

引用格式: LIU Zheng-yi, LIU Shuang-long, HUANG Ai-wang, *et al.* Generation of Broadband Supercontinuum Source with Pulse Width of One Hundred Femtosecond[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, **49**(9):0914002

刘正一, 刘双龙, 黄艾旺, 等. 百飞秒级脉宽的宽带超连续谱光源的产生[J]. 光子学报, 2020, **49**(9):0914002

百飞秒级脉宽的宽带超连续谱光源的产生

刘正一, 刘双龙, 黄艾旺, 刘伟, 陈丹妮

(深圳大学 物理与光电工程学院 光电子器件与系统(教育部/广东省)重点实验室, 广东 深圳 518060)

摘 要:实现了一种适合于相干拉曼光谱探测的宽带超连续谱光源的方法,使用 1 064 nm 飞秒激光泵浦全正色散光子晶体光纤,并用光栅对脉冲进行压缩,最终获得了脉宽 178 fs,频谱范围处于 760~1 300 nm 的超连续谱光源.对超连续谱脉冲的时间频谱结构进行了分析,未经过压缩的超连续谱的脉冲宽度达到 1.43 ps,不同频率的成分之间延迟较大,但基本上呈线性平滑分布,因此可以使用光栅对进行色散补偿;此外,提高泵浦光的功率虽然能够增加光谱展宽,但会引入高阶色散,并不利于色散补偿.最后,使用该超连续谱搭建的三色相干反斯托克斯拉曼散射光谱探测系统,测量了苯甲腈溶液的相干反斯托克斯拉曼散射信号光谱,同时获得了 $3\ 200\ \text{cm}^{-1}$ 范围内的所有振动模式,验证了该超连续谱的性能.

关键词:超连续光谱;非线性光学;光子晶体光纤;超短脉冲;光谱探测

中图分类号:O433.5+4

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20204909.0914002

Generation of Broadband Supercontinuum Source with Pulse Width of One Hundred Femtosecond

LIU Zheng-yi, LIU Shuang-long, HUANG Ai-wang, LIU Wei, CHEN Dan-ni

(Key Laboratory of Optoelectronic Devices and Systems of Ministry of Education and Guangdong Province, College of Physics and Optoelectronic Engineering, Shenzhen University, Shenzhen, Guangdong 518060, China)

Abstract: A method of generating broadband supercontinuum pulses is proposed, and it is a prefer light source for coherent Raman spectroscopy. A 1 064 nm femtosecond laser was used to pump the normal dispersion photonic crystal fiber, and then a pair of gratings was used to compress the pulse. Then a supercontinuum light source with a pulse width of 178 fs and a spectral range of 760~1 300 nm was obtained. The temporary spectrum structure of the supercontinuum pulse was analyzed. The results demonstrated that its spectrum is basically linearly and smoothly distributed, but the pulse width reaches 1.43 ps, and the time delay between different spectral frequencies is quite large. Therefore, a pair of gratings is used for dispersion compensation. In addition, although increasing the power of pump light can increase the spectral broadening, it will also introduce higher-order dispersion, which will increase complexities to the following dispersion compensation. In the end, to verify the performance of the supercontinuum in Coherent Anti-stokes Raman Scattering (CARS), three-color CARS spectrum detection system was built using the supercontinuum, and the CARS spectrum of the benzonitrile solution was measured, and all vibration modes in the range of $3\ 200\ \text{cm}^{-1}$ was obtained simultaneously.

基金项目:国家自然科学基金(Nos.11774242, 61705144, 61235012, 61335001),国家重点基础研究发展计划(Nos.2012CB825802, 2015CB352005),国家重大科学仪器设备开发专项(No.2012YQ15009203),深圳市科技计划(Nos.JCYJ20170818142804605, JCYJ20160308104404452)

第一作者:刘正一(1993—),男,硕士研究生,主要研究方向为超连续谱光源. Email: liuzy9137@qq.com

导师(通讯作者):陈丹妮(1977—),女,副教授,博士,主要研究方向为荧光显微成像. Email: danny@szu.edu.cn

收稿日期:2020-03-19; **录用日期:**2020-05-19

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

Key words: Supercontinuum; Nonlinear optics; Photonic crystal fiber; Ultrashort pulse; Spectral detection

OCIS Codes: 140.3460; 190.4370; 320.6629; 060.4370; 300.6230

0 引言

对于光学系统而言,优质的光源是实验的基础.1960年,随着激光器的发明,这种具有高度相干性、单色性的光源就开始被应用在各种领域,经久不息.然而,对于不同的领域,对于光源性质也有着特殊的要求,如频谱范围、时谱结构、时间一致性等等.超连续光谱(Supercontinuum, SC),是一种相对特殊的光源,一般而言,SC是通过激光泵浦各非线性介质,利用光的自相位调制、四波混频、孤子频移等原理而产生的具有更宽光谱的光源.其使用范围很广泛,如宽带照明与显示^[1]、光学相干层析^[2]、生物医学显微成像^[3]、光通信^[4]、光纤传感^[5]等,具有非常重要的研究与应用价值.

