

基于梯度掺杂晶体的激光器模式匹配研究

满朝阳^{1,2}, 崔璨^{1,2*}, 王雨雷^{1,2**}, 刘福寒^{1,2}, 李银栋^{1,2}, 白振旭^{1,2}, 吕志伟^{1,2}¹河北工业大学先进激光技术研究中心, 天津 300401;²河北省先进激光技术与装备重点实验室, 天津 300401

摘要 针对梯度掺杂晶体和均匀掺杂晶体,采用数值模拟的方式分析了泵浦光束腰半径、光束质量因子(M^2)与束腰位置对模式匹配效率的影响,并通过实验验证了不同束腰位置对激光器输出功率的影响。由计算结果得到,在不同的泵浦光参数下,与均匀掺杂晶体相比,梯度掺杂晶体均具有更稳定的模式匹配;当泵浦光 M^2 为 10 和 50,束腰半径为 0.5 mm 时,对于任意位置的束腰,梯度掺杂晶体的模式匹配效率都高于均匀掺杂晶体。在实验上对比分析了泵浦光不同束腰位置的输出功率,结果表明,梯度掺杂晶体的模式匹配效率受泵浦光束腰位置的影响较小。当晶体位于谐振腔中心时,在高于 70 W 的泵浦条件下,梯度掺杂晶体的输出功率高于均匀掺杂晶体,最高输出功率为 44.8 W,与均匀掺杂晶体相比,提高了 4.67%;当晶体紧贴输入镜时,梯度掺杂晶体的最高输出功率为 34.0 W,与均匀掺杂晶体相比,提高了 11.84%。因此,梯度掺杂晶体更适用于高功率泵浦。

关键词 激光器; 梯度掺杂晶体; 模式匹配; 激光器理论; 端面泵浦; 高功率激光

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL230931

1 引言

近年来,激光二极管(LD)端面泵浦固体激光器在光电对抗、激光加工、超精尖测量和医疗美容等领域中有广泛应用,具有高效率、高光束质量、高稳定性等众多优势。众多领域与研究对 LD 泵浦固体激光器有着高光束质量、高功率的要求,传统的均匀浓度晶体因泵浦光吸收分布不均匀,会产生很严重的热效应,基于这些晶体的激光器效率不佳^[1-3]。目前这类激光器大多采用双端泵浦的方式^[4]以及复合晶体^[5-7],热分布和泵浦光吸收均匀,但是双端泵浦结构复杂,而复合晶体应用简便、结构简单。复合晶体最初在 1993 年被提出,研究者利用半导体侧面泵浦未掺杂的复合晶体 Tm/Ho:YAG 改善了激光器的热效应,激光器的最大输出功率提高了 2 倍^[7]。随着晶体材料的发展,复合晶体发展成了梯度掺杂晶体,晶体浓度从一端向另一端逐渐增大,形成梯度浓度^[8-9],这不仅降低了激光材料内部热断裂的风险,还保证了较高的转换效率。2013 年, Huang 等^[10]对多段 Nd:YVO₄ 激光器进行了研究,实现了光光转换效率为 54.5% 的 30.9 W 激光输出。2021 年, Wei 等^[11]研制了基于梯度掺杂晶体的平腔激光器,当泵浦功率为 45 W 时,基于梯度掺杂晶体的激光器的输出功率为 24.2 W,相较于基于平均浓

度近似相等的传统均匀掺杂晶体的激光器(17.8 W),输出功率大幅度提升,同年又报道了基于梯度掺杂晶体的电光调 Q 平凸腔激光器,在 30 W 的入射泵浦功率下,基于梯度掺杂 Nd:YAG 晶体的激光器的最大输出功率达到 6.9 W,相应的斜率效率为 38.2%,而基于平均浓度近似相等的均匀掺杂晶体的激光器的最大平均输出功率为 5.7 W,相应的斜率效率为 29.2%,转换效率得到大幅度提升^[12]。目前增益介质梯度掺杂作为减小热效应的有效方式,能够使泵浦光的吸收分布均匀,实现高效率、高稳定性输出。此外,对于高能激光器,大功率泵浦使晶体产生大量热能,造成更严重的热效应,梯度掺杂晶体能够发挥最大优势减小热效应,实现更高功率的输出^[11-13]。

在端面泵浦激光器中,泵浦光的强度分布与增益介质中的增益成正比,且其与谐振腔振荡模的模式匹配程度直接影响激光器的转化效率。因此,合理控制泵浦光以达到较高的模式匹配,进而可实现更高的转换效率。梯度掺杂晶体的出现在很大程度上改善了激光器的效率,但是梯度掺杂晶体的浓度分布不同,模式匹配也和传统的均匀掺杂晶体不同,实现梯度掺杂晶体的最高模式匹配还是一个难题。目前关于梯度掺杂晶体的模式匹配研究较少。因此,研究端面泵浦梯度掺杂晶体激光器的模式匹配问题具有重要意义。

收稿日期: 2023-06-19; 修回日期: 2023-07-18; 录用日期: 2023-08-01; 网络首发日期: 2023-08-15

基金项目: 国家自然科学基金(62075056, 61927815)、天津市自然科学基金(20JCZDJC00430)、河北省高等学校科学技术研究项目青年基金项目(QN2023173)

通信作者: *cuicanzz.hit@gmail.com; **wyl@hebut.edu.cn

本文理论计算了不同泵浦光的光束质量因子 (M^2)、束腰半径以及束腰位置下梯度掺杂晶体和均匀掺杂晶体的模式匹配效率。模式匹配效率随着泵浦光 M^2 的上升而下降,与均匀掺杂晶体相比,梯度掺杂晶体的模式匹配效率受 M^2 的影响较小,并且随着泵浦光束腰半径的增大,梯度掺杂晶体受 M^2 的影响也变小;对于不同的束腰位置,在相同 M^2 条件下,梯度掺杂晶体更稳定。通过实验验证了梯度掺杂晶体不易受泵浦光束腰位置影响的模拟结果。同时梯度掺杂晶体在高功率泵浦下的输出功率得到了提高,表现出了优异的性能。

2 理论基础

在端面泵浦的激光器中,振荡光和泵浦光斑的模式匹配直接影响转换效率,以空间交叠效率来表示谐振腔匹配程度。由于振荡光发散角小,故采用腔内中心位置的振荡光大小以简化计算,而泵浦光发散角通常很大,计算中要考虑泵浦光光斑的变化。在谐振腔中,改变振荡模式较困难,而改变泵浦光较为容易,可以通过调整泵浦光束腰位置或者采用耦合透镜组来改变泵浦光束腰半径等。振荡光半径不仅由腔内输出镜和反射镜的曲率半径决定,还由晶体热焦距决定,在平平腔中,振荡光束腰半径更是完全由热焦距和腔长决定。

在模式匹配效率的模拟研究中,有效模体积 (V_{eff}) 和模式匹配效率 (η)^[14-15] 分别为

$$V_{\text{eff}} = 1 / \int r_0(r, z) \varphi_0(r, z) dV, \quad (1)$$

$$\eta = \frac{\left[\int r_0(r, z) \varphi_0(r, z) dV \right]^2}{\int r_0(r, z) \varphi_0^2(r, z) dV}, \quad (2)$$

式中: V 为增益介质中光的体积; $r_0(r, z)$ 为泵浦光在增益介质中的归一化强度分布; $\varphi_0(r, z)$ 为振荡光在增益介质中的归一化强度分布; r 和 z 分别为晶体径向和纵向位置。泵浦光和振荡光在增益介质中的归一化强度分布^[11,14,16] 分别为

$$r_0(r, z) = \frac{2\alpha \exp(-\alpha z)}{\pi \omega_p^2(z) [1 - \exp(-\alpha l)]} \exp\left[\frac{-2r^2}{\omega_p^2(z)}\right], \quad (3)$$

$$\varphi_0(r, z) = \frac{2}{\pi \omega_l^2(z) l} \exp\left[\frac{-2r^2}{\omega_l^2(z)}\right], \quad (4)$$

$$\omega_p^2(z) = \omega_{p0}^2 \left\{ 1 + \left[\frac{M^2 \lambda_p}{n_0 \pi \omega_{p0}^2} (z - z_0) \right]^2 \right\}, \quad (5)$$

$$\omega_l^2(z) = \omega_0^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda_0}{n_0 \pi \omega_0^2} (z - z'_0) \right]^2 \right\}, \quad (6)$$

