

引用格式: YANG Yudong, WEI Zhiyi. Sub-cycle Laser Field Shaping (Invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(1): 0151109

杨煜东,魏志义. 亚周期激光脉冲光场整形研究(特邀)[J]. 光子学报,2022,51(1):0151109

亚周期激光脉冲光场整形研究(特邀)

杨煜东¹,魏志义^{1,2}

(1 松山湖材料实验室,广东 东莞 523808)

(2 中国科学院物理研究所,北京 100190)

摘 要:超快激光脉冲整形技术是基础研究和应用研究中广泛使用的重要实验手段,将其升级为亚周期激光脉冲光场整形技术是当今超快激光研究最前沿的重要课题之一。亚周期光场整形技术意味着对激光脉冲的完全控制,也标志着通过任意波形光场直接操控强场物理过程成为可能。亚周期光场整形技术的实现与亚周期光脉冲的产生建立在同样的技术基础之上,即超宽带光谱的产生与精确控制。实验上,用于产生亚周期光脉冲的光场相干合成技术同时也是亚周期激光脉冲光场整形有效且几乎唯一的实现手段。本文将综述介绍亚周期激光脉冲光场整形的研究进展,主要描述亚周期光场整形的技术基础、光场相干合成光源的实验结果及其在强场物理实验中的应用。

关键词:超快光学;光场调控;亚周期脉冲;光场相干合成;高次谐波产生

中图分类号:O437.4

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20225101.0151109

0 引言

超短激光脉冲是以极高时间分辨率研究物质中超快动力学过程的强有力工具。随着激光脉冲在基础研究和应用研究中得到广泛的应用,不同实验对激光脉冲提出了不同的功能需求。激光脉冲整形泛指对激光脉冲进行振幅、相位或偏振的调制,从而产生具有不同形状的激光脉冲,以实现不同的功能。另一方面,对技术进步的纯粹追求和对研究更快动力学过程的应用需求共同驱动着脉冲激光技术的发展,最短激光脉冲的记录被不断刷新,并借助掺钛蓝宝石激光器^[1-2]获得了脉宽 5 fs^[3]左右的少周期激光脉冲。当脉宽趋近载波的振荡周期,激光脉冲呈现出了与较长的多周期脉冲不同的特性。最直观的区别之一是,即使对于两个包络相同的近周期脉冲,其实际的光电场波形也可能大相径庭。因而,为了完全掌握近周期激光脉冲的特性,其光电场也应当受到控制。另一方面,实现任意控制激光脉冲光电场形状,标志着从激光脉冲整形技术到激光脉冲光场整形技术的重大跨越,从本源上丰富了操控光与物质相互作用的手段。

初步的光场整形可以通过控制光脉冲包络与脉冲载波的相位差,即激光脉冲的载波包络相位^[4](Carrier Envelope Phase, CEP)实现,并且这就已经足够显著改变光与物质相互作用的结果。常用于产生极紫外或更短波长的阿秒相干辐射^[5-7]的高次谐波产生(High Harmonic Generation, HHG)是典型的极端非线性光学过程,其过程受到光电场形状的直接影响。在目前应用最多的、作用机理最清晰的气体高次谐波产生中,强激光场首先使气体原子发生隧穿电离,后续的光电场驱动已跃迁至连续态的光电子作加速运动。当光电子被释放到激光场中的相位恰当时,光电子会在振荡的光场的作用下最终与母体离子复合,而从振荡光场中获得的能量则以极紫外或更高能量光子的形式释放。在此过程中,光电场的形状决定着光电子的电离相位、在电场中的运动轨迹以及最后的复合相位,进而影响所产生的高次谐波辐射。驱动 HHG 的少周期脉冲的具体光电场形状将决定所产生的阿秒脉冲数目。只有 CEP 恰当时,阿秒脉冲的数目才被限制为一个,也

基金项目:国家自然科学基金重大研究计划(No. 91850209)

第一作者(通讯作者):杨煜东(1985—),男,博士,主要研究方向为超快激光与阿秒光学。Email: yangyudong@sslabor.org.cn

通讯作者:魏志义(1963—),男,研究员,博士,主要研究方向为超快超强激光技术与应用。Email: zywei@iphy.ac.cn

收稿日期:2021-12-27;录用日期:2022-01-14

<http://www.photon.ac.cn>

即具有重要实验意义的孤立阿秒脉冲。而结合对周期量级光脉冲光谱相位的控制,可进一步提升光场整形能力,譬如使光电场波形偏离正弦振荡模式。光场整形技术的目标是将射频波段上对电场的控制能力扩展到光频波段,实现对光电场形状的任意直接控制,促进诸如“波形非线性光学”^[8]、“光波电子学”等专注于研究任意波形光电场与物质相互作用的新兴学科的发展。

借助光场整形技术定制任意光电场波形,可以让人们对光与物质相互作用的控制进入全新的阶段。对于阿秒脉冲产生,任意定制光电场波形的能力可用于构造具有“最优”波形^[9-11]的光电场,以取得更高的高次谐波光通量或更高的截止区光子能量。同时,周期量级光脉冲的任意波形光电场可用于驱动具有更高调谐灵活性的阿秒光源^[12],丰富单一阿秒光源所覆盖的实验种类,增加阿秒光源的可用性。实现光电场波形的任意定制也将有利于激光尾场电子加速方面的研究^[13-15]。类比高次谐波的情况,亚周期光场整形技术有望提供专门为激光尾场电子加速优化的“完美”波形。与此同时,亚周期光脉冲可将原子、分子以及纳米金属结构的电离过程局限到亚飞秒时间尺度,并运用任意光电场控制电离过程,以前所未有的时间精度激发价带电子波包^[16-17]或者纳米尺度的空间精度产生阿秒电子波包^[18-20]。

实现亚周期光场整形与定制任意光电场波形,均建立在产生超宽带光谱并对光谱相位进行精确控制的基础之上。根据傅里叶变换原理,具有超宽带光谱的脉冲可以被压缩成持续时间极短的脉冲。因而,亚周期光场整形的实现最终可以归结为周期量级光脉冲、甚至更短的亚周期光脉冲的产生。事实上,通过单一光源产生支持亚周期光脉冲的超宽带光谱在技术上近乎不可行。因而,将多个中心波长不同的少周期超短脉冲进行合并,进而实现产生支持亚周期光脉冲的超宽带光谱光场相干合成技术得到了人们的青睐^[21]。在实验上,通过光场相干合成获得亚周期光脉冲,实现亚周期光场整形,仍有复杂艰巨的技术挑战,本文将综述介绍实现亚周期光场整形的研究进展。

1 亚周期时间尺度上的光场整形

1.1 光场相位控制技术

对光场相位的完全控制在实现亚周期光场整形中至关重要。由于亚周期光场整形的实现建立在周期量级光脉冲的基础上,因而所需精确控制的相位与实现周期量级光脉冲是一样的,分别是载波包络相位、光谱相位和合成脉冲之间的相对相位。