早期的SC,是通过大功率超短激光脉冲泵浦各种非线性介质获得的^[6-7],受制于非线性效应弱且损耗较大;而在1978年后,随着PINAULT S C等在观测到单模光纤中的光谱展宽现象^[8],使用光纤产生SC成为了一种更理想的方式.1996年,KNIGHT J C等提出了光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber, PCF)的概念^[9],通过光纤的内部结构设计,来控制其色散特性,得到的SC也拥有更为理想的光谱、时谱等特性.PCF不同于普通光纤,通常纤芯与包层都为同一种介质,依靠设计好的空气孔阵列来破坏薄层的周期性结构,从而将光波束缚在纤芯传播^[10].它的色散特性和非线性特性可以通过设计来获得^[11];通过改变包层内的微孔结构来改变光纤的零点色散,调整波导色散在光纤色散中的比重,从而控制PCF的色散特性;这种设计也改变了PCF的有效模场面积,使得PCF纤芯内的非线性效应强度发生改变.

在相干拉曼光谱成像实验中,如相干反斯托克斯拉曼散射(Coherent Anti-stokes Raman Scattering, CARS)光谱成像,使用超短激光脉冲泵浦PCF获得SC,作为CARS过程中的泵浦光或者斯托克斯光光源,可以同时获取一定频谱范围内的分子振动频率信息.然而,为了能够同时探测到完整的分子振动频率信息,不仅需要所使用SC光源的频谱要尽量宽、光强尽量强,而且要求光谱曲线平滑.此前,研究人员主要是通过双零色散PCF来产生SC^[12-14],但是由于其展宽的机制主要是由于孤子分裂和孤子自频移,所以SC的能量主要在几个尖峰内,时间频谱结构较差.对于低阶色散产生的线性啁啾,可以使用光栅对或棱镜对进行补偿,而对于高阶色散或者光孤子产生的复杂啁啾,则要考虑使用空间光调制器进行补偿,这增加了实验的工作量与系统的复杂程度.例如实验室曾经通过泵浦双零色散PCF(PM-750, NKT Photonics)^[14]获得了光谱范围覆盖600~1 200 nm的SC,并分布在大约4 ps内时间范围内,仅能作为CARS过程中的斯托克斯光;LEE Y J等使用空间光调制器补偿了泵浦Femtowhite800型PCF后的SC^[15],最终获得了500~3 500 cm⁻¹内的大部分CARS光谱.国外也有使用其他种类的光纤,如硫化物PCF、气相填充式PCF等^[16-18],但是得到的SC由于光谱宽度窄,或者时谱结构复杂等因素,仍然需要对光谱进行调整.

此前已经完成了飞秒激光脉冲泵浦全正色散PCF(NL-1050-NEG, NKT Photonics)的数值模拟^[14],由于全正色散PCF的色散曲线在可见及红外波段都为正常色散区,光谱的展宽机制主要为自相位调制和四波混频,不会因为孤子分裂而导致时谱或频谱波动过大,产生的频谱具有较好的连续性和平坦性,同时光谱展宽也能达到500 nm以上.而在时域上,泵浦长度较短光纤产生的SC具有平滑的二次相位,很容易利用棱镜或光栅进行补偿与压缩.本文延续了文献[14]中的工作,提出并实现了一种获得高质量SC的方法,使用中心波长为1 064 nm、脉宽为280 fs的飞秒激光器泵浦NL-1050-NEG型PCF,并利用平行光栅对对展宽后的SC脉冲进行色散补偿,最终,实验获得了时间和空间上都相对理想的SC光源,其脉冲半高全宽(Full Width at Half Maximum, FWHM)约178 fs,光谱范围760~1 300 nm,即谱宽超过500 nm的百飞秒量级脉冲光.相比之下,这种获取SC的方法相对简单,非常适合应用到紧凑型光路中.此外,为了验证此方法的有效性,使用该SC作为泵浦光和斯托克斯光,搭建了三色CARS光谱探测系统,由于SC超宽的光谱与时间一致性,能够在单次探测中获得超过3 000 cm⁻¹内的振动模式.

1 理论基础

对于SC的产生过程,可采用广义非线性薛定谔方程来描述^[19],即

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2}A - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k}{\partial T^k} A = \gamma \left(1 + \tau_{\text{shock}} \frac{\partial}{\partial T} \right) A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') \times |A(z, t - t')|^2 dt' \quad (1)$$

式中, A 为脉冲的复振幅, α 为光纤损耗系数, z 为脉冲的传输距离, β_k ($k \geq 2$) 为第 k 阶色散系数, 方程右边是非线性传输项, γ 为非线性系数, τ_{shock} 与脉冲沿的自变陡效应和光学冲击有关, $R(t)$ 表示非线性相应函数, T 表示以群速度色散为参考系的时间坐标, t 则表示时间. 描述了激光脉冲在传输过程中的演变.

由于非线性广义薛定谔方程为非线性偏微分方程, 一般情况下是无法解析出的, 因此通常采用数值的方法进行求解, 衍生出诸如分步傅里叶法^[20]、分布小波法^[21]、四阶龙格-库塔法^[22]等算法. 分步傅里叶算法是其中最为经典的方法之一, 它具有比较好的运算速度和计算精度, 并且原理相对简单, 因此在模拟中, 仍使用它来对 GNLS 进行求解, 并对结果精度进行分析.

将式(1)改写为式(2)的形式, 其中 \hat{D} 和 \hat{N} 分别为微分算符和非线性算符, 前者表示为传导介质的散射和吸收特性, 后者表示光纤中的非线性效应.

