

基于双波长飞秒光源的高功率 2—5 μm 中红外超快激光*

贾雪琦^{1)2)#} 刁新财^{1)2)#} 常国庆^{1)2)3)†}

1) (中国科学院物理研究所, 光物理重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2025 年 3 月 17 日收到; 2025 年 4 月 8 日收到修改稿)

波长位于 2—5 μm 的中红外超快光源在众多领域具有重要应用价值, 如分子检测、空间通信、非线性光学和生物医疗等, 但目前实现该波段激光的方法存在局限性. 本研究采用差频产生技术, 利用高功率双波长超快光纤激光系统, 结合 3 mm 周期极化铌酸锂晶体, 通过调节泵浦脉冲与信号脉冲之间的延时, 优化了输出闲频光的能量. 本研究成功生成了中心波长为 3.06 μm 的中红外超快激光, 平均功率达到 3.06 W, 脉冲能量为 90 nJ. 此外, 还实现了波长在 2—5 μm 范围内可调的中红外超快激光, 平均功率均超过 1 W, 为当前该波段可实现的最高平均功率水平.

关键词: 中红外超快激光, 差频产生, 高平均功率, 波长调谐

PACS: 42.55.Wd, 42.81.-i

DOI: 10.7498/aps.74.20250348

CSTR: 32037.14.aps.74.20250348

1 引言

波长位于 2—5 μm 的中红外超短脉冲激光因其独特的波段位置, 在基础研究和工业应用领域具有不可替代的应用价值. 在分子检测领域, 2—5 μm 激光可以与 CO, N₂O 等分子共振, 从而实现温室气体和呼吸气体的检测^[1-3]. 在空间通信领域, 3—5 μm 波段在大气中的吸收较弱, 被称为“大气透明窗口”, 工作在该波段的通信系统具有较高的通信效率^[4-6]. 在非线性光学领域, 由于满足高次谐波相位匹配的截止频率正比于泵浦波长的 1.7 次方, 中红外超短脉冲激光作为泵浦光激发高次谐波时, 能够激发更高阶的高次谐波^[7-9]. 在生物医疗领域, 中红外显

微光谱成像被广泛认为是一种非破坏性、无标记、高灵敏度的成像技术, 其在癌症研究和诊断以及离体组织研究中的价值已被验证^[10-12].

目前, 实现中红外超快激光的方法包括超连续谱产生^[13-15]、光参量振荡器/放大器^[16-18]、中红外固态/光纤激光器^[19-22]、脉冲内差频产生^[23-27]及差频产生 (difference frequency generation, DFG)^[28-31]. 超连续谱产生技术可以将超快激光的输出光谱拓展至 >10 μm , 但其光谱相位较为复杂, 且特定波段的能量占比较低, 难以输出高能量可调谐超短脉冲. 光参量振荡器/放大器技术利用非线性晶体实现波长转换, 其中光参量振荡器需要设计腔体以满足谐振条件, 对光路设计要求较高; 光参量放大器则无需谐振腔, 结构相对简单, 但需要提供中红外

* 国家自然科学基金 (批准号: 62227822, 62175255) 和国家重点研发计划 (批准号: 2021YFB3602602) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: guoqing.chang@iphy.ac.cn

波段的信号光, 对前端装置的要求更高. 通过将铒、铥、钬等稀土离子掺杂于中红外光纤和晶体中, 并结合中红外波段的锁模器件, 中红外激光振荡器的输出波段可以拓展至 $5\ \mu\text{m}$ 左右 [21]. 此外, 掺铬硒化锌 (Cr:ZnSe) 和 Cr:ZnS 激光器是两种比较典型的中红外波段固态锁模激光器. 这两种材料具有较宽的发射谱、极高的量子效率、良好的稳定性以及较高的热导率, 因此被称为“中红外波段的钛宝石”. 然而, 受增益介质发射带宽的限制, 中红外激光器的输出波长无法实现大范围调节. 脉冲内差频产生技术利用宽光谱在晶体中的自差频现象, 可以输出带宽达 $50\ \text{THz}$ 的中红外相干光谱 [26]. 该方案能够产生载波包络相位稳定的超短脉冲, 且仅需一束驱动激光, 实验装置相对简单. 但是, 受自身光谱带宽的限制, 其光谱调谐能力和功率输出依然受限.

DFG 技术以近红外光源作为泵浦脉冲, 通过非线性效应实现波长转换, 从而产生信号脉冲. 在非线性晶体中, 泵浦脉冲和信号脉冲通过三波混频过程将能量转换至中红外波段, 从而实现高输出功率和大调谐范围的中红外超快激光输出. 在 2020 年, Zhou 等 [30] 基于掺铒光纤激光器获得双波长超快光源, 通过高非线性光纤将信号光光谱展宽至 $1.3\text{--}1.9\ \mu\text{m}$, 并在周期极化铌酸锂 (PPLN) 晶体中产生了波长在 $2.3\text{--}5.4\ \mu\text{m}$ 范围内可调的中红外光谱. 该课题组进一步设计并制作了啁啾 PPLN 晶体, 其极化周期随激光传输方向在 $32\text{--}23\ \mu\text{m}$ 之间变化, 最终输出了覆盖 $2.5\text{--}5.5\ \mu\text{m}$ 的宽带超连续谱 [30]. 在乙烯和一氧化碳气体吸收谱探测中, 该系统观察到了清晰的吸收谱线. 2023 年, Liu 等 [29] 在 GaSe 晶体中利用 DFG 技术实现了中红外光的产生, 输出的中红外脉冲波长范围为 $7.7\text{--}17.3\ \mu\text{m}$, 最大平均功率为 $58.3\ \text{mW}$. 然而上述工作所实现的光源输出平均功率都不足 $1\ \text{W}$, 限制了光源的应用场景. 相比之下, Catanese 等 [31] 利用基于掺铒光纤激光器的高功率双波长光源, 在两级 PPLN

晶体构成的 DFG 中实现了 $6.7\ \text{W}$ 的中红外超快激光. 该工作显著提高了输出平均功率, 但其光源的可调谐范围相对较小.

本文采用 DFG 技术方案来产生高输出功率、大调谐范围的中红外超快激光. 实验方案如图 1 所示. 重复频率为 $33.3\ \text{MHz}$ 的掺铒光纤激光器被分为两路: 其中一路通过高非线性光纤将光谱拓展至 $1.03\ \mu\text{m}$, 并利用掺铥光纤啁啾脉冲放大 (CPA) 技术将功率提升至 $30\ \text{W}$, 作为差频过程的泵浦光; 另一路则进入掺铒光纤 CPA 系统, 将功率提升至 $4.6\ \text{W}$, 并利用基于自相位调制的频谱选择技术 (SPM-enabled spectral selection, SESS) 产生波长从 1.3 至 $1.9\ \mu\text{m}$ 可调的光谱旁瓣, 作为差频过程的信号光. 泵浦光和信号光在 PPLN 晶体中发生差频作用, 从而获得高功率中红外超快光源.