周期量级光脉冲与较长脉冲最大的区别之一是CEP会显著影响周期量级脉冲的光电场^[4]。图1中,CEP=0时,载波为蓝色实线,CEP= $\pi/2$ 时,载波为橙色虚线。当激光脉冲如图1(a)所示脉宽较长时,不同CEP情况下的激光脉冲光电场十分相似,CEP并不会显著改变光场的形状。随着激光脉冲的缩短,CEP对电场的影响逐渐显现。在激光脉宽如图1(b)所示为两个光场振荡周期的情况下,可以观察到电场形状随着CEP改变而出现明显的变化。而当激光脉冲缩短至仅有一个光场振荡周期时,图1(c)所示的光电场形状因CEP改变 $\pi/2$ 而出现的变化更加剧烈。可以预期,这两个具有完全不同电场的光脉冲在与物质相互作用时,其相互作用过程将出现巨大的差异。因而,为了在应用周期量级光脉冲时获得稳定可控的实验结果,其CEP应当被锁定。

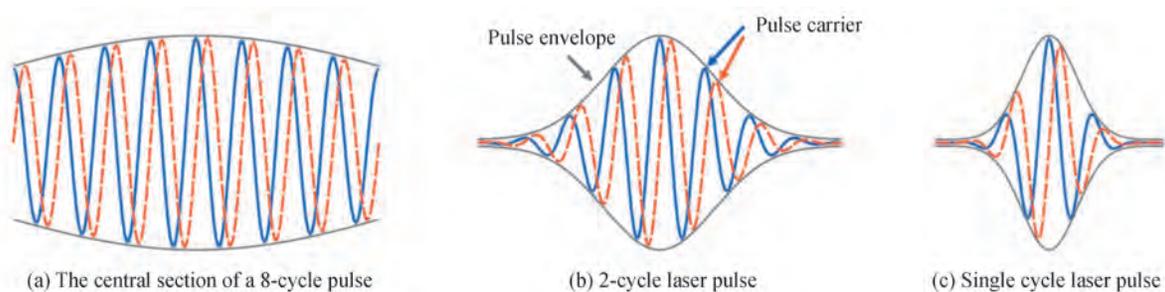


图1 载波包络相位对于光电场形状的影响
Fig.1 The effect of CEP on the shape of laser field

CEP锁定技术是周期量级光脉冲应用的关键,可以分为主动锁定技术和被动锁定技术^[21]。CEP主动锁定技术需要测量激光脉冲CEP的演化,并据此进行主动反馈以锁定CEP。对于激光振荡器,相邻脉冲之间的CEP改变量 $\Delta\varphi$ 等于 $2\pi \cdot \nu_{\text{CEO}}/\nu_r$ (ν_r 是重复频率, ν_{CEO} 是载波包络频率(Carrier Envelop Offset, CEO))。一般来说, ν_{CEO} 随时间随机变化,因而激光脉冲CEP的演化也是随机的。需要获得稳定CEP输出时,人们根据利用 $f-2f$ 干涉法测量得到的 ν_{CEO} ,对激光谐振腔内的群速度色散进行调节,将 ν_{CEO} 锁定在某个固定频率上。调节激光谐振腔内群速度色散的常用方法则是使用声光调制器(Acoustic Optical Modulator, AOM)控制腔内的泵浦功率。同时,不将信号反馈到激光振荡器也可实现CEP的主动锁定^[22]。前向(Feedforward)CEP锁定方法根据测量得到的 ν_{CEO} 驱动声光频移器(Acoustic-Optic Frequency Shifter, AOFS),让光束在通过时发生频移。在声光频移器中,由于光子与声子的相互作用,光子将出现大小等于声子频率的频移。因此,当声子频率为 ν_{CEO} 时,负一级衍射光发生频移为 $-\nu_{\text{CEO}}$,激光脉冲CEP将被锁定为0。由于前向CEP锁定方法对激光器构造没有特殊要求,不需要预先在激光谐振腔内放置反馈元件,因而可以更方便地搭建CEP稳定的激光系统。同理,由于激光谐振腔没有反馈元件,使用前向CEP锁定方法的系统运行更加稳定。但是,即使通过激光振荡器获得CEP稳定的激光脉冲,后续的脉冲放大过程中仍会降低CEP的稳定性。为了减少或抵消激光放大器对脉冲CEP的影响,需要借助 $f-2f$ 干涉法测量放大后激光脉冲的CEP抖动,并反馈到放大器的相应元件以降低CEP抖动。反馈消除放大脉冲CEP抖动的方法一般是改变激光放大器内的脉冲展宽器光栅之间的距离。

与CEP主动锁定技术不同,CEP被动锁定技术并不借助外部反馈环路,而是利用非线性光学过程中各个波长光场的相位关系^[23]的全光学方法。在光参量放大(Optical Parametric Amplification, OPA)/差频产生(Different Frequency Generation, DFG)中,信号光与泵浦光之间的CEP之差将反映在闲频光的CEP上。当信号光与泵浦光具有相等的CEP噪声,例如脉冲内差频产生或者两个脉冲来自同一光源,两者间的CEP之差恒定,那么OPA将输出CEP稳定的闲频光。考虑到OPA的特性,CEP被动锁定技术使得在更多的中心波长上获得CEP稳定脉冲成为可能,同时由于利用了非线性光学过程的内禀特性,系统运行更加稳定。得益于这些特点,CEP被动锁定技术在应用上越来越受到重视。

对激光脉冲的群速度色散进行管理,移除光谱相位的高阶项,将脉冲压缩至逼近傅里叶变换极限是超快激光脉冲应用的另一关键。前面提到,若是要生成支持周期量级光脉冲的超宽带光谱,往往需要相干合成多个中心波长不同的少周期超短脉冲。同时由于光学器件的带宽限制,直接对如此超宽带光谱进行群速度色散补偿实验上几乎不可能,因而更可行的方法是先行对各少周期脉冲分别压缩。少周期光脉冲的压缩与几十飞秒以上长脉冲的压缩并无原理上的区别,但考虑到少周期脉冲的较大带宽,采用的光学元件都应当有足够的通过带宽,避免成为带宽瓶颈。因而,少周期脉冲压缩一般采用啁啾色散补偿镜以及声光可编程色散滤波器(Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter, AOPDF)。最后,将多个少周期超短脉冲进行相干合成,脉冲之间的相对相位需要得到精确控制,以保证稳定光场输出以及对光场的亚周期调控。少周期脉冲之间的相位抖动可以通过简单的光谱干涉法进行监测,并以此作为反馈信号,稳定脉冲之间的相对相位。

