

大芯层尺寸 Yb:YAG 晶体波导的设计

程德江, 胡星, 惠勇凌, 姜梦华, 雷旬**, 李强*

北京工业大学激光工程研究院, 北京 100124

摘要 采用无胶键合(AFB)技术制备的晶体波导具有良好的模式限制作用。在考虑模式竞争的情况下,对晶体波导的单横模条件进行计算,得出在芯层材料为原子数分数为 1% 的 Yb:YAG,内包层材料为原子数分数为 0.5% 的 Er:YAG 中,芯层和内包层的单横模厚度范围。计算结果表明芯层厚度上限可以增大为传统计算结果的 1.79 倍,为同时实现大模场面积和单横模输出提供了理论支持。通过实验制备出芯层尺寸为 $320\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ 的大芯层尺寸 Yb:YAG 晶体波导,并将该晶体波导作为增益介质搭建了晶体波导激光器,得到了 1030 nm 激光输出,其最高输出功率为 26 W,斜率效率为 31.5%,此时光束质量因子为 $M_x^2 = 1.22, M_y^2 = 1.05$ 。实验结果证明该晶体波导能够实现近衍射极限输出,引入模式竞争来实现大芯层尺寸晶体波导单横模输出的设计方法可靠。

关键词 激光器; 固体激光器; 晶体波导; 模式竞争; 单横模

中图分类号 TN248.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.231401

Design of Large-Core Yb:YAG Crystal Waveguide

Cheng Dejiang, Hu Xing, Hui Yongling, Jiang Menghua, Lei Hong**, Li Qiang*

Institute of Laser Engineering, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China

Abstract Crystal waveguides prepared by adhesive-free bonding techniques demonstrate strong mode-limiting effects. In this paper, the crystal waveguide's single transverse mode condition is calculated in the context of mode competition. The single transverse mode thickness range of the core and inner cladding is obtained when the core material is Yb:YAG with atomic number fraction of 1% and the inner cladding material is Er:YAG with atomic number fraction of 0.5%. Results from these calculations show that the maximum core thickness can be increased to approximately 1.79 times of the traditional calculation results obtained without mode competition. This finding provides theoretical support for the possibility of simultaneous large-mode area and single transverse mode output. A large-core Yb:YAG crystal waveguide with a core size of $320\ \mu\text{m} \times 400\ \mu\text{m}$ is prepared in the experiment. The crystal waveguide is used as a gain medium to build a crystal waveguide laser that could output a 1030-nm laser. The laser's maximum output power is 26 W, with a slope efficiency of 31.5% and beam quality factors of $M_x^2 = 1.22$ and $M_y^2 = 1.05$. These experimental results demonstrate that the crystal waveguide can achieve an output that approaches the diffraction limit. The introduction of mode competition is a reliable design method for achieving single transverse mode output in a large-core crystal waveguide.

Key words lasers; solid-state lasers; crystal waveguide; mode competition; single transverse mode

OCIS codes 140.3480; 140.3570; 140.3615

1 引言

二极管泵浦的光纤激光器具有高光束质量、高增益和效率的优点,然而传统玻璃光纤的受激布里渊散射(SBS)阈值低,并且热传导系数低,导致脉冲光的放大存在困难。YAG 晶体比玻璃光纤的热传导系数

高出 1 个数量级,SBS 增益系数低 1~4 个数量级,这些良好性能可以降低非线性效应,尤其对于脉冲光,可以实现更高的输出功率。所以,稀土离子掺杂的 YAG 晶体波导对于放大连续光和脉冲光都适用。

采用无胶键合(AFB)技术可以制备低损耗、高光学性能的 YAG 晶体波导,根据横截面形状不同,

收稿日期: 2019-05-09; 修回日期: 2019-05-21; 录用日期: 2019-05-27

基金项目: 国家自然科学基金(61378023)、北京市自然科学基金资助项目(4174085)、北京市自然科学基金(KZ201610005006)

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

AFB波导可以分为两大类:平面波导^[1-4]和晶体波导(也称为矩形波导)^[5-9]。晶体波导采用四周均键合包层的结构,水平和垂直方向均为导波方向,具有良好的模式限制作用,能在保持单横模的情况下获得更大的模场面积,从而可以得到高光束质量和高功率的激光输出^[6-8]。

