

摘 要

微结构光纤 (MF), 也称多孔光纤或光子晶体光纤, 它的问世打开了光纤光学发展的新篇章。它拥有普通光纤所不具有的独特的波导特性, 在非线性光学、高功率光纤激光器、医学科学和远程通信等领域有重要应用。因此开展微结构光纤及其应用研究具有重要的学术价值和广阔的应用前景。结合国家自然科学基金项目, 教育部博士点基金项目和国家“973”项目, 本论文主要围绕 MF 的特性和优化设计以及 MF 在超连续谱和大模面积 (LMA) MF 有源器件方面进行了理论研究和实验研究。主要研究内容包括:

1. MF波导特性的理论研究

作为本论文的基础工作, 结合MPB软件 (基于全矢量平面波法理论模型) 我们对MF波导特性进行了模拟分析。研究了MF的包层气孔排列方式以及占空比对模场的影响; 计算了MF的色散曲线, 并分析了MF的零色散点兰移、色散平坦化和双零色散波长特性; 探讨了两种高双折射MF的双折射系数以及两正交偏振轴的色散特性。

2. MF产生超连续谱的理论研究

使用广义非线性薛定鄂方程 (GNLSE) 对飞秒脉冲在MF内的传输特性进行了分析。利用预测—校正分步傅立叶法 (PC-SSFM) 对MF中超连续谱特性进行了数值模拟。探讨了泵浦脉冲中心波长位于MF不同色散区时超连续谱产生的物理机制; 研究了MF的长度和泵浦脉冲参数对超连续谱特性的影响, 详细分析了超连续谱演化过程。

3. MF产生超连续谱的实验研究

实验研究了MF中超连续谱产生的特点和演化。从实验和理论两个方面研究了泵浦脉冲的中心波长位于MF零色散波长和反常色散区的情况下, 超连续谱的特性和演化过程。从实验和理论两个方面研究了泵浦脉冲中心波长位于高双折射MF正常色散区内时, 超连续谱产生的特点和演化过程。研究了无序多芯MF中宽

带连续谱特性,实验获得的最宽连续谱的20 dB带宽至少为1260 nm;对强反Stokes波的形成进行了实验研究,并对实验现象给予了理论解释。

4. 大模面积微结构光纤激光器与超荧光光源的实验研究

实验研究了大模面积微结构光纤激光器(LMA-MFL),获得了最大输出功率为4.3 W的基横模激光输出,斜率效率和光~光转换效率分别为69.4%和59.7%。对MF的弯曲半径与LMA-MFL运转模式的影响进行了实验研究。对LMA-MF超荧光光源进行了实验研究,获得了输出功率1.649 W、最大宽度为22.4 nm的超荧光光源。

关键词: 微结构光纤, 超连续谱, 光纤激光器, 超荧光光源, 色散, 非线性, 受激拉曼散射, 分步傅立叶法, 广义非线性薛定鄂方程

Abstract

The microstructured fibers (MFs) also known as "holey" or photonics crystal fibers have opened a new chapter in fibers optics. These fibers possess some novel optical properties that can't be obtained in the design of conventional fibers and have permitted significant progress in various domains such as nonlinear optics, high power fiber laser, medical science or telecommunications. It has an important scientific value and applied significance to carry out researches on these fibers and their application. Funded by the National Natural Science Foundation of China under Grant No. 60377010, the Research Fund for the Doctoral Programme of Higher Education of China under Grant No 20030055016, and the "973" national project, I investigated index-guiding MFs in two respects: modeling and designing their optical properties and studying their application including both supercontinuum generation (SCG) and large mode area microstructured fiber laser (LMA-MFL). The main subjects of this thesis are as the following:

1. Research on the waveguide properties of MFs.

As a fundamental work of my thesis, the "MPB"—a free software package based on the full-vector plane-wave expansion method—was employed to model the waveguide characterization of index-guiding MFs. Firstly, the impact on mode properties was studied by changing the arrangement and filling fraction of air holes, respectively. Secondly, we calculated the MFs' dispersion and analyzed the novel properties such as blue-shifted zero dispersion wavelength (ZDW), flattened dispersion, and doubled ZDWs by alter the period and filling fraction of air holes. Finally, we discussed the MFs' birefringence properties, and calculated the dispersion profiles of two orthonormal axes.

2. Research on the numerical simulation of SCG in MFs.

The generalized nonlinear Schrodinger equation (GNLSE) was used to analyze the propagation properties of femtosecond pulse in MFs, and the Predictor-corrector split-step Fourier method (PC-SSFM) was introduced to simulate the supercontinuum generation (SCG). The physical mechanism of SCG was numerically studied when the central wavelength of pump pulse lied in different dispersion region. The relation between the MFs' length and the spectral bandwidth of supercontinuum was studied.

To the end, the impact of the initial chirping and initial width of input pulse on the spectral bandwidth of generated SC is discussed.

3. Research on the experimental generation of supercontinuum in MFs.

The characteristics and evolution of SCG in MFs were experimentally studied. We experimentally and numerically studied the characteristics and evolution of SCG when the pump pulse lies in the ZDW point and the abnormal dispersion region respectively. Then, we experimentally and numerically studied the characteristics and evolution of SCG when the pump pulse lies in the normal dispersion region of a high birefringence MF. Then, we employed an irregularly multicore MF to generate broadband continua and the broadest continuum spanning at least 1260 nm with the 20 dB bandwidth. To the end, we experimentally and numerically studied the high efficient anti-Stokes wave generation.

4. Research on the LMA-MFL and LMA-MF super-fluorescent source.

We experimentally studied the large mode area Yb^{3+} -doped double-clad microstructured fiber laser, and obtained up to 4.3 W output power with a slope efficiency of 69.4% and optical-to-optical efficiency of 59.7%. Then, we studied the relation between the bend-radius of LMA-MF and the stimulated operating modes in LMA-MFL. To the end, we studied the LMA-MF superfluorescent light source with up to 1.649 W maximum output power and 22.4 nm bandwidth.

Keywords: microstructured fiber (MF), supercontinuum (SC), fiber laser, superfluorescent light source, dispersion, nonlinear, stimulated Raman scattering (SRS), step-split Fourier method (SSFM), generalized nonlinear Schrodinger equation (GNLSE).

第一章 绪论

§ 1.1 微结构光纤简介

1.1.1 光子晶体的基本概念

众所周知,自然晶体(如半导体)中的电子由于受到晶格的周期性势场的散射,部分波段会因破坏性干涉而形成带隙,导致电子的色散关系呈带状分布,从而形成电子能带(Electronic Band)。如果将具有不同折射率(介电系数)的介质材料按照自然晶体的周期结构排布,类似的现象也存在于光子系统中。1987年,Yablonovitch^[1]和 John^[2]在研究如何抑制自发辐射和光子局域特性时分别独立提出了光子晶体(Photonic Crystal)的概念:一种因折射率空间周期变化而具有光子能带的新型光学微结构材料,其折射率变化周期为光波长量级。

光子晶体中介质折射率的周期性变化对光子的影响与自然晶体中周期性势场对电子的影响相似:电磁波经周期介质散射后,某些波段的电磁波会因破坏性干涉而呈指数衰减,无法在系统中传播,从而在频谱中形成类似于半导体禁带的光子带隙(Photonic Band Gap, PBG),相应色散关系也具有带状结构,形成光子能带(Photonic Band)。只有频率对应在光子能带中的光才能在光子晶体中传播,否则会被禁止,这是光子晶体最根本的特征。影响光子带隙的主要因素是光子晶体的结构和材料的折射率比。光子晶体概念的提出使人们像操纵电子那样操纵光子成为可能,为“频带工程”乃至光子集成的产生提供了理论依据,具有重大的理论意义和应用前景。

