

# LD 端面泵浦 Er:Yb:glass/Co:MALO 晶体热效应分析

孙佳宁<sup>1,2</sup>, 王雨雷<sup>1,2\*</sup>, 张雨<sup>1,2</sup>, 齐瑶瑶<sup>1,2</sup>, 丁洁<sup>1,2</sup>, 颜秉政<sup>1,2</sup>, 白振旭<sup>1,2</sup>, 吕志伟<sup>1,2</sup>

(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:** 为了减弱激光二极管端面泵浦固体激光器热效应的影响, 提高激光谐振腔稳定性及改善激光器的输出特性, 以激光二极管端面泵浦 Er:Yb:glass/Co:MALO 晶体为研究对象, 采用有限元分析方法, 并根据热传导理论对其进行多物理场耦合热效应分析, 系统分析了非键合和键合晶体、泵浦中心波长、功率以及束腰半径对激光晶体的温度场、热应力场以及形变量的影响。结果表明: 键合晶体中 Co:MALO 晶体不仅起到了被动调  $Q$  的作用, 还起到了热沉的效果, 可以有效改善晶体内部的温度分布、热应力和形变量。中心波长为 940 nm 的泵浦对晶体的穿透性远高于 976 nm, 采用 940 nm 的泵浦可以改善晶体的最高温度, 但 976 nm 泵浦结构是扩散键合较安全的结构。由于增大泵浦功率会导致晶体单位面积功率密度分布的增加, 热效应也会加剧, 泵浦功率增大 100 mW 对应温度增加 9 K, 热应力增加 1.5 MPa, 热形变增加 0.5  $\mu\text{m}$ 。减小泵浦光束半径也会导致热效应的增加, 但影响相较于功率不明显。理论分析结果可为激光二极管端面泵浦钕镱共掺磷酸盐玻璃 1.5  $\mu\text{m}$  固体激光器减小热效应的合理化设计提供数据理论支持。

**关键词:** LD 端面泵浦; Er:Yb:glass/Co:MALO; 调  $Q$  激光器; 热效应; 热应力

**中图分类号:** TN24 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA20230349

## 0 引言

1.5  $\mu\text{m}$  波段激光对人眼损伤阈值较高, 是人眼安全波段<sup>[1]</sup>的激光; 位于大气窗口波段, 穿透力较强, 可用于激光雷达<sup>[2]</sup>及测距<sup>[3]</sup>; 对水分子吸收性很强, 广泛应用于医疗整容<sup>[4]</sup>以及大气通信<sup>[5]</sup>等领域。LD 端面泵浦固体激光器以钕镱共掺晶体作为增益介质, 钽尖晶石<sup>[6-7]</sup>作为调  $Q$  晶体产生 1.5  $\mu\text{m}$  波段的激光。常用的 1.5  $\mu\text{m}$  的介质有钕镱共掺硼酸盐<sup>[8-10]</sup>和磷酸盐玻璃<sup>[11-13]</sup>两类, 其中 Er:Yb:glass 晶体具有短长度高增益、荧光寿命长、成本低等优点, 其钕镱间能量转换效率高达 95%。

与  $\text{Nd}^{3+}$  和  $\text{Yb}^{3+}$  等单掺材料相比,  $\text{Er}^{3+}$  和  $\text{Yb}^{3+}$  共掺杂材料在工作时产生的热量会更高, Er:Yb:glass 不同于金刚石等<sup>[14-17]</sup>具有超高热导率, 其导热系数很低,

仅为 0.85 W/(m·K), 导致激光系统的散热性很差, 系统内的热负载加剧会产生严重的热效应<sup>[18-19]</sup>。激光增益介质产生热量的原因包括量子缺陷加热、激光淬火、上转换<sup>[20]</sup>和工作介质对泵浦光的吸收<sup>[21]</sup>, 当激光与增益介质相互作用时, 晶体吸收的一部分泵浦光会转换成热量储存在晶体内部<sup>[22]</sup>, 导致其温度上升, 这成为限制输出能量的因素之一。2015 年, Belghachem 等<sup>[23]</sup>用键合晶体实现了脉冲激光。与未键合晶体相比, 峰值功率和效率提高。2016 年, Młyńczak 等<sup>[24]</sup>对比 940 nm 和 975 nm 正反向泵浦对热效应的影响, 发现 940 nm 反向泵浦可降低热效应影响。2019 年, 北京工业大学班晓娜等<sup>[25]</sup>提出双端键合结构, 可以降低晶体内部温度梯度, 单脉冲能量增加。2021 年, 河北工业大学齐月<sup>[26]</sup>建立钕玻璃模型, 将温度场与应力场耦合, 研究晶体温度和形变情况。热效应对激光的

收稿日期: 2023-06-06; 修订日期: 2023-07-04

基金项目: 国家自然科学基金项目 (62075056, 61927815); 天津市自然科学基金项目 (20JCZDJC00430); 河北工业大学基本科研业务费项目 (JBKYTD2201)

作者简介: 孙佳宁, 女, 硕士生, 主要从事固体激光器方面的研究。

导师(通讯作者)简介: 王雨雷, 男, 教授, 博士, 主要从事高功率激光和非线性光学技术及应用方面的研究。

影响主要有两个方面：一方面，随着激光晶体温度的升高，荧光谱线会展宽且量子效率下降，导致阈值升高，转换效率下降；另一方面，温度梯度所产生的热应力和热透镜会严重影响激光器的输出稳定性和激光光束质量。因此，有必要研究 Er:Yb:glass 作为增益介质时的热处理能力，以便制定进一步优化输出性能的方案。

文中利用有限元分析方法详细计算了 Er:Yb:glass 作为增益介质内部的热积累过程，通过定量分析非键合和键合晶体及不同泵浦波长、功率和束腰半径对晶体热效应的影响，明确得出温度、应力和形变的具体数值和差值，可以根据具体情况选取相应参数。文中研究结果可为优化 LD 端面泵浦钕镱共掺磷酸盐玻璃 1.5 μm 被动调 Q 固体激光器<sup>[27]</sup> 输出特性提供指导。

## 1 有限元模型建立

### 1.1 Er:Yb:glass/Co:MALO 晶体热模型

图 1 为实验结构图，为分析其热效应，假设晶体表面温度与环境温度恒定，设定温度初始值为  $T_0=293.15\text{ K}$ ，介质内部产生的热量主要是通过热传导的方式来散热，外表面受到空气自然热对流的影响。当 LD 端面泵浦 Er:Yb:glass 时，泵浦源作为内部热源，工作时产生温度梯度，从而引发热传导过程。为了比较增益介质在不同情况下的散热性能，对其工作达到稳态后进行模拟仿真。

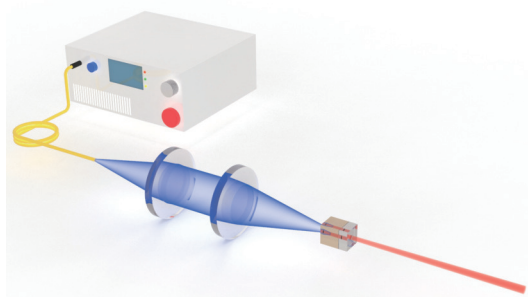


图 1 实验结构图

Fig.1 Diagram of experimental structure

为提高泵浦效率，LD 通过耦合透镜组准直聚焦进入晶体端面的中心（见图 2），并以中心位置为原点建立坐标系，晶体横截面为 3 mm×3 mm，厚度分别为 2.5 mm 和 1.5 mm，LD 入射端面作为前表面，远离泵浦侧为后表面，按照超细化网格对晶体模型进行划分。