2 基于 PPLN 晶体差频产生中红外理论与仿真

超短脉冲在 PPLN 晶体中差频产生中红外的过程由三波耦合方程描述 [32]:

$$\frac{\partial A_1(z, \tau)}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{g,1}} - \frac{1}{v_{g,3}} \right) \frac{\partial A_1(z, \tau)}{\partial \tau} + \frac{i\beta_{2,1}}{2} \frac{\partial^2 A_1(z, \tau)}{\partial \tau^2} = i \frac{\omega_1 d_{\text{eff}}}{n_1 c} A_3 A_2^* e^{-i\Delta k z}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2(z, \tau)}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{g,2}} - \frac{1}{v_{g,3}} \right) \frac{\partial A_2(z, \tau)}{\partial \tau} + \frac{i\beta_{2,2}}{2} \frac{\partial^2 A_2(z, \tau)}{\partial \tau^2} = i \frac{\omega_2 d_{\text{eff}}}{n_2 c} A_3 A_1^* e^{-i\Delta k z}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_3(z, \tau)}{\partial z} + \frac{i\beta_{2,3}}{2} \frac{\partial^2 A_3(z, \tau)}{\partial \tau^2} = i \frac{\omega_3 d_{\text{eff}}}{n_3 c} A_1 A_2 e^{i\Delta k z}. \quad (3)$$

$A_i(z, \tau)$ 表示第 i 个脉冲的复振幅, $i = 1, 2, 3$ 分别表示差频过程的闲频光、信号光和泵浦光; z 为 PPLN 晶体沿光传输方向的距离; τ 表示相对时间坐标, 由 $\tau = t - z/v_{g,3}$ 给出, 其中 $v_{g,i} = \partial\omega_i/\partial k_i$, 代表第 i

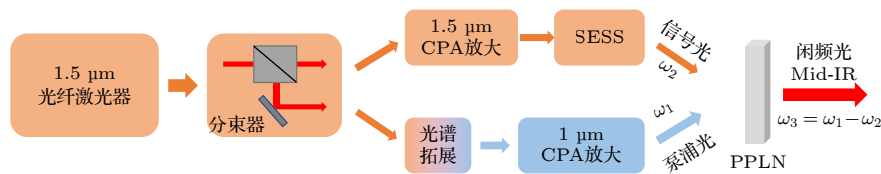


图 1 基于高功率双波长飞秒光源的 DFG 方案

Fig. 1. DFG scheme based on high-power dual-wavelength femtosecond light source.

个脉冲的群速度. $\beta_{2,i}$ 为第 i 个脉冲的群速度色散. ω_i 和 n_i 分别表示第 i 个脉冲的角频率和折射率. c 为真空中的光速. d_{eff} 为有效非线性系数, 在 PPLN 中为 -27.2 pm/V . $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$, 代表相位失配量. Δk 与 PPLN 极化周期 Λ 之间满足 $|\Delta k| = 2\pi/\Lambda$.

当泵浦波长为 $1.03 \text{ }\mu\text{m}$ 时, 输出闲频光波长从 $2.1\text{--}6 \text{ }\mu\text{m}$ (信号光波长 $1.24\text{--}2.02 \text{ }\mu\text{m}$) 变化时对应的 PPLN 极化周期在 $30.6\text{--}22 \text{ }\mu\text{m}$ 之间变化. 为了探究泵浦光与信号光在 PPLN 晶体中的非线性相互作用, 采用分步傅里叶法求解 (1) 式—(3) 式. 图 2 绘制了信号光能量从 0.1 至 500 nJ 变化时, 输出闲频光能量随泵浦光能量变化曲线 (图 2(a)), 以及泵浦光能量从 0.1 至 $3.5 \text{ }\mu\text{J}$ 变化时, 输出闲频光能量随信号光能量变化曲线 (图 2(b)). 泵浦光和信号光中心波长分别为 $1.03 \text{ }\mu\text{m}$ 和 $1.55 \text{ }\mu\text{m}$, 脉冲宽度均为 300 fs , 脉冲能量均从 0.1 至 $3.5 \text{ }\mu\text{J}$ 之间变化, PPLN 晶体厚度为 3 mm , 极化周期为 $29.7 \text{ }\mu\text{m}$, 晶体中心处光斑直径均为 $150 \text{ }\mu\text{m}$. 初始延迟设置为 165 fs , 使得泵浦光和信号光脉冲峰值在晶体中心处重合.

如图 2(a) 所示, 当泵浦光能量较低 ($<100 \text{ nJ}$) 时, DFG 过程工作在线性区, 对于所有的信号脉冲能量, 闲频光能量随泵浦光的增加而线性增加. 继续增加泵浦光能量 ($100\text{--}2000 \text{ nJ}$), DFG 过程进入指数区, 闲频光能量随泵浦光能量指数增加, 且信号光能量越小, 指数增加趋势越明显. 当信号光脉冲能量为 100 nJ 时, 泵浦功率从 $700\text{--}1000 \text{ nJ}$ 之间变化, 闲频光能量甚至有降低的趋势. 当泵浦

光能量大于 2000 nJ 时, DFG 工作在饱和区, 闲频光能量随泵浦光能量增速变缓, 信号光能量对输出闲频光能量影响较小. 但是, 当信号光能量从 0.1 nJ 提升至 500 nJ 时, DFG 进入饱和区对应的泵浦脉冲能量阈值从 2000 nJ 减小至 700 nJ . 图 2(b) 的结果表明, 输出闲频光能量随信号光能量变化曲线包含线性区和饱和区. 在线性区内, 泵浦光和信号光能量较小, 相互作用较弱. 随着信号光能量增加, 输出闲频光能量达到饱和且出现振荡现象. 信号光能量增加可能导致输出闲频光能量降低, 与图 2(a) 淡蓝色六角星和黑色六角星展示的结果一致. 另外, 与图 2(a) 中规律相似, 当泵浦光能量从 0.1 nJ 增加至 $3.5 \text{ }\mu\text{J}$ 时, DFG 进入饱和区所需的信号光能量从 100 nJ 降低至 0.1 nJ .

通过上述分析可以看出, 泵浦光能量和信号光能量对 DFG 过程中闲频光能量的产生有着显著的影响, 且二者能量的大小及相互关系会决定 DFG 的工作区域, 进而影响闲频光能量的变化趋势. 然而, 在实际应用中, 除了优化光能量参数之外, 还可以通过调节延时来进一步优化功率. 延时的调节能够改变泵浦光与信号光在非线性介质中的相互作用时间, 从而影响闲频光的产生效率. 当延时设置合理时, 可以使得泵浦光与信号光的相互作用更加充分, 进而提高闲频光的能量输出. 这种优化方式在不同能量条件下均能发挥作用, 尤其在高性能条件下, 效果更为明显. 下面将通过模拟结果来详细分析经过延时优化后, 闲频光脉冲能量随泵浦脉冲和信号脉冲的变化规律.