式中: λ_0 为振荡光波长; M^2 为泵浦光的光束质量; ω_{p0} 为泵浦光的束腰半径; z_0 为泵浦光的束腰位置; n_0 为增益介质的折射率; λ_p 为泵浦光的波长; l 为晶体长度; α 为吸收系数; ω_0 为振荡光的束腰半径; z'_0 为振荡光的束腰位置; $\omega_p(z)$ 和 $\omega_l(z)$ 分别为泵浦光和振荡光在 z 位置的光斑半径。在平平腔模式中, ω_0 完全由热透镜和腔长决定,热透镜焦距 (f) 的计算公式^[17-18] 为

$$f = \frac{-r^2}{2\Delta D_{\text{OPD}}}, \quad (7)$$

$$\Delta D_{\text{OPD}} = \int \frac{dn}{dT} [T(r, z) - T(0, z)] dz + (n_0 - 1) \Delta l(r) + \sum_{i,j=1}^3 \int \frac{\partial n}{\partial \epsilon_{i,j}} \epsilon_{i,j} dz, \quad (8)$$

式中: $T(r, z)$ 为温度; $\frac{dn}{dT}$ 为热光系数; $\Delta l(r)$ 为端面形变,一般取晶体半径; $\frac{\partial n}{\partial \epsilon_{i,j}}$ 为 i, j 方向(径向、轴向和切向)的弹性光学系数; $\epsilon_{i,j}$ 为 i, j 方向(径向、轴向和切向)的弹性光学系数的应变张量元素; ΔD_{OPD} 为光程差。

3 模拟结果与分析

根据以上理论进行分析,采用的 Nd:YAG 晶体的参数如表 1 所示,梯度掺杂晶体采用三段梯度掺杂的键合晶体,晶体直径为 5 mm,梯度掺杂晶体的平均原子数分数为 0.288%,与均匀浓度晶体近似相等。在 808 nm 泵浦条件下,吸收系数 $\alpha = 736n + 6$,其中 n 为原子数分数^[19-20]。采用表 1 所示的晶体参数对热焦距、振荡光束腰半径、模式匹配效率等进行仿真。

表 1 晶体参数

Table 1 Crystal parameters

Crystal type	Atomic fraction of doped Nd	Length
Uniformly-doped crystal	0.3%	24 mm
Gradiently-doped crystal	0.1%+0.2%+0.8%	9 mm+10 mm+5 mm

梯度掺杂晶体的低浓度端在入射端,计算梯度浓度晶体和均匀浓度晶体的吸收效率,结果如图 1 所示。根据图 1 可知,多段键合的梯度掺杂晶体可以有效改善端面泵浦模式的泵浦光的吸收分布,泵浦光入射端的浓度低,吸收少,输出端浓度高,泵浦光吸收高。在

晶体内部,热焦距主要受温度分布的影响,由于梯度掺杂晶体能够改善泵浦光吸收分布,进而影响温度分布,故热焦距也明显增大。利用表 1 所示的晶体参数,在 M^2 分别为 10、50、100 的条件下计算热焦距,同时泵浦光的束腰半径 $\omega_{p0} = 0.5$ mm,泵浦功率为 50 W,计算结

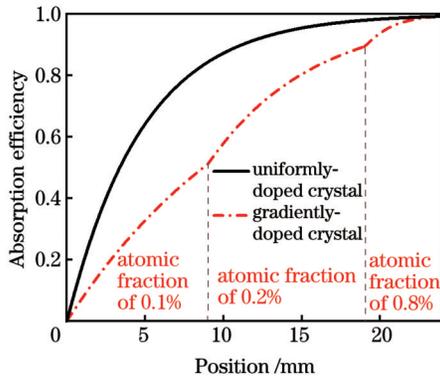


图1 梯度掺杂晶体和均匀掺杂晶体的吸收效率分布
Fig.1 Absorption efficiency distributions of gradiently-doped and uniformly-doped crystals

果如图 2 所示。

图 2(a)展示了当泵浦光光束质量比较接近衍射极限时的热焦距,泵浦光光斑在晶体内部的变化非常小,因此当束腰在不同位置时,泵浦光光斑的差异很小,受束腰位置的影响较小,两种晶体的热焦距变化很小,几乎保持不变,梯度掺杂晶体的热焦距总大于 25 mm。当 $M^2=50$ 时,梯度掺杂晶体的最小热焦距为 72.1 mm,此时泵浦光束腰在晶体 5 mm 位置处,束腰在 24 mm 处的最大热焦距为 89.7 mm。均匀浓度晶体

的最小热焦距为 44.2 mm,此时束腰在晶体 2 mm 处,束腰在晶体 24 mm 处的最大热焦距为 60.6 mm。当 $M^2=100$ 时,梯度掺杂晶体的最小热焦距为 77 mm,此时泵浦光束腰在晶体 4 mm 处,束腰在晶体 24 mm 处的最大热焦距为 138.8 mm,而均匀浓度晶体束腰在 2 mm 处的最小热焦距为 44.9 mm,束腰在 24 mm 处的最大热焦距为 108.6 mm。晶体最大热焦距对应的束腰位置皆在晶体 24 mm 处,这是由于在相同 M^2 条件下,当束腰在 24 mm 处时,输入端泵浦光光斑半径达到最大值,功率密度最小,而泵浦光吸收从输入端向输出端逐渐递减,温度梯度和端面形变减小,因此热焦距在 24 mm 处达到最大,即热效应最小。两种晶体的热焦距最小值对应的束腰位置略有不同,这是由于梯度掺杂晶体的浓度分布不同,入射端浓度低,泵浦功率吸收低,故束腰位置处的吸收功率密度不同,进而热焦距最小值对应的束腰位置与均匀掺杂晶体不同。基于以上热焦距的计算结果可知,当腔长为 84 mm 时,晶体位于腔中心位置,泵浦光入射端距离腔镜 30 mm,输出端距离腔镜 30 mm。在泵浦光 M^2 分别为 10、50、100 的条件下,计算平平腔(热稳腔)的振荡模束腰半径 ω_0 ,泵浦光束腰半径依旧为 0.5 mm,泵浦功率为 50 W,计算结果如图 3 所示。

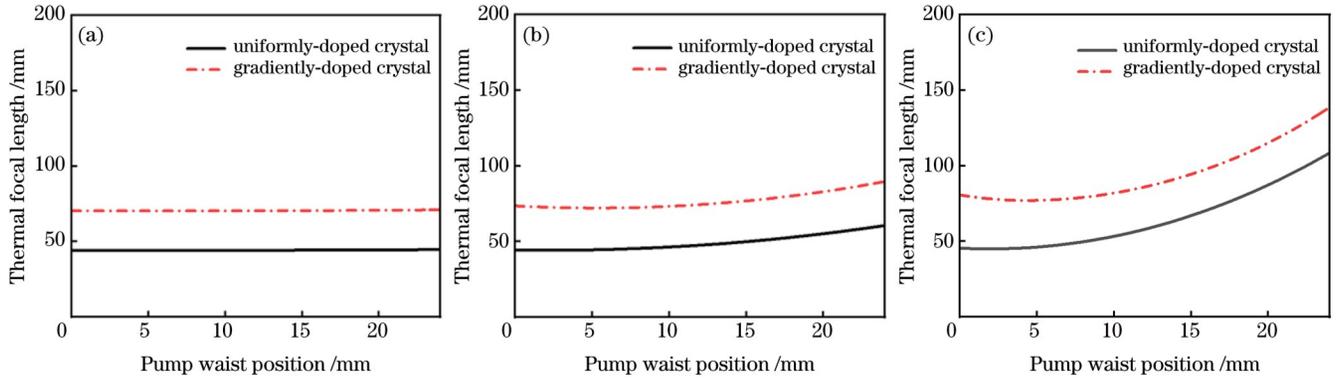


图2 梯度掺杂晶体和均匀掺杂晶体的热焦距随泵浦光束腰位置的变化。(a) $M^2=10$; (b) $M^2=50$; (c) $M^2=100$
Fig.2 Thermal focal lengths of gradiently-doped and uniformly-doped crystals versus pump beam waist position. (a) $M^2=10$; (b) $M^2=50$; (c) $M^2=100$