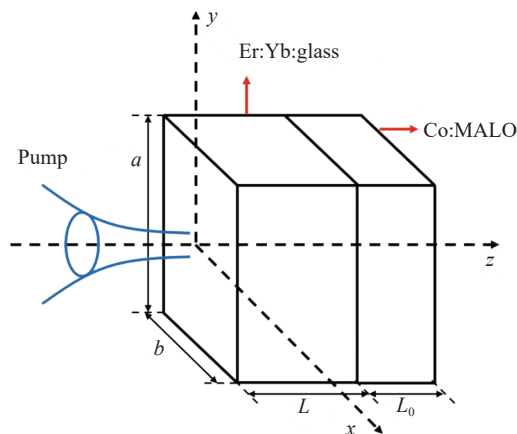


图 2 晶体建模图

Fig.2 Diagram of crystal modeling

### 1.2 热源

当介质达到输出功率稳定、温度分布趋于稳态时，各部分温度分布均匀且不再随时间发生变化，此时增益介质的热传导方程为：

$$\frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial z^2} + \frac{q(x, y, z)}{K} = 0 \quad (1)$$

式中： $K$ 为晶体的热导系数； $q(x, y, z)$ 为热源函数； $T(x, y, z)$ 为晶体的温度分布。

Er:Yb:glass 与空气之间进行热对流交换，即：

$$q_0 = h(T_0 - T) \quad (2)$$

式中： $h$ 为传热系数 ( $\text{W}/(\text{K}\cdot\text{m}^2)$ )； $T_0$ 为外部环境温度； $T$ 为介质温度。

泵浦光入射到晶体端面上，在晶体内部产生了热传导性质的内热源，内热源产生热而引起内部温度分布变化。假设泵浦光在端面方向上近似为高斯分布，部分光在轴向上被增益介质吸收，呈指数衰减趋势，泵浦光在激光晶体中传播，光强分布可以近似高斯分布，光强分布可表示为：

$$I_p(x, y, z, t) = \frac{2P_{in}}{\pi\omega_p^2} e^{-\frac{2x^2+y^2+z^2}{\omega_p^2}} e^{-\alpha z} \quad (3)$$

进而产生的热量  $Q(x, y, z, t)$  可以表示为：

$$Q(x, y, z, t) = \xi\alpha I(x, y, z, t) \quad (4)$$

得到：

$$Q(x, y, z, t) = \frac{2\alpha P_{in}\xi}{\pi\omega_p^2} e^{-\frac{2x^2+y^2+z^2}{\omega_p^2}} e^{-\alpha z} \quad (5)$$

式中： $P_{in}$ 为入射到增益介质端面的泵浦功率； $\omega_p$ 为泵

浦束腰半径;  $\alpha$  为增益介质的吸收系数;  $\xi$  为热转换系数,  $\xi = 1 - \lambda_p/\lambda_L$ ,  $\lambda_p$  为泵浦光波长,  $\lambda_L$  为振荡光波长。具体参数如表 1 所示。

表 1 材料参数

Tab.1 Material parameters

Parameters	Symbol	Er:Yb:glass	Co:MALO
Size	$a \times b/\text{mm}^2$	3×3	3×3
Length	$L/\text{mm}$	2.5	1.5
Thermal conductivity	$K/\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	0.745	15
Thermal expansion	$\alpha_T/\text{K}^{-1}$	$7.2 \times 10^{-6}$	$8.0 \times 10^{-6}$
Temperature coefficient of the refractive index	$dn/dT/\text{K}^{-1}$	$-2.7 \times 10^{-6}$	$3.0 \times 10^{-6}$
Density	$\rho/\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	2633	3500
Refractive index	$n_0$	1.53	1.67
Poisson's ratio	$\nu$	0.24	0.24
Young's modulus	$E/\text{Pa}$	$70 \times 10^9$	$2.3 \times 10^5$
Quantum defects	$\zeta$	0.3648	-
Absorption coefficient at 940 nm	$\alpha/\text{cm}^{-1}$	4.28	0.0763
Absorption coefficient at 975 nm	$\alpha/\text{cm}^{-1}$	19.4	0.0783

## 2 仿真结果分析

### 2.1 温度场分布

#### 2.1.1 非键合和键合晶体的温度分布对比

利用有限元分析法对 Er:Yb:glass 晶体的温度场分布进行分析, 当泵浦功率为 600 mW, 泵浦束腰半径为 125  $\mu\text{m}$ , 图 3 和图 4 对比了在非键合和键合情况下的温度场分布。

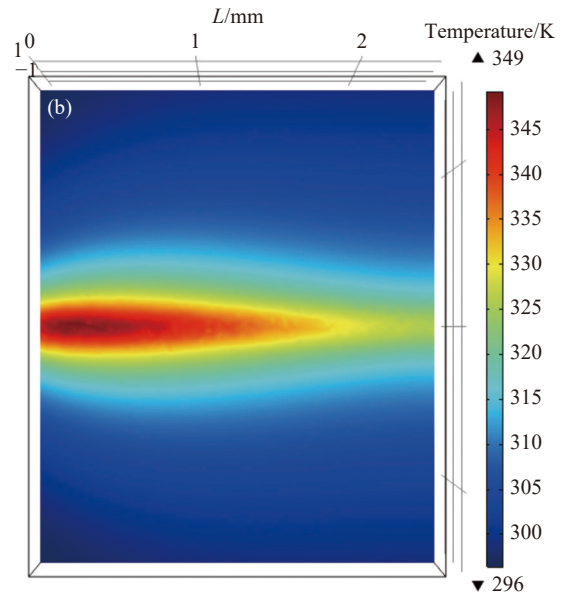
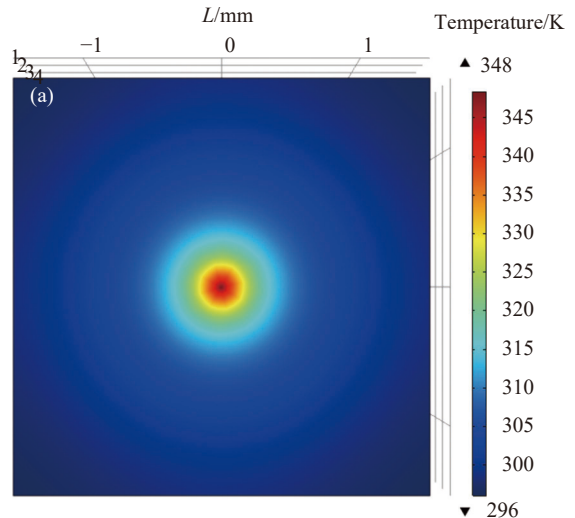
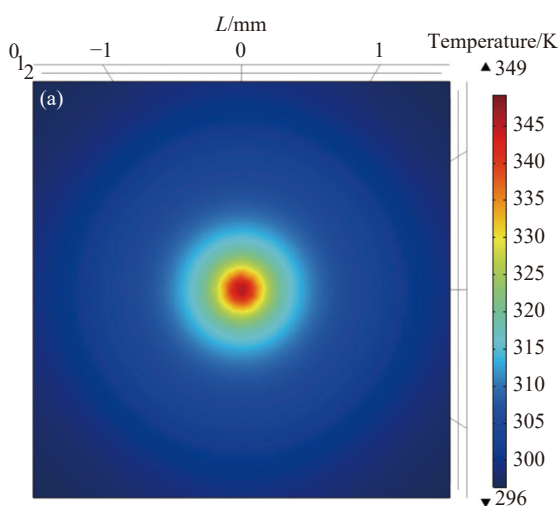