2012年,美国陆军研究实验室^[5]将尺寸为 $500\ \mu\text{m}\times 500\ \mu\text{m}$ 的原子数分数为1%的Er:YAG作为芯层,无掺杂的YAG作为内包层,尖晶石作为外包层,搭建了双包层晶体波导激光器,可输出波长为1654 nm的连续光,最大输出功率为25.4 W,最大转换效率为56.6%,光束质量因子为2.6。2013年,美国陆军研究实验室^[6]将尺寸为 $61.2\ \mu\text{m}\times 61.6\ \mu\text{m}$ 的原子数分数为0.25%的Er:YAG作为芯层,无掺杂的YAG作为包层,搭建了单包层晶体波导激光器,实现了9.1 W的激光输出,光束质量因子为1.05。2015年,Onyx公司^[7]采用芯层为 $40\ \mu\text{m}\times 40\ \mu\text{m}$ 的原子数分数为1%的Yb:YAG,内包层为无掺YAG,外包层为尖晶石,长度为65 mm的晶体波导,在泵浦光功率39.5 W条件下,实现了输出功率为13.2 W,光束质量因子为1.02的1030 nm连续光输出。2018年,Onyx公司^[8]将尺寸为 $40\ \mu\text{m}\times 45\ \mu\text{m}$ 的原子数分数为2.5%的Yb:YAG作为芯层,无掺杂的YAG作为内包层,长度为153 mm的尖晶石作为外包层,搭建了双包层晶体波导的激光器,最大输出功率达到了27.5 W,其水平和垂直方向的光束质量因子分别为1.346和1.019。从晶体波导的研究现状可以看出,目前单横模条件下的晶体波导芯层尺寸都比较小,而大芯层尺寸晶体波导会导致多模输出。为提高输出功率,需要增大模体积,理论上可以通过增大芯层尺寸和波导长度来实现。由于加工条件限制,波导长度增加有限,因此需要在满足单横模条件的前提下,尽可能地增大芯层尺寸。

本文在研究晶体波导的单横模条件中,引入模式竞争概念,计算晶体波导的二维模场分布情况下的模式竞争单横模条件,得出的芯层厚度上限可以增大到传统计算结果的1.79倍,可获得更大的模场面积,并计算了大模场面积晶体波导的内包层厚度下限。实验制备了尺寸为 $320\ \mu\text{m}\times 400\ \mu\text{m}$ 的大芯径Yb:YAG晶体波导,测量得出该晶体波导振荡输出的光束质量因子为 $M_x^2=1.22, M_y^2=1.05$,实现了近衍射极限输出,验证了该设计的可靠性。

2 晶体波导设计

2.1 芯层尺寸与材料

芯层为掺Yb³⁺的YAG晶体,Yb³⁺离子可发射波长为1030 nm的激光,量子效率和荧光寿命较高,其量子效率理论上高达91%,荧光寿命为0.95 ms,热负载比大约为11%;而Nd:YAG的量子效率仅为76%,荧光寿命为0.25 ms,热负载比为32%。因此Yb:YAG能有效存储能量,具有更低的热损耗,是理想的激光放大材料。而且YAG晶体具有稳定的晶格结构,不存在离子扩散情况,可以很好地实现阶跃折射率。

在激光器中,为得到较高的光束质量,应保证激光在波导内振荡或放大过程中不产生多模。传统计算方法根据单横模截止条件来得出单横模条件下晶体波导的芯层厚度上限^[10-12],即

$$B = \frac{2d}{\lambda}NA < 1.37, \quad (1)$$

式中: B 为晶体波导的归一化厚度; d 为芯层厚度; λ 为激光波长; NA 为芯层的数值孔径。现有的文献利用(1)式进行芯层厚度计算时发现,在内包层为无掺YAG材料的情况下,制备出单横模晶体波导的芯层厚度为 $40\ \mu\text{m}$ 左右^[6-8]。

