

中国激光

飞秒光学参量振荡器的腔内光谱展宽技术研究进展

衡家兴¹, 冯玺¹, 刘沛¹, 张兆伟^{1,2*}

¹华中科技大学光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074;

²华中科技大学武汉光电国家研究中心, 湖北 武汉 430074

摘要 飞秒光学参量振荡器(OPOs)是一种高效灵活的波长转换系统,可以在传统激光增益介质无法有效工作的波段内产生超短脉冲激光。宽光谱超短脉冲激光光源在多分子检测、光学相干断层成像和超快科学等新兴领域具有重要的应用价值。通过相位匹配设计,非线性晶体可以获得极大的参量增益带宽。而如何利用大增益带宽的非线性材料,基于飞秒 OPO 来产生宽谱激光逐渐成为近几年的研究热点。本文综述了近些年国内外飞秒 OPO 腔内光谱展宽技术的研究进展,重点介绍了本课题组基于腔内光谱合束、啁啾脉冲振荡、腔内脉冲压缩等技术方案实现飞秒 OPO 宽谱输出的研究成果。

关键词 非线性光学; 飞秒光学参量振荡器; 光谱合束; 啁啾脉冲; 光谱展宽; 脉冲压缩

中图分类号 O437

文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL202249.1201004

1 引言

非线性频率变换技术基于倍频、和频、差频等光学非线性效应,实现激光波长转换以及波长调谐^[1]。1965年,Giordmaine等^[2]基于非线性频率变换技术成功搭建了光学参量振荡器(OPO),极大地拓宽了激光器输出波长的范围。1989年,飞秒 OPO 的搭建^[3]使得 OPO 的转换效率得到质的提升,飞秒 OPO 成为兼具飞秒激光器和 OPO 优良特性的激光光源。近年来,随着泵浦源技术的发展以及非线性晶体制备工艺的成熟,国内飞秒 OPO 技术的研究也取得了快速发展^[4-5]。凭借着输出波长灵活、脉冲短、峰值功率高等一系列优势,飞秒 OPO 逐渐被应用于高精度光学频率测量、光学显微成像、医疗诊断等领域^[6-8]。

随着科学技术的不断发展,更多不同的应用场景对激光器提出了更精细化的要求,推动着飞秒 OPO 在高功率、高重复频率、大能量、宽波长调谐范围等方向迅猛发展^[9-12]。2021年,Lang等^[13]采用输出功率为 250 W 的锁模碟片激光器倍频产生的 215 W、515 nm 光源作为泵浦源,在近简并条件下

实现了 51 W 的 OPO 激光功率输出,这是目前飞秒 OPO 输出功率的最高水平;输出脉冲经过腔外压缩后,脉冲宽度为 169 fs,单脉冲能量可达到 5 μ J。2016年,田文龙等^[14]利用重复频率为 75.7 MHz 的固态激光器泵浦,通过 Vernier 谐频抽运技术实现了重复频率高达 37.3 GHz 的飞秒 OPO 输出。飞秒 OPO 在波长调谐方面已经实现了从紫外到中红外的全波段覆盖。2016年,天津大学胡明列课题组^[15]在基于 LBO 晶体的飞秒 OPO 中通过腔内倍频技术将飞秒 OPO 的输出波长拓展到了紫外 330 nm 波段。2021年,Mevert等^[16]采用掺镱光纤激光器的三倍频 345 nm 光源作为泵浦源,实现了 440~720 nm 可见光波段连续调谐输出。2021年,Binhammer等^[17]利用非共线相位匹配 OPO 实现了 650~1050 nm 近红外波段的快速连续调谐输出。在中红外波段,2021年,英国赫瑞瓦特大学的 Reid 课题组^[18]以厚度为 3 inch(1 inch=2.54 cm)的 OP-GaP 晶体作为飞秒 OPO 的增益介质,以波长为 1.04 μ m 的飞秒光纤激光器作为泵浦源,通过调谐的方式获得了宽谱覆盖的中红外激光输出,光谱覆盖范围为 3.9~12 μ m。

收稿日期: 2022-01-24; 修回日期: 2022-03-18; 录用日期: 2022-04-20

基金项目: 中央高校基本科研专项资金(2018KFYXKJC020)

通信作者: *zhangzhaowei@hust.edu.cn

新兴技术的兴起使得近、中红外波段的宽光谱激光光源凸显出独特的优势。用宽谱中红外双光梳对多种分子构成的混合物进行检测,可以极大地提高检测效率。例如,Ycas 等^[19]利用波长范围为 2.6~4.2 μm 、重复频率略微不同的两个中红外光频梳对由 CO_2 、 H_2O 、 CH_4 组成的混合气体进行分子成分分析,在只执行了一次测量操作的情况下便完成了对混合气体的成分检测。宽谱激光光源可以提高 OCT 系统的轴向分辨率。例如,丹麦科技大学的 Israelsen 等^[20]以光谱覆盖范围为 3.58~4.63 μm 的宽谱激光作为光源,对一个标准分辨率板进行了 OCT 成像,实现了 8.6 μm 的轴向分辨率。基于宽光谱激光光源的多光谱成像(MSI)系统,可以实现对生物组织、食品等由多种不同分子构成的样本的成像分析。例如,丹麦科技大学的 Petersen 等^[21]以一个波长范围为 2~7.5 μm 的宽谱激光作为多光谱成像系统的光源,对结肠组织进行分析,获得了不同波长下的样本成像,成功地将结肠组织中的富酰胺核区与周围的结缔组织在图像上进行了区分。酰胺蛋白与癌症相关,通过分析成像图便可知该组织是否发生了癌变。宽谱激光光源除了可以用于多分子检测、光学相干层析成像、多光谱成像外,其在纳米傅里叶红外光谱仪^[22]、高次谐波产生^[23]、超短脉冲产生^[24]等领域也有广阔的应用前景。

目前,已经有多种方式能够实现宽谱激光输出。锁模激光器结构简单紧凑,能够通过连续波泵浦直接输出宽谱脉冲激光。随着人们对锁模机制研究的不断深入,目前已经能够通过锁模激光器直接产生 160 THz 的宽谱激光输出^[25];但受限于增益介质的增益谱,目前通过锁模激光器很难直接产生 4 μm 以上的中长波红外激光输出,并且传统的锁模激光器很难实现输出波长的灵活调谐。超连续谱产生也是一种重要的产生宽谱激光光源的技术路径,它可以产生光谱带宽极宽的激光输出,而且光谱范围普遍超过了一个光学倍频程^[26-27];但超连续谱产生过程涉及复杂的非线性过程,所输出脉冲的时域特性会出现明显劣化,所产生光源的强度噪声与相位噪声相对较高,在一些应用中会受到限制。差频产生技术是一种结构简单、稳定性好且容易实现相位锁定和宽谱激光输出的技术方案,目前已得到了广泛应用^[28-31];但在差频产生过程中需要对输入基频光进行复杂的处理,通常条件下所获得的功率转换效率相对较低。

与差频产生技术相比,飞秒 OPO 只需要一束泵浦光源,而且,通过引入谐振腔可以提高腔内振荡光的强度,有助于获得更高的转换效率。同时,通过相位匹配设计或减小晶体厚度,非线性晶体可以获得较宽的参量增益带宽,且增益中心波长可灵活调谐。基于飞秒 OPO 的宽谱激光产生技术已成为近年来超快激光领域的研究热点。

2 基于飞秒 OPO 的宽谱激光产生技术概述

由于受到泵浦脉冲时间窗口的限制,飞秒 OPO 振荡光脉冲的宽度需要与泵浦光脉冲宽度基本一致,以获得较高的转换效率^[32]。因此,通过传统的飞秒 OPO 获得宽谱激光产生,不仅要求非线性晶体具有足够的相位匹配带宽,还要求泵浦脉冲具有足够的光谱带宽。最常用的实现飞秒 OPO 宽谱激光输出的方法是采用脉冲宽度为数十飞秒,甚至少周期的超短激光脉冲作为泵浦源,以此使振荡光也具有较短的脉冲宽度,从而实现宽谱激光输出。钛宝石激光器由于增益带宽较宽,能够输出宽光谱少周期脉冲激光^[33-34],是早期实现飞秒 OPO 宽谱激光输出的理想泵浦源。2014 年,Kumar 等^[35]采用输出脉冲宽度为 20 fs 的钛宝石激光器作为泵浦源,在中心波长 2682 nm 处实现了脉冲宽度仅为 3.7 个光学周期的宽谱激光脉冲输出。2015 年,McCracken 等^[36]通过钛宝石激光器泵浦的 OPO,实现了输出光谱宽度为 169 nm、脉冲宽度为 23 fs 的超短脉冲输出。尽管钛宝石激光器是飞秒 OPO 宽谱产生技术的理想泵浦源,但受钛宝石热效应的限制^[37],钛宝石激光器的输出功率有限。此外,钛宝石激光器的输出波长较短。对于很多用于产生长波红外激光的非线性晶体,其合适的泵浦波长往往在 1 μm 及以上。