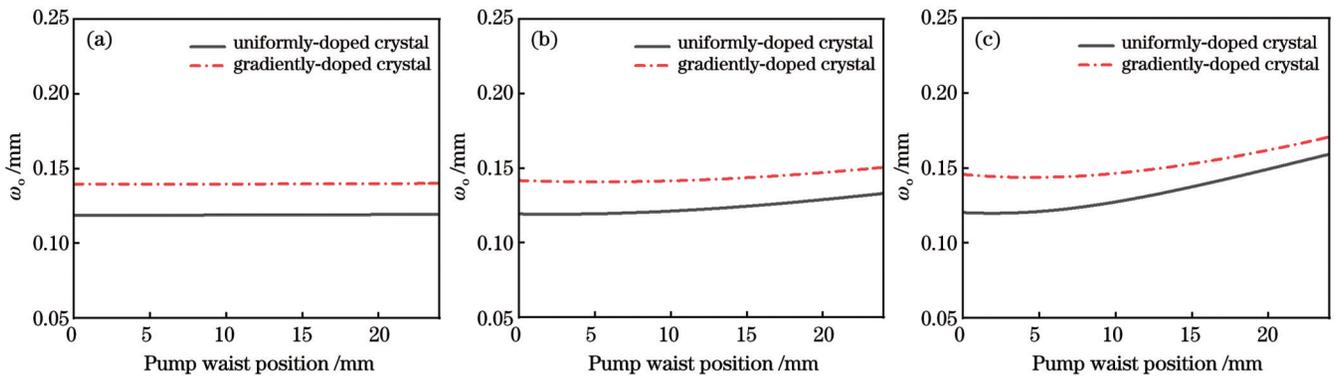


图3 梯度掺杂晶体和均匀掺杂晶体的基模束腰半径随泵浦光束腰位置的变化。(a) $M^2=10$; (b) $M^2=50$; (c) $M^2=100$
Fig.3 Fundamental mode beam waist radius for gradiently-doped and uniformly-doped crystals versus pump beam waist position. (a) $M^2=10$; (b) $M^2=50$; (c) $M^2=100$

平平腔是一个热稳腔,振荡模直接由热透镜决定,根据图 2 所示的热焦距的计算结果可知,梯度掺杂晶体的热焦距更大,故梯度掺杂晶体的振荡模束腰半径更大。模式匹配效率主要由振荡模半径决定,振荡模半径比泵浦光半径要小很多,所以振荡模半径越大,模式匹配效率越高,激光器的整体效率越高, M^2 越大,振荡模束腰半径变化越大。如图 3 所示,当 $M^2=10$ 时,由于热焦距的变化很小,平平腔中的基模主要受热焦距的影响,故基模束腰半径的变化很小,几乎保持不变。在基于梯度掺杂晶体和均匀掺杂晶体的谐振腔中,两种晶体的束腰半径的最大值与最小值相差不足 $1 \mu\text{m}$ 。在 $M^2=50$ 的条件下,当泵浦光束腰位置在 2 mm 处时,基于均匀掺杂晶体的谐振腔振荡模束腰半径取得最小值,基模半径为 0.12 mm ,当泵浦光束腰位置在 24 mm 处时,基于均匀掺杂晶体的谐振腔振荡模束腰半径取得最大值,基模半径为 0.13 mm ;当基于梯度掺杂晶体的谐振腔振荡模束腰半径取得最小值时,泵浦光束腰位

置在 5 mm 处,振荡模束腰半径为 0.14 mm ,当基于梯度掺杂晶体的谐振腔振荡模束腰半径取得最大值时,泵浦光束腰位置在 24 mm 处,振荡模束腰半径为 0.15 mm ,基于均匀掺杂晶体的振荡模束腰半径的最大值与最小值相差 $15 \mu\text{m}$ 左右,而基于梯度掺杂晶体的振荡模束腰半径的最大值与最小值相差 $10 \mu\text{m}$;当 $M^2=100$ 时,梯度掺杂晶体的束腰半径由 4 mm 处的最小值 0.14 mm 提升到 24 mm 处的 0.17 mm ,差值约为 $25 \mu\text{m}$,均匀掺杂晶体的束腰半径由 2 mm 处的 0.12 mm 提升到 0.16 mm ,差值约 $40 \mu\text{m}$,最大值与最小值的位置不受泵浦光 M^2 的影响。因此,当泵浦光束腰在相同位置时, M^2 越小,振荡模半径越小,且随着泵浦光束腰位置的变化也越小。梯度掺杂晶体与均匀掺杂晶体相比,更不易受泵浦光束腰位置与 M^2 的影响,基于梯度掺杂晶体的谐振腔更稳定。在此基础上根据谐振腔的有效模体积公式,在 M^2 分别为 10 、 50 、 100 的条件下计算有效模体积,结果如图 4 所示。

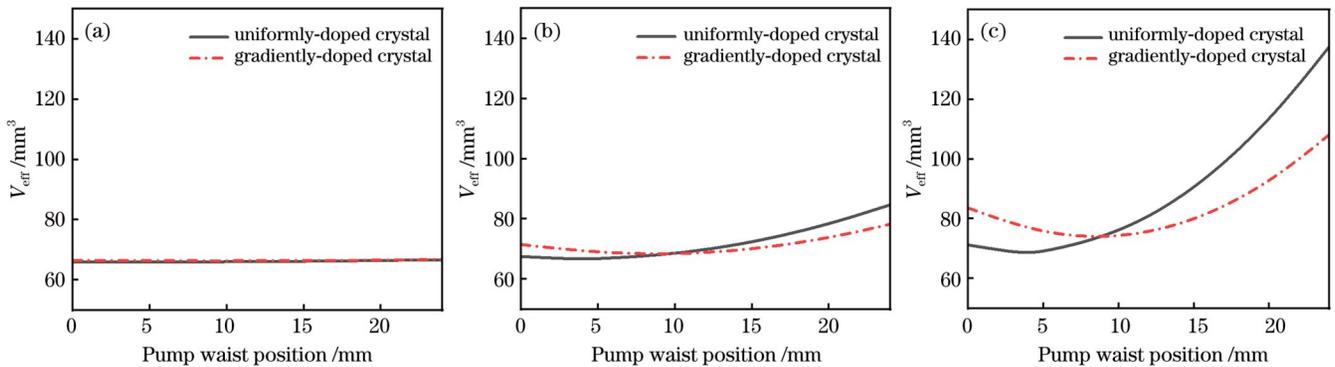


图 4 有效模体积与泵浦光束腰位置的关系。(a) $M^2=10$; (b) $M^2=50$; (c) $M^2=100$

Fig. 4 Effective mode volume versus pump beam waist position. (a) $M^2=10$; (b) $M^2=50$; (c) $M^2=100$

在谐振腔中,当 $M^2=10$ 时,在其他泵浦光参数相同的条件下,两种晶体的有效模体积近似相等,由于基模束腰半径几乎没有随束腰位置的变化而变化,故不同束腰位置处的有效模体积几乎保持不变,两种晶体对应的谐振腔模式处于比较稳定的状态,差异较小;当 $M^2=50$ 时,有效模体积受泵浦光束腰位置的影响较小,相比之下梯度掺杂晶体受的影响更小,对应的有效模体积的最大值与最小值相差 9 mm^3 左右,而均匀掺杂晶体则接近 20 mm^3 ;当 $M^2=100$ 时,梯度掺杂晶体对应的有效模体积的最大值与最小值相差 35 mm^3 ,而均匀浓度晶体则达到了 69 mm^3 。因此,基于梯度掺杂晶体的腔模式更稳定,不易受泵浦光的影响,并且随着 M^2 的增大,在相同的泵浦光束腰位置,有效模体积增大,有效模体积更易受泵浦光束腰位置的影响,变得不稳定。

为了探究梯度掺杂晶体的模式匹配效率,分别在 M^2 为 10 、 50 、 100 的条件下计算了模式匹配效率随泵浦光束腰位置的变化,结果如图 5 所示。在束腰半径