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (2)$$

式中, \hat{D} 和 \hat{N} 分别表示为

$$\hat{D} = - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k}{\partial T^k} - \frac{\alpha}{2} \quad (3)$$

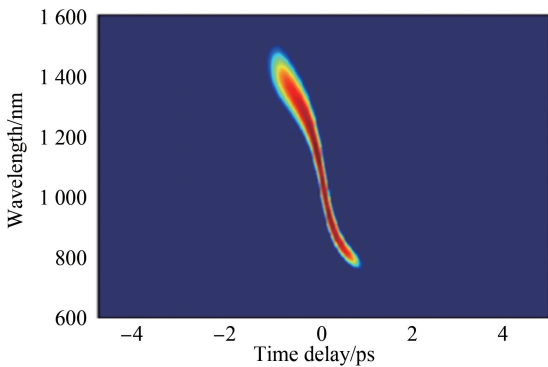
$$\hat{N} = \frac{i\gamma}{A} \left(1 + i\tau_{\text{shock}} \frac{\partial}{\partial T} \right) [A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') \times |A(z, t - t')|^2 dt'] \quad (4)$$

根据式(2), 可以很容易理解分步傅里叶算法(Split-step Fourier Algorithm, SSFM)的原理: 将光纤中原本应该一起作用的色散和非线性效应分离, 并沿光纤传输方向, 将介质分为一个个的微元, 色散和非线性效应交替作用在其中. 另外, 为了提高计算精度, 将非线性效应的作用放在微元的中间而非边界, 这种方法被称作对称分步傅里叶算法. 最终得到一个近似解, 可表示为

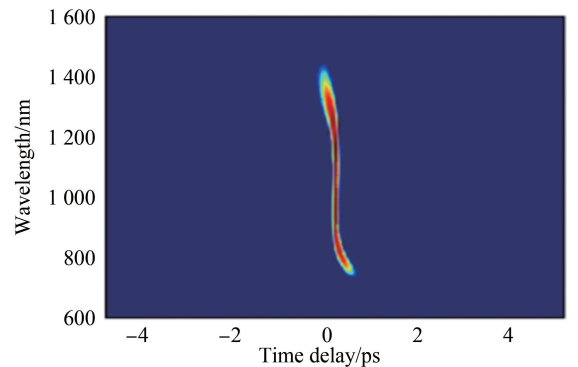
$$A(z + \Delta h, T) \approx \exp(\Delta h \hat{N}) F_T^{-1} \{ \exp[\Delta h \hat{D}(-i\omega)] F_T[A(z, T)] \} \quad (5)$$

式中, F_T 和 F_T^{-1} 分别表示傅里叶变换和逆傅里叶变换, 并用 $-i\omega$ 代替 $\partial/\partial T$, 这里可以采用快速傅里叶变换算法以加快计算速度^[23].

详细的模拟过程以及结果见参考文献[14]. 数值模拟中分析了不同泵浦脉冲对光谱展宽的影响, 以及 SC 的结构变化. 采用中心波长 1 060 nm, 脉宽为 50 fs, 能量为 1.5 nJ 的超短脉冲泵浦 12 cm 长的 NL-1050-NEG 型光纤, 模拟得到的 SC 的时谱结构和时间分布如图 1(a) 和 (c) 所示, 光谱已经能够获得很大的展宽 (740~1 450 nm), 同时光谱结构也较为平坦, 但是不同频率成分之间的延迟达到 2 ps 以上, 明显呈 S 形分布, 这是由于脉冲在全正色散 PCF 中传输时, GVD 使脉冲产生线性频率啁啾, 而 SPM 感应啁啾沿整个脉冲且为非线性的. 对于其中的线性啁啾, 可以使用棱镜对或光栅对进行补偿, 而高阶色散部分, 则只能通过空间光调制器进行补偿. 图 1(b) 和 (d) 表示经过线性补偿后的脉冲结构以及时域分布, 可以看到在高频部分和低频部分难以被很好地压缩, 并在时域上形成了两个拖尾. 对补偿后的脉冲进行拟合, 结果显示其半高全宽能达到大约 15 fs.



(a) Time spectrum structure of SC before dispersion compensation



(b) Time spectrum structure of SC after dispersion compensation

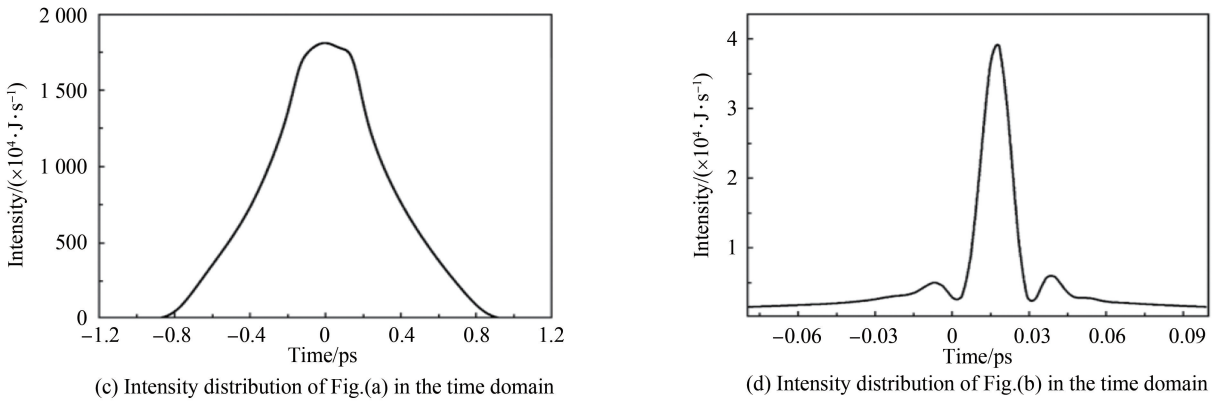


图 1 色散补偿前后 SC 的时间频谱结构以及对应时在域上的强度分布^[14]