1.1.2 微结构光纤的概念与制作方法

1. 微结构光纤的概念

微结构光纤(MF)是一种带有线缺陷的二维光子晶体,又称为光子晶体光纤或多孔光纤^[3-4]。光纤包层由规则分布的空气孔排列成三角形或六边形的微结构组成,纤芯由石英或空气孔构成线缺陷,利用其局限光的能力,将光限制在缺陷内传播。由于引入空气孔可以得到普通光纤无法实现的大折射率差,而且改变空气孔的大小和排列可以控制其光学特性,因此设计上更加灵活。

根据导光机制的不同,MF可以分为两大类:(1)改进的全内反射微结构光纤(TIR-MF),也叫做折射率引导型微结构光纤(IG-MF),其端面结构如图1(a)所示。该类光纤的包层中含有许多沿轴向伸展的空心管,MF的纤芯为(掺杂的)石英。其传导机制与普通光纤类似,光束按照改进的全反射原理传输,如

图 1 (b) 所示。(2) 光子带隙微结构光纤 (PBG-MF), 其端面结构如图 2 (a) 所示。此类光纤的包层由石英-空气二维光子晶体构成 (其中高折射率为 n_1 , 低折射率为 n_2), 具有严格的大小、间距和周期排布, 纤芯为空气缺陷, 传导机制与普通光纤完全不同, 它是通过包层光子晶体的布拉格衍射来限制光在纤芯中传播的^[5], 如图 2 (b) 所示。当光入射到纤芯-包层界面上时会受到包层空气孔的强烈散射, 对某一特定波长和入射角, 这种多重散射产生干涉从而使光线回到纤芯中。即在满足布拉格条件时出现光子带隙, 对应波长的光不能在包层中传播, 而只能限制在纤芯中传播。

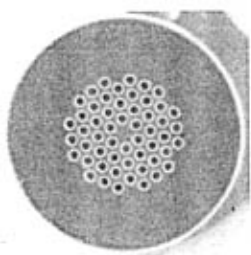


图 1 (a) TIR-MF 的端面图

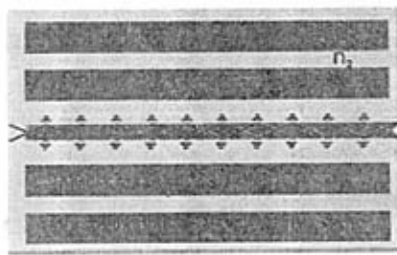


图 1 (b) TIR-MF 的传输原理图

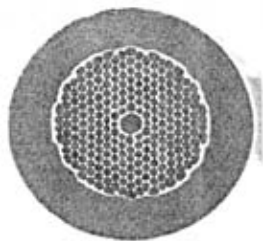


图 2 (a) PBG-MF 的端面图

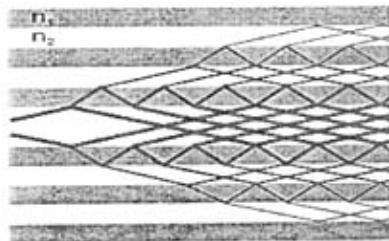


图 2 (b) PBG-MF 的传输原理图

2. 微结构光纤的制作方法

MF 的制造方法与普通光纤相似^[6]。首先制造预制棒, 按照预先设计好的端面结构, 在一定尺寸的玻璃套管内排入毛细管作为包层, 中间用石英棒或抽去几根毛细管来做纤芯, 这种制作预制棒的方法叫堆积成束法。制作预制棒的方法还包括刻蚀法、挤压法、打孔法、铸造法等; 然后将预制棒装在拉丝塔上拉制成光纤。图 3 所示为 MF 的制作流程图。拉丝温度在 2000° 左右, 对不同结构的 MF 应仔细设定不同温度, 以保证结构形状不变形。

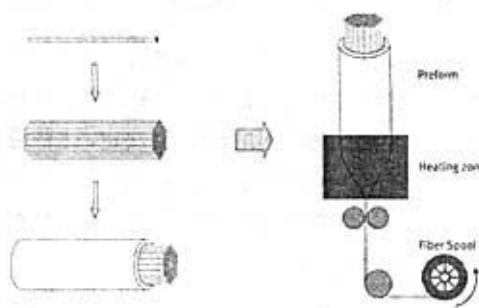


图 3 MF 的成束与拉制

1.1.3 微结构光纤的特性与应用

与普通光纤相比, MF 可以由单一材料制成而无需掺杂, 具有良好的匹配性和温度稳定性; 此外, MF 具有更高的设计自由度。MF 可以通过对包层内空气孔的排列方式、间隔和大小等参数的设计, 方便地控制光纤的传输模式、色散及偏振等重要特性, 因此 MF 具有一些普通光纤无法实现的奇异特性, 例如: 光能够限制在空芯中传播, 产生“不截止单模”, 零色散波长低于普通光纤的 1270 nm 等, 从而突破了普通光纤光学的某些局限, 大大拓展了光纤的应用范围。

1. 空气纤芯 PBG-MF 的特点及应用

(1) 空气纤芯 PBG-MF 具有极低损耗、色散和非线性特性^[7]。由于 PBG-MF 是在空气纤芯内传导光, 材料吸收、散射、色散及非线性的影响可以被大幅度降低, 可用于高能量脉冲传输^[8]。其潜在的应用是作为低损耗传输光纤, 用于光纤通信中信号的无中继传输^[9]。

(2) 空气纤芯 PBG-MF 端面没有菲涅尔反射, 可以作为高效光耦合器件。此外, PBG-MF 独特的传导机制还允许光纤弯曲半径足够小, 因而极大地降低了弯曲损耗, 可以应用于微细加工、生物医疗器件等。

(3) 空气纤芯可以作为某些待研究物质的载体。在空芯内填充气体或液体, 利用超短脉冲、外加电场或其它手段, 可以实现对物质的非线性效应进行研究以及控制。用于高效 Raman 器件^[10]、全光开关、四波混频器件^[11]、高能光学孤子生成^[12]、材料的非线性光学性质^[13]研究、传感、检测及光谱学等领域。

2. TIR-MF 的特点及应用

(1) “无截止单模” (Endlessly Single Mode)

所谓“无截止单模”, 实际上是指截止波长很短, 可在近紫外到近红外全波段维持单模运转。研究表明该特性是由 MF 包层的特殊结构形成的。

对于普通阶跃光纤,其单模条件可以通过减小纤芯和包层的折射率差(Δn)来实现,但是普通光纤的制造工艺限制了 Δn 的最小差值。然而,MF却能够实现“无截止单模”传输,这主要与两方面因素有关:首先,其纤芯—包层的折射率差别可通过控制微结构包层中的气孔占空比来决定,比普通光纤通过材料掺杂的方式更易于实现;其次,随着波长减小,光束收缩,场分布越集中于折射率较高的石英区域,其效果相当于提高了包层的等效折射率,降低了折射率差,结果向短波方向扩展了单模传输带宽^[14]。

由于MF的“无截止单模”特性与光纤绝对尺寸无关,因此MF可以实现大模面积(LMA)设计同时又保持单横模传输。目前MF的模场面积可达普通光纤的十倍以上。英国南安普顿大学和Bath大学开发的LMA单模MF,芯径可达传输波长的50倍^[15-16]。LMA单模MF可以大大降低光功率密度,减小非线性效应且不易被击穿,在高功率传输、高功率光纤激光器和放大器方面具有重要的作用。

(2) 新颖的色散特性

普通石英单模光纤的零群速度色散(GVD)一般在 $1.27\text{ }\mu\text{m}$ 以上,利用MF包层的特殊结构,适当增大气孔直径,可使色散零点向短波方向位移,直到 $500\sim 700\text{ nm}$ 。用这一特性,可以制成可见光波段的全光纤孤子激光器和产生从蓝光直到红外波段的超连续谱。

此外,和普通光纤相比,MF更易实现宽带内的色散平坦化,且中心波长可移。色散值也可以根据需要为正色散、负色散、零色散。Ferrando等人研究了 $1.55\text{ }\mu\text{m}$ 光通信窗口的色散平坦化设计,色散平坦宽度接近 300 nm ,并发展了色散平坦化设计理论^[17-18]。这一特性可用在光通信系统中补偿色散以及产生超宽带、超平坦的连续谱,而用于波分复用等领域^[19-24]。

