

基于二倍频预放大的超快光学参量放大研究

姚嘉文, 闫明东, 李政言*

华中科技大学光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074

摘要 利用钛蓝宝石飞秒激光泵浦的大能量超快光学参量放大技术在强场光学和阿秒科学领域研究中具有重要应用。现有技术利用基频激光(波长为 800 nm)对其产生的超连续谱种子信号进行预放大,这对超连续谱中的红外成分转化效率提出较高要求,影响了系统的可靠性。本文在实验中利用转化效率较高的超连续谱绿光成分作为种子光,在预放大过程中使用二倍频激光泵浦得到红外闲频光,再进行第二级功率放大,得到 1200~2500 nm 范围的宽谱可调的近红外飞秒激光脉冲输出,脉冲能量转换效率达到 25%。

关键词 非线性光学; 参量振荡与放大器; 超快光学; 近红外飞秒激光

中图分类号 O437 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL202249.1108001

1 引言

光学参量放大是一种三波混频非线性光学过程^[1-2],可以产生常用激光增益介质无法覆盖波段的激光^[3]。在强场超快光学领域,一种典型的光学参量放大装置以毫焦级掺钛蓝宝石激光器输出的波长为 800 nm、脉冲宽度为 30 fs 的激光脉冲作为泵浦源,可输出 1.1~2.8 μm 波长可调的红外飞秒激光脉冲,转换效率一般达到 45%^[4]。红外波段的大能量飞秒激光脉冲可以提高高次谐波输出光子能量^[5],因此这一技术在阿秒科学领域得到广泛应用^[6-7],相关激光光源已经实现商品化^[8]。

在 800 nm 飞秒激光泵浦红外超快光学参量放大器中,利用分束得到的 800 nm 微焦激光脉冲在数毫米厚的透明介质中进行非线性光学传输,所产生的超连续谱红外成分被用于进一步放大^[9-10]。然而,自陡峭等非线性光学效应使得超连续谱中的蓝移成分转化效率明显大于红移成分转化效率^[11-15],因此必须提高透明固体介质中的激光光强,以增强非线性光学效应并得到最大波长为 1600 nm 的红移种子光,这就导致传统大能量飞秒光学参量放大器在预放大阶段 1500~1600 nm 范围内转化效率

较低^[16],且透明固体介质在高激光光强作用下受到损伤,从而影响了系统的可靠性。

本文提出并验证了一种利用倍频激光(400 nm)预放大超连续谱种子光蓝移成分的实验方案。首先超连续谱中转化效率最高的 500~600 nm 蓝移成分被选为种子光,然后在预放大级,利用 400 nm 二倍频激光对种子光进行泵浦放大,得到 1200~1800 nm 连续可调的近红外闲频光,该闲频光在功率放大级得到进一步放大,其转换效率可达到 25%。所提方案具有 3 个优点:1)驱动超连续谱所需的光强更低,更不易损伤固体介质;2)1200~2500 nm 范围内各调谐波长转换效率均匀性好,1600 nm 附近的转换效率无显著降低;3)功率放大级可实现 1440~1600 nm 闲频光输出,理论上载波包络相位稳定^[17]。

2 实验装置

如图 1 所示,两级光参量放大装置利用飞秒激光在蓝宝石晶体中产生的超连续谱激光作为种子光,经过二倍频激光泵浦实现预放大,经过基频激光泵浦实现功率放大。输入的 1 kHz 重复频率、800 nm 波长、37 fs 脉冲宽度的钛蓝宝石激光脉冲

收稿日期: 2021-10-08; 修回日期: 2021-10-25; 录用日期: 2021-11-08

基金项目: WNLO 创新基金、国家自然科学基金(11875140)

通信作者: *zhengyanli@hust.edu.cn

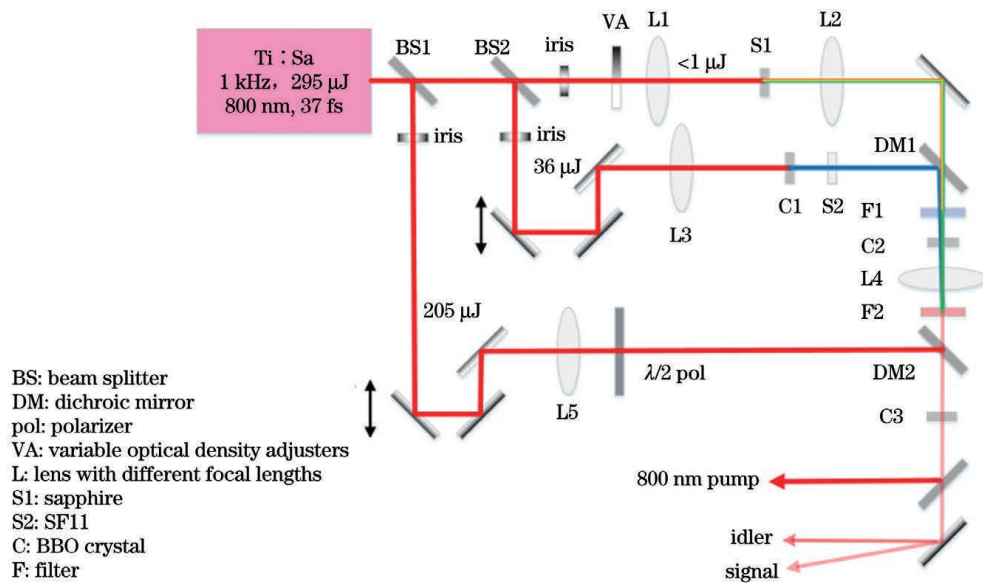


图 1 两级光参量放大器实验装置图

Fig. 1 Experimental setup of two-stage optical parametric amplifier

总能量为 $295 \mu\text{J}$, 其中 10%、20%、70% 能量分别被用于生成种子光、预放大, 以及功率放大。

在种子光生成过程中, 一块 5 mm 厚的 c 向切割蓝宝石晶体 S1 被放置在透镜 L1 (焦距为 40 cm) 的焦点位置, 以产生具有同心圆环结构的白光超连续谱。当输入脉冲的峰值功率达到蓝宝石晶体非线性自聚焦临界功率时, 会发生脉冲分裂, 从而产生稳定的超连续谱, 更高的入射能量会导致脉冲发生二次分裂, 产生周期性调制现象^[11-13], 从而破坏超连续谱的输出。选择相对较厚 (5 mm) 的蓝宝石晶体可以减少入射光能量对晶体的损伤, 获得模式更好、能量更高的白光超连续谱。同时, 为了获得稳定且具有较好光束质量的超连续谱输出, 在聚焦透镜前放置了可调光阑和可调中性滤光片, 分别用于控制焦点处光斑尺寸和光强。实验过程中控制入射光能