双谐振是 OPO 中一种独特的工作模式,在双谐振光学参量振荡器(DROs)中,通过腔内色散设计可以实现信号光和闲频光在腔内同时谐振^[38-39]。简并的 DRO 具有低阈值、宽增益带宽等优点,也是飞秒 OPO 宽谱产生技术的可行性方案之一^[40-42]。2012 年,Leindecker 等^[43]以中心波长为 2050 nm 的掺铯光纤激光器作为泵浦源,在基于 500 μm OP-GaAs 非线性晶体的简并 DRO 中实现了一 30 dB 瞬时带宽覆盖 2.6~5.1 μm 波段的超宽带激光输出。2017 年,美国中佛罗里达大学的 Ru 等^[44]采用随机相位匹配的多晶硒化锌材料作为非线性增益介质,

在中心波长为 $2.35 \mu\text{m}$ 的 Cr:ZnS 锁模激光器泵浦下,实现了简并 DRO 的激光输出,输出光谱覆盖 $3\sim 7.5 \mu\text{m}$, -40 dB 带宽约为 62 THz 。华中科技大学的张兆伟课题组^[45]在 2021 年报道了一种掺镱光纤激光器泵浦的准稳态 DRO 结构,该结构在泵浦功率远高于 OPO 阈值时能够实现 -20 dB 带宽为 86.9 THz 、覆盖 $1.54\sim 2.78 \mu\text{m}$ 波段的超连续谱输出,其输出带宽仅受限于相位匹配带宽。然而,简并 DRO 输出激光的中心波长完全由泵浦激光的中心波长决定,因此 DRO 的输出波长范围受到限制,失去了 OPO 波长灵活调谐的优势。

因此,迫切需要新的技术方案来解决飞秒 OPO 输出光谱带宽的限制问题,在泵浦脉冲带宽相对较小的条件下实现宽谱激光输出。飞秒 OPO 腔内光谱展宽技术的提出旨在解决这一问题,该技术以相对窄带的泵浦源,利用单谐振飞秒 OPO 实现了宽谱激光输出。本文主要介绍三种实现飞秒 OPO 腔内光谱展宽的技术方案:1)在飞秒 OPO 中构建多通道振荡,基于腔内光谱合束的思想实现光谱展宽;2)在飞秒 OPO 中增加额外的自相位调制效应,使振荡脉冲获得较大啁啾,形成啁啾脉冲振荡,进而实现腔内光谱展宽;3)通过控制非线性晶体中振荡光脉冲和泵浦光脉冲的相对时延,实现高脉冲质量宽谱超短脉冲输出。

3 飞秒 OPO 的腔内光谱展宽技术

飞秒 OPO 腔内光谱展宽技术的研究主要聚焦于脉冲在 OPO 谐振腔中的形成与演化过程。通过合理设置腔参数,使脉冲在腔内的演化过程与传统的同步泵浦飞秒 OPO 有所不同,就可以支持稳定的宽谱激光脉冲输出。下面主要围绕腔内光谱合束、啁啾脉冲 OPO、超越参量增益带宽限制的 OPO 以及腔内脉冲压缩等技术方案,介绍近些年的发展现状以及取得的最新成果。

新的脉冲演化和形成机制的发现是飞秒激光器输出性能获得提升的基础^[46-48],同时也使得飞秒激光器的输出脉冲向更短脉冲宽度、更大脉冲能量、更宽带宽方向发展。与飞秒激光器不同,飞秒 OPO 的泵浦源为飞秒激光器,工作在稳区内的飞秒 OPO 通常能够输出稳定的脉冲序列。因此,参量振荡器内的脉冲演化受到的约束条件相对宽松,从而为飞秒 OPO 实现宽谱产生提供了更多可能。与传统的激光增益介质相比,非线性晶体的参量增益带宽可以通过相位匹配设计进行拓宽,并且飞秒 OPO 可

以通过腔长调谐的方式实现中心波长的灵活调谐,这些都为飞秒 OPO 的宽谱产生提供了新思路。

3.1 基于飞秒 OPO 腔内光谱合束的宽谱激光产生

由于受到泵浦光脉冲宽度的限制,传统 OPO 的输出光谱带宽有限。光谱合束技术不仅可以通过合理设置 OPO 腔内参数,实现多个通道同时工作,还可以将各个通道输出的不同波长范围的脉冲激光进行合束,使不同通道的输出能够在空间上重合并且在光谱上重新组合,实现比单个 OPO 更宽的宽谱脉冲激光输出,突破泵浦光脉冲对输出光谱宽度的限制^[49-50]。

2012 年,Esteban-Martin 等^[51]用钛宝石激光器作为泵浦源,同时泵浦两块周期极化铌酸锂 (PPLN) 晶体,利用反谐振干涉仪结构实现了双波长振荡 OPO。实验结果表明:通过腔长调谐可以实现两个振荡光中心波长的单独调谐;当两个振荡光脉冲中心波长逐渐靠近时,可以实现腔内光谱合束,输出大约覆盖 $1530\sim 1680 \text{ nm}$ 的宽带光谱输出。2015 年,拉德堡德大学的 Jin 等^[52]同样也是采用两块周期极化铌酸锂晶体,用一台输出脉冲宽度约为 80 fs 的掺镱光纤激光器作为泵浦源,在同一个谐振腔内实现了双通道谐振飞秒 OPO。他们在实验中发现,可以通过改变 PPLN 晶体的极化周期实现中心波长的调谐,腔内光谱合束能够实现瞬时带宽覆盖 $2.8\sim 3.3 \mu\text{m}$ 波段的中红外宽光谱输出。

多波长谐振的飞秒 OPO 要想实现与泵浦脉冲同步,需要设计腔内色散结构或者采用多个非线性晶体,因此该方案的可拓展性很差,同时也会限制输出脉冲的瞬时光谱带宽。2018 年,本课题组报道了一种多通道同步泵浦飞秒 OPO,其设计原理如图 1(a) 所示^[53]。通过在腔内引入能够进行空间分光的色散元件,具有不同波长的信号光在通过色散元件之后便具有不同的传输路径;利用不同的反射镜进行反射,就可以形成能够单独进行腔长调谐的多通道谐振 OPO。由于不同中心波长的光由同一个端口输出,因此不同波长的激光在输出之前就天然地完成了光谱合束,可以成倍拓展输出光谱的带宽。实验装置图如图 1(b) 所示,采用输出脉冲宽度为 200 fs 的掺镱光纤放大器作为泵浦源,通过双通道腔内光谱合束技术实现了突破泵浦脉冲限制的宽谱激光输出。如图 1(c) 所示,输出瞬时光谱能够覆盖 $2937\sim 3375 \text{ nm}$ 波段, -10 dB 带宽约为单通道输出闲频光带宽和泵浦激光带宽的两倍。同时,由于多通道共用同一块非线性增益晶体,因此这种方

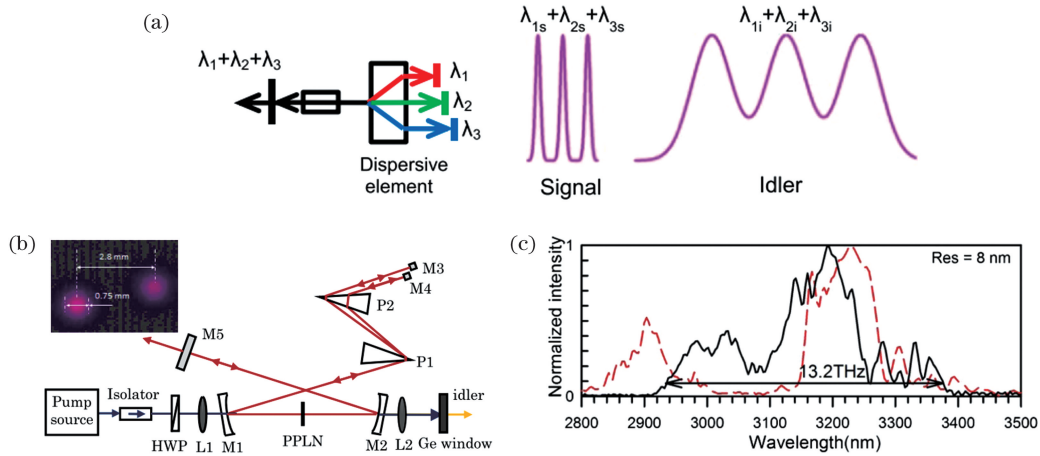


图 1 双通道 OPO^[53]。(a)原理图;(b)实验装置;(c)双通道工作时输出的闲频光光谱

Fig. 1 Dual-channel OPO^[53]. (a) Schematic; (b) experimental setup; (c) idler spectra output during dual-channel operation