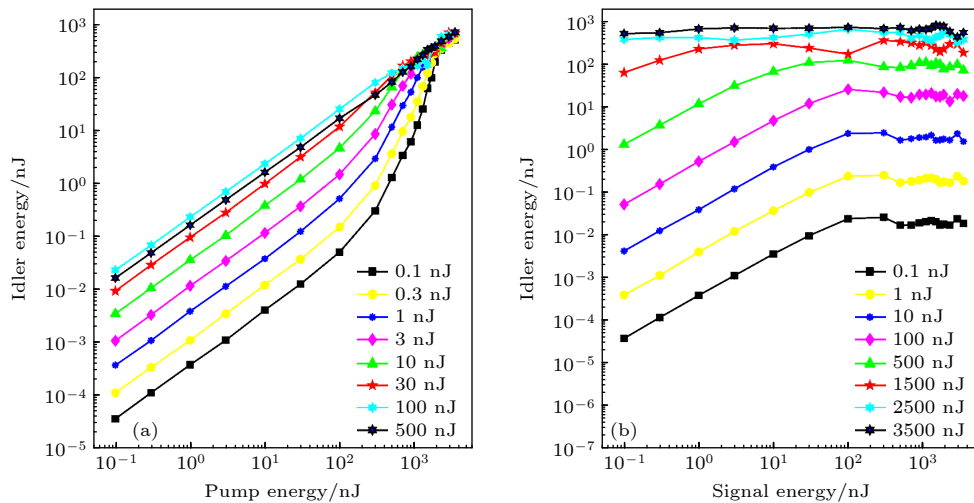


图 2 模拟中闲频光能量随泵浦光和信号光能量变化曲线

Fig. 2. The simulation curve of idle light energy varies with pump light and signal light energy.

图3为经过延时优化后闲频光脉冲能量随泵浦脉冲(图3(a))和信号脉冲(图3(b))的变化规律(图2的结果). 当泵浦脉冲和信号脉冲能量较低时, 优化延时对输出闲频光能量影响较小. 当信号脉冲能量增加至100 nJ以上(图3淡蓝色六角星和黑色六角星)时, 与图2中淡蓝色六角星和黑色六角星对比, 优化延时可以有效避免能量逆向转换, 实现输出闲频光的能量最大化. 泵浦脉冲和信号脉冲能量最大(泵浦脉冲3.5 μJ 、信号脉冲500 nJ)时, 输出闲频光脉冲能量为873 nJ, 显著高于图3中无延时优化的最高能量(683 nJ). 从图3(b)还可以看出, 优化延时使得饱和区闲频光的输出能量趋于稳定, 说明优化延时可以充分将泵浦光能量转

换至闲频光中.

3 差频产生高功率中红外超快光源

3.1 高功率可调谐双波长超快光纤激光器

基于图1所示差频产生实验方案, 我们搭建了如图4所示的高功率可调谐双波长超快光纤激光装置图, 两路脉冲源于同一掺铒光纤激光种子源, 以避免存在重频差, 且能保证经差频之后的脉冲载波包络相移为零. 掺铒光纤激光种子源基于环型腔结构, 采用半导体可饱和吸收体实现锁模. 该激光器工作在色散管理孤子锁模状态, 输出中心波长为1556 nm、光谱宽度为22 nm的超短脉冲, 重复

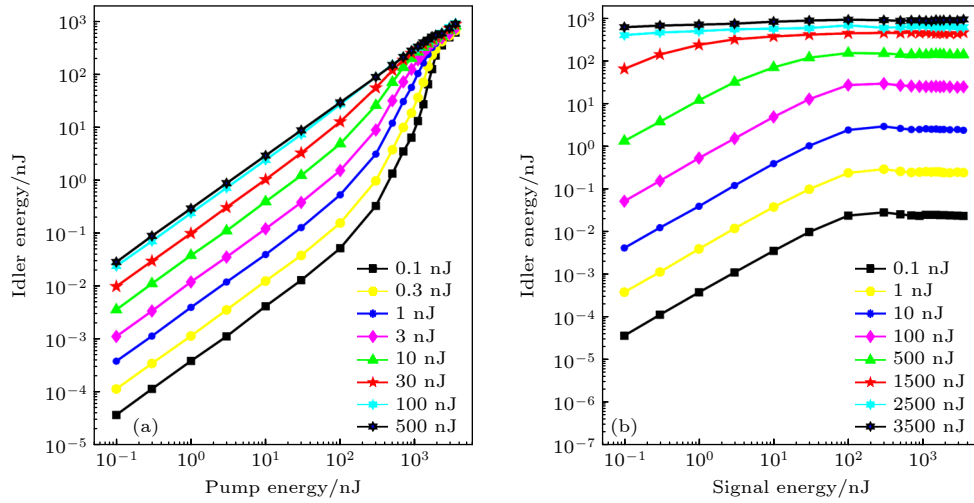


图3 模拟中优化延时后闲频光能量随泵浦光和信号光能量变化曲线

Fig. 3. The curves of idle light energy change with pump light and signal light energy after optimized delay in simulation.

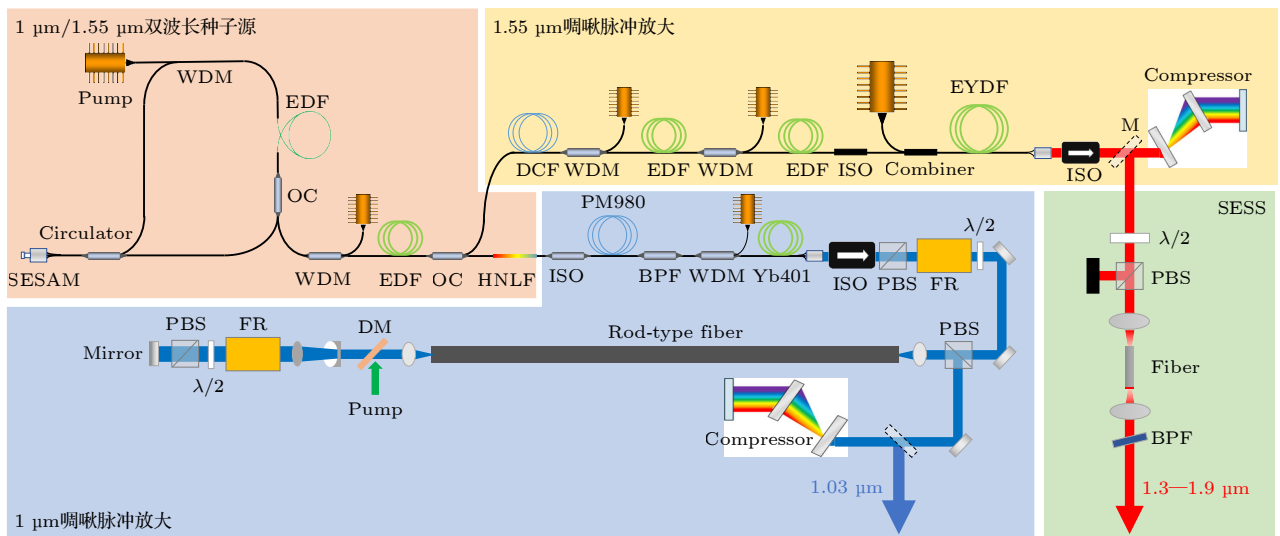


图4 高功率可调谐双波长(1.55 μm /1 μm)超快光纤激光实验装置图

Fig. 4. High power tunable dual-wavelength (1.55 μm /1 μm) ultrafine fiber laser experimental device diagram.