为 0.4 mm 的条件下,当腔长为 84 mm 、束腰半径为 0.5 mm 时,晶体在谐振腔的中心位置,晶体两端距离腔镜均为 30 mm 。由图 5 可以看出,在泵浦光束腰半径相等的条件下, M^2 极大地影响了模式匹配效率, M^2 越接近 1 ,泵浦光光斑半径变化越小,匹配效率受泵浦光束腰位置的影响越小。在 $M^2=10$ 的条件下,由于泵浦光光斑半径的变化很小,当束腰半径为 0.4 mm 和 0.5 mm 时,束腰位置对腔模式的影响很小,故效率几乎保持不变,两种晶体的模式匹配效率差异也很小。随着 M^2 的增大,效率受泵浦光束腰位置的影响增大,最高效率和最低效率的差也明显增大。当 $M^2=100$ 时,在泵浦光束腰半径 $\omega_{p0}=0.4 \text{ mm}$ 的条件下,均匀掺杂晶体的模式匹配效率总高于梯度掺杂晶体。在泵浦光束腰半径 $\omega_{p0}=0.4 \text{ mm}$ 且 $M^2=50$ 的条件下,当泵浦光束腰位置在 11 mm 以内时,梯度掺杂晶体的模式匹配效率低于均匀浓度晶体,在 $M^2=100$ 的条件下,当泵浦光束腰位置在 8 mm 以内时,梯度掺杂晶体的模式匹配效率低于均匀浓度晶体。在 $\omega_{p0}=0.5 \text{ mm}$ 的条

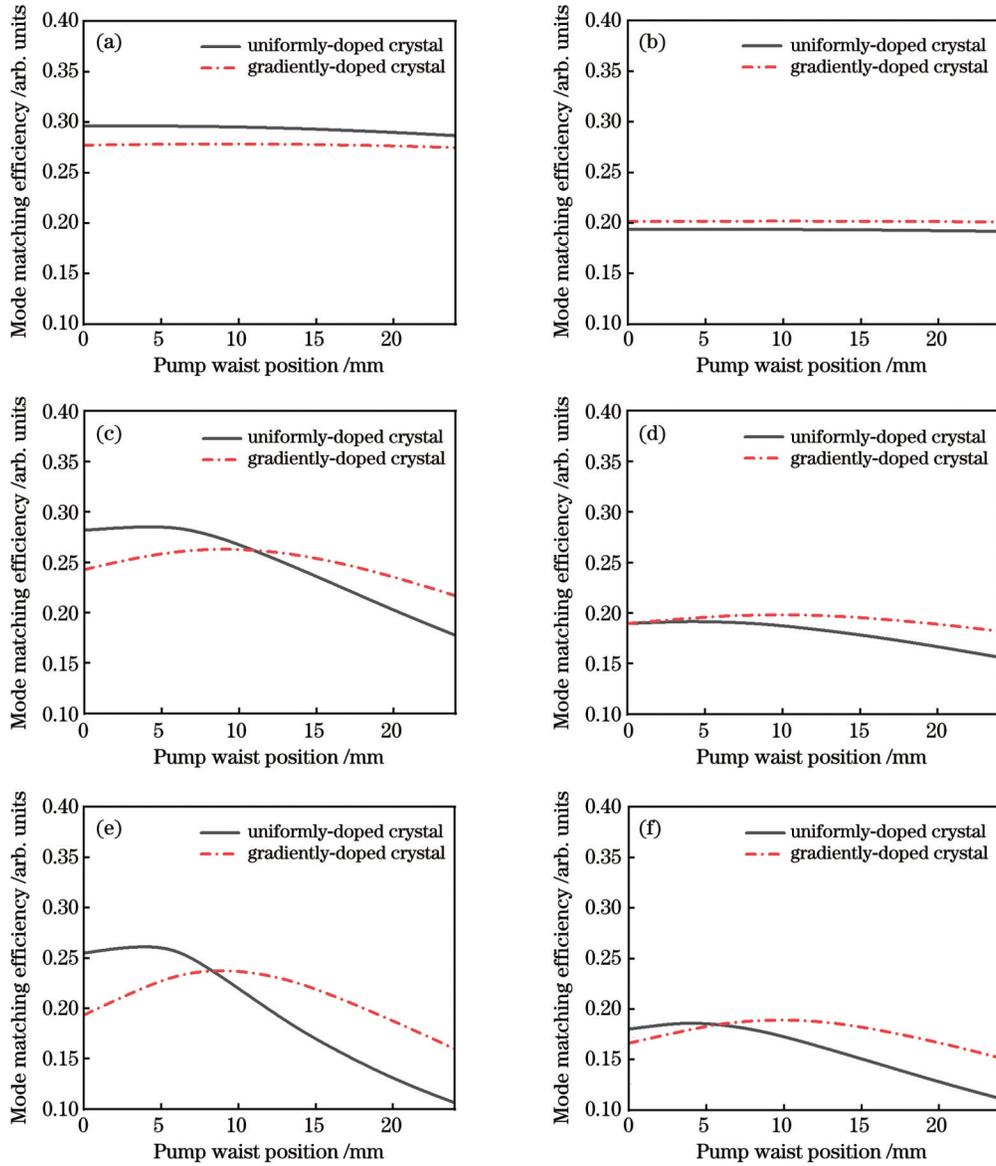


图5 模式匹配效率与泵浦光束腰位置的关系。(a) $M^2=10, \omega_{p0}=0.4$ mm; (b) $M^2=10, \omega_{p0}=0.5$ mm; (c) $M^2=50, \omega_{p0}=0.4$ mm; (d) $M^2=50, \omega_{p0}=0.5$ mm; (e) $M^2=100, \omega_{p0}=0.4$ mm; (f) $M^2=100, \omega_{p0}=0.5$ mm

Fig. 5 Mode matching efficiency versus pump beam waist position. (a) $M^2=10, \omega_{p0}=0.4$ mm; (b) $M^2=10, \omega_{p0}=0.5$ mm; (c) $M^2=50, \omega_{p0}=0.4$ mm; (d) $M^2=50, \omega_{p0}=0.5$ mm; (e) $M^2=100, \omega_{p0}=0.4$ mm; (f) $M^2=100, \omega_{p0}=0.5$ mm

件下,当 M^2 分别为10和50时,梯度掺杂晶体的模式匹配效率总大于均匀掺杂晶体,当 M^2 达到100时,在大于6 mm的泵浦光束腰位置处,梯度掺杂晶体的模式匹配效率才高于均匀掺杂晶体,并且效率随束腰位置的变化也更大。在 $\omega_{p0}=0.4$ mm的条件下,当 M^2 由10增大到100时,均匀掺杂晶体的模式匹配效率最高下降了0.180,梯度掺杂晶体的模式匹配效率最高下降了0.115;在 $\omega_{p0}=0.5$ mm的条件下,当 M^2 由10增大到100时,均匀掺杂晶体的模式匹配效率最高下降了0.081,梯度掺杂晶体的模式匹配效率最高下降了0.050。因此,泵浦光的 M^2 参数能够极大地影响模式匹配效率,相比之下梯度掺杂晶体的模式匹配效率受 M^2 的影响较小;对于不同的束腰位置,在相同 M^2 条件下,均匀浓度晶体更易受泵浦光束腰位置的影响,梯度

掺杂晶体更稳定。随着 ω_{p0} 的增大, M^2 对两种晶体的模式匹配效率的影响变小。在相同 M^2 条件下,泵浦光束腰半径对模式匹配效率的影响较大,由图5可知,当泵浦光束腰半径为0.4 mm时模式匹配效率比较高。这是因为振荡光斑大小更接近泵浦光斑大小,只有在相近的情况下,模式匹配效率才能达到最高,并且在实际实验中,通过加入热沉对晶体进行冷却处理,而计算公式并未考虑这点,因此实际的模式匹配效率会高于计算值。

在泵浦光束腰半径 $\omega_{p0}=0.4$ mm的条件下,当 $M^2=10$ 时,均匀浓度晶体的匹配效率总高于梯度掺杂晶体,当 $M^2=50$ 和 $M^2=100$ 时,在一定范围内均匀掺杂晶体的模式匹配效率高于梯度掺杂晶体,这可能是晶体距离束腰位置过远导致的。因为模式匹配效率主

