

V 型高双折射光子晶体光纤超连续谱 产生的实验研究*

赵原源¹⁾²⁾ 周桂耀^{3)†} 李建设²⁾ 韩颖¹⁾ 王超¹⁾ 王伟¹⁾

1) (燕山大学信息科学与工程学院, 秦皇岛 066004)

2) (燕山大学理学院, 秦皇岛 066004)

3) (燕山大学亚稳材料制备技术与科学国家重点实验室, 秦皇岛 066004)

(2013 年 5 月 18 日收到; 2013 年 6 月 25 日收到修改稿)

高非线性高双折射光子晶体光纤是超连续谱产生的最有效介质之一, 因此本文选取 V 型光子晶体光纤作为研究对象. 通过多极理论数值模拟的结果, 确定 V 型光纤具有高双折射、高非线性等特性. 通过实验手段, 发现入射光中心波长和光纤的双折射效应对产生的超连续谱有很大的影响: 当入射光波长处于光子晶体光纤大的反常色散区时, 脉冲相对展得比较宽, 长轴要比短轴方向的超连续谱更宽, 频谱成分更加丰富. 在同一波长下光偏振方向越接近 45° 时, 超连续谱谱宽范围越大. 随着入射脉冲功率的增加, 超连续谱展得越宽, 但是当功率比较大时会达到功率饱和.

关键词: 光子晶体光纤, 高双折射, 多极理论, 超连续谱

PACS: 42.81.-i, 42.81.Gs, 42.81.Cn

DOI: 10.7498/aps.62.214212

1 引言

超连续谱 (supercontinuum, SC) 由 Allano 等^[1]于 1970 年首次采用皮秒激光脉冲抽运 BK47 玻璃获得与传统宽带光源相比, SC 光源具有高亮度、宽带谱等特性, 可广泛应用于生物医学, 计量, 及远程通讯等诸多领域. 利用光子晶体光纤 (PCF) 产生超连续谱, 作为一种新型的光源, 具有高度的空间相干性 (聚焦)、高的输出功率、平坦的宽带光谱等特性, 能极大提高信噪比、减小测量时间以及加宽光谱测量范围^[2-7]. 光纤超连续谱光源可应用在光相干摄影术、光谱学分析、光学频率梳、光纤衰减测量、干涉测量仪等方面^[8-10]. 随着世界新技术的飞速发展和新产品的不断开发, 保偏又是我们在通讯系统中追寻的另一种优质性能. 保偏就是在传输中保证光偏振方向不变, 进一步提高相干信噪比, 以实现物理量的高精度测量. 我们常常采用

高双折射 PCF 新技术制造新型的高性能保偏光纤, 并将其主要应用于光纤陀螺、光纤水听器传感器和密集波分复用、掺铒光纤放大器等光纤通信系统^[11-14]. 本文引用一种新颖的倒 V 型 PCF^[15], 这种光纤属于高双折射高非线性 PCF, 对其色散进行分析表明在可见光和近红外波段实现了两个零色散波长, 使得反常色散区位于钛宝石激光器的工作波段, 为光孤子的研究提供了理论基础.

本文首先采用多极理论数值模拟了 V 型光纤的色散等特性, 然后用光参量放大器产生的飞秒激光脉冲作为抽运源, 将飞秒脉冲经过显微物镜聚焦后, 耦合进 V 型光纤中, 实验中观察到了光谱的非线性变化和光谱展宽与光纤的色散、双折射效应以及入射的光功率之间的关系. 通过变换入射光脉冲波长, 入射光的偏振方向以及光功率可以获得近 300 nm 的超连续谱, 和近期的一些报道相比, 这个展宽并不是最宽的, 比如 Wang 等用高能量无

* 国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号: 2010CB327604) 和国家自然科学基金 (批准号: 60637010) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zguyao@163.com

波分裂耗散型孤子脉冲经小型全光激光器系统输出的高斯型脉冲在近乎色散平坦的单模光纤中从实验上获得了超 700 nm 的连续谱 [16], Liu 等用毫秒脉冲光源做抽运光, 当入射脉冲功率足够大时, 在传统的单模光纤中获得了超过 300 nm 的超连续谱 [17], 但是对于高双折射的 PCF 的非线性的研究报道比较少, 在同时满足高双折射和高非线性两种特性的 PCF 中产生的超连续谱本文还是比较宽的, 并且高双折射 PCF 具有很多其他光纤没有的非线性特点, 因此本文的研究是很有意义的.

