

# 强场亚周期光脉冲研究\*

杨煜东<sup>1,†</sup> 魏志义<sup>1,2,††</sup>

(1 松山湖材料实验室 东莞 523808)

(2 中国科学院物理研究所 北京 100190)

2021-11-02收到

† email: yangyudong@sslslab.org.cn

†† email: zywei@iphy.ac.cn

DOI: 10.7693/wl20211101

## Intense sub-cycle optical pulses

YANG Yu-Dong<sup>1,†</sup> WEI Zhi-Yi<sup>1,2,††</sup>

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

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

**摘要** 强场亚周期光脉冲的产生是未来激光光源发展所追求的先进内容之一，其不仅标志了超快激光技术的前进方向，并且将开启新型强场光与物质相互作用研究的大门。作为当前强场物理研究的一个重要课题——阿秒脉冲技术，强场亚周期光脉冲的出现将给它新的发展机遇。强场亚周期光脉冲不仅可以直接产生极紫外波段孤立阿秒脉冲，而且其光电场的可裁剪性能够用来优化阿秒脉冲的产生。然而，亚周期光脉冲对应的超宽带光谱，使强场亚周期光脉冲的产生面临很大的挑战性。将多个中心波长不同的少周期超短脉冲进行合并的光场相干合成技术是实现强场亚周期光脉冲的有效技术。文章将介绍亚周期光脉冲的研究进展，着重描述基于光场相干合成技术的强场亚周期光脉冲产生方法。

**关键词** 超快光学，强场激光，阿秒，光场相干合成

**Abstract** Intense sub-cycle optical pulse generation is one of the most sought-after advanced features of future laser developments, since not only does it symbol a breakthrough in ultrafast laser technology but it also opens up a gateway to a new regime of strong-field light-matter interaction. As an important subject of strong-field physics studies nowadays, attosecond pulse technology will enjoy new opportunities brought by the emergence of intense sub-cycle optical pulses. Beyond directly generating extreme ultraviolet (XUV) isolated attosecond pulses, the tailored waveform of intense sub-cycle optical pulses can be employed for optimizing attosecond pulse generation. However, the more than one octave spanning spectrum of sub-cycle optical pulses makes the generation of such pulses extremely challenging. Coherent combination, or synthesis, of several few-cycle pulses of different colors is a promising technology for obtaining intense sub-cycle optical pulses. This article reviews the progress of studies on intense sub-cycle optical pulses, emphasizing the generation techniques based on optical waveform synthesis.

**Keywords** ultrafast optics, intense laser, attosecond, optical waveform synthesis

\* 国家自然科学基金重大研究计划(批准号: 91850209)资助项目

## 1 引言

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一个主要课题,也是人们掌握自然规律、取得新科学突破的重要途径之一。超快激光则是人们对物质中的超快动力学过程以极高的时间分辨率进行研究的强有力工具。另外,由于超短激光脉冲持续时间极短,因而可以较为轻易地提供极高的光场强度和峰值功率,为科学实验提供极端的平台。随着锁模技术<sup>[1, 2]</sup>的出现和发展,超快激光于20世纪80年代进入了飞秒激光时代,特别是掺钛蓝宝石激光晶体<sup>[3, 4]</sup>的引入,更是将激光脉宽缩短到了5 fs<sup>[5]</sup>,成为持续时间只有几个光周期的少周期超快脉冲。少周期脉冲有诸多与几十飞秒或更长脉宽的脉冲不同的特性,其中最显著的便是载波包络相位(CEP)的重要性<sup>[6]</sup>。载波包络相位指的是光脉冲包络与脉冲载波的相位差。对于少周期脉冲,不同CEP将显著地改变脉冲包络下的电场,影响光电场与物质的相互作用过程。

如果进一步缩短激光脉冲,直至小于脉冲载波的单个光学振荡周期,这时激光脉冲变成亚周期脉冲。亚周期光脉冲的产生,一方面突破激光脉冲时域宽度小于单个光学振荡周期的技术瓶颈,具有里程碑式的技术重要性;另一方面,亚周期光脉冲有着巨大的实际科研应用价值,将打开通向新的光与物质相互作用研究的通道。如今,强场超快激光脉冲的一个重要用途是作为驱动光,通过高次谐波过程产生极紫外或更短波长的阿秒相干辐射<sup>[7-9]</sup>。以目前应用最多的,也是机理最清晰的气体高次谐波为例,当惰性气体与强场激光相互作用时,每个激光周期伴随产生两个阿秒脉冲。使用长激光脉冲进行高次谐波产生实验时,我们会得到阿秒脉冲串。为了获得实验上更加实用的孤立阿秒脉冲,人们需要借助各种选通方法<sup>[6]</sup>对产生后的极紫外相干辐射进行滤波,或是对驱动激光脉冲进行整形。如果改用亚周期光脉冲驱动高次谐波产生,那么每个激光脉冲产生的阿秒激光将被局限到一个脉冲,实现孤立阿

