

## 复自相干度度量超连续谱相干性\*

靳爱军<sup>1)</sup> 王泽锋<sup>1)</sup> 侯静<sup>1)†</sup> 郭良<sup>1)</sup> 姜宗福<sup>1)</sup> 肖瑞<sup>2)‡</sup>

1) (国防科学技术大学光电科学与工程学院, 长沙 410073)

2) (军事医学科学院放射与辐射医学研究所, 北京 100850)

(2011年6月23日收到; 2011年10月13日收到修改稿)

引入复自相干度来度量同一脉冲产生的超连续谱的相干性, 并对其进行了实验研究. 采用 Mach-Zehnder 干涉仪, 测量 700 ps 脉冲抽运光子晶体光纤产生的超连续谱的相干性. 实验测得超连续谱不同波长成分的相干长度均大于 40  $\mu\text{m}$ , 在长波区可达 225  $\mu\text{m}$ . 超连续谱的整个光谱区域各谱成分的相干度有差异, 但复自相干度的模平均值为 0.461, 相干性较好, 可以满足如光测量、光学传感等很多应用.

**关键词:** 相干性, 超连续谱, 复自相干度, 马赫 - 曾德尔干涉仪

**PACS:** 42.25.Kb, 42.65.-k, 42.50.Ar, 07.60.Ly

## 1 引言

超连续谱产生是指窄带光入射到高非线性介质后, 在色散效应以及多种非线性效应的共同作用下, 输出光谱得到极大展宽的现象. 超连续谱在许多领域的应用都要求其具有很高的相干性<sup>[1-4]</sup>. 2003年 Gu 等使用改进的杨氏双光源干涉装置, 将同一脉冲分光后, 分别抽运两根 PCF 独立产生超连续谱, 对二者的相干性进行了实验测量<sup>[5]</sup>. 2004年 Lu 等使用脉冲时延迈克尔逊干涉仪, 对脉冲序列中相邻的脉冲抽运拉锥光纤产生的超连续谱之间的相干性进行了实验测量<sup>[6]</sup>. 2007年 Türke 等人报道了使用拉锥光纤产生的超连续谱的相干性的实验研究<sup>[7]</sup>. 同年 Guo 等使用迈克尔逊干涉仪对保偏 PCF 产生的超连续谱的相干性进行了实验测量, 获得了其相干度与相干长度<sup>[8]</sup>. 2008年 Nicholson 等人分别使用单模光纤与大模面积光纤对脉冲进行压缩, 之后抽运产生超连续谱, 对二者的相干性进行了测量并比较, 发现使用大模面积光纤对抽运

脉冲进行压缩后产生的超连续谱的相干性更高<sup>[9]</sup>. 这些实验均采用飞秒脉冲对非线性光纤进行抽运, 还没有使用更长脉冲进行抽运产生超连续谱对其进行相干性测量的相关报道. 在理论方面也主要集中在使用飞秒脉冲抽运产生的超连续谱的相干性的分析<sup>[10-13]</sup>.

根据 Dudley 和 Coen 的数值计算结果, 可知使用脉宽大于皮秒的长脉冲抽运产生的两独立的超连续谱之间的相干性很差<sup>[11]</sup>. 这是由于抽运脉冲越长, 发生孤子分裂所需传输的距离就越长. 同时由于长脉冲带宽较短脉冲窄, 在产生达到调制不稳定性最大增益的频率之前, 已经将抽运脉冲所携带的随机噪声中满足调制不稳定性最大增益频率的噪声成分进行了放大, 而不同的抽运脉冲携带随机的相位噪声, 因此由随机噪声产生的超连续谱之间相应频率成分不具有确定的相位关系, 相干性很差.

由于准连续脉冲宽度为  $\sim\text{ns}$  量级, 因此其脉冲自身不同时刻就具有不同的相位噪声. 在抽运产生超连续谱的过程中, 抽运脉冲会分裂为许多短脉冲,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11004247, 61077076), 教育部新世纪优秀人才支持计划 (批准号: NCET-08-0142) 和湖南省教育厅科学研究项目 (批准号: YB2010B004) 资助的课题.

† E-mail: houjing25@sina.com

‡ E-mail: ruixiao203@sina.com

这些脉冲在时域上是分离的, 因此具有不同的随机噪声, 由这些脉冲所携带的随机噪声产生的相应频率成分之间也具有随机的相位关系. 因此, 同一抽运脉冲产生的超连续谱各频率成分也具有不同的相干性. 本文使用复自相干度的模的定义对由同一长脉冲抽运产生的超连续谱的相干性进行了实验研究.