Fig.1 Time spectrum structure of SC before and after dispersion compensation and corresponding intensity distribution in time domain^[14]

2 实验结果与分析

2.1 光纤的处理

NL-1050-NEG 全正色散 PCF 的色散曲线如图 2(a)所示,其最大群速度色散量大约在 $\lambda = 1\ 060\ \text{nm}$ 处,光纤端面在扫描电子显微镜下的结构如图 2(b),10 层呈三角分布的空气微孔阵列构成光纤的包层,空气孔直径为 $0.561\ 6\ \mu\text{m}$,孔间距为 $1.44\ \mu\text{m}$,光纤的纤芯为实芯熔硅材料,纤芯直径为 $2.3 \pm 0.3\ \mu\text{m}$.系统选择的光纤飞秒激光器,其重复频率 $20.86\ \text{MHz}$,输出的脉冲光谱如图 2(c),红色圆圈表示光谱仪测量得到的数据,而蓝色实线则是经过拟合后的结果,显示中心波长为 $1\ 064\ \text{nm}$;使用自相关仪测量了脉冲的自相关曲线,计算得到脉冲宽度为 $280\ \text{fs}$.因此,在泵浦 NL-1050-NEG 型 PCF 时,能够获得接近最大的展宽.

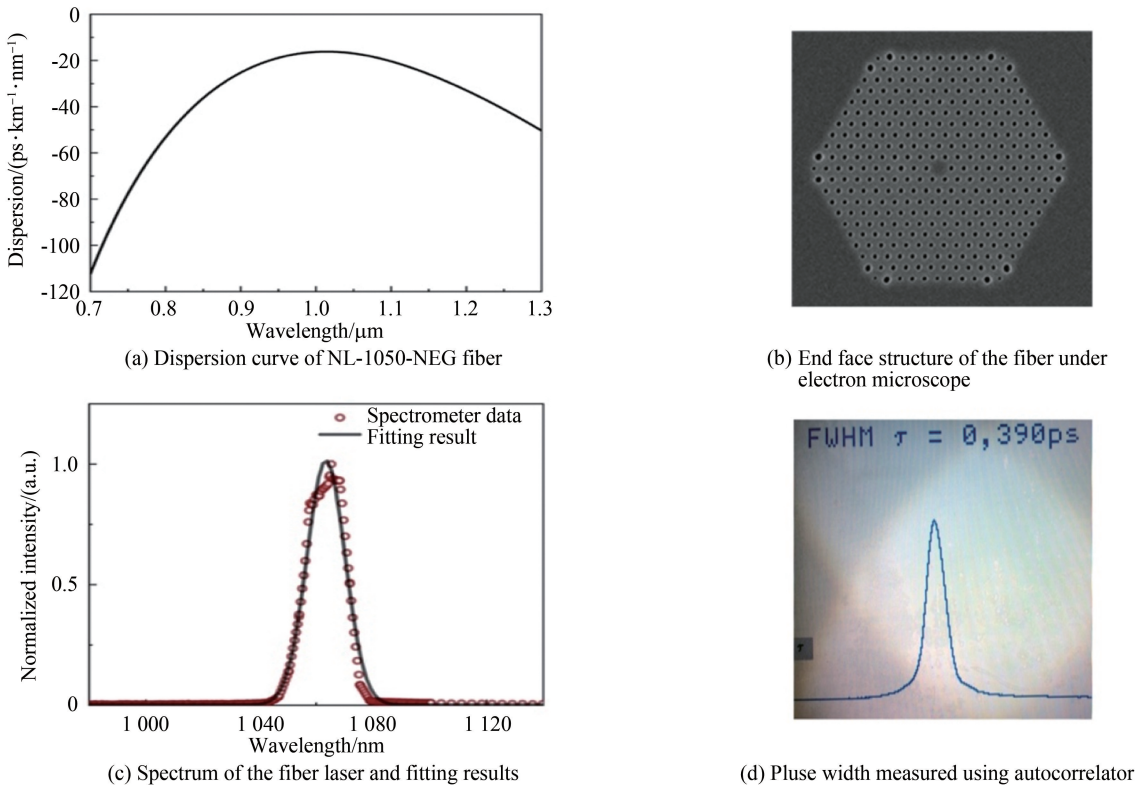


图 2 PCF 和泵浦光的参数

Fig.2 Parameters of PCF and pump light

考虑到光纤中的损耗以及其他非线性作用,在实验中选择长度为 42 cm 的全正色散 PCF 进行展宽.为了获得更大的光谱展宽量,需要使用较大功率的入射脉冲泵浦光纤.因此,在光纤端面的聚焦光斑具有非常高的功率密度,很容易因为灰尘颗粒或者脉冲波动,导致光纤端面损坏,影响光纤的耦合效率.为了解决这些问题,可以将 PCF 与单模光纤进行熔接,或者对光纤端面进行塌陷研磨的方法处理,最终获得破坏阈值更高的光纤端面.但是使用单模光纤熔接的方法,在熔接处会产生额外的损耗,需要恒温装置进行降温,而且单模光纤也会引入额外的光谱展宽,因此选择了塌陷研磨的方法进行处理.在研磨光纤端面之后,进行多次放电使光纤前端面塌缩,这样处理之后的耦合效率可以达到 40% 以上.