芯层尺寸的增大可以使模面积增大,若同时能保持单横模运转,则可以获得高光束质量和高功率的输出光。现有文献中提到的方法是根据(1)式,将芯层和内包层之间的折射率差减小,即减小 NA ,使单横模条件下的芯层截止厚度具有增大的空间。具体方法是向内包层中掺杂其他离子,比如芯层中Yb³⁺离子的吸收中心波长为940 nm,发射中心波长为1030 nm;内包层可采用Er³⁺离子掺杂的材料,如Er:YAG,其对泵浦光和激光都不吸收。若芯层采用原子数分数为1%的Yb:YAG,内包层采用原子数分数为0.5%的Er:YAG,根据文献^[13]中的测量方法,测得这两种材料的折射率差比原子数分数为1%的Yb:YAG和无掺杂YAG之间的折射率差小很多,达到了 4×10^{-6} ,计算出其 $NA=0.0038$,单横模最大芯层厚度可达 $185.1\ \mu\text{m}$ 。

限于现有材料的特性和波导选模能力,进一步减小芯层和内包层之间的 NA 有限。本文考虑到波导芯层作为增益介质,其输出光将表现出折射率差和模式竞争共同作用的结果,进而将模式竞争的概念引入到晶体波导中,单横模条件下的芯层尺寸有进一步增大的空间。

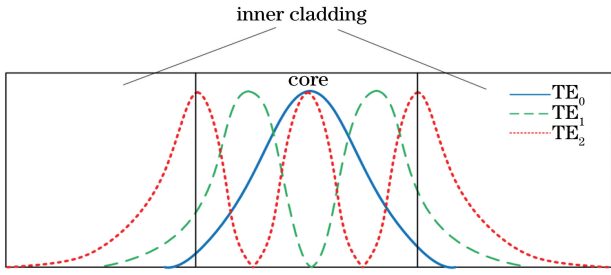


图 1 模场分布示意图

Fig. 1 Schematic of mode-field distribution

平面波导的一维模场分布情况如图 1 所示,基模光强分布曲线与增益区域的重合度要高于其他高阶模与增益区域的重合度,所以 TE₀ 模绝大部分能量分布在芯层区域中,而 TE₁ 和 TE₂ 模在芯层中的能量分布逐渐减小,内包层中的能量逐渐增大。在振荡或放大过程中,TE₀ 模激光获得的增益高于其他模激光,可以优先被放大。因此在增益饱和的情况下,由于模式竞争作用,在保持基模获得的增益高于其他模式的情况下,可以适当增大芯层尺寸,从而获得更大的模场面积。

根据文献[14-16]可知,当波导中刚好容纳 TE₀ 和 TE₁ 模时,在增益饱和的情况下,若 TE₁ 模的光强分布曲线在芯层增益区中的比例小于 64%,即一阶模的功率约束因子小于 0.64,则 TE₀ 模的增益大于

TE₁ 模的增益,能够在模式竞争中胜出。由此可知,一阶模的功率约束因子 $\Gamma_{m=1}$ 要满足一定条件才能实现单横模输出,条件表达式为

$$\Gamma_{m=1} = \frac{\int_{-\frac{d}{2}}^{\frac{d}{2}} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} |U(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |U(x, y)|^2 dx dy} < 0.64, \quad (2)$$

式中: $U(x, y)$ 为波导截面的电场分布; x, y 为图 2 中的坐标轴; m 为模式的阶次。将晶体波导截面划分为图 2 所示的九个区域,其中 w 为芯层的宽度。

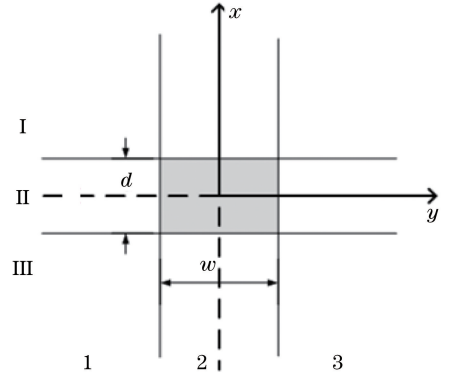


图 2 波导截面区域划分

Fig. 2 Regional division of waveguide cross-section

不同区域内的电场解为^[17]

