

父脉冲参数对飞秒脉冲相干合成质量的影响

葛爱晨, 刘博文*, 陈伟, 田昊晨, 宋有建, 柴路, 胡明列

天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室, 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072

摘要 利用解析方法研究了父脉冲参数对合成脉冲宽度和质量的影响。研究表明,两个父脉冲具有相近的脉冲宽度和脉冲能量时,合成脉冲的时域质量较高。减小父脉冲时域宽度可以有效减小合成脉冲基底。为了验证这一相干脉冲合成的优化方法,在不同的非线性光纤中,对分束后的掺镱光纤飞秒激光器的输出脉冲分别进行非线性频率变换,获得了两个小于 30 fs 的脉冲,再将二者进行相干脉冲合成,获得了合成脉冲宽度为 8 fs 的少周期脉冲。

关键词 非线性光学; 光纤; 激光; 超快激光; 脉冲压缩

中图分类号 TN248

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0508028

Effects of Parent Pulse Parameters on Quality of Femtosecond Pulse Coherent Synthesis

Ge Aichen, Liu Bowen*, Chen Wei, Tian Haochen, Song Youjian, Chai Lu, Hu Minglie

Key Laboratory of Optoelectronic Information Technology (Ministry of Education), Ultrafast Laser Laboratory, School of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China

Abstract The effects of the parent pulse parameters on the width and quality of the synthesized pulse are investigated using an analytical method. The research results show that the time-domain quality of the synthesized pulse can be improved when the two parent pulses exhibit similar widths and energies, and the substrate of the synthesized pulse can be reduced by decreasing the time-domain widths of parent pulses. In order to verify the optimizing method for pulse coherent synthesis, the pulse output obtained from the Yb³⁺-doped fiber femtosecond laser system is first divided into two branches, then they are treated by nonlinear frequency conversion in different nonlinear fibers, respectively, and finally two pulses with pulse durations of less than 30 fs are obtained. These two pulses are further coherently synthesized. Consequently, after coherent synthesis, a few-cycle laser pulse with a pulse duration of 8 fs is realized.

Key words nonlinear optics; fibers; laser; ultrafast laser; pulse compression

OCIS codes 060.4370; 060.3510; 140.7090; 320.5520

1 引言

飞秒激光以其脉冲宽度窄、峰值功率高和光谱宽等特点,已成为先进加工、医疗以及各基础学科研究的有效工具。随着技术的进步,很多应用要求飞秒激光脉冲宽度越来越窄,因此学者们不断地追求更窄的脉冲宽度。自从 20 世纪 60 年代锁模激光器发明以来,产生更短的激光脉冲一直都是激光领域的重要研究课题。根据傅里叶变换关系,想要获得

超短脉冲就必须产生具有一定宽度的相干光谱,然而单一锁模激光器的输出光谱受到增益介质中增益带宽的限制,支持的脉冲宽度有限。利用高非线性介质来产生超连续光谱是一种拓宽光谱的有效方法,并在过去几十年中获得了广泛关注^[1]。得益于光子晶体光纤(PCF)的蓬勃发展^[2],目前超连续光谱可以宽达几个倍频程^[3-4],但是超连续光谱的产生过程包含了各种复杂的非线性效应,使得将超连续光谱压缩为变换极限脉冲比较困难^[5-6]。超连续光

收稿日期: 2018-10-29; 修回日期: 2018-11-27; 录用日期: 2018-12-24

基金项目: 国家自然科学基金(U1730115,61535009,11527808)、强场激光物理国家重点实验室开放基金

* E-mail: bwliu@tju.edu.cn

谱产生过程中的相干性退化使得超宽光谱中只有一部分光谱分量可以被压缩^[7],限制了超连续光谱在产生少周期脉冲方面的应用。

近些年,国内外对飞秒脉冲相干合成进行了大量研究^[8-13],相干合成不仅是一种可以提高激光功率的手段,也是一种获得近周期量级飞秒脉冲的方式,通过把两个具有不同光谱成分的相干合成前脉冲(通常称为父脉冲)进行时域相干合成来拓宽光谱,最终获得少周期、单周期甚至亚周期的脉冲^[14-17]。该方法可以克服超连续光谱在产生过程中相干性下降的问题。目前相干脉冲合成的方式主要有两种。第一种方式是通过主动锁定的方式将两台独立激光器的重复频率和载波包络相位偏移同步起来^[18-21]。2012年,Cox等^[18]实现了一台被动锁模钛宝石激光器和一个光纤超连续光谱的相位锁定和合成。2015年,Fong等^[19]实现了一套掺镱光纤激光系统和一套掺铒光纤激光系统的相位锁定和合成。这两套锁模激光器的锁定通常需要非常复杂的锁定手段。第二种方式是将从同一脉冲激光源中分开的两束父脉冲进行合成,这两个父脉冲经历了不同的非线性过程,具有不同的光谱成分^[14-16]。2010年,Krauss等^[14]将一套掺铒光纤激光器的输出脉冲分为两路,两路脉冲经各自的放大器放大后耦合进不同的高非线性光纤中,产生了一对彼此相干的色散波和拉曼孤子,最终合成一个单周期脉冲。这种相干脉冲合成方式的优势在于不需要复杂的相位锁定技术。相干脉冲合成中的一个现实问题是如何设计一对优化的父脉冲来获得一个质量较高的合成脉冲。在现有的一些相干脉冲合成结果中,即使合成光谱非常宽,最终合成脉冲的质量并不高,其合成脉冲由一个近变换极限的主脉冲和一系列子脉冲组成。如果合成光谱中存在间隙,这些次级脉冲就会显示出一定的周期性。这些周期性子脉冲占有相当一部分能量,导致相干合成脉冲的质量下降。如果合成前脉冲的相位是已知的,则可以通过傅里叶变换预知合成脉冲的质量,但是测量脉冲的相位信息是一项复杂繁琐的工作。

本文提出了一个直观分析相干合成脉冲质量的解析方法,该方法基于父脉冲的脉冲包络和中心频率分析相干脉冲合成,比基于两个父脉冲的完整光谱相位分析更直接和简便。该方法指出两个父脉冲的宽度都应小于 $3\pi/\Delta\omega$,其中 $\Delta\omega$ 为两个父脉冲的中心频率差,此外两个父脉冲应该有相近的脉冲包络形状、脉冲能量和脉冲宽度。最终合成脉冲的宽

度约为 $\pi/\Delta\omega$ 。实验搭建了基于掺镱光纤飞秒激光器的相干脉冲合成系统并进行了系统实验,验证了解析分析和优化方法的正确性。最后优化实验系统中父脉冲的相关参数,获得了8 fs的少周期脉冲。