2.2 色散补偿前后 SC 的输出功率

端面处理之后,将光纤接入事先准备的光路中.利用精密光纤对准位移台(M-561D-XYZ, Newport)将光纤固定,选择合适的消色差双胶合透镜,将飞秒激光脉冲耦合到经过处理的前端面上.入射脉冲经过光纤展宽后,再次经过透镜收集准直,就可以获得初步展宽后的超连续光谱.另外,需要在入射光线前增加半波片,以调节出射光谱的频谱结构.调节光纤的出射功率分别为 30 mW、60 mW、90 mW、120 mW,用光谱仪测量此时的光谱,分别对应图 3 中的(a)~(d),此时的光纤耦合效率约为 28%.

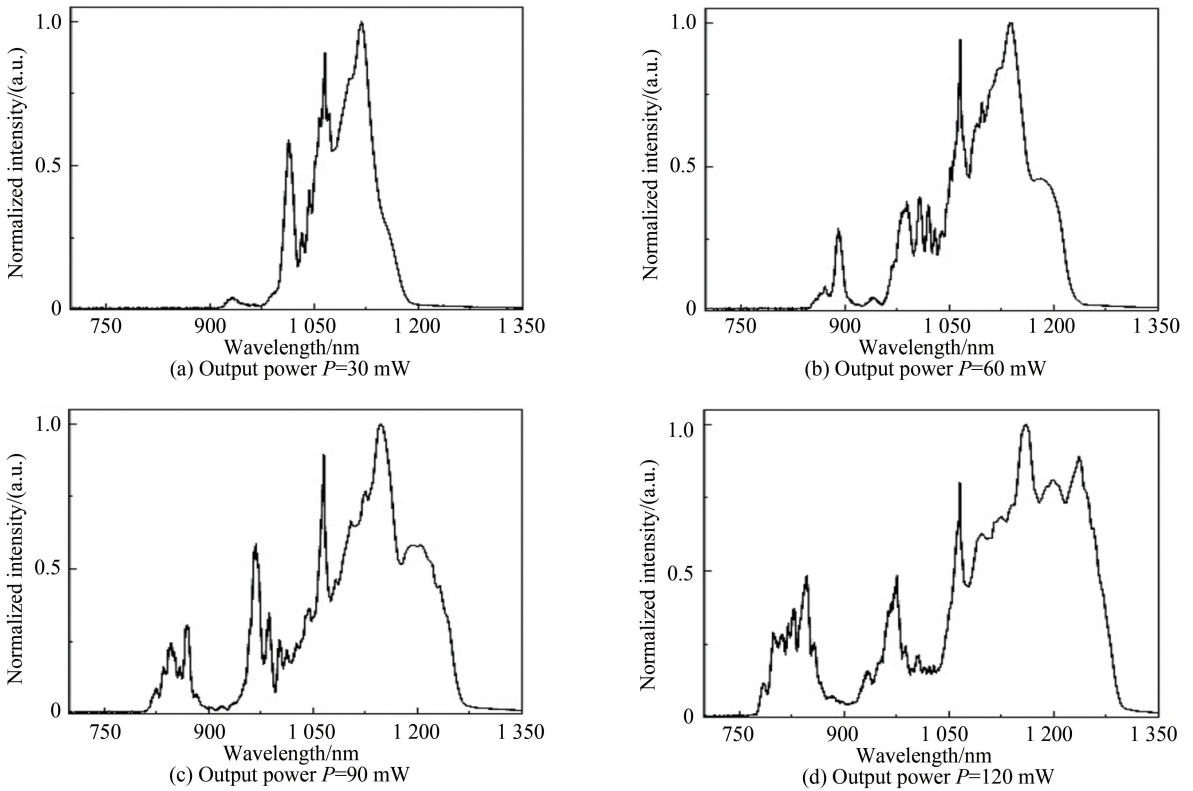


图 3 色散补偿前的 PCF 输出功率

Fig.3 The PCF output power before dispersion compensation

如图 3(a)所示,在低功率时,光谱展宽不足 200 nm, SC 集中在入射脉冲中心频率的两侧. SC 中的多峰结构是由自相位调制频谱展宽导致的, 1 064 nm 的波峰为未耗尽的泵浦光,以此为中心,附近的谱功率逐渐出现凹陷,能量转移到附近的新生成分上,并且使两端的峰强度最大.而自变陡效应则导致了光谱的不对称性,包括长波端新生的成分较短波端更强,短波端具有更大的展宽量和更长拖尾.这是由于受到光强的影响,在传输过程中光脉冲的峰值会移向脉冲后沿,造成长波段陡峭的脉冲后沿,而 SPM 感应的频谱展宽会在脉冲前沿和后沿产生新的红移和蓝移分量,因此较陡的脉冲后沿意味着短波端具有更大的光谱展宽量.图 3(b)中的频谱边带是由光波分裂引起的,即脉冲尾部的两种不同频率分量通过四波混频效应产生了新的频率成分;继续增加入射光功率时,光谱进一步地向两端展宽,且短波端的边带能量逐渐增加,光谱变得更加平坦,如图 3(c)所示;当入射光功率为 450 mW 时可获得大于 500 nm 的光谱展宽量,此时 PCF 的输出功率为 120 mW,其光谱分布如图 3(d)所示.