$$\left\{ \begin{array}{l} U_{\text{II-2}}(x, y) = U_0 \cos(k_x x) \cdot \cos(k_y y) \\ U_{\text{I-2}}(x, y) = U_0 \cos \frac{k_x d}{2} \exp \left[-\gamma_x \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] \cos(k_y y) \\ U_{\text{II-3}}(x, y) = U_0 \cos \frac{k_y w}{2} \exp \left[-\gamma_y \left(y - \frac{w}{2} \right) \right] \cos(k_x x) \\ U_{\text{I-3}}(x, y) = U_0 \exp \left[-\gamma_x \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] \exp \left[-\gamma_y \left(y - \frac{w}{2} \right) \right] \cos \frac{k_x d}{2} \cos \frac{k_y w}{2} \\ U_{\text{I-1}}(x, y) = U_0 \exp \left[-\gamma_x \left(x - \frac{d}{2} \right) \right] \exp \left[-\gamma_y \left(-y - \frac{w}{2} \right) \right] \cos \frac{k_x d}{2} \cos \frac{k_y w}{2} \\ U_{\text{II-1}}(x, y) = U_0 \cos \frac{k_y w}{2} \exp \left[-\gamma_y \left(-y - \frac{w}{2} \right) \right] \cos(k_x x) \\ U_{\text{III-1}}(x, y) = U_0 \exp \left[-\gamma_x \left(-x - \frac{d}{2} \right) \right] \exp \left[-\gamma_y \left(-y - \frac{w}{2} \right) \right] \cos \frac{k_x d}{2} \cos \frac{k_y w}{2} \\ U_{\text{III-2}}(x, y) = U_0 \exp \left[-\gamma_x \left(-x - \frac{d}{2} \right) \right] \cos(k_y y) \\ U_{\text{III-3}}(x, y) = U_0 \exp \left[-\gamma_x \left(-x - \frac{d}{2} \right) \right] \exp \left[\gamma_y \left(-y - \frac{w}{2} \right) \right] \cos \frac{k_x d}{2} \cos \frac{k_y w}{2} \end{array} \right. , \quad (3)$$

式中: U_0 为电磁场的总电场振幅; $U_{\text{I-1}}$ 表示区域 I-1 内的电场解,其他区域以此类推; k_x 和 k_y 为芯层中 x 和 y 方向的波矢量大小; γ_x 和 γ_y 为内包层中 x

和 y 方向的衰减系数。为简化计算,令芯层横截面为正方形,即 $d = w$,则 x 和 y 方向对称,即 $k_x = k_y, \gamma_x = \gamma_y$ 。

$$\begin{cases} k_x^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2 \\ \gamma_x^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2 \end{cases}, \quad (4)$$

式中: n_1 为芯层折射率; n_2 为内包层折射率; k_0 为

传播常数; $\beta = k_0 \cdot n_{\text{eff}}$, 其中 n_{eff} 为有效折射率。

由此求出 $d = w$ 时功率约束因子 Γ 随芯层厚度 d 变化关系为

$$\Gamma = \frac{\left[\frac{d}{2} + \frac{1}{2k_x} \sin(k_x d) \right]^2}{\left[\frac{d}{2} + \frac{1}{2k_x} \sin(k_x d) \right]^2 + 2\cos^2 \frac{k_x d}{2} \cdot \frac{1}{\gamma_x} \left[\frac{d}{2} + \frac{1}{2k_x} \sin(k_x d) \right] + \frac{1}{\gamma_x^2} \cos^4 \frac{k_x d}{2}} \quad (5)$$

对于晶体波导, 在水平和垂直方向的特征方程^[10]分别为

$$\begin{cases} k_x d = (p-1)\pi + 2\arctan\left(\frac{n_2^2 \gamma_x}{n_1^2 k_x}\right) \\ k_y w = (q-1)\pi + 2\arctan\left(\frac{\gamma_y}{k_y}\right) \end{cases}. \quad (6)$$

由于波导满足 $d = w$, 且 $n_1 \approx n_2$, 所以方波导在一维方向上的特征方程为 $k_x d = (p-1)\pi + 2 \times \arctan\left(\frac{\gamma_x}{k_x}\right)$, $p = 1, 2, 3, \dots$ 。