图 3 非键合晶体温度分布。(a) 前表面; (b) 切面

Fig.3 Temperature distribution of unbonded crystal. (a) Front surface; (b) Section

如图 3(a) 和 4(a) 所示, 前表面的最高温度都在中心处, 由切面温度分布得知晶体最高温度在前表面附近, 在键合情况下, 由于 Co:MALO 远离泵浦侧, 对磷酸盐玻璃的温度分布影响很小, Co:MALO 不吸收泵浦光辐射, 因此不会被显著加热。

由图 5 可知, 两模型前表面温度分布基本相同, 最高温度分别为 349 K 和 348 K, 但在 Er:Yb:glass 后表面差异较明显, 非键合方式后表面温度为 318.62 K, 而键合晶体在键合后表面处温度已经下降至 301.86 K, 采用键合晶体显著降低了热效应的影响, 故引入键合晶体的模型来降低晶体内部的温度分布。



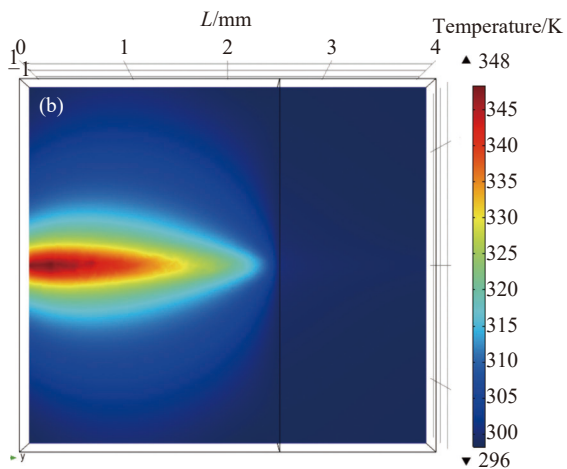


图 4 键合晶体温度分布。(a) 前表面; (b) 切面

Fig.4 Bonded crystal temperature distribution. (a) Front surface; (b) Section

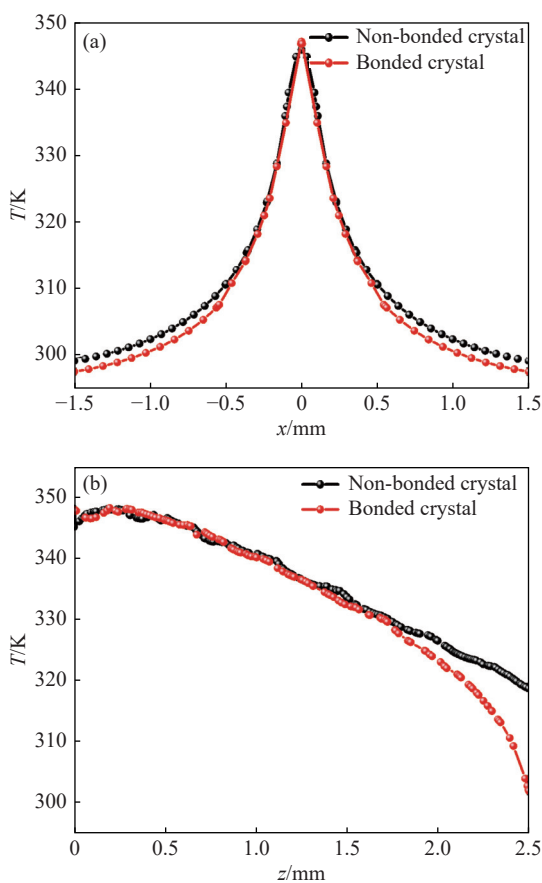


图 5 温度分布。(a) 沿 x 轴; (b) 沿 z 轴

Fig.5 Temperature distribution. (a) Along the x-axis; (b) Along the z-axis

### 2.1.2 不同泵浦中心波长对键合晶体温度分布的影响 对于 LD 端面泵浦 Er:Yb:glass/Co:MALO 键合晶

体, 增益介质对泵浦波长 940 nm 和 976 nm 表现出不同的吸收系数, 故改变泵浦波长也会导致晶体的温度场发生变化, 在泵浦功率为 600 mW, 束腰半径为 125  $\mu\text{m}$  时, 采用 976 nm 中心波长的泵浦情况下温度分布如图 6 所示。

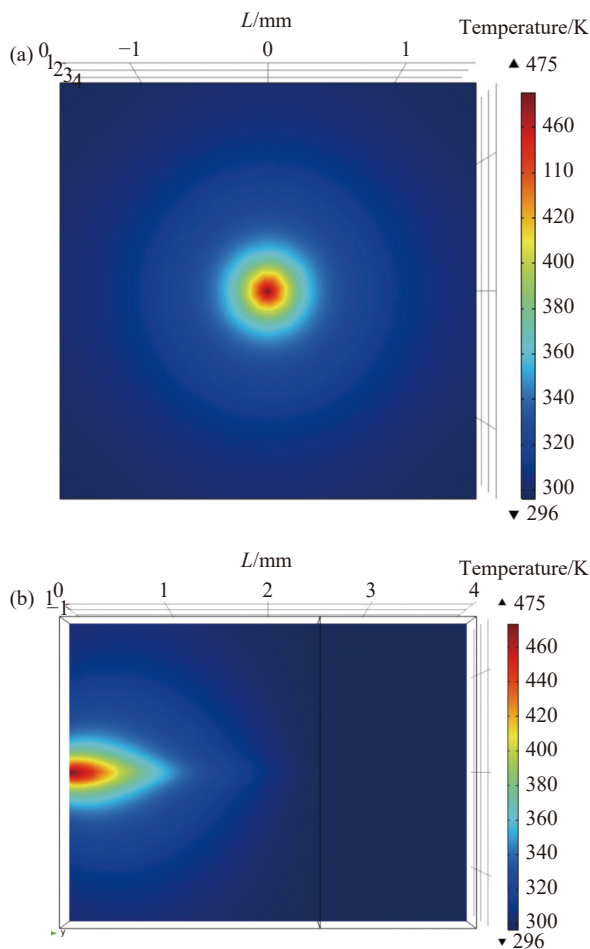


图 6 976 nm 泵浦波长下温度分布。(a) 前表面; (b) 切面

Fig.6 Temperature distribution at 976 nm pump wavelength. (a) Front surface; (b) Section

采用中心波长为 976 nm 泵浦的情况下晶体的最高温度为 475 K, 比 940 nm 情况下的温度高出 127 K。由图 6(b) 可知 940 nm 波长对增益介质的穿透性要远高于 976 nm, 但在 976 nm 情况下温度扩散范围较小。

由图 7(a) 可知, 当采用 976 nm 泵浦时, 晶体在 x 轴方向上的温度远高于采用 940 nm 泵浦的情况。由图 7(b) 可知, 晶体在中心波长 976 nm 下的温度下降的速度更快, 在晶体长度 1.2 mm 附近,