要受振荡光光斑半径的影响,计算 $\omega_{p0}=0.4$ mm 时的振荡光束腰半径,其中 M^2 分别为 10、50、100,腔长为

84 mm,结果如图 6 所示。可以看出,在三种条件下,振荡光束腰半径依旧是梯度掺杂晶体的略高。

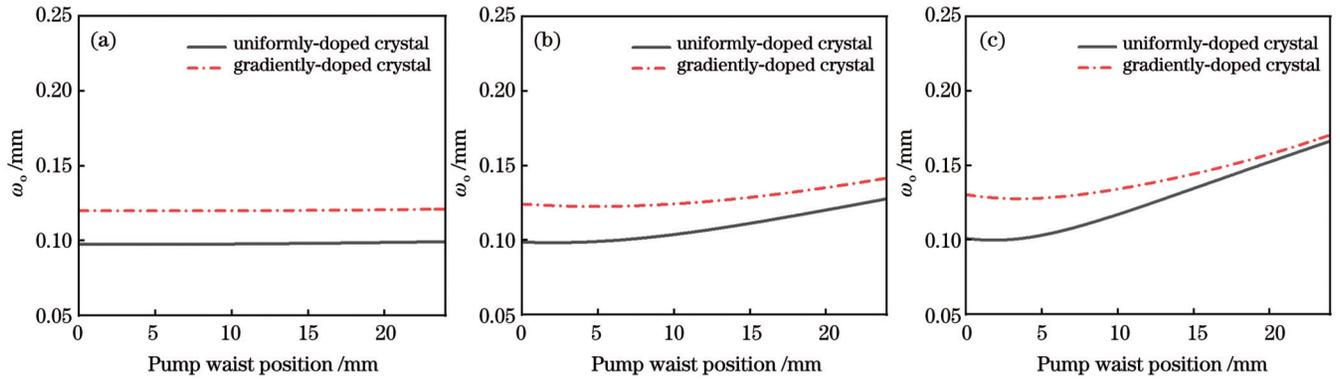


图 6 基模半径与泵浦光束腰位置的关系。(a) $M^2=10, \omega_{p0}=0.4$ mm; (b) $M^2=50, \omega_{p0}=0.4$ mm; (c) $M^2=100, \omega_{p0}=0.4$ mm
Fig. 6 Relationship between fundamental mode radius and pump beam waist position. (a) $M^2=10, \omega_{p0}=0.4$ mm; (b) $M^2=50, \omega_{p0}=0.4$ mm; (c) $M^2=100, \omega_{p0}=0.4$ mm

根据基模光斑半径 $\omega_1(z)$ 与束腰半径的关系式

$$\omega_1^2(z) = \omega_0^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\lambda_0}{n\pi\omega_0^2} (z - z'_0) \right]^2 \right\}$$

可得,当距离过长时,束腰半径 ω_0 越小,该位置处的振荡光光斑半径越大,而束腰半径 ω_0 越大,该位置处的振荡光光斑半径越小。当振荡光斑束腰半径分别为 0.100 mm 和 0.125 mm 时,腔内基模光斑半径的变化如图 7 所示。当计算谐振腔中的振荡光光斑半径时,对于晶体位于中心位置的平平腔,其腔长为 84 mm,可将晶体等效为一个薄透镜,输出镜处的基模半径近似于束腰半径^[21-23]。在图 7 中,曲线两端为腔镜位置,84 mm 处为输出镜位置, $z=42$ mm 的虚线处为晶体中心位置,当振荡光到达晶体中心时,束腰半径小的基模光斑更大,即均匀掺杂晶体的基模光斑更大,这也是典型的衍射极限高斯光束变化规律。当腔长达到一定条件时,均匀浓度晶体的匹配效率高于梯度掺杂晶体,但当腔长过长时,腔内损耗过高,因此在设计激光器参数时,通过合理地设计泵浦光参数以及腔长等,梯度掺杂晶体会发挥出最大优势。

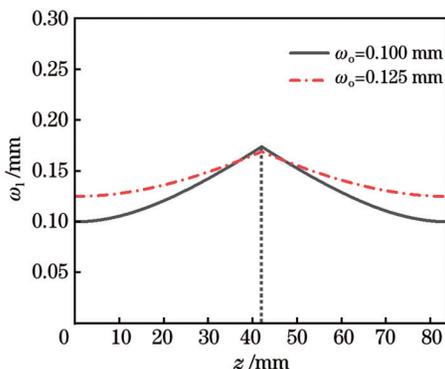


图 7 谐振腔基模的变化

Fig. 7 Variation of fundamental mode in resonant cavity

4 实验装置与结果分析

图 8 为激光器实验装置,相关实验参数与仿真参数一致,腔长为 84 mm,晶体位于中心位置,晶体两端距离腔镜 30 mm。使用数值孔径为 0.22、芯径为 200 μm 的光纤耦合二极管作为泵浦源,在准直透镜与聚焦透镜的焦距比分别为 1:4 和 1:5 的耦合条件下入射,即泵浦光束腰半径分别为 400 μm 和 500 μm 。晶体两端镀有 808 nm 增透膜与 1064 nm 增透膜,并被安装在 293 K 的紫铜热沉中,晶体棒长为 24 mm。输入镜镀有 808 nm 增透膜和 1064 nm 高反膜,利用透射率为 30% @ 1064 nm 的平面镜作为激光器输出镜。

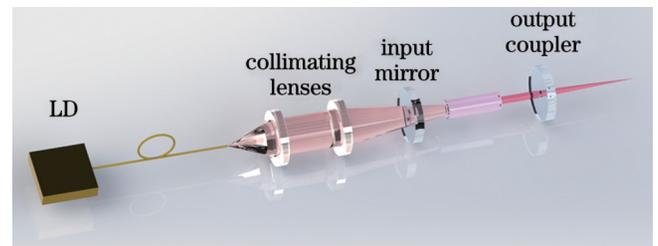


图 8 实验装置

Fig. 8 Experimental setup

搭建实验装置,如图 8 所示。将泵浦光束腰置于靠近晶体输出端和输入端的位置,如图 9 所示。实验在连续光泵浦下进行,调整并固定泵浦光束腰位置后,更换不同晶体进行输出功率的测量,使用功率计探头测量激光输出功率。图 10 为输出功率的测量结果,其中梯度掺杂晶体的低浓度端在晶体的泵浦光入射端。如图 10(a) 所示,均匀掺杂晶体的输出功率一直明显大于梯度掺杂晶体的输出功率,而在图 10(b) 中,梯度掺杂晶体的输出功率大于均匀浓度晶体的输出功率,因此泵浦光束腰位置对激光器的输出功率有重要影响,相比之下均匀浓度晶体受到的影响

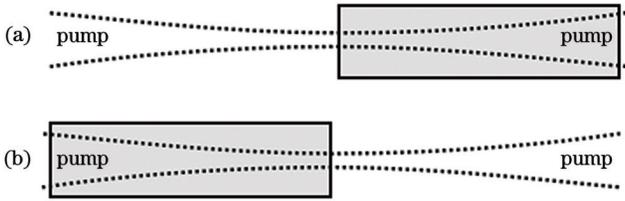


图9 泵浦光束腰位置示意图。(a)位于晶体入射端面;(b)位于晶体输出端面

Fig. 9 Schematics of pump beam waist position. (a) Beam waist is located at incident end face of crystal; (b) beam waist is located at output end face of crystal