对于 SC 的时域一致性情况,使用自行搭建的频率分辨光学门^[23](Frequency Resolved Optical Gate, FROG)脉冲分析仪进行分析.以 SC 作为待测脉冲,1 064 nm 的泵浦激光脉冲作为参考脉冲,并使用一维高精度位移台来改变参考脉冲光的时间延迟,获得了如图 4(a)所示互相关迹(Cross-correlation FROG, X-FROG).FROG 迹是将不同时间线测量得到的光谱合成一幅图,只有待测脉冲与参考脉冲在时域上重合时,才能够产生合频信号并被光谱仪探测,因此,FROG 迹能够很好地反应 SC 的时间频谱结构.图中 FROG 迹对应的是合频信号的波长,而颜色表示不同波长对应光谱的相对强度.

为了还原 SC 的时间分布情况,将所有频谱成分投影到时间轴进行累加并归一化,得到以时间为横轴的光强分布图(图 4 中的实线表示).对该光强分布进行高斯拟合(拟合曲线由图 4 中的虚线表示),拟合结果显示其 FWHM 达到了 1.46 ps.考虑到参考脉冲脉宽 280 fs,可以得到待测的 SC 脉宽为 1.43 ps(FWHM).而通过互相关迹进一步分析 SC 中不同频率成分之间的延迟,可以看出,SC 中主要的频谱成分随时间的变化基本呈线性关系,因此,为了进一步压缩脉冲,只需要采用光栅对或棱镜对来弥补 SC 中高频和低频成分之间的时间延迟即可.由于 SC 光谱范围为超过 500 nm,而常见的色散补偿棱镜对(如熔石英色散补偿棱镜对)能够补偿的波段较窄,因而在光路中采用光栅对色散补偿装置来对产生的 SC 进行色散补偿,其中光栅通过自制的安装架固定在光学旋转调整架上,可实现对光栅俯仰和角度的精细调节.光栅的栅区面积为 13.5 mm × 12.5 mm 光栅刻线为 622 Grooves/mm,当光束以 20°角入射时,可在 900~1 300 nm 范围内获得大于 65%的衍射效率.色散补偿后的 SC 的光谱如图 5 所示.对比图 3(d)色散补偿前的 SC,虽然由于光栅在 800 nm 和 1 300 nm 处的衍射效率较低,导致补偿后在两端光谱有一部分强度损失,但其光谱宽度依然超过了 500 nm(760~1 300 nm).

使用 FROG 对色散补偿后的脉冲进行测量,得到补偿后的 SC 脉冲与 1 064 nm 激光脉冲的互相关迹,如图 6 所示,各个频谱成分在时域上已经被明显地矫正.将所有频谱成分投影到时间轴进行累加并归一化,得到以时间为横轴的光强分布图.经高斯拟合,可以得到其 FWHM 为 332 fs,互相关 FROG 使用的参考脉冲脉宽为 280 fs,最终计算得到色散补偿后的 SC 的脉宽约为 178 fs(FWHM).该数值

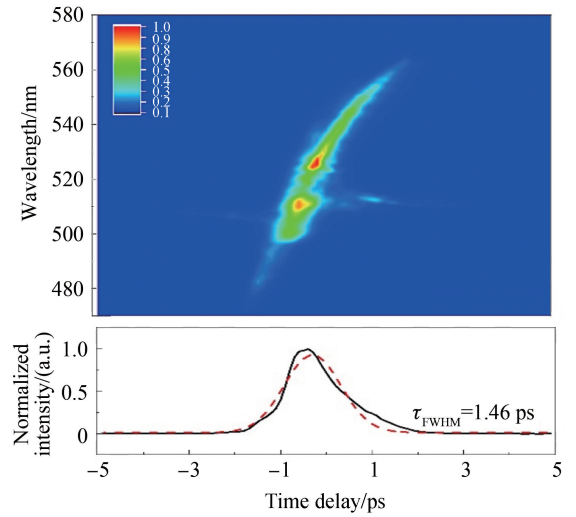


图 4 1064 nm 脉冲激光泵浦 PCF 后产生的 SC 的互相关 FROG 迹,以及在时间上的强度分布
Fig.4 X-FROG trace of the SC generated by pumping the PCF with 1064 nm pulses and its intensity distribution along temporal axis