(3) 强非线性特性

MF可以通过减小纤芯和增大包层空气填充比来获得大数值孔径和紧密束缚的模场,既提高了对光的局域能力,又增加了纤芯单位面积的光功率,因此易于产生各种非线性效应,如:四波混频、受激拉曼散射、自相位调制等。MF的有效截面积可以达到 $1\text{ }\mu\text{m}^2$ 量级,典型长度可以比普通光纤缩短100倍;MF的强非线性特性和新颖色散特性可以用于实现短波孤子传输^[25-28]、超连续谱产生^[29-35]等。

(4) 高双折射特性

高双折射(或保偏)光纤由于平行于双折射轴的线偏振光可以保持偏振特性而在长距离通讯、传感及特殊激光器方面具有重要应用。高双折射光纤的双折射

效应越强,拍长就越短,越能保持传输光的偏振态。普通光纤取得双折射的方式主要有两种:一是使截面非圆形,二是使光纤本身材料具有双折射。这两种方式在技术上都较难实现,且双折射特性较弱,还受到扭转、弯曲、拉伸等外界影响。对于MF,只需改变截面的圆对称性就能实现高双折射,双折射的系数由大小空气孔直径之比决定。MF不仅能够实现更大的双折射系数^[36-38],而且即使存在弯曲和形变,也能很好保持传输光的偏振态。

(5) 损耗特性

小模面积MF的纤芯尺寸一般为光波长数量级,这会增加光纤损耗。因为在靠近纤芯的空气与石英边界上,光的相互作用加强,同时表面粗糙度的影响变得明显。尽管如此,采用气相轴向沉积技术制成高纯度的石英,减小 OH^- 含量,以及改进控制技术等都能够有效减小MF的损耗。

MF的弯曲损耗特性也与普通光纤明显不同,MF不仅在长波长存在弯曲损耗边,在短波长上也存在弯曲损耗边。当波长超过长波弯曲损耗边时,光场会因大量扩散到低折射率区而使光能损耗严重;当波长低于短波弯曲损耗边时,光场会因纤芯-包层折射率差的消失而大量损耗。MF的临界曲率半径为: $R_{\min} \propto A^3/\lambda^2$,当曲率半径小于临界值时,短波长将发生严重的弯曲损耗^[8]。

(6) 有源特性

MF易于实现大模面积、双“空气孔/石英”包层结构,和大数值孔径(>0.5)的内包层设计以及“无截止”单模运转特性,使掺杂(稀土元素)MF用于全波段、高功率、高光束质量的单模光纤激光器成为新的研究热点^[39-41],在通信、测量、材料加工、军事等方面具有广泛的用途。

1.1.4 微结构光纤的研究进展

1. 国外的研究进展

1996年Knight等人^[42]首次研制出具有周期性结构包层的MF,它属于全内反射型MF,它独特的单模特性、损耗特性以及色散关系等引起了科学家们的关注,打开了光纤发展的新篇章;随后,在1998年,英国bath大学^[43]研制成功了具有蜂窝型空气孔排列结构的光子带隙光纤。然而研究发现,这种光纤的基模能量主要分布在空气纤芯周围的石英中,且光场呈环形分布。这一特点使之不易与其它器件耦合,应用受到限制。1999年,由Cregan等人^[44]成功研制出光在空气介质中传导的光子带隙光纤。光纤包层具有三角形排列的空气孔结构,纤芯通过在控制过程中去除中心7个毛细管形成一个更大的空气孔,并且包层空气填充率足够高,从而保证在光子带隙内存在传导模式。由于微结构光纤在短时间就展现

出普通光纤不能比拟的优越特性和巨大的发展潜力,引起各国科学家的普遍重视。

早期的MF,由于拉制水平的问题,普遍存在损耗极大的问题,不利于MF的实用。为了能够减小MF的损耗,科研人员在拉制工艺的改进上做了大量卓有成效的工作。2001年,日本NTT公司报导的TIR-MF,在1550 nm处的损耗降低到1.3 dB/km^[45],拉制长度可达1.5 km;同年,日本的Sumitomo Electric Industries公司报导的TIR-MF在1550nm处损耗降低到0.41 dB/km^[46];在2003年日本的NTT公司研制出损耗为0.28 dB/km的TIR-MF^[47],这是迄今报导的损耗最低的TIR-MF,已经非常接近普通光纤的0.2 dB/km的水平。

与TIR-MF相比,最早研制的PBG-MF由于制作工艺还不成熟,损耗比较大,以1999年Cregan等人^[44]在《科学》杂志上报导的PBG-MF为例,其损耗为 10^3 dB/km;随着拉制工艺的改进,PBG-MF的损耗急剧下降。2002年,Bouwman等人^[48]报导的PBG-MF损耗降为200 dB/km;2003年,Matos等人^[49]报导的PBG-MF损耗降为50 dB/km;同年,Smith等人^[50]在《自然》杂志上报导的PBG-MF损耗进一步降为10 dB/km;2004年,在OFC 2004上,Blazephotonics公司^[51]报导了损耗为1.7 dB/km的PBG-MF;同年,Crystal-fibre公司^[52]报导了在损耗为1.0 dB/km的PBG-MF,非常有应用价值的是,这种光纤的传输带宽超过1000 nm。预计不久的将来,PBG-MF的损耗可以做到比TIR-MF还要低。

由于MF可以由单一材料制作,就避免了普通光纤的必须经过掺杂而形成纤芯和包层交界面问题,因此更多性能优良的材料可被用来制作MF。例如,采用复合玻璃可增加MF的非线性效应,SF57的非线性是石英的20倍。英国Southampton大学^[53]用SF57研制的MF,在1550 nm处有效非线性系数测量值为 $640\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$,比标准通信光纤强640倍。这将使得非线性光纤具有史无前例的低工作功率(10~100 mW)和超短长度(0.1~1m)。而采用塑料来制作MF,既可以提高光纤的柔韧性,又可以简化制作工艺。2003年,悉尼大学^[54]报导了他们使用塑料制作的单模MF、高双折射MF、双芯MF以及PBG-MF光纤。2004年8月,悉尼大学^[55]还报导了采用特殊工艺研制的掺杂激活粒子的塑料光纤,并利用该光纤研制了光纤放大器和光纤激光器。

目前,MF已经商用化,国际上知名的厂家包括:Crystal-fibre公司、Blazephotonic公司等。科研人员利用MF,已经开发出许多具有优良性能的光学器件。Lee等人研制了“高SBS阈值的FWM波长转换器”,实现了10 nm带宽的10 Gb/s不归零信号的无误差高效率波长转换^[56];日本的Abedin等人采用高双折射MF制成了10 GHz、10 ps反馈锁模光纤激光器^[57],这种激光器在1535~1560 nm范围内能产生10 ps的脉冲。丹麦的Paulsen等人用钛蓝宝石飞秒振荡器和一根短的MF制成了相干反Stokes拉曼散射(CARS)显微镜^[58],这种显微镜的分

分辨率达到亚微米级别,甚至可以检测到分子振荡。美国加州大学 Wang 等人利用 MF 研制的 OCT^[59],在 1100 nm 波长处具有纵向分辨率为 1.3 μm ,这是目前在此波长处获得的最高分辨率。丹麦理工大学的 Siahlo 等人利用 50 m 长 MF 构成的非线性光学环路镜(NOLM)实现了对 160 Gb/s 信号的无误差分离^[60],这将在光的时分复用领域具有重要应用。日本的 Yusoff 等人采用锁模掺铒光纤环形激光器发出的 2.1 ps 孤子脉冲,入射到高非线性 MF 中,通过 SPM 效应把孤子脉冲 10 dB 带宽从 3 nm 展宽到 25 nm^[61],然后利用阵列波导光栅把产生的超连续谱分为 36 个 3 dB 带宽 0.63 nm 的信道,可以为 WDM 系统提供理想光源。2002 年,Nilsson 等人报导了连续光泵浦的波长在 1060 nm 的 MF 拉曼激光器,该激光器的阈值为 5 W,斜率效率为 70%。2003 年,德国的 J. Limpert 等人用掺 Yb³⁺ 的大模双包层 MF 获得了高达 260 W 的单横模激光输出,这标志着 MF 激光器已经达到并正在超越普通双包层光纤激光器的水平。