2 理论基础

对于光子晶体光纤而言, 材料色散方程定义为

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}, \quad (1)$$

这里 D 是色散系数, $n_{\text{eff}} = \beta/k = \beta\lambda/2\pi$ 为有效折射率, β 为传播常数. 光纤的模式双折射度 $B(\lambda)$ 可以表示为

$$B(\lambda) = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|, \quad (2)$$

式中的 n_{eff}^x 和 n_{eff}^y 分别是基模的两个正交偏振态对应的模式有效折射率. 光纤的非线性系数 $\gamma(\lambda)$ 可以表示为

$$\gamma(\lambda) = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (3)$$

式中, A_{eff} 为 PCF 的有效模面积; n_2 是石英的非线性折射率系数, 这里采用 $n_2 = 2.9 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$.

3 计算和实验结果

图 1 是课题组自行控制的 V 型光纤的端面图, 如图所示, 这种 V 型的 PCF 的包层由 5 层空气孔构成, 沿 x (短) 轴排列的空气孔直径为 $d = 0.25 \mu\text{m}$ (因为太小在图中没有标出). 沿 y (长) 轴排列的空气孔直径为 $D = 0.95 \mu\text{m}$, 孔间距 $\Lambda = 1 \mu\text{m}$. 空气孔按六角形点阵排列, 中心缺失一根空气孔形成纤芯, 从结构上分析该光纤 y 轴方向的空气填充率大于 x 轴方向的空气填充率, 属于高双折射光纤.

PCF 中 SC 的产生主要由其色散和非线性效应共同决定. 为研究 V 型 PCF 中 SC 的产生机理首先用多极理论得到光纤的色散系数 D (图 2)、模式双折射度 B (图 3) 及非线性系数 γ 和有效模场面积 A_{eff} (图 4) 随波长的变化曲线. 从图 3 可以看出这种光纤属于高双折射 PCF, 两个偏振基模的差

别很大, 比如在波长 1200 nm 处模式双折射度 B 能达到 0.84×10^{-2} , 比传统光纤高两个数量级, 并且同时属于高非线性的 PCF, 非线性系数 γ 能达到 $0.45 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$.