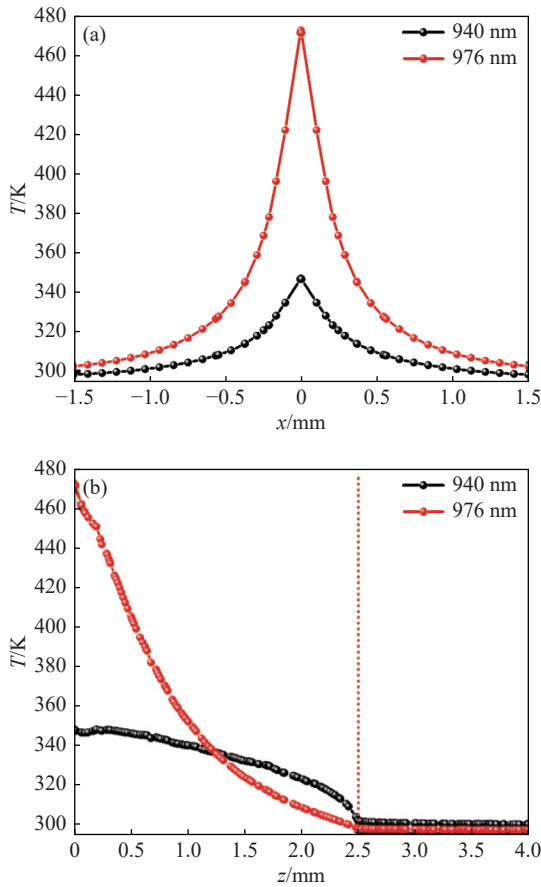


图 7 不同泵浦波长下的温度分布。(a) 沿  $x$  轴; (b) 沿  $z$  轴  
Fig.7 Temperature distribution at different pump wavelengths.  
(a) Along  $x$ -axis; (b) Along  $z$ -axis

两种情况温度达到相同,在此波长下,温度上升造成的最危险的影响在前表面。

### 2.1.3 不同泵浦功率对键合晶体温度分布的影响

泵浦功率变化也会影响晶体的温度分布,当泵浦波长为 940 nm,束腰半径为 125  $\mu\text{m}$  时,泵浦功率对温度分布的影响如图 8 所示。当泵浦功率为 500 mW、

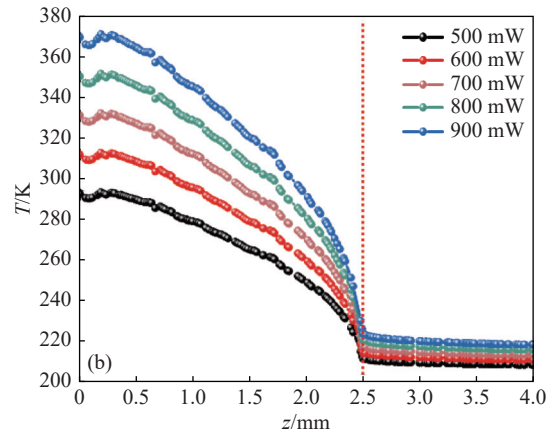


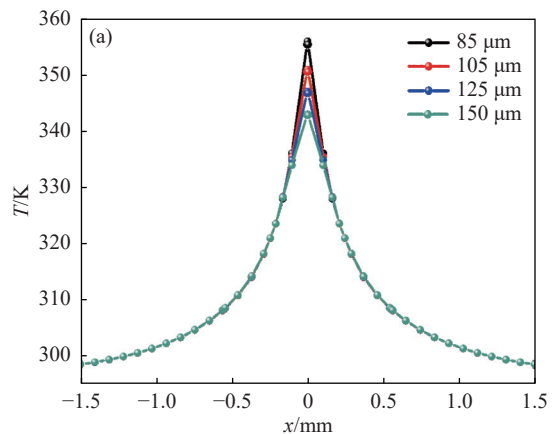
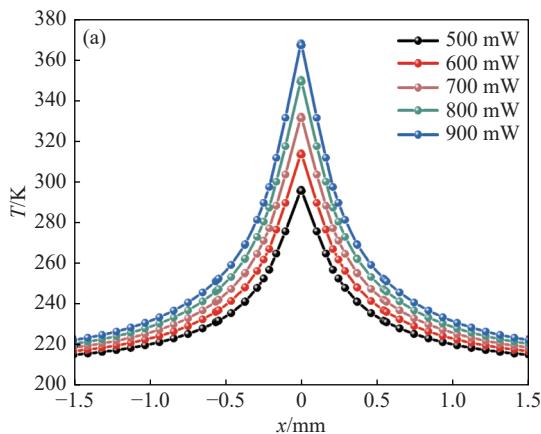
图 8 不同泵浦功率下的温度分布。(a) 沿  $x$  轴; (b) 沿  $z$  轴  
Fig.8 Temperature distribution under different pump power. (a) Along  $x$ -axis; (b) Along  $z$ -axis

600 mW、700 mW、800 mW 和 900 mW 时,晶体的最高温度分别为 339 K、348 K、358 K、367 K 和 376 K。泵浦功率的增加会导致晶体吸收更多的能量,从而产生更多热量,随着热量的积累,晶体的温度逐渐上升。泵浦功率的变化会引起晶体温度梯度场分布的变化,从而产生热透镜效应,影响激光的输出质量。

### 2.1.4 不同泵浦束腰半径对键合晶体温度分布的影响

当泵浦波长为 940 nm、泵浦功率为 600 mW 时,在不同泵浦束腰半径下,键合晶体的温度分布曲线如图 9 所示。

当束腰半径分别为 85  $\mu\text{m}$ 、105  $\mu\text{m}$ 、125  $\mu\text{m}$  和 150  $\mu\text{m}$  时,晶体的最高温度为 357 K、352 K、348 K 和 345 K,平均增加 4 K。随着泵浦束腰半径的增大,光功率密度减小,键合晶体的温度减小。在晶体前表面,只有中心处的温度差异较大,以中心处为基准,



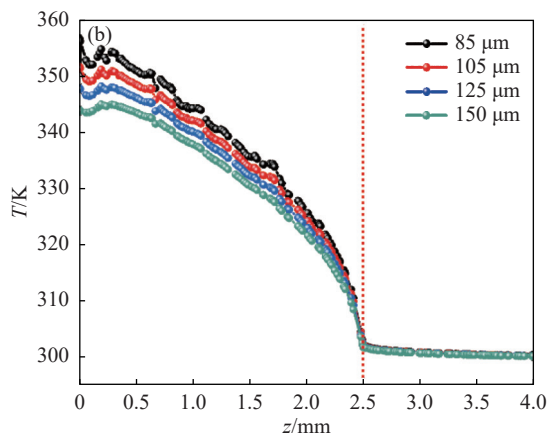


图 9 不同束腰半径下的温度分布。(a) 沿 x 轴; (b) 沿 z 轴

Fig.9 Temperature distribution under different waist size. (a) Along x-axis; (b) Along z-axis

沿 x 轴方向温度基本相同; 而沿晶体的 z 轴方向, 温度变化较明显, 因此需要考虑泵浦束腰半径对温度分布的影响。

### 2.1.5 晶体键合位置对键合晶体温度分布的影响

在键合晶体的基础上, 当 Co:MALO 键合在 Er:Yb:glass 晶体前, 靠近泵浦侧, 当泵浦波长为 940 nm, 功率为 600 mW, 束腰半径为 125 μm 时, 键合位置对晶体的温度分布影响如图 10 所示。

由图 10 可知, 前表面最高温度在中心处为 310 K, 由切面温度分布图知晶体最高温度在增益介质靠近键合位置附近, 由于 Co:MALO 靠近泵浦侧, 明显减弱了热效应对增益介质的影响, 降低了晶体温度。