1.2 激光脉冲光电场表征方法

超快激光脉冲的表征对于超快激光脉冲的产生和应用非常重要,广泛使用的超快激光脉冲表征方法有频率分辨光学选通技术(Frequency-Resolved Optical Gating, FROG)^[24-39]、光谱相位相干直接电场重构法(Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction, SPIDER)^[26]等。这些方法均是十分成熟且重要的实验技术,但是面对少周期脉冲表征,它们都遇到了或多或少的困难。同时,这些方法测量的是脉冲的包络而非光电场,因而无法提供CEP的信息。为了获取光场波形亚周期时间尺度的信息,必须发展可直接测量光电场的方法。

电光采样方法常用在太赫兹和远红外波段直接测量电场^[27],但是由于采样脉冲必须短于半个待测量电场振荡周期,传统的电光采样只适用于波长大于 $2.2 \mu\text{m}$ 的波段。为了使电光采样可用于更短波长脉冲的测量,KEIBER S等^[28]改进了电光采样方法,将其适用的最短波长拓展到 $1.2 \mu\text{m}$ 。这个改进对于近红外波段脉冲光场的直接测量有着重要的意义。对于中心波长更短的脉冲,人们也发展出光电场测量方法,但它们相

对更加复杂,几乎都涉及气体高次谐波产生过程。

首先,当极紫外脉冲作用到惰性气体上,惰性气体将发生电离并生成能量分布与极紫外脉冲相同的电子脉冲。如果在电子脉冲生成过程中叠加一个激光脉冲,那么电子脉冲的动量分布将被激光电场所调制,调制量则随极紫外脉冲和激光脉冲之间的延时变化。不同延时下电子能谱构成如图2所示的二维电子能谱包含了阿秒脉冲和激光脉冲的全部信息。目前最常用的阿秒脉冲表征方法——基于频率分辨光学开关的完整重构法(Frequency-Resolved Optical Gating for Complete Reconstruction of Attosecond Bursts, FROG-CRAB)^[29]正是通过相位反演算法从该二维电子能谱中提取相关信息,实现阿秒脉冲以及激光脉冲的表征。另外,若仅需激光电场的信息,则无需借助比较费时的相位反演算法,而是利用二维能谱中电子能谱的几何中心随延时的变化与激光电场的矢量势有关,通过对矢量势微分完成光电场表征^[30]。

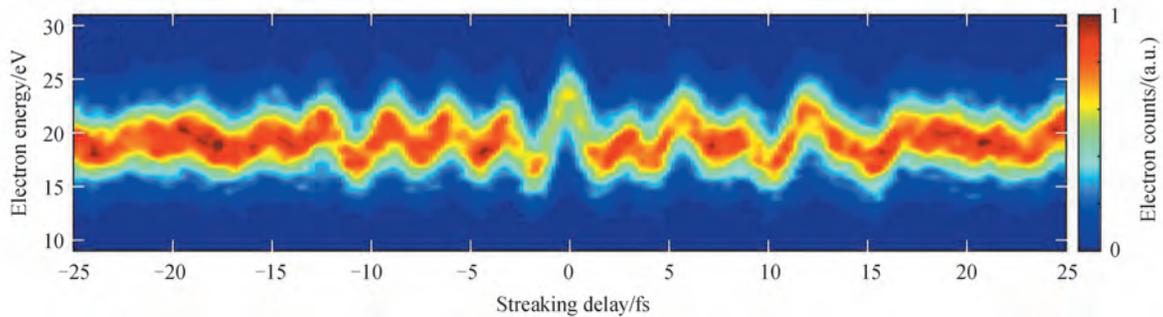


图2 使用FROG-CRAB测量脉冲光电场时获得的二维光电子能谱图^[39]
Fig.2 2-D photoelectron spectrogram obtained with FROG-CRAB^[39]

FROG-CRAB方法中,阿秒脉冲的产生与表征是两个独立的过程,发生在不同的气体靶处。有别于此,人们还发展出一些直接利用阿秒脉冲产生过程测量激光场的实验手段。当脉冲能量较低的待测量光脉冲与脉冲能量较高的高次谐波驱动光聚焦在同一个气体靶上,待测量脉冲将调制高次谐波产生过程,并且其性质将反映在所产生的高次谐波上。KIM K T等^[31]提出的拍赫兹光学示波器(Petahertz Optical Oscilloscope)方案中,两个激光脉冲非共线传播,待测量脉冲对高次谐波过程的影响反映在高次谐波的出射倾角上(图3)。改变两个脉冲之间的延时,根据高次谐波辐射的出射倾角变化则可推断出待测量脉冲的光场形状。另外,WYATT A S等^[32]提出阿秒分辨干涉电场取样法(Attosecond Resolved Interferometric Electric-field Sampling, ARIES)考察高次谐波的截止区光子能量。在ARIES方案中,两束光共线传播,高次谐波截止区光子能量为待测量脉冲所调制。扫描两个脉冲之间的延时,便可根据截止区光子能量随延时的变化(图4),直接推断出待测量脉冲的光电场。值得一提的是,上述基于高次谐波产生的光电场直接测量方法均不受传统意义上的非线性光学带宽限制。

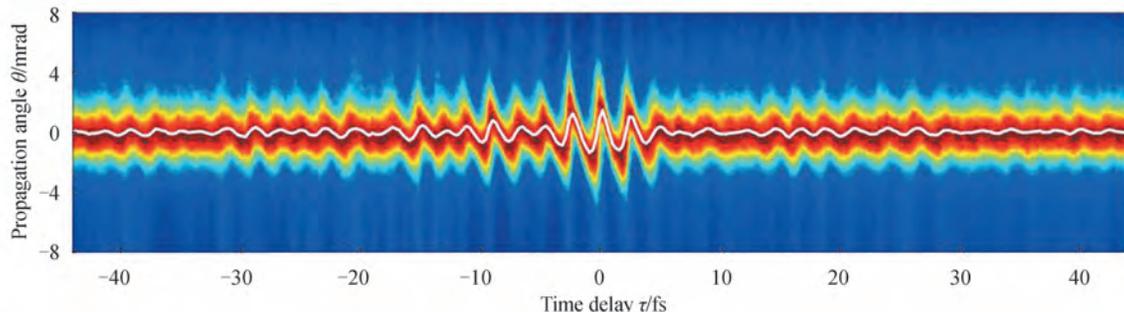


图3 利用拍赫兹光学示波器方法测量脉冲光电场时获得的二维角分布图,白线标出了高次谐波辐射的中心出射角^[31]
Fig.3 HHG beam tilt angle distribution obtained with petahertz optical oscilloscope. The center of HHG tilt angle is marked with white line^[31]

