

3.9 μm 双波长协同泵浦Ho:YLF脉冲激光器的理论研究

顾炳旭*, 张琰译, 申昶昶, 刘志军, 石飞过, 黄龙舞, 张新陆

天津工业大学物理科学与技术学院, 天津

收稿日期: 2025年4月27日; 录用日期: 2025年6月12日; 发布日期: 2025年6月20日

摘 要

单波长888 nm激光直接泵浦Ho掺杂氟化物晶体产生的3.9 μm 激光存在自终止现象, 为消除该自终止效应, 本文提出了888 nm和2.1 μm 双波长协同泵浦的技术方案, 以实现3.9 μm 脉冲激光的高效输出。以Ho:YLF晶体为增益介质, 建立了888 nm和2.1 μm 双波长协同泵浦3.9 μm 激光器速率方程理论模型, 数值模拟了各能级粒子数密度和腔内光子数密度随时间的变化; 优化了输出镜透过率、晶体长度、掺杂浓度等参数; 并分析了888 nm连续泵浦光功率、2.1 μm 脉冲泵浦光参数以及泵浦光斑半径对3.9 μm 脉冲激光器输出性能的影响。本论文的研究结果为实现3.9 μm 脉冲激光的高效输出提供了理论指导。

关键词

3.9 μm 波段, Ho:YLF, 双波长协同泵浦, 数值模拟

Theoretical Study of a Dual-Wavelength Collaboratively Pumping Ho:YLF Pulse Laser at 3.9 μm

Bingxu Gu*, Longyi Zhang, Changchang Shen, Zhijun Liu, Feiguo Shi, Longwu Huang, Xinlu Zhang

School of Physical Science and Technology, Tiangong University, Tianjin

Received: Apr. 27th, 2025; accepted: Jun. 12th, 2025; published: Jun. 20th, 2025

Abstract

The self-termination effect exists in the 3.9 μm laser generated in Ho-doped fluoride crystals by the

*通讯作者。

文章引用: 顾炳旭, 张琰译, 申昶昶, 刘志军, 石飞过, 黄龙舞, 张新陆. 3.9 μm 双波长协同泵浦 Ho:YLF 脉冲激光器的理论研究[J]. 应用物理, 2025, 15(6): 611-619. DOI: 10.12677/app.2025.156066

single-wavelength 888 nm laser pumping. To eliminate the self-termination effect and realize high-efficiency output of the 3.9 μm pulse laser, a novel scheme of 888 nm and 2.1 μm dual-wavelength collaboratively pumping is proposed. Using Ho:YLF crystal as the gain medium, a rate equation theoretical model for the 3.9 μm laser under dual-wavelength 888 nm and 2.1 μm collaboratively pumping is established. The temporal evolutions of population density at each energy level and the intracavity photon density are numerically simulated. Parameters including output mirror transmittance, crystal length, and doping concentration are optimized. Furthermore, the effects of 888 nm pump power, 2.1 μm pump pulse parameters, and pump beam radii on the output performance of the 3.9 μm pulse laser are analyzed. The research results of this paper provide a theoretical guidance for realizing efficient 3.9 μm pulse laser output.

Keywords

3.9 μm Band, Ho:YLF, Dual-Wavelength Collaboratively Pumping, Numerical Simulation

Copyright © 2025 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

中红外激光因位于大气透射窗口且覆盖 C-H、O-H 等化学键的特征吸收峰,在遥感技术、红外成像、分子光谱学和大气监测等领域具有重要应用[1]。目前,该波段激光的产生主要依赖两类技术路径:非线性频率转换技术和直接辐射机制。非线性频率转换技术如光学参量振荡、倍频和受激拉曼散射虽可覆盖宽波段,但受限于低转换效率与高系统复杂度,多用于特殊需求场景。直接辐射型中红外激光器根据工作原理可分为五类:光纤气体激光器、化学激光器、自由电子激光器、量子级联激光器及全固态中红外激光器。其中,全固态中红外激光器是基于稀土离子或过渡金属离子掺杂晶体的能级跃迁机制,其增益介质主要分为两类:一类是过渡金属离子掺杂的硫化物晶体,但需液氮维持低温以实现粒子数反转,这导致系统难以实现紧凑化;另一类是稀土离子掺杂的氟化物晶体,能在室温下运行且与商用近红外泵浦源兼容性良好。因此,稀土离子掺杂的全固态中红外激光器在高效率与集成化方面更具竞争力,成为当前研究重点。