量, 使得飞秒激光在蓝宝石晶体中形成单丝, 有利于产生稳定的白光超连续谱。超连续谱激光的光谱如图 2 所示, 可以看到, 800 nm 泵浦激光出现了显著的蓝移, 在 500~700 nm 可见光波段形成了稳定的平台区, 其光谱强度相较于 800 nm 中心波长的光谱强度降低了约 1 个数量级。受限于实验室功率计的灵敏度, 本研究无法直接测量白光超连续谱的功率。由于输入脉冲功率 $<1 \text{ mW}$, 根据光谱仪的测量结果 (图 2), 估测出白光超连续谱的转化效率约为 5%, 功率 $<50 \mu\text{W}$, 与文献 [11] 的结果相符。在光谱仪 (OceanOptics 型号 FLAME-S-XR1) 测量的动态范围内, 输出光谱的长波成分在约 900 nm 处截止, 红移成分能量显著低于蓝移成分。进一步提高泵浦激光脉冲能量有利于提高红外成分的功率, 然而此时输出模式和光谱稳定性变差, 且接近晶体

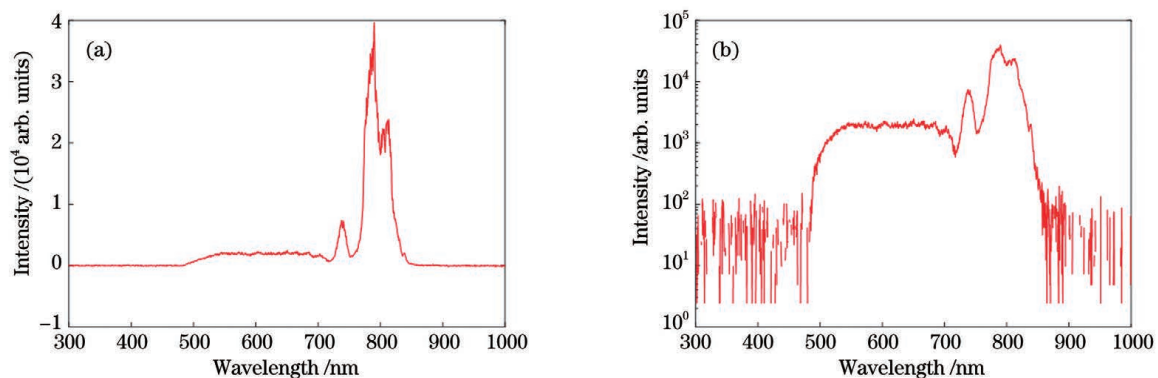


图 2 不同坐标系下在透镜 L2 前表面处测得的白光超连续光谱。(a) 线性坐标; (b) 对数坐标

Fig. 2 White light supercontinuum spectra measured at the front surface of lens L2 under different coordinates.

(a) Linear coordinate; (b) logarithmic coordinate

损伤阈值,从而影响系统整体的稳定性和可靠性。因此 500~700 nm 的白光超连续谱蓝移成分均可作为预放大级的种子光,由于 610~700 nm 种子光对应的预放大级闲频光波长较短,在功率放大之后会输出 2560~5500 nm 的中红外脉冲,考虑到功率放大级的偏硼酸钡(BBO)晶体相位匹配角对转换效率的限制,本实验选择 510~600 nm 激光作为预放大级的种子光。此外,该参量放大器的主要作用是为高次谐波实验提供近红外飞秒激光驱动光源。尽管 610~700 nm 会带来更宽的调谐范围,但是本实验选择的波段已经在提供宽调谐范围的基础上满足了后续实验的需求。

在预放大阶段,经过可调光阑和透镜 L3(焦距为 1 m)后脉冲能量约为 36 μJ 的 800 nm 激光脉冲经过 2 mm 厚、I 类相位匹配的 BBO 晶体 C1(晶体切割角约为 28.5° ^[18],放置在 L3 后约 50 cm 处以提高转化效率),产生偏振方向垂直的 400 nm 泵浦光,脉冲能量约为 7 μJ ,转化效率接近 20%。为了避免预放大阶段泵浦光与信号光的群速度走离,倍频后的泵浦光经过 2 mm 厚的 SF11 玻璃(400 nm 附近的群速度色散为 888.73 fs^2/mm)后脉冲展宽到约 180 fs。二倍频泵浦光在透镜 L3 作用下继续聚焦到非线性 BBO 晶体 C2 的前表面,光斑直径约为 60 μm ,对应的泵浦光强度达到 340 GW/cm^2 。经过透镜 L2(焦距为 10 cm)聚焦后,二向色镜 DM1(波长小于 490 nm 时反射率 > 95%,波长大于 490 nm 时透射率 > 95%)将白光超连续谱种子光和二倍频泵浦光共线耦合到 3 mm 厚的 I 类相位匹配非线性晶体 C2(晶体切割角约为 28.5° ^[18]),并通过控制 L2 位置实现模式匹配。

预放大级输出的红外波段闲频光被透镜 L4(焦距为 15 cm)耦合进入功率放大级的 II 型相位匹配 2 mm 厚非线性 BBO 晶体 C3(晶体切割角约为 27.3° ^[18])。在功率放大级,能量为 205 μJ 的基频 800 nm 泵浦光通过透镜 L5(焦距为 75 cm)聚焦,再经过二向色镜 DM2(当波长为 770~830 nm 时,反射率 > 99%;当波长为 1400~1900 nm 时,透射率 > 96%)入射到非线性晶体 C3 表面,光强约为 450 GW/cm^2 。泵浦光经过半波片后,其线偏振方向旋转 90° ,与预放大级的闲频光(功率放大级的信号光)偏振方向垂直。两束光在水平方向以小于 1° ^[19] 的夹角入射,泵浦光的光斑尺寸约为信号光的 1.37 倍,实现了较好的模式匹配。