2 理论分析

脉冲时域相干合成是在时域上将两个或者多个具有不同中心频率的相干脉冲进行相干叠加,叠加后光场在时域上不同位置呈现相干相长或相干相消,形成合成脉冲。在恰当的条件下,合成脉冲的主脉冲宽度小于父脉冲宽度,在该脉冲的合成过程中不可避免地形成了脉冲基底,合成脉冲的宽度和质量由父脉冲的参数决定。因此,找到优化合成前各个脉冲参数的方法是获得高质量合成脉冲的关键。以两个脉冲相干合成为例,利用解析的方法简明阐述了父脉冲参数对合成脉冲宽度和质量的影响机理,在此基础上提出了优化合成脉冲的方法。

合成前两个脉冲的电场分别表示为

$$E_1(t) = \frac{1}{2}\{A_1(t)\exp[i\Phi_1(t)] + \text{c.c.}\}, \quad (1)$$

$$E_2(t + \Delta t) =$$

$$\frac{1}{2}\{A_2(t + \Delta t)\exp[i\Phi_2(t + \Delta t)] + \text{c.c.}\}, \quad (2)$$

其中

$$\Phi_1(t) = \varphi_1 + \omega_1 t + \sum_{n \geq 2} C_{1n} t^n, \quad (3)$$

$$\Phi_2(t + \Delta t) = \varphi_2 + \omega_2(t + \Delta t) + \sum_{n \geq 2} C_{2n}(t + \Delta t)^n, \quad (4)$$

式中: $A_1(t)$ 和 $A_2(t + \Delta t)$ 为两个父脉冲的脉冲包络; t 为时间; Δt 为父脉冲之间的时间延迟; $\Phi_1(t)$ 和 $\Phi_2(t + \Delta t)$ 为父脉冲相位; φ_1 和 φ_2 为初相位; ω_1 和 ω_2 为中心角频率; C_{1n} 和 C_{2n} 为脉冲的啁啾; n 为正整数,即啁啾阶数;c.c.表示复共轭项。则合成脉冲的电场可表示为

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t + \Delta t). \quad (5)$$

合成后脉冲的强度 $I(t)$ 可表示为

$$I(t) = E(t)E(t)^* = A_1^2(t) + A_2^2(t + \Delta t) + 2A_1(t)A_2(t + \Delta t)\cos[\Phi_1(t) - \Phi_2(t + \Delta t)], \quad (6)$$

式中: $E(t)^*$ 为 $E(t)$ 的复共轭。为了便于分析,将 $I(t)$ 变形为

$$I(t) = I_s(t) + I_{ns}(t), \quad (7)$$

其中

$$I_s(t) = 2A_1(t)A_2(t + \Delta t)\{1 + \cos[\Delta\Phi(t)]\}, \quad (8)$$

$$I_{ns}(t) = [A_1(t) - A_2(t + \Delta t)]^2, \quad (9)$$

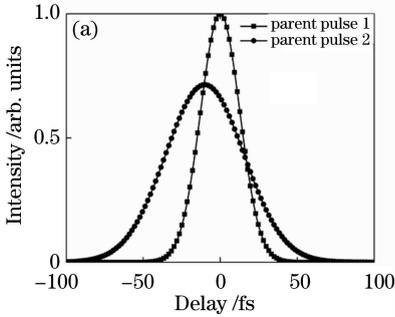
$$\Delta\Phi(t) = \Phi_1(t) - \Phi_2(t + \Delta t). \quad (10)$$

$I(t)$ 的表达式分为调制部分 $I_s(t)$ 和无调制部分 $I_{ns}(t)$ 。调制部分是两脉冲相干合成时干涉形成的周期性调制函数 $1 + \cos[\Delta\Phi(t)]$ 与父脉冲时域包络乘积 $A_1(t)A_2(t + \Delta t)$ 相乘的结果。为了方便分析,令调制函数为

$$B(t) = 1 + \cos[\Delta\Phi(t)]. \quad (11)$$

无调制部分是父脉冲时域包络相减 $A_1(t) - A_2(t + \Delta t)$ 形成的合成脉冲背景。根据脉冲合成机理,相干相长和相干相消形成的时域周期性调制(调制部分)是获得合成脉冲主极大峰的关键,而无调制部分只能增大合成脉冲的基底。

图 1 是一个具体的两个高斯脉冲相干合成的例子,图 1(a)为两个父脉冲包络,图 1(b)中实线为合成后的脉冲包络,点线为调制函数,点划线为父脉冲的时域包络乘积,虚线为无调制部分。两个脉冲均为高斯脉冲。第一个脉冲的中心波长为 1040 nm,脉冲宽度为 30 fs,啁啾 $C_{11} = 2.77 \times 10^{27} \text{ s}^{-2}$ 。第二个脉冲的中心波长为 800 nm,脉冲宽度为 60 fs,无



啁啾。第一个脉冲的能量是第二个脉冲的 0.7 倍,且 $\Delta t = 10 \text{ fs}$ 。从图 1(b)中可以看出非调制部分明显地增大了合成脉冲的基底,劣化了脉冲质量。因此调制部分能量占合成脉冲总能量的比率越大,合成脉冲的质量越高。为了评价该能量占比率,引入调制部分能量占比率因子:

$$\eta_s = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_s(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} I_s(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} [I_1(t) + I_2(t)] dt} = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} 2A_1(t)A_2(t + \Delta t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} [A_1^2(t) + A_2^2(t + \Delta t)] dt}. \quad (12)$$

(12)式表示调制部分能量占合成脉冲全部能量的比率,其分子为典型的互相关函数。虽然调制部分能量占比率的数学表达形式和研究部分相干问题中的相干度非常相近,但两者的物理意义不同。当两个父脉冲的时域包络完全相同时, $\eta_s = 1$; 当两个父脉冲的时域包络不同时,即使两个脉冲完全相干,也会造成 η_s 下降。

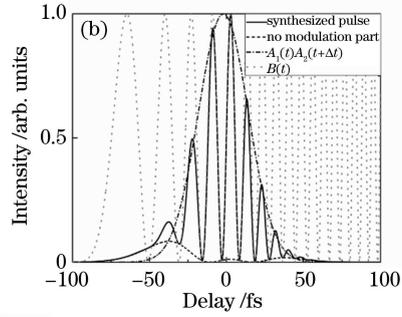


图 1 两个高斯脉冲的相干合成。(a)父脉冲包络;(b)相干合成的脉冲、父脉冲的时域包络乘积、调制函数和无调制部分
Fig. 1 Coherent synthesis of two Gaussian pulses. (a) Parent pulse envelopes; (b) coherently synthesized pulse, product of temporal envelopes of parent pulses, modulation function, and no modulation part