秒脉冲的直接产生。不仅如此,通过对亚周期光脉冲光谱相位的控制,可使其电场波形偏离传统的正弦振荡模式。这也意味着可将射频波段上对电场的控制能力扩展到光频段,实现对光电场形状的直接控制,催生专注于研究任意波形光电场与物质非线性相互作用的“波形非线性光学”<sup>[10]</sup>。气体高次谐波产生的三步模型<sup>[7-9]</sup>指出,激光场将首先使气体原子发生隧穿电离,释放出的光电子在电场的作用下运动,加速后的光电子最终与母体离子复合,使原子回到初始的量子态,多余的能量则以高能光子的形式释放,是为高次谐波。由此可见,亚周期脉冲的任意波形光电场能精确控制隧穿电离过程及自由态电子的运动轨道,影响高次谐波辐射的性质。相比正弦振荡电场,利用具有“最优”波形<sup>[11-13]</sup>的光电场,可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,亚周期脉冲的任意波形光电场还可用于实现阿秒脉冲的可调谐产生<sup>[14]</sup>,丰富采用单一阿秒光源上覆盖的实验种类,拓展阿秒光源的可用性。

另外,在与原子分子相互作用时,亚周期光脉冲的任意波形光电场可以将电离过程局限到亚飞秒时间尺度,以前所未有的时间精度激发价带电子波包<sup>[15, 16]</sup>。当亚周期光脉冲照射到纳米金属结构上时,将产生局域到纳米尺度的阿秒电子波包,实现新型时间分辨电子显微镜和电子衍射成像<sup>[17-19]</sup>。亚周期光脉冲的另一个应用是控制半导体和绝缘体内的瞬时电流,让材料在半导体和金属之间在光学周期时间尺度来回转换,在电子元件中实现接近拍赫兹的超高频电流开关<sup>[20, 21]</sup>。一旦亚周期光脉冲的脉冲能量被大幅度提高,强场亚周期光脉冲将有希望在激光尾场电子加速方面发挥重要作用<sup>[22-24]</sup>。得益于亚周期光脉冲的任意波形光电场,类比高次谐波的情况,可以寻找适用于激光尾场电子加速的“最优”波形。

鉴于亚周期光脉冲的巨大科研价值,人们为实现亚周期光脉冲付出了诸多努力。除了使用激光器直接产生少周期脉冲,还利用其他诸如脉冲的非线性展宽和压缩、光学参量放大等非线性光学手段产生了少周期光脉冲。经过多年的优化,

已经逼近了这些少周期脉冲产生方法的极限，但是这些方法的最优化输出仍局限于少周期脉冲。为了构造亚周期光脉冲所需的超宽带光谱，将多个中心波长不同的少周期超短脉冲进行合并的光场相干合成技术得到了人们的青睐。在实验上，通过光场相干合成输出亚周期光脉冲仍有不小的技术难度，而实现强场亚周期光脉冲的产生则更是一项复杂艰巨的技术挑战，本文将综述介绍利用光场相干合成技术产生亚周期光脉冲的研究进展。

## 2 基于光场相干合成技术的亚周期脉冲产生

### 2.1 光场相干合成中的关键参数

亚周期光脉冲在时域上持续时间极短，根据傅里叶变换原理，它对应着具有极大带宽的光谱。要构造具有如此巨大带宽的光谱，一种行之有效的办法是将多个中心波长不同的少周期超短脉冲进行相干合成<sup>[25]</sup>。为了得到亚周期光脉冲，必须对超宽带光谱和少周期脉冲的参数进行管理控制。下面将结合图1介绍光波相干合成中需要格外关注的两个参数：载波包络相位(CEP)、少周期脉冲之间的相对相位。在最理想的情形下，如图1(a)所示，用以合成的少周期脉冲均为傅里叶变换极限脉冲，CEP均为0，而且脉冲之间相对相位同样为0。这时，相干合成的光脉冲具有最短的脉宽。

我们知道，稳定控制少周期脉冲的CEP在少周期脉冲应用中至关重要。那么，在光波相干合成中CEP稳定控制是否重要呢？如图1(b)所示，将一个脉冲的CEP改变 $\pi/2$ ，使时间原点处的电场为零，这导致合成脉冲发生了显著的变化。也就是说，为了获得稳定的相干合成光脉冲，用以合成的子脉冲必须具有稳定可控的CEP。

另一方面，锁定单个脉冲的

CEP并不足以保证优质的相干合成光脉冲。如图1(c)所示，当保持两个脉冲的CEP不变，而脉冲之间的相对相位改变 $\pi/2$ ，同样改变了合成脉冲的波形，使其显著偏离了图1(a)中的脉冲形状。在图1(d)中，同时改变脉冲的CEP和脉冲之间的延时，使两个脉冲的电场在时间原点处均为最大值。这种情况下，合成脉冲与图1(a)中的最优脉冲非常相似。由此可见，为了实现稳定可控的光场相干合成，单路脉冲的CEP和脉冲之间的相对相位都必须得到精确控制<sup>[26]</sup>。