3 实验结果与分析

3.1 预放大级输出结果

预放大级以二倍频 400 nm 激光为泵浦源,在倍频阶段,BBO 晶体 C1 位于聚焦路径上距离透镜约 50 cm 的位置,此处的光强约为 10 GW/cm^2 ,理论转换效率^[20]约为 22%,实验中转换效率约为 20%。倍频得到 400 nm 泵浦源的带宽为 3.5 nm (6.5 THz)。将蓝移部分超连续谱种子光作为信号光,通过转动 BBO 晶体 C2 满足不同相位匹配条件,得到可调谐红外波段闲频光输出。如图 3(a)所示,超连续谱种子光通过短波滤光片后保留波长小于 700 nm 的光谱成分,在 500~610 nm 范围内具有均匀的光谱功率分布。在 BBO 晶体 C2 不同相位匹配条件下,通过调整二倍频泵浦光和超连续谱种子光之间的延时,可以对种子光中不同光谱成分实现放大,放大增益约 2000 倍[图 3(b)]。

根据 BBO 晶体 C2 上的光强(340 GW/cm^2)和晶体长度(3 mm)计算得到的相位匹配带宽为 6.4 THz^[9]。实验中发现当信号光波长分别为 520, 530, 550, 570, 590 nm 时,对应的信号光带宽为 5.09, 5.57, 6.05, 6.36, 6.36 THz。改变泵浦光路中的 SF11 玻璃厚度,可以调整参量放大过程中的泵浦光啁啾量和脉冲宽度,然而信号光输出带宽受泵浦光啁啾量的影响较小,因此信号光输出带宽受泵浦光和晶体长度的共同影响。

预放大级的主要作用是利用超连续谱种子光的高转化效率、光谱均匀、功率稳定的蓝移成分得到红外闲频光,并用于功率放大。I 型相位匹配相较于 II 型相位匹配对信号光的波长依赖性更弱,因此可以更好地利用白光连续体蓝移过程中光谱的平台区实现均匀光束放大,减少相位匹配角的限制。同时, I 型相位匹配具有更大的非线性参数,会给第二级放大提供更多的预放大能量,第二级在相同的增益下输出更高的能量。在实验中通过调整 BBO 晶体 C2 的相位匹配角度来放大 520, 530, 550, 570, 590 nm 信号光的同时,得到闲频光的中心波长分别为 1745, 1630, 1467, 1340, 1240 nm,此时闲频光带宽分别为 2.66, 2.70, 3.75, 3.66, 3.18 THz。闲频光是由泵浦光与信号光差频产生的,因此实验得到的闲频光带宽同时受到泵浦光和信号光的影响。在传统的产生 800 nm 基频光预放大超连续谱种子光红移成分的过程中,受限于光谱展宽难以达到 1500~1600 nm 范围,因此预放大阶段波长大于 1500 nm

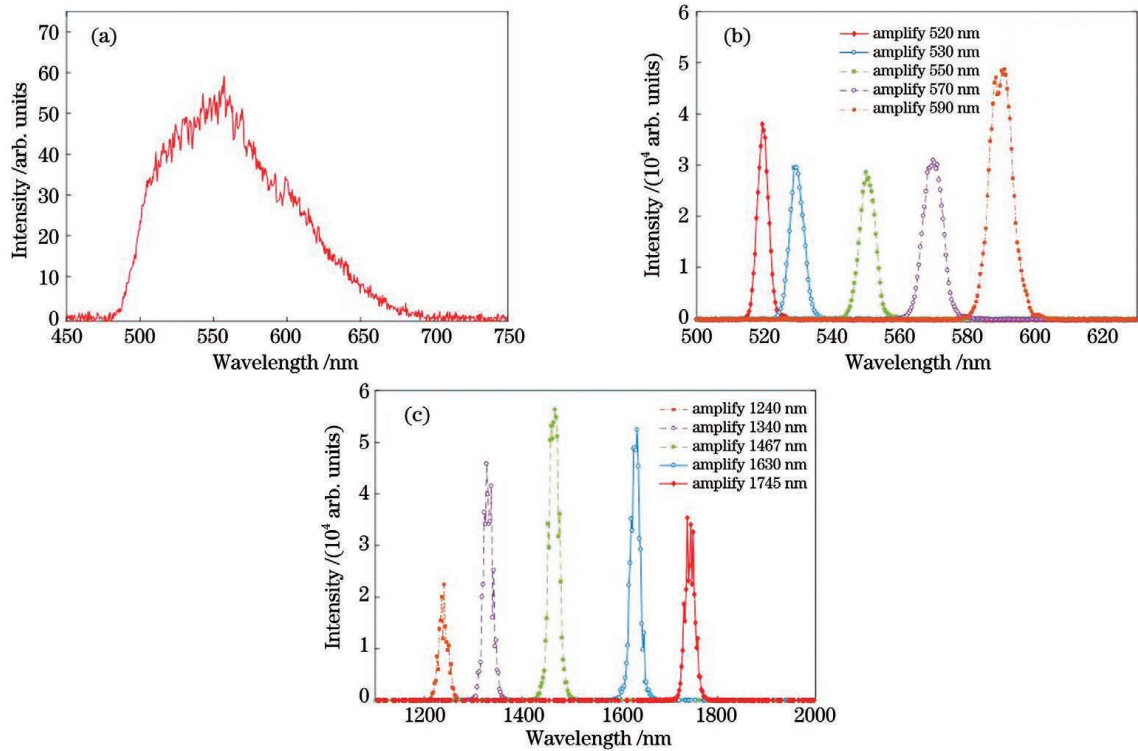


图 3 预放大级放大前、后各激光脉冲光谱。(a)预放大前白光超连续谱滤波后(BBO 晶体 C2 前表面处测量)的光谱;(b)预放大后的白光超连续光谱(从左至右依次为 520,530,550,570,590 nm);(c)预放大后的闲频光光谱(从左至右依次为 1240,1340,1467,1630,1745 nm)