为了有效提高合成脉冲质量,只提高调制部分能量占比率是不够的,合成脉冲质量还与调制部分形成的主极大峰和次极大峰有关。从图 1(b)中可以看出主极大峰两侧还有大量的次极大峰。主极大峰是合成脉冲的主脉冲,其能量占比率越高,脉冲质量越高。次极大峰明显使合成脉冲出现了多峰结构,形成子脉冲。该子脉冲和 $I(t)$ 中的无调制部分共同构成了合成脉冲的基底,劣化了脉冲质量。为了提高合成脉冲质量,不但要提高调制部分能量占比率,还要提高调制部分主极大峰的能量占比率,并

减小次极大峰的个数和能量。

相干合成中,干涉引入的调制部分由 $B(t)$ 决定,其中 $\Delta\Phi(t)$ 的表达式改写为

$$\Delta\Phi(t) = \varphi_{sc} + t\Delta\omega + \sum_{n \geq 2} C_{1n}t^n - \sum_{n \geq 2} C_{2n}(t + \Delta t)^n, \quad (13)$$

式中: $\varphi_{sc} = \varphi_1 - \varphi_2 - \omega_2 \Delta t$; $\Delta\omega$ 为两个父脉冲的中心角频率之差,即 $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ 。

在此基础上,为了分析主极大峰占合成脉冲的总能量比率,引入主极大峰能量占比率因子:

$$\eta_{mp} = \frac{\int_{t_c - \frac{\pi}{\Delta\omega}}^{t_c + \frac{\pi}{\Delta\omega}} 2A_1(t)A_2(t + \Delta t)B(t)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} [A_1^2(t) + A_2^2(t + \Delta t)]dt} = \frac{\int_{t_c - \frac{\pi}{\Delta\omega}}^{t_c + \frac{\pi}{\Delta\omega}} 2A_1(t)A_2(t + \Delta t)B(t)dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} 2A_1(t)A_2(t + \Delta t)dt} \eta_s, \quad (14)$$

式中： $t_c = (\varphi_2 + \omega_2 \Delta t - \varphi_1) / \Delta\omega$ 为主极大峰的时域位置。调制周期为 $2\pi / \Delta\omega$ ，而调制部分的主极大峰两侧的零点分别为 $t_c - \pi / \Delta\omega$ 和 $t_c + \pi / \Delta\omega$ ，这样从一个零点积分到另一个零点所得的值即为主极大峰的能量。

η_{mp} 可以有效地描述合成脉冲的能量集中程度， η_{mp} 越大，能量越集中在合成脉冲的主极大峰，脉冲质量越高。由(14)式可知，要获得较高的 η_{mp} 值，合成前两个脉冲应该满足以下 2 个条件：1) 要想获得较大的 η_s ，两个父脉冲的时域包络形状、脉冲宽度和脉冲能量需相近；2) 宽度过宽的父脉冲时域包络乘积 $A_1(t)A_2(t + \Delta t)$ 包含了多个调制部分的次极大峰，形成的多峰结构将降低脉冲质量。为提高脉冲质量，两个父脉冲的时域宽度需足够短。

由于调制部分的主极大峰是合成脉冲的主脉冲，所以合成脉冲的时域宽度基本由主极大峰的宽度 $\pi / \Delta\omega$ 决定。为了确保合成脉冲的两侧没有过强的子脉冲，即调制部分的次极大峰个数较少、强度较弱，可以令父脉冲的时域宽度窄于 $3\pi / \Delta\omega$ ，这样 $A_1(t)A_2(t + \Delta t)$ 的宽度就一定窄于 $3\pi / \Delta\omega$ ，无法容纳 $B(t)$ 的多个调制周期，并使主极大峰两侧的次极大峰高度明显低于主极大峰，以保证大部分能量集中在合成脉冲的主极大峰内，而两侧次极大峰较小。比如，当两个时域宽度为 $3\pi / \Delta\omega$ 的高斯脉冲进行相干合成时，合成脉冲的主极大峰能量占比率因子 $\eta_{mp} = 60.2\%$ ，表明有 60.2% 的能量集中在合成脉冲的主脉冲。如果父脉冲的时域宽度更宽，合成后子脉冲的能量占比率会进一步增加。

此外，当父脉冲具有啁啾时，合成脉冲的质量也会受到一定的影响。在没有啁啾时，调制部分 $B(t)$ 的波峰和波谷关于 φ_{sc} 对称。当脉冲带有啁啾时，调制部分的波峰和波谷将不对称。父脉冲一般会被补偿到接近变换极限，啁啾量较小，所以主极大峰同无啁啾的情形相比不会有明显的偏移。

为了说明父脉冲参数对合成脉冲质量的影响，对比理想脉冲合成、带啁啾父脉冲、调制部分能量占比率较低、父脉冲宽度过宽 4 种情况下的时域相干

合成结果，图 2 所示为 4 种情况下的父脉冲时域包络乘积、干涉形成的时域周期性调制函数和合成结果。图 2(a)、(c)、(e)、(g) 均为两个父脉冲的包络，在图 2(b)、(d)、(f)、(h) 中，实线为合成后的脉冲包络，点线为调制函数，点划线为父脉冲的时域包络乘积，虚线为无调制部分。

其中图 2(a)、(b) 是理想脉冲的相干合成情况，父脉冲的时域包络如图 2(a) 所示，这两个父脉冲都是具有相同能量的变换极限高斯脉冲，其中一个脉冲的中心波长为 1040 nm，脉冲宽度为 19 fs，另一个脉冲的中心波长为 930 nm，脉冲宽度为 25 fs。两者能量、时域形状和宽度都相近，使得合成脉冲的调制部分能量占比率较高。对于该合成脉冲，其父脉冲宽度均小于 44.1 fs，合成脉冲的调制部分基本上只包含了一个调制周期，能量主要集中在主脉冲内，而子脉冲内能量很小，使得合成脉冲质量很高，如图 2(b) 所示。图 2(c)、(d) 为带啁啾父脉冲的相干合成情况，中心波长为 1040 nm 的高斯脉冲具有一定的啁啾 ($C_{11} = 7.68 \times 10^{26} \text{ s}^{-2}$)，但脉冲宽度仍为 19 fs，两个脉冲的时域包络如图 2(c) 所示。如图 2(d) 所示，啁啾的存在造成 $B(t)$ 不对称，继而造成合成结果的不对称，但对于合成后的主脉冲几乎没有影响。