2. 国内的研究现状

国家对微结构光纤这一新型材料的特性以及发展给予了相当重视,在“863”计划和“973”计划分别列为重要研究课题。2002 年,燕山大学在“863”计划的资助下,拉制出第一根微结构光纤,并在《中国光电》报导了研究成果。天津大学与燕山大学联合,在高非线性微结构光纤的拉制和超连续谱的研究上做了大量研究工作,取得诸多研究成果。北京邮电大学、南开大学、天津大学、北方交通大学、燕山大学等七家大学联合,申请到“973”计划的支持,充分发挥各自的优势,对微结构光纤相关理论、光纤拉制及各功能器件如光栅、掺稀土元素光纤激光器、拉曼光纤激光器等开展了研究工作,并取得了可喜的研究成果。国内的许多大学和研究单位,如清华大学、深圳大学、中山大学、大连民族学院,上海光机所等也在相关领域开展了研究工作,其中上海光机所 2004 年报导拉制出芯径达 40 μm 的单模 MF,而掺铒的 LMA-MF 正在研制中,这是一项非常重要的研究成果。

§ 1.2. 本文研究的主要内容和创新性研究成果

本论文的研究工作是在国家自然科学基金项目(#60377010),“高等学校博士学科点专项基金”(#20030055016),开放实验室基金项目(#2003-23)和国家“973”计划的资助下完成的。鉴于当前 MF 领域的研究热点、发展方向及现有的实验条件,在理论上研究工作主要集中在 MF 的传导机制、基本特性研究、MF 中产生超连续谱的数值模拟;在实验研究方面,开展了脉冲激光泵浦 MF 产生超连续谱和 LMA-MFL 的研究工作。

1.2.1 主要内容

1. 阐述本文工作的研究背景、研究进展和本文研究的主要内容。(第一章)

2. 对MF的传导特性进行了理论研究。(第二章)

(1) 概括和归纳了当前研究MF波导特性的常用方法, 阐述了MPB软件和全矢量平面波法的理论模型。

(2) 研究了MF的模场特性, 探讨了包层气孔排列方式以及空气占空比对模场的影响。

(3) 研究了MF的色散特性, 理论分析了MF的零色散点蓝移、色散平坦化和双零色散波长特性。

(4) 研究了MF的偏振特性, 理论计算了两种高双折射MF的双折射系数以及两正交偏振轴的色散。

3. 对飞秒脉冲在MF中的传输产生超连续谱进行了理论分析和数值模拟。(第三章)

(1) 概括和归纳了当前计算飞秒脉冲在MF中的传输产生超连续谱的常用的理论方法。

(2) 介绍了分步傅立叶法的理论模型和改进的分步傅立叶法。

(3) 理论探讨了泵浦脉冲中心波长位于MF不同色散区时超连续谱产生的物理机制。

(4) 理论研究了MF长度和脉冲参数对超连续谱的影响。

4. 实验研究了MF中超连续谱的产生(第四章)

(1) 概括和归纳了超连续谱产生的研究进展。

(2) 实验和理论研究了泵浦脉冲中心波长位于MF零色散波长和反常色散区内时, 超连续谱产生的特点和机制。

(3) 实验和理论研究了泵浦脉冲中心波长位于高双折射MF正常色散区内时, 超连续谱产生的特点和机制。

(4) 实验和理论研究了无序多芯MF中产生宽带连续谱和强反Stokes波。

5. 实验研究了MF激光器和MF超荧光宽带源。(第五章)

(1) 概括和归纳了MF激光器的优点和发展现状。

(2) 以LMA-MF作为增益光纤, 获得的最大输出功率为4.3 W的基横模激光输出。

(3) 实验研究了LMA-MF弯曲半径与LMA-MFL内的运转模式的关系。

(4) 实验研究了LMA-MF超荧光光源, 获得了超荧光的最大功率为1.649 W。

1.2.2 创新性成果

1. 选用预测—校正分步傅立叶法, 探讨了泵浦脉冲波长位于MF不同色散区的情况下超连续谱的演化过程, 分析了超连续谱产生的物理机制。
2. 飞秒脉冲泵浦无序多芯MF, 获得了20 dB带宽为1260 nm的宽带连续谱, 在国内处于先进水平。
3. 对飞秒脉冲泵浦无序多芯MF产生强反Stokes波的实验研究, 以及基于四波混频理论对强反Stokes波产生的物理机制分析尚属首次。
4. 对MF的弯曲半径与LMA-MFL运转模式的关系的研究具有创新性。
5. 所研制的输出功率1.649 W、最大宽度为22.4 nm的LMA-MF超荧光光源未见报道。

参考文献

- [1] E Yablonovitch, et al., Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics, Phys. Rev. Lett., 1987, **58**: 2059-2061.
- [2] S. John et al., Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices, Phys. Rev. Lett., 1987, **58**: 2486-2489.
- [3] P. St. J. Russell, J. C. Knight, T. A. Birks, et al., Recent Progress in Photonic Crystal Fibres, OFC2000[C], 2000, **3**: 98-100.
- [4] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, et al. Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers. Science, 1998, **282**: 1476-1478.
- [5] CHI Hao, ZENG Qing-ji, JIANG Chun, et al., Photonic Crystal Fiber: Theory, Applications and Recent Progress, Journal of Optoelectronics Laser, 2002, **13**: 534-537.
- [6] P. J. Bennett, et al., Toward practical holey-fiber technology: fabrication, splicing, modeling and characterization, Opt. Lett., 1999, **24**:1203-1205.
- [7] 关铁梁, 光子晶体光纤, 激光与光电子学进展, 2002, **39**:41-52
- [8] J. Broeng, et al., Photonic crystal fibers: A new glass of optical waveguides, Optical Fiber Technology, 1999, **5**:305-330
- [9] B. Temelkuran, S. D. Hart, G. Benoit, J. D. Joannopoulos, and Y. Fink, Wavelength scalable hollow optical fibres with large photonic bandgaps for CO₂ laser transmission, Nature, 2002, **420**, 650-653.
- [10] F. Benabid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, and P. St. J. Russell, Stimulated Raman scattering in hydrogenfilled hollow-core photonic crystal fibres, Science 2002, **298**:399-402
- [11] S. O. Konorov, A. B. Fedotov, and A. M. Zheltikov, Four-Wave Mixing in Hollow Photonic-Crystal Fibers, JETP Letters, 2003, **77**:397-400.
- [12] D. G. Ouzounov et al., Generation of megawatt optical solitons in hollow-core photonic

band-gap fibers, *Science* 2003, **301**:1702-1704.

[13] T.T. Larsen, D.S. Hermann, J. Broeng, and A. Bjarklev, Tunable Photonic BandGaps In a Photonic Crystal Fiber Filled With a Cholesteric Liquid Crystal, 29th European Conference on Optical Communication ECOC'03 (Rimini, Italy, September 2003).

[14] J C Knight, T A Birks, P St J Russel, et al. Properties of Photonic Crystal Fiber and the Effective Index Model, *Opt. Soc. Am. A*, 1998, **15**: 748-752.

[15] J C Knight, T A Birks, R F Cregan, Large Mode Area Photonic Crvstal Fibre. *Electronics Letters*, 1998, **34**: 1347-1348.

[16] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, and C. Jakobsen, Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier, *Opt. Express*, 2004, **12**, 1313-1319.

[17] A Ferrando, E Silvestre, J J Miret, Nearly Zero Ultraflattened Dispersion in Photonic Crystal Fibers, *Opt. Lett.*, 2000, **25**: 790-792.