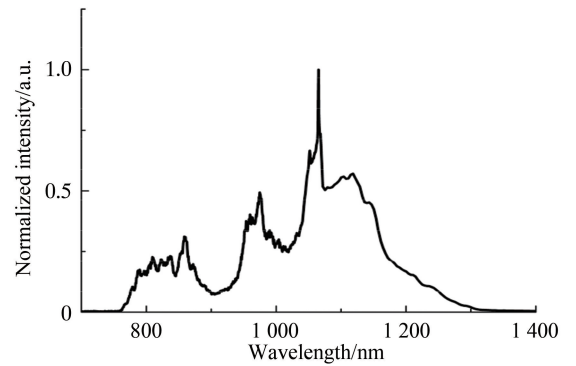


图 5 色散补偿后 SC 的频谱
Fig.5 Spectrum of the supercontinuum after dispersion compensation

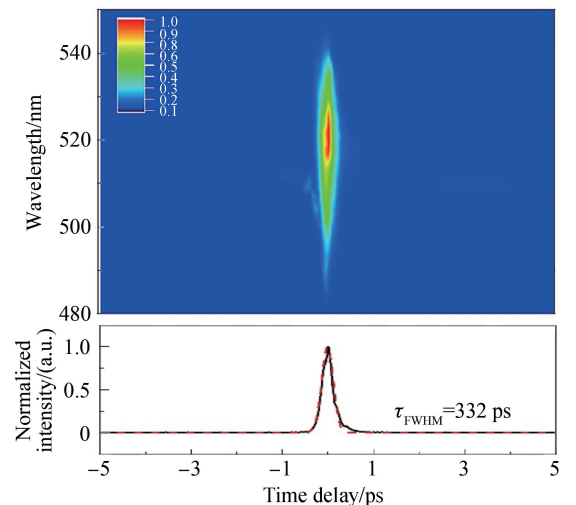


图 6 色散补偿后 SC 的互相关迹和在时间上的强度分布
Fig.6 X-FROG trace of the SC after dispersion compensation and its the intensity distribution along temporal axis

相对于数值模拟的结果(15 fs)有很大差异,一方面是因为没有对高阶色散进行补偿,另一方面是因为合成 FROG 迹时,使用的参考脉冲为 1 064 nm 的原泵浦光,其本身就有 280 fs 的脉宽,这对测量造成了很大的影响.由于实验室条件的限制,并且已通过后续的 CARS 实验证明了 SC 具有较好的光谱一致性,因此未对 SC 进行更精确的测量.该 SC 在频谱上没有因为光孤子而产生尖峰,光谱曲线相对平滑,而且在时间域内,通过光栅将低阶色散有效的压缩在百飞秒的量级上,非常适合用于宽带飞秒的相干反斯托克斯拉曼散射光谱的探测.

2.3 实验验证

使用 CARS 系统,在一次探测中得到的苯甲腈溶液的 CARS 信号光谱.该系统使用 1 064 nm 飞秒光纤激光器泵浦 PCF 产生的 SC 作为泵浦光和斯托克斯光,使用 532 nm 的倍频光作为探测光,在激发样品后产生的信号通过 Ocean 光谱仪进行探测,如图 7 所示,细实线为自发拉曼的光谱,粗实线表示探测光经过 1 ps 时间延时后的 CARS 光谱,时间延迟是为了消除非共振背景,这导致一些信号较弱的 CARS 峰几乎不可见,但主要的 CARS 峰依然很清晰,并能够覆盖 400~3 400 cm^{-1} 的范围,相比于文献[15]中使用空间光调制器调整 SC 的方法,在减少工作难度的同时,简化了系统.

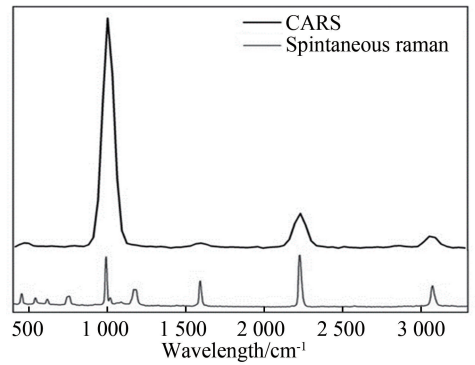


图 7 基于 SC 的 CARS 光谱与自发拉曼光谱的对比
Fig.7 Comparison of CARS spectrum based on SC and spontaneous Raman spectrum

3 结论

使用中心波长为 1 064 nm 的飞秒脉冲激光泵浦一段全正色散 PCF,得到了光谱宽度超过 500 nm 的 SC,脉宽为 1.43 ps(FWHM).为了提高 SC 的时间一致性,通过光栅的衍射对其进行色散补偿,最终获得了光谱范围约 500 nm(760~1 300 nm),脉冲宽度为 178 fs(FWHM)的 SC.最后,实验获得了该 SC 作为泵浦光和斯托克斯光激发苯甲腈产生的 CARS 谱,能够在同一时刻获得超过 3 200 cm^{-1} 内的振动模式信息.利用超短脉冲泵浦 NL-1050-NEG 型光子晶体光纤,并结合光栅补偿结构,在保证光源质量的前提下,大大简化了光谱探测中 SC 获得的难度,简化了系统.

通过本文方法得到的超短脉冲宽带光源,还可以进一步进行优化.例如光栅上使用的增透膜为 900~1 300 nm,超过该范围时存在衍射效率较低的问题,可以选用定制的棱镜对进行色散补偿以减少损耗;实验使用的光纤长度越长,产生的高阶色散也越强,复杂的啁啾会导致复杂的时谱结构,增加补偿色散的难度,因此可以使用更高的泵浦功率来获得展宽,进而缩短光纤长度.