图 2(e)、(f) 所示为调制部分能量占比率较低的情况，其中一个父脉冲的中心波长为 1040 nm、脉冲宽度为 15 fs，另一个脉冲的中心波长为 930 nm、脉冲宽度为 60 fs，第二个父脉冲的能量是第一个父脉冲能量的 4 倍。从图 2(f) 中可以看出，虽然两个父脉冲的时域包络乘积 $A_1(t)A_2(t + \Delta t)$ 和 $B(t)$ 同图 2(b) 中的差别不大，但两个父脉冲的宽度和能量相差较大，导致调制部分能量占比率过低。而无调制部分能量占据了非常大的部分，所以合成脉冲的质量较低。当父脉冲宽度较宽时，相干合成的情况如图 2(g)、(h) 所示，其中一个父脉冲的中心波长为 1040 nm、脉冲宽度为 30 fs，另一个父脉冲的中心波长为 800 nm、脉冲宽度为 30 fs，且两个父脉冲都具有相同的脉冲能量。父脉冲宽度过宽情况的两个父脉冲的中心频率差大于理想脉冲合成、带啁啾父脉冲、调制部分能量占比率较低这 3 种情况中两个父脉冲的中心频率差，使得父脉冲宽度过宽情况的两个父脉冲的宽度明显大于 17.4 fs，这种过宽的父脉冲宽度导致 $A_1(t)A_2(t + \Delta t)$ 比 $B(t)$ 的周期大很多，如图 2(h) 所示，使得合成脉冲出现多个次极大峰，而主极大峰的能量占比率显著下降，脉冲质量劣化。

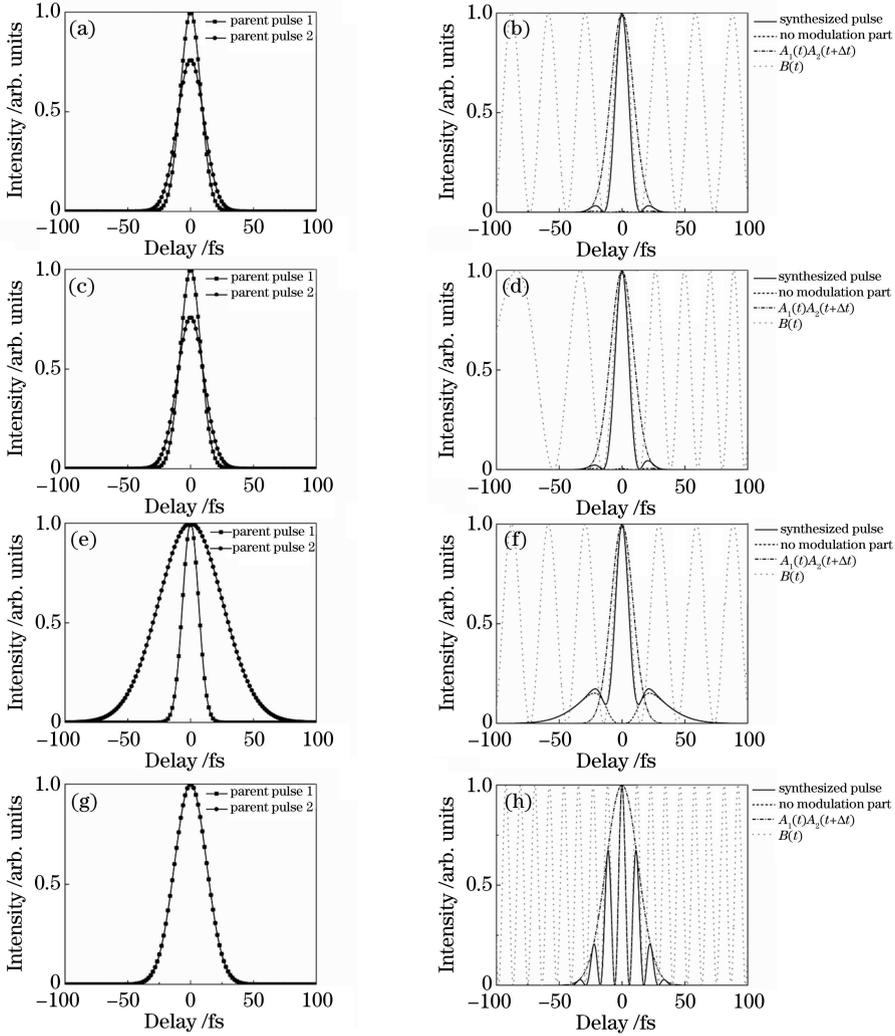


图 2 父脉冲对合成脉冲的影响。(a)(b)理想的情况；(c)(d)带啁啾父脉冲的情况；(e)(f)调制部分能量占比较低的情况；(g)(h)父脉冲的脉冲宽度过宽的情况

Fig. 2 Effect of parent pulse on synthesized pulse. (a)(b) Ideal situation; (c)(d) parent pulse with chirp; (e)(f) low power ratio of modulation part; (g)(h) over width of parent pulse

为了进一步分析父脉冲对调制部分能量占比率因子的影响,假设两个脉冲具有相同的数学表达形式,比如两个脉冲都是高斯脉冲,两个脉冲间的能量比值为 r ,两个脉冲间的宽度比值为 β 。在 $\Delta t = 0$ 时,有

$$A_2(t) = \sqrt{\frac{\beta}{r}} A_1(\beta t). \quad (15)$$

将(15)式代入(12)式中,得到

$$\eta_s = \frac{2\sqrt{\beta r} \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(t)A_1(\beta t)dt}{1+r \int_{-\infty}^{+\infty} A_1^2(t)dt}. \quad (16)$$

当 $r \leq 1$ 且 $\beta \leq 1$ 时,不同 r, β 下的 η_s 如图 3 所示。根据上述分析, r 和 β 越接近 1, η_s 越接近 1, 合成脉冲的调制部分能量占比率因子越大。但是,随

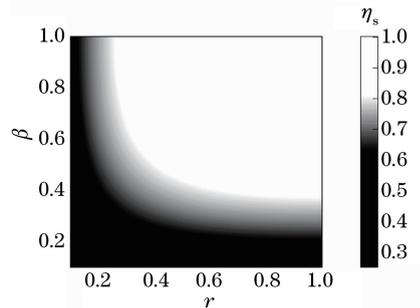


图 3 父脉冲为高斯脉冲时 r 和 β 对 η_s 的影响

Fig. 3 Effects of r and β on η_s when parent pulses are Gaussian pulses

着 r 和 β 的减小,调制部分能量占比率因子并没有迅速减小,即使当 $r = 0.5, \beta = 0.5$ 时,调制部分能量占比率因子依然可达 0.84, 所以很容易获得一个较