案的结构很简单,具有很强的拓展性,可以通过添加更多的反射镜构建 N 通道谐振 OPO,实现带宽为泵浦光带宽 N 倍的宽带激光输出,而且能够输出的最大光谱带宽只受相位匹配带宽的限制。

利用空间色散实现宽谱产生的方案也被广泛应用于光学参量放大器(OPA)中^[54-55]。在 OPA 中,通常采用扇形准相位匹配晶体作为非线性增益晶体,利用空间色散元件使放大信号光的不同光谱成分在空间上分开,利用不同的极化周期实现相位匹配,最终经过空间色散元件进行合束,就能实现不受泵浦脉冲和相位匹配带宽限制的宽谱激光输出。2021 年,Nagashima 等^[56]将这种技术方案引入到同步泵浦飞秒 OPO 中。首先,他们采用扇形周期极化钽酸锂(PPLT)晶体作为增益介质,在 OPO 腔内放置等边玻璃棱镜,产生空间色散,使不同频率成分的信号光在空间上分开;然后,他们对 PPLT 的极化周期进行设计,使空间分布的信号光分别满足相位匹配条件,实现宽谱激光输出;最后,他们采用输出脉冲宽度为 390 fs 的掺镱光纤放大器作为泵浦源,实现了瞬时光谱宽度为 120 nm 的信号光输出。通过腔内光谱合束技术可以在飞秒 OPO 中实现波长灵活调谐、不受泵浦脉冲限制的宽谱脉冲激光输出。

3.2 基于啁啾脉冲 OPO 的宽谱激光产生

早在 1985 年,啁啾脉冲放大技术就已经被提出^[57]。该技术通过引入较大色散实现脉冲在时域上的拉伸以及脉冲峰值功率的减小,进而降低放大过程中非线性效应的影响,已被广泛应用于大脉冲能量激光放大器和参量放大器中^[58-60]。之后不久,啁啾脉冲技术被应用到振荡器中,实现了啁啾脉冲

振荡器。啁啾脉冲振荡器可用于搭建能够直接输出大能量脉冲的锁模激光器^[61-63]。这些应用都是通过增加脉冲演化过程中的色散来给脉冲增加啁啾的。值得注意的是,非线性效应会使脉冲在演化过程中产生新的频率成分,这些频率成分会在时域上重新分布,也会导致脉冲啁啾增加。这种啁啾脉冲的演化机制能够产生新的频率成分,同时不会对脉冲时域有太大影响,能够满足飞秒 OPO 实现宽谱产生的需求。在飞秒 OPO 中最容易产生非线性啁啾效应的方法是自相位调制(SPM)。腔内 SPM 效应的存在使得输出脉冲存在光谱展宽的飞秒 OPO 在之前就已经有过报道^[64-65],但这些工作主要针对的是以磷酸钛氧钾(KTP)及其同构体等二阶非线性系数较低的晶体作为非线性增益介质的 OPO,只有在腔内脉冲强度较大时才能体现出光谱展宽。如何将这种啁啾脉冲演化机制普及到任意非线性增益介质的飞秒 OPO 中,并实现可任意调整 SPM 效应强度,是充分利用这种机制实现飞秒 OPO 宽谱产生的关键。

2018 年,本课题组报道了基于 PPLN 晶体和啁啾脉冲 OPO 实现宽谱激光输出的技术方案^[66]。该方案通过在腔内引入 ZnSe 晶体产生额外的三阶非线性效应,实现了腔内 SPM 效应强度的单独调控。可以通过调节 ZnSe 上聚焦光斑的大小来调控腔内 SPM 效应的强度,进而调控 OPO 腔内啁啾脉冲的演化。同时,通过改变腔内净色散值,可以实现光谱带宽远大于泵浦光带宽的中红外激光输出,输出带宽仅受限于非线性晶体的相位匹配带宽。本课题组首先搭建了以长度为 500 μm 的 PPLN 晶体作为非线性增益介质的啁啾脉冲 OPO,然后通过优化腔内

净色散、ZnSe 晶体上聚焦光斑的大小等一系列腔参数,实现了 -20 dB 光谱带宽高达 27.7 THz 左右、覆盖 $2900\sim 3960$ nm 波段的闲频光啁啾脉冲输出。输出带宽与晶体的相位匹配带宽一致,验证了输出带宽受限于非线性增益晶体的相位匹配带宽。为了进一步拓宽晶体的相位匹配带宽,实现更宽光谱的激光输出,本课题组后续搭建了以长度为 $300\ \mu\text{m}$ 的 PPLN 晶体作为非线性增益介质的啁啾脉冲 OPO,最终实现了 -30 dB 带宽覆盖 $3084\sim 4466$ nm (约 30.1 THz)波段的闲频光输出^[67]。输出光谱覆盖了几乎整个 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 的中红外大气窗口,为应用于多种类分子同时检测等领域的激光光源提供了实验基础。

2020 年,本课题组报道了一种新的基于啁啾准相位匹配(CQPM)晶体的啁啾脉冲演化机制,并用其实现了飞秒 OPO 的宽光谱啁啾脉冲激光输出^[68]。基于 CQPM 晶体本身的相位匹配波长与晶体位置相关的特性以及信号脉冲与泵浦脉冲之间的走离效应,可以将 CQPM 晶体本身的啁啾特性转移到信号光或闲频光中,或者可以抵消泵浦脉冲啁啾。这一技术由 Arbore 等^[69-70]于 1997 年发表在 *Optics Letters* 期刊上,并在 2000 年被应用于飞秒 OPO 中,在宽带长啁啾脉冲泵浦下实现了超短脉冲激光输出^[71]。但是这些方案并没有从本质上解决泵浦光带宽对输出带宽限制的问题。本课题组将接近无啁啾的泵浦脉冲作为泵浦源,通过 CQPM 晶体的啁啾直接产生啁啾脉冲,同时结合合理的配置,实现了啁啾脉冲 OPO 的运转;同时,通过优化腔内参数,实现了覆盖 $1293\sim 1734$ nm 波段的信号光输出, -30 dB 光谱带宽达到了 69.0 THz。实验结果显示:闲频光输出光谱的 -30 dB 带宽达到了 44.1 THz,与晶体的相位匹配曲线基本一致;实现了 $2890\sim 5025$ nm 的超宽覆盖范围,该范围包含了完整的 $3\sim 5\ \mu\text{m}$ 波段的中红外大气窗口。

目前,已经有综述文章对基于啁啾脉冲 OPO 的宽谱产生技术中的啁啾脉冲形成机制、脉冲在腔内的演化过程和腔内各参数对输出带宽的影响等进行了详细总结^[72]。这种技术方案提供了一种结构简单且具有普遍性的实现宽谱脉冲输出的运转模式,可以将这种技术方案推广到其他非线性晶体中,实现其他波段的宽谱激光输出。

3.3 基于啁啾脉冲 OPO 获得超越参量增益带宽限制的宽谱激光

相位匹配带宽始终是限制宽谱产生的关键因素

之一。要想实现宽光谱激光输出,就需要使用足够短的非线性晶体来提供充足的相位匹配带宽^[73]。然而,更短的非线性晶体也会导致 OPO 的泵浦消耗减少,非线性转换效率降低。此外,还有一些具有优良光学特性的非线性晶体,但它们由于自身的折射率特性,很难实现宽的相位匹配带宽。因此,研究在相位匹配带宽较窄的晶体中实现飞秒 OPO 的宽谱产生也颇有意义。