## 2 复自相干度度量 SC 相干性

在文献中, 使用超连续谱每个波长处有限带宽的谱成分的一阶复互相干度的模

$$|g_{12}^{(1)}(\lambda, t_1 - t_2)| = \left| \frac{\langle E_1^*(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle}{\sqrt{\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle}} \right| \quad (1)$$

来度量独立产生的超连续谱之间的相干性<sup>[11]</sup>. 其中  $[E_1(\lambda, \tau), E_2(\lambda, \tau)]$  为独立产生的超连续谱对, 角括号表示对大量结果取平均,  $t_1 - t_2$  为脉冲周期. 与此类似, 使用复自相干度的模<sup>[14]</sup>

$$|g(\lambda, \tau)| = \left| \frac{\langle E^*(\lambda, t) E(\lambda, t + \tau) \rangle}{\sqrt{\langle |E(\lambda, t)|^2 \rangle \langle |E(\lambda, t + \tau)|^2 \rangle}} \right| \quad (2)$$

来度量同一脉冲产生的超连续谱的相干性. 式中,  $\tau$  为时间延迟. 对一个平稳随机过程, 有  $\langle |E(\lambda, t)|^2 \rangle = \langle |E(\lambda, t + \tau)|^2 \rangle$ , 因此式 (2) 可化为

$$|g(\lambda, \tau)| = \left| \frac{\langle E^*(\lambda, t) E(\lambda, t + \tau) \rangle}{\langle |E(\lambda, t)|^2 \rangle} \right|. \quad (3)$$

实验中使用 Mach-Zehnder 干涉仪, 设  $u(t, \lambda)$  为超连续谱光源 S 的表达式, 经过干涉仪的两臂传输之后, 在探测器 D 处相遇的两束光信号以  $K_1 u(t, \lambda)$  和  $K_2 u(t + \tau, \lambda)$  表示, 这里  $K_1, K_2$  是由分束比及两光路上的损耗决定的实数. 探测器探测到的信号强度为

$$I_D(\tau, \lambda) = \langle |K_1 u(t, \lambda) + K_2 u(t + \tau, \lambda)|^2 \rangle, \quad (4)$$

该式可化为

$$I_D(\tau, \lambda) = (I_1(\tau, \lambda) + I_2(\tau, \lambda)) \times \left[ 1 + \frac{2\sqrt{I_1(\tau, \lambda)I_2(\tau, \lambda)}}{I_1(\tau, \lambda) + I_2(\tau, \lambda)} \text{Re}\{g(\tau, \lambda)\} \right], \quad (5)$$

式中,  $I_1(\tau, \lambda) = K_1^2 \langle |u(t, \lambda)|^2 \rangle$ ,  $I_2(\tau, \lambda) = K_2^2 \langle |u(t + \tau, \lambda)|^2 \rangle$ , 分别为干涉仪两臂独立测得

的光谱.  $g(\tau, \lambda)$  为复自相干度, 其定义为

$$g(\tau, \lambda) = \frac{\langle u^*(t, \lambda) u(t + \tau, \lambda) \rangle}{\langle |u(t, \lambda)|^2 \rangle}. \quad (6)$$

由  $g(\tau, \lambda) = |g(\tau, \lambda)| \exp\{j[\alpha(\tau, \lambda) - 2\pi\nu\tau]\}$ , 则 (5) 式可化为

$$I_D(\tau, \lambda) = (I_1(\tau, \lambda) + I_2(\tau, \lambda)) \times \left[ 1 + \frac{2\sqrt{I_1(\tau, \lambda)I_2(\tau, \lambda)}}{I_1(\tau, \lambda) + I_2(\tau, \lambda)} |g(\tau, \lambda)| \times \cos[2\pi\nu\tau - \alpha(\tau, \lambda)] \right], \quad (7)$$

根据此式可由实验测得由相同长脉冲抽运产生超连续谱的复自相干度的模, 进而可得到其相干性.