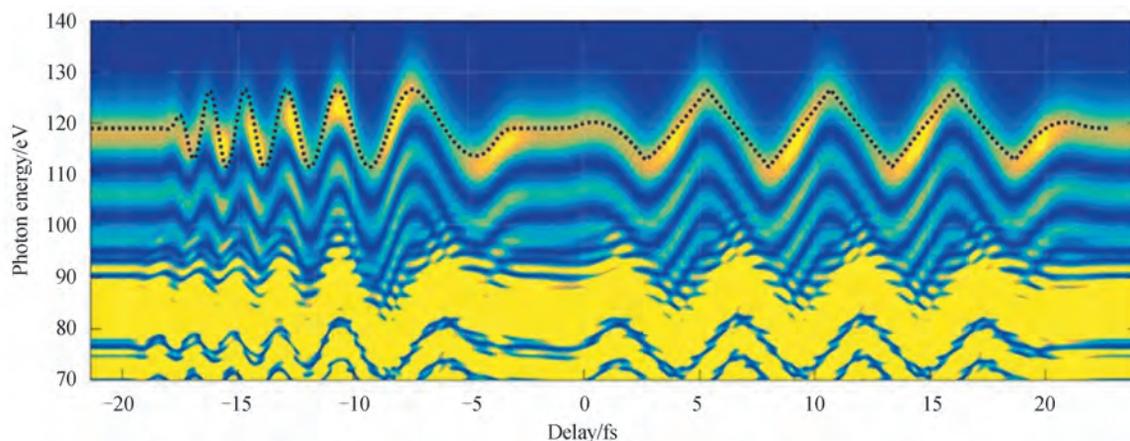


图4 利用 ARIES 测量脉冲光电场时获得的二维光谱图,虚线标出了用以追踪光电场的截止区光子能量^[32]
 Fig.4 HHG spectrogram obtained with ARIES. The cut-off photon energy is marked with dashed line^[32]

1.3 亚周期光场整形研究成果及应用

如前文所述,亚周期光场整形的实现依赖于周期量级光脉冲、甚至更短的亚周期光脉冲的产生,而可用于强场物理实验的周期量级脉冲更是集中吸引了人们的兴趣。因而,下文将介绍通过光场相干合成产生周期量级光脉冲和实现亚周期时间尺度内光场整形的成果。

WIRTH A 等^[33]报道了具有代表性的通过光场相干合成技术获得亚周期光脉冲的工作。实验上,他们将掺钛蓝宝石激光放大器输出的脉宽 25 fs、中心波长 780 nm 的脉冲聚焦到空芯光纤内。激光脉冲的光谱在空芯光纤中得到展宽,最终覆盖了从 260 到 1 100 nm 的光谱范围。接着,预先产生的超宽带光谱被分割为若干个相对窄带的子光谱分别进行压缩,其中各个子光谱分别覆盖 700~1 100 nm(近红外)、500~700 nm(可见)和 350~500 nm(可见-紫外)。最后,各个子脉冲合成为一个脉宽为 2.1 fs 的亚周期光脉冲,并且通过控制各个脉冲之间的延时,可实现对光电场形状的直接控制,见图 5。

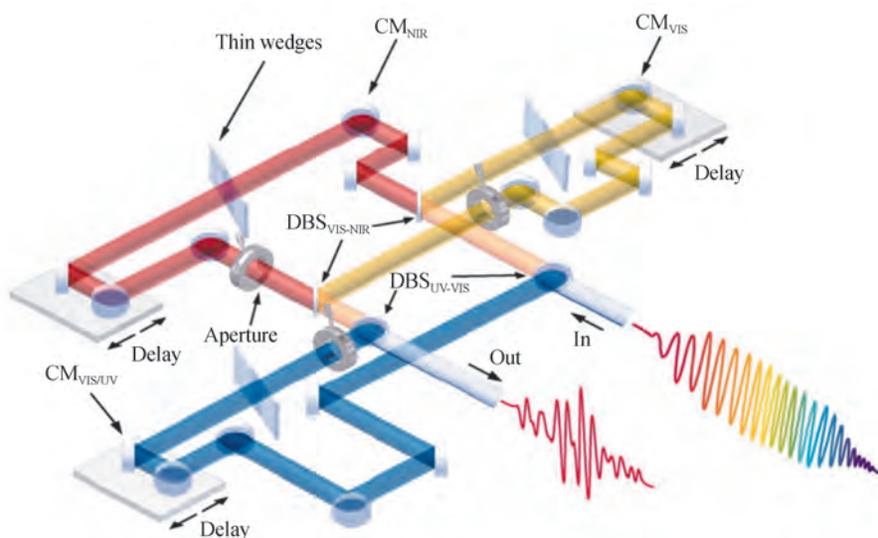


图5 基于空芯光纤的光场相干合成光源^[33]
 Fig.5 Optical waveform synthesizer based on hollow core fiber compressor^[33]

光参量(啁啾脉冲)放大技术(Optical Parametric (Chirped Pulse) Amplification, OP(CP)A)^[34-35]由于具有光谱可调谐范围广、单程增益高、无热沉积等特点,将其应用到光场相干合成中,可赋予光场相干合成更高的波长选择灵活性、更高的脉冲能量和平均功率。OP(CP)A 中的信号光与闲频光具有天然的时间同步性,可以相对简单地合并而获得宽带的谱。LIANG H 等^[36]基于 2.1 μm 光源搭建了一个中红外 OPA(图 6)以输出 2.5~4.4 μm 的信号光和 4.4~9.0 μm 的闲频光。由于作为泵浦源的 2.1 μm 光源具有稳定的 CEP,

于是中红外 OPA 的泵浦光和信号光均具有稳定的 CEP。将信号光和闲频光合并,可以获得脉宽为 12.4 fs 的亚周期光脉冲,对应了 4.2 μm 中心波长光学周期的 88%。XUE B 等^[37]则是把泵浦光也加入到相干合成之中,实验光路如图 7 所示。由于使用 10 Hz 激光系统,脉冲能量可以做到较高,其中 800 nm 的泵浦光 20.3 mJ, 1 350 nm 的信号光 4.3 mJ 和 2 050 nm 的闲频光 1.6 mJ。最终,三束光合成的光谱对应的傅里叶变换极限脉冲仅有 0.32 个 800 nm 载波周期,而运用合成脉冲成功地产生了连续极紫外光谱也从侧面反映了合成脉冲具有亚周期特性。