频率为 33.3 MHz, 平均功率为 1.1 mW. 该脉冲经掺铒非线性放大后, 由光纤耦合器分成两路. 其中一路经掺铒非线性放大和光纤压缩提升脉冲峰值功率, 并利用高非线性光纤 (HNLF) 将光谱展宽至 $1.03\ \mu\text{m}$. 非线性光谱展宽原理为: $1.55\ \mu\text{m}$ 高峰值功率飞秒脉冲进入光纤后, 受色散以及多种非线性效应的影响 (主要是自相位调制效应), 光谱剧烈展宽至 $1.2\text{--}2.1\ \mu\text{m}$. 在后续 HNLF 中, 光谱整体形状趋于稳定, 在 $1000\text{--}1200\ \text{nm}$ 区域内形成共振色散波. 该色散波的短波部分 ($1000\text{--}1100\ \text{nm}$) 由于满足相位匹配条件共振增强. 色散波的长波部分 ($1100\text{--}1200\ \text{nm}$) 由于不满足相位匹配条件, 在光纤传输过程中持续衰减, 最终在 $1050\ \text{nm}$ 处形成光谱峰. 随后脉冲通过光纤展宽、单模光纤预放大、棒状光子晶体光纤双通主放大以及光栅对压缩将平均功率提升至 $31.5\ \text{W}$, 对应脉冲能量为 $0.95\ \mu\text{J}$. 输出脉冲光谱及自相关曲线如图 5(a) 和图 5(b) 所示, 光谱中心波长为 $1030\ \text{nm}$, 半高全宽为 $8.7\ \text{nm}$. 图 5(b) 所示脉冲自相关曲线无明显基座, 双曲正割拟合下脉冲半高全宽为 $260\ \text{fs}$, 对应峰值功率为 $3.65\ \text{MW}$.

另一路脉冲作为掺铒 CPA 种子光, 经光纤展宽、两级单模光纤放大、一级多模光纤主放大以及

光栅对压缩, 图 5(c) 为输出光谱. 受主放大增益窄化影响, 输出光谱半高全宽为 $12\ \text{nm}$, 中心波长为 $1560\ \text{nm}$, 光谱存在轻微调制结构. 图 5(d) 中的自相关曲线整体较为平滑, 双曲正割拟合后脉冲半高全宽为 $290\ \text{fs}$, 对应的峰值功率为 $0.47\ \text{MW}$.

为获得 $1.3\text{--}1.9\ \mu\text{m}$ 高能量可调谐信号脉冲, 本文中利用 SESS 技术实现光谱展宽. 双波长激光器输出的高能量 $1.55\ \mu\text{m}$ 脉冲经二分之一波片和 PBS 调节能量后, 由非球面透镜耦合进入长度为 $8.5\ \text{cm}$ 的色散位移光纤中. 在光纤中展宽光谱后, 光束经非球面透镜准直, 光学滤波片将光谱旁瓣滤出, 便能获得波长可调谐的高能量飞秒脉冲. 调节二分之一波片角度, 逐渐增加耦合进入光纤中的脉冲能量, 脉冲光谱逐渐向两侧展宽至 $1.3\text{--}1.9\ \mu\text{m}$ 附近 (如图 6 所示). 值得一提的是, 受色散影响, SESS 最右侧旁瓣最多展宽至 $1.675\ \mu\text{m}$ 左右, 继续增加输入脉冲能量将在 $1.9\ \mu\text{m}$ 附近出现光谱旁瓣. 使用带宽为 $50\ \text{nm}$ 的带通滤波器将光谱旁瓣滤出, 得到平均功率为 $200\text{--}400\ \text{mW}$ 、波长在 $1.3\ \mu\text{m}$ 至 $1.6\ \mu\text{m}$ 之间调谐的飞秒脉冲; 使用 $1.65\ \mu\text{m}$ 的长通滤波器将 $1.65\ \mu\text{m}$ 和 $1.9\ \mu\text{m}$ 处光谱旁瓣滤出, 总平均功率为 $350\ \text{mW}$; $1.9\ \mu\text{m}$ 处光谱旁瓣的平均功率经估算为 $50\ \text{mW}$ 左右.

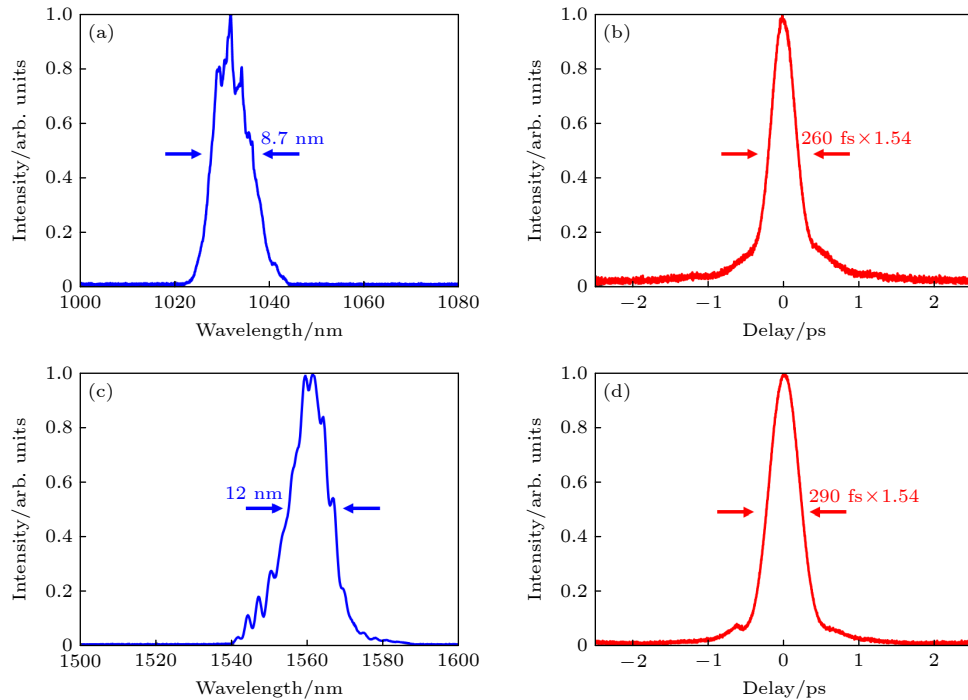


图 5 掺铒和掺铒 CPA 输出光谱及脉冲自相关曲线

Fig. 5. The output spectra and pulse autocorrelation curves of ytterbium-doped and erbium-doped CPA.