### 2.2 光场相干合成光源的研究进展

在利用光场相干合成的实践中，人们根据实验目的使用频率梳<sup>[27]</sup>或者连续谱光源。当实验目的是获取超短脉冲时，连续谱光源将被用于相干合成。在早期实践中，人们尝试合成两个光纤激光器的输出。Krauss等<sup>[28]</sup>基于掺铒光纤技术，通过光场相干合成获得了4.3 fs的单周期光脉冲。在实验装置中，他们采用了一台掺铒光纤激光振荡器作为相干合成光源的种子光。种子光被分为两路，分别在两个掺铒光纤激光放大器(erbium-doped fiber amplifier, EDFA)中放大到约8.2 nJ的单脉冲能量，并通过硅棱镜脉冲压缩器进行压缩。放大后的脉冲经过两个不同的高非线性光纤(highly nonlinear fibers, HNLF)进行光谱展宽，获得了中心波长分别为1125 nm和1770 nm的宽带光谱和宽带光孤子。展宽后的两路脉冲由对应的

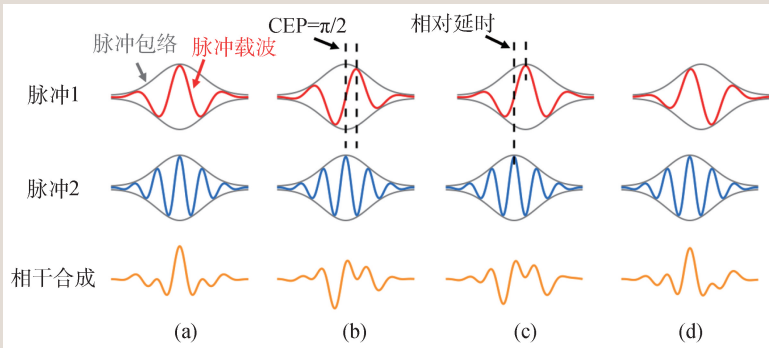


图1 载波包络相位、少周期脉冲之间的相对相位对合成光场的影响 (a)理想情形；(b)低频脉冲的CEP改变 $\pi/2$ ；(c)低频脉冲的相对相位改变 $\pi/2$ ；(d)低频脉冲的CEP和延时均发生改变<sup>[25]</sup>

脉冲压缩器分别压缩到 7.8 fs 和 31 fs。此光场相干合成光源的特点是两个合成光通道之间的被动相对时间抖动均方差小于 50 as，因而无需使用主动反馈系统稳定光路，降低了实验难度。由于此方法产生的超短脉冲能量较低，人们需要继续寻找可产生适合强场光物理研究应用的高能量亚周期光脉冲。

通过光场相干合成技术获得亚周期光脉冲的另一种思路是，将预先产生的超宽带光谱分割为若干个相对窄带的子光谱，对窄带子光谱分别进行压缩后，再把各个子脉冲合成为一个亚周期光脉冲。为保证足够的脉冲能量以满足强场光物理研究的需求，人们一般采用充惰性气体的空芯光纤来产生能量足够的初始超宽带光谱。

此类型相干合成中最具代表性的工作是由德

国马普学会量子光学研究所 Wirth 等<sup>[29]</sup>报道的，其原理结构示意图如图 2 所示，他们采用掺钛蓝宝石激光放大器作为总光源。将脉宽 25 fs、脉冲能量 0.8 mJ、中心波长 780 nm 的激光脉冲聚焦进入 1.1 m 长、0.25 mm 内径的空芯光纤。当在空芯光纤中充有 3 到 4 个大气压的氦气时，激光脉冲注入后由于自相位调制和其他一系列非线性效应，激光脉冲的光谱将得到展宽。在空芯光纤的输出端，大于 0.5 mJ 的脉冲覆盖了从 260 nm 到 1100 nm 的光谱范围。激光脉冲的载波包络相位由主动反馈系统锁定。空芯光纤输出的光谱被分割为 3 个子光谱，分别覆盖 700—1100 nm(近红外)、500—700 nm(可见)和 350—500 nm(可见—紫外)。3 个光通道分别由覆盖各自光谱范围的啁啾镜进行压缩，输出脉宽分别为 7.9 fs(近红外)、5.5 fs(可见)和 5.5 fs(可见—紫外)，非常接近各自光谱对应的傅里叶变换极限脉宽。相干合成后的脉冲能量为 0.3 mJ，3 个光谱范围的脉冲能量分别为 0.25 mJ(近红外)、36  $\mu$ J(可见)和 14  $\mu$ J(可见—紫外)。当相干合成的各相位参数设置恰当，合成获得了脉宽为 2.1 fs 的亚周期光脉冲。他们将这个光源应用于阿秒脉冲的产生，获得了孤立阿秒脉冲。为了进一步缩短脉冲宽度，Hassan 等<sup>[30]</sup>在前述成果的基础上，继续扩展光谱宽度，将 260—