## 3 实验结果与讨论

根据 (7) 式, 使用滤波片将超连续谱中中心波长为  $\bar{\lambda}$  的准单色的谱成分滤出, 改变干涉仪两臂的时间延迟  $\tau$ , 则由探测器探测到的光强度的表达式为

$$I_D(\tau) = (I_1(\tau) + I_2(\tau)) \times \left[ 1 + \frac{2\sqrt{I_1(\tau)I_2(\tau)}}{I_1(\tau) + I_2(\tau)} |g(\tau)| \times \cos[2\pi\nu\tau - \alpha(\tau)] \right], \quad (8)$$

根据该公式, 可知干涉光强随时间延迟的变化, 进而可得到超连续谱中中心波长为  $\bar{\lambda}$  的准单色的谱成分的相干时间. 改变滤波片, 可得到不同中心波长的谱成分的相干时间. 实验装置如图 1 所示.

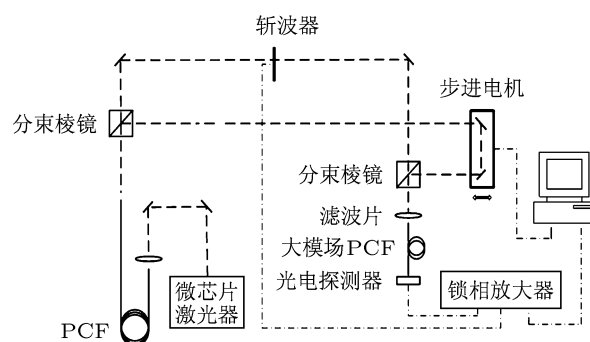


图 1 测量超连续谱不同谱成分相干时间的实验装置图

实验用微芯片激光器抽运 PCF 产生超连续谱. 激光器为脉宽 700 ps 的脉冲激光器, 中心波长

为 1064 nm, 峰值功率 13 kW, 重复频率 8.5 kHz. 实验中使用一段 15 m 的 PCF, 其纤芯直径为  $d_{\text{core}} = 4.513 \mu\text{m}$ , 包层中空气孔直径为  $d = 2.205 \mu\text{m}$ , 孔间距为  $\Lambda = 3.359 \mu\text{m}$ . 该光子晶体光纤的零色散点为  $1.0013 \mu\text{m}$ , 可知抽运波长位于光纤的反常色散区. 产生的超连续谱的光谱测量结果如图 2 所示, 由图可知 20 dB 光谱范围覆盖了 600 nm—1700 nm.

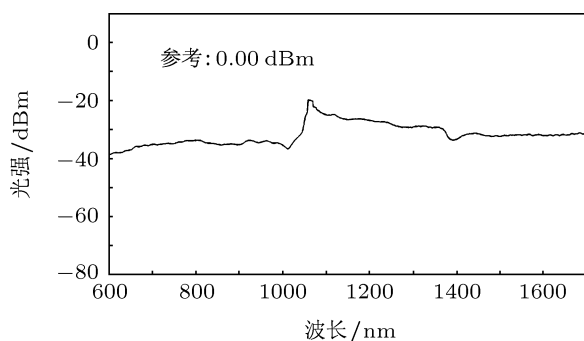


图 2 微芯片激光器抽运光子晶体光纤产生的超连续谱光谱

将 PCF 输出的超连续谱分成两路, 入射至干涉仪两臂, 在输出端使用不同中心波长的半带宽为 10 nm 的滤波片将超连续谱不同的谱成分滤出, 使用大模场 PCF 收集光信号, 光电探测器与锁相放大器对干涉信号进行测量. 在干涉仪一臂加入步进电机来改变光程差, 实验中使用的步进电机的分辨率为 8.5 nm, 移动距离为 25 mm. 可测得光强随光程差的变化. 图 3 所示为超连续谱中心波长为 1600 nm 的谱成分随步进电机位置变化的干涉图样, 由图可得光强信号的全半宽度处步进电机的位置改变为 0.1125 mm, 由于步进电机移动 1 mm, 光路长度改变 2 mm, 故光信号的全半宽度为 0.225 mm, 可认为该谱成分的相干长度为 0.225 mm.

使用中心波长从 578 nm—1600 nm 的不同的滤波片测量干涉信号, 可分别得到超连续谱不同谱成分的相干长度. 图 4 为不同中心波长处的相干长度. 准单色光的相干长度可表示为

$$L_c = \frac{\bar{\lambda}^2}{\Delta\lambda}, \quad (9)$$

式中,  $L_c$  为相干长度,  $\bar{\lambda}$  为准单色光的中心波长,  $\Delta\lambda$  为带宽. 实验中使用的滤波片的带宽均为 10 nm, 故不同波长处的相干长度与中心波长平方成比例. 由图可知, 各波段相干长度满足 (9) 式. 且相干长度均大于  $40 \mu\text{m}$ .