Fig. 3 Pulsed spectra before and after preamplification. (a) White light supercontinuum spectrum before preamplification (measured at the front surface of BBO crystal C2) after filter; (b) white light supercontinuum spectra after preamplification (from left to right: 520, 530, 550, 570, 590 nm); (c) spectra of idler light after preamplification (from left to right: 1240, 1340, 1467, 1630, 1745 nm)

的种子光难以得到高增益放大,而波长小于 1700 nm 的闲频光增益相应较小。在二倍频激光泵浦的预放大级中,超连续谱种子源中蓝移成分具有均匀光谱结构[图 3(a)],使得输出闲频光在 1500~1700 nm 范围内具有较高的功率转化效率[图 3(c)],有利于特定的简并光参量放大输出波长(如 1600 nm)的应用,从而提高输出功率和优化功率的

稳定性。

输出光束的模式是光参量放大器的重要参数。本实验中利用衬底材料为硅的 CCD 相机采集放大后信号光和闲频光的远场光斑模式。如图 4(a)所示,550 nm 波长信号光经过 15 cm 焦距的透镜聚焦后,远场焦斑呈现圆度为 0.8350 的椭圆形,基本保持了泵浦光远场焦斑形状。受限于 CCD 芯片衬底

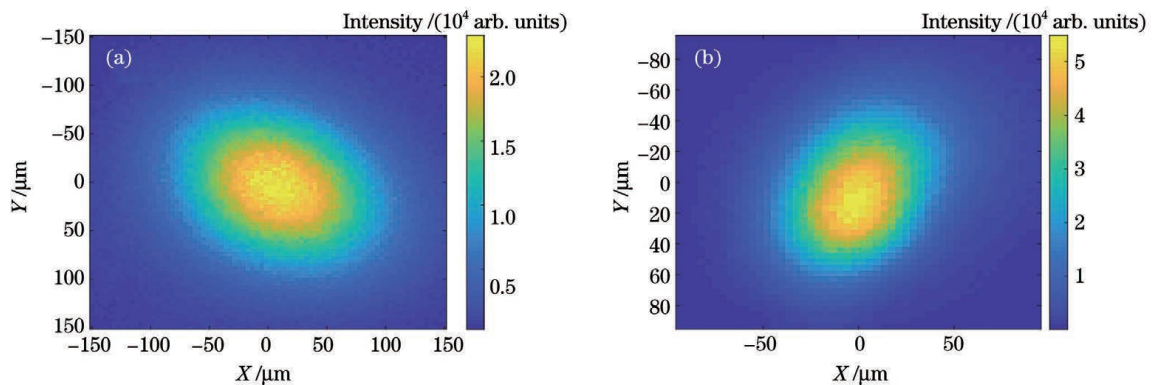


图 4 经预放大级放大后输出脉冲的空间特征图。(a)信号光(550 nm);(b)闲频光(1467 nm)

Fig. 4 Output pulse spatial characteristics after preamplification. (a) Signal light (550 nm); (b) idler light (1467 nm)

材料硅的小于 1100 nm 波长的感光范围, 波长为 1467 nm 的闲频光光斑轮廓测量实际上基于探测器上的双光子效应, 实际光斑横向尺度比图 4(b) 等比例放大了 1.414 倍, 但保持椭圆结构和 0.94 的圆度不变, 与信号光和泵浦光的光斑尺寸相当。图 4 所示光斑经过成像光学元件模式匹配输入到功率放大级, 将得到进一步放大。

3.2 功率放大级输出结果

预放大级的红外闲频光经过 II 类相位匹配的

BBO 晶体 C3 后得到进一步放大, 将未加入额外啾啾量、脉冲宽度约为 40 fs、初始偏振方向与信号光平行的 800 nm 基频激光作为泵浦光源。通过旋转 BBO 晶体 C3 的相位匹配角度并优化泵浦光延时, 当功率放大级的信号光中心波长分别为 1350, 1450, 1540, 1733 nm 时, 对应的闲频光中心波长分别为 1963, 1785, 1665, 1485 nm [图 5(a)~(d)]。当中心波长为 1200 nm 的信号光在功率放大级得到显著放大时, 对应的闲频光中心波长理论值约为