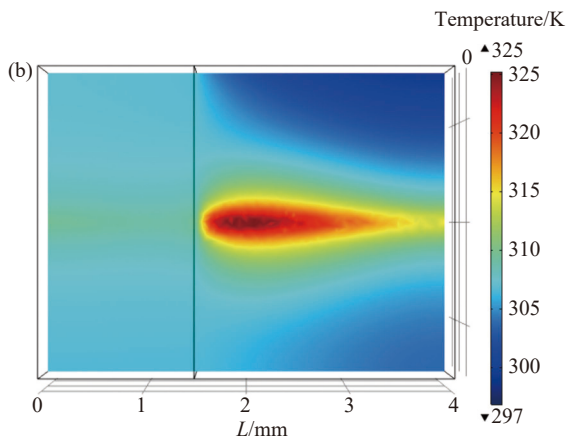


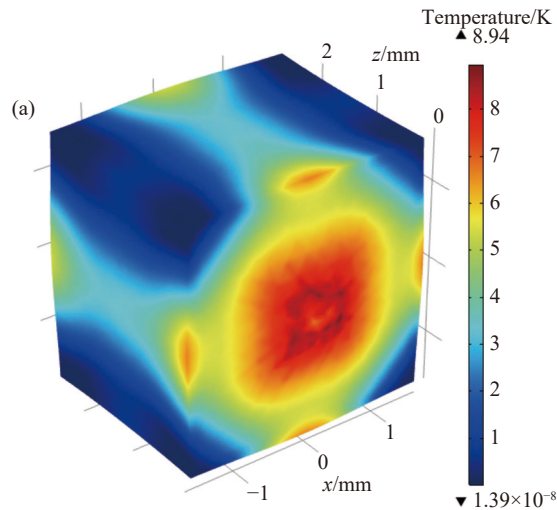
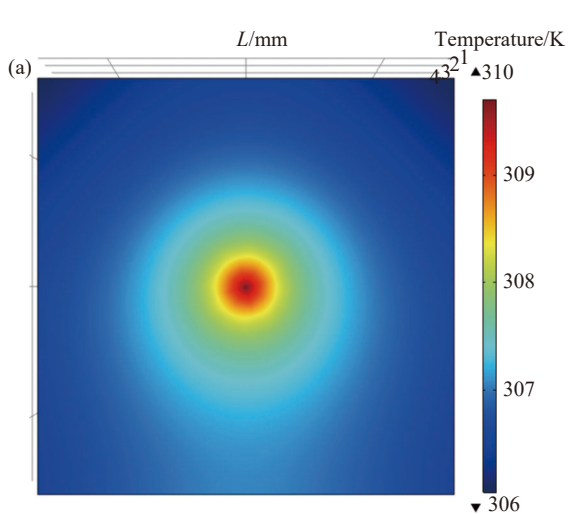
图 10 温度分布。(a) 前表面; (b) 切面

Fig.10 Temperature distribution. (a) Front surface; (b) Section

## 2.2 热应力分布

### 2.2.1 非键合和键合晶体的热应力对比

利用有限元分析法对晶体应力场进行分析, 当泵浦功率为 600 mW, 束腰半径为 125 μm 时, 对比了两种情况下的热应力分布。由图 11 可知, 非键合和键合晶体应力最大值分别为 8.94 MPa 和 8.98 MPa, 位置均在中心处。键合晶体的应力略大于非键合晶体, 这是由于当介质中产生热量时, Er:Yb:glass 与 Co:MALO 相接触, 二者的热导系数相差较大, 键合面会由于挤压而形成压力, 这种压力会延伸至靠近泵浦的一侧, 导致键合晶体的应力增加, 这个应力值应小于断裂应力阈值。



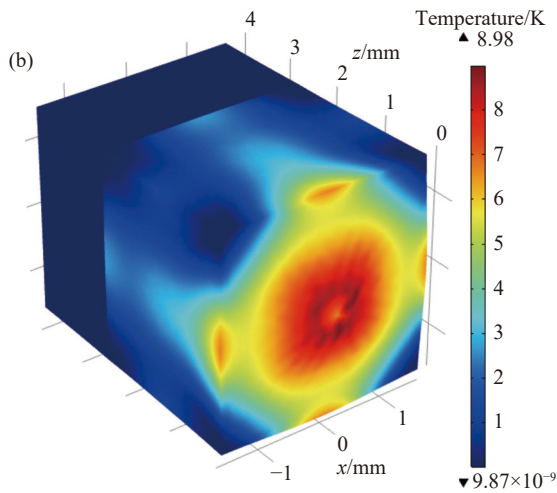


图 11 热应力分布。(a) 非键合晶体; (b) 键合晶体

Fig.11 Thermal stress distribution.(a) Non bonded crystal; (b) Bonded crystal

2.2.2 不同泵浦中心波长对键合晶体热应力的影响

增益介质对不同泵浦波长的吸收系数不同, 导致在 976 nm 和 940 nm 处的热应力大小不同。在键合晶体的基础上, 当泵浦功率为 600 mW, 束腰半径为 125 μm 时, 由图 12 得知, 在泵浦波长为 976 nm 的情况下, 晶体的最大应力值为 25.7 MPa, 约为在 940 nm 波长下最大应力值的三倍。增益介质对 976 nm 泵浦的吸收系数高, 导致应力的延展性很差, 晶体前表面应力值较大, 而边缘和侧面的应力值很小, 此时是扩散键合较为安全的情况。

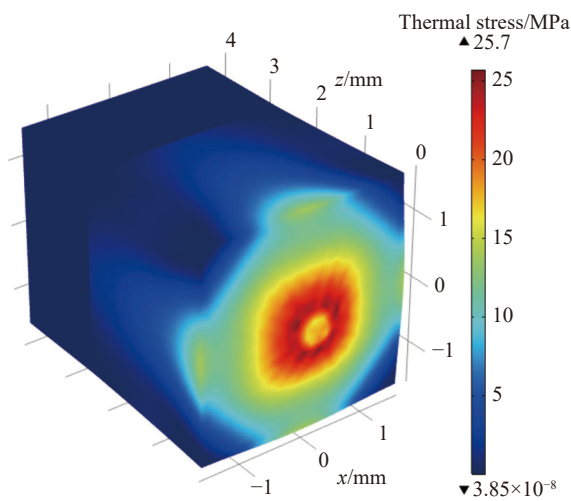


图 12 976 nm 泵浦波长下热应力分布

Fig.12 Thermal stress distribution at 976 nm pump wavelength

2.2.3 不同泵浦功率和束腰半径对键合晶体热应力的影响

图 13 为键合晶体在不同泵浦功率和束腰半径下的热应力大小的曲线, 随着泵浦功率的增加, 晶体的温度梯度增大, 热应力逐渐增大。当泵浦束腰半径为 125 μm 时, 随着泵浦功率从 500 mW 增加至 900 mW, 热应力分别为 7.54 MPa、8.94 MPa、11.5 MPa、13.2 MPa 和 15.9 MPa。由图 13(b) 可知, 在相同泵浦功率下, 随着泵浦束腰半径增加, 热应力呈现减小趋势。减小泵浦功率且增大束腰半径情况下, 晶体内部的热应力最小。