[18] A Ferrando, E Silvstr, P Andres, Designing the Properties of Dispersion-flattened Photonic Crystal Fibers, *Opt. Express*, 2001, **9**: 687-697.

[19] L. Oxenlowe, A. Siahlo, K. Berg, and J. Hanberg, A novel 160 Gb/s receiver configuration including a glass crystal pulsed laser, photonic crystal fibre and a simple dynamic clock recovery scheme, 29th European Conference on Optical Communication ECOC'03 (Rimini, Italy, September 2003)

[20] S. C. Zeller, G. J. Spühler, L. Krainer, R. Paschotta, K. P. Hansen and U. Keller, Frequency comb generation with 50-GHz channel spacing in the telecom C-band, *CLEO Europe* (2005)

[21] P. A. Andersen, B. Zsigri, C. Peucheret, and M.D. Nielsen, Photonic Crystal Fibers used in a Multi-Wavelength Source and as Transmission Fiber in a WDM System, *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO* (San Francisco, CA, 2004)

[22] A. Tersigni, V. Calle, A. Clausen, P. Jeppesen, K. Hansen, J. Folkenberg, et al., Optical Sampling at 80 Gbit/s Using a Highly Non-Linear Photonic Crystal Fiber, 29th European Conference on Optical Communication ECOC'03 (Rimini, Italy, September 2003)

[24] M. Stach, J. Broeng, A. Petersson, N.A. Mortensen, H.R. Simonsen, and R. Michalzik, 10 Gbit/s 850 nm VCSEL Based Data Transmission over 100 m-long Multimode Photonic Crystal Fibers, 29th European Conference on Optical Communication ECOC'03 (Rimini, Italy, September 2003).

[25] Norihiko Nishizawa, Youta Ito and Toshio Goto, Wavelength-Tunable Femtosecond Soliton Pulse Generation for Wavelengths of 0.78-1.0 μm Using Photonic Crystal Fibers and a Ultrashort Fiber Laser, *Jpn. J. Appl. Phys.* 2003, **42**:449-452

[26] Frdric Druon, Nicolas Sanner, Galle Lucas-Leclín, Anders Petersson ,et al., Self-Compression

- and Raman Soliton Generation in a Photonic Crystal Fiber of 100-fs Pulses Produced by a Diode-Pumped Yb-Doped Oscillator, *Applied Optics*, 2003, **42**:6768-6770
- [27] Masao Kato, Kazuo Fujiura, Takashi Kurihara, et al., Programmable Select Multiwavelength Gigahertz Raman Soliton Pulse Generation, *Applied Optics*, 2004, **43**: 5481-5488
- [28] Nishizawa, N. Ito, Y. Goto, T, et al., 0.78-0.90 μ m wavelength-tunable femtosecond soliton pulse generation using photonic crystal fiber, *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2002, **14**:986-988
- [29] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, M. Kaivola, and J. R. Jensen, Route to supercontinuum in photonic crystal fiber, *CLEO'02* (Long Beach, California, May 2002).
- [30] Scott C. Buchter, Bo Andersen, Harald Simonsen et al., Nanosecond supercontinuum generation at the mJ level, *SPIE European Symposium on Optics and Photonics in Security and Defence* (25-28 October 2004, London, UK)
- [31] K. M. Hilligsøe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen, and J. J. Larsen, Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two closely lying zero dispersion wavelengths, *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO* (San Francisco, CA, 2004)
- [32] S. C. Buchter, M. Kaivola, H. Ludvigsen and K. P. Hansen, Miniature supercontinuum laser sources, *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO* (San Francisco, CA, 2004)
- [33] T. Sorensen, N.I. Nikolov, O. Bang, and K.P. Hansen, dispersion Engineered Cob-Web Photonic Crystal Fibers for Efficient Supercontinuum Generation, *Optical Fiber Communications Conference OFC'04* (Los Angeles, 2004).
- [34] T. Schreiber, J. Limpert, and K.P. Hansen, High power supercontinuum generation based on ultrafast fiber amplifier, *Conference on Lasers and Electro Optics CLEO'03* (Baltimore, Maryland, June 2003).
- [35] P.A. Andersen, C. Peucheret, and P. Jeppesen, Supercontinuum generation in a photonic crystal fibre using picosecond pulses at 1550 nm, *5th International Conference on Transparent Optical Networks: ICTON 2003* (Warsaw, Poland, June/July 2003)
- [36] J. R. Folkenberg, M. D. Nielsen, N. A. Mortensen, C. Jakobsen, and H. R. Simonsen, Polarization maintaining large mode area photonic crystal fiber, *Opt. Express*, 2004, **12**, 956-960.
- [37] Z. Zhu and T. G. Brown, Experimental studies of polarization properties of supercontinua generated in a birefringent photonic crystal fiber, *Opt. Express*, 2004, **12**, 791-796.
- [38] F. C. McNeillie, E. Riis, J. Broeng, J. R. Folkenberg, and C. Jacobsen, Highly polarized photonic crystal fiber laser, *Opt. Express*, 2004, **12**, 3981-3987.
- [39] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolter, et al., High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fibre laser, *Optics Express*, 2003, **11**:818-823

- [40] J. Limpert, Air-clad large-mode-area holey-fiber laser yields high power, *Laser Focus World*, 2003, 39:13-13.
- [41] J. Limpert, T. Schreiber, A. Liem, and A. Tünnermann, Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation, *Opt. Express*, 2003, 11, 2982.
- [42] J C Knight, T A Birks, P S J Russell, and D M Atkin, All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding, *Opt. Lett.*, 1996, 21:1547-1549.
- [43] J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. S. J. Russell, Photonic Band Gap Guidance in Optical Fibers, *Science*, 1998, 282:1476-1478.
- [44] R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. Russell, P. J. Roberts and D. C. Allan, Single mode photonic band-gap guidance of light in air, *Science*, 1999, 285:1537-1539.
- [45] K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi, and M. Fujita, Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber, *Opt. Express*, 2001, 9:676-680.
- [46] T. Hasegawa, E. Sasaoka, Y. Tsuji, and M. Koshiba, Hole-assisted lightguide fiber for large anomalous dispersion and low optical loss, *Opt. Express* 2001, 9:681-686.
- [47] <http://www.ntt.co.jp/news/news03e/0312/031217.html>
- [48] G. Bouwmans, F. Luan, J. C. Knight, P. St. J. Russell, and H. Sabert, Properties of hollow-core photonic bandgap fiber at 850 nm wavelength, *Opt. Express* 2003, 11: 1613-1620.
- [49] C. J. S. de Matos, J. R. Taylor, T. P. Hansen, and J. Broeng, All-fiber chirped pulse amplification using highly-dispersive air-core photonic bandgap fiber, *Opt. Express* 2003, 11: 2832-2837.
- [50] C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, D. C. Allan, K. Koch, et al., Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre, *Nature* 2003, 424, 657-659.
- [51] www.crystal-fiber.com
- [52] G. Vienne, Y. Xu, C. Jakobsen, and A. Yariv, et al., Ultra-large bandwidth hollow-core guiding in all-silica Bragg fibers with nano-supports, *Opt. Express* 12, 3500-3508 (2004)
- [53] P. Petropoulos, V. Finazzi, D. J. Richardson, T. M. Monro, et al., Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers, *Optics Express*, 2003, 11: 3568-3573
- [54] Martijn A. van Eijkelenborg, Alexander Argyros, Geoff Barton, Recent progress in microstructured polymer optical fibre fabrication and characterization, *Optical Fiber Technology*, 2003, 9:199-209
- [55] A. Argyros, M. A. Eijkelenborg, S D. Jackson, R P Mildren, et al., Microstructured polymer fiber laser, *Optics Letters*, 2004, 29:1882-1884.
- [56] J. H. Lee, W. Belardi, K. Furusawa, and D. J. Richardson, Four-wave mixing based 10-Gb/s tunable wavelength conversion using a holey fiber with a high SBS threshold. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2003, 15:440-442.