高的调制部分能量占比率。

在实际情况下,调制部分能量占比率因子会比(16)式给出的值低。这是因为(16)式中两个父脉冲的时域形状都为完全相同的高斯型,而实际情况中父脉冲的波包不可能具有相同的数学表达式。此外,(16)式只考虑了时域包络上的不匹配,忽略了光束截面上强度和相位的不匹配。例如,两束光的波前强度分布不一致,会导致调制部分能量占比率因子降低。此外,两个父脉冲的光束很难完美共线,这同样会造成调制部分能量占比率因子的降低。不过(16)式依然给出了获得调制部分能量占比率因子所需要的条件,即两个父脉冲需具有相近的脉冲能量和脉冲宽度。

基于以上分析,总结出如下结论:相干合成脉冲宽度取决于两个父脉冲的中心频率差。故不同中心频率的两个父脉冲应该具备相似的时域包络形状、脉冲宽度和脉冲能量,才能获得一个时域质量较高

的相干合成脉冲。此外,为了避免父脉冲的时域包络乘积 $A_1(t)A_2(t+\Delta t)$ 过大导致合成结果包含调制峰并形成子脉冲,两个父脉冲的宽度应该小于 $3\pi/\Delta\omega$ 。最后,父脉冲的啁啾会使合成结果具有一定的不对称性。

3 实验装置与结果

为了验证第 2 节中的理论,搭建了基于掺镱光纤飞秒激光放大器的相干脉冲合成系统,进行了系统的相干脉冲合成实验。实验装置如图 4 所示,其中 HWP 为半波片, PBS 为偏振分束片, SF11 PC 为 SF11 棱镜对, LPF 为低通滤波片, VDL 为可变延迟线, NDF 为中性滤波片, BS 为薄膜分束片。掺镱光纤飞秒激光系统的输出脉冲宽度为 70 fs, 脉冲能量为 16 nJ, 重复频率为 150 MHz。该系统采用自相似放大来获得高质量的窄脉冲^[22]。

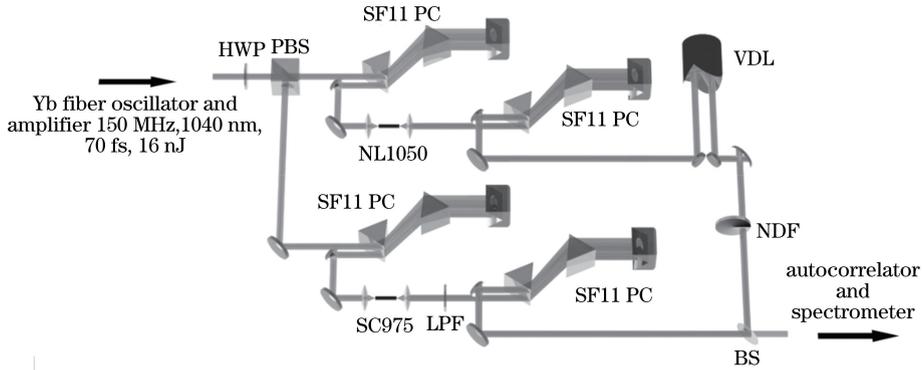


图 4 相干脉冲合成系统示意图

Fig. 4 Schematic of coherent pulse synthesis system

飞秒激光放大器输出的脉冲经 HWP 和 PBS 后分为两束。每一路都有 SF11 PC, 用来补偿前面光学元件引入的正色散, 同时为之后的非线性光谱展宽提供预啁啾以优化非线性过程, 使每一路获得最佳脉冲输出。采用具有不同色散曲线的两种高非线性 PCF 来获得不同中心波长的、具有高相干度的宽光谱输出。其中一路高非线性光纤为全正色散光纤(光纤型号为 NL-1050-NEG-1, 在此称为 NL1050, NKT Photonics 公司, 丹麦), 其在 1000~1100 nm 波段内具有平坦的正色散。当中心波长为 1040 nm 的脉冲在光纤中传播时, 自相位调制将成为主导性的非线性效应, 在 NL1050 平坦的正色散影响下积累线性的相位, 最终可以获得较高的压缩比^[23]。将带有正预啁啾的脉冲耦合进入 20 mm 长的 NL1050 中, 由自相位调制(SPM)效应展宽光谱后, 再被 SF11 PC 压缩。该压缩使得脉冲最短被压缩至 19 fs。在另一路中, 所使用的 PCF 为零色散点为 975 nm 的光纤(光纤型号

为 SC-3.7-975, 在此称为 SC975, NKT Photonics 公司, 丹麦), 脉冲经 SF11 PC 压缩到变换极限后耦合进入 22 mm 长的 SC975 光纤中。在传输过程中, 脉冲演化成高阶孤子并辐射色散波, 导致其光谱分裂成两部分^[24]。该高阶孤子色散波光谱的中心波长与另外一路脉冲相近, 但其带宽比较宽, 且光谱也较为平坦, 被压缩后可以获得脉冲宽度很窄的高质量脉冲。在实验中利用一个高通滤波片滤除光谱中的长波部分, 并利用 SF11 PC 透过的色散波进行去啁啾, 该色散波最短可被压缩至 25 fs。两个父脉冲的自相关迹和光谱如图 5 所示。NL1050 输出脉冲的自相关迹和输出光谱分别如图 5(a)、(b) 所示。SC975 输出脉冲的自相关迹和输出光谱分别如图 5(c)、(d) 所示。经 NL1050 进行非线性光谱展宽的输出脉冲的中心波长为 1040 nm, SC975 的输出脉冲的中心波长为 930 nm。由以上理论分析可得, 合成脉冲的宽度为 14 fs 左右。

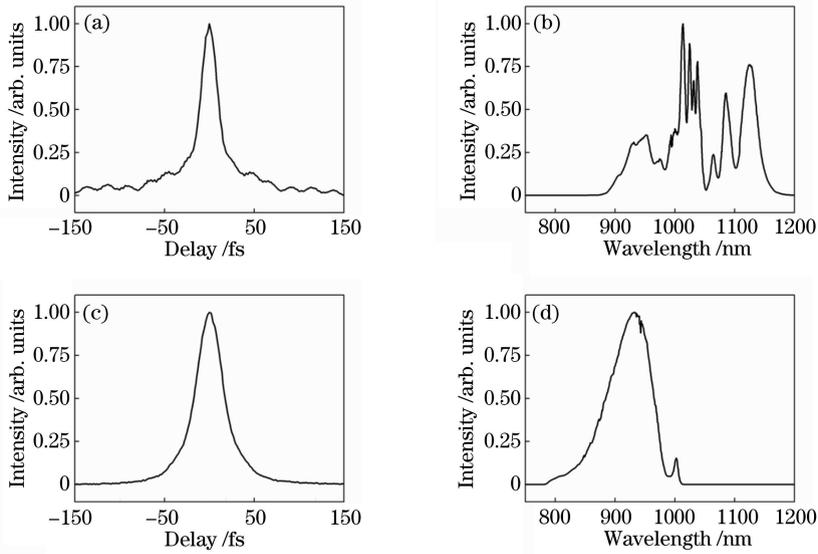


图 5 父脉冲的自相关迹和光谱。(a) NL1050 输出脉冲的自相关迹；(b) NL1050 输出脉冲的光谱；
(c) SC975 输出脉冲的自相关迹；(d) SC975 输出脉冲的光谱