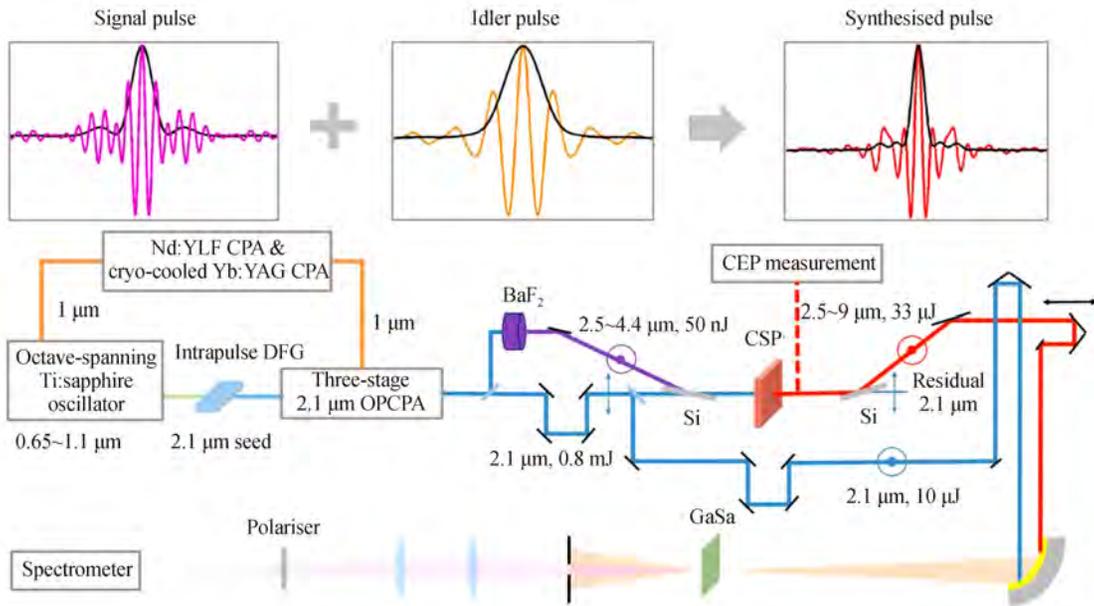


图 6 基于同一 OPA 信号光和闲频光的光场相干合成光源^[36]

Fig.6 Optical waveform synthesizer with signal beam and idler beam from a single OPA^[36]

与前述情况中采用信号光与闲频光进行相干合成不同,将多个覆盖不同光谱范围的 OP(CP)A 作为相干合成光源的子光源,可更充分发挥 OP(CP)A 的优势,使光场相干合成光源具有更高的灵活性、更高的脉冲能量和平均功率。MANZONI C 等^[39]搭建了一套由两个不同 OPA 构成的光场相干合成光源,此工作的重点在于验证使用 OPA 构建相干合成光源的可行性,所使用的 OPA 脉冲能量较低,尚未能满足强场物理实验应用的需求。

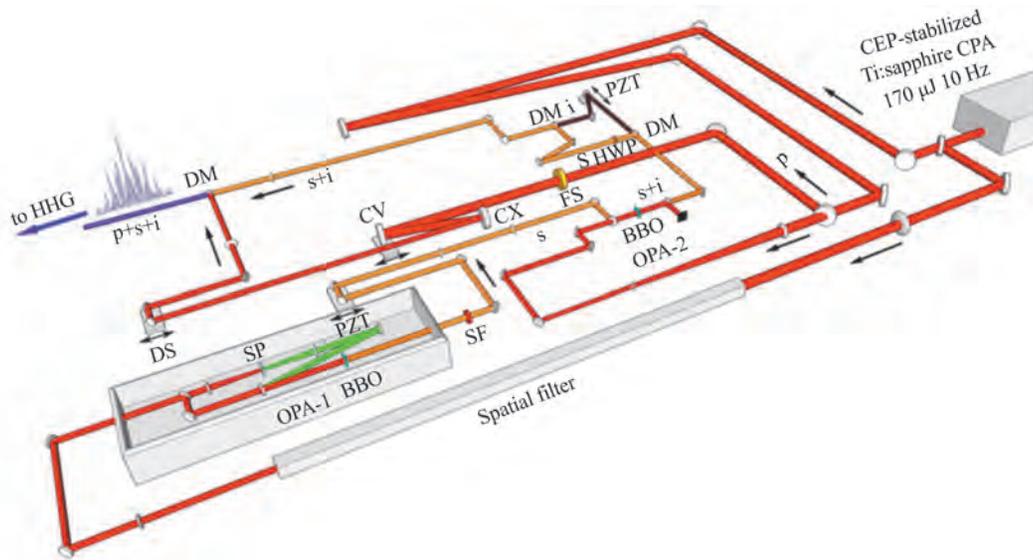


图 7 基于同一 OPA 信号光、闲频光以及泵浦光的光场相干合成光源^[38]

Fig.7 Optical waveform synthesizer with signal beam, idler beam and pump beam from a single OPA^[38]

产生满足强场物理实验应用需求的毫焦周期量级脉冲,要求多级OPA对脉冲进行充分地放大。于是,ROSSI G M及杨煜东等^[40]搭建了一套由两个多级OPA构成的相干合成光源,如图8所示。液氮冷却的掺钛蓝宝石激光放大器泵浦两个分别覆盖0.65~1 μm和1.2~2.2 μm的OPA。这两个OPA系统均包含3级放大,最终输出脉冲能量分别为150 μJ和600 μJ,脉宽则是6.0fs和7.9 fs,均接近各自的傅里叶变换极限。将两路光相干合束后,可获得脉宽为3.5 fs的脉冲,对应了0.6个1.6 μm波长的光学周期,产生了满足强场物理实验应用需求的毫焦量级亚周期光脉冲。同时,他们运用该脉冲直接产生了孤立阿秒脉冲^[12],验证了相干合成脉冲的亚周期脉宽以及用于强场物理实验的可行性。