350 nm 的光谱范围纳入到相干合成的范围中。为了获得更短的脉冲，光谱范围内的各频率成分应当尽量具有相近的振幅。由于紫外区间的光谱产生效率极低，为平衡各频率成分，必须通过滤光片降低光谱长波端的强度以匹配紫外端的光谱强度，这导致可实

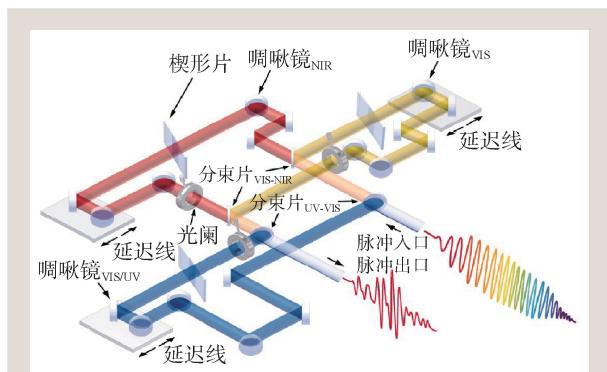


图2 基于空芯光纤的光场相干合成光源<sup>[29]</sup>

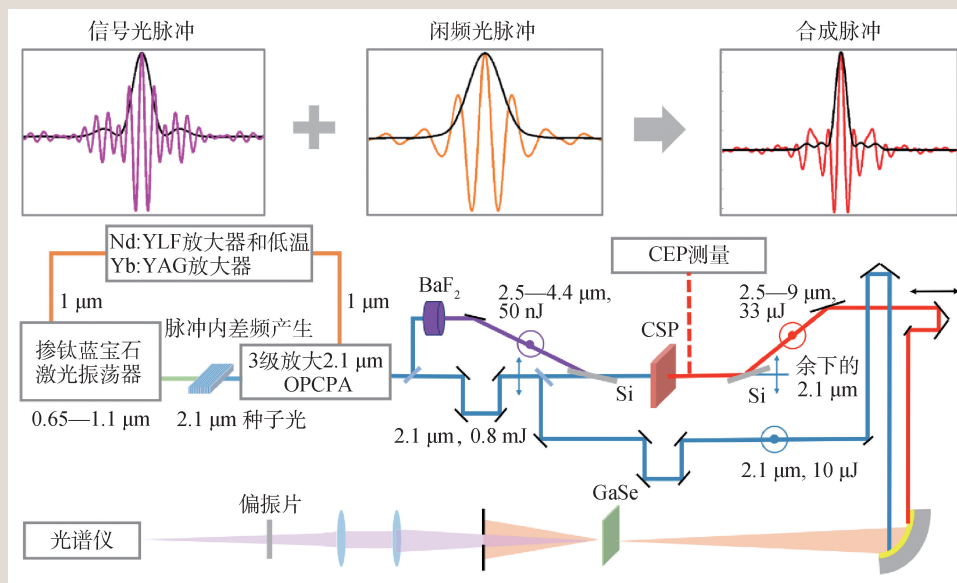


图3 基于同一 OPA 信号光和闲频光的光场相干合成光源<sup>[31]</sup>

际应用的脉冲能量较低。

光参量(啁啾)脉冲放大技术<sup>[31, 32]</sup>(optical parametric (chirped pulse) amplification, OP(CP)A)由于具有光谱可调谐范围广、单程增益高、无热沉积等特点,并可有效避免基于受激辐射过程中的光谱窄化效应和由于自发辐射的放大积累导致的输出脉冲对比度降低,是开展光场相干合成的另外一种优异技术手段。将OP(CP)A应用到光场相干合成中,通过脉冲能量进行放大,可赋予光场相干合成技术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,如果将两者合并,便可获得一个具有更宽光谱的脉冲。Liang等人<sup>[33]</sup>从一个输出波长2.1 μm的OPCPA开始,搭建了一个中红外OPA(图3),此OPA输出2.5—4.4 μm的信号光和4.4—9.0 μm的闲频光,两者的脉冲宽度分别为20 fs和31 fs,而脉冲能量则分别为21 μJ和12 μJ,共33 μJ。由于中红外OPA的泵浦光和信号光来自同一个光源,于是闲频光具有稳定的CEP。作为泵浦光源的2.1 μm OPCPA的种子光也是通过差频产生因而具有稳定的CEP,也保证了信号光的CEP稳定。通过将信号光和闲频光合并,可以获得12.4 fs的脉冲宽度,对应了合成光谱中心波长4.2 μm光学周期的88%,是一个亚周期光脉冲。由于信号光与闲频光来自同一个OPA,光谱范围和脉冲能量都受限制。

