料与内包层材料折射率差和激光波长下计算了各横模的相对增益。计算结果表明,当芯材为 Yb 原子数分数

为 1.0% 的 Yb:YAG,内包层为 Er 原子数分数为 0.5% 的 Er:YAG 且  $I = I_{\text{sat}}$  时,基模晶体波导的芯层厚度可达  $360\ \mu\text{m}$ 。采用扩散键合技术制备了具有大芯层截面尺寸( $320\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ )的晶体波导,并搭建了晶体波导激光器,当输出功率为 31 W,光-光转换效率为 55.3% 时,获得了近衍射极限激光输出,其在  $x$ 、 $y$  方向的光束质量分别为 1.2 和 1.05。实验结果验证了计算结果的可靠性,即腔内激光强度越弱,内外层材料的折射率越接近,激光波长越长,基模输出下的芯层厚度上限就越大。

## 参 考 文 献

- [1] Dawson J W, Messerly M J, Heebner J E, et al. Power scaling analysis of fiber lasers and amplifiers based on non-silica materials [J]. Proceedings of SPIE, 2010, 7686: 768611.
- [2] Mu X D, Meissner H, Lee H C, et al. True crystalline fibers: double-clad LMA design concept of Tm: YAG-core fiber and its mode simulation [J]. Proceedings of SPIE, 2012, 8237: 82373M.
- [3] Lin W P, Jiang N, Zhou T J, et al. 1030 nm laser amplification of Yb: YAG ceramic planar waveguide [J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46 (5): 0501002.  
林伟平, 姜楠, 周唐建, 等. Yb: YAG 陶瓷平面波导 1030 nm 激光放大 [J]. 中国激光, 2019, 46(5): 0501002.
- [4] Okamoto K. Fundamentals of optical waveguides [M]. California: Academic Press, 2006: 29-31.
- [5] Chiang K S. Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguides [J]. Applied Optics, 1986, 25(13): 2169-2174.
- [6] Li J, Jiang N, Ge L, et al. Research development and future prospect of optical waveguide laser ceramics [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(3): 030001.  
李江, 姜楠, 葛琳, 等. 光波导激光陶瓷的研究进展与展望 [J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(3): 030001.
- [7] Tergabrielyan N, Fromzel V, Mu X D, et al. Resonantly pumped single-mode channel waveguide Er: YAG laser with nearly quantum defect limited efficiency [J]. Optics Letters, 2013, 38(14): 2431-2433.
- [8] Lin W P, Zhang L, Wang J T, et al. Amplification properties of 1319 nm Nd: YAG planar waveguide [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2019, 56 (1): 011404.  
林伟平, 张雷, 王君涛, 等. Nd: YAG 平面波导

- 1319 nm 激光放大研究 [J]. 激光与光电子学进展, 2019, 56(1): 011404.
- [9] Li D, Lee H C, Meissner S K, et al. Laser performance and modeling of RE<sup>3+</sup>:YAG double-clad crystalline fiber waveguides [J]. Proceedings of SPIE, 2018, 1051: 105111Q.
- [10] Mu X D, Meissner S, Meissner H. Laser diode pumped high efficiency Yb:YAG crystalline fiber waveguide lasers [J]. Proceedings of SPIE, 2015, 9342: 934209.
- [11] Tergabrielyan N, Fromzel V, Mu X D, et al. High efficiency, resonantly diode pumped, double-clad, Er:YAG-core, waveguide laser [J]. Optics Express, 2012, 20(23): 25554-25561.
- [12] Cheng D J, Hu X, Lei H, et al. Design and experimental verification of near diffraction-limited output of a large core size Yb:YAG crystalline waveguide laser [J]. Optics Communications, 2019, 451: 307-310.
- [13] Bhutta T, Mackenzie J, Shepherd D P, et al. Spatial dopant profiles for transverse-mode selection in multimode waveguides [J]. Journal of the Optical Society of America B, 2002, 19(7): 1539-1543.
- [14] Marcatili E A J. Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics [J]. The Bell System Technical Journal, 1969, 48(7): 2071-2102.
- [15] Sodha M S and Ghatak A K. Inhomogeneous optical waveguides [M]. New York: Springer, 1977.
- [16] Fan T, Byer R. Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd:YAG laser [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, 23(5): 605-612.
- [17] Risk W P. Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting reabsorption losses [J]. Journal of the Optical Society of America B, 1988, 5(7): 1412-1423.
- [18] Wu T, Hui Y L, Yan Z, et al. Zygo interferometer for the precious measurement of tiny refractive index change of two laser crystals [J]. Optics & Laser Technology, 2017, 89: 196-199.
- [19] Zou Y, Wu T, Li Z T, et al. Bondability criterions of laser crystals [J]. Chinese Journal of Lasers, 2016, 43(10): 1001009.
- 邹岩, 吴婷, 李之通, 等. 激光晶体的键合条件研究 [J]. 中国激光, 2016, 43(10): 1001009.