1979 年, Esterowitz 等人提出了 Ho:YLF 的两种级联激光输出方案,最早提出了 3.9 μm Ho:YLF 级联激光器的概念[2]。2004 年, Stutz 等人探索了 889 nm 的 Cr:LiSAF 泵浦 Ho:BYF 固体激光器 3.9 μm 脉冲输出研究,实验表明使用 30 at.% 的 Ho:BYF 晶体获得了 3.9 μm 最高单脉冲能量为 55 mJ,此时光-光转换效率约为 10% [3]。2017 年, Kepeng Rong 等人考虑能量传递上转换和交叉弛豫过程下,建立了 3.9 μm 连续波 Ho:BYF 激光器的理论模型,并对激光器的输出性能进行了数值模拟[4]。2018 年, FRÉDÉRIC MAES 等人使用 888 nm 激光器泵浦 10 mol.% 的 Ho³⁺掺杂 InF₃ 双包层光纤,在室温条件下搭建了 3.92 μm 光纤激光器,最大输出功率为 197 mW,斜率效率为 10.2% [5]。2022 年, Ying Zhang 等人模拟了激光二极管泵浦的 3.9 μm Ho:BYF 激光器输出特性,详细讨论了泵浦能量、泵浦束腰半径、泵浦脉冲宽度和晶体长度对 Ho:BYF 激光器输出特性的影响[6]。双波长泵浦技术(Dual-Wavelength Pumping, DWP)已在 Er³⁺ (2.8 μm) [7]与 Tm³⁺ (2.3 μm) [8]掺杂激光器中成功实现,而 Ho³⁺ (3.9 μm)与 Dy³⁺ (4.3 μm) [9]掺杂激光器的可行性获得了理论验证。2019 年, 罗鸿禹通过数值模拟系统研究了 888 nm 和 962 nm 双波长泵浦 Ho:InF₃ 光纤激光器的输出特性,给出了输出功率与双波长泵浦功率的关系,为实验设计提供了理论依据[10]。

本文提出了基于 888 nm 和 2.1 μm 双波长协同泵浦 Ho:YLF 晶体的 3.9 μm 中红外激光产生方案。在

建立 888 nm 和 2.1 μm 双波长协同泵浦 3.9 μm Ho:YLF 固体激光器速率方程的基础上, 数值模拟了 3.9 μm 波段 Ho:YLF 固体激光器的输出特性, 并对泵浦光参数、晶体参数以及输出镜透过率等参数的影响进行了理论分析。

2. 速率方程

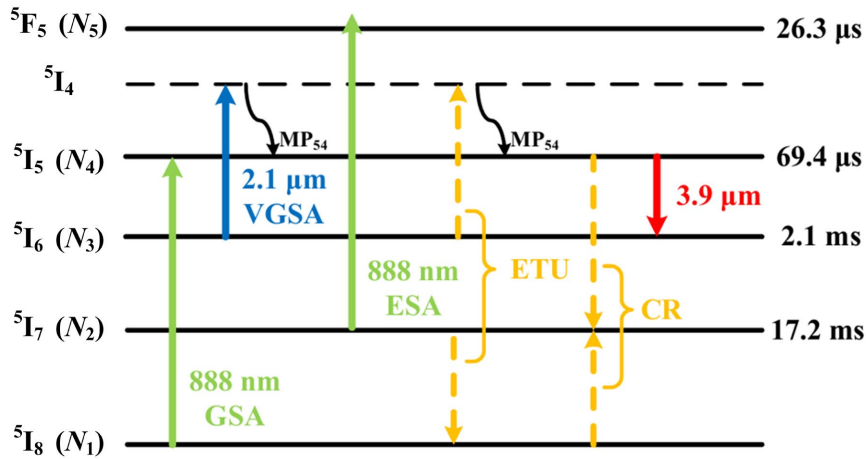


Figure 1. Energy-level diagram with relevant optical transition processes for 3.9 μm Ho:YLF laser based on the DWP scheme
图 1. 基于双波长协同泵浦方案的 3.9 μm Ho:YLF 能级图及相关跃迁过程

888 nm 和 2.1 μm 双波长协同泵浦的 3.9 μm Ho:YLF 能级图及相关跃迁过程如图 1 所示。888 nm 泵浦光通过基态吸收(Ground State Absorption, GSA)过程可以将粒子从 $^5\text{I}_8$ 能级抽运到 $^5\text{I}_5$ 能级, 并同时存在从 $^5\text{I}_7$ 能级抽运到 $^5\text{F}_5$ 能级的激发态吸收(Excited State Absorption, ESA)过程, 然后通过 $^5\text{I}_5 \rightarrow ^5\text{I}_6$ 的跃迁过程产生 3.9 μm 的激光振荡。但 $^5\text{I}_5$ 能级寿命远小于 $^5\text{I}_6$ 能级寿命($69.4 \mu\text{s} \ll 2.1 \text{ ms}$), 所以大量粒子会落在 $^5\text{I}_6$ 能级上, 此时 2.1 μm 泵浦光会把粒子从 $^5\text{I}_6$ 能级抽运到 $^5\text{I}_4$ 能级, 此过程称为虚拟基态吸收(Virtual Ground State Absorption, VGSA)。但 $^5\text{I}_4$ 能级寿命短并且存在快速的非辐射多声子弛豫(Multi-Phonon Relaxation, MPR), 因此 $^5\text{I}_4$ 能级上的粒子会快速弛豫到 $^5\text{I}_5$ 能级上。计算表明, 采用 2.1 μm 泵浦源与 3.9 μm 的量子转换效率(54%)显著高于罗鸿禹[10]报道的 962 nm 泵浦源与 3.9 μm 的量子转换效率(24%), 提高了激光输出效率。此外, 还考虑了粒子从 $^5\text{I}_7 \rightarrow ^5\text{I}_8$ 和从 $^5\text{I}_6 \rightarrow ^5\text{I}_4$ 的能量上转化(Energy Transfer Upconversion, ETU)过程和粒子从 $^5\text{I}_5 \rightarrow ^5\text{I}_7$ 和从 $^5\text{I}_8 \rightarrow ^5\text{I}_7$ 的交叉弛豫(Cross Relaxation, CR)过程。在该模型中, 通过双波长协同泵浦方案可以消除 888 nm 单波长泵浦 Ho:YLF 晶体下 3.9 μm 激光的自终止效应, 有望实现 3.9 μm 的激光振荡。