前面方案中的信号光与闲频光来自同一个OPA,其光谱范围和脉冲能量都受限制。与之相反,如果将多个覆盖不同光谱范围的OPA作为相干合成光源的子光源,会使相干合成光源有更高的灵活性。Manzoni等<sup>[34]</sup>搭建了一套由两个不同OPA构成的光场相干合成光源,如图4所示。他们首先使用一小部分激光脉冲搭建一个红外OPA,为后续构成光场相干合成光源的OPA提供CEP稳定的种子光。由这个500—1000 nm的种子光开始,两个OPA分别放大其中的一部分光

谱,输出光谱为520—700 nm和650—1000 nm的脉冲,脉冲能量均为1—2 μJ。最终获得脉宽为3.8 fs,对应约1.5个光学周期的超快脉冲。

前述结果中的脉冲能量都比较低,为满足强场物理实验的需求,必须克服技术挑战,产生毫焦量级的亚周期脉冲。产生毫焦量级的光脉冲,需要搭建多级OPA对宽带的脉冲进行充分地放大,并处理由此带来的更加困难的群速度色散管理。为此,Rossi及杨煜东等人<sup>[35]</sup>沿用此思路,搭建了一套可输出毫焦量级脉冲的相干合成光源,光路结构如图5所示。该光源由低温冷却的掺钛蓝宝石激光放大器驱动,一小部分激光能量用以搭建一个CEP稳定的前端种子源,CEP稳定通过差频过程实现。光场相干合成光源的两个子通道分别为覆盖0.65—1 μm和1.2—2.2 μm的两个包含3级放大的OPA系统,分别称为近红外通道和红外通道。而图5中呈半透明的可见光通道会在将