Fig. 5 Autocorrelation traces and spectra of parent pulses. (a) Autocorrelation trace of output pulse from NL1050; (b) spectrum of output pulse from NL1050; (c) autocorrelation trace of output pulse from SC975; (d) spectrum of output pulse from SC975

为了精确控制两路脉冲的时间延迟,采用一个由压电陶瓷控制的中空回反镜来调节两路脉冲间的时间延迟,延迟的调节精度达到 20 nm,足以用于调节 1040 nm 的脉冲。然后通过一个中性衰减片来调节 NL1050 输出脉冲的能量。两束脉冲通过一个薄膜分光片共线合束,随后射进自相关仪和光谱仪中。

两路脉冲时间延迟的调解步骤如下:首先将 NL1050 输出脉冲的能量调至与 SC975 输出脉冲的能量相同。然后通过调节压电陶瓷上的电压来精细调节两个脉冲间的延迟。合成脉冲的自相关迹随两路脉冲延迟的变化如图 6 所示,当两路之间的延迟较大(大于 60 fs)时,合成脉冲自相关迹的两侧出现了两路脉冲的互相关包络。合成脉冲的自相关迹的中间部分是两个脉冲各自自相关的叠加。从图 6 中可以看到,互相关包络峰值与合成脉冲自相关迹峰值的时间距离与两路脉冲的延迟相同,随着延迟的减小,互相关迹逐渐靠近自相关迹的中间部分,最终融入其中。

为了更加准确地测量合成脉冲的宽度,使用一台自制的条纹分辨自相关器测量合成脉冲的宽度。根据以上理论预测,合成脉冲的宽度应接近 $\pi/\Delta\omega$ 。合成脉冲的条纹分辨自相关曲线及其光谱如图 7 所示。合成脉冲的宽度为 13 fs,非常接近 14 fs。NL1050 输出脉冲带有高阶啁啾,造成了两个脉冲的 900 nm 部分间存在延迟,所以合成脉冲光谱中 900 nm 附近存

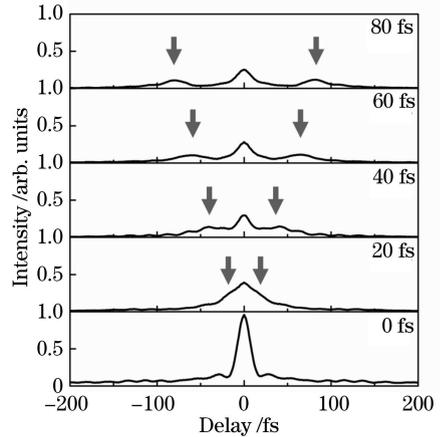


图 6 合成脉冲自相关迹随两路父脉冲间延迟的演化
Fig. 6 Evolution of autocorrelation trace of synthesized pulse with time delay between two parent pulses

在振荡结构,且该振荡结构越短,波越密集。

根据理论推导,调制部分能量越高,合成脉冲的质量越好。而高调制部分能量占比需要两个脉冲具有相近的脉冲能量,父脉冲的能量相等时相干合成脉冲质量最好。为了验证这一点,实验改变了 NL1050 输出脉冲的能量,并记录合成脉冲自相关迹的改变。将 NL1050 输出脉冲能量占 SC975 输出脉冲能量的比率分别调整为 1.2:1,0.7:1,0.4:1。当能量占比被设置为 1.2:1 时[图 8(a)],其自相关曲线同两个父脉冲能量相等[图 8(b)]时较接近,这是因为:根据(14)式,1.2:1 的父脉冲能量占比对于调制部分能量占比的影响依然比较有限。

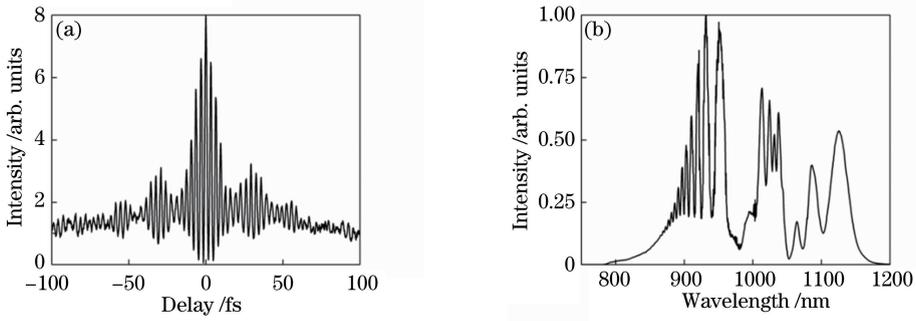


图 7 父脉冲的相干合成结果。(a)合成脉冲的条纹分辨自相关迹曲线;(b)合成脉冲的光谱

Fig. 7 Coherent synthesis result of parent pulses. (a) Fringe-resolved autocorrelation trace of synthesized pulse; (b) spectrum of synthesized pulse

当继续把 NL1050 输出脉冲能量调至 SC975 输出脉冲能量的 0.7 倍[图 8(c)]和 0.4 倍[图 8(d)]时,合成脉冲的自相关曲线中的周期脉冲结构明显被抑制,这

对应于图 2(b)和图 2(f)。此外,当父脉冲能量占比率偏移 1:1 时,合成脉冲的主脉冲宽度也比父脉冲能量占比率为 1:1 时合成脉冲的主脉冲宽度更宽。

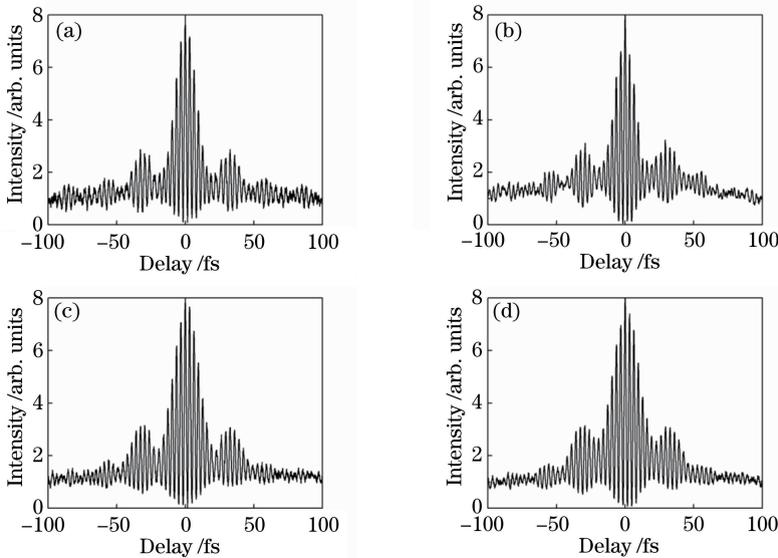


图 8 两个父脉冲能量占比率对合成脉冲的影响。(a) 1.2:1;(b) 1:1;(c) 0.7:1;(d) 0.4:1

Fig. 8 Effect of energy ratio of two parent pulses on synthesized pulse. (a) 1.2:1; (b) 1:1; (c) 0.7:1; (d) 0.4:1