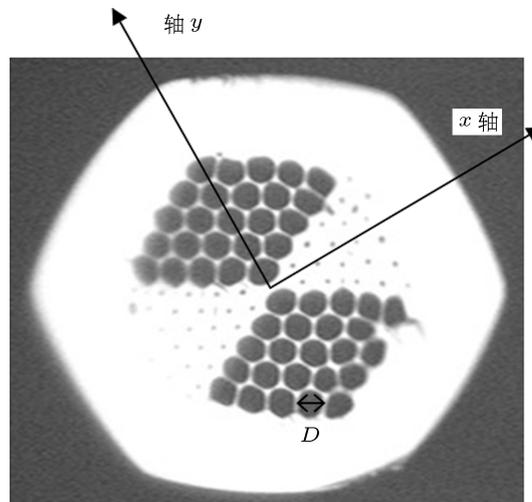


图 1 电镜扫描 V 型光纤结构的端面图

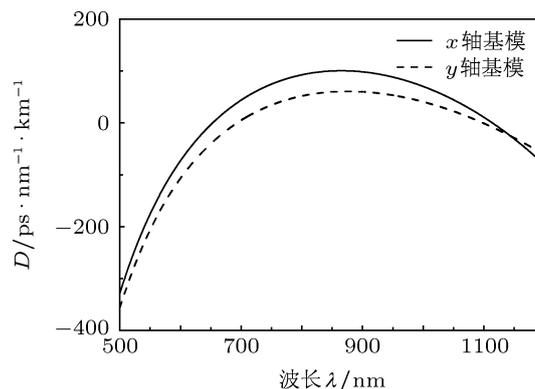


图 2 光纤两个偏振基模色散系数 D 随波长的变化关系

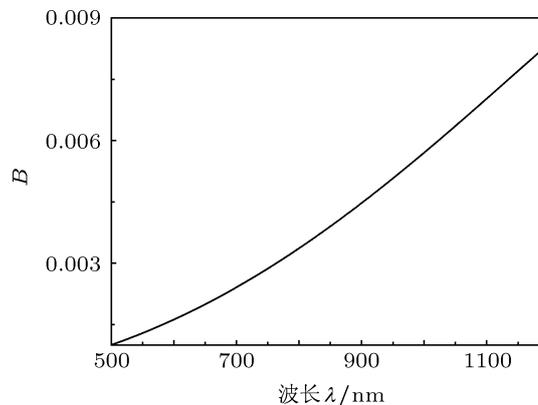


图 3 光纤的两个偏振基模的模式双折射度 B 随波长的变化关系

我们采用美国 Coherent 公司生产的 Mira900 钛宝石飞秒激光器作为光源, 其中心波长在 760—860 nm 可调, 脉冲类型是双曲正割型. 输出激光的

脉宽是 130 fs, 重复频率 76 MHz. 实验装置原理见图 5 所示, 实验中通过调节半波片控制偏振光的偏振方向, 同时通过调节衰减片控制入射光的光功率.

对于这种 V 型的 PCF, 图 6 描述了平均功率 P_{av} 调到 0.43 W, 中心波长 λ_p 分别等于 780 nm, 790 nm 和 820 nm 的脉冲分别沿着光纤短轴 (x 轴) 和光纤长轴 (y 轴) 入射并且在光纤中传输的频谱变化. 从实验结果可以看出脉宽展得不是特别宽, 这跟光纤的损耗比较大有关, 光纤损耗和光脉冲波长的关系如图 7 所示, 光纤损耗主要跟光纤包层的结构及拉制工艺有关. 实验中选取的这些中心波长都位于光纤近零色散点的反常色散区. 从图中可以看出, 当中心波长为 780 nm 时在自相位调制和交叉相位调制的作用下, 脉冲光谱呈现对称展宽. 随着中心波长的增加, 光脉冲频谱得到了极大地展宽, 这是由于光纤的二阶色散 β_2 为负且很小, 如表 1 所示. 受群速度色

散、高阶色散、受激拉曼散射、自变陡效应的共同作用, 形成了高阶孤子并最终引起高阶孤子分裂, 从而扩展光谱宽度而形成范围较宽的超连续光谱. 展宽范围可达到 240 nm (660 nm—900 nm), 这要比之前的文献报道的频谱展宽的范围更大 [18].