根据上述的跃迁过程, 建立了以下速率方程[11]:

$$\frac{dN_5}{dt} = R_{p1ESA} - \frac{N_5}{\tau_5} \quad (1)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = R_{p1GSA} + R_{p2} - \sigma_{em} c \phi (f_4 N_4 - f_3 N_3) + \beta_{54} \frac{N_5}{\tau_{r5}} + w_{nr54} N_5 - \frac{N_4}{\tau_4} + k_1 N_2 N_3 - k_2 N_1 N_4 \quad (2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = -R_{p2} + \sigma_{em} c \phi (f_4 N_4 - f_3 N_3) + \beta_{53} \frac{N_5}{\tau_{r5}} + \beta_{43} \frac{N_4}{\tau_{r4}} + w_{nr43} N_4 - \frac{N_3}{\tau_3} - k_1 N_2 N_3 \quad (3)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -R_{p1ESA} + \beta_{52} \frac{N_5}{\tau_{r5}} + \beta_{42} \frac{N_4}{\tau_{r4}} + \beta_{32} \frac{N_3}{\tau_{r3}} + w_{nr32} N_3 - \frac{N_2}{\tau_2} - k_1 N_2 N_3 + 2k_2 N_1 N_4 \quad (4)$$

$$\frac{dN_i}{dt} = -R_{p1GSA} + \beta_{51} \frac{N_5}{\tau_{r5}} + \beta_{41} \frac{N_4}{\tau_{r4}} + \beta_{31} \frac{N_3}{\tau_{r3}} + \beta_{21} \frac{N_2}{\tau_{r2}} + w_{nr21} N_2 + k_1 N_2 N_3 - k_2 N_1 N_4 \quad (5)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \sigma_{em} c \phi (f_4 N_4 - f_3 N_3) \frac{l_{med}}{l_{cav}} - \frac{\phi}{\tau_{cav}} + \gamma \beta_{43} \frac{N_4}{\tau_{r4}} \frac{l_{med}}{l_{cav}} \quad (6)$$

$$N_1 + N_2 + N_3 + N_4 + N_5 = N_{Ho} \quad (7)$$

式中, N_i 为 i 能级的粒子数密度, N_{Ho} 为 Ho^{3+} 的粒子数密度, τ_i 为 i 能级的寿命, σ_{em} 为 $^5I_5 \rightarrow ^5I_6$ 的受激发射截面, c 为光速, ϕ 为谐振腔内的光子数密度, f_i 为 i 能级的玻尔兹曼因子, β_{ij} 为 i 能级粒子衰减到 j 能级的荧光分支比, τ_{ri} 为 i 能级的自发辐射寿命, $w_{nr i-1}$ 为 i 能级粒子衰减到 $i-1$ 能级的非辐射跃迁速率, k_1 和 k_2 分别为 ETU 和 CR 过程的能量传递参数, l_{med} 为晶体长度, l_{cav} 为谐振腔的光学长度, γ 为自发辐射中振荡模式光子数占总自发辐射光子数的比例, τ_{cav} 为谐振腔内光子数寿命, 其表达式为:

$$\tau_{cav} = \frac{2l_{cav}}{c\delta} \quad (8)$$

式中, $\delta = L + \ln[1/(1-T)]$ 为谐振腔的损耗因子, L 为谐振腔的固有损耗, T 为输出镜透过率。 R_{p1GSA} , R_{p1ESA} 和 R_{p2} 分别是 888 nm 从 5I_8 到 5I_5 的 GSA 泵浦速率、从 5I_7 到 5F_5 的 ESA 泵浦速率和 2.1 μm 从 5I_6 到 5I_4 的 VGSA 泵浦速率, 具体表达式如下[11]:

$$\begin{aligned} R_{p1GSA} &= \frac{P_1}{h\nu_1 \pi \omega_{p1}^2 l_{med}} \frac{\sigma_{14} N_1}{\sigma_{14} N_1 + \sigma_{25} N_2} \left\{ 1 - \exp[-(\sigma_{14} N_1 + \sigma_{25} N_2) l_{med}] \right\} \\ R_{p1ESA} &= \frac{P_1}{h\nu_1 \pi \omega_{p1}^2 l_{med}} \frac{\sigma_{25} N_2}{\sigma_{14} N_1 + \sigma_{25} N_2} \left\{ 1 - \exp[-(\sigma_{14} N_1 + \sigma_{25} N_2) l_{med}] \right\} \\ R_{p2} &= \frac{P_2}{h\nu_2 \pi \omega_{p2}^2 l_{med}} \left[1 - \exp(-\sigma_{34} N_3 l_{med}) \right] \end{aligned} \quad (9)$$

式中, P_1 为 888 nm 泵浦功率, σ_{ij} 为从 i 能级到 j 能级的有效吸收截面, h 为普朗克常量, ν_1 和 ν_2 分别为 888 nm 和 2.1 μm 泵浦光频率, ω_{p1} 和 ω_{p2} 分别为 888 nm 和 2.1 μm 泵浦光斑半径, P_2 为 2.1 μm 泵浦功率, 其表达式如下:

$$P_2(t) = \frac{E}{w\sqrt{\pi/2}} \exp\left[-2\frac{(t-t_0)^2}{w^2}\right] \quad (10)$$