此外,根据理论推导,不仅父脉冲能量占比率会对合成结果的调制部分能量占比率造成影响,两个脉冲的宽度不同也会造成调制部分能量占比率下降。为了验证这一结论,保持两个父脉冲的能量相同,通过加入负啁啾来展宽 SC975 输出脉冲的宽度。正如理论推导中所预测的那样,当 SC975 输出脉冲展宽到 32 fs 时[图 9(a)],合成脉冲的子脉冲的能量有所增加,且合成脉冲的主脉冲宽度增加到 15 fs。进一步展宽 SC975 输出脉冲到 41 fs[图 9(b)],总能量中的相当大一部分被子脉冲占据,这同图 2(f)中的理论预测是一致的。

从上述的两个实验中可以看出,合成脉冲对于父脉冲宽度的变化更加敏感。这是因为展宽父脉冲不仅会降低调制部分能量占比率,还会加大两个父

脉冲的时域包络乘积,使得合成脉冲包含的次极大峰的个数增加,进一步减小了主极大峰所占能量。

为了获得更短的脉冲并研究两个父脉冲的时域包络乘积相对 $\pi/\Delta\omega$ 较宽的情况,将耦合进 NL1050 和 SC975 两个 PCF 中的脉冲能量分别变成 10.3 nJ 和 5.7 nJ。抽运能量的改变使得 NL1050 出射脉冲的光谱变窄,同时 SC975 输出波长偏移至 870 nm,将其重新压缩到最短宽度后,新父脉冲的自相关曲线和光谱如图 10(a)~(c)所示。NL1050 输出脉冲的宽度为 20 fs,而 SC975 输出脉冲的宽度为 22 fs。此时, $\pi/\Delta\omega=8.8$ fs。利用自行搭建的二次谐波频率分辨光学门(SHG-FROG)测量的合成脉冲的光谱如图 10(c)所示,SHG-FROG 还原的电场包络和相位如图 10(d)所示,合成脉冲的宽度为 8 fs。相比

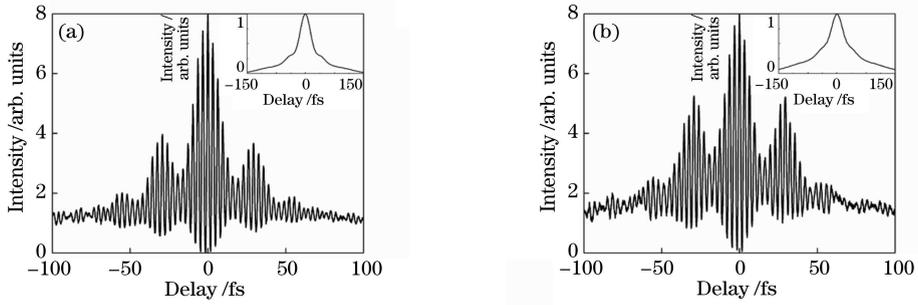


图 9 父脉冲宽度对合成脉冲的影响(插图为展宽后的父脉冲)。(a) 32 fs;(b) 41 fs

Fig. 9 Effect of parent pulse duration on synthesized pulse (inset is stretched parent pulse). (a) 32 fs; (b) 41 fs

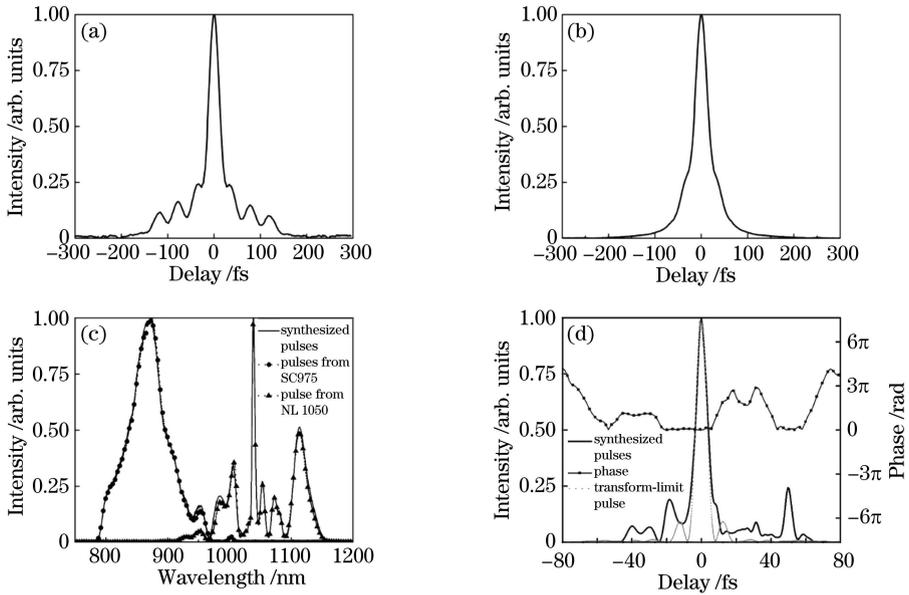


图 10 父脉冲的时域包络乘积相对 $\pi/\Delta\omega$ 较宽时父脉冲和相干脉冲合成的结果。(a) NL1050 输出脉冲的自相关迹；(b) SC975 输出脉冲的自相关迹；(c) 父脉冲及合成脉冲光谱；(d) 合成脉冲的电场包络和相位

Fig. 10 Parent pulses and result of pulse coherent synthesis when product of temporal envelopes of parent pulses is larger than $\pi/\Delta\omega$. (a) Autocorrelation trace of output pulse from NL1050; (b) autocorrelation trace of output pulse from SC975; (c) spectra of parent pulses and synthesized pulses; (d) electric field envelope and phase of synthesized pulse

于图 7(a), 所合成的脉冲宽度更窄, 这是因为两个父脉冲的中心波长相差更大, 同时, 合成脉冲的子脉冲结构也更加明显, 且与图 2(h) 中的理论预测一致。该现象验证了理论推导中父脉冲的相关函数变宽时, 合成结果中脉冲峰的数量增加且多峰结构更加明显的结论。