较大,当泵浦光束腰靠近晶体的输入端时,两种晶体的输出功率相差较大。在泵浦光束腰半径为 0.4 mm 的条件下,当束腰位置从靠近晶体输入端变化到靠

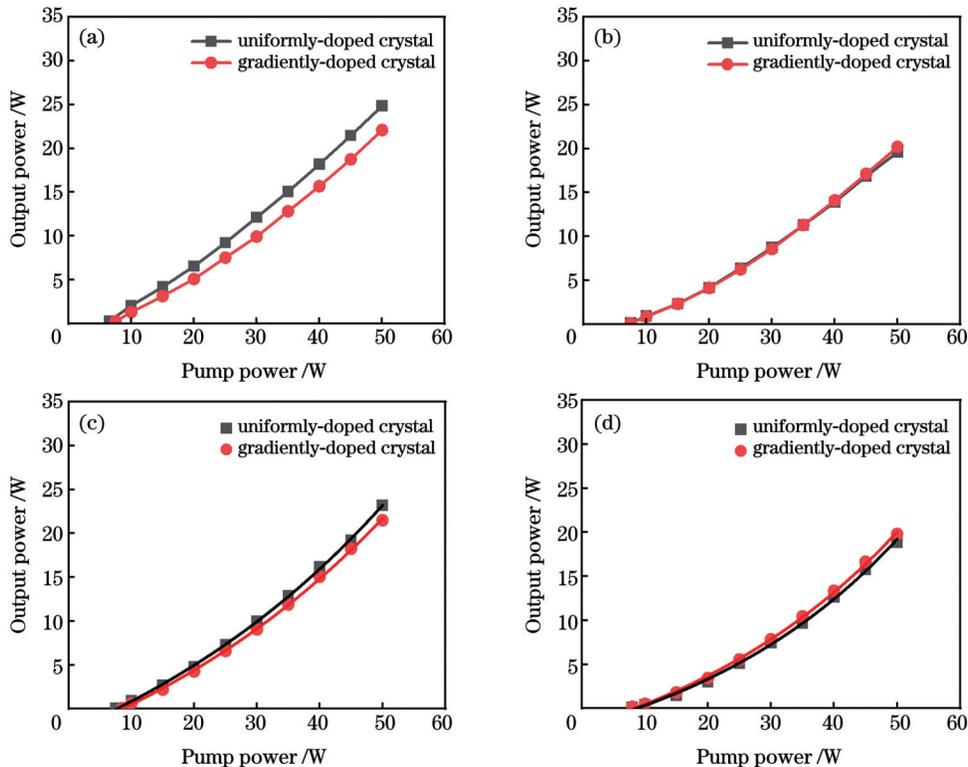


图10 输出功率随入射泵浦功率的变化曲线。(a) $\omega_{p0}=0.4$ mm,且泵浦光束腰位置靠近晶体输入端面;(b) $\omega_{p0}=0.4$ mm,且泵浦光束腰位置靠近晶体输出端面;(c) $\omega_{p0}=0.5$ mm,且泵浦光束腰位置靠近晶体输入端面;(d) $\omega_{p0}=0.5$ mm,且泵浦光束腰位置靠近晶体输出端面

Fig. 10 Output power versus incident pump power. (a) $\omega_{p0}=0.4$ mm, and pump beam waist position is close to crystal input face; (b) $\omega_{p0}=0.4$ mm, and pump beam waist position is close to crystal output face; (c) $\omega_{p0}=0.5$ mm, and pump beam waist position is close to crystal input face; (d) $\omega_{p0}=0.5$ mm, and pump beam waist position is close to crystal output side

束腰位置对梯度掺杂晶体的影响较小,主要原因是梯度掺杂晶体中的泵浦光吸收分布更均匀,任意位置的泵浦光束腰对梯度掺杂晶体的影响均较小。由于温度分布与泵浦光吸收分布成正比,现利用 COMSOL 模拟软件对泵浦光束腰位于晶体初始端和末端时的晶体温度分布进行模拟,泵浦功率为 50 W,泵浦光束腰半径为 0.5 mm, $M^2=100$,在晶体两端设置空气对流,晶体侧面设置水冷,采用圆柱绕流方

近晶体输出端时,均匀浓度晶体的最高输出功率由 24.85 W 降低到 19.6 W,降低了 1/5 左右,而梯度掺杂晶体的最高输出功率由 22.1 W 降低到 20.2 W,降低了 1/11 左右。当泵浦光束腰半径为 0.5 mm 时,均匀掺杂晶体的最高输出功率由 23.19 W 降低到 18.85 W,降低了 1/5 左右,梯度掺杂晶体的最高输出功率由 21.5 W 降低到 19.8 W,降低了 1/12 左右。因此泵浦光束腰位置对梯度掺杂晶体的影响更小。在泵浦光束腰位置靠近输出端的条件下,当 $\omega_{p0}=0.4$ mm 时,如图 10(b) 所示,两种晶体的输出功率几乎相等,在泵浦功率大于 40 W 后梯度掺杂晶体的输出功率略高。当 $\omega_{p0}=0.5$ mm 时,如图 10(d) 所示,梯度掺杂晶体的输出功率略大。因此,仿真结果得到了验证。

式,水流速度为 $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,晶体和水的初始温度都为 293.15 K,模拟结果如图 11 所示。可以看出,当泵浦光束腰分别位于晶体输入端面和输出端面时,在温度分布达到稳态的条件下,均匀掺杂晶体的最高温度分别为 545 °C 和 330 °C,梯度掺杂晶体的最高温度分别为 238 °C 和 160 °C,远低于均匀掺杂晶体,在束腰位置从输出端面变化到入射端面的过程中,均匀掺杂晶体的温度上升了 65.2%,梯度掺杂晶体的温度上升了

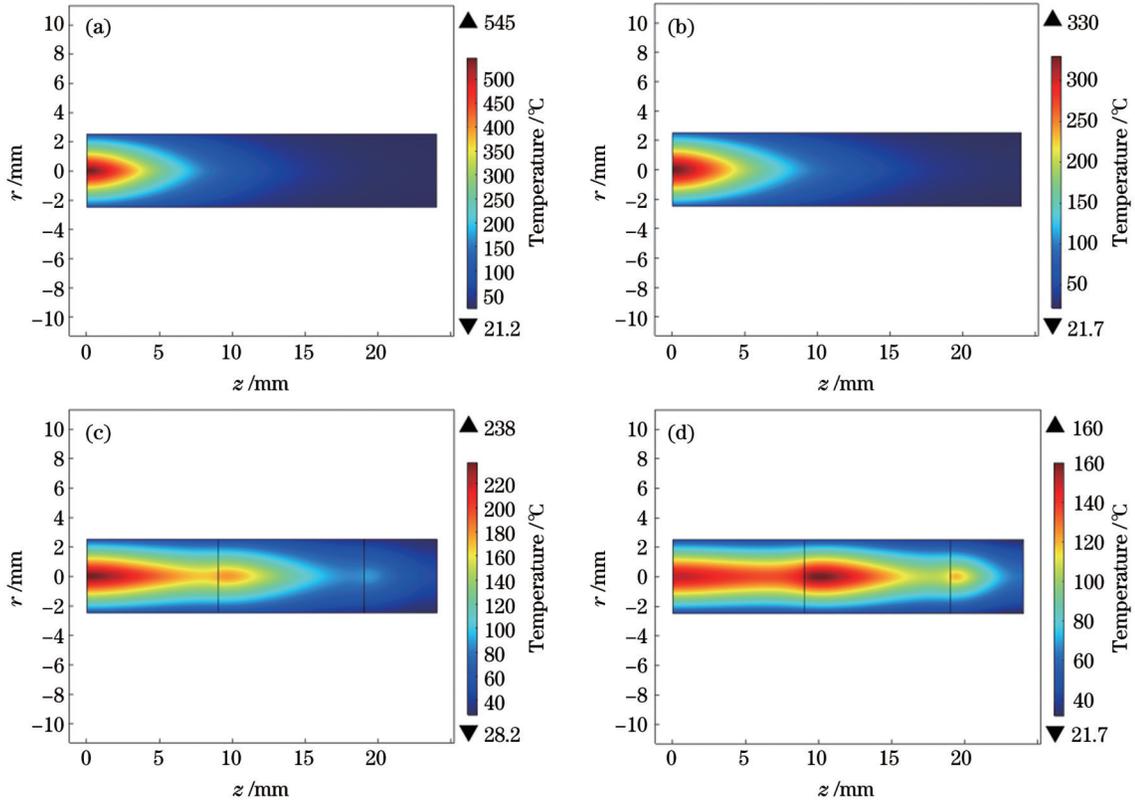


图 11 晶体纵向温度的分布。(a)均匀掺杂晶体,且泵浦光束腰位于晶体入射端面;(b)均匀掺杂晶体,且泵浦光束腰位于晶体输出端面;(c)梯度掺杂晶体,且泵浦光束腰位于晶体入射端面;(d)梯度掺杂晶体,且泵浦光束腰位于晶体输出端面

Fig. 11 Longitudinal temperature distributions of crystals. (a) Uniformly-doped crystal with pump beam waist located at incident end face of crystal; (b) uniformly-doped crystal with pump beam waist located at output end face of crystal; (c) gradiently-doped crystal with pump beam waist located at incident end face of crystal; (d) gradiently-doped crystal with pump beam waist located at output end face of crystal

48.8%。梯度掺杂晶体的入射端浓度低,吸收泵浦光较少,晶体末端吸收泵浦光多,故泵浦光吸收分布均匀,而均匀掺杂晶体的主要吸收都发生在晶体入射端。因此,不同位置的泵浦光束腰对梯度掺杂晶体的泵浦光吸收分布的影响远小于均匀掺杂晶体,梯度掺杂晶体有利于得到更稳定的激光器模式。