一阶模对应 $p = 2$, 所以其满足

$$k_x d = \pi + 2\arctan\left(\frac{\gamma_x}{k_x}\right). \quad (7)$$

令 $\Gamma_{m=1} = 0.64$, 联立 (4)、(5)、(7) 式, 可以解出当芯层为原子数分数为 1% 的 Yb: YAG, 内包层为原子数分数为 0.5% 的 Er: YAG 时, 其芯层厚度上限达到了 332 μm 。

以上计算结果表明, 在保持单横模输出的情况下, 若考虑模式竞争, 芯层厚度上限可增大为 (1) 式所决定的芯层厚度上限的 1.79 倍。可见有源波导单横模条件所决定的芯层厚度上限更高, 在激光振荡器或放大器的实际应用中, 可进一步增大芯层厚度, 从而同时获得高光束质量和高输出功率。

2.2 内包层尺寸

晶体光纤波导的单横模条件不仅与芯层厚度有关, 还与内包层厚度有关。如果内包层厚度过小, 会受到折射率低得多的外包层影响, 从而导致多模输出; 而内包层厚度过大, 则会降低芯层对泵浦光的吸收效率。由此可知内包层厚度存在一个适宜的范围, 在这个范围内, 既能保持单横模输出, 又能保持芯层对泵浦光具有较高的吸收效率。

这里对内包层的厚度下限进行计算, 以确保内包层厚度不会影响芯层内的模式数量。根据芯层、内包层、外包层之间的边界条件, 可以得出的特征方程^[9]为

$$k \tan(kd) = \frac{\alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2^2 \tanh(\alpha_2 t)}{\alpha_2 + \alpha_1 \tanh(\alpha_2 t)}, \quad (8)$$

式中: α_1 和 α_2 分别为外包层和内包层中的衰减系数。它们之间的关系为

$$\begin{cases} k^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 \\ \alpha_2^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2 \\ \alpha_1^2 = \beta^2 - n_3^2 k_0^2 \end{cases}, \quad (9)$$

式中: d 为芯层的厚度, 这里取 330 μm ; t 为内包层的厚度; n_3 为外包层的折射率, 这里外包层设定为尖晶石, 折射率取值为 1.703。

对 (8) 式等号两边进行作图, 图像的交点个数即为波导产生的模式数量, 如图 3 所示。

通过对比可以看出, 当内包层厚度小于 73 μm 时, 波导内有至少三个模式, 将会导致光束质量显著下降; 而内包层厚度为 73 μm 时, 图像刚好有两个交点, 此时波导中只能容纳基模和一阶模, 由于芯层厚度满足 $\Gamma_{m=1} < 0.64$, 基模在模式竞争中胜出, 波导满足单横模输出条件。因此内包层厚度下限值为 73 μm 。

3 实验验证

3.1 实验设计

本文采用 AFB 技术制备大芯径的晶体波导。AFB 主要包括 3 个步骤, 分别是晶体表面处理、光胶和热处理。YAG 晶体的表面处理流程为研磨、粗抛光和精抛光。首先使用韩国 AM 公司生产的自动研磨机, 配以粒径为 3 μm 的氧化铝微粉研磨液进行研磨, 使芯层厚度减薄至接近设计要求的尺寸, 在该过程中每隔一段时间就使用激光干涉仪观察晶体表面的平面度 (高低起伏); 然后使用韩国 AM 公司生产的自动粗抛光机配以粒径为 1 μm 的氧化铝微粉抛光液对晶体进行粗抛光, 该过程可以使晶体表面的平面度进一步提高; 接下来使用韩国 AM 公司生产的自动精抛光机配以粒径为 0.5 μm 的氧化铝微粉抛光液对晶体进行精抛光, 在该过程