式中, E 为 2.1 μm 泵浦单脉冲能量, t_0 为泵浦脉冲波形中心处 t 的坐标值, w 为泵浦脉冲标准差 σ 的 2 倍, 并且与脉冲宽度满足如下关系式:

$$w = 2\sigma = \frac{FWHM}{\sqrt{\ln 4}} \quad (11)$$

模拟所需参数及其数值如表 1 所示。

3. 数值模拟结果与分析

首先选取长度为 30 mm、掺杂浓度为 4 at.% 的 $Ho:YLF$ 晶体作为增益介质, 对应的 ETU 和 CR 能量传递速率分别为 $1.067 \times 10^{-23} \text{ m}^3/\text{s}$ 和 $1.067 \times 10^{-25} \text{ m}^3/\text{s}$ [11]。设定谐振腔光学长度为 100 mm, 888 nm 泵浦功率为 4 W, 2.1 μm 泵浦单脉冲能量为 2.5 mJ, 脉冲宽度为 50 ns, 脉冲重复频率为 2 kHz, 输出镜透过率为 10%, 888 nm、2.1 μm 泵浦光和 3.9 μm 振荡光的光斑半径均为 50 μm 。通过数值模拟获得了双波长协同泵浦下 3.9 μm 脉冲激光器各能级粒子数密度及腔内光子数密度的瞬态演化规律, 如图 2 所示。

Table 1. Spectral parameters of Ho:YLF laser crystal
表 1. Ho:YLF 激光晶体的光谱参数

参数名称	参数值	参考文献
τ_5	26.3 μs	[12]
τ_4	69.4 μs	[12]
τ_3	2.1 ms	[12]
τ_2	17.2 ms	[12]
τ_{r5}	1400 s	[12]
τ_{r4}	100 s	[12]
τ_{r3}	125 s	[12]
τ_{r2}	58 s	[12]
W_{nr54}	$3.66 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$	[12]
W_{nr43}	$1.43 \times 10^4 \text{ s}^{-1}$	[12]
W_{nr32}	350 s^{-1}	[12]
W_{nr21}	0 s^{-1}	[12]
$\beta_{54}, \beta_{53}, \beta_{52}, \beta_{51}$	0.0032, 0.0417, 0.1813, 0.7738	[13]
$\beta_{43}, \beta_{42}, \beta_{41}$	0.0348, 0.5649, 0.4002	[13]
β_{32}, β_{31}	0.0902, 0.9098	[13]
β_{21}	1	[13]
σ_{14}	$1 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$	[14]
σ_{25}	$1.9 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$	[15]
σ_{em}	$1.5 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$	[14]
σ_{34}	$7.4 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$	[11]
f_3, f_4	0.1728, 0.235	[14]
L	1%	[11]
γ	1×10^{-7}	[16]

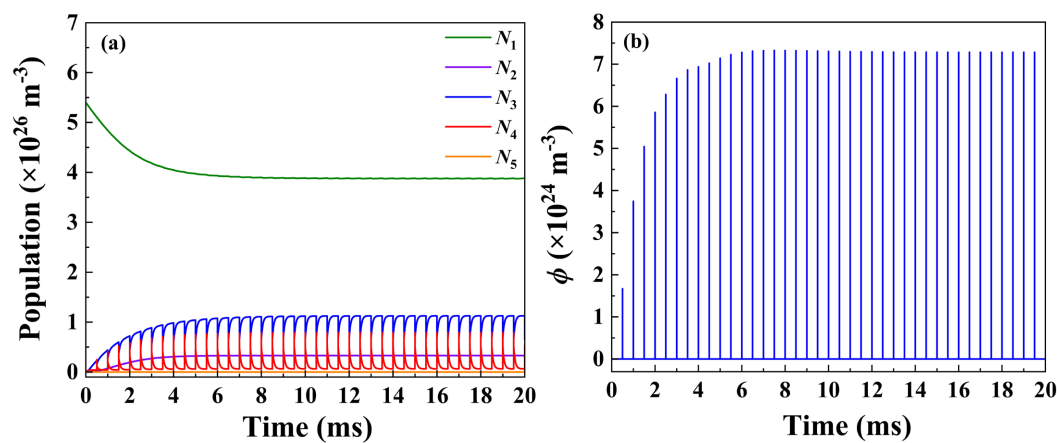


Figure 2. Temporal evolution of (a) population density at each energy level of Ho:YLF and (b) intracavity photon density based on the DWP scheme
图 2. 双波长协同泵浦下, (a) Ho:YLF 各能级粒子数密度和 (b) 谐振腔内光子数密度随时间的变化

888 nm 泵浦功率(P_1 : 0~20 W)和 2.1 μm 单脉冲能量(E : 0~3 mJ)对 3.9 μm 激光平均输出功率的协同影响如图 3 所示。结果表明: 固定 P_1 时, 3.9 μm 激光平均输出功率随 E 的增加呈准线性增加。当 P_1 为 5 W、 E 为 3 mJ 时, 3.9 μm 激光输出功率达到最大值为 0.83 W。固定 E 时, 存在最优的 P_1 使 3.9 μm 激光平均输出功率最大, 且随着 E 的增加, 对应的最优 P_1 值也增加。