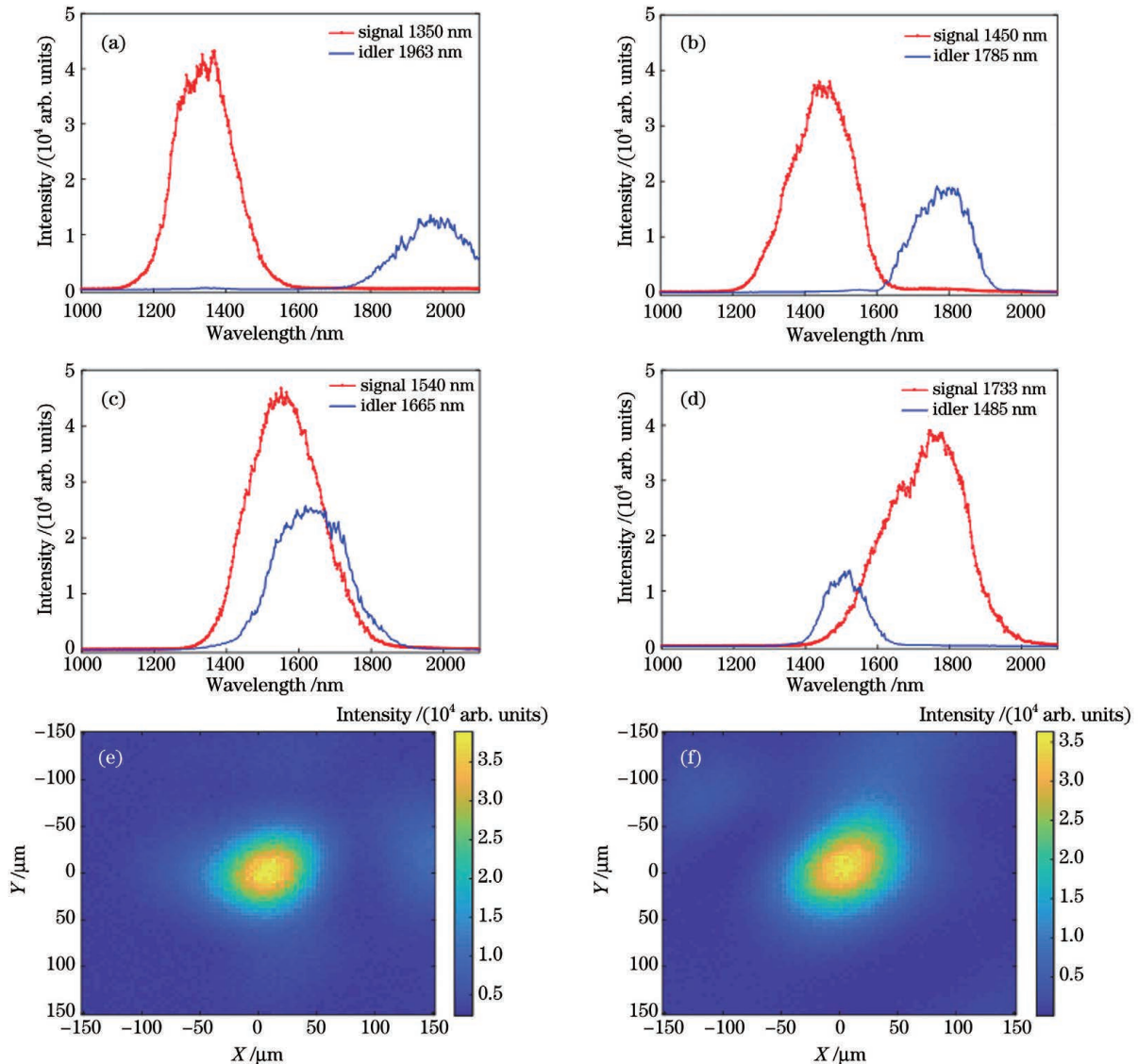


图 5 功率放大级的不同波长激光脉冲的输出特征。(a) 信号(1350 nm)和闲频(1963 nm)脉冲输出光谱;(b) 信号(1450 nm)和闲频(1785 nm)脉冲输出光谱;(c) 信号(1540 nm)和闲频(1665 nm)脉冲输出光谱;(d) 信号(1733 nm)和闲频(1485 nm)脉冲输出光谱;(e) 信号(1450 nm)脉冲输出空间特征;(f) 闲频(1785 nm)脉冲输出空间特征

Fig. 5 Output characteristics of different wavelength pulses of power amplification. (a) Output spectra of signal pulse (1350 nm) and idler pulse (1963 nm); (b) output spectra of signal pulse (1450 nm) and idler pulse (1785 nm); (c) output spectra of signal pulse (1540 nm) and idler pulse (1665 nm); (d) output spectra of signal pulse (1733 nm) and idler pulse (1485 nm); (e) output spatial characteristics of signal pulse (1450 nm); (f) output spatial characteristics of idler pulse (1785 nm)

2400 nm, 远超实验中使用的光谱仪波长测量上限 (2100 nm), 说明功率放大级对于信号光在 1160~1800 nm 和闲频光在 1440~2500 nm 范围内可实现均匀的功率转化效率调谐。

对比功率放大级与预放大级输出的光谱带宽可以发现, II 类相位匹配的功率放大级输出光谱宽度 (200 nm、28.9 THz) 显著大于 I 类匹配的预放大级。这是因为基频 800 nm 泵浦光的带宽为 40 nm (18.7 THz), 每一个波长的泵浦光在相互作用中产生的闲频光会继续与不同波长的泵浦光发生相互作用, 生成其他波长的信号光, 从而泵浦带宽会对最终输出的信号光有较大影响, 光谱宽度增大。因此, 虽然预放大级输出红外光带宽较窄, 但结合 II 类相位匹配的功率放大级仍可以实现较宽光谱输出, 支持超短时域脉冲宽度输出。

本实验还采用与预放大级光斑模式表征相同的方法对功率放大级信号光和闲频光输出的远场模式进行表征, 确保输出激光脉冲可应用于物理实验。如图 5(e)、(f) 所示, 中心波长为 1450 nm 和 1785 nm 的信号光和闲频光的远场光斑分别被 CCD 相机通过双光子效应采集, 光束的圆度约为 0.98 和 0.91, 与 800 nm 泵浦光的光斑圆度接近, 同时, 通过对近场束腰位置的束腰半径以及远场发散角进行测量, 得到信号光与闲频光对应的光束质量因子 M^2 分别为 1.91(X 向)、1.71(Y 向) 和 1.92(X 向)、1.69(Y

向), 说明功率放大级完好保留了泵浦光的光束质量, 输出脉冲可以满足物理实验需求。

图 6 所示为功率放大级从泵浦光到不同中心波长的信号光和闲频光的能量转化效率和量子转化效率。功率放大级的泵浦光总输入脉冲能量为 205 μJ , BBO 晶体 C3 采用 II 类相位匹配和晶体切角对 1450 nm 信号光进行优化, 发现能量转化效率和量子转化效率都在信号光中心波长约为 1450 nm 时达到极大值。此时信号光的脉冲能量为 27.1 μJ , 对应的能量转化效率为 13.2%, 量子转化效率为 24.2%; 闲频光脉冲能量为 24.2 μJ , 对应的能量转化效率为 11.8%, 量子转化效率为 25.9%。信号光和闲频光的量子效率测量存在约 1.7% 的差异, 来自测量过程中光学元件对不同波长信号光和闲频光的反射率差异。输出的总体脉冲能量为 54.6 μJ , 能量转换效率约为 26.6%, 输出功率稳定性 (RMS) 约为 1.8%, 已经达到一般商品化的基于基频激光预放大的光学参量放大器的输出效率水平。当调整晶体相位匹配角度使得信号光与闲频光的中心波长位于 1600 nm 附近时, 总转化效率仍然达到最优转化效率的 2/3 以上, 且主要受限于非线性晶体 C3 的切割取向。综上所述, 二倍频激光泵浦预放大级可以充分利用超连续谱种子光光谱分布均匀的蓝移部分, 使得功率放大级效率得到优化, 且其效率仅取决于非线性晶体的晶轴取向。