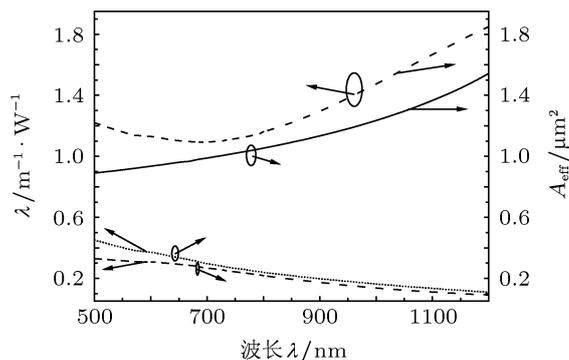


图 4 光纤的两个偏振基模的非线性系数 γ 和有效模场面积 A_{eff} 随波长的变化关系

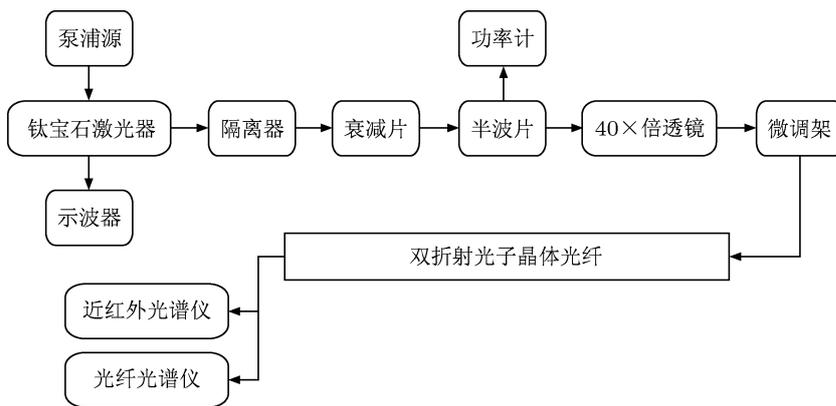


图 5 实验装置原理图

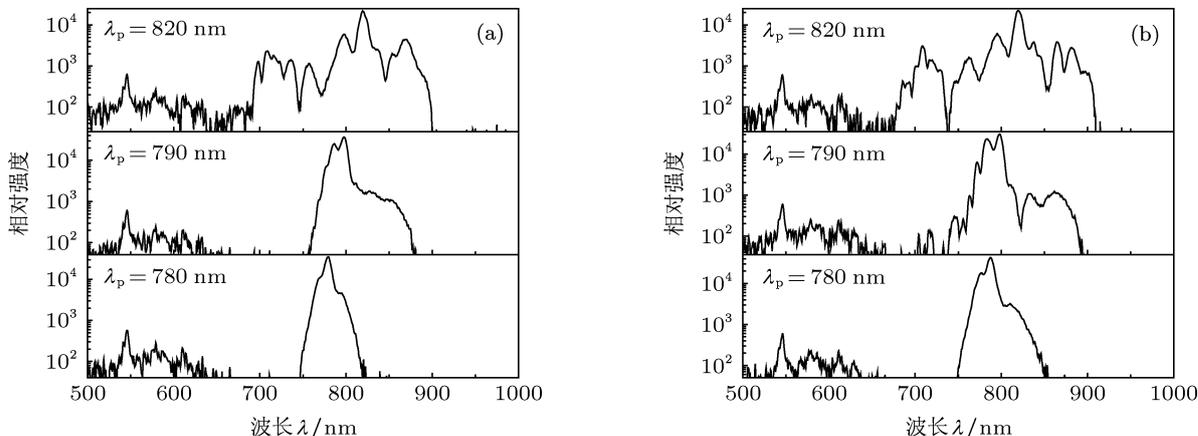


图 6 中心波长 λ_p 不同的脉冲在光纤中传输产生的超连续谱 (a) 脉冲以 0° (沿 x 轴) 入射产生的超连续谱; (b) 脉冲以 90° (沿 y 轴) 入射产生的超连续谱

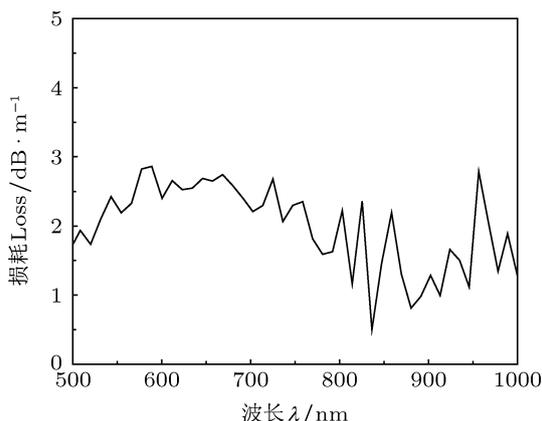


图7 光纤损耗 Loss 随波长变化的关系

此外,随着中心波长的进一步增加,当中心波长为 820 nm 时这种分裂现象更加明显,产生了很多新的频谱,这主要是因为这个波长距光纤的另一零色散点较近,导致二阶色散数值较大,增强了拉曼自频移的影响.对比 790 nm 处 x 偏振方向和 y