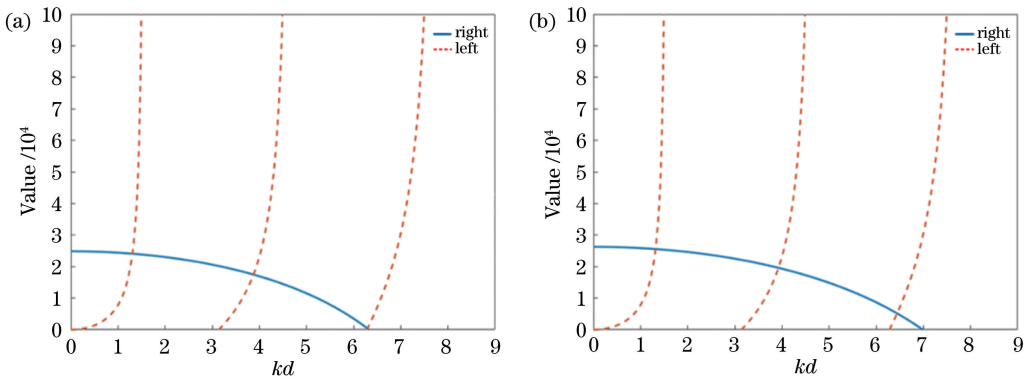


图3 内包层厚度不同时的方程图解。(a) $t=73\ \mu\text{m}$; (b) $t=60\ \mu\text{m}$

Fig. 3 Equation diagrams for different inner cladding thicknesses. (a) $t=73\ \mu\text{m}$; (b) $t=60\ \mu\text{m}$

中使用激光平面干涉仪和 Zygo 轮廓仪观察晶体表面的平面度和粗糙度,使该表面达到光胶的要求。光胶能使晶体之间依靠范德瓦耳斯力吸附贴合在一起,这需要在超净间内完成。首先将芯层与包层晶体的键合表面精心擦拭,然后对准并贴合两个表面,在该过程中手部要均匀用力,尽量排出键合面内可能包含的气泡和液体。光胶好的晶体在常温下静置一段时间,然后进行热处理。热处理是在真空热压炉中进行的,将光胶好的晶体放进热压炉内,然后抽真空,使气压降低到 $3\times 10^{-3}\ \text{Pa}$ 以下,再进行升温、恒温 and 降温处理。其过程为每 2 min 升 $1\ ^\circ\text{C}$,直至从室温升到 $400\ ^\circ\text{C}$,然后保持 $400\ ^\circ\text{C}$ 恒温 10 h;再每 2 min 升 $1\ ^\circ\text{C}$ 直至从 $400\ ^\circ\text{C}$ 升到 $800\ ^\circ\text{C}$,再保持 $800\ ^\circ\text{C}$ 恒温 10 h;最后降低温度,其为升温的逆向过程。经过热处理后的两块晶体通过化学键连接在一起,具有与单块晶体类似的机械强度。由于 AFB 对工艺的要求很高,在以上加工过程中如果某一环节出现问题,将不会键合成功。最终成功制备出一个晶体波导,其芯层材料为原子数分数为 1% 的 Yb:YAG,尺寸为 $320\ \mu\text{m}\times 400\ \mu\text{m}$;包层材料为原子数分数为 0.5% 的 Er:YAG,尺寸为 $7\ \text{mm}\times 30\ \text{mm}$,

长度为 77 mm;两端镀 914 nm 和 1030 nm 增透膜,其端面视图如图 4 所示。

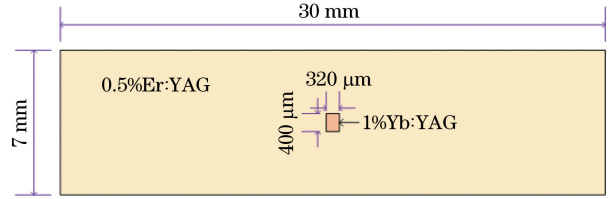


图4 晶体波导端面

Fig. 4 End face of crystal waveguide

为验证该大芯层尺寸晶体波导能否实现近衍射极限激光输出,采用如图 5 所示的实验结构图搭建晶体波导激光器,其中泵浦源为半导体激光器,波长为 914 nm,最大输出功率为 140 W。L1 和 L2 为焦距分别是 20 mm 和 50 mm 的凸透镜,这两个凸透镜构成一个扩束准直系统,将泵浦光聚焦到腰斑直径为 $260\ \mu\text{m}$ 时耦合进波导芯层内。M1 和 M2 为激光谐振腔的腔镜,其中 M1 对 914 nm 光具有高透过率,对 1030 nm 光具有高反射率;M2 对 1030 nm 光具有 50% 的透过率。分光镜将未被完全吸收的 914 nm 泵浦光反射掉,便于测量 1030 nm 输出光的功率及光束质量。