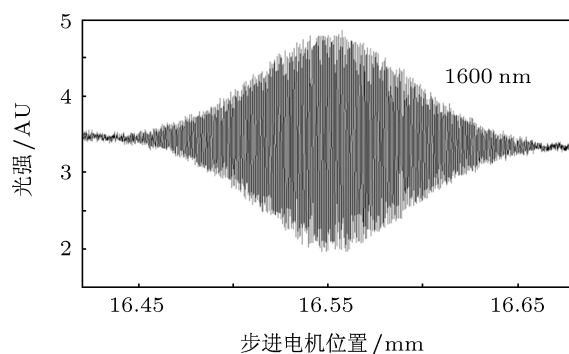


图 3 中心波长 1600 nm, 半带宽 10 nm 的 SC 谱成分随步进电机位置变化的干涉图样

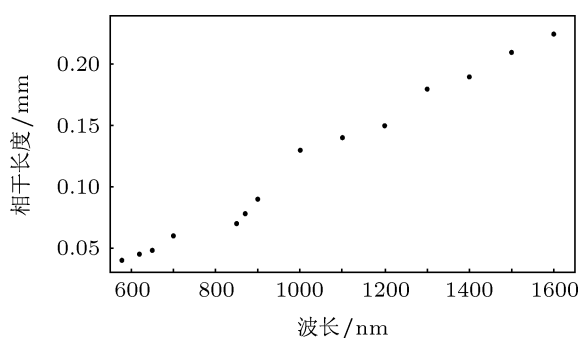


图 4 SC 不同中心波长谱成分的相干长度

若固定两光路的时间延迟  $\tau_0$ , 去掉滤波片, 使用光谱仪来对干涉仪输出的干涉信号进行测量, 则测得的干涉光谱的表达式为

$$I_D(\lambda) = (I_1(\lambda) + I_2(\lambda)) \times \left[ 1 + \frac{2\sqrt{I_1(\lambda)I_2(\lambda)}}{I_1(\lambda) + I_2(\lambda)} |g(\lambda)| \times \cos[2\pi\nu\tau_0 - \alpha(\lambda)] \right]. \quad (10)$$

由该公式可知干涉谱条纹的可见度为

$$V(\lambda) = \frac{2\sqrt{I_1(\lambda)I_2(\lambda)}}{I_1(\lambda) + I_2(\lambda)} |g(\lambda)|. \quad (11)$$

根据分别单独测得的两臂光谱  $I_1(\lambda)$  与  $I_2(\lambda)$ , 以及由干涉光谱测得的可见度, 可求得随波长变化的复自相干度的模, 进而可得到超连续谱不同谱成分的相干性. 实验装置如图 5 所示. 光谱仪的分辨率为 0.06 nm 超连续谱的产生如上述实验. 将产生的超连续谱分成两路在干涉仪中传输, 固定步进电机的位置使两臂之间的时间延迟为  $\tau_0$ , 在干涉仪的输出端不使用滤波片, 将输出干涉信号使用透镜耦合进大模场 PCF 中, 使用光谱仪对干涉信号进行测量.