4 结 论

利用解析方法, 系统研究了飞秒脉冲相干合成中父脉冲时域宽度和形状、脉冲能量、中心频率差、啁啾等参数对合成脉冲质量的影响, 提出了一种通过优化父脉冲时域和频域参数提升合成脉冲质量的方法。当两个父脉冲的脉冲能量和脉冲宽度相近且

脉冲宽度小于 $3\pi/\Delta\omega$ 时, 可以有效减小合成脉冲基底, 获得高质量的少周期脉冲, 合成脉冲的宽度可估算为 $\pi/\Delta\omega$ 。分析两个父脉冲的能量占比、宽度比例以及本身宽度同 $\pi/\Delta\omega$ 的比例等多个因素对合成结果的影响。根据这些结论, 搭建了基于掺镱光纤飞秒激光器的相干脉冲合成系统, 进行了一系列实验, 得到的实验结果与理论结果一致。当两个父脉冲的能量占比偏离 1:1 时, 合成脉冲的宽度增加, 且其自相关的周期性结构减弱。不论是父脉冲的能量占比偏离 1:1, 还是父脉冲宽度相比于 $\pi/\Delta\omega$ 过宽, 都会造成合成脉冲的质量下降。最终通过优化脉冲合成系统中父脉冲的相关参数, 实现了 8 fs 少周期脉冲输出。

参 考 文 献

- [1] Alfano R R, Shapiro S L. Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass[J]. Physical Review Letters, 1970, 24(11): 584-587.
- [2] Knight J C, Birks T A, Russell P S J, *et al.* All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. Optics Letters, 1996, 21(19): 1547-1549.
- [3] Heidt A M, Hartung A, Bosman G W, *et al.* Coherent octave spanning near-infrared and visible supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers[J]. Optics Express, 2011, 19(4): 3775-3787.
- [4] Hundertmark H, Rammner S, Wilken T, *et al.* Octave-spanning supercontinuum generated in SF6-glass PCF by a 1060 nm mode-locked fibre laser delivering 20 pJ per pulse[J]. Optics Express, 2009, 17(3): 1919-1924.
- [5] Dudley J M, Coen S. Fundamental limits to few-cycle pulse generation from compression of supercontinuum spectra generated in photonic crystal fiber[J]. Optics Express, 2004, 12(11): 2423-2428.
- [6] Zhang J H, Hu M L, Liu B W, *et al.* Amplification of dissipative soliton and supercontinuum generation [J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(4): 0405003.
张巨慧, 胡明列, 刘博文, 等. 耗散孤子脉冲的放大和超连续光谱的产生[J]. 中国激光, 2014, 41(4): 0405003.
- [7] Dudley J M, Genty G, Coen S. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber[J]. Reviews of Modern Physics, 2006, 78(4): 1135-1184.
- [8] Mu J, Zhou K N, Wang X, *et al.* Effect of wavefront distortion on beam pointing detection in coherent combination of large aperture beams [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(6): 0605001.
母杰, 周凯南, 王道, 等. 波前畸变对大口径光束相干合成中光束指向探测的影响[J]. 中国激光, 2017, 44(6): 0605001.
- [9] Wang X L, Zhou P, Su R T, *et al.* Current situation, tendency and challenge of coherent combining of high power fiber lasers [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(2): 0201001.
王小林, 周朴, 粟荣涛, 等. 高功率光纤激光相干合成的现状、趋势与挑战[J]. 中国激光, 2017, 44(2): 0201001.
- [10] Jiang M, Ma P F, Zhou P, *et al.* Performance of laser beam combination system based on brightness [J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(7): 0714001.
姜曼, 马鹏飞, 周朴, 等. 基于亮度的激光光束合成系统性能[J]. 光学学报, 2017, 37(7): 0714001.
- [11] 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.
- [12] Fan J T, Gu C L, Shi H S, *et al.* Generation of 3.9-cycle pulses from the coherent synthesis of two continuous-wave injection seeded optical parametric amplifiers at 53 MHz[J]. Optics Letters, 2018, 43(22): 5579-5582.
- [13] Kim J W, Song Y J. Ultralow-noise mode-locked fiber lasers and frequency combs: principles, status, and applications[J]. Advances in Optics and Photonics, 2016, 8(3): 465-540.
- [14] Krauss G, Lohss S, Hanke T, *et al.* Synthesis of a single cycle of light with compact erbium-doped fibre technology[J]. Nature Photonics, 2010, 4(1): 33-36.
- [15] Huang S W, Cirmi G, Moses J, *et al.* High-energy pulse synthesis with sub-cycle waveform control for strong-field physics [J]. Nature Photonics, 2011, 5(8): 475-479.
- [16] 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.
- [17] Peng T D, Liu B W, Zhang J H, *et al.* Generation of few-cycle femtosecond pulses via coherent synthesis based on self-frequency-shifted solitons in all-solid-state photonic bandgap fiber[J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(7): 0702006.
彭天铎, 刘博文, 张巨慧, 等. 基于全固光子带隙光纤中自频移孤子的相干合成产生少周期飞秒激光脉冲[J]. 中国激光, 2015, 42(7): 0702006.
- [18] Cox J A, Putnam W P, Sell A, *et al.* Pulse synthesis in the single-cycle regime from independent mode-locked lasers using attosecond-precision feedback[J]. Optics Letters, 2012, 37(17): 3579-3581.
- [19] Fong B J, Lin W T, Wu S Y, *et al.* Relative carrier-envelope phase stabilization of hybridly synchronized ultrafast Yb and Er fiber-laser systems with the feed-forward scheme[J]. Optics Letters, 2015, 40(6): 966-969.
- [20] Schibli T R, Kim J, Kuzucu O, *et al.* Attosecond active synchronization of passively mode-locked lasers by balanced cross correlation[J]. Optics Letters, 2003, 28(11): 947-949.
- [21] Tian H C, Song Y J, Meng F, *et al.* Long-term stable coherent beam combination of independent femtosecond Yb-fiber lasers[J]. Optics Letters,

- 2016, 41(22): 5142-5145.
- [22] Wang S J, Liu B W, Gu C L, *et al.* Self-similar evolution in a short fiber amplifier through nonlinear pulse reshaping[J]. Optics Letters, 2013, 38(3): 296-298.
- [23] Heidt A M. Pulse preserving flat-top supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fibers[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2010, 27(3): 550-559.
- [24] Tu H H, Boppart S A. Optical frequency up-conversion by supercontinuum-free widely-tunable fiber-optic Cherenkov radiation[J]. Optics Express, 2009, 17(12): 9858-9872.