- [57] K.S. Abedin and F. Kubota, A 10-GHz, 1-ps Regeneratively Modelocked Fibre Laser Incorporating a Highly Nonlinear and Dispersive Photonic Crystal Fibre for Intracavity Nonlinear Pulse Compression, IEE Electronics Letters, 2004, 40:58-59.
- [58] Henrik Nrgaard Paulsen, Karen Marie Hilligse, Jan Thgersen, Sren Rud Keiding, Jakob Juul Larsen, et al., Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy with a photonic crystal fiber based light source, Optics Letters, 2003, 28:1123-1125
- [59] Y. M. Wang, Y. H. Zhao, J. S. Nelson, Z. P. Chen, and R.S. Windeler, Ultrahigh-resolution optical coherence tomography by broadband continuum generation from a photonic crystal fiber, Opt. Lett. 2003, 28, 182-184.
- [60] A. I. Siahlo, L. K. Oxenløwe, K. S. Berg, and J. R. Folkenberg, A high-speed demultiplexer based on a nonlinear optical loop mirror with a photonic crystal fiber, IEEE Photonics Technology Letters, 2003, 15:1147-1149.
- [61] Z Yusoff, P Petropoulos, K Furusawa, T.M. Monro, and D.J. Richardson, A 36 channel x 10 GHz spectrally sliced pulse source based on supercontinuum generation in normally dispersive highly nonlinear holey fibre. IEEE Photonics Technology Letters, 2003, 15:1689-1691

第二章 微结构光纤特性分析

本章对微结构光纤(MF)的特性(模式、色散和偏振等)进行了理论研究。§ 2.1 对当前 MF 的理论模拟方法进行了归纳和阐述; § 2.2 介绍了全矢量平面波法求解 MF 的理论模型; § 2.3 从理论上研究了 MF 的模场特性,分析了气孔排列、占空比等因素对 MF 的模场的影响; § 2.4 理论研究了 MF 的色散特性,对具有不同色散特性 MF 的设计进行了探讨; § 2.5 对 MF 的偏振特性以及偏振模色散进行了探讨。

§ 2.1 MF 理论研究方法简介

目前,用于MF的理论分析方法主要有:有效折射率法^[1-2]、全矢量平面波法^[3-10]、混和标量法^[11-14]、时域有限差分法^[15-18]和有限元法^[19-22]。

1. 有效折射率法

这种模型只适用于全内反射型的MF光纤,它将MF粗略地等效为阶跃折射率光纤,将MF包层的折射率定义为有效折射率,这样就忽略了MF横截面的复杂折射率分布。可以说,这是目前MF理论分析方法中最简单的一种模型。使用这种方法可以很好地解释MF无尽的单模特性;但它无法精确地分析MF的模式色散、偏振以及损耗等特性。

2. 全矢量平面波法

在全矢量平面波法模型中,模场和介电常数采用布洛赫理论分解为平面波分量,然后将麦克斯韦方程组转化为本征值方程,求解该方程可以得到模式和相应的传播常数。与有效折射率法相比,这种方法考虑了MF截面的复杂折射率分布,可以比较精确地模拟MF的传输特性。这种方法的缺陷是计算量大,占用内存多,目前计算微结构光纤的软件“MPB”就是以这种方法为理论基础的。

3. 混和标量法

混和标量法是将MF的中心折射率缺陷和空气孔网格分开描述,把电场和中心折射率缺陷设定成具有局域性的厄密-高斯函数,而将空气孔网格用周期性余弦函数表示,从而使波动方程被简化为本征值方程,求解后可以得到复杂包层结构。因为利用传导模的局域化特征,计算效率较高,求解过程相对简单,而且可以精确模拟MF的传输特性。

4. 时域有限差分法(FDTD)

FDTD法通过将Maxwell旋度方程转化为有限差分式而直接在时域求解,通

过建立时间离散的递进序列,在相互交织的网格空间中交替计算电场和磁场。这种方法在电磁场数值分析方面有很大的优越性。FDTD法的计算速度比全矢量平面波展开法更快,但是FDTD法在网格划分方面存在一定的限制。这种方法不考虑晶格的具体形状,在遇到特殊形状的晶格时,很难精确求解。所以FDTD法比较适用于截面几何形状比较规则的空气纤芯MF。

5. 有限元法

有限元法是电磁场数值计算中最有效的方法之一。有限元法通过将具体问题化为等价的泛函形式来求解。同FDTD法相比,有限元法对网格划分更加灵活,数值模拟计算更加精确。有限元法可用于研究截面几何形状相对比较复杂的MF,应用这种方法可以对光纤的偏振特性和色散特性进行很好的阐述。

上述几种方法各具优势,各有各的适用范围。目前,大多数的研究工作都是针对全内反射型MF,本章中也以全内反射型MF为研究的重点,分析它的模场、色散以及高双折射等基本特性与微结构设计之间的关系。由于全矢量平面波法是目分析电磁场在MF中的波导特性较为成熟的一种方法,尽管计算量大,但它的物理模型和数学求解比较简单,因此我们采用全矢量平面波法来模拟MF的传输特性。

在本章中,我们主要借助现有的“MPB软件”对MF进行模拟。在使用MPB软件的过程中,可以设定MF的参数,如空气孔间距、空气孔大小和排列方式等,根据所设定参数后进行计算就可以得到模场的信息。本章的研究为超连续谱的理论研究打下了基础。

§ 2.2 全矢量平面波法的理论模型

首先,我们介绍全矢量平面波法的理论模型^[3-10]。与常规光纤一样,MF的电磁场理论仍然要从Maxwell方程组出发求解,但需要考虑波导内空气孔对介电常数 $\epsilon(r)$ 的影响,同时也需要考虑电磁场的表示形式。

Maxwell方程组可表述为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \vec{D}(r,t) = \rho(r,t) \\ \nabla \cdot \vec{B}(r,t) = 0 \\ \nabla \times \vec{H}(r,t) = \frac{\partial \vec{D}(r,t)}{\partial t} + \vec{J}(r,t) \\ \nabla \times \vec{E}(r,t) = -\frac{\partial \vec{B}(r,t)}{\partial t} \end{array} \right. \quad (1)$$

对无源材料, ρ 和 J 为零,电磁场可以表示为: $\vec{E}(r,t) = \vec{E}(r)\exp(j\omega t)$;

$\vec{H}(r, t) = \vec{H}(r) \exp(j\omega t)$ 。结合关系式: $D(r) = \varepsilon_0 \varepsilon(r) \vec{E}(r)$, $B(r) = \mu_0 \vec{H}(r)$

以及 $\frac{\partial}{\partial t} = j\omega$, 可得到:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \varepsilon(r) \vec{E}(r) = 0 \\ \nabla \cdot \vec{H}(r) = 0 \\ \nabla \times \vec{H}(r) = j\omega \varepsilon_0 \varepsilon(r) \vec{E}(r) \\ \nabla \times \vec{E}(r) = -j\omega \mu_0 \vec{H}(r) \end{cases} \quad (2)$$

从方程组 (2) 可以得到电磁场的本征值方程:

$$\text{对 } H: \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{H}(r) \quad (3)$$

$$\text{对 } E: \nabla \times \nabla \times \vec{E}(r) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \varepsilon(r) \vec{E}(r) \quad (4)$$

$$\text{对 } D: \nabla \times \nabla \times \frac{1}{\varepsilon(r)} \vec{D}(r) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \vec{D}(r) \quad (5)$$

而H和E满足关系式:

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{j\omega \varepsilon_0 \varepsilon(r)} \nabla \times \vec{H}(r) \quad (6)$$

$$\vec{H}(r) = \frac{1}{-j\omega \mu_0} \nabla \times \vec{E}(r) \quad (7)$$

公式 (3)、(4) 和 (5) 是电磁场在MF中传输所遵循的本征值方程。由于MF的折射率分布较常规光纤复杂, 因此对其传输方程的求解难度较大。求解的难点主要是给出折射率分布的表达式和电磁场函数式。