梯度掺杂晶体的优势在于高功率泵浦,当泵浦功率足够高时,在任意位置的泵浦光束腰下,梯度掺杂晶体的输出功率都高于均匀掺杂晶体,因此将泵浦光束腰位置置于晶体入射端,梯度掺杂晶体低浓度端为入射端。当泵浦光束腰半径 $\omega_{p0}=0.5$ mm 时,输出功率的测量结果如图 12 所示。梯度掺杂晶体的出光阈值 (8.5 W) 略高于均匀掺杂晶体 (7.5 W),主要原因是梯度掺杂晶体中 Nd 的平均原子数分数比均匀掺杂晶体略低 0.012%。当泵浦功率在 70 W 以下时,梯度掺杂晶体的输出功率略低于均匀掺杂晶体,当入射泵浦功率为 30 W 时,两种晶体的输出功率相差最大,约为 1.7 W;当泵浦功率在 30 W 以上时,两种晶体的输出功率相差较小。当泵浦功率为 70 W 时,梯度掺杂晶体的输出功率超过均匀掺杂晶体,提高了 0.1 W,当入射泵浦功率为 90 W 时,梯度掺杂晶体的输出功率最高达到 44.8 W,均匀掺杂晶体的输出功率最高为 42.8 W,前

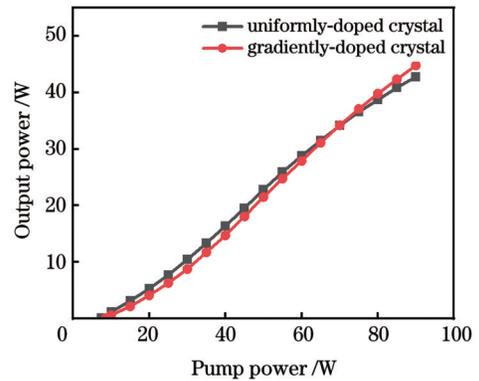


图 12 晶体位于谐振腔中心时输出功率随入射泵浦功率变化的曲线

Fig. 12 Output power versus incident pump power when crystal is located at center of resonator

者比后者提高了 4.67%。因此,在高功率端面泵浦中,梯度掺杂晶体可以明显地提升激光器的性能。

如图 12 所示,两种晶体的输出功率一直处于上升的状态。根据谐振腔稳定条件 $0 < g_1 g_2 < 1$ (在平平腔中, $g_1 = 1 - d_2/f$, $g_2 = 1 - d_1/f$, 其中 d_1 为晶体到输入镜的距离, d_2 为晶体到输出镜的距离)^[22] 可知,由于晶体处于腔中心位置,在 90 W 功率范围内一直保

持 $g_1 = g_2$ 且 $0 < g_1 g_2 < 1$, 因此输出功率处于持续上升的状态。现将晶体紧贴输入镜, 对比分析两种晶体的输出功率, 腔长依旧为 84 mm, 泵浦光束腰位置靠近晶体入射端面, $\omega_{p0} = 0.5$ mm, 测量结果如图 13 所示。当泵浦功率为 55 W 时, 梯度掺杂晶体的输出功率超过均匀掺杂晶体, 当泵浦功率在 70 W 以上时, 由于热效应严重, 均匀掺杂晶体的输出功率直线下降, 在 80 W 泵浦功率下, 均匀掺杂晶体的输出功率为 13.85 W, 而此时的梯度掺杂晶体的输出功率为 32.1 W。梯度掺杂晶体的最高输出功率达到 34.0 W, 而均匀掺杂晶体的最高输出功率为 30.4 W, 前者比后者提高了 11.84%。因此, 梯度掺杂晶体在高功率泵浦下具有优异性能。

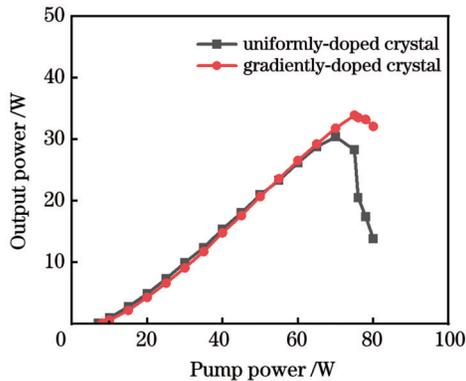


图 13 晶体紧贴输入镜时输出功率随入射泵浦功率变化的曲线

Fig. 13 Output power versus incident pump power when crystal is tightly attached to input mirror

5 结 论

计算了不同泵浦光束腰半径、 M^2 与束腰位置条件下梯度掺杂晶体和均匀掺杂晶体的模式匹配效率, 分析了三个参数对两种晶体的影响。梯度掺杂晶体表现出了优异的性能, 两种晶体的模式匹配效率随着泵浦光 M^2 参数的增大而减小, 梯度掺杂晶体的模式匹配效率受 M^2 的影响较小; 随着泵浦光束腰半径的增大, 两种晶体的模式匹配效率受 M^2 的影响也变小; 在不同的束腰位置, 当 M^2 相同时, 均匀掺杂晶体易受泵浦光束腰位置的影响, 梯度掺杂晶体更稳定, 并且通过实验进行了验证。在泵浦光束腰从晶体入射端变化到输出端的过程中, 当泵浦光束腰半径分别为 0.4 mm 和 0.5 mm 时, 均匀掺杂晶体的输出功率均降低了 1/5 左右, 而梯度掺杂晶体的输出功率分别只降低了 1/11 和 1/12 左右。在高功率泵浦条件下, 梯度掺杂晶体表现出高效率的优异性能, 当晶体位于谐振腔中心位置和紧贴输入镜时, 梯度掺杂晶体的最高输出功率比均匀掺杂晶体分别提高了 4.67% 和 11.84%。因此, 在高功率泵浦下, 梯度掺杂晶体能够明显提升激光器的性能, 并且受泵浦光参数的影响较

小, 为未来实现高效、高稳定性的高功率端面泵浦提供了有效途径。

参 考 文 献

- [1] Jiang C, Huang W N, He Q B, et al. High-power diode-end-pumped 1314 nm laser based on the multi-segmented Nd: YLF crystal[J]. Optics Letters, 2023, 48(3): 799-802.
- [2] Evangelatos C, Tsaknakis G, Bakopoulos P, et al. Actively Q-switched multisegmented Nd: YAG laser pumped at 885 nm for remote sensing[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2014, 26(18): 1890-1893.
- [3] Shang P J, Bai L, Wang S Y, et al. Research progress on thermal effect of LD pumped solid state laser[J]. Optics & Laser Technology, 2023, 157: 108640.
- [4] 袁振, 令维军, 陈晨, 等. LD 双端泵浦高功率声光调 Q Tm: YAP 激光器[J]. 中国激光, 2021, 48(5): 0501018.
- [5] Yuan Z, Ling W J, Chen C, et al. A high-power LD double-end-pumped acousto-optic Q-switched Tm: YAP laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(5): 0501018.
- [6] 李隆, 牛娟, 张春玲, 等. 连续 LD 端面泵浦 YAG/Yb: YAG 复合晶体温度场分析[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(13): 1314002.
- [7] Li L, Niu J, Zhang C L, et al. Temperature field of continuous LD end-pumped YAG/Yb: YAG composite crystal[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(13): 1314002.
- [8] 李隆, 牛娟, 张春玲, 等. 连续 LD 端面泵浦方片 YAG/Yb: YAG 复合晶体热效应分析[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(1): 0114001.
- [9] Li L, Niu J, Zhang C L, et al. Thermal effect analysis of continuous LD end-pumped square YAG/Yb: YAG composite crystal[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(1): 0114001.
- [10] 李隆, 杨建花, 张春玲, 等. 脉冲 LD 端面泵浦 YAG/Nd: YAG 复合晶体热效应分析[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(21): 2114001.
- [11] Li L, Yang J H, Zhang C L, et al. Thermal effect analysis of pulsed LD end-pumped YAG/Nd: YAG composite crystal[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(21): 2114001.
- [12] 尹晓雪, 过振, 李兵斌, 等. 激光晶体热效应的阶梯泵浦技术[J]. 电子科技, 2010, 23(2): 39-41, 45.
- [13] Yin X X, Guo Z, Li B B, et al. Laser crystal thermal effect and ladder pump technology[J]. Electronic Science and Technology, 2010, 23(2): 39-41, 45.
- [14] Li X D, Zhou Y P, Xu H B, et al. High-stability, high-pulse-energy MOPA laser system based on composite Nd: YAG crystal with multiple doping concentrations[J]. Optics & Laser Technology, 2022, 152: 108080.
- [15] Huang Y J, Chen Y F. High-power diode-end-pumped laser with multi-segmented Nd-doped yttrium vanadate[J]. Optics Express, 2013, 21(13): 16063-16068.
- [16] Wei M E, Cheng T Q, Dou R Q, et al. Superior performance of a 2 kHz pulse Nd: YAG laser based on a gradient-doped crystal[J]. Photonics Research, 2021, 9(7): 1191-1196.
- [17] Wei M E, Cheng T Q, Dou R Q, et al. High-peak-power electro-optically Q-switched laser with a gradient-doped Nd: YAG crystal[J]. Optics Letters, 2021, 46(19): 5016-5018.
- [18] Shen Q, Cui X Y, Yan M C, et al. 11-watt single-frequency 1342-nm laser based on multi-segmented Nd: YVO₄ crystal[J]. Optics Express, 2019, 27(22): 31913-31925.
- [19] Chen Y F, Kao C F, Huang T M, et al. Influence of thermal effect on output power optimization in fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 1997, 3(1): 29-34.
- [20] Ma Y F, Yu X, Li X D, et al. Comparison on performance of passively Q-switched laser properties of continuous-grown