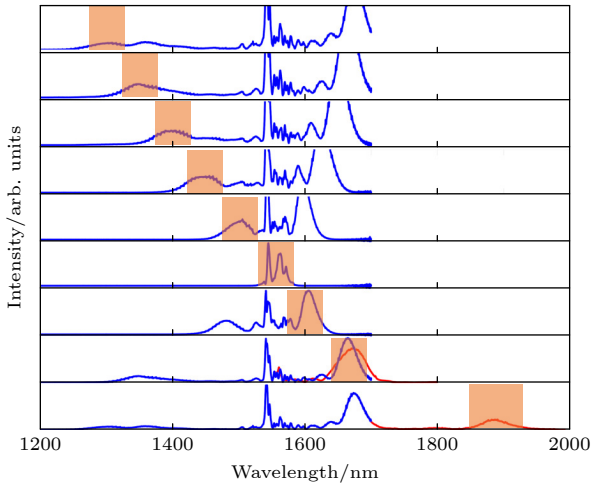


图6 SESS 光谱展宽结果

Fig. 6. SESS method-based spectrum broadening results.

3.2 差频产生 3 μm 高功率中红外超短脉冲

我们基于高功率双波长超快光纤激光器搭建了如图 7(a) 所示的 DFG 装置, 其中泵浦脉冲中心波长为 1.03 μm , 能量为 0.95 μJ , 宽度为 260 fs, 信号脉冲中心波长为 1.55 μm , 能量为 136 nJ, 宽度为 290 fs. 泵浦脉冲经过延迟线调整与信号光脉冲的时延后, 两束光经短通二向色镜 (DM) 合束之后, 经焦距为 250 mm 的平凸透镜聚焦至 PPLN 晶体中. PPLN 晶体为扇出型设计, 极化周期在

21—34 μm 之间连续可调, 尺寸为 15 mm $\times$ 1 mm $\times$ 3 mm. 晶体前后表面均镀 1.04—1.09 μm , 1.3—1.7 μm 和 2.7—5.2 μm 波段增透膜, 防止表面菲涅耳反射; 温控炉将晶体加热至 80 $^{\circ}\text{C}$ 防止光折变损伤. 泵浦和信号脉冲在 3 mm PPLN 晶体中差频之后, 与闲频光一起经平凸透镜准直后由长通滤波器 (LPF) 反射, 透射的激光则为最终输出的中红外超短脉冲激光.

在 DFG 过程中, 晶体内光斑的尺寸直接决定了非线性相互作用的强度. 为了在不造成晶体损伤的前提下尽可能提高非线性相互作用强度, 需将激光光斑限制在临界大小以上. 实验中首先将晶体前表面的光斑直径设置为 200 μm , 在输出端经过透镜准直后利用 CCD 记录光斑形状, 不同泵浦功率下的光斑如图 8 所示.

当泵浦脉冲能量从 30 nJ 增加到 300 nJ 时, 光斑形状没有明显变化; 当泵浦脉冲能量增加至 450 nJ 时光斑形状发生轻微变化, 外圈发散明显; 当脉冲能量增加至 540 nJ 时, 光束发生自聚焦, 光斑形状剧烈变化, 继续增加泵浦光能量将损坏 PPLN 晶体. 将晶体放置于光束焦点后, 且保证晶体前表面的光斑直径同样为 200 μm (如图 7(c) 所示), 经过优化后, 在泵浦光能量为 900 nJ, 且信号

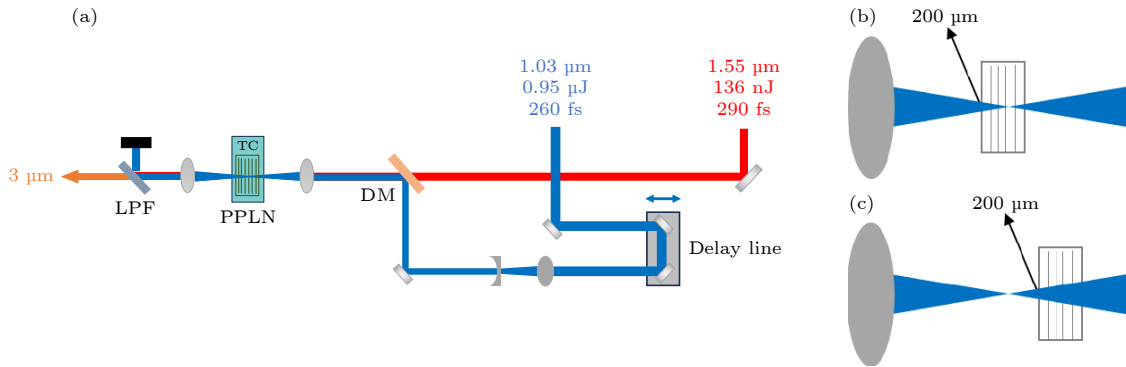
图7 差频产生 3 μm 高功率中红外激光 (a) 实验装置图; (b) 焦点位于晶体前表面之后; (c) 焦点位于晶体前表面之前

Fig. 7. The DFG-based 3 μm high-power mid-infrared laser: (a) Drawings of experimental installations; (b) the focal point located behind the front surface of the crystal; (c) the focal point located before the front surface of the crystal.

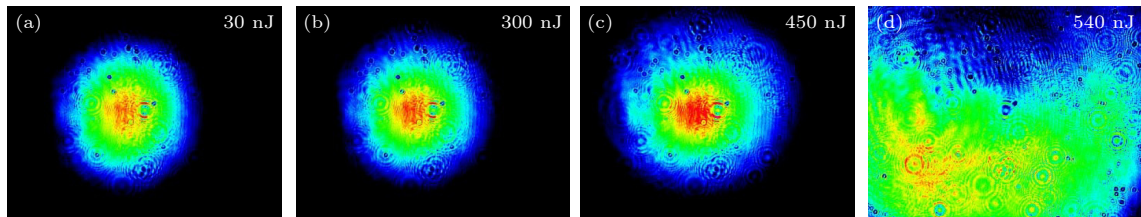


图8 不同泵浦功率下远场光斑图

Fig. 8. Far-field light spot diagram at different pump power.

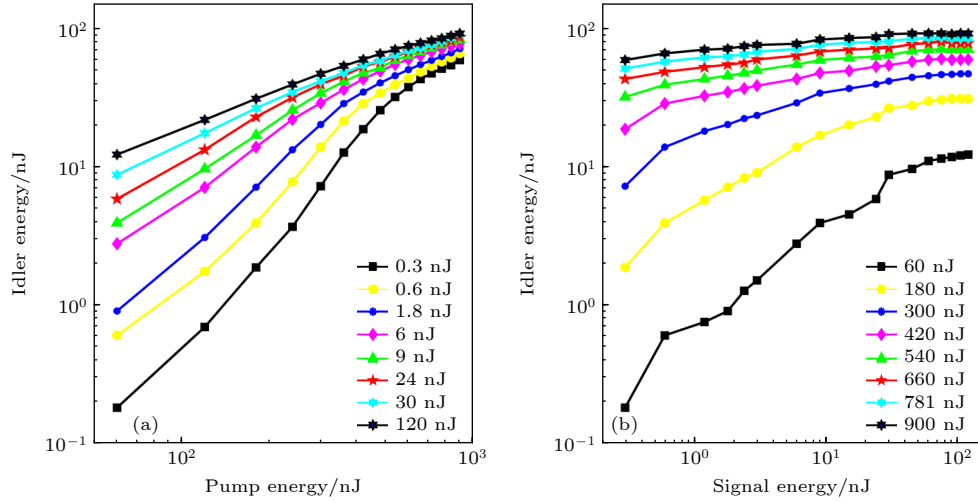


图 9 实验中优化延时后闲频光能量随泵浦光和信号光能量变化曲线

Fig. 9. Idle light energy changes with the pump light and signal light energy after optimized delay.