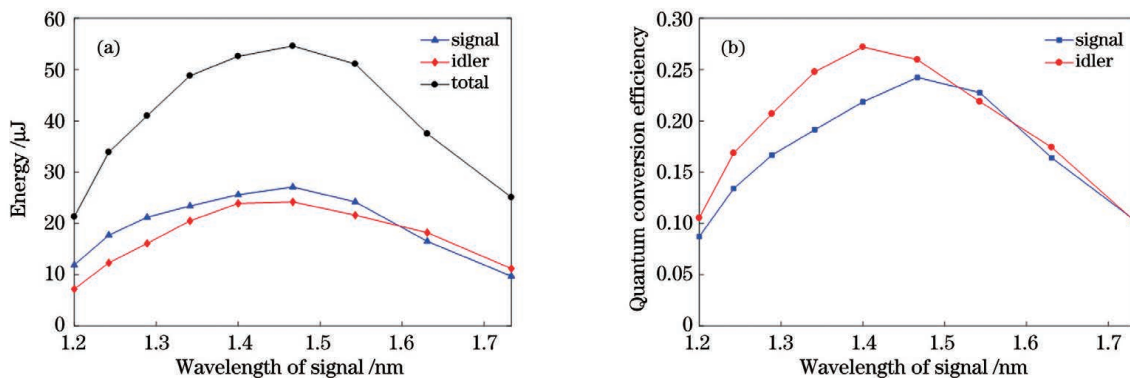


图 6 两级放大后输出表征。(a) 不同信号光波长下的输出能量; (b) 不同信号光波长下的量子转化效率

Fig. 6 Output characterization after two-stage amplification. (a) Output energy under different signal wavelengths; (b) quantum conversion efficiency under different signal wavelengths

最后, 利用扫描式自相关仪对信号光中心波长为 1467 nm 的功率放大级信号光和闲频光进行时域结构测量, 结果如图 7 所示。该自相关仪装置基于马赫-曾德尔干涉仪的光路, 使用压电平移台 (Throlabs 型号 NFL5DP20S) 进行延时扫描, 使用光谱仪采集每一个延时位置的光谱表征强度。考虑

到整个自相关信号覆盖 $-100 \sim +100$ fs 延时范围, 选用手动模式进行延时扫描, 平移台标尺读数的最小分辨率为 1 μm (折合 6.6 fs), 可获得较好的时间测量精度。在时间尺度上, 由于手动扫描存在误差, 不确定度 (测量值与中心值的最大偏差) 约为 1 fs; 在强度尺度上, 由于环境控制和整体光路的机械设

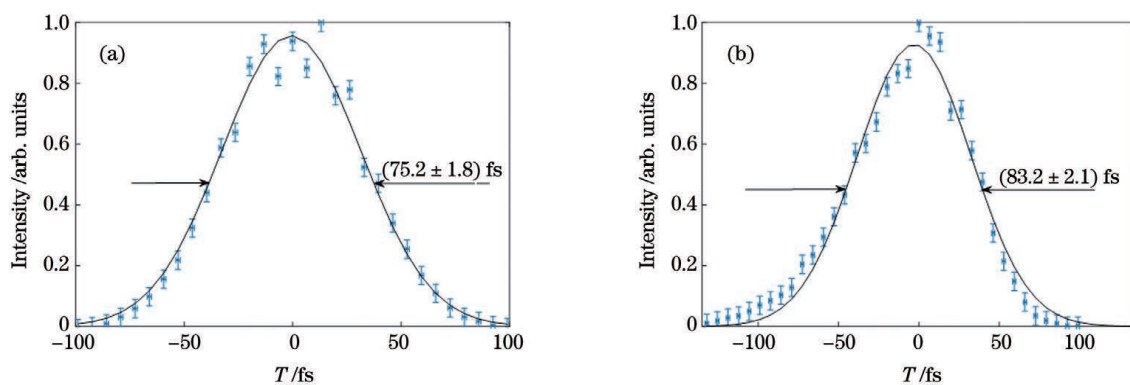


图 7 两级放大后的自相关仪拟合的脉冲时域曲线。(a) 信号脉冲(1467 nm);(b) 闲频脉冲(1800 nm)

Fig. 7 Pulsed time-domain curves fitted by autocorrelator after two-stage amplification. (a) Signal pulse (1467 nm); (b) idler pulse (1800 nm)

计, 不确定度约为最大强度的 0.03。假设脉冲时域满足高斯分布, 可拟合得到信号光和闲频光的脉冲时域曲线。

本实验的测量结果表明, 信号光和闲频光的二阶强度自相关信号基本关于延时零点对称, 且自相关信号的半峰全宽分别为 (75.2 ± 1.8) fs 和 (83.2 ± 2.1) fs。假设信号光和闲频光都具有高斯时域脉冲结构, 则可估算出它们的时间半峰全宽分别为 (53.2 ± 1.3) fs 与 (58.7 ± 1.5) fs, 略大于 800 nm 泵浦激光的脉冲宽度(约 40 fs), 满足物理实验的要求。因此, 虽然二倍频激光泵浦的预放大级输出红外闲频光表现出显著的光谱窄化, 但是经过功率放大级后泵浦光超短脉冲宽度的特性得到了保留。

4 结 论

提出并实验验证了一种基于二倍频激光泵浦预放大级的超快光学参量放大系统, 实现了红外信号光在 1160~1800 nm 和闲频光在 1440~2500 nm 光谱范围内的调谐输出, 且能量转化效率最高达 26%, 脉冲宽度为 50~60 fs。该方法可降低超连续谱种子光产生过程中发生固体介质损伤的风险, 并在预放大阶段可以较好地提升红外闲频光输出光谱的均匀性, 并最终通过功率放大级提升系统的可调谐性, 尤其有利于简并波长(1600 nm 对应 800 nm 泵浦)输出时效率的提升。

此外, 所提出的二倍频激光泵浦预放大级方案具有扩大稳定载波包络相位(CEP)的光谱输出范围的潜力。以现有 800 nm 激光泵浦的红外光学参量放大器为例, 只要光学元件和系统光机底座设计加工得足够稳定, 最终放大级输出的闲频光(波长 >