首先求解磁场H, 电场可以由 (6) 式得到。根据布洛赫理论, 在周期性结构中, 平面波的传输会受到周期性调制, 因此H可以表示为:

$$\vec{H}(r) = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) h(\vec{r}) \hat{e}_k; \quad (8)$$

其中 $\hat{e}_k$ 表示垂直于波矢K而与H平行的单位矢量。

而 $\varepsilon(r)$ 和 $h(r)$ 可以用傅立叶级数展开为,

$$\varepsilon(r) = \sum_{\vec{G}_i} \varepsilon(\vec{G}_i) \exp(i\vec{G} \cdot \vec{r}) \quad (9)$$

$$\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} = \sum_{\vec{G}_i} \varepsilon^{-1}(\vec{G}_i) \exp(i\vec{G}_i \cdot \vec{r}) \quad (10)$$

$$h(\mathbf{r}) = \sum_{\vec{G}_i} h(\vec{G}_i) \exp(i\vec{G}_i \cdot \vec{r}) \quad (11)$$

$$\text{因此 } \vec{H}(\mathbf{r}) = \hat{e}_z \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \sum_{\vec{G}_i} h(\vec{G}_i) \exp(i\vec{G}_i \cdot \vec{r}) = \sum_{\vec{G}_i, \lambda} h(\vec{G}_i, \lambda) \exp(i(\vec{k} + \vec{G}_i) \cdot \vec{r}) \hat{e}_{\lambda, \vec{k} + \vec{G}_i} \quad (12)$$

公式(12)的关键是将磁场做平面波展开,并综合考虑MF的横向分布特点。在公式(12)中, $\hat{e}_{\lambda, \vec{k} + \vec{G}_i}$ 表示垂直于 $\vec{k} + \vec{G}_i$ 的单位矢量, $h(\vec{G}_i, \lambda)$ 为磁场沿着单位矢量 $\hat{e}_{\lambda, \vec{k} + \vec{G}_i}$ 的分量, λ 表示 x 或 y 向, 而 G_i 表示所有横向上由气孔分布所决定的倒格矢, 它可以表达为: $\vec{G}_h = h_1 \vec{b}_1 + h_2 \vec{b}_2 + h_3 \vec{b}_3$ (13)

在(13)式中, h_1 、 h_2 与 h_3 取整数, 而 $\vec{b}_1$ 、 $\vec{b}_2$ 与 $\vec{b}_3$ 称为倒格基矢, 可表达为:

$$\vec{b}_1 = \frac{2\pi}{V} \vec{a}_2 \times \vec{a}_3, \vec{b}_2 = \frac{2\pi}{V} \vec{a}_3 \times \vec{a}_1, \vec{b}_3 = \frac{2\pi}{V} \vec{a}_1 \times \vec{a}_2 \quad (14)$$

其中矢量 $\vec{a}_1$ 、 $\vec{a}_2$ 与 $\vec{a}_3$ 称为原胞矢量, 用来描述晶格排布。对MF而言, 原胞矢量描述了横向上气孔分布, 是已知量, 又由于MF是一种二维光子晶体, $\vec{a}_3 = \hat{e}_z$ 可以忽略。

将(12)(10)带入方程(3)中, 可以得到:

$$\nabla \times \sum_{\vec{G}_i} \varepsilon^{-1}(\vec{G}_i) e^{i\vec{G}_i \cdot \vec{r}} \nabla \times \sum_{\vec{G}_i, \lambda} h(\vec{G}_i, \lambda) e^{i(\vec{k} + \vec{G}_i) \cdot \vec{r}} \hat{e}_{\lambda, \vec{k} + \vec{G}_i} = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_{\vec{G}_i, \lambda} h(\vec{G}_i, \lambda) e^{i(\vec{k} + \vec{G}_i) \cdot \vec{r}} \hat{e}_{\lambda, \vec{k} + \vec{G}_i} \quad (15)$$

公式(15)最终可以简化为:

$$\sum_{\vec{G}'} |k + \vec{G}| |k + \vec{G}'| \varepsilon^{-1}(\vec{G} - \vec{G}') \begin{bmatrix} \hat{e}_2 \hat{e}_2' & -\hat{e}_2 \hat{e}_1' \\ -\hat{e}_1 \hat{e}_2' & \hat{e}_1 \hat{e}_1' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_1' \\ h_2' \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_1 \\ h_2 \end{bmatrix} \quad (16)$$

如果限定N个倒格矢 $\vec{G}$, 并命名它们为: $G_1, G_2 \dots G_N$, 则(16)式可以展开为:

$$\begin{aligned} & [(k + G_1) \times e_1(G_1)] \cdot [(k + G_1) \times e_1(G_1)] \varepsilon^{-1}(G_1 - G_1) h_1(G_1) + \\ & [(k + G_1) \times e_1(G_1)] \cdot [(k + G_2) \times e_1(G_2)] \varepsilon^{-1}(G_1 - G_2) h_1(G_2) + \\ & \dots + \\ & [(k + G_i) \times e_1(G_i)] \cdot [(k + G_N) \times e_1(G_N)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_N) h_1(G_N) + \end{aligned}$$

$$[(k+G_i) \times e_1(G_i)] \cdot [(k+G_1) \times e_2(G_1)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_1) h_2(G_1) + \quad (17)$$

$$[(k+G_i) \times e_1(G_i)] \cdot [(k+G_2) \times e_2(G_2)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_2) h_2(G_2) +$$

... +

$$[(k+G_i) \times e_1(G_i)] \cdot [(k+G_N) \times e_2(G_N)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_N) h_2(G_N) = \frac{\omega^2}{c^2} h_1(G_i)$$

$$[(k+G_i) \times e_2(G_i)] \cdot [(k+G_1) \times e_1(G_1)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_1) h_1(G_1) +$$

$$[(k+G_i) \times e_2(G_i)] \cdot [(k+G_2) \times e_1(G_2)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_2) h_1(G_2) +$$

... +

$$[(k+G_i) \times e_2(G_i)] \cdot [(k+G_N) \times e_1(G_N)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_N) h_1(G_N) +$$

$$[(k+G_i) \times e_2(G_i)] \cdot [(k+G_1) \times e_2(G_1)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_1) h_2(G_1) + \quad (18)$$

$$[(k+G_i) \times e_2(G_i)] \cdot [(k+G_2) \times e_2(G_2)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_2) h_2(G_2) +$$

... +

$$[(k+G_i) \times e_2(G_i)] \cdot [(k+G_N) \times e_2(G_N)] \varepsilon^{-1}(G_i - G_N) h_2(G_N) = \frac{\omega^2}{c^2} h_2(G_i)$$

如果用矩阵 $[\mathbf{M}][\mathbf{H}] = \Lambda [\mathbf{H}]$ 的形式表达, 则 (17) (18) 可以表示为:

$$\begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & \cdots & \cdots & m_{1,2N} \\ m_{21} & m_{22} & \cdots & \cdots & m_{2,2N} \\ \vdots & \ddots & & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & & \ddots & \vdots \\ m_{2N,1} & m_{2N,2} & \cdots & \cdots & m_{2N,2N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} h_1(G_1) \\ \vdots \\ h_N(G_N) \\ h_2(G_1) \\ \vdots \\ h_2(G_N) \end{bmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{bmatrix} h_1(G_1) \\ \vdots \\ h_N(G_N) \\ h_2(G_1) \\ \vdots \\ h_2(G_N) \end{bmatrix} \quad (19)$$

求解本征方程组 (19), 可以得到本征值和本征矢, 然后求解模场, 具体的方法读者可以参考文献[6]。

§ 2.3 MF模场特性的研究

由于微结构包层的结构参数(气孔的排列方式、占空比)以及纤芯的大小和形状等都会对MF的波导特性产生影响, 本节主要研究MF的模场特性, 这一工作为高非线性MF(用于产生超连续谱)和LMA-MF(用于研制高功率光纤激光器)的优化设计提供了理论基础。