针对传统的锁模激光器,已经有报道介绍了通过在腔内引入大量三阶非线性效应实现腔内光谱展宽,进而获得超过增益带宽限制的宽光谱激光输出的技术方案^[74]。2013 年,Lan 等^[75]在锁模激光器中通过腔内光谱展宽、色散管理和增加滤波效应实现了不受增益带宽限制的宽带超短脉冲输出。2019 年,Ma 等^[76]在光纤锁模激光器中加入高非线性光纤,通过引入滤波器及色散管理,实现了 400 nm 带宽的脉冲输出,压缩后的脉冲宽度为 17 fs。这种技术方案在克尔透镜锁模激光振荡器中也被使用^[77-78]。啁啾脉冲 OPO 在很多方面与这种腔内光谱展宽的传统锁模激光器具有相似的性质。

2020 年,本课题组基于啁啾脉冲 OPO,结合腔内光谱展宽技术,提出了一种飞秒 OPO 腔内光谱展宽技术,实现了突破相位匹配带宽限制的宽谱激光输出^[79]。为了提供更大的非线性增益,同时更直观地展现相位匹配带宽的限制作用,本课题组采用长度为 3 mm 的 PPLN 晶体作为非线性增益晶体。同时,为了产生足够强度的 SPM 效应,实验中采用了长度为 2 mm 的 ZnSe 晶体。

滤波器是所有腔内光谱展宽锁模激光器的重要器件之一^[75-78]。在飞秒 OPO 中,由于腔内有群时延色散(GDD)存在,因此,不同的频率成分在腔内的群速度有所差异。只有能够满足与泵浦光脉冲同步的频率成分才能在腔内获得增益,实现稳定振荡,而不能满足与泵浦光同步的频率成分会因为不能得到增益而被损耗。即,从脉冲演化机制上看,OPP 结构中存在着一个类似滤波器效应,而滤波器的带宽可以通过改变腔内 GDD 的大小进行调节。本课题组通过数值仿真研究了腔内 GDD 大小对光谱展宽能够输出的最大光谱带宽的影响,结果如图 2 所示。通过增大腔内 GDD 的值来增强腔内滤波器效应,可使 OPO 稳定运转,承受更大的非线性相移。在合理的腔内 GDD 条件下,腔内光谱展宽技术可在飞秒 OPO 中实现突破相位匹配带宽限制的宽带激光输出。

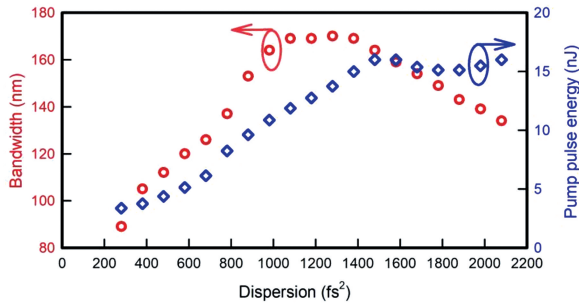


图 2 数值仿真:不同腔内 GDD 条件下能够获得的信号光带宽和允许的最大泵浦脉冲能量^[79]

Fig. 2 Simulated signal bandwidth (-20 dB) and maximum pump pulse energy versus intracavity GDD^[79]

在本课题组的实验中,采用中心波长为 1048 nm、脉冲宽度为 220 fs 的掺镱光纤激光器作为泵浦源。当泵浦功率为 2.9 W 时,通过优化腔内参数,输出的信号光光谱覆盖了 1447~1600 nm 波段,实验结果如图 3 所示。-20 dB 带宽可达 20 THz,是相位匹配带宽的 2 倍以上,实现了突破

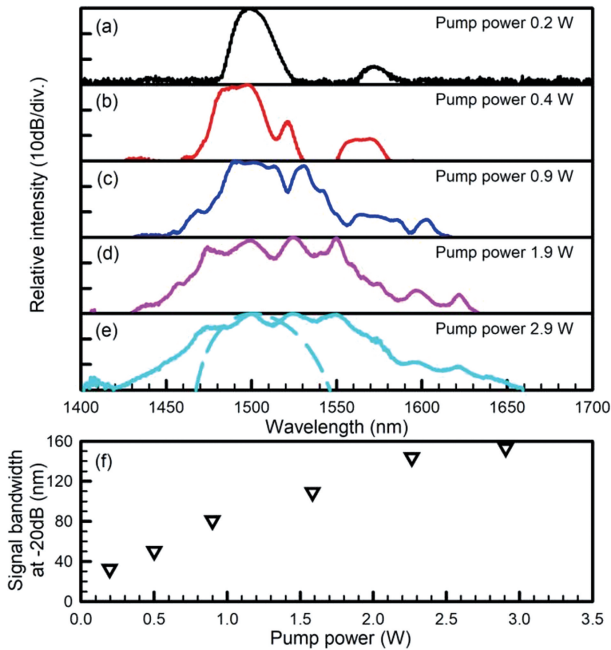


图 3 实验测得的不同泵浦功率下输出信号光的光谱及带宽^[79]。(a)~(e)实验测得的不同泵浦功率下的信号光光谱,(e)图中虚线为 3 mm 长 PPLN 晶体的相位匹配曲线;(f)信号光带宽随泵浦功率的变化趋势

Fig. 3 Measured signal spectra and bandwidths at different incident pump powers^[79]. (a)~(e) Measured signal spectra at different incident pump powers, where the dashed line in figure (e) shows calculated phase-matching curve of 3 mm long PPLN crystal; (f) measured signal bandwidth versus incident pump power

参量增益带宽的宽瞬时带宽激光输出。这一结果说明非线性晶体的参量增益带宽不再是限制 OPO 输出光谱带宽的主要因素,为在基于长非线性晶体以及相位匹配带宽较窄的 OPO 中实现宽瞬时带宽超短脉冲输出提供了可行方案。

随后,本课题组报道了基于单个磷酸钛氧钾(KTA)晶体的腔内光谱展宽 OPO 结构^[80]。单个 KTA 晶体能够同时提供非线性增益和 SPM 效应,从而实现突破参量增益带宽限制的宽带超短脉冲输出。本课题组通过数值仿真研究了非线性晶体的非线性参量 d_{eff}^2/n_2 对基于单个晶体通过腔内光谱展宽实现宽光谱输出的影响,其中, d_{eff} 为晶体的二阶非线性系数, n_2 为晶体的非线性折射率。仿真结果如图 4 所示。只有当非线性晶体的非线性参量 d_{eff}^2/n_2 较小时,才能实现宽带激光输出。当非线性参量 d_{eff}^2/n_2 约为 $2 \times 10^{-4} \text{ W/V}^2$ 时,通过优化腔内参数,能够稳定输出的信号光光谱带宽最宽。对于 KTA 晶体,它的非线性参量 $d_{\text{eff}}^2/n_2 = 1.3 \times 10^{-4} \text{ W/V}^2$,因此,单块 KTA 晶体就能够同时提供非线性增益和 SPM 效应,从而实现突破参量增益带宽限制的宽带超短脉冲输出,而不需要引入额外的非线性晶体。对于 PPLN 晶体来说,它的非线性参量 $d_{\text{eff}}^2/n_2 = 9.3 \times 10^{-4} \text{ W/V}^2$,相对 KTA 晶体要大很多,因此需要额外引入非线性晶体来产生更多的 SPM 效应,以实现稳定的宽带光谱输出。这一结论说明可以将 OPO 中的腔内光谱展宽技术拓展到所有非线性晶体中,为基于不同晶体的 OPO 设计提供了理论基础。

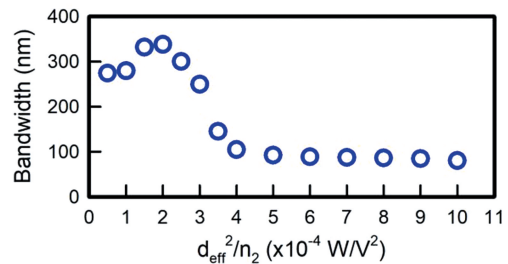


图 4 数值仿真:输出信号光带宽与晶体非线性参量 d_{eff}^2/n_2 的关系^[80]

Fig. 4 Relationship between bandwidth of output signal bandwidth and nonlinear parameter d_{eff}^2/n_2 of nonlinear crystal by simulation^[80]

本课题组在实验中将 3 mm 长 KTA 晶体作为非线性晶体(提供非线性增益和腔内光谱展宽),通过优化腔内参数,得到了不同泵浦功率下输出的信号光光谱,如图 5 所示。当泵浦功率为 2.8 W 时,