1600 nm)的 CEP 天然是被动的稳定的^[21], 这在阿秒光学等物理实验中发挥了重要作用。然而, 对于某些需要短波 CEP 稳定近红外光(比如 1200~1600 nm)的物理实验, 现有光学参量放大系统需要在驱动的 800 nm 激光光源上加入 CEP 主动稳定控制模块, 相比于闲频光的被动稳定过程, 其系统复杂性明显增加。二倍频激光泵浦预放大级的方案可解决这一问题, 假设输入泵浦激光具有一个不稳定的 CEP 为 θ , 则预放大级二倍频泵浦光的 CEP 为 2θ , 蓝移的超连续谱种子光的 CEP 为 θ , 因此红外闲频光的 CEP 与泵浦光相同, 均为 θ 。到了功率放大级, CEP 为 θ 的红外种子光与 CEP 为 θ 的泵浦光发生差频, 则闲频光的 CEP 被抵消掉。所提出的二倍频激光泵浦预放大级的方案中最终输出的闲频光光谱可以覆盖 1440~2500 nm 的范围, 有望解决短波近红外飞秒激光的 CEP 稳定问题, 对固体高次谐波^[22-24]、阿秒科学^[6-7]、太赫兹光源^[25-27]等领域研究具有重要意义。

参 考 文 献

- [1] Baumgartner R A, Byer R L. Optical parametric amplification[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1979, 15(6): 432-444.
- [2] 曹华保, 王虎山, 袁浩, 等. 基于光参量放大的中红外飞秒光源进展[J]. 光子学报, 2020, 49(11): 1149005.
Cao H B, Wang H S, Yuan H, et al. Research progress of mid-infrared femtosecond sources based on optical parametric amplification[J]. Acta Photonica Sinica, 2020, 49(11): 1149005.
- [3] Brida D, Manzoni C, Cirmi G, et al. Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers[J]. Journal

- of Optics, 2010, 12(1): 013001.
- [4] Wilson K R, Yakovlev V V. Ultrafast rainbow: tunable ultrashort pulses from a solid-state kilohertz system[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1997, 14(2): 444-448.
- [5] Shiner A D, Trallero-Herrero C, Kajumba N, et al. Wavelength scaling of high harmonic generation efficiency[J]. Physical Review Letters, 2009, 103(7): 073902.
- [6] Schlaepfer F, Volkov M, Hartmann N, et al. Phase stabilization of an attosecond beamline combining two IR colors[J]. Optics Express, 2019, 27(16): 22385-22392.
- [7] Haessler S, Balčiūnas T, Fan G, et al. Enhanced multi-colour gating for the generation of high-power isolated attosecond pulses [J]. Scientific Reports, 2015, 5: 10084.
- [8] Thiré N, Beaulieu S, Cardin V, et al. 10 mJ 5-cycle pulses at 1.8 μm through optical parametric amplification[J]. Applied Physics Letters, 2015, 106(9): 091110.
- [9] Cerullo G, de Silvestri S. Ultrafast optical parametric amplifiers [J]. Review of Scientific Instruments, 2003, 74(1): 1-18.
- [10] Manzoni C, Cerullo G. Design criteria for ultrafast optical parametric amplifiers[J]. Journal of Optics, 2016, 18(10): 103501.
- [11] Bradler M, Baum P, Riedle E. Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub- μJ pump pulses [J]. Applied Physics B, 2009, 97(3): 561-574.
- [12] Dubietis A, Tamošauskas G, Šūminas R, et al. Ultrafast supercontinuum generation in bulk condensed media [EB/OL]. (2017-06-14) [2021-06-04]. <https://arxiv.org/abs/1706.04356>.
- [13] Jukna V, Galinis J, Tamosauskas G, et al. Infrared extension of femtosecond supercontinuum generated by filamentation in solid-state media [J]. Applied Physics B, 2014, 116(2): 477-483.
- [14] Lu C H, Tsou Y J, Chen H Y, et al. Generation of intense supercontinuum in condensed media [J]. Optica, 2014, 1(6): 400-406.
- [15] Li J, Tan W J, Si J H, et al. Generation of ultrabroad and intense supercontinuum in mixed multiple thin plates[J]. Photonics, 2021, 8(8): 311.
- [16] Brida D, Cirmi G, Manzoni C, et al. Sub-two-cycle light pulses at 1.6 μm from an optical parametric amplifier[J]. Optics Letters, 2008, 33(7): 741-743.
- [17] Neuhaus M, Fuest H, Seeger M, et al. 10 W CEP-stable few-cycle source at 2 μm with 100 kHz repetition rate[J]. Optics Express, 2018, 26(13): 16074-16085.
- [18] 郭晓杨, 冷雨欣, 许毅, 等. 光参量放大相位匹配角度的计算[J]. 中国激光, 2015, 42(8): 0802006. Guo X Y, Leng Y X, Xu Y, et al. Calculation of phase matching angle of optical parametric amplification[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(8): 0802006.
- [19] 刘涛, 贾惠彬, 项洪印, 等. 基于不同非共线结构的光参量放大器的带宽特性研究[J]. 中国激光, 2012, 39(5): 0502011. Liu T, Jia H B, Xiang H Y, et al. Bandwidth investigation of optical parametric amplifier in different noncollinear geometries[J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(5): 0502011.
- [20] Zhang J Y, Huang J Y, Wang H, et al. Second-harmonic generation from regeneratively amplified femtosecond laser pulses in BBO and LBO crystals [J]. Journal of the Optical Society of America B, 1998, 15(1): 200-209.
- [21] Zhang C M, Wei P F, Huang Y S, et al. Tunable phase-stabilized infrared optical parametric amplifier for high-order harmonic generation[J]. Optics Letters, 2009, 34(18): 2730-2732.
- [22] Vampa G, McDonald C R, Orlando G, et al. Theoretical analysis of high-harmonic generation in solids[J]. Physical Review Letters, 2014, 113(7): 073901.
- [23] 魏志义, 钟诗阳, 贺新奎, 等. 阿秒光学进展及发展趋势[J]. 中国激光, 2021, 48(5): 0501001. Wei Z Y, Zhong S Y, He X K, et al. Progresses and trends in attosecond optics [J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(5): 0501001.
- [24] 戴晨, 汪洋, 缪志明, 等. 基于飞秒激光与物质相互作用的高次谐波产生及应用[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(3): 0300001. Dai C, Wang Y, Miao Z M, et al. Generation and application of high-order harmonics based on interaction between femtosecond laser and matter[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(3): 0300001.
- [25] Kanda N, Ishii N, Itatani J, et al. Optical parametric amplification of phase-stable terahertz-to-mid-infrared pulses studied in the time domain[J]. Optics Express, 2021, 29(3): 3479-3489.
- [26] 张轶, 曾志男. 太赫兹场调制准相位匹配高次谐波产生[J]. 中国激光, 2020, 47(6): 0614001. Zhang Y, Zeng Z N. Terahertz field modulated quasi-phase-matched high-order harmonic generation [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(6): 0614001.
- [27] 田野, 郭丝霖, 曾雨珊, 等. 强场太赫兹光源及其物质调控研究 [J]. 光子学报, 2020, 49(11):

1149001.