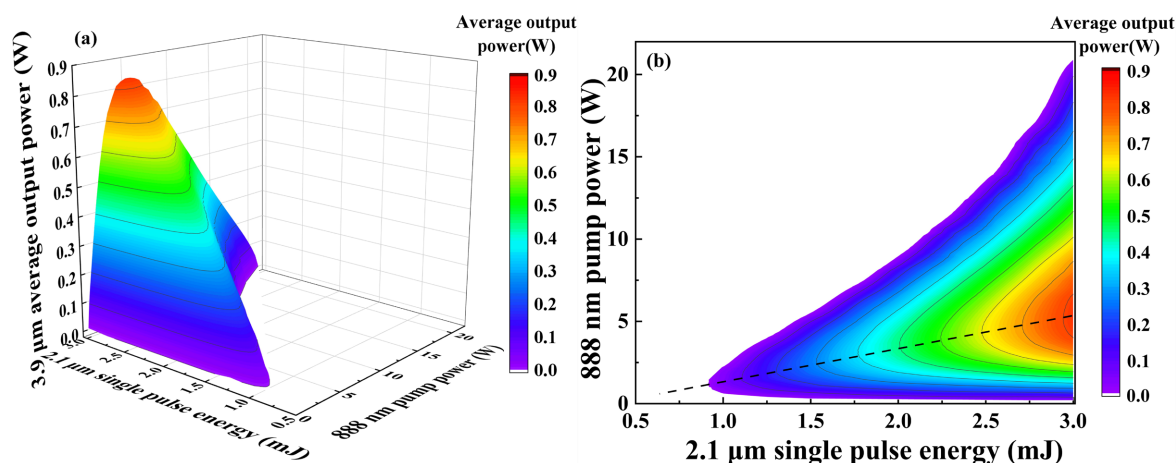


Figure 3. Dependence of 3.9 μm laser average output power with dual pump powers based on the DWP scheme: (a) three-dimensional contour map, (b) two-dimensional cross-sectional profile

图 3. 双波长协同泵浦下 3.9 μm 激光平均输出功率随两个泵浦光功率的变化: (a) 三维等高线图, (b) 二维剖面图

在 P_1 为 4 W、 E 为 2.5 mJ、脉冲宽度为 50 ns 时, 2.1 μm 脉冲重复频率对 3.9 μm 激光输出特性的影响如图 4 所示。3.9 μm 激光的重复频率与 2.1 μm 泵浦光的重复频率一致。随 2.1 μm 泵浦光重复频率的增加, 3.9 μm 激光的平均输出功率呈线性增加; 单脉冲能量基本保持不变, 约为 0.35 mJ; 输出脉冲宽度保持恒定, 约为 7.5 ns。该双波长协同泵浦方案使 3.9 μm 激光的重复频率从 50 Hz 以下[3][6]提升至最大 9 kHz, 实现了高重复频率脉冲激光输出。

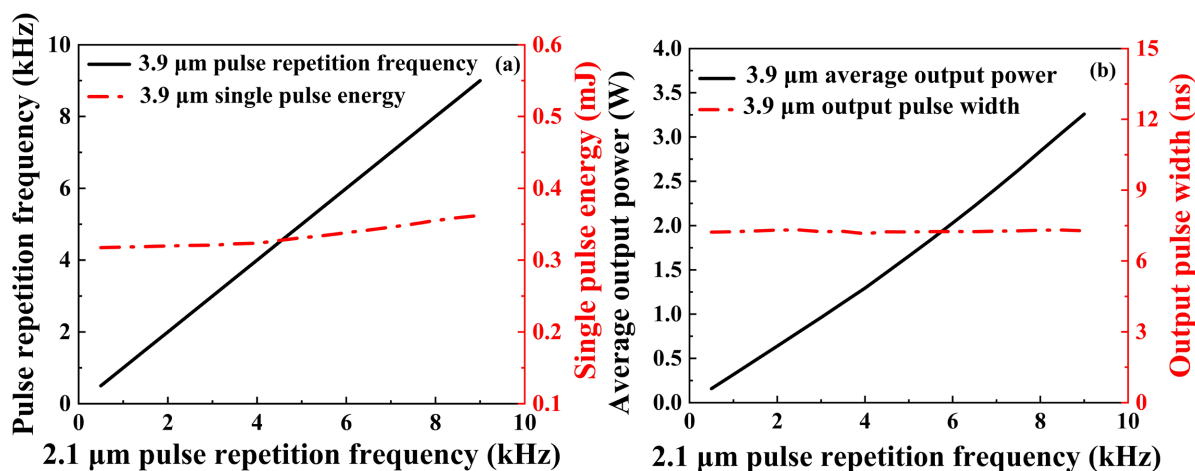


Figure 4. Dependence of (a) pulse repetition frequency, single pulse energy and (b) average output power, output pulse width of 3.9 μm laser with 2.1 μm pulse repetition frequency

图 4. 3.9 μm 激光的(a) 脉冲重复频率、单脉冲能量与(b) 平均输出功率、脉冲宽度随 2.1 μm 泵浦光脉冲重复频率的变化

在三组协同泵浦光参数下(P_1 为 2.5 W、 E 为 1.5 mJ, P_1 为 4 W、 E 为 2.5 mJ, P_1 为 5 W、 E 为 3 mJ),