输出的信号光光谱覆盖了 1332~1667 nm 波段, -20 dB 带宽达到 45.3 THz, 是参量增益带宽的 12 倍以上, 与根据实验参数进行数值仿真得到的输出光谱基本一致。当输出信号光的带宽最宽时, 测得输出的信号光时域脉冲宽度为 144 fs。将信号光脉冲在腔外利用 SiO₂ 窗口片进行脉冲压缩, 可以得到 52 fs 的超短脉冲输出。

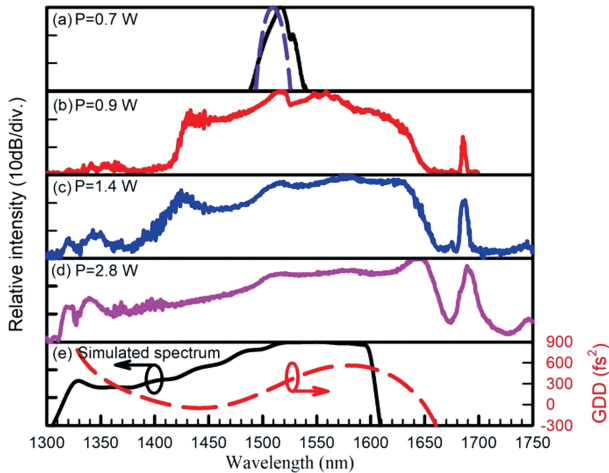


图 5 不同泵浦功率下的信号光光谱^[80]。(a)~(d)实验测得的不同泵浦功率下的信号光光谱, (a)图中的紫色虚线为 3 mm 长 KTA 晶体的相位匹配曲线; (e)实验参数下的仿真输出光谱(实线)和腔内色散曲线(虚线)

Fig. 5 Signal spectra at different pump powers^[80]. (a)~(d) Experimentally measured signal spectra at different pump powers, where the dashed line in figure (a) is phase matching curve of 3 mm long KTA; (e) simulated signal spectrum (solid line) and intracavity GDD (dashed line)

基于腔内光谱展宽的飞秒 OPO 宽谱产生技术提供了一种适用于在各种类型非线性晶体的飞秒 OPO 中实现宽光谱激光输出的方法, 为后续利用更多种类非线性晶体实现更多波长范围内的宽谱产生提供了理论依据。由于闲频光是非振荡光, 没有腔内光谱展宽, 因此, 通过此技术方案输出的闲频光光谱始终与非线性晶体的参量增益带宽基本一致, 但是可以通过构造闲频光振荡的 OPO 来实现宽谱中红外激光的产生。

3.4 基于飞秒 OPO 腔内脉冲压缩获得高质量超短脉冲宽谱激光

飞秒 OPO 中的腔内脉冲压缩利用腔内 GDD 导致的泵浦光和振荡光之间存在的群速度差, 通过合理调节振荡光脉冲和泵浦光脉冲初始进入晶体时的相对时延, 可以使振荡光脉冲在腔内实现自压缩,

产生近变换极限的超短脉冲。振荡光脉冲在腔内的演化可以简要描述为以下过程: 在 GDD 为正的 nonlinear 晶体内, 波长较长的振荡光的群速度比泵浦光脉冲的群速度大, 将振荡器的腔长调长, 使信号光脉冲在初始进入晶体时落后于泵浦光脉冲。在 nonlinear 晶体内, 振荡光脉冲前沿会先进入泵浦光脉冲被放大, 其后沿因泵浦脉冲的能量大部分已被消耗而无法获得增益。在脉冲传输与放大过程中, 振荡光脉冲后沿逐渐被损耗, 在腔内实现压缩, 从而获得稳定的近变换极限的超短脉冲输出, 输出光谱带宽也会超出泵浦带宽的限制。

1994 年, Khaydarov 等^[81]将腔内脉冲压缩技术应用到 OPO 中, 采用脉冲宽度为 11 ps 的 Nd:YAG 激光器作为泵浦源, 实现了 2.9 ps 的信号光输出。同年, Khaydarov 等^[82]又进一步将压缩比提高至 20, 实现了 550 fs 的超短脉冲输出。同时, 他们研究了腔长调谐、泵浦脉冲能量等对脉冲压缩比的影响^[83]。1999 年, Lefort 等^[84]报道了输出耦合对腔内脉冲压缩的影响, 并利用 4 ps 泵浦脉冲实现了脉冲宽度为 250 fs 的无啁啾信号脉冲输出。2005 年, Kurti 等^[85]发现, 在腔内脉冲压缩技术中, 信号光与闲频光的群速度差会影响脉冲的压缩效果, 而且越靠近简并位置处的压缩效果越好。2018 年, 天津大学的范锦涛等^[86]基于腔内脉冲压缩技术, 以脉冲宽度为 105 fs 的光纤激光器作为泵浦源, 实现了 -10 dB 光谱带宽为 648 nm 的中红外宽光谱激光输出, 脉冲宽度为 45.2 fs, 只有 4.2 个光学周期。2020 年, 本课题组研究了简并双谐振飞秒 OPO, 通过腔内压缩技术和合理设置腔内参数, 最终在不同泵浦功率下实现了双孤子和三孤子脉冲输出^[87]。

尽管通过腔内脉冲压缩实现宽光谱的超短脉冲输出技术已经得到了广泛关注, 并且目前已经报道了一系列研究成果, 但从目前的研究结果来看, 输出的超短脉冲都具有较大的基座, 且大部分能量分布在基座内, 因此脉冲的峰值功率不高。较差的脉冲质量也会在实际应用中存在一定限制。

近期, 本课题组研究了基于飞秒 OPO 腔内脉冲压缩技术实现高质量飞秒激光脉冲输出的可能性^[88], 并通过数值仿真, 在飞秒 OPO 中实现了类孤子脉冲输出。在仿真中, 将脉冲宽度为 200 fs、中心波长为 1050 nm、重复频率为 80 MHz 的激光器作为泵浦源。在 0.7 W 的泵浦功率下, 当 OPO 腔长满足信号光脉冲和泵浦光脉冲完全同步时, OPO 输出信号光的脉冲宽度约为 173 fs, 与泵浦光脉冲相

当,输出时域脉冲和光谱如图 6(a)、(b)所示。通过合理设置腔参数,将腔长向更长方向调谐,当腔长失配量为 $2.2 \mu\text{m}$ 时,最终能够实现脉冲宽度为 42 fs 的超短脉冲输出。信号光的 -3 dB 光谱带宽为 9.1 THz ,是泵浦光脉冲的近 3 倍,时域脉冲和光谱如图 6(c)、(d)所示。输出信号光脉冲的时间带宽积约为 0.38,时域脉冲接近双曲正割型,实现了类孤子脉冲输出。在保持腔长失配量不变的情况下进

一步增加泵浦光功率,信号光脉冲会出现多脉冲结构。与简并双谐振飞秒 OPO 不同,非简并单谐振 OPO 中信号光和闲频光的群速度存在一定差别,使得多脉冲不再以多孤子的形式出现。但在非简并单谐振 OPO 中,可以通过进一步调谐腔长,使多脉冲消失,再次实现高脉冲质量的超短脉冲输出。在实验中,本课题组以 200 fs 的脉冲激光作为泵浦源,实现了 49 fs 的类孤子脉冲激光输出。

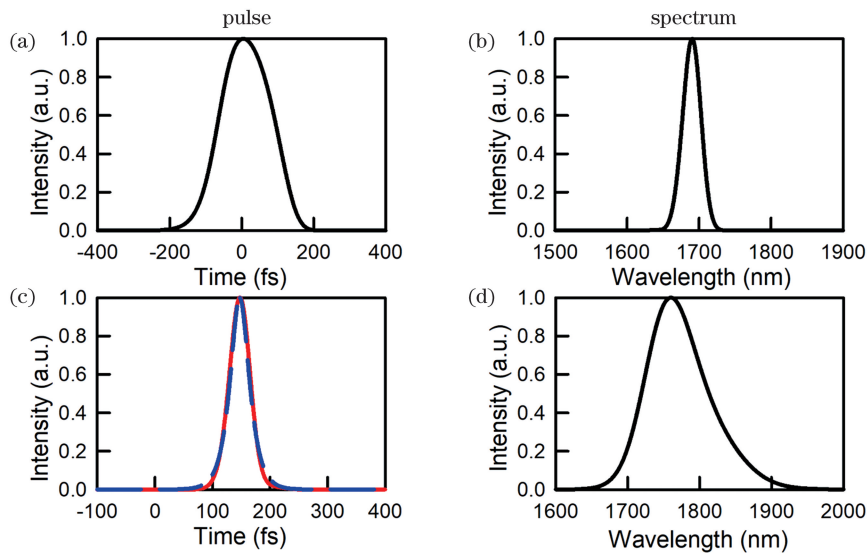


图 6 数值仿真:脉冲压缩前后的输出信号光^[88]。(a)~(b)无压缩时的脉冲和光谱;(c)~(d)压缩后的脉冲(虚线为拟合的双曲正割曲线)和光谱(泵浦功率为 0.7 W)