参考文献

- [1] QI X, CHEN S, LI Z, *et al.* High-power visible-enhanced all-fiber supercontinuum generation in a seven-core photonic crystal fiber pumped at 1016 nm[J]. *Optics Letters*, 2018, **43**(5): 1019-1022.
- [2] CHEN C, SHI W, REYES R, *et al.* Buffer-averaging super-continuum source based spectral domain optical coherence tomography for high speed imaging[J]. *Biomedical Optics Express*, 2018, **9**(12): 6529-6544.
- [3] SHEN Y, WANG J, WANG K, *et al.* Wide-field coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy based on picosecond supercontinuum source[J]. *APL Photonics*, 2018, **3**(11): 6104-6115.
- [4] RICHARDSON D J, NELSON L E, FINI J M. Space-division multiplexing in optical fibres[J]. *Nature Photonics*, 2013, **7**(5): 354-362.
- [5] BELARDI W, RICHARDSON D J, FURUSAWA K, *et al.* Sensing with microstructured optical fibres [J]. *Measurement Science and Technology*, 2001, **12**(7): 854-858.
- [6] SMITH W L, LIU P, BLOEMBERGEN N. Superbroadening in H₂O and D₂O by self-focused picosecond pulses from a YAG:Nd laser[J]. *Physical Review A*, 1977, **15**(6): 2396-2403.
- [7] CORKUM P B, ROLLAND C, SRINIVASAN-RAO T. Supercontinuum generation in gases: A high order nonlinear optics phenomenon[J]. *Physical Review Letters*, 1986, **57**(18): 2268-2271.
- [8] PINAULT S C, POTASEK M J. Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1985, **2**(8): 1318-1319.

- [9] KNIGHT J C, BIRKS T A, RUSSELL P S J, *et al.* All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding: errata.[J]. *Optics Letters*, 1996, **21**(19): 1547-1549.
- [10] KNIGHT J C. Photonic crystal fibres[J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 847-851.
- [11] LEE B, ROH S, PARK J. Current status of micro- and nano-structured optical fiber sensors[J]. *Optical Fiber Technology*, 2009, **15**(3): 209-221.
- [12] HERRMANN J, GRIEBNER U, ZHAVORONKOV N, *et al.* Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers[C]. *Quantum Electronics & Laser Science Conference, IEEE*, 2002.
- [13] ZHAO Lei, LI Chao, LI Yue, *et al.* Hundred-watt-level supercontinuum spectrum generation based on photonic crystal fiber[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, **44**(2): 0201018.
赵磊,李超,黎玥,等. 基于光子晶体光纤的百瓦超连续谱的产生[J]. *中国激光*, 2017(2): 195-199.
- [14] LIU Shuang-long, CHEN Dan-ni, LIU Wei, *et al.* Supercontinuum generation based on all normal dispersion photonic crystal fiber[J]. *Acta Physica Sinica*. 2013, **62**(18): 229-235.
刘双龙,陈丹妮,刘伟,等. 基于全正色散光子晶体光纤的超连续谱光源[J]. *物理学报*, 2013, **62**(18): 229-235.
- [15] LEE Y J, PAREKH S H, KIM Y H, *et al.* Optimized continuum from a photonic crystal fiber for broadband time-resolved coherent anti-stokes raman scattering[J]. *Optics Express*, 2010, **18**(5): 4371-4379.
- [16] MBAYE D, BEN S A, RIM C, *et al.* Super-flat coherent supercontinuum source in As₂S₃ chalcogenide photonic crystal fiber with all-normal dispersion engineering at a very low input energy[J]. *Applied Optics*, 2017, **56**(2): 163-169.
- [17] TRABOLD B M, HUPFER R J R, ABDOLVAND A, *et al.* Broadband high-resolution multi-species CARS in gas-filled hollow-core photonic crystal fiber[J]. *Optics Letters*, 2017, **42**(17): 3283-3286.
- [18] YU Yong-qin, LU Ke-cheng, LIN Hao-jia, *et al.* Supercontinuum generation in a photonic crystal fibre[J]. *Chinese Physics Letters*, 2004, **21**(6): 1093-1095.
- [19] RIEZNIK A A, HEIDT A M, KONIG P G, *et al.* Optimum integration procedures for supercontinuum simulation [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2012, **4**(2): 552-560.
- [20] KREMP T, FREUDE W. Fast split-step wavelet collocation method for WDM system parameter optimization [J]. *Journal of Lightwave Technology: A Joint IEEE/OSA Publication*, 2005, **23**(3): 1491-1502.
- [21] SINKIN O V, HOLZLOHNER R, ZWECK J, *et al.* Optimization of the split-step Fourier method in modeling optical-fiber communications systems[J]. *Journal of Lightwave Technology: A Joint IEEE/OSA Publication*, 2003, **21**(1): 61-68.
- [22] TURITSYN S K, BALE B G, FEDORUK M P. Dispersion-managed solitons in fibre systems and lasers [J]. *Physics Reports-Review Section of Physics Letters*, 2012, **521**(4): 135-203.
- [23] GODA K, JALALI B. Dispersive Fourier transformation for fast continuous single-shot measurements [J]. *Nature Photonics*, 2013, **7**(2): 102-112.