偏振方向的频谱,发现 y 方向的频谱展的更宽更加平坦,并且产生了更多的蓝移频谱,这是因为由图 2 可知,输入脉冲的中心波长距离 x 方向零色散点比 y 方向零色散点更远且均处于反常色散区.当输入脉冲的中心波长位于光纤的零色散波长或接近于零色散波长的反常色散区时,由于自相位调制效应和四波混频效应可导致脉冲频谱展宽,传输一段距离后其频率成分也会向两个方向扩展,其红移成分位于反常色散区内,而蓝移成分位于正常色散区.红移分量在反常色散区传输较慢,以拉曼脉冲的形式出现,拉曼脉冲表现为孤子效应和拉曼效应,受高阶色散和脉冲内拉曼散射的影响,频谱进一步红移和展宽,表现为孤子自频移和红移连续谱的产生,同时蓝移分量在短波段产生相应的色散波,并且蓝移的色散波逐渐出现了多峰结构,随着波长的进一步增加蓝移的色散波的各峰之间的宽度应该逐渐加宽,这和文献 [19] 的结论相符合.

表 1 光纤两个基模的一阶和二阶色散对比

| 基模类型 | 入射波长 (780 nm) | | 入射波长 (800 nm) | | 入射波长 (820 nm) | |
|---------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|---------------------------|
| | 一阶色散 $\beta_1/(s^{-1}/m)$ | 二阶色散 $\beta_2/(s^{-2}/m)$ | 一阶色散 $\beta_1/(s^{-1}/m)$ | 二阶色散 $\beta_2/(s^{-2}/m)$ | 一阶色散 $\beta_1/(s^{-1}/m)$ | 二阶色散 $\beta_2/(s^{-2}/m)$ |
| x 轴基模 | 0.502×10^{-8} | -0.281×10^{-25} | 0.502×10^{-8} | -0.315×10^{-25} | 0.502×10^{-8} | -0.346×10^{-25} |
| y 轴基模 | 0.500×10^{-8} | -0.149×10^{-25} | 0.500×10^{-8} | -0.176×10^{-25} | 0.500×10^{-8} | -0.200×10^{-25} |

我们还实验了当输入的光脉冲的偏振方向与光纤短轴 (x 轴) 方向的夹角分别为 0° , 15° , 45° , 75° 和 90° 时在高双折射光纤中产生的超连续谱.入射光脉冲的中心波长是 800 nm,平均功率 0.63 W.由图 8 可以看出在不同的偏振方向下,由于双折射特性,导致输出光谱发生改变,脉冲偏振方向与光纤短轴成不同夹角的情况下,光谱发生规律性变化,当角度越接近 45° 时,抽运光功率分解到 2 个垂直的短轴和长轴方向上的功率变低,孤子分列时会伴随长波的色散波产生,超连续谱的中心波长向长波移动,谱的范围变宽,但是出现了分裂,这主要是因为脉冲功率分配到两个轴上后,两个方向上的非线性同时起作用但是功率有所降低,并且由于两个偏振模上的交叉相位调制和相干耦合作用导致脉冲在短波方向出现凹陷,相应的短波方向的色散波的频移受到限制,这个结果与文献 [19] 结论一样.通过改变偏振光方向可以获得不同宽度的蓝移谱和红移谱,其中 y 轴方向产生的蓝移谱和红移谱要宽于 x 方向的.这是因为:该种 PCF 特殊的包层结构决定了其保偏特性,使得其输出光也具有固定的偏

振方向.由于其形状上的特征,使得该种光纤的 x 轴和 y 轴方向的色散曲线不一样,输入脉冲的中心波长等于 800 nm 时在 y 方向具有较大的负二阶色散,从而导致 y 方向较 x 方向能够产生了更强的蓝移辐射.