Fig. 6 Numerical simulation: output signal before and after pulse-compression^[88]. (a)~(b) Signal pulse and spectrum without pulse-compression; (c)~(d) signal pulse (dashed line is the fitted hyperbolic secant curve) and spectrum with pulse-compression (the pump power was 0.7 W)

4 结束语

本文介绍了几种飞秒 OPO 实现腔内光谱展宽的技术方案,不同方案的实现难度不同,所获得的宽光谱激光的特性也有所不同。腔内光谱合束飞秒 OPO 的原理比较简单,但结构相对复杂,在实验中增加谐振通道数量存在一定难度。然而,可以利用该技术通过分别调控不同通道的激光特性来改变输出光谱的功率分布。例如,多光谱成像系统主要依赖样本中的分子对光源的特异性吸收来辨别这些分子^[21],利用腔内光谱合束技术可以获得能量集中在某些特征吸收波长附近的宽光谱激光输出,有助于提高能量利用率。基于腔内脉冲压缩技术的飞秒 OPO 工作在腔长失配处,因此泵浦消耗和转换效率相对较低。然而,基于该技术,飞秒 OPO 能够实现类孤子宽光谱激光脉冲输出,直接获得高质量的输出脉冲,无需腔外脉冲压缩,在许多应用中具有独特优势。啁啾脉冲 OPO 是一种更为普遍的实现飞秒

OPO 宽光谱激光产生的技术方案,该技术可以拓展到可见光、近红外和中红外等波段。此外,啁啾脉冲 OPO 可以突破非线性晶体的参量增益带宽对输出带宽的限制。通过优化腔内色散特性,可以进一步挖掘啁啾脉冲 OPO 产生宽光谱激光的潜能。基于飞秒 OPO 的宽光谱飞秒激光光源,在多分子检测、光学相干层析成像和超快科学等新兴领域都有重要的应用价值。

参 考 文 献

- [1] 李淳飞. 非线性光学: 原理和应用[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 2015.
Li C F. Nonlinear optics principle and application [M]. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press, 2015.
- [2] Giordmaine J A, Miller R C. Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO_3 at optical frequencies [J]. Physical Review Letters, 1965, 14(24): 973-976.

- [3] Edelstein D C, Wachman E S, Tang C L. Broadly tunable high repetition rate femtosecond optical parametric oscillator [J]. *Applied Physics Letters*, 1989, 54(18): 1728-1730.
- [4] 胡明列, 王珏, 范锦涛. 光纤激光器泵浦的飞秒光学参量振荡器研究进展 [J]. *中国激光*, 2021, 48(19): 1901001.
Hu M L, Wang J, Fan J T. Research progress on fiber laser-pumped femtosecond optical parametric oscillators [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(19): 1901001.
- [5] 田文龙, 朱江峰, 王兆华, 等. 全固态飞秒激光同步抽运的光学参量振荡器 [J]. *中国激光*, 2019, 46(5): 0508015.
Tian W L, Zhu J F, Wang Z H, et al. Optical parametric oscillators synchronously pumped by all-solid-state femtosecond lasers [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46(5): 0508015.
- [6] Udem T, Holzwarth R, Hänsch T W. Optical frequency metrology [J]. *Nature*, 2002, 416(6877): 233-237.
- [7] Ashik A S, O'Donnell C F, Kumar S C, et al. Mid-infrared upconversion imaging using femtosecond pulses [J]. *Photonics Research*, 2019, 7(7): 783-791.
- [8] Hermes M, Morrish R B, Huot L, et al. Mid-IR hyperspectral imaging for label-free histopathology and cytology [J]. *Journal of Optics*, 2018, 20(2): 023002.
- [9] Coluccelli N, Viola D, Kumar V, et al. Tunable 30 fs light pulses at 1 W power level from a Yb-pumped optical parametric oscillator [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(21): 4545-4548.
- [10] Jiang J, Hasama T. Harmonic repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator [J]. *Applied Physics B*, 2002, 74(4/5): 313-317.
- [11] 孟君, 丛振华, 赵智刚, 等. 百赫兹大能量 KTA 双波长光参量振荡器 [J]. *中国激光*, 2021, 48(12): 1201009.
Meng J, Cong Z H, Zhao Z G, et al. 100 Hz high-energy KTA dual-wavelength optical parametric oscillator [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2021, 48(12): 1201009.
- [12] Chen Y N, Silfies M C, Kowzan G, et al. Tunable visible frequency combs from a Yb-fiber-laser-pumped optical parametric oscillator [J]. *Applied Physics B*, 2019, 125(5): 81.
- [13] Lang L, Bauer C P, Phillips C R, et al. 51-W average power, 169-fs pulses from an ultrafast non-collinear optical parametric oscillator [J]. *Optics Express*, 2021, 29(22): 36321-36327.
- [14] Tian W L, Wang Z H, Zhu J F, et al. Harmonically pumped femtosecond optical parametric oscillator with multi-gigahertz repetition rate [J]. *Optics Express*, 2016, 24(26): 29814-29821.
- [15] Fan J T, Gu C L, Wang C Y, et al. Extended femtosecond laser wavelength range to 330 nm in a high power LBO based optical parametric oscillator [J]. *Optics Express*, 2016, 24(12): 13250-13257.
- [16] Mevert R, Binhammer Y, Dietrich C M, et al. Widely tunable, high-power, femtosecond noncollinear optical parametric oscillator in the visible spectral range [J]. *Photonics Research*, 2021, 9(9): 1715-1718.
- [17] Binhammer Y, Binhammer T, Mevert R, et al. Fast-tunable femtosecond visible radiation via sum-frequency generation from a high power NIR NOPO [J]. *Optics Express*, 2021, 29(14): 22366-22375.
- [18] Schunemann P G, Johnson K, Farrell C, et al. Continuous wavelength tuning from 3.9–12 μm from an optical parametric oscillator based on orientation-patterned GaP grown on GaAs [J]. *Optical Materials Express*, 2021, 11(3): 654-663.
- [19] Ycas G, Giorgetta F R, Baumann E, et al. High-coherence mid-infrared dual-comb spectroscopy spanning 2.6 to 5.2 μm [J]. *Nature Photonics*, 2018, 12(4): 202-208.
- [20] Israelsen N M, Petersen C R, Barh A, et al. Real-time high-resolution mid-infrared optical coherence tomography [J]. *Light: Science & Applications*, 2019, 8: 11.
- [21] Petersen C R, Prtljaga N, Farries M, et al. Mid-infrared multispectral tissue imaging using a chalcogenide fiber supercontinuum source [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(5): 999-1002.
- [22] Huth F, Govyadinov A, Amarie S, et al. Nano-FTIR absorption spectroscopy of molecular fingerprints at 20 nm spatial resolution [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(8): 3973-3978.
- [23] Hernández-García C, Popmintchev T, Murnane M M, et al. Isolated broadband attosecond pulse generation with near- and mid-infrared driver pulses via time-gated phase matching [J]. *Optics Express*, 2017, 25(10): 11855-11866.
- [24] Elu U, Maidment L, Vamos L, et al. Seven-octave high-brightness and carrier-envelope-phase-stable light source [J]. *Nature Photonics*, 2021, 15(4): 277-280.
- [25] Sutter D H, Steinmeyer G, Gallmann L, et al. Semiconductor saturable-absorber mirror assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime [J]. *Optics Letters*,