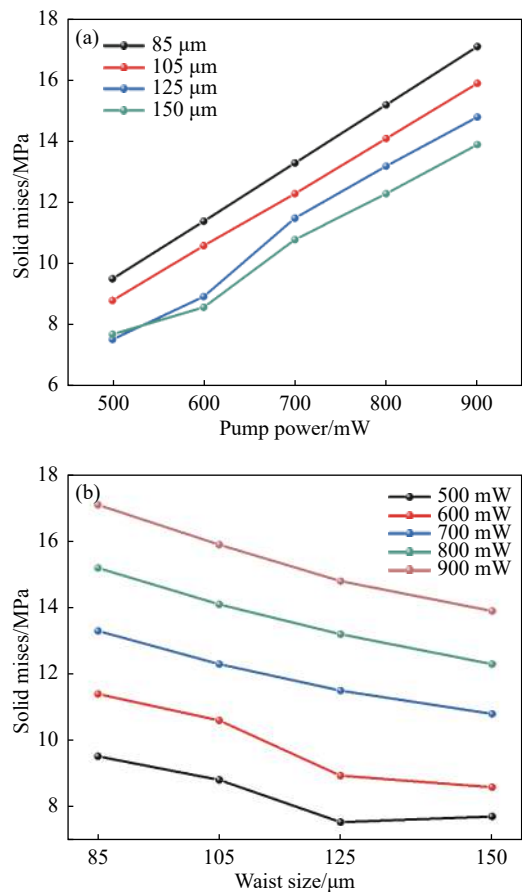


图 13 热应力。(a) 不同泵浦功率; (b) 不同束腰半径

Fig.13 Thermal stress. (a) Different pump powers; (b) Different waist size

2.2.4 晶体键合位置对键合晶体热应力的影响

在键合晶体的基础上, 当 Co:MALO 键合在 Er:Yb:glass 晶体前, 靠近泵浦侧, 泵浦波长为 940 nm, 功率为 600 mW, 束腰半径为 125 μm 时, 键合位置对

晶体的热应力影响如图 14 所示。此时最大应力为 7.02 MPa, 小于 Co:MALO 键合在远离泵浦侧键合晶体的最大应力 8.98 MPa。

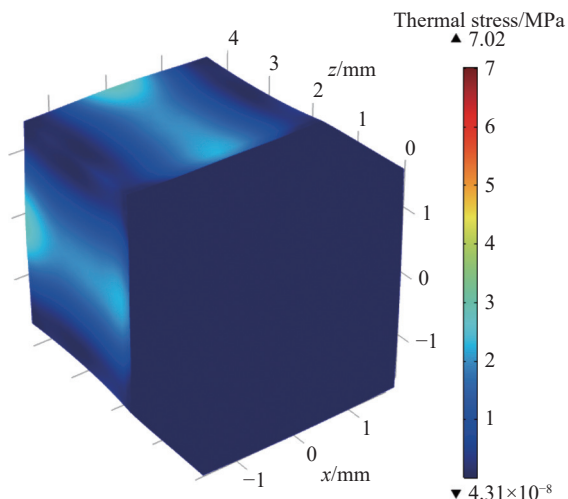


图 14 热应力分布

Fig.14 Thermal stress distribution

### 2.3 形变量分布

#### 2.3.1 非键合和键合晶体的形变量对比

当泵浦功率为 600 mW, 束腰半径为 125 μm 时, 非键合和键合晶体的热形变分布如图 15 所示。最大热形变出现在晶体端面中心处, 形状是以泵浦光为中心的圆形凸起。两种情况下晶体的最大热形变量分别为 0.29 μm 和 0.32 μm, 键合晶体显著减小了增益介质远离泵浦侧的热形变量。

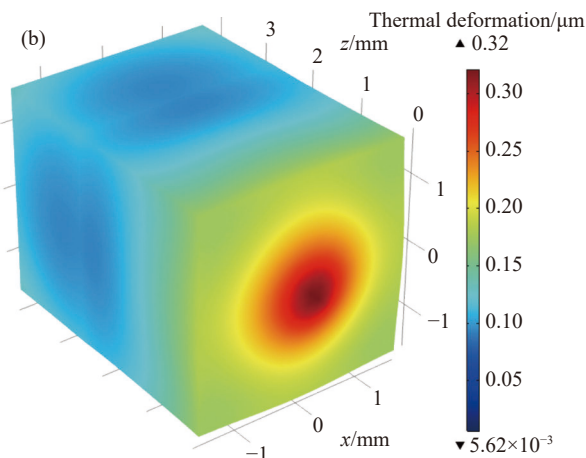
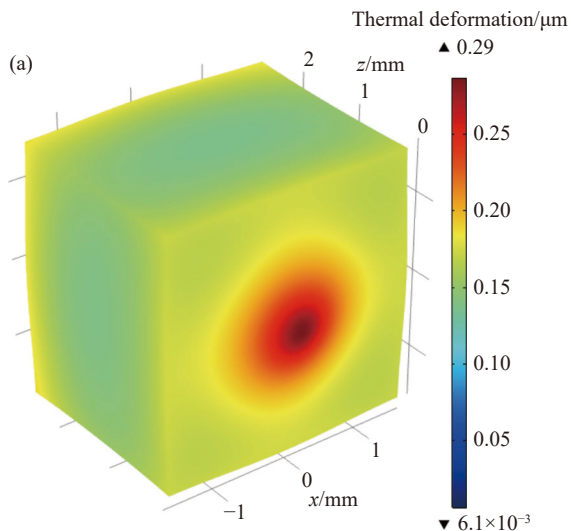


图 15 热形变分布。(a) 非键合晶体; (b) 键合晶体

Fig.15 Thermal deformation distribution. (a) Non-bonded crystal; (b) Bonded crystal

#### 2.3.2 不同泵浦波长对键合晶体形变量的影响

在键合晶体中, 采用 976 nm 的泵浦, 泵浦功率为 600 mW, 束腰半径为 125 μm 时, 形变量分布如图 16 所示。最大形变量为 0.73 μm, 远大于在 940 nm 泵浦下的 0.32 μm, 圆形凸起更加明显。沿晶体 z 轴方向, 热形变迅速减小, 铟玻璃后表面没有热形变产生。

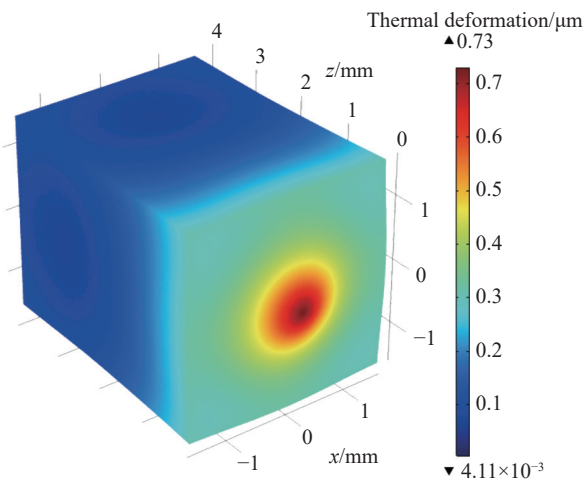


图 16 976 nm 泵浦波长下的热形变分布

Fig.16 Thermal deformation distribution at 976 nm pump wavelength

#### 2.3.3 不同泵浦功率和束腰半径对键合晶体形变量的影响

键合晶体在不同泵浦功率和束腰半径下的形变量如图 17 所示。在 940 nm 泵浦下, 泵浦束腰半径相同时, 增大泵浦功率, 热形变会明显增大, 泵浦功率和



热形变量呈正比, 泵浦功率每增加 100 mW, 晶体的热形变量增加 0.5  $\mu\text{m}$ 。在泵浦功率相同时, 增大泵浦束腰半径, 热形变量会减小, 但产生的变化相较于泵浦功率并不明显。当泵浦功率为 600 mW, 泵浦束腰半径分别为 85  $\mu\text{m}$ 、105  $\mu\text{m}$ 、125  $\mu\text{m}$  和 150  $\mu\text{m}$  时, 晶体的热形变量分别为 0.34  $\mu\text{m}$ 、0.33  $\mu\text{m}$ 、0.32  $\mu\text{m}$  和 0.32  $\mu\text{m}$ , 形变量变化并不明显。