2.1 μm 脉冲宽度对 3.9 μm 激光输出特性的影响如图 5 所示。随着 2.1 μm 脉冲宽度的增加, 3.9 μm 激光的脉冲宽度也略有增加。在 P_1 为 4 W、 E 为 2.5 mJ 和 P_1 为 5 W、 E 为 3 mJ 时, 随着 2.1 μm 脉冲宽度的增加, 3.9 μm 激光的平均输出功率先增加后减小; 在 P_1 为 2.5 W、 E 为 1.5 mJ 时, 随着 2.1 μm 脉冲宽度的增加, 3.9 μm 激光的平均输出功率略有下降。

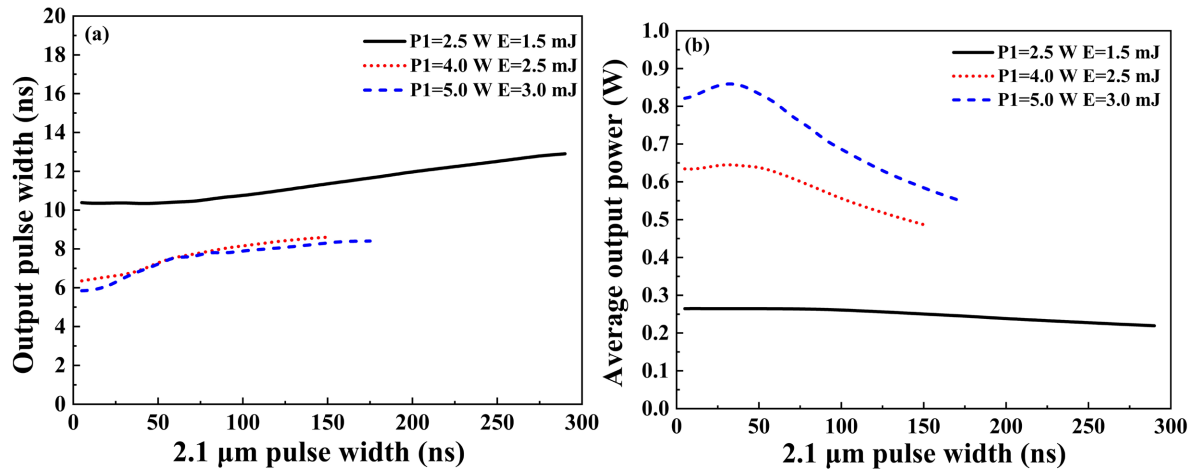


Figure 5. Dependence of (a) output pulse width and (b) average output power of 3.9 μm laser with 2.1 μm pulse width under three collaboratively pumping optical parameters

图 5. 三组协同泵浦光参数下, 3.9 μm 激光的(a) 脉冲宽度及(b) 平均输出功率随 2.1 μm 泵浦光脉冲宽度的变化

在 E 为 2.5 mJ, 改变 P_1 ; P_1 为 4 W, 改变 E 以及三组协同泵浦光参数(P_1 为 2.5 W、 E 为 1.5 mJ, P_1 为 4 W、 E 为 2.5 mJ, P_1 为 5 W、 E 为 3 mJ)下, 输出镜透过率对 3.9 μm 激光平均输出功率的影响如图 6 所示。随着输出镜透过率的增加, 3.9 μm 激光平均输出功率均为先快速增大, 然后存在一段基本保持不变的平台区, 最后缓慢衰减至 0。且随着泵浦功率或单脉冲能量的增加, 平台区间也变长。在不同泵浦情况下, 均可以认为输出镜透过率在 5%~30%为最佳区间。

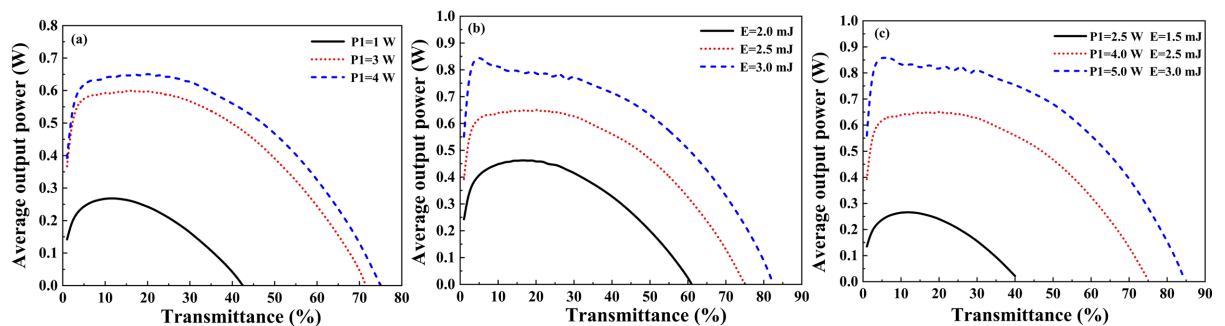


Figure 6. Dependence of 3.9 μm average output power with transmittance under different (a) 888 nm pump power, (b) 2.1 μm single pulse energy, (c) three cooperative pumping optical parameters

图 6. 在(a) 不同 888 nm 泵浦功率, (b) 不同 2.1 μm 单脉冲能量, (c) 三组协同泵浦光参数下, 3.9 μm 激光的平均输出功率随输出镜透过率的变化