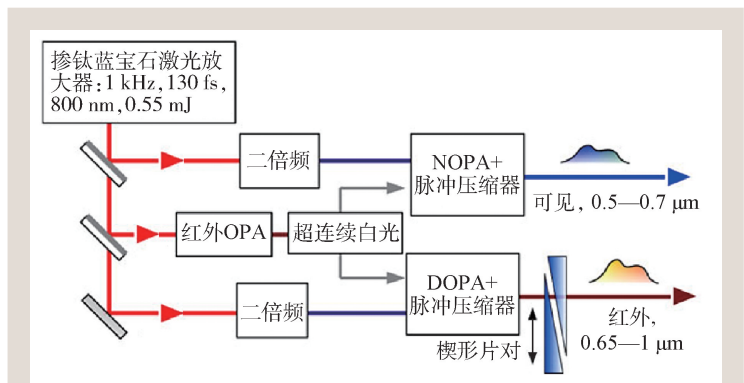


图4 基于多个不同OPA的光场相干合成光源<sup>[34]</sup>

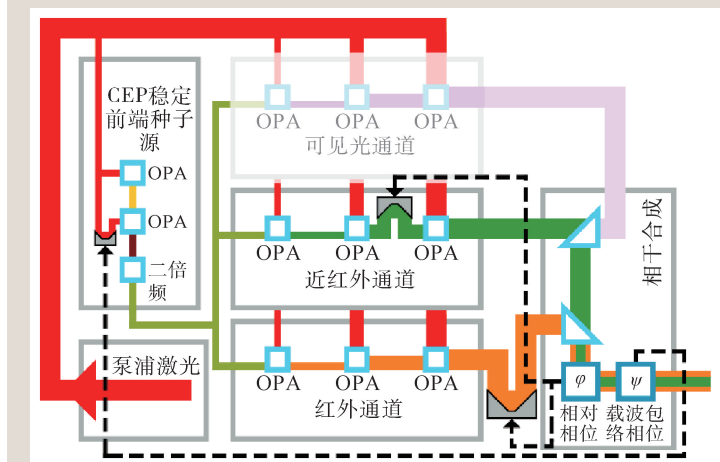


图5 可输出毫焦量级强场亚周期光脉冲的光场相干合成光源<sup>[35]</sup>

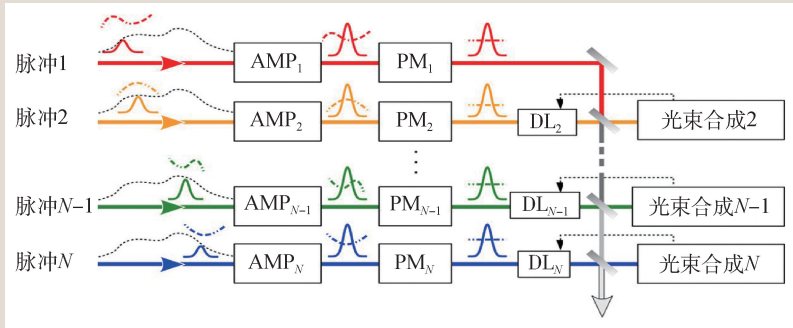


图6 并联相干合成方案示意图(其中, AMP: 幅度调制; PM: 相位调制; DL: 延迟线)<sup>[25]</sup>

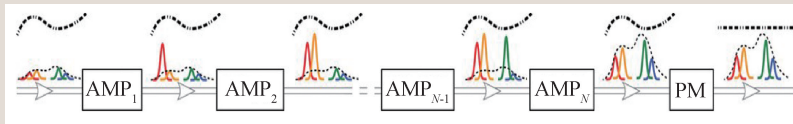


图7 串联相干合成方案示意图<sup>[25]</sup>

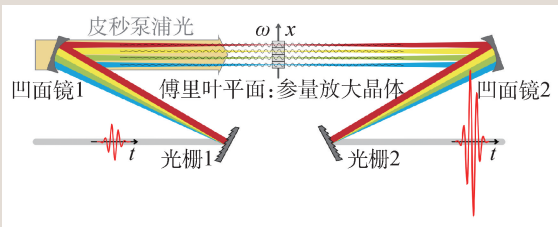


图8 频域OPA装置示意图<sup>[37]</sup>

来搭建,以进一步增加光场相干合成的带宽。在这两个OPA系统中,脉冲能量被放大到了150  $\mu\text{J}$ 和600  $\mu\text{J}$ ,脉宽分别为6.0 fs和7.9 fs,均接近各自的傅里叶变换极限。为了实现稳定的光场相干合成,这里将两个子通道的相对相位以及合成脉冲的CEP作为反馈环路的参数,其中CEP信号反馈到CEP稳定的前端种子源中,相对相位信号则反馈到位于长波OPA最后一个放大级的非线性晶体之前的泵浦光路中。将两路光合束后,可获得脉宽为3.5 fs的脉冲,对应了0.6个1.6  $\mu\text{m}$ 波长的光学周期。利用此方案,最终产生了脉冲能量为毫焦量级的亚周期光脉冲。进一步他们将该脉冲用于阿秒脉冲产生,直接获得了孤立阿秒脉冲。同时利用对相干合成参数的控制,实现了对脉冲电场波形的调控,进而实现了阿秒脉冲的可调谐产生<sup>[14]</sup>,演示了利用光电场对强场物理过程的调控。

事实上,之前提及的相干合成方法均可归类为并联相干合成方案<sup>[25]</sup>,如图6所示,此外人们还对相干合成的其他可能技术路线进行了探索,

并提出了其他类型的相干合成方案。

首先,与并联相干合成方案相对应的是串联相干合成方案<sup>[25]</sup>,如图7所示。有别于并联相干合成方案把一个宽带的光谱分割为若干个子光谱进行处理,串联相干合成方案不对光谱进行分割,规避了并联相干合成方案中对于时间(相位)抖动控制的严格要求。光场串联相干合成方案中的单个幅度调制单元只会对整个光谱中的一部分进行调制(一般是放大),若干

个幅度调制单元结合最终实现对整个光谱的调制。同时,这也是串联相干合成方案的技术难点,整个光学系统中带宽最小的光学元件决定了系统允许的最大带宽,这导致它能实现的带宽小于并联合成方案所能达到的带宽。同时,由于整个光谱经过了光学系统的所有元器件,导致群速度色散控制需要考虑到整个带宽。Harth等人<sup>[36]</sup>以掺钛蓝宝石激光器和Yb:YAG激光再生放大器为基础搭建了一套由两个OPA构成的光场串联相干合成光源。第一个OPA放大掺钛蓝宝石激光器的输出脉冲,放大后的脉冲驱动超连续白光产生,将光谱延伸到波长更短的光谱范围。接着,第二个OPA放大光谱中的短波部分,最终得到了脉宽为4.6 fs,能量为1  $\mu\text{J}$ 的超短脉冲。

Schmidt等提出的频域OPA<sup>[37]</sup>是区别于上述两种光场相干合成方案的一种技术,但同时兼具了上述两种方案的特点。预先产生的超宽带光脉冲通过一套4f系统(图8),这里4f指的是两个光栅之间的距离是凹面镜焦距的4倍。超宽带光谱在焦平面处分开,使得对超宽光谱的处理分割为对窄带光谱的处理,同时避免了各光谱成分经过不同光路带来的时间抖动。置于焦平面的OPA晶体对各光谱成分进行放大。在实验中,通过一个OPA获得了CEP稳定的1.8  $\mu\text{m}$ 脉冲,然后利用空芯光纤先行将光谱进行展宽。展宽后的超宽带脉冲被送入4f系统进行放大,最终输出1.43 mJ的脉冲,

脉宽 12 fs, 约为中心波长 1.8  $\mu\text{m}$  的两个光周期。

### 2.3 亚周期光脉冲表征方法

亚周期光脉冲研究的另一个重要内容是对亚周期光脉冲的表征。对于超快脉冲, 最常用的方法有频率分辨光学选通技术<sup>[38, 39]</sup>(frequency-resolved optical gating, FROG)和基于干涉光谱的一些方法, 如光谱相位相干直接电场重构法<sup>[39]</sup>(spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction, SPIDER)和二维光谱错位干涉法<sup>[40]</sup>(two-dimensional spectral shearing interferometry, 2DSI)等。这些方法在超快脉冲的测量表征中得到了广泛应用, 取得了非常丰硕的成果。这里, 我们仅讨论将它们应用到少周期, 甚至亚周期脉冲的测量上时, 所需采取的额外考虑。