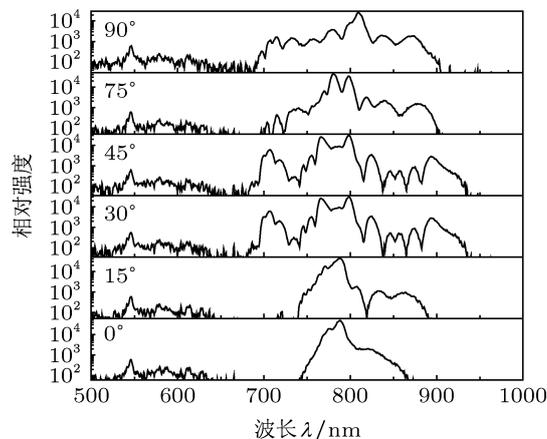


图 8 光脉冲以不同角度入射时产生的超连续谱

实验中还发现当激光脉冲以不同功率输入光纤时,光谱随着功率的增加而展宽,并趋于更加平坦.在功率增加过程中,光谱的展宽包含了孤子自

频移、高阶孤子的形成、高阶孤子分裂成几个基孤子的现象,以及在四波混频效应下,光谱趋向平坦.图9为在输入脉冲宽度为130 fs、中心波长为820 nm、不同平均功率的飞秒激光脉冲作用下产生的超连续光谱.从图9可以看到,在低功率时有很明显的自频移效应,在红外波段形成一个明显的峰,同时在短波波段也有相应的峰出现.随着功率的增加,在红外波段形成的高阶孤子在高阶色散的影响下,分裂成四个明显的基孤子,并伴随相应的非孤子辐射,光谱显示为红外波段的峰往长波扩展,并出现几个峰,而短波段的峰则移向低频端,峰与峰之间的间隔也逐渐被新的成分所占据,从而使整个光谱变得平坦.当频谱展宽到一定程度时,功率的增加对光谱展宽的影响越来越小,从0.6 W到0.7 W功率增加了0.13,频谱宽度却只增加了十几

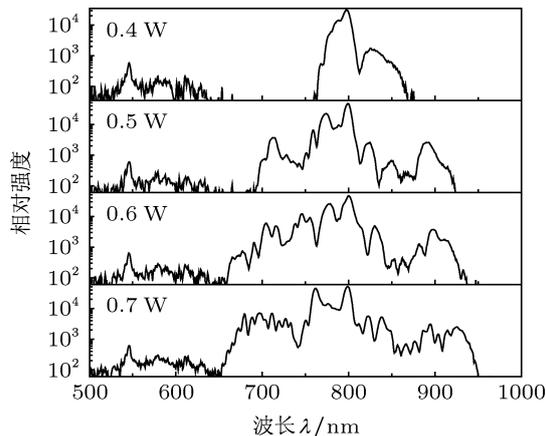


图9 不同功率的光脉冲在光纤中产生的超连续谱

个纳米.这是因为当光谱展宽到短波波段,距离该光子晶体光纤的另一零色散点(1114 nm)越来越远,因此二阶和三阶色散值变化得更加迅速,使得脉冲宽度迅速增宽的强度变弱,影响了光谱的展宽,达到了功率饱和效应.当抽运功率继续增加时,超

连续光谱在整个波段更加平坦化,但是在短波波段始终有一个明显的峰,抽运功率越高这个峰越明显,这是四波混频过程中具有长波成分的光谱作用的必然结果.

4 结论

本文主要采用多极理论数值模拟了V型光纤的色散,双折射及非线性特性,发现这种光纤是高非线性,高双折射的PCF,对实验结果分析发现色散和双折射效应以及入射光功率对在这种光纤中产生的超连续谱的性质影响很大.本文对于研究高双折射,高非线性PCF新技术,制造新型的高性能保偏光纤具有一定的参考价值,并且由于这种光纤的短轴和长轴存在着巨大的空气填充率的差异,也使得研究这种光纤对于开发微型传感器有重要的理论指导意义,可以解决传统光纤传感器难以检测弱压力的难题.另外从本文的实验结果来看,这种V型结构的PCF的双折射效应对超连续谱的展宽没有达到最优化的效果,这应该跟光纤的结构,拉制光纤的工艺及光纤的损耗都有很大的关系,可以进一步优化光纤结构通过提高光纤的长短轴方向的空气填充率差及降低纤芯的有效模场面积来提高PCF的双折射度和非线性.最近的研究报道表明不仅高非线性PCF能产生超连续谱,基于高非线性的其他介质也能获得超连续谱产生,例如,基于纳米线也能获得极宽、极平坦的连续谱^[20],这给我们未来的课题带来新的研究方向,可以设想把多种材料组合在一起,例如是否可以把纳米线填充到光子晶体光纤的空气孔中来产生更强的非线性效应.