Tian Y, Guo S L, Zeng Y S, et al. High-field

terahertz sources and matter manipulation[J]. Acta Photonica Sinica, 2020, 49(11): 1149001.

Ultrafast Optical Parametric Amplification Based on Pre-amplification Pumped by Second Harmonic Generation

Yao Jiawen, Yan Mingdong, Li Zhengyan*

School of Optics and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, Hubei, China

Abstract

Objective Ultrafast optical parametric amplifiers (OPA) providing femtosecond laser pulses with a tunable wavelength have broad applications in ultrafast sciences, high-field physics, generation of table-top X-ray, or extreme ultraviolet radiations. In a standard optical parametric amplification scheme, a microjoule laser pulse propagates in a solid transparent nonlinear medium to generate supercontinuum seed light and a specific red-shifted infrared spectral range is selected for further stages of amplifications. However, the conversion efficiency of the red-shifted component is considerably lower than that of the blue-shifted component because of the nonlinear optical effects, such as self-steepening and electron-hole plasma generation during supercontinuum generation, requiring a high-input laser intensity close to the damage threshold to obtain red-shifted spectral components with a wavelength of approximately 1600 nm. Thus, the solid nonlinear medium is vulnerable to laser damage and the system reliability is degraded. To solve this problem, we propose taking advantage of the high conversion efficiency of the blue-shifted spectral component in the supercontinuum and preamplifying it with the second harmonic generation of the pump laser pulse for infrared tunable idler wave, which is further amplified in the following power amplification stages. In this scheme, the requirement of the input laser intensity for supercontinuum seed light generation is relaxed, reducing the possibility of solid nonlinear medium damage and improving the system reliability.

Methods In this study, the ultrafast OPA-based on second harmonic generation pumped-preamplification has three stages: the white light supercontinuum generation seed, second harmonic generation pumped-preamplification, and fundamental wave pumped power amplification stages. The incident laser pulse (1 kHz repetition rate, 800 nm wavelength, 37 fs pulse duration, and 295 μJ pulse energy) is split using beam splitters, and approximately 10%, 20%, and 70% of the pulse energy are coupled into the seed, preamplification, and power amplification stages, respectively. In the seed stage, a 5 mm thick *c*-cut sapphire crystal is used for white light supercontinuum generation. In the preamplification stage, a 2 mm thick, type-I (cutting angle of 28.5°) barium metaborate (BBO) crystal converts the fundamental pump pulse to its second harmonic. Then, the frequency-doubled pump is further chirped through a 2 mm thick SF11 glass medium to reduce group velocity mismatch between the pump and signal pulses. The 400 nm pump pulse preamplifies the blue-shifted supercontinuum seed light in a 3 mm type-I (cutting angle of 28.5°) BBO crystal for infrared idler beam. In the power amplification stage, the fundamental (800 nm) laser pulse amplifies the infrared idler output of the preamplification with a 2 mm type-II (angle of 27.3°) BBO crystal.

Results and Discussions The input pulse power for the supercontinuum seed stage is less than 1 mW, yielding a blue-shifted plateau region (500–700 nm) in the output spectrum. The white light supercontinuum generated by the sapphire crystal forms a stable plateau region in the range of 500–700 nm (Fig. 2). The blue-shifted spectral component has a conversion efficiency of $\sim 5\%$, and the power is less than 50 μW . In the preamplification stage, the second harmonic (400 nm) pump pulse energy is 7 μJ , which is converted from 36 μJ of the 800 nm fundamental pulse. The wavelength tuning is achieved by controlling the temporal delay between the second harmonic pump light and the blue-shifted supercontinuum seed. Then, different spectral components (520–610 nm) of the supercontinuum seed are amplified as the signal beam and the wavelength of the corresponding idler beam ranges from 1800 to 1200 nm. The gain in the preamplification stage is approximately 2000 times (Fig. 3) and homogeneous for different phase-matching conditions. Using the idler output of the preamplification stage as the seed light for the

power amplification stage, the signal pulse in the spectral range of 1160–1800 nm and the idler pulse in the range of 1440–2500 nm are obtained (Fig. 5(a)–(d)). The beam quality factors M^2 of the final output signal and idler pulses are 1.91 (X-direction), 1.71 (Y-direction), 1.92 (X-direction), and 1.69 (Y-direction), respectively (Fig. 5(e)–(f)). For the optimized wavelengths of the signal pulse (1450 nm) and idler pulse (1785 nm), corresponding to the crystal cutting angle, the maximum conversion efficiency is 26.6% at 205 μJ pump energy (Fig. 6) and the output power stability (RMS) is approximately 1.8%. We have measured the pulse durations of the output signal (53.2 ± 1.3) fs and idler (58.7 ± 1.5) fs pulses from the power amplification stage (Fig. 7) using a home-built scanning autocorrelator, retaining the ultrashort pulse width of the pump pulse.

Conclusions We have experimentally demonstrated an ultrafast optical parametric amplification system based on a second harmonic pumped-preamplification stage, realizing the wavelength tunability of the infrared signal pulse in the range of 1160–1800 nm and the idler pulse in the range of 1440–2500 nm. The energy conversion efficiency is approximately 26%, and the pulse width is 50–60 fs. The benefits of this scheme are three folds. First, it reduces the damage of the supercontinuum generation solid medium, improving the reliability of the entire system. Second, it leads to a uniform spectrum of the infrared idler output in the preamplification stage, thus improving the system wavelength tunability in the power amplification stage. Finally, this scheme can provide carrier-envelope phase stabilized-infrared idler output over a broadened spectral range from the power amplification stage.

Key words nonlinear optics; parametric oscillators and amplifiers; ultrafast optics; near-infrared femtosecond laser