FROG的基本思想是通过某种方法构造一个光学选通对待测量光脉冲进行取样。在每个时间采样节点上, 记录下对应的取样光谱, 由此构造了一个二维频谱图。这个二维频谱图包含了光学选通和待测量光脉冲的“完整”信息。结合反演算法, 二维频谱图所包含的光学选通和待测量光脉冲的“完整”信息可以被提取出来, 实现对超快脉冲的测量。根据光学选通的构造方法, FROG可区分为很多变种。当使用FROG测量周期量级脉冲时, 应当选择合适的变种。比如测量超宽带光脉冲, 应当选择不受相位匹配限制的表面三次谐波FROG。SPIDER则是通过非线性光学过程, 构造两个频率略有不同的待测量脉冲副本, 通过使两个脉冲副本干涉, 提取待测量脉冲的光谱相位。然而, SPIDER提取待测量脉冲光谱相位的过程中, 需要精确测量两个脉冲副本之间的延时。对于少周期脉冲, 延时的微小测量误差就可能造成不可接受的脉宽测量误差, 因而SPIDER并不适用于测量少周期光脉冲或更短脉冲。为了克服这个缺点, 人们提出了2DSI, 它的基本思想与SPIDER大概一致, 不同的是它不涉及延时的精确测量, 因而可用于少周期脉冲的测量。

有别于前述基于经典非线性光学的方法, 人

们还提出了其他能够直接测量光电场的方法。基于频率分辨光学开关的阿秒脉冲完整重构法<sup>[42]</sup>(frequency-resolved optical gating for complete reconstruction of attosecond bursts, FROG-CRAB)是目前最常用的阿秒脉冲表征方法。当极紫外阿秒脉冲与激光脉冲同时聚焦到惰性气体上, 极紫外阿秒脉冲电离产生的电子脉冲动量将被激光电场所调制, 调制量随着两个脉冲之间的延时变化而改变。记录下不同延时的电子能谱, 便可获得一个二维电子能谱(图9), 结合与FROG相似的反演算法, 便可完成阿秒脉冲的表征。作为一种双盲脉冲表征方法, FROG-CRAB表征阿秒脉冲的同时, 也直接测量了激光脉冲的光电场。值得一提的是, 这个测量方法不受传统意义上的非线性光学带宽限制。

另外值得一提的是, Wyatt等<sup>[43]</sup>提出的基于高次谐波产生的一种光场测量方法, 他们将该方法称为阿秒分辨干涉电场取样法(attosecond resolved interferometric electric-field sampling, ARIES)。实验上, 一个能量较低的待测量脉冲与一个能量较高的高次谐波驱动脉冲同轴传播。如此产生的高次谐波的截止区光子能量会被待测量脉冲所调制, 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10), 直接推断出待测

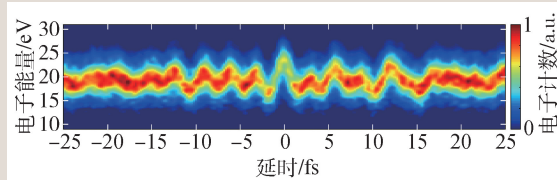


图9 使用FROG-CRAB测量脉冲光电场时获得的二维电子能谱图<sup>[35]</sup>

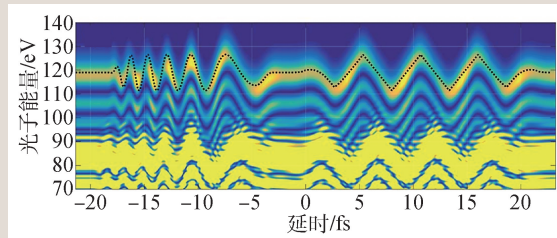


图10 利用ARIES测量脉冲光电场时获得的二维光谱图, 虚线标出了用以追踪光电场的截止区光子能量<sup>[43]</sup>

量脉冲的光电场。这个测量方法同样不受传统意义上的非线性光学带宽限制。

### 3 总结与展望

强场亚周期光脉冲的产生是当今超快光学的重要研究前沿之一,是下一代超快光源所应当具备的重要先进特性。利用将多个中心波长不同的少周期超短脉冲进行相干合成的光场相干合成技术,人们已经在亚周期光脉冲产生的研究上取得