光能量为 120 nJ 时可保证不出现自聚焦现象. 调节时间延迟线将泵浦脉冲和信号脉冲在时间上同步, 分别测量中红外输出功率随泵浦功率以及信号功率的变化, 结果如图 9 所示.

测量过程中通过优化延迟线以保证获得最大的输出中红外功率. 在图 9(a) 中, 当信号光能量为 0.3 nJ 时 (黑色方块), 闲频光能量随泵浦光能量先指数增长, 在泵浦光能量超过 600 nJ 后趋于饱和, 与图 3(a) 中信号光能量为 0.1 nJ、泵浦光能量在 100—3.5 μJ 之间变化的趋势一致. 随着信号光能量增加至 9 nJ (绿色三角), 非线性相互作用显著增强, 达到饱和区所需要的泵浦光能量降低至 240 nJ. 当信号光能量为 120 nJ 时 (黑色六角星), 泵浦光能量超过 120 nJ 后即进入饱和区, 与图 3(a) 中信号脉冲能量为 100 nJ 所对应曲线一致. 由于延时优化的作用, 闲频光能量变化曲线有序地收敛至最大值处, 与图 3(a) 中曲线趋势保持一致. 由闲频光能量变化曲线判断, 泵浦光能量为 900 nJ、信号光能量为 120 nJ 时, DFG 工作于饱和区, 与图 3(a) 中对应能量保持一致. 图 9(b) 为不同泵浦光能量 (60—900 nJ) 时, 闲频光能量随信号光能量的变化曲线. 相对于图 3(b) 中曲线的增长规律, 图 9 中的参数对应的脉冲能量较高, 因此没有出现闲频光能量随信号光能量线性增长的区域. 在所有的泵浦光能量下, 闲频光增长速度均逐渐变缓. 当泵浦光能量仅有 60 nJ 时 (黑色方块), 未观察到明显的饱和现象. 当泵浦光能量为 540 nJ 时 (绿色三角), 达到饱和区所需的信号光能量为 45 nJ. 当泵浦光能量为 900 nJ 时, 达到饱和区所需的信号光能量为

9 nJ, 与图 3(b) 中模拟规律一致. 当泵浦光能量为 900 nJ、信号光能量为 120 nJ 时, 输出中红外闲频光能量为 92 nJ, 重复频率为 33.3 MHz, 对应平均功率为 3.06 W. 闲频光光谱如图 10 所示, 光谱中心波长为 3.06 μm , 半高全宽约为 70 nm. 红色虚线为使用双波长激光器输出参数计算所得中红外光谱. 实验光谱与模拟光谱宽度几乎一致, 中心波长轻微偏移, 原因是实验中 PPLN 晶体的有效极化周期与模拟中略有差别.

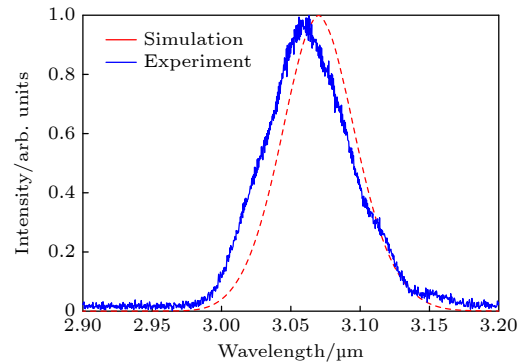


图 10 最终输出的中红外光谱

Fig. 10. The final output of the mid-infrared spectrum.

3.3 差频产生 2—5 μm 高功率可调谐中红外超短脉冲

为了获得 2—5 μm 高功率可调谐中红外超短脉冲, 1.55 μm 高能量超短脉冲通过 SESS 将光谱展宽至 1.3—1.9 μm , 并替代图 7(a) 中信号光进入差频产生系统. 差频系统各个器件均与图 7(a) 中一致, 调节 SESS 的输入脉冲能量实现信号光光谱从 1.3—1.9 μm 调谐, 横向移动 PPLN 晶体使极化

周期与泵浦光和信号光波长匹配. 图 11 展示了泵浦功率为 15 W 时所对应的光谱和功率. 最高功率位于闲频光波长为 $3.28\ \mu\text{m}$ (对应信号波长 $1.5\ \mu\text{m}$) 处, 输出平均功率为 1.87 W, 对应单脉冲能量为 56 nJ. 随着闲频光波长增加, 其输出平均功率下降, 中心波长在 $4.8\ \mu\text{m}$ 处的闲频光的平均功率为 1.02 W. 在波长位于 $4.2\ \mu\text{m}$ 和 $2.7\ \mu\text{m}$ 的光谱中可以看到明显的二氧化碳吸收峰和水吸收峰. 其中波长位于 $2.7\ \mu\text{m}$ 的光谱峰与 $2.25\ \mu\text{m}$ 的光谱峰分别为泵浦光与 $1.65\ \mu\text{m}$ 和 $1.9\ \mu\text{m}$ 的信号光差频产生结果, 由于缺少带通滤波片将这两部分信号光分离, 两个波段的闲频光同时输出至功率计中. 调节 PPLN 极化周期, 使其满足其中一个波段的准相位匹配, 可以抑制另一个光谱成分的产生效率, 但效果有限. 最终输出的功率为 1.1 W, 包含两个光谱峰的总功率. 将泵浦光脉冲功率提升至 30 W, 分别与中心波长为 1.35, 1.4, 1.45, 1.55 和 $1.6\ \mu\text{m}$ 的信号脉冲差频得到波长为 4.2, 3.9, 3.58, 3.06 和 $2.9\ \mu\text{m}$ 的闲频光, 功率分别为 1.98, 2.48, 2.73, 2.58 和 3.02 W. 将信号波长调谐至 $1.3\ \mu\text{m}$, SESS 产生的光谱旁瓣带宽较宽, 同样使用带宽为 50 nm 的带通滤波器时, 中心波长较短的 $1.3\ \mu\text{m}$ 处对应的频率带宽更宽, 脉冲宽度更窄, 经 DFG 过程放大后峰值功率更高, 导致脉冲在晶体中自聚焦, 最终损伤晶体.