Ho:YLF 晶体长度和掺杂浓度对 3.9 μm 激光输出特性的影响如图 7 所示。由图 7(a)可知, 在 P_1 为 1 W 时, 2.1 μm 的阈值单脉冲能量随 Ho:YLF 晶体长度的增加呈先下降后保持不变的趋势; 随 Ho:YLF 晶体掺杂浓度的增加而减小。由图 7(b)可知, 在 P_1 为 4 W, E 为 2.5 mJ 时, 3.9 μm 激光的平均输出功率随 Ho:YLF 晶体长度的增加呈先增加后略微下降的趋势; 随 Ho:YLF 晶体掺杂浓度的增加而增加。当晶体掺

杂浓度过高时, 热效应显著加剧, 抑制了高重复频率激光输出, 实测最大重复频率被限制在 50 Hz 以下 [3] [6]; 当晶体长度过长(大于泵浦光的瑞利长度)时, 泵浦光在晶体内的空间分布不均匀, 影响激光的模式匹配。综合考虑下, 本研究认为 Ho:YLF 晶体的最佳掺杂浓度为 4 at.%、最佳长度为 30 mm。

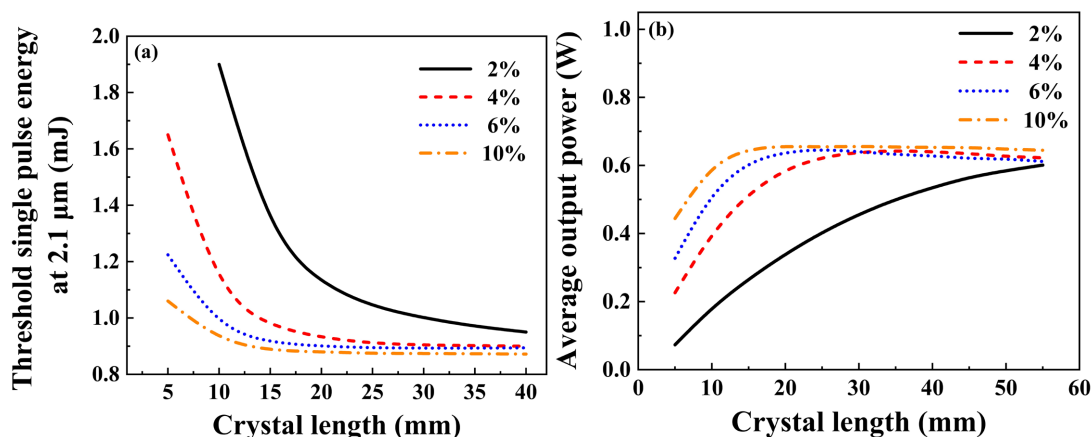


Figure 7. Dependence of (a) threshold single pulse energy at 2.1 μm and (b) 3.9 μm average output power with Ho:YLF crystal length under various doping concentrations

图 7. 不同掺杂浓度下, (a) 2.1 μm 阈值单脉冲能量和(b) 3.9 μm 平均输出功率随 Ho:YLF 晶体长度的变化

3.9 μm 激光平均输出功率与泵浦光斑半径的关系如图 8 所示。在不同 ω_{p2} 下, 3.9 μm 激光平均输出功率都随 ω_{p1} 的增加呈现先快速上升至峰值后缓慢下降的趋势。在两泵浦光斑半径比为 0.9~1.1 之间, 3.9 μm 激光获得了高效输出。同时发现增大 ω_{p2} 至 85 μm 时, 3.9 μm 激光无法实现有效输出。结合图 3 中, 在 ω_{p2} 为 50 μm 时, 2.1 μm 的阈值单脉冲能量为 0.9 mJ, 通过计算可以得到 2.1 μm 的阈值能量密度约为 115 mJ/mm²。相较于 888 nm 和 2.1 μm 双波长连续泵浦方案[11]中 2.1 μm 的阈值功率约为 1900 W/mm², 极大降低了 2.1 μm 泵浦光的阈值。

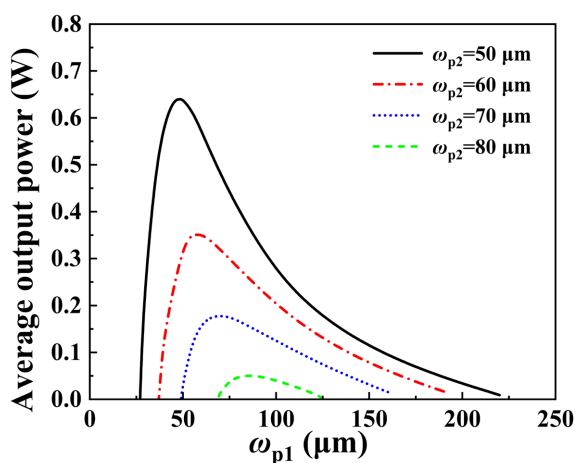


Figure 8. Dependence of the 3.9 μm laser average output power with 888 nm pump beam waist radii under different 2.1 μm pump beam waist radii