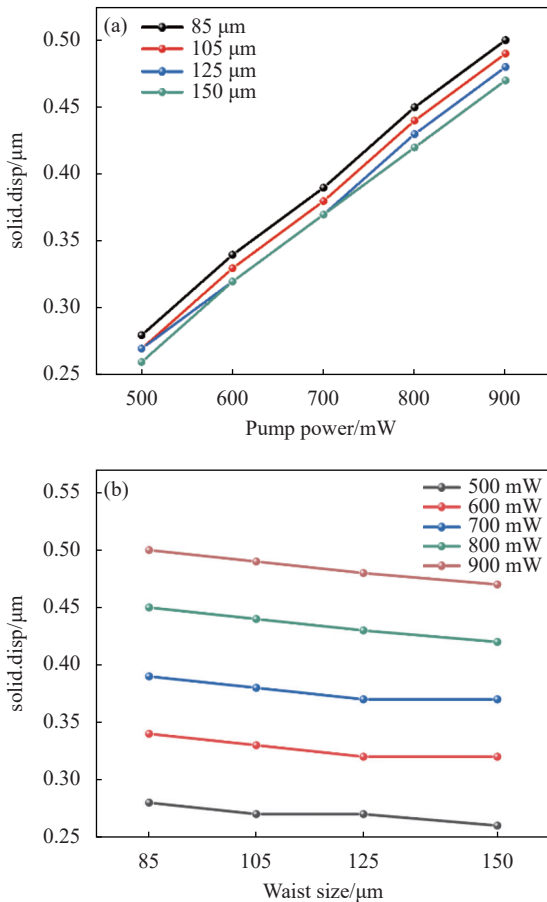


图 17 热形变。(a) 不同泵浦功率; (b) 不同束腰半径

Fig.17 Thermal deformation. (a) Different pump powers; (b) Different waist sizes

### 2.3.4 晶体键合位置对键合晶体形变量的影响

在键合晶体的基础上, 当 Co:MALO 键合在 Er:Yb:glass 晶体前, 靠近泵浦侧, 当泵浦波长为 940 nm, 功率为 600 mW, 束腰半径为 125  $\mu\text{m}$  时, 键合位置对晶体的热应力影响如图 18 所示。此时形变量为 0.23  $\mu\text{m}$ , 可以有效减少晶体的热形变量, 改善激光器的输出特性。

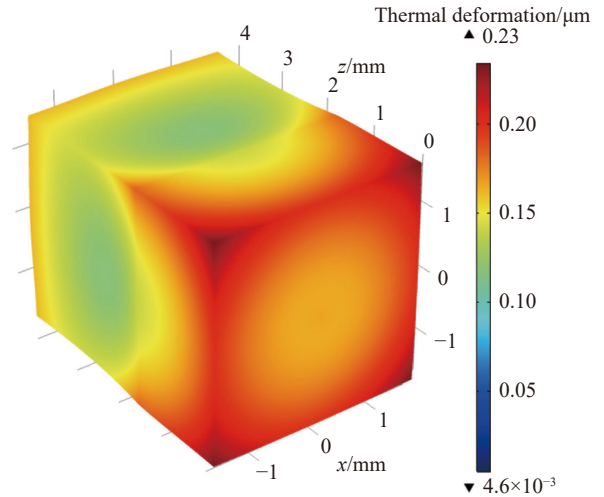


图 18 热形变分布

Fig.18 Thermal deformation distribution

## 3 结论

文中采用有限元分析方法, 根据热传导理论研究 LD 泵浦 Er:Yb:glass/Co:MALO 热效应, 由于 Co:MALO 的热沉效应, 键合晶体可以降低激光晶体的最高温度、热应力和热形变量。在此基础上, 采用中心波长为 940 nm 的泵浦会降低激光器的最高温度, 而 976 nm 泵浦结构是扩散键合较安全的结构, 增加泵浦功率和减小泵浦束腰半径同样会导致晶体的热效应加剧。在设计激光系统时, 应防止晶体的温度过高和形变量过大, 减轻热效应对输出特性的影响。该研究为进一步设计热性能更好的 Er:Yb:glass 激光器提供了优化条件, 也为输出高功率、高光束质量的 1.5  $\mu\text{m}$  激光提供了理论依据。

### 参考文献:

- [1] Hamlin S J, Hays A D, Trussell C W, et al. Eyesafe erbium glass microlaser[C]//Solid State Lasers XIII: Technology and Devices. SPIE, 2004, 5332: 97-102.
- [2] Thony P, Fulbert L R, Besesty P, et al. Laser radar using a 1.55- $\mu\text{m}$  passively Q-switched microchip laser[C]//Laser Radar Technology and Applications IV. SPIE, 1999, 3707: 616-623.
- [3] Mlynczak J, Kopczynski K, Belgachem N, et al. Pulse laser head with monolithic thermally bonded microchip operating at 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength[C]//Proc SPIE, 2016, 10159: 1015905.
- [4] Belikov A V, Smirnov S N, Batov Y N, et al. In vitro study of cataract extraction by bursts of microsecond 1.54  $\mu\text{m}$  laser