图 6 所示为步进电机位于 16.50 mm 时光谱仪记录的干涉光谱。

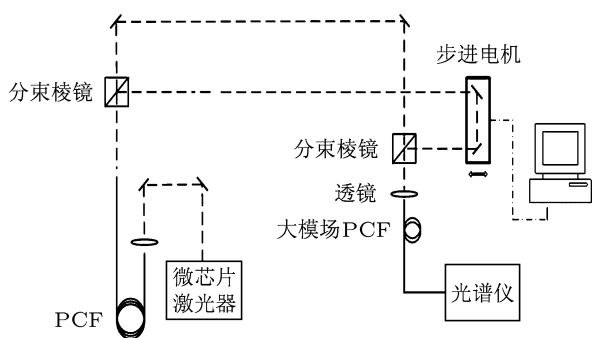


图 5 固定干涉仪两臂之间的时间延迟为  $\tau_0$ ，使用光谱仪测量干涉光谱的实验装置图

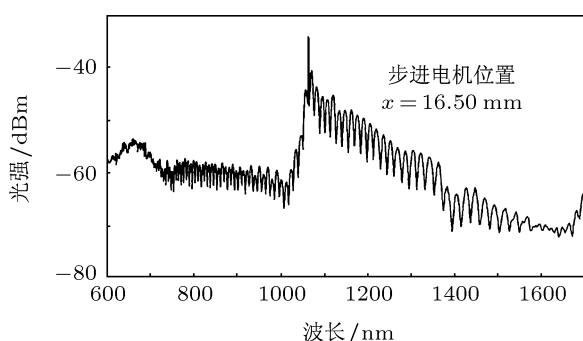


图 6 光谱仪记录的步进电机位于 16.50 mm 处的干涉光谱

由 (10) 式可知，光谱仪记录的光谱干涉条纹的频率周期为  $\Omega = 1/\tau_0$ ，根据图 6 所测干涉光谱，可计算得到当步进电机位于  $x = 16.50$  mm 处时，两臂的时间延迟为  $\tau = 1/\Omega = 0.319$  ps。且干涉光谱周期随着干涉仪两臂时间延迟  $\tau_0$  的增大而减小，且在光谱图中短波部分较长波部分的周期要小。图 7 所示为不同时间延迟时测得的干涉光谱，当时间延迟为零时，干涉光谱没有条纹。随着时间延迟加大，光谱条纹越来越密，且短波处条纹较密。由图可知长波处谱条纹可见度较短波较大。

近似认为同一周期内波长成分的可见度相同，可以计算出不同波长处的谱相干度，同时根据测得的  $I_D(\lambda)$ ,  $I_1(\lambda)$  以及  $I_2(\lambda)$ ，可计算得到复自相干度的模  $|g(\lambda)|$ ，如图 8 所示。且可得到其整个光谱上平均  $|g(\lambda)|$  为 0.461，可知整个超连续谱波段内相干性都较好。但同时，不同波长处的相干度不同，可见超连续谱的不同谱成分的相干性有所差异。这是由于抽运脉冲为纳秒量级的长脉冲，脉冲自身不同时

刻具有不同的相位噪声，在这些噪声的作用下，不同物理机理作用产生的超连续谱的不同的谱成分之间具有不同的相位关系，造成不同的相干性。

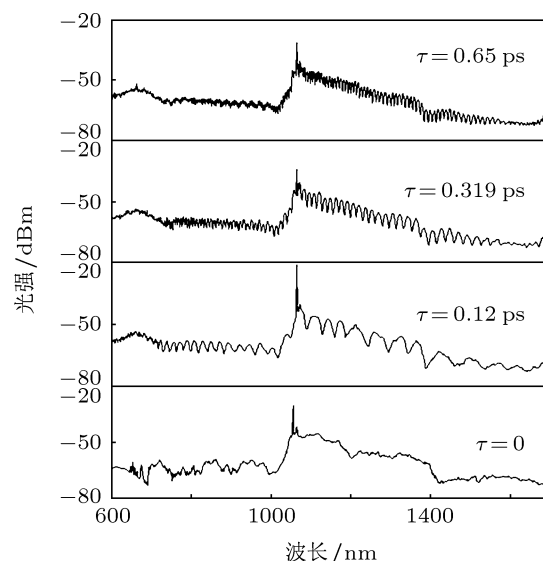


图 7 光谱仪记录的不同时间延迟处的干涉光谱

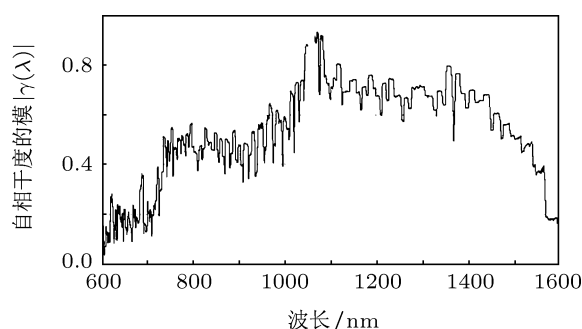


图 8 步进电机位于  $x = 16.50$  mm 即  $\tau = 0.319$  ps 时由测量光谱计算得到的复自相干度的模

## 4 结论

本文引入超连续谱的复自相干度来定义同一长脉冲抽运 PCF 产生的超连续谱的相干性。基于该定义设计实验分析了超连续谱的相干性。实验分别使用锁相放大器与光谱仪记录了超连续谱通过 Mach-Zehnder 干涉仪后的干涉信号。锁相放大器测得超连续谱不同波长成分的相干长度均大于 40  $\mu\text{m}$ ，在长波处可达 225  $\mu\text{m}$ 。光谱仪测得的干涉光谱条纹周期随两光路之间的时间延迟变化，由测得光谱，计算出整个光谱区域超连续谱的自相干

度为 0.461, 相干性较好, 但超连续谱不同谱成分的相干度不同. 因此, 由相同长脉冲抽运产生的超连续谱, 由于产生不同谱成分的物理机理不同, 因此

在噪声的作用下, 其不同谱成分的相干性也不同, 但是在整个光谱上仍然具有较好的相干性, 可以满足如光学测量、光传感等许多的应用需要.