图 8. 3.9 μm 激光平均输出功率在不同 2.1 μm 泵浦光束腰半径下随 888 nm 泵浦光束腰半径的变化

4. 结论

本文提出了 888 nm 和 2.1 μm 双波长协同泵浦 Ho:YLF 晶体的 3.9 μm 中红外激光产生方案, 以消除

888 nm 单波长泵浦下 3.9 μm 激光的自终止效应。在考虑能量上转换和交叉弛豫过程的基础上,建立了双波长协同泵浦 3.9 μm 波段的中红外 Ho:YLF 固体激光器速率方程理论模型,数值模拟了 3.9 μm 激光动力学过程,理论分析了泵浦光参数、晶体参数、输出镜透过率等对 3.9 μm 脉冲激光输出特性的影响。研究结果表明输出镜透过率的最佳区间为 5%~30%, Ho:YLF 晶体的最佳掺杂浓度为 4 at.%、最佳长度为 30 mm, 2.1 μm 泵浦光的阈值能量密度约为 115 mJ/mm^2 。

参考文献

- [1] Rothman, L.S., Gordon, I.E., Barbe, A., *et al.* (2009) The HITRAN 2008 Molecular Spectroscopic Database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **110**, 533-572.
- [2] Esterowitz, L., Eckardt, R.C. and Allen, R.E. (1979) Long-Wavelength Stimulated Emission via Cascade Laser Action in Ho: YLF. *Applied Physics Letters*, **35**, 236-239. <https://doi.org/10.1063/1.91083>
- [3] Stutz, R., Miller, H.C., Dinndorf, K.M., Cassanho, A. and Jenssen, H.P. (2004) High-Pulse-Energy 3.9- μm Lasers in Ho: BYF. *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, **5332**, 111-119. <https://doi.org/10.1117/12.538417>
- [4] Rong, K.P., Cai, H., An, G.F., *et al.* (2017) Theoretical Evaluation of a Continuous-Wave Ho³⁺: BaY₂F₈ Laser with Mid-Infrared Emission. *Proceedings of SPIE-The International Society for Optical Engineering*, **10619**, Article 1061905.
- [5] Maes, F., Fortin, V., Poulain, S., Poulain, M., Carrée, J., Bernier, M., *et al.* (2018) Room-Temperature Fiber Laser at 392 μm . *Optica*, **5**, 761-764. <https://doi.org/10.1364/optica.5.000761>
- [6] Zhang, Y., Ma, C., Guo, J., Rong, K., Cai, H., Han, J., *et al.* (2022) Theoretical Analyses and Configuration Optimizations of a LD-Pumped 3.9 μm Ho: BYF Laser. *Optics & Laser Technology*, **148**, Article 107769. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107769>
- [7] Henderson-Sapir, O., Munch, J. and Ottaway, D.J. (2014) Mid-Infrared Fiber Lasers at and Beyond 35 μm Using Dual-Wavelength Pumping. *Optics Letters*, **39**, 493-496. <https://doi.org/10.1364/ol.39.000493>
- [8] Dupont, H., Guillemot, L., Loiko, P., Braud, A., Doualan, J., Camy, P., *et al.* (2022) Dual-Wavelength-Pumping of Mid-Infrared Tm: YLF Laser at 2.3 μm : Demonstration of Pump Seeding and Recycling Processes. *Optics Express*, **30**, 32141-32150. <https://doi.org/10.1364/oe.468695>
- [9] 周锋. 掺 Ho³⁺及掺 Dy³⁺氟化物光纤的 4 μm 波段激光基础研究[D]: [硕士学位论文]. 成都: 电子科技大学, 2022.
- [10] 罗鸿禹. 2-4 微米中红外脉冲光纤激光器研究[D]: [博士学位论文]. 成都: 电子科技大学, 2020.
- [11] Jing, X., Zhang, X., Kang, P. and Huang, J. (2023) Dual-Wavelength Collaboratively Pumping Scheme for a 3.9 μm Continuous-Wave Ho: YLF Laser. *Journal of the Optical Society of America B*, **40**, 2546-2555. <https://doi.org/10.1364/josab.501287>
- [12] Osiac, E., Sokolska, I. and Kuck, S. (2022) Evaluation of the Upconversion Mechanisms in Ho³⁺-Doped Crystals: Experiment and Theoretical Modeling. *Physical Review B*, **65**, Article 235119.
- [13] Walsh, B.M., Grew, G.W. and Barnes, N.P. (2005) Energy Levels and Intensity Parameters of Ho³⁺ ions in GdLiF₄, YLiF₄ and LuLiF₄. *Journal of Physics: Condensed Matter*, **17**, 7643-7665. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/17/48/016>
- [14] Eichhorn, M. (2008) Quasi-Three-Level Solid-State Lasers in the Near and Mid Infrared Based on Trivalent Rare Earth Ions. *Applied Physics B*, **93**, 269-316. <https://doi.org/10.1007/s00340-008-3214-0>
- [15] Wnuk, A., Kaczkan, M., Frukacz, Z., Pracka, I., Chadeyron, G., Joubert, M.-F., *et al.* (2002) Infra-Red to Visible Up-Conversion in Holmium-Doped Materials. *Journal of Alloys and Compounds*, **341**, 353-357. [https://doi.org/10.1016/s0925-8388\(02\)00036-1](https://doi.org/10.1016/s0925-8388(02)00036-1)
- [16] Louchev, O.A., Urata, Y., Saito, N. and Wada, S. (2007) Computational Model for Operation of 2 μm Co-Doped Tm, Ho Solid State Lasers. *Optics Express*, **15**, 11903-11912. <https://doi.org/10.1364/oe.15.011903>