- pulses [J]. *Quantum Electronics*, 2022, 52(1): 69.
- [5] Karlsson G, Pasiskevicius V, Laurell F, et al. Diode-pumped Er:Yb:glass laser passively  $Q$  switched by use of  $\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$  as a saturable absorber [J]. *Applied Optics*, 2000, 39(33): 6188-6192.
- [6] Qi Yue, Bai Zhenxu, Wang Yulei, et al. Research progress of all-solid-state passively  $Q$ -switched Er:Yb:glass lasers [J]. *Infrared Physics & Technology*, 2021, 116: 103727.
- [7] Cai Jinlu, Zhang Yulu, Guo Na, et al. LD pumped  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}/\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$  composite material passively  $Q$ -switched miniature laser [J]. *Journal of Optoelectronics & Laser*, 2017, 28(9): 946-950. (in Chinese)
- [8] Chen Y, Lin Y, Huang J, et al. Efficient continuous-wave and passively  $Q$ -switched pulse laser operations in a diffusion-bonded sapphire/Er: Yb:  $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4/\text{sapphire}$  composite crystal around  $1.55 \mu\text{m}$  [J]. *Optics Express*, 2018, 26(1): 419-427.
- [9] Gorbachenya K N, Kisel V E, Yasukevich A S, et al. Eye-safe  $1.55 \mu\text{m}$  passively  $Q$ -switched Er, Yb:Gd $\text{Al}_3(\text{BO}_3)_4$  diode-pumped laser [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(5): 918-921.
- [10] Wan P, Liu J. Compact pulsed high-energy Er: glass laser[C]// Solid State Lasers XXI: Technology and Devices. SPIE, 2012, 8235: 414-419.
- [11] Liu Zhuping, Hu Lili, Dai Shixun, et al. Laser properties of  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$  Co-doped erbium phosphate glass pumped by laser diode [J]. *Chinese Journal of Luminescence*, 2002, 23(3): 238-242. (in Chinese)
- [12] Kisel V E, Shcherbitskii V G, Kuleshov N V, et al. Passive  $Q$  switches for a diode-pumped erbium glass laser [J]. *Quantum Electronics*, 2005, 35(7): 611-614.
- [13] Zhang Yulu, Hui Yongling, Jiang Menghua, et al. Experimental study of LD-pumped erbium ytterbium co-doped phosphate glass passively  $Q$ -switched microlaser [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2017, 46(3): 0305004. (in Chinese)
- [14] Bai Zhenxu, Chen Hui, Li Yuqi, et al. Development of beam brightness enhancement based on diamond Raman conversion [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2021, 50(1): 20200098. (in Chinese)
- [15] Bai Zhenxu, Chen Hui, Zhang Zhanpeng, et al. Hundred-watt dual-wavelength diamond Raman laser at  $1.2/1.5 \mu\text{m}$  (Invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2021, 50(12): 20210685. (in Chinese)
- [16] 白振旭, 陈晖, 蔡云鹏, 等. 金刚石拉曼振荡器实现级联布里渊激光输出[J]. *红外与激光工程*, 2022, 51(11): 20220660.
- [17] Hao Xin, Yin Siyu, Zhang Zongda, et al. Preparation and application of nitrogen vacancy color center in diamond (invited) [J]. *Electro-Optic Technology Application*, 2022, 37(1): 1. (in Chinese)
- [18] Zha S, Chen Y, Li B, et al. High-repetition-rate  $1.5 \mu\text{m}$  passively  $Q$ -switched Er: Yb:  $\text{YAl}_3(\text{BO}_3)_4$  microchip laser [J]. *Chinese Optics Letters*, 2021, 19(7): 071402.
- [19] Li Long, Niu Juan, Zhang Chunling, et al. Thermal effect analysis of continuous LD end-pumped square YAG/Yb:YAG composite crystal [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2023, 60(1): 0114001. (in Chinese)
- [20] Xie W, Tam S C, Lam Y L, et al. Influence of pump beam size on laser diode end-pumped solid state lasers [J]. *Optics & Laser Technology*, 1999, 31(8): 555-558.
- [21] Ryabtsev G I, Bogdanovich M V, Grigor'ev A V, et al. Thermo-optic properties of diode-pumped Nd:YAG lasers with ceramic and crystalline active elements [J]. *Journal of Optical Technology*, 2020, 87(2): 105-109.
- [22] Li Long, Gan Ansheng, Qi Bing, et al. Thermal effect of LD end-pumped Nd:YAG crystal with variable thermal conductivity [J]. *Laser Technology*, 2012, 36(5): 612. (in Chinese)
- [23] Belghachem N, Mlynczak J. Comparison of laser generation in thermally bonded and unbonded  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}/\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$  microchip lasers [J]. *Optical Materials*, 2015, 46: 561-564.
- [24] Mlynczak J, Belghachem N. Monolithic thermally bonded  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{glass}/\text{Co}^{2+}:\text{MgAl}_2\text{O}_4$  microchip lasers [J]. *Optics Communications*, 2015, 356(4): 166-169.
- [25] Ban Xiaona, Hui Yongling, Guo Na, et al. Double-end bonded composite structure passively  $Q$ -switched micro ranging laser [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2019, 48(4): 0405003. (in Chinese)
- [26] Qi Yue. Compactld pumped erbium ytterbium codoped solid-state laser[D]. Tianjin: Hebei University of Technology, 2021. (in Chinese)
- [27] Yan Bingzheng, Bai Zhenxu, Qi Yaoyao, et al. Advances in all-solid-state laser for novel low-dimensional material saturated absorbers (invited) [J]. *Electro-Optic Technology Application*, 2022, 37(4): 27. (in Chinese)

## Thermal effect analysis of LD end-pumped Er:Yb:glass/Co:MALO crystal

Sun Jianing<sup>1,2</sup>, Wang Yulei<sup>1,2\*</sup>, Zhang Yu<sup>1,2</sup>, Qi Yaoyao<sup>1,2</sup>, Ding Jie<sup>1,2</sup>,  
Yan Bingzheng<sup>1,2</sup>, Bai Zhenxu<sup>1,2</sup>, Lv Zhiwei<sup>1,2</sup>

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

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

### Abstract:

**Objective** The poor thermal conductivity of Er:Yb:glass leads to poor heat dissipation in the laser system and the increased thermal load leads to severe thermal effect, which limits the laser output of high power, but there are few studies on the thermal effect of Er:Yb:glass. When the laser interacts with the gain medium, a portion of the pump light absorbed by the crystal will be converted to heat and stored in the crystal, resulting in a rise in its temperature, which becomes one of the factors limiting the output energy. The influence of thermal effect on the laser has two main aspects. On the one hand, as the laser crystal temperature increases, the fluorescence spectral line will broaden and the quantum efficiency will decrease, which will eventually lead to the decrease of conversion efficiency. On the other hand, the thermal stress and thermal lens effect generated by the temperature gradient will seriously affect the output stability and beam quality of the laser. Therefore, it is necessary to investigate the heat treatment capability of Er:Yb:glass as gain medium in order to develop a scheme for further optimization of the output performance.

**Methods** The heat accumulation process inside Er:Yb:glass as the gain medium is calculated in detail by finite element analysis method. Assuming that the surface temperature of the crystal is constant with the ambient temperature, the heat generated inside the medium is mainly dissipated by heat conduction, and the outer surface is affected by natural heat convection of air. When the LD is end-pumped with Er:Yb:glass, the pump source acts as an internal heat source and operates with a temperature gradient, which triggers the heat conduction process (Fig.2). In order to compare the heat dissipation performance of the gain medium under different conditions, the simulation is carried out after reaching steady state. The crystal model was divided according to the ultra-fine grid, and the effects of non-bonded and bonded crystals as well as different pump wavelengths, powers and beam waist radius on crystal temperature distribution, thermal stress and deformation were quantitatively analyzed.

**Results and Discussions** Co:MALO in the bonded crystal not only acts as a  $Q$ -switched crystal, but also as a heat sink. The bonded crystal significantly reduces the influence of thermal effects, especially the temperature of the surface after the gain medium (Fig.4). The pump wavelength of 940 nm is more penetrating to the gain medium than 976 nm, but the temperature diffusion range at 976 nm is less than 940 nm (Fig.6). The temperature of the crystal pumped at 976 nm is higher than that of 940 nm (Fig.7), but the temperature drops faster at the central wavelength of 976 nm. At this wavelength, the most dangerous effect of the temperature rise is on the surface. The increase of pump power of 100 mW corresponds to the increase of temperature of 9 K (Fig.8). The increase of the beam waist radius leads to the decrease of the optical power density and the decrease of the temperature of the bonded crystal, with only a large difference in temperature at the center of the crystal surface. The pump power is proportional to the thermal deformation. The increase of pump power of 100 mW corresponds to the increases of the thermal deformation of the crystal of 0.5  $\mu\text{m}$  (Fig.17). At the same pump power, the thermal

deformation will decrease with the increase of the beam waist radius, but the resulting change is not significant compared to the pump power. Co:MALO crystal bonding on the pump side can effectively reduce temperature (Fig.10), thermal stress (Fig.14) and deformation variables (Fig.18).

**Conclusions** The finite element method was used to study the LD pumped Er:Yb:glass/Co:MALO based on the theory of heat conduction. Due to the heat sink effect of CO:MALO, the bonded crystal can reduce the maximum temperature, thermal stress and thermal deformation of the laser crystal. On this basis, the pump with a central wavelength of 940 nm will reduce the maximum laser temperature, while the 976 nm pump structure is a safer structure for diffusion bonding. Increasing the pump power and decreasing the beam waist radius will also lead to the thermal effect of the crystal. In the design of the laser system, the thermal effects on the output characteristics should be mitigated by preventing excessive crystal temperatures and deformations. This study provides an optimized condition for the further design of Er:Yb:glass laser with better thermal performance, and also provides a theoretical basis for the output of 1.5  $\mu\text{m}$  laser with high power and beam quality.

**Key words:** LD end-pumped; Er:Yb:glass/Co:MALO;  $Q$ -switched laser; thermal effect; thermal stress

**Funding projects:** National Natural Science Foundation of China (62075056, 61927815); Natural Science Foundation of Tianjin (20JCZDJC00430); Funds for Basic Scientific Research of Hebei University of Technology (JBKYTD2201)