感谢燕山大学理学院李曙光教授给与本文的指导和修改意见.

- [1] Alfano R R, Shapiro S L 1970 *Phys Rev. Lett.* **24** 584
- [2] Liu H R, Huang Y Y, L D M 2009 *Proc. SPIE.* **7278** 727807
- [3] Wang Z X, Liu J S, Li R X 2009 *Opt. Express.* **17** 13841
- [4] Cai W Y, Zhang H, Lei D J 2008 *Proc. SPIE.* **7136** 7136N-1
- [5] Zhang H, Yu S, Zhang J 2007 *Opt. Express.* **15** 1147
- [6] Zhang S M, Yang X F, Lu F Y 2012 *Opt. Engineering.* **47** 07500
- [7] Liu W H, Song X Z, Wang Q S 2008 *Acta. Phys. Sin.* **57** 917
- [8] Hart L I, Li X D, Chudoba C 2001 *Opt. Lett.* **26** 608
- [9] Udem T, Holzwarth R, Hansch T W 2002 *Nature* **416** 233
- [10] Konorov S, Zheltikov A 2003 *Opt. Express.* **11** 2440
- [11] Lesvigne C, Couderc V, Tonello A 2007 *Opt. Lett.* **32** 2173
- [12] Tu H, Marks D L, Jiang Z 2008 *Phys. Lett.* **92** 3
- [13] Gross C, Best T, Van O D 2007 *Opt. Lett.* **32** 1767
- [14] Moeser J T, Wolchover N A, Knight J C 2007 *Opt. Lett.* **32** 954
- [15] Xia C M, Zhou G Y 2011 *Acta. Phys. Sin.* **60** 094213 (in Chinese) [夏长明, 周桂耀 2011 物理学报 **60** 094213]
- [16] Wang L R, Liu X M 2011 *Laser Physics* **21** 1797
- [17] Duan L N, Liu X M 2011 *Laser Physics* **21** 1813
- [18] Ruan S C, Yu Y Q 2004 *Acta. Photonica. Sin.* **33** 789
- [19] Li S G, Zheng Y 2010 *Science China-Physics Mechanics & Astronomy* **53** 643
- [20] Lu H, Liu X M 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 904

Supercontinuum experimental study of V-type photonic crystal fiber with high birefringence*

Zhao Yuan-Yuan¹⁾²⁾ Zhou Gui-Yao^{3)†} Li Jian-She²⁾ Han Ying¹⁾
Wang Chao¹⁾ Wang Wei¹⁾

1) (College of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

2) (College of Science, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

3) (Key Laboratory of Metastable Material Science and Technology, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

(Received 18 May 2013; revised manuscript received 25 June 2013)

Abstract

High nonlinear and high birefringent photonic crystal fiber is one of the most effective medium for supercontinuum generation, therefore we select the V-type photonic crystal fiber as the research object. Through the numerical simulation results of multipole theory, we determined that the V-type optical fiber has high birefringent and high nonlinear characteristics. Through experiments, we found that the birefringence of the fiber and the central wavelength of the incident light have great influence on the generation of supercontinuum: when the central wavelength of incident light in the anomalous dispersion region of the fiber, its spectrum is quite wide relatively, and the supercontinuum of the long axis is flat tar than that of the short axis and has more abundant spectral components; at the same wavelength of light, the polarization direction of the former is closer to 45° , the supercontinuum spectrum range is larger. With the increase of the incident pulse power, supercontinuum will spread wider, but will reach a saturation when the power is large enough.

Keywords: photonic crystal fiber, high birefringence, multipole theory, supercontinuum

PACS: 42.81.-i, 42.81.Gs, 42.81.Cn

DOI: 10.7498/aps.62.214212

* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2010CB327604), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60637010).

† Corresponding author. E-mail: zguyiao@163.com