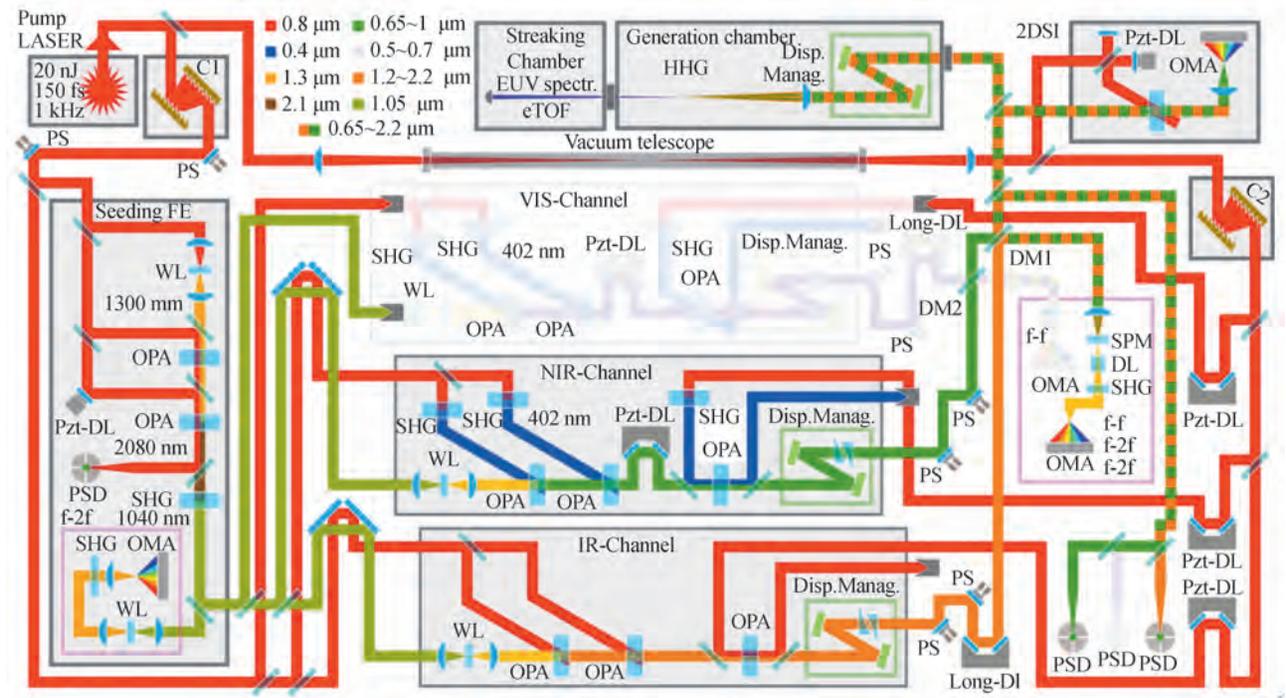
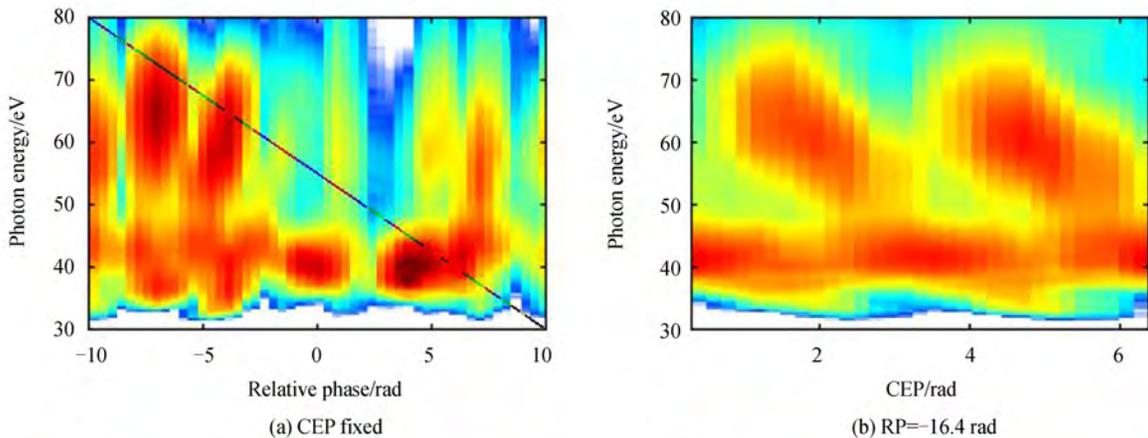


图8 由多个独立OPA组成的光场相干合成光源^[40]

Fig.8 Optical waveform synthesizer consists of several OPAs^[40]

前面介绍了产生亚周期光脉冲和实现亚周期光场整形的光源,接下来简要地介绍通过光电场实现直接控制强场物理过程的成果。杨煜东等^[12]通过对相干合成参数的控制,调控相干合成光源输出的光电场波形,进而实现了阿秒脉冲的可调谐产生,演示了利用光电场对强场物理过程的直接调控。如图9所示,在锁定合成脉冲CEP的情况下,高次谐波光谱随各个合成子脉冲之间相对相位发生显著变化。同时,CEP对高次谐波光谱的影响表现出与相对相位不同的特性,并且在不同相对相位设定下,高次谐波光谱随CEP的变化亦呈现出非常不同的趋势,意味着借助相干合成参数的配合使用,可利用光场形状对强场物理过程进行



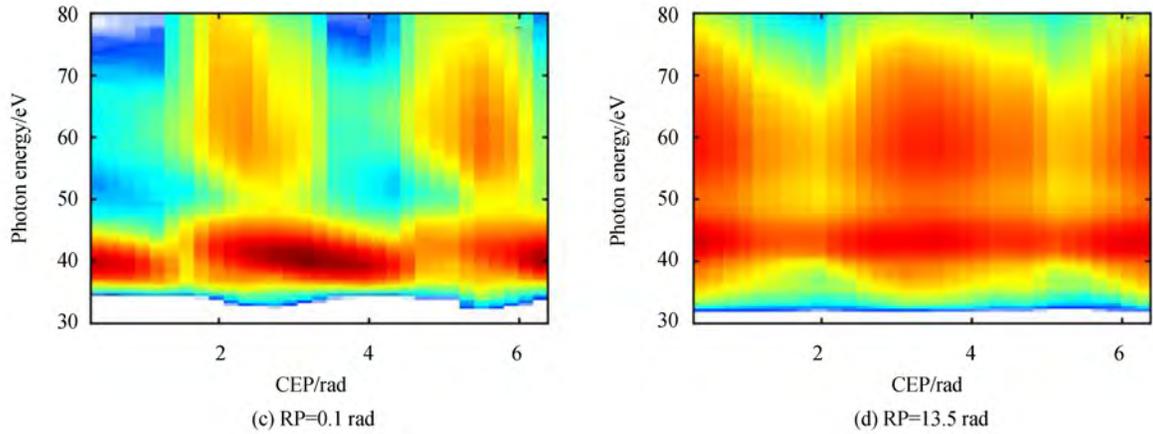


图9 高次谐波光谱随相干合成参数的变化情况^[12]
Fig.9 HHG spectrum evolution with varying synthesis parameters^[12]

丰富多样的控制。

光电场中的自由电子经典轨道数值模拟有助于我们更好理解光电场形状是如何控制高次谐波产生过程的。首先,图10所示的光电场均明显地偏离正弦振荡,并且都可用于直接产生孤立阿秒脉冲。左边的光电场在 -2 fs处达到最大值,足以使相当部分的原子发生电离,但是紧接着的极大值强度较低,无法赋予电子很多的动能。对于居中的电场,1fs处的电场强度较高,足以充分加速电子并产生能量更高的光子。而更值得注意的是,有别于左边电场存在一个显著高于其他电场极值的峰(-2 fs),居中的光电场在时间零点附近存在两个大小接近的峰值(-1 fs和 1 fs),这通常意味着两个阿秒脉冲。然而,由于后续的半个振荡周期($2\sim 6$ fs)的电场强度较低,1 fs附近产生的电子未得到充分加速。同时,这半个振荡的等效周期太长,降低了电子与母体离子复合的几率。这些因素共同抑制了第二个阿秒脉冲的出现,保证了最终获得的仍是孤立阿秒脉冲。同理,根据右边的电场形状,可以推断出它产生的阿秒脉冲具备介于前面两种情况之间的参数。