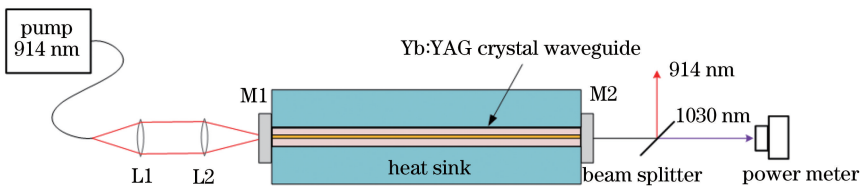


图5 晶体波导激光器实验结构图

Fig. 5 Experimental setup of crystal waveguide laser

3.2 实验结果及讨论

当泵浦功率为 102.8 W 时,被吸收的泵浦光功率为 53.6 W,泵浦吸收效率为 52%,输出功率为 26 W,光-光转换效率达到了 48.5%,斜率效率为

31.5%。晶体波导截面虽然为长方形 ($320\ \mu\text{m}\times 400\ \mu\text{m}$),但输出激光的远场光斑为近圆形。使用刀口法对输出光的光束质量进行测量,即采用焦距 $f=130\ \text{mm}$ 的凸透镜将输出光聚焦,并在束腰前后

对称位置使用光束测量仪测量不同位置的光斑直径,拟合出位置与光束半径的曲线,从而计算出光束质量因子 M^2 。通过该方法测量得输出光的 x (水平)和 y (竖直)方向的光束质量因子 M^2 分别为1.22和1.05,如图6所示。根据该晶体波导所采用的材料和掺杂浓度,如果采用传统计算方法,其芯层的单横模厚度上限仅为 $185 \mu\text{m}$ 。本实验采用的晶体波导芯层厚度为 $320 \mu\text{m}$ (x 方向)、 $400 \mu\text{m}$ (y 方向),大于传统计算方法的基模芯层厚度,输出光为近衍射极限输出,这是因为基模经过多次振荡在模式竞争中胜出。实验结果验证了该设计的可靠性。

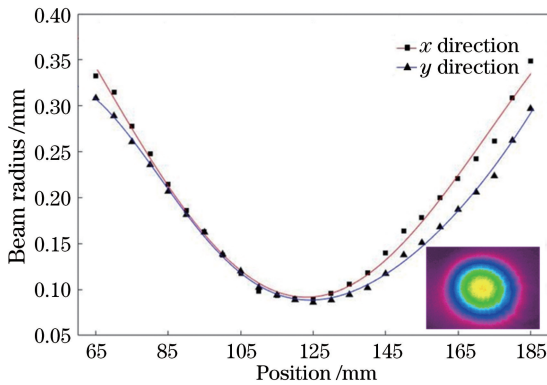


图6 输出光的光束质量及光斑图像

Fig. 6 Beam quality and spot image of output light

需要说明的是,实验输出光的 x 方向光束质量较差,原因是晶体波导的 x 方向为非导热方向,其尺寸为 30 mm ,大于 y 方向尺寸 7 mm ,晶体波导在 x 方向的散热性较差,导致 x 方向的温度分布不均匀,存在较大的热应力,造成 x 方向的光束质量退化; y 方向的光束质量较好的原因可能是晶体波导的 y 方向为导热方向,其尺寸较小,散热性能好,温度分布均匀,热应力较小。此外 y 方向的芯层厚度较大,为 $400 \mu\text{m}$,超出了前面计算的模式竞争下的单横模厚度上限,输出光在 y 方向依然具有较好的光束质量,原因是由于多次振荡,模式竞争的效果更加明显,并且此前在理论计算时假设波导内的增益是均匀分布的,而实验中泵浦源是半导体激光器,泵浦光的功率分布不均匀,其中心处的功率密度较大,对模式竞争造成影响,使基模能够获得更大的增益,更容易在模式竞争中胜出。该实验结果表明晶体波导激光振荡器的模场面积还有进一步增大的潜力。