- 1999, 24(9): 631-633.
- [26] Jiao K, Yao J M, Wang X G, et al. 1.2–15.2 μm supercontinuum generation in a low-loss chalcogenide fiber pumped at a deep anomalous-dispersion region [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(22): 5545-5548.
- [27] Lemièrre A, Bizot R, Désévéday F, et al. 1.7–18 μm mid-infrared supercontinuum generation in a dispersion-engineered step-index chalcogenide fiber [J]. *Results in Physics*, 2021, 26: 104397.
- [28] Feng X, Shi J Q, Liu P, et al. Broadband mid-infrared coherent light source from fiber-laser-pumped difference frequency generators based on cascaded crystals[J]. *Optics Express*, 2020, 28(10): 14310-14318.
- [29] Zhang J W, Mak K F, Nagl N, et al. Multi-mW, few-cycle mid-infrared continuum spanning from 500 to 2250 cm^{-1} [J]. *Light: Science & Applications*, 2018, 7(2): 17180.
- [30] Feng X, Liu F, Ning C X, et al. Broadband mid-IR light sources from difference frequency generators based on a 2-mm-long aperiodically-poled lithium-niobate crystal [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2021, 13(4): 1500705.
- [31] 冯玺, 张兆伟. 基于差频技术的宽谱中红外飞秒激光的产生 [J]. *中国激光*, 2022, 49(1): 0101018.
Feng X, Zhang Z W. Broadband mid-infrared light based on difference frequency generators [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2022, 49(1): 0101018.
- [32] Cheung E C, Liu J M. Theory of a synchronously pumped optical parametric oscillator in steady-state operation [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1990, 7(8): 1385-1401.
- [33] Morgner U, Kärtner F X, Cho S H, et al. Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser [J]. *Optics Letters*, 1999, 24(6): 411-413.
- [34] Ell R, Morgner U, Kärtner F X, et al. Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser [J]. *Optics Letters*, 2001, 26(6): 373-375.
- [35] Kumar S C, Esteban-Martin A, Ideguchi T, et al. Few-cycle, broadband, mid-infrared optical parametric oscillator pumped by a 20-fs Ti:sapphire laser [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2014, 8(5): L86-L91.
- [36] McCracken R A, Reid D T. Few-cycle near-infrared pulses from a degenerate 1 GHz optical parametric oscillator [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(17): 4102-4105.
- [37] Zhou Q H, Chen L F, Xu X Y. Numerical modeling of thermal effects in a high-power injection-locked cw Ti:sapphire laser [J]. *Optics Communications*, 2011, 284(18): 4207-4214.
- [38] Bjorkholm J. Analysis of the doubly resonant optical parametric oscillator without power-dependent reflections [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1969, 5(6): 293-295.
- [39] Ning C X, Liu P, Qin Y X, et al. Continuous wavelength tuning of nondegenerate femtosecond doubly resonant optical parametric oscillators [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(9): 2551-2554.
- [40] Leindecker N, Marandi A, Byer R L, et al. Broadband degenerate OPO for mid-infrared frequency comb generation [J]. *Optics Express*, 2011, 19(7): 6296-6302.
- [41] McCracken R A, Reid D T. Few-cycle near-infrared pulses from a degenerate 1 GHz optical parametric oscillator [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(17): 4102-4105.
- [42] Rudy C W, Marandi A, Ingold K A, et al. Sub-50 fs pulses around 2070 nm from a synchronously-pumped, degenerate OPO [J]. *Optics Express*, 2012, 20(25): 27589-27595.
- [43] Leindecker N, Marandi A, Byer R L, et al. Octave-spanning ultrafast OPO with 2.6–6.1 μm instantaneous bandwidth pumped by femtosecond Tm-fiber laser [J]. *Optics Express*, 2012, 20(7): 7046-7053.
- [44] Ru Q T, Lee N, Chen X, et al. Optical parametric oscillation in a random polycrystalline medium [J]. *Optica*, 2017, 4(6): 617-618.
- [45] Ning C X, Feng X, Heng J X, et al. Supercontinuum generation from a quasi-stationary doubly resonant optical parametric oscillator [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(17): 4280-4283.
- [46] Grelu P, Akhmediev N. Dissipative solitons for mode-locked lasers [J]. *Nature Photonics*, 2012, 6(2): 84-92.
- [47] Tamura K, Ippen E P, Haus H A, et al. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser [J]. *Optics letters*, 1993, 18(13): 1080-1082.
- [48] Kartner F X, Jung I D, Keller U. Soliton mode-locking with saturable absorbers [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1996, 2(3): 540-556.
- [49] Sun J H, Gale B J S, Reid D T. Dual-color operation of a femtosecond optical parametric oscillator exhibiting stable relative carrier-envelope phase-slip frequencies [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(13): 2021-2023.
- [50] Jin Y W, Cristescu S M, Harren F J M, et al. Two-crystal mid-infrared optical parametric oscillator for

- absorption and dispersion dual-comb spectroscopy [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(11): 3270-3273.
- [51] Esteban-Martin A, Ramaiah-Badarla V, Ebrahim-Zadeh M. Dual-wavelength optical parametric oscillator using antiresonant ring interferometer [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2012, 6(5): L7-L11.
- [52] Jin Y W, Cristescu S M, Harren F J M, et al. Broadly, independent-tunable, dual-wavelength mid-infrared ultrafast optical parametric oscillator [J]. *Optics Express*, 2015, 23(16): 20418-20427.
- [53] Liu P, Wang S C, He P Y, et al. Dual-channel operation in a synchronously pumped optical parametric oscillator for the generation of broadband mid-infrared coherent light sources [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(9): 2217-2220.
- [54] Chen L Z, Wen S C, Wang Y W, et al. Ultrabroadband optical parametric chirped-pulse amplifier using a fan-out periodically poled crystal with spectral spatial dispersion [J]. *Physical Review A*, 2010, 82(4): 043843.
- [55] Schmidt B E, Thiré N, Boivin M, et al. Frequency domain optical parametric amplification [J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 3643.
- [56] Nagashima K, Itakura R, Ishii N. Broadband operation of a synchronously pumped optical parametric oscillator with a spatially dispersed beam [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(17): 4414-4417.
- [57] Strickland D, Mourou G. Compression of amplified chirped optical pulses [J]. *Optics Communications*, 1985, 56(3): 219-221.
- [58] Maine P, Strickland D, Bado P, et al. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1988, 24(2): 398-403.
- [59] Ross I N, Matousek P, New G H C, et al. Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2002, 19(12): 2945-2956.
- [60] Röser F, Eidam T, Rothhardt J, et al. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system [J]. *Optics Letters*, 2007, 32(24): 3495-3497.
- [61] Ilday F O, Buckley J R, Clark W G, et al. Self-similar evolution of parabolic pulses in a laser [J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(21): 213902.
- [62] Proctor B, Westwig E, Wise F. Characterization of a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser with positive group-velocity dispersion [J]. *Optics Letters*, 1993, 18(19): 1654-1656.
- [63] Fernandez A, Fuji T, Poppe A, et al. Chirped-pulse oscillators: a route to high-power femtosecond pulses without external amplification [J]. *Optics Letters*, 2004, 29(12): 1366-1368.
- [64] Pelouch W S, Powers P E, Tang C L. Ti:sapphire-pumped, high-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator [J]. *Optics Letters*, 1992, 17(15): 1070-1072.
- [65] Fu Q, Mak G, van Driel H M. High-power, 62-fs infrared optical parametric oscillator synchronously pumped by a 76-MHz Ti:sapphire laser [J]. *Optics Letters*, 1992, 17(14): 1006-1008.
- [66] Liu P, Zhang Z W. Chirped-pulse optical parametric oscillators [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(19): 4735-4738.
- [67] Liu P, Zhang Z W. Generation of mid-infrared emission with a 3.1–4.5 μm instantaneous bandwidth from a chirped-pulse optical parametric oscillator [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(16): 3988-3991.
- [68] Liu P, Heng J X, Zhang Z W. Chirped-pulse generation from optical parametric oscillators with an aperiodic quasi-phase-matching crystal [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(9): 2568-2571.
- [69] Arbore M A, Marco O, Fejer M M. Pulse compression during second-harmonic generation in aperiodic quasi-phase-matching gratings [J]. *Optics Letters*, 1997, 22(12): 865-867.
- [70] Arbore M A, Galvanauskas A, Harter D, et al. Engineerable compression of ultrashort pulses by use of second-harmonic generation in chirped-period-poled lithium niobate [J]. *Optics Letters*, 1997, 22(17): 1341-1343.
- [71] Beddard T, Ebrahimzadeh M, Reid T D, et al. Five-optical-cycle pulse generation in the mid infrared from an optical parametric oscillator based on aperiodically poled lithium niobate [J]. *Optics Letters*, 2000, 25(14): 1052-1054.
- [72] 刘沛, 衡家兴, 张兆伟. 啁啾脉冲光学参量振荡器及宽谱中红外激光的产生(特邀) [J]. *红外与激光工程*, 2020, 49(12): 20201051.
- Liu P, Heng J X, Zhang Z W. Chirped-pulse optical parametric oscillators and the generation of broadband midinfrared laser sources (invited) [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2020, 49(12): 20201051.
- [73] Boyd R W. *Nonlinear optics* [M]. 2nd ed. New York: Elsevier, 2008.
- [74] Chong A, Liu H, Nie B, et al. Pulse generation without gain-bandwidth limitation in a laser with self-similar evolution [J]. *Optics Express*, 2012, 20(13): 14213-14220.
- [75] Lan Y, Song Y J, Hu M L, et al. Enhanced spectral breathing for sub-25 fs pulse generation in a Yb-fiber laser [J]. *Optics Letters*, 2013, 38(8): 1292-1294.