- composite GdVO₄/Nd:GdVO₄ and YVO₄/Nd:YVO₄ crystals under direct pumping[J]. Applied Optics, 2011, 50(21): 3854-2859.
- [16] Wang H L, Wang Y L, Liu Z H, et al. Modeling of end-pumped electrooptically Q-switched lasers with the influences of thermal effects and spatial mode matching[J]. Japanese Journal of Applied Physics, 2018, 57(10): 102702.
- [17] Peng X Y, Xu L, Asundi A K. Thermal lensing effects for diode-end-pumped Nd:YVO₄ and Nd:YAG lasers[J]. Optical Engineering, 2004, 43(10): 2454-2461.
- [18] Liu J G, Wen Y, Li S, et al. Study on LD end-pumped multi-segment bonded Tm:YAG solid-state laser[J]. Optics Communications, 2021, 480: 126452.
- [19] 尹晓雪. 固体激光器阶梯掺杂晶体研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2010: 15-16.
- Yin X X. Study on step doped crystal of solid-state laser[D]. Xi'an: Xidian University, 2010: 15-16.
- [20] Mao Y L, Deng P Z, Zhang Y H, et al. High efficient laser operation of the high-doped Nd:YAG crystal grown by temperature gradient technology[J]. Chinese Physics Letters, 2002, 19(9): 1293-1295.
- [21] 孙岩. 高重频全固态 Nd:YLF 激光器研究[D]. 北京: 清华大学, 2010: 23-24.
- Sun Y. Study on high repetition rate all-solid-state Nd:YLF laser [D]. Beijing: Tsinghua University, 2010: 23-24.
- [22] 周丹丹. 914 nm LD 端面泵浦电光腔倒空全固态激光器研究[D]. 北京: 北京工业大学, 2018: 33-34.
- Zhou D D. Study on 914 nm LD end-pumped electro-optic cavity emptying all-solid-state laser[D]. Beijing: Beijing University of Technology, 2018: 33-34.
- [23] 秦前. 主动调 Q 的 2 kHz Nd:YAG 激光器设计[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2020: 15-16.
- Qin Q. Design of active Q-switched 2 kHz Nd:YAG laser[D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2020: 15-16.

Research on Laser Mode Matching Based on Gradientsly-Doped Crystal

Man Zhaoyang^{1,2}, Cui Can^{1,2*}, Wang Yulei^{1,2**}, Liu Fuhan^{1,2}, Li Yindong^{1,2}, Bai Zhenxu^{1,2}, Lü Zhiwei^{1,2}

¹Center for Advanced Laser Technology, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China;

²Hebei Key Laboratory of Advanced Laser Technology and Equipment, Tianjin 300401, China

Abstract

Objective End-pumped lasers offer the advantages of high efficiency, good beam quality, and compact structure. However, the exponential decay of pump absorption along the longitudinal direction in commonly used conventional uniformly-doped crystals, produces a large temperature gradient, which leads to a series of thermal problems such as severe thermal lensing effects and end-face deformation, inevitably leading to the deterioration of laser performance. In addition, the thermal stress restricts the pump power limit, beyond which thermal stress leads to crystal damage. Currently, many researchers use gradientsly-doped crystals to improve the thermal effect and reduce the temperature gradient. Gradientsly-doped crystals are simple in structure, and yet improve the pumping limit with excellent performance in high-power pumping; however, the different concentration distributions of gradientsly-doped crystals cause the mode-matching to differ from that of traditional uniformly-doped crystals. Therefore, maximizing the advantages of the gradientsly-doped crystal is still a difficult problem. At present, research on the mode-matching of gradientsly-doped crystals is lacking. Consequently, studying the mode-matching problem in end-pumped gradientsly-doped crystal lasers is of great significance.

Methods In this study, the effects of pump beam waist radius, beam quality factor (M^2) value, and waist position on the mode-matching efficiencies of gradientsly-doped and uniformly-doped crystal lasers are theoretically calculated. Subsequently, the effect of pump beam waist position on mode-matching of gradientsly-doped crystal lasers is experimentally investigated by changing the pump beam waist position when the radius is 0.4 mm and 0.5 mm, respectively. Finally, the crystals are placed at the center of the resonant cavity and at a position close to the input mirror, with pump beam waist radius of 0.5 mm and beam waist position close to the pump input face of the crystals, to study the performance of gradientsly-doped and uniformly-doped crystals under high-power pumping conditions, thereby verifying the excellent performance of the gradientsly-doped crystals under high-power pumping conditions with identical pumping optical parameters.

Results and Discussions The effects of waist radius, waist position, and M^2 value of the pump beam on the mode-matching efficiency of gradientsly-doped crystals are theoretically calculated (Fig. 5). The effects of the waist position of the pump beam on gradientsly-doped and uniformly-doped crystals are compared and analyzed through experiments (Fig. 10). The influence of the position of the pump beam waist on the two kinds of crystals is analyzed using the temperature distributions of the crystals with the pump beam waist at different positions (Fig. 11). Gradientsly-doped crystals exhibit more stable mode matching and are less susceptible to pumping optical parameters. The output characteristics of the crystals under high-power pumping conditions are investigated for crystals located at the center of the resonant cavity and close to the input mirror. The output power of the gradientsly-doped crystal increases by 4.67% and 11.84% at the two positions, respectively. Thus, it is concluded that gradientsly-doped crystals display excellent performance

under high-power pumping (Figs. 12 and 13).

Conclusions In this study, the mode-matching efficiencies of the end-pumped laser with uniformly-doped and gradiently-doped crystals are examined theoretically and optimized experimentally. First, the influence of the waist radius, M^2 value, and waist position in the oscillator of the Gaussian-distributed pump beam on the mode-matching efficiency is analyzed through numerical simulations. Considering the variations of the three parameters, it is demonstrated that the gradiently-doped crystal laser exhibits a more stable and greater mode matching efficiency than the uniformly-doped crystal for a pump waist radius of 0.5 mm and M^2 values of 10 and 50. Specifically, the influence of the waist position of the pump beam on mode-matching efficiency is studied through experiments. Through the comparison of the laser output power for pump beam waists located at different positions, it is shown that the mode matching efficiency suffers less from fluctuations in gradiently-doped crystals than uniformly-doped ones, which agrees well with the theoretical analysis. Under the condition of pump power reaching over 70 W, the gradiently-doped laser has a maximum output power of 44.8 W with the laser crystal set in the middle of the oscillator, which is 4.67% greater than that of the uniformly-doped one. For the laser crystal close to the input mirror, the gradiently-doped laser output power reaches 34.0 W, which is 11.84% greater than that of the uniformly doped laser. Therefore, it is concluded that the gradiently-doped crystal has excellent performance for high-power pumping laser systems.

Key words lasers; gradiently-doped crystal; mode matching; laser theory; end-pumping; high power laser