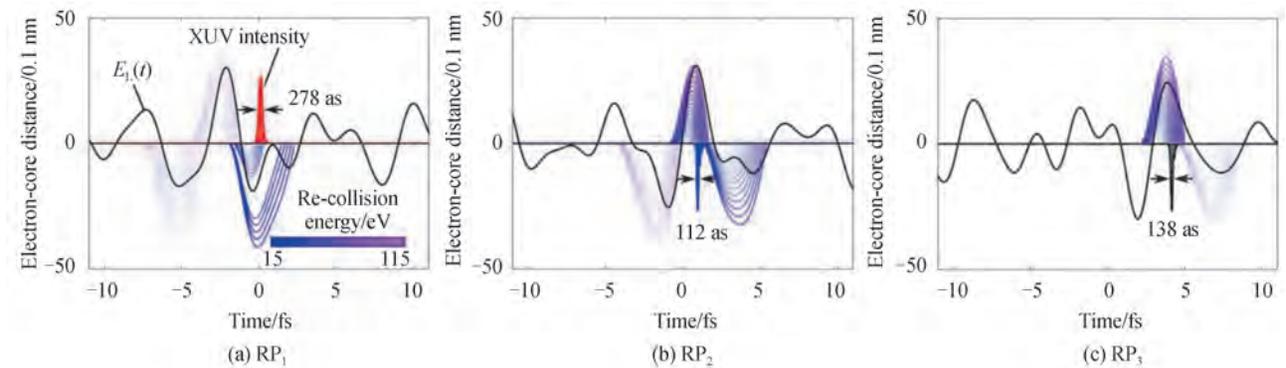


图10 相干合成光场驱动阿秒脉冲产生的数值模拟^[12]
Fig.10 Simulation of attosecond pulse generation with synthesized optical fields^[12]

2 总结与展望

对物质中的超快动力学和瞬态物理现象的研究,是当今前沿科学研究的主要课题之一,而通过任意波形光场直接控制强场物理过程则是该研究领域的一个重要发展目标。借助将多个不同中心波长的少周期超短脉冲合并的光场相干合成技术,人们已经在亚周期激光脉冲光场整形的研究上取得了一些重要进展,并且开始了利用光场直接控制强场物理过程的初步探索。同时不难发现,目前亚周期激光脉冲光场整形的研究整体尚处于发展早期阶段,仍有巨大的发展空间。近年来,随着光源技术研究的发展,具有更优性能(如高脉冲能量、高平均功率)的少周期脉冲光源不断出现。可以预见,少周期脉冲光源的发展将促使亚周期激光脉冲光场整形技术在不久的将来出现长足的发展。

参考文献

- [1] MOULTON P F. Spectroscopic and laser characteristics of Ti: Al₂O₃[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1986, 3(1):125-133.
- [2] ALBERS P, STARK E, HUBER G. Continuous-wave laser operation and quantum efficiency of titanium-doped sapphire [J]. Journal of the Optical Society of America B, 1986, 3(1):134-139.
- [3] 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.
- [4] BRABEC T, KRAUSZ F. Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics[J]. Reviews of Modern Physics, 2000, 72(2):545.
- [5] KUCHIEV M Y. Atomic antenna[J]. Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 1987, 45:404.
- [6] CORKUM P B. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization[J]. Physical Review Letters, 1993, 71(13): 1994.
- [7] SCHAFER K J, YANG B, DIMAURO L F, et al. Above threshold ionization beyond the high harmonic cutoff[J]. Physical Review Letters, 1993, 70(11):1599.
- [8] KRAUSZ F, IVANOV M. Attosecond physics[J]. Reviews of Modern Physics, 2009, 81(1):163.
- [9] CHIPPERFIELD L E, ROBINSON J S, TISCH J W, et al. Ideal waveform to generate the maximum possible electron recollision energy for any given oscillation period[J]. Physical Review Letters, 2009, 102(6):063003.
- [10] JIN C, WANG G, WEI H, et al. Waveforms for optimal sub-keV high-order harmonics with synthesized two-or three-colour laser fields[J]. Nature Communications, 2014, 5(1):1-6.
- [11] HAESSLER S, BALČIUNAS T, FAN G, et al. Optimization of quantum trajectories driven by strong-field waveforms [J]. Physical Review X, 2014, 4(2):021028.
- [12] YANG Y, MAINZ R E, ROSSI G M, et al. Strong-field coherent control of isolated attosecond pulse generation[J]. Nature Communications, 2021, 12, 6641.
- [13] MANGLES S P, MURPHY C D, NAJMUDIN Z, et al. Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser-plasma interactions[J]. Nature, 2004, 431(7008):535-538.
- [14] GEDDES C G, TOTH C, TILBORG J VAN, et al. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding[J]. Nature, 2004, 431(7008):538-541.
- [15] FAURE J, GLINEC Y, PUKHOV A, et al. A laser - plasma accelerator producing monoenergetic electron beams[J]. Nature, 2004, 431(7008):541-544.
- [16] KLING M F, SIEDSCHLAG C, VERHOEF A J, et al. Control of electron localization in molecular dissociation[J]. Science, 2006, 312(5771):246-248.
- [17] REMACLE F, NEST M, LEVINE R D. Laser steered ultrafast quantum dynamics of electrons in LiH[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(18):183902.
- [18] KRÜGER M, SCHENK M, HOMMELHOFF P. Attosecond control of electrons emitted from a nanoscale metal tip[J]. Nature, 2011, 475(7354):78-81.
- [19] HERINK G, SOLLI DR, GULDE M, et al. Field-driven photoemission from nanostructures quenches the quiver motion [J]. Nature, 2012, 483(7388):190-193.
- [20] PIGLOSIEWICZ B, SCHMIDT S, PARK D J, et al. Carrier-envelope phase effects on the strong-field photoemission of electrons from metallic nanostructures[J]. Nature Photonics, 2014, 8(1):37-42.
- [21] MANZONI C, MÜCKE O D, CIRMI G, et al. Coherent pulse synthesis: towards sub-cycle optical waveforms[J]. Laser & Photonics Reviews, 2015, 9(2):129-171.
- [22] KOKE S, GREBING C, FREI H, et al. Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise[J]. Nature Photonics, 2010, 4(7):462-465.
- [23] BALTUŠKA A, FUJI T, KOBAYASHI T. Controlling the carrier-envelope phase of ultrashort light pulses with optical parametric amplifiers[J]. Physical Review Letters, 2002, 18;88(13):133901.
- [24] KANE D J, TREBINO R. Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1993, 29(2):571-579.
- [25] TREBINO R, DELONG K W, FITTINGHOFF D N, et al. Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating[J]. Review of Scientific Instruments. 1997, 68(9):3277-3295.
- [26] IACONIS C, WALMSLEY I A. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses[J]. Optics Letters, 1998, 23(10):792-794.
- [27] WU Q, ZHANG X C. Free-space electro-optic sampling of terahertz beams[J]. Applied Physics Letters, 1995, 67(24): 3523-3525.
- [28] KEIBER S, SEDERBERG S, SCHWARZ A, et al. Electro-optic sampling of near-infrared waveforms[J]. Nature Photonics, 2016, 10(3):159-162.