- [76] Ma C Y, Khanolkar A, Zang Y M, et al. Ultrabroadband, few-cycle pulses directly from a Mamyshev fiber oscillator [J]. *Photonics Research*, 2019, 8(1): 65-69.
- [77] Pronin O, Brons J, Grasse C, et al. High-power Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator in the positive dispersion regime [J]. *Optics Letters*, 2012, 37(17): 3543-3545.
- [78] Zhang J W, Brons J, Seidel M, et al. Generation of 49-fs pulses directly from distributed Kerr-lens mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator [C]//Advanced Solid State Lasers 2015, October 4-9, 2015, Berlin, Germany. Washington, D.C.: OSA, 2015: ATTh4A.7.
- [79] Heng J X, Liu P, Zhang Z W. Enhanced spectral broadening in an optical parametric oscillator based on a PPLN crystal [J]. *Optics Express*, 2020, 28(11): 16740-16748.
- [80] Heng J X, Liu P, Zhang Z W. Spectral broadening in chirped-pulse optical parametric oscillators based on KTiOAsO₄ [J]. *Optics Letters*, 2020, 45 (18): 5085-5088.
- [81] Khaydarov J D, Andrews J H, Singer K D. Pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator from group-velocity mismatch [J]. *Optics Letters*, 1994, 19(11): 831-833.
- [82] Khaydarov J D V, Andrews J H, Singer K D. 20-fold pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator [J]. *Applied Physics Letters*, 1994, 65(13): 1614-1616.
- [83] Khaydarov J D V, Andrews J H, Singer K D. Pulse-compression mechanism in a synchronously pumped optical parametric oscillator [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1995, 12(11): 2199-2208.
- [84] Lefort L, Puech K, Butterworth S D, et al. Generation of femtosecond pulses from order-of-magnitude pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate [J]. *Optics Letters*, 1999, 24(1): 28-30.
- [85] Kurti R S, Singer K D. Pulse compression in a silver gallium sulfide, midinfrared, synchronously pumped optical parametric oscillator [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2005, 22(10): 2157-2163.
- [86] Fan J T, Gu C L, Liao R Y, et al. High power 4.2-cycle mid-infrared pulses from a self-compression optical parametric oscillator [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2018, 10(6): 1504807.
- [87] Ning C X, Zhang Z W. Multi-soliton formation in femtosecond degenerate optical parametric oscillators [J]. *Optics Letters*, 2020, 45(3): 734-737.
- [88] Zhang J, Ning C X, Heng J X, et al. Ultra-short pulse generation from optical parametric oscillators with a cavity-length detuning [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2022, 34(5): 263-266.

Research Progress on Intracavity Spectral Broadening in Femtosecond Optical Parametric Oscillators

Heng Jiaying¹, Feng Xi¹, Liu Pei¹, Zhang Zhaowei^{1,2*}

¹ School of Optical & Electronic Information, Huazhong University of Science & Technology, Wuhan 430074, Hubei, China;

² Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science & Technology, Wuhan 430074, Hubei, China

Abstract

Significance Femtosecond optical parametric oscillators (OPOs) are efficient and flexible wavelength-conversion devices capable of generating ultra-short optical pulses at wave regions not directly addressable by conventional laser gain medium. Over the past few decades, substantial progress has been made in femtosecond OPOs for generating emission with high output power, high pulse energy, high repetition rate, and wide wavelength-tuning range. Ultrashort-pulsed lasers with a broad bandwidth have unique advantages and are important for many emerging applications, including multicomponent trace gas detection, optical coherence tomography, and multispectral imaging. Many technical schemes focus on producing ultrashort optical pulses with a broad bandwidth, for instance, via laser mode locking, supercontinuum generation, or differential frequency generation. In contrast, femtosecond OPOs, which use nonlinear media as the gain materials, have inherent advantages in wavelength tuning and

conversion efficiency. Moreover, extremely wide gain bandwidth of a nonlinear gain medium can be achieved through artificial tailoring with phase-matching techniques; therefore, femtosecond OPOs exhibit significant potential for generating ultrashort optical pulses with a broad bandwidth.

However, a femtosecond OPO is usually pumped by an ultrashort pulse train. To achieve an efficient parametric transfer in an OPO, the duration of the oscillating OPO pulses should be similar to that of the pump pulses. Indeed, in a synchronously pumped OPO, the duration of the pump pulse imposes a lower limit on the pulse width of the oscillating signal wave. Therefore, in traditional femtosecond OPOs, a pump source with very short pulse width is required for generating signal pulses with a broad bandwidth. The possibility of generating optical pulses with considerably wider bandwidths than the pump bandwidth in femtosecond OPOs is quite intriguing.

Progress Intracavity spectral combinations can be used to enhance the instantaneous bandwidth of the output idler light in synchronous-pumped OPOs. Idler light with an instantaneous bandwidth that is significantly larger than that of the pump bandwidth can potentially be obtained using a nonlinear crystal with a wide phase-matching bandwidth and by implementing a multichannel configuration (Fig. 1). This scheme transforms conventional synchronously pumped OPOs into devices capable of generating idler light with a very broad instantaneous bandwidth.

Chirped-pulse optical parametric oscillators (CPOPOs) allow the generation of ultrashort optical pulses with an instantaneous bandwidth that is considerably wider than the pump bandwidth. Chirped-pulse formation can be achieved by inserting a material with a large nonlinear index coefficient into an OPO cavity or using an aperiodic QPM crystal. By properly managing the pulse dynamics by optimizing the intracavity dispersion and spectral broadening, optical pulses with an octave-spanning instantaneous bandwidth can be obtained.

Moreover, spectral broadening in CPOPOs can be enhanced to generate spectrum with an instantaneous bandwidth significantly wider than the parametric gain bandwidth of nonlinear crystals. Our study shows that a relatively high residual second-order-dispersion inside the OPO cavity is required for achieving the maximum signal bandwidth that exceeds the parametric gain bandwidth from a CPOPO (Figs. 2 and 3). In addition, the parametric d_{eff}^2/n_2 of nonlinear crystals (n_2 and d_{eff} are the nonlinear refractive index and effective second-order nonlinear coefficient of the crystals, respectively) will play an important role in determining the amount of spectral broadening that can be achieved (Fig. 4). We demonstrated a CPOPO system that generated optical pulses with a bandwidth that was approximately 12 times of the gain bandwidth of the nonlinear gain medium (Fig. 5).

Pulse-compression in cavity length-detuned OPOs can be used to generate high-quality, soliton-like optical pulses with a considerably shorter duration than the pump pulse duration. This can be achieved in a femtosecond OPO via positive cavity-length detuning (Fig. 6). At a relatively high pump rate, the resonating signal wave can evolve into multiple pulses. However, we show that single-pulse operations can be recovered by simply increasing the level of cavity-length detuning.

Conclusions and Prospects In this article, we review recent progress on the generation of optical pulses with very broad bandwidths from femtosecond OPOs. We summarize the progress of our work performed at the Huazhong University of Science and Technology. Furthermore, we show that spectral broadening in OPOs can be achieved via intracavity spectral beam combination, by configuring a chirped pulsed OPO, or by simply detuning the cavity length. Ultrashort optical pulses with a broad instantaneous bandwidth may be beneficial for many applications, including optical coherence tomography, ultrashort pulse synthesis, and spectroscopy.

Key words nonlinear optics; femtosecond optical parametric oscillator; spectral beam combining; chirped pulse; spectral broadening; pulse-compression