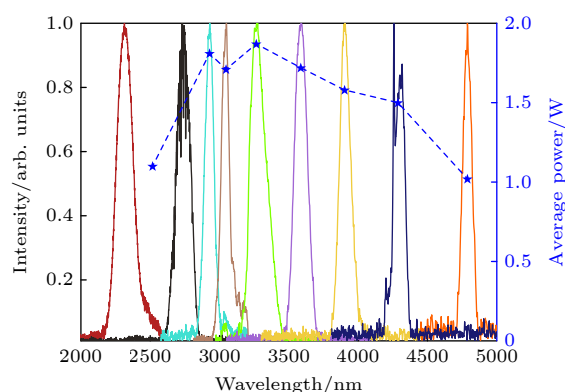


图 11 2—5 μm 高功率可调谐短波中红外输出光谱及功率
Fig. 11. Output spectrum and power of the 2–5 μm high power tunable short-wave mid-infrared laser source.

4 总 结

为了获得高功率可调谐短波中红外超短脉冲, 本文基于掺铒光纤激光器, 利用非线性放大及压缩方法, 将部分能量通过高非线性光纤将光谱展宽

至 $1.03\ \mu\text{m}$, 作为掺铽 CPA 的种子光, 剩余脉冲作为掺铒 CPA 的种子光. 掺铒 CPA 和掺铽 CPA 分别将 $1.55\ \mu\text{m}$ 和 $1.03\ \mu\text{m}$ 脉冲能量提升至 140 nJ 和 0.95 μJ , 脉冲宽度分别为 290 fs 和 260 fs. 将 $1.55\ \mu\text{m}$ 高能量脉冲耦合进入长度为 8.5 cm 的色散位移光纤中, 产生了光谱从 1300—1900 nm 可调谐、平均功率 50—400 mW 的光谱旁瓣, 为 DFG 过程提供高能量信号脉冲. 基于分布傅里叶法求解三波混频方程, 研究了 DFG 过程中泵浦脉冲和信号脉冲的能量对闲频光脉冲能量的影响. 闲频光能量随泵浦光能量变化趋势可分为线性区、指数区和饱和区, 提出了通过调节入射脉冲之间的延时可以优化输出闲频光的能量. 实验中基于高功率双波长可调谐光源, 我们利用 3 mm PPLN 晶体获得了中心波长位于 $3.06\ \mu\text{m}$ 、平均功率为 3.06 W、脉冲能量为 90 nJ 的中红外超快光源. 该中红外光源的中心波长在 2—5 μm 之间可调, 平均功率均大于 1 W, 为该波段范围内的最高平均功率结果. 实验中泵浦光路与信号光路光程较长, 均存在高功率放大级和光纤耦合模块, 这些因素共同导致最终输出功率稳定性欠佳. 其中最为关键的因素是, 泵浦脉冲与信号脉冲在各自光路中传播时, 由于光纤温度变化引起的折射率变化, 两路脉冲光程差改变影响了泵浦和信号脉冲时间同步, 最终影响差频效率. 后续实验将加入锁定系统稳定输出功率. 由于缺少中红外波段的光束及脉冲宽度测量装置, 本实验中仅测量了近红外激光的光束及脉冲质量, 其中, 泵浦和信号光聚焦后的光斑圆度均高于 95%. 由于本实验采用共线差频产生的方式产生中红外超快激光, 中红外激光的光束质量很大程度受近红外光束质量影响, 因此, 有理由相信中红外激光同样具有较高的光束质量. 此外, 我们基于实验中泵浦脉冲和信号脉冲参数仿真差频产生过程, 计算所得中红外飞秒脉冲宽度约为 200 fs, 与输出光谱对应变换极限脉宽接近. 这一高能量高功率中红外飞秒光源具有较宽的光谱调谐范围以及较高的峰值功率, 有望用于气体分子检测、燃烧诊断以及高次谐波产生等研究领域.

参考文献

- [1] Zhang Z T, Cheng C F, Sun Y R, Li M, Wang X M 2020 *Opt. Express* **28** 27600
- [2] Foltynowicz A, Masłowski P, Fleisher A J, Merer A J, O'Keefe A, Toon G C 2013 *Appl. Phys. B* **110** 163
- [3] Zhu Z, Wu G, Li H, Zhang L, Wang Y F 2018 *Enging* **4** 772

- [4] Prasad N S 2005 *J. Opt. Fiber Commun. Rep.* **2** 558
- [5] Lin P, Wang T, Ma W, Zhao X X, Chen X 2020 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **32** 223
- [6] Walsh S M, Karpathakis S F E, McCann A S, Liao A, Leaird D E, Weiner A M 2022 *Sci. Rep.* **12** 18345
- [7] Popmintchev T, Chen M C, Popmintchev D, Arpin P, Murnane M M, Kapteyn H C 2012 *Science* **336** 1287
- [8] Rutledge J, Catanese A, Hickstein D D, Dollar F, Kapteyn H C, Murnane M M 2021 *J. Opt. Soc. Am. B* **38** 2252
- [9] Vampa G, Vasilyev S, Liu H, Popmintchev T, Murnane M M, Kapteyn H C 2019 *Opt. Lett.* **44** 259
- [10] Seddon A B 2011 *Int. J. Appl. Glass Sci.* **2** 177
- [11] Aebischer D, Bartusik D, Tabarkiewicz J 2017 *Biomed. Pharmacother.* **85** 434
- [12] Seddon A B, Napier B, Lindsay I, Rennick T, Meldrum A, MacGregor A 2018 *Analyst* **143** 5874
- [13] Marandi A, Rudy C W, Plotnichenko V G, Kieu K, Boyer A G, Fejer M M 2012 *Opt. Express* **20** 24218
- [14] Liu K, Liu J, Shi H, Wang Y, Zhang X, Li H 2014 *Opt. Express* **22** 24384
- [15] Woyessa G, Kwarkye K, Dasa M K, Tadesse Y, Debbarna S, Dudley J M, Agger C, Bang O 2021 *Opt. Lett.* **46** 1129
- [16] Von Grafenstein L, Bock M, Ueberschaer D, Karpowicz N, Filsinger F, Küpper J 2017 *Opt. Lett.* **42** 3796
- [17] Hu M L, Wang J, Fan J T 2021 *Chin. J. Lasers* **48** 1901001 (in Chinese) [胡明列, 王珏, 范锦涛 2021 *中国激光* **48** 1901001]
- [18] Smolski V O, Vasilyev S, Schunemann P G, Kuleshov N V, Klimov V V, Kozlov V A 2015 *Opt. Lett.* **40** 2906
- [19] Zhou Y, Qin Z, Yuan P, Li H, Wang X, Zhang Y 2021 *Opt. Lett.* **46** 5104
- [20] Yu L, Liang J, Huang S, Wang Y, Zhang X, Li H 2022 *Opt. Lett.* **47** 2562
- [21] Duval S, Bernier M, Fortin V, Chagnon M, Taillon J, Boudreau J 2015 *Optica* **2** 623
- [22] Cui Y, Chen M, Du W, Li H, Zhang Y, Wang X 2021 *Opt. Express* **29** 42924
- [23] Wang Q, Zhang J, Kessel A, Zeng X, Li H, Zhang Y 2019 *Opt. Lett.* **44** 2566
- [24] Krogen P, Suchowski H, Liang H, Wang Z, Steinleitner P, Nagl N, Kowalczyk M 2017 *Nat. Photonics* **11** 222
- [25] Liang H, Krogen P, Wang Z, Steinleitner P, Nagl N, Kowalczyk M 2017 *Nat. Commun.* **8** 141
- [26] Elu U, Maidment L, Vamos L, Tani F, Novoa D, Frosz M H, Badikov V, Petrov V, Steinle T, Haberstroh F 2021 *Nat. Photonics* **15** 277
- [27] Zhou L, Qin X, Di Y, Xie G, Deng Z, Gu C, Luo D, Li W 2023 *Opt. Lett.* **48** 4673
- [28] Zhu F, Hundertmark H, Kolomenskii A A, et al. 2013 *Opt. Lett.* **38** 2360
- [29] Liu Y, Zhao J, Wei Z, Zhang X, Li H, Zhang Y 2023 *Opt. Lett.* **48** 1052
- [30] Zhou L, Liu Y, Lou H, Di Y, Xie G, Zhu Z, Deng Z, Luo D, Gu C, Chen H, Li W 2020 *Opt. Lett.* **45** 6458
- [31] Catanese A, Rutledge J, Silfies M C, et al. 2020 *Opt. Lett.* **45** 1248
- [32] Boyd R W 2008 *Nonlinear Optics* (3rd Ed) (San Diego: Academic Press) p132