- [29] MAIRESSE Y, QUÉRÉ F. Frequency-resolved optical gating for complete reconstruction of attosecond bursts [J]. *Physical Review A*, 2005, 71(1):011401.
- [30] HASSAN M T, WIRTH A, GRGURAŠ I, et al. Invited article: attosecond photonics: synthesis and control of light transients[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83(11):111301.
- [31] KIM K T, ZHANG C, SHINER A D, et al. Petahertz optical oscilloscope[J]. *Nature Photonics*, 2013, 7(12):958-962.
- [32] WYATT A S, WITTING T, SCHIAVI A, et al. Attosecond sampling of arbitrary optical waveforms[J]. *Optica*, 2016, 3(3):303-310.
- [33] WIRTH A, HASSAN M T, GRGURAŠ I, et al. Synthesized light transients[J]. *Science*, 2011, 334(6053):195-200.
- [34] DUBIETIS A, BUTKUS R, PISKARSKAS A P. Trends in chirped pulse optical parametric amplification [J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2006, 12(2):163-172.
- [35] WITTE S, EIKEMA K S. Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2011, 18(1):296-307.
- [36] LIANG H, KROGEN P, WANG Z, et al. High-energy mid-infrared sub-cycle pulse synthesis from a parametric amplifier[J]. *Nature Communications*, 2017, 8(1):1-9.
- [37] XUE B, TAMARU Y, FU Y, et al. Fully stabilized multi-TW optical waveform synthesizer: Toward gigawatt isolated attosecond pulses[J]. *Science Advances*, 2020, 6(16):eaay2802.
- [38] XUE B, TAMARU Y, FU Y, et al. Fully stabilized multi-TW optical waveform synthesizer: Toward gigawatt isolated attosecond pulses[J]. *Science Advances*, 2020 Apr 1;6(16):eaay2802.
- [39] MANZONI C, HUANG S W, CIRMI G, et al. Coherent synthesis of ultra-broadband optical parametric amplifiers[J]. *Optics Letters*. 2012, 37(11):1880-1882.
- [40] ROSSI G M, MAINZ R E, YANG Y, et al. Sub-cycle millijoule-level parametric waveform synthesizer for attosecond science[J]. *Nature Photonics*, 2020, 14(10):629-635.

Sub-cycle Laser Field Shaping (Invited)

YANG Yudong¹, WEI Zhiyi^{1,2}

(1 *Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan, Guangdong 523808, China*)

(2 *Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China*)

Abstract: Ultrashort laser pulses are powerful and important tools for scientific researches in many areas in that they allow studying ultrafast dynamics in materials with extreme time resolution. Different experiments across different research fields ask for laser pulses with very different characteristics. Ultrafast laser pulse shaping, where the amplitude, phase or polarization of laser pulses are modulated to fulfill various requirements of different experiments, is widely used. On the other hand, the pure quest of the technology development and the desires for studying even faster dynamics in materials jointly motivate the development of ultrafast laser technology. The record of the shortest pulse duration was continuously renewed. Eventually, ultrafast lasers step into the few cycle regime thanks to the introduction of Ti:Sapphire lasers. When the pulse duration approaches the oscillation period of the laser carrier wave, the differences between few cycle pulses and longer pulses emerge. One of the most notable differences is that even for two few cycle pulses with identical envelopes, the electric fields underneath can be utterly different. Hence, full control over few cycle pulses requires direct control over the electric field, which implies the technological leap from laser pulse shaping to sub-cycle laser field shaping. Sub-cycle laser field shaping technology not only enables full control over laser pulses, but also makes possible direct manipulation of strong-field physics process via tailored optical waveforms, which fundamentally enhances the toolbox for controlling light and matter interaction. Preliminary laser field shaping can be achieved via the Carrier Envelope Phase (CEP) of laser pulses, which is sufficient to significantly affect the electric field and alter the outcomes of light and matter interactions. Therefore, CEP stabilization is crucial for laser field shaping. Currently, CEP locking methods can be categorized into active stabilization and passive stabilization. Active CEP stabilization requires feedback loops which lock the CEP mostly by tuning the inter-cavity group velocity dispersion. In contrast, the passive CEP stabilization exploits the phase relation between different beams in nonlinear optics process, where the idler beam of OPA/DFG is naturally CEP stabilized if the signal beam and the pump beam shares identical CEP fluctuation. Additionally, controlling

the spectral phase precisely further enhances the shaping capability that the electric field can be shaped to deviate notably from sinusoidal oscillation. Complete characterization of such few-cycle/single-cycle pulses is indispensable for utilizing them in experiments. Typical ultrashort pulse characterization methods measure the pulse envelopes but the exact shape of the electric fields. New methods which measure the electric field have to be developed. The field-sensitive methods are usually based on high harmonic generation, either by exploiting the process itself or by employing the XUV radiation from HHG. Laser field shaping targets extending the capability of direct electric field control in radio frequency to optical frequency. Customizing optical waveforms builds on the generation of extremely broadband spectrum and precise control of the spectral phase. Since laser pulses with broad bandwidth correspond to pulses which are temporally compressible to very short duration, sub-cycle laser field shaping and sub-cycle laser pulse generation share common technological ground. However, generating spectrum experimentally with bandwidth supporting sub-cycle laser pulses with a single light source is, if not impossible, extremely difficult. On the other hand, coherent combination, or synthesis, of several few-cycle pulses of different colors is the enabling technology for extremely broadband spectrum and intense sub-cycle laser pulses. Different approaches have been proposed along the development of optical waveform synthesis. The optical waveform synthesizer based on noble gas filled hollow-core fibers is one of the most successful attempts, which leads to fruitful results. However, the HCF approach has its own limits which are, e.g. the pulse energy and the bandwidth. To overcome such limits, OP (CP) As are introduced for the waveform synthesis. After conceptual demonstration with small OPAs, the signal beam, the idler beam and even the pump beam of more powerful OP(CP)As are employed for coherent synthesis, which takes advantage of the fact that the beams are inherently synchronized. The full potential of a parametric waveform synthesizer is however yet to explore. Hence, a waveform synthesizer consists of several different OP (CP) As was built, which outputs millijoule level sub-cycle pulses and the waveform can be varied by tuning the synthesis parameters. With the intense sub-cycle pulses, isolated attosecond pulses are directly generated without the assistance of additional gating methods. Moreover, tunable isolated attosecond pulses are conveniently delivered via varying the synthesis parameters. In the meantime, simulations are performed to illustrate the shaping of the generated attosecond pulses by tailored waveforms.

Key words: Ultrafast optics; Laser field manipulation; Sub-cycle laser pulses; Optical waveform synthesis; High harmonic generation

OCIS Codes: 320.5540; 320.7090; 320.7110