4 结 论

对于晶体波导的单横模条件进行计算,在考虑模式竞争的情况下,芯层厚度可以增大为传统计算

结果的1.79倍,因此可以获得更大的模场面积,有利于获得高功率输出激光。在芯层材料为原子数分数为1%的 $\text{Yb}:\text{YAG}$,内包层为原子数分数为0.5%的 $\text{Er}:\text{YAG}$ 情况下,其单横模芯层厚度最大可达 $332 \mu\text{m}$ 。本研究制备出芯层尺寸为 $320 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ 的晶体波导,该尺寸大于传统计算结果,通过实验得出该晶体波导激光器在输出功率为 26 W 时,其光-光转换效率为 48.5% ,斜率效率为 31.5% ,光束质量因子 $M_x^2=1.22, M_y^2=1.05$,为近衍射极限输出,说明引入模式竞争的计算结果可靠,该设计具有可行性。为提高泵浦吸收效率和输出功率、提高散热性能,下一步将要减小晶体波导的内包层尺寸并键合外包层。

参 考 文 献

- [1] Shepherd D P, Hettrick S J, Li C, *et al.* High-power planar dielectric waveguide lasers[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 2001, 34(16): 2420-2432.
- [2] Chen Y J, Jiang H, Wang J T, *et al.* Planar waveguide oscillator with high output power and high efficiency[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(4): 0401001.
陈月健, 姜豪, 王君涛, 等. 高功率高效率平面波导激光振荡器实验研究[J]. *中国激光*, 2017, 44(4): 0401001.
- [3] Wang J T, Wang D, Su H, *et al.* Influence factors on efficiency of $\text{Nd}:\text{YAG}$ planar waveguide laser amplifier[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(12): 1201005.
王君涛, 汪丹, 苏华, 等. $\text{Nd}:\text{YAG}$ 平面波导激光放大器效率的影响因素[J]. *中国激光*, 2017, 44(12): 1201005.
- [4] Chen S L, Liu Q, Meng J Q, *et al.* Research progress in planar waveguide lasers[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(5): 050004.
陈思露, 刘琪, 孟俊清, 等. 平面波导激光器的研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(5): 050004.
- [5] Ter-Gabrielyan N, Fromzel V, Mu X, *et al.* High efficiency, resonantly diode pumped, double-clad, $\text{Er}:\text{YAG}$ -core, waveguide laser [J]. *Optics Express*, 2012, 20(23): 25554-25561.
- [6] Ter-Gabrielyan N, Fromzel V, Mu X, *et al.* Resonantly pumped single-mode channel waveguide $\text{Er}:\text{YAG}$ laser with nearly quantum defect limited efficiency[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(14): 2431-

- 2433.
- [7] 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.
- [8] Li D, Lee H C, Meissner S K, *et al.* Laser performance and modeling of RE³⁺ : YAG double-clad crystalline fiber waveguides [J]. Proceedings of SPIE, 2018, 10511: 105111Q.
- [9] Li D, Hong P D, Meissner S K, *et al.* Design of intrinsically single-mode double clad crystalline fiber waveguides for high power lasers [J]. Proceedings of SPIE, 2016, 9744: 97441H.
- [10] Okamoto K. Fundamentals of optical waveguides [M]. 2nd ed. USA: Academic Press, 2006: 29-31.
- [11] Chiang K S. Finite-element analysis of optical fibres with iterative treatment of the infinite 2-D space [J]. Optical and Quantum Electronics, 1985, 17(6): 381-391.
- [12] Chiang K S. Dual effective-index method for the analysis of rectangular dielectric waveguides [J]. Applied Optics, 1986, 25(13): 2169-2174.
- [13] 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.
- [14] Bhatta T, MacKenzie J I, 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.
- [15] Gong M L, Yuan Y Y, Li C, *et al.* Numerical modeling of transverse mode competition in strongly pumped multimode fiber lasers and amplifiers [J]. Optics Express, 2007, 15(6): 3236-3246.
- [16] MacKenzie J I, Szela J W, Beecher S J, *et al.* Crystal planar waveguides, a power scaling architecture for low-gain transitions [J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2015, 21(1): 380-389.
- [17] Coldren L A, Corzine S W, Mašanović M L. Diode lasers and photonic integrated circuits [M]. 2nd ed. Canada: John Wiley & Sons, Inc., 2012.