High-power 2—5 μm mid-infrared ultrafast laser based on dual-wavelength femtosecond light source*

JIA Xueqi^{1)2)#} DIAO Xincai^{1)2)#} CHANG Guoqing^{1)2)3)†}

1) (Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China)

(Received 17 March 2025; revised manuscript received 8 April 2025)

Abstract

In the mid-infrared spectral range of 2–5 μm , ultrafast laser sources are indispensable for a number of scientific and industrial applications. In these applications, some unique properties of mid-infrared light are utilized, such as molecular overtone and combined tone absorption for sensitive gas detection, minimal atmospheric attenuation for efficient free-space optical communication, phase-matching extension in nonlinear optical processes for high-order harmonic generation, and non-invasive molecular vibration spectroscopy for biomedical imaging. However, the generation of high-power, tunable mid-infrared lasers is hindered by the

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62227822, 62175255) and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2021YFB3602602).

These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: guoqing.chang@iphy.ac.cn

complex spectral phase of supercontinuum sources, the demanding resonator design of optical parametric oscillators, the limited tuning range of rare-earth-doped fiber lasers, and the power limitations of intrapulse difference-frequency generation. To cope with these challenges, this study employs a difference-frequency generation (DFG) scheme in which a high-power dual-wavelength ultrafast fiber laser system is utilized. The system comprises an Er-doped fiber laser operating at 1556 nm and a Yb-doped fiber amplifier extending the spectrum to 1030 nm. The 1.03- μm pump pulses are amplified to 31.5 W with a pulse energy value of 0.95 μJ and a duration of 260 fs, while the 1.55- μm signal pulses are amplified to 4.6 W, featuring 136 nJ in energy and 290 fs in width. A key innovation is the spectral broadening of the signal pulses via the SESS (SPM-Enabled Spectral Selection) technique in dispersion-shifted fiber, achieving tunable sidebands from 1.3 to 1.9 μm with average power values of 200–400 mW.

The DFG process occurs in a 3-mm fan-out PPLN crystal, where the pump and signal pulses are temporally synchronized and focused into 200- μm spots. By solving the three-wave coupling equations with the split-step Fourier method, we reveal that the idle light energy exhibits linear, exponential, and saturation regimes with respect to pump energy and signal energy. Experimental optimization of the pulse delay between the pump beam and signal beam enhances the idle light energy, achieving a central wavelength of 3.06 μm with 3.06-W average power and 92-nJ pulse energy at a 33.3-MHz repetition rate. Moreover, by tuning the signal wavelength from 1.3 to 1.9 μm and adjusting the PPLN poling period, we generate tunable mid-infrared radiation across 2–5 μm , maintaining average power above 1 W throughout the range. At a specific wavelength like 3.28 μm , the output power reaches 1.87 W, with the power gradually decreasing towards longer wavelengths due to crystal phase-matching limitations.

The physical significance of these results is profound. The high-power, broadly tunable mid-infrared source can realize high-sensitivity gas detection with an accuracy of a few parts per billion. Real-time combustion diagnostics can be carried out through simultaneous multi-species monitoring, and desktop harmonics can be generated for attosecond pulse synthesis. Furthermore, this study elucidates the nonlinear energy transfer mechanisms in PPLN crystals, providing some rules for designing future high-power mid-infrared systems. The experimental demonstration not only advances the power frontier of this spectral region but also establishes a robust platform for exploring various cutting-edge scientific and industrial applications.

Keywords: mid-infrared ultrashort laser, difference-frequency generation, high average power, wavelength tuning

PACS: 42.55.Wd, 42.81.-i

DOI: [10.7498/aps.74.20250348](https://doi.org/10.7498/aps.74.20250348)

CSTR: [32037.14.aps.74.20250348](https://cstr.cn/32037.14.aps.74.20250348)



基于双波长飞秒光源的高功率2—5 μm 中红外超快激光

贾雪琦 刁新财 常国庆

High-power 2 – 5 μm mid-infrared ultrafast laser based on dual-wavelength femtosecond light source

JIA Xueqi DIAO Xincan CHANG Guoqing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 114206 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250348

CSTR: 32037.14.aps.74.20250348

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250348>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

飞秒光纤激光相干合成技术最新进展

Recent progress of coherent combining technology in femtosecond fiber lasers

物理学报. 2021, 70(3): 034206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201683>

1 MHz, 273 W掺镱棒状光纤啁啾脉冲放大系统

1 MHz, 273 W average power Ytterbium-doped rod-type fiber chirped pulse amplification system

物理学报. 2024, 73(13): 134204 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240300>

高激光损伤阈值Ge-As-S硫系玻璃光纤及中红外超连续谱产生

Ge-As-S chalcogenide glass fiber with high laser damage threshold and mid-infrared supercontinuum generation

物理学报. 2021, 70(4): 047801 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201324>

应用于宽带中红外激光产生的啁啾周期极化铌酸锂晶体结构设计及数值模拟

Structure design and numerical simulation of chirped periodically polarized lithium niobate crystal for broadband mid-infrared laser generation

物理学报. 2022, 71(13): 134206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220016>

高Q几何扰动光栅-波导结构中差频产生可调谐太赫兹辐射的数值研究

Numerical study of tunable terahertz radiation from differential frequency generation in high-Q geometrically perturbed grating waveguide structures

物理学报. 2025, 74(3): 034204 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20240854>

基于光学反馈频率锁定的窄线宽稳定中红外激光产生技术研究

Research on generation of stable mid-infrared lasers with narrow linewidths based on optical feedback locking

物理学报. 2024, 73(1): 014205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231049>