- 
- [1] Hartl I, Li X D, Chudoba C, Ghanta R K, Ko T H, Fujimoto J G, Ranka J K, Windeler R S 2001 *Opt. Lett.* **26** 608
- [2] Takara H, Ohara T, Mori K, Sato K, Yamada E, Inoue Y, Shibata T, Abe M, Morioka T, Sato K I 2000 *Electronics Lett.* **36** 2089
- [3] Nisoli M, De Silvestri S, Svelto O 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793
- [4] Diddams S A, Jones D J, Ye J, Cundiff S T, Hall J L, Ranka J K, Windeler R S, Holzwarth R, Udem T, Auml, Nsch T W 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5102
- [5] Gu X, Kimmel M, Shreenath A, Trebino R, Dudley J, Coen S, Windeler R 2003 *Opt. Express* **11** 2697
- [6] Lu F, Knox W 2004 *Opt. Express* **12** 347
- [7] Türke D, Pricking S, Husakou A, Teipel J, Herrmann J, Giessen H 2007 *Opt. Express* **15** 2732
- [8] Guo Y, Ruan S C, Yu Y Q, Wang Y C 2007 *Journal of Shenzhen University Science and Engineering* **24** 149
- [9] Nicholson J W, Yablon A D, Yan M F, Wisk P, Bise R, Trevor D J, Alonzo J, Stockert T, Fleming J, Monberg E, Dimarcello F, Fini J 2008 *Opt. Lett.* **33** 2038
- [10] Dudley J M, Coen S 2002 *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **8** 651
- [11] Dudley J M, Coen S 2002 *Opt. Lett.* **27** 1180
- [12] Genty G, Surakka M, Turunen J, Friberg A T 2010 *Opt. Lett.* **35** 3057
- [13] Jin A J, Wang Z F, Hou J, Wang Y B, Jiang Z F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 124211 (in Chinese) [靳爱军, 王泽锋, 侯静, 王彦斌, 姜宗福 2012 物理学报 **61** 124211]
- [14] Ji J R 2007 *Advanced Optics-Fundamental Electromagnetic Theory of Optics* (Beijing: Science Press) p256 (in Chinese) [季家镛 2007 高等光学教程 — 光学的基本电磁理论 (北京: 科学出版社) 第 256 页]

# Coherence properties of supercontinuum quantified by complex degree of self-coherence\*

Jin Ai-Jun<sup>1)</sup> Wang Ze-Feng<sup>1)</sup> Hou Jing<sup>1)</sup>† Guo Liang<sup>1)</sup>  
Jiang Zong-Fu<sup>1)</sup> Xiao Rui<sup>2)</sup>‡

1) ( College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China )

2) ( Beijing Institute of Radiation Medicine, Beijing 100850, China )

( Received 23 June 2011; revised manuscript received 13 October 2011 )

## Abstract

The complex degree of self-coherence is introduced to quantify the coherence of supercontinuum generated by the same long pulse, and experiments are performed. The coherence properties of supercontinuum generated in the photonic crystal fiber pumped by 700 ps pulse are measured using the Mach-Zehnder interferometer. The experimental results show that the coherence lengths of different wavelength parts of the supercontinuum are all longer than 40  $\mu\text{m}$ , and can reach 225  $\mu\text{m}$  in the long wavelength region. The coherence degrees of different parts of supercontinuum are not the same; however, the mean coherence degree over the supercontinuum is 0.461 which manifests good coherence property of the whole spectrum of supercontinuum. Consequently, requirements of many applications such as optical measurement and optical sensing can be satisfied.

**Keywords:** coherence property, supercontinuum, complex degree of self-coherence, Mach-Zehnder interferometer

**PACS:** 42.25.Kb, 42.65.-k, 42.50.Ar, 07.60.Ly

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004247, 61077076), the Program for New Century Excellent Talents in University of Ministry of Education of China (Grant No. NCET-08-0142), and the Research Foundation of Education Bureau of Hunan Province, China (Grant No. YB2010B004).

† E-mail: houjing25@sina.com

‡ E-mail: ruixiao203@sina.com