了一些重要进展。但是,通过前面介绍的亚周期光脉冲产生的相关进展,我们也可以发现,如今亚周期光脉冲仍处于发展早期阶段,尤其是强场亚周期光脉冲的成果屈指可数。最近,将高功率固态激光器与OPCPA结合以产生高脉冲能量、高重频的少周期脉冲方面的研究有了一些显著的进展,这些进展将给强场亚周期光脉冲的发展带来巨大的机遇。相信在不久的将来,强场亚周期光脉冲产生技术将会有长足的发展,进而为强场光物理研究带来深远的影响。

### 参考文献

- [1] Hargrove L E, Fork R L, Pollack M A. *Appl. Phys. Lett.*, 1964, 5 (1):4
- [2] Ippen E P, Shank C V, Dienes A. *App. Phys. Lett.*, 1972, 21(8):348
- [3] Moulton P F. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, 3:125
- [4] Albers P, Stark E, Huber G. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1986, 3:134
- [5] Ell R, Morgner U, Kärtner F X *et al.* *Opt. Lett.*, 2001, 26:373
- [6] Brabec T, Krausz F. *Rev. Mod. Phys.*, 2000, 72:545
- [7] Kuchiev M Y. *JETP Lett.*, 1987, 45(7):404
- [8] Corkum P B. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 71:1994
- [9] Schafer K J, Yang B, DiMauro L F *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 1993, 70:1599
- [10] Krausz F, Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, 2009, 81:163
- [11] Chipperfield L E, Robinson J S, Tisch J W G *et al.* *Phys. Rev. Lett.*, 2009, 102:063003
- [12] Jin C, Wang G, Wei H *et al.* *Nature Commun.*, 2014, 5:4033
- [13] Haessler S, Balciunas T, Fan G *et al.* *Phys. Rev. X*, 2014, 4:021028
- [14] Yang Y D, Mainz R E, Rossi G M *et al.* 2021, arXiv:2105.07441
- [15] Kling M F, Siedschlag C, Verhoef A J *et al.* *Science*, 2006, 312 (5771):246
- [16] Remacle F, Nest M, Levine R D. *Phys. Rev. Lett.*, 2007, 99:183902
- [17] Kruger M, Schenk M, Hommelhoff P. *Nature*, 2011, 475(7354):78
- [18] Herink G, Solli D R, Gulde M *et al.* *Nature*, 2012, 483(7388):190
- [19] Piglosiewicz B, Schmidt S, Park D J *et al.* *Nature Photon.*, 2014, 8(1):37
- [20] Schiffrin A, Paasch-Colberg T, Karpowicz N *et al.* *Nature*, 2013, 493(7430):70
- [21] Schultze M, Bothschafter E M, Sommer A *et al.* *Nature*, 2013, 493(7430):75
- [22] Mangles S P D, Murphy C D, Najmudin Z *et al.* *Nature*, 2004, 431(7008):535
- [23] Geddes C G R, Toth C, van Tilborg J *et al.* *Nature*, 2004, 431 (7008):538
- [24] Faure J, Glinec Y, Pukhov A *et al.* *Nature*, 2004, 431(7008):541
- [25] Manzoni C, Mücke O D, Cirmi G *et al.* *Laser & Photonics Reviews*, 2015, 9(2):129
- [26] 方少波,魏志义. *光学学报*, 2019, 39(1):0126006
- [27] Shelton R K, Ma L S, Kapteyn H C *et al.* *Science*, 293(5533):1286
- [28] Krauss G, Lohss S, Hanke T *et al.* *Nature Photon.*, 2010, 4(1):33
- [29] Wirth A, Hassan M T, Grguras I *et al.* *Science*, 2011, 334(6053):195
- [30] Hassan M T, Luu T T, Moulet A *et al.* *Nature*, 530(7588):66
- [31] Dubietis A, Butkus R, Piskarskas A P. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, 2006, 12(2):163
- [32] Witte S, Eikema K S E. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.*, 2012, 18(1):296
- [33] Liang H, Krogen P, Wang Z *et al.* *Nature Commun.*, 2017, 8(1):1
- [34] Manzoni C, Huang S W, Cirmi G *et al.* *Opt. Lett.*, 2012, 37(11):1880
- [35] Rossi G M, Mainz R E, Yang Y *et al.* *Nature Photon.*, 2020, 14 (10):629
- [36] Harth A, Schultze M, Lang T *et al.* *Opt. Express*, 2012, 20(3):3076
- [37] Schmidt B E, Thire N, Boivin M *et al.* *Nature Commun.*, 2014, 5:3643
- [38] Kane D J, Trebino R. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1993, 29(2):571
- [39] Trebino R, DeLong K W, Fittinghoff D N *et al.* *Rev. Sci. Instrum.*, 1997, 68(9):3277
- [40] Iaconis C, Walmsley I A. *Opt. Lett.*, 1998, 23(10):792
- [41] Birge J R, Crespo H M, Kärtner F X. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, 27(6):1165
- [42] Mairesse Y, Quere F. *Phys. Rev. A*, 2005, 71:011401
- [43] Wyatt A S, Witting T, Schiavi A *et al.* *Optica*, 2016, 3(3):303