2.3.1 气孔排列方式对模场的影响

在对MF传输特性计算的过程中,只有准确地描述出实际MF中气孔的排列方式,才能精确地模拟MF的传输特性。从这一点上说,研究气孔的排列对模场的影响是非常重要的。为了研究气孔不同排列方式对模场的影响,我们设计了气孔的排列为三角形、蜂窝状、方形以及无序排列方式的微结构包层,借助MPB软件分别计算了具有不同气孔排列方式的光纤的模场特性。

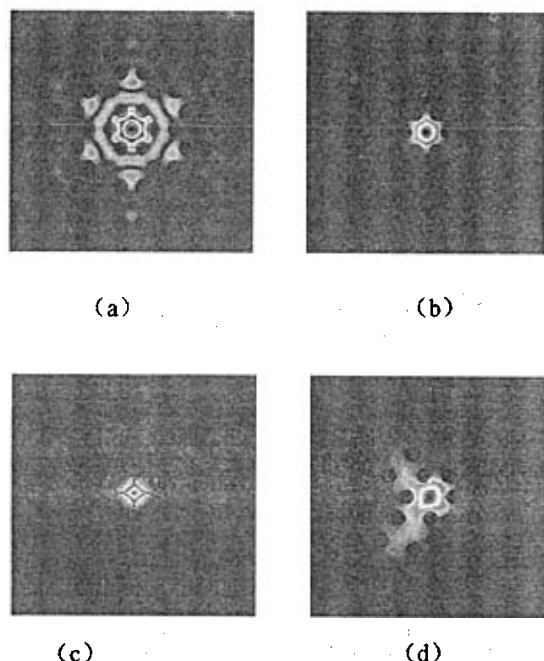


图2.1气孔排列方式对模场的影响

(a) 蜂窝状排列包层 (b) 三角形排列包层
(c) 方形排列包层 (d) 无序状排列包层

计算结果示于图2.1。可以看到,气孔的排列方式对模场的影响很大。蜂窝状包层MF的模场分布(a)与三角形、方形排列的模场分布(b和c)明显不同。蜂窝状MF的模场面积更大,必须由多层气孔来束缚模场,显然这种排列方式不适合设计高非线性MF;而对于包层为三角形排列状的MF,它的模场更集中于纤芯区域,基本上只需要一层气孔就可以束缚模场,这一特性被利用来设计高非线性MF,这也是当前高非线性MF产品的气孔排列多为三角形的原因;从图2.1(c)看到,包层为方形排列状的MF对模场的束缚也很强,已有文献报导过利用这种类型的波导产生超连续谱,但是这种包层的MF制作起来要比三角形排列的复杂,然而我们注意到它的模场扩展到环绕它的第一层空气孔内,如果在空气孔内注入

某种被研究的气体,即可以利用这一特性来研究气体非线性或探测大气污染;图2.1(d)是包层空气孔无序状排列MF的模场分布情况,这类MF的模场分布很不规则,模场有可能跨出微结构包层区域,因此,在控制MF过程中应尽量提高控制工艺,使包层气孔按照所设计的排列形状成型。

2.3.2 气孔的占空比对模场的影响

MF包层气孔的占空比对模场的影响也是非常重要的,它直接影响着传输模式的数目以及模式的有效面积。如果将MF设计成大模面积单模传输型,就可用于高功率微结构光纤激光器;如果将MF设计成小模面积多模传输型,就可用于超连续谱产生以及高阶模参量耦合过程的研究。下面我们研究气孔排列方式为三角形的MF在不同气孔占空比下,其束缚能力的情况。

由于MF的非线性系数($\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$)一般以基模的有效面积 A_{eff} 求解,而基模的有效面积本身受到气孔占空比的强烈影响。为了研究这一点,我们利用MPB软件计算了气孔间距 $2.3\mu\text{m}$,气孔直径(d)与气孔间距(Λ)的比值(即: d/Λ ,后文中称之为相对孔径,用 f 表示)分别为0.3、0.45、0.6和0.8四种情况的模场图,并进行讨论。

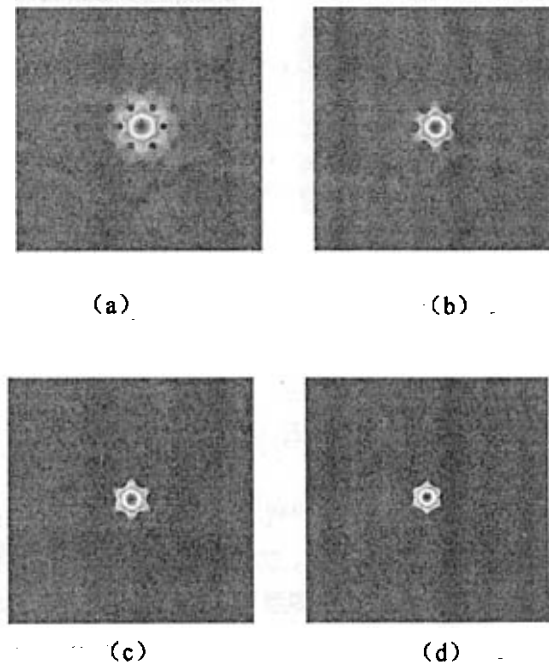


图2.2不同相对孔径 f 下MF内的基模分布图

(a) 0.3 (b) 0.45 (c) 0.6 (d) 0.8

计算结果示于图2.2。可以看到,相对孔径越小,气孔对模场的束缚越小,

模场面积越大,因此非线性系数越小;反之,气孔对模场的束缚越大,模场面积越小,而非线性系数越高。因此实际设计高非线性MF,要求气孔的占空比较大。

§ 2.4 MF色散特性的研究

在第一章中,已经提及了MF可以利用独特的波导结构来对色散进行设计。色散是非线性光学中的一个重要参量,色散分布与非线性过程中的位相匹配紧密相连,合理地设计光纤的色散分布,可以有效地提高非线性转换的效率;另外在模拟超连续谱产生、四波混频等非线性过程时,色散系数也是必须给定的参量。因此只有掌握了微结构光纤的色散特性,才能对微结构光纤进行优化设计,对其内部发生的光学非线性过程进行数值模拟。在本节中,我们将讨论色散的计算方法以及特殊色散设计等问题。

2.4.1 MF色散的计算

求解MF色散的方法很多^[23-30],比如:等效折射率法^[28-29]、无量纲化法^[30]、Galerkin法^[26-27]以及利用模式对称性^[25]等方法来研究和设计MF的色散特性,其中在无量纲法计算色散的文献^[30]中证明了可以分别求解材料色散和波导色散,然后求和得到总色散。

在平面波法中,介电常数的表示式中不包含材料色散的影响,因此只能解出波导色散。在本文中,我们求解总色散的方法和文献[30]中的模拟方法是一样的,即将总色散分为波导色散和材料色散分别求解,即 $D(\lambda) = D_w(\lambda) + D_m(\lambda)$, 其中 $D_w(\lambda)$ 为波导色散, $D_m(\lambda)$ 为材料色散。波导色散和材料色散的计算公式分别为:

$$D_w(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}(\lambda)}{d\lambda^2} \text{ 和 } D_m(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_m(\lambda)}{d\lambda^2}, \text{ 其中 } n_{eff}(\lambda) \text{ 表示导模的有效折射}$$

率随波长变化,而 $n_m(\lambda)$ 可直接通过Sellmeier^[34]方程求得。

2.4.2 特殊色散 MF 的探讨和设计

1. MF 零色散点蓝移的研究

对于高非线性 MF,将其零色散点设计到短波方向上,对超连续谱的产生具有重要意义^[31],下面我们对此类光纤的设计进行讨论。

(1) 固定气孔间距 Λ , 改变相对孔径 f , 对 MF 的色散进行模拟分析

设定 $\Lambda = 2.3\mu\text{m}$ ，分析相对孔径 f 分别为 0.3、0.45、0.6 的几种 MF 的色散特性，模拟计算结果示于图 2.3，为便于比较，材料色散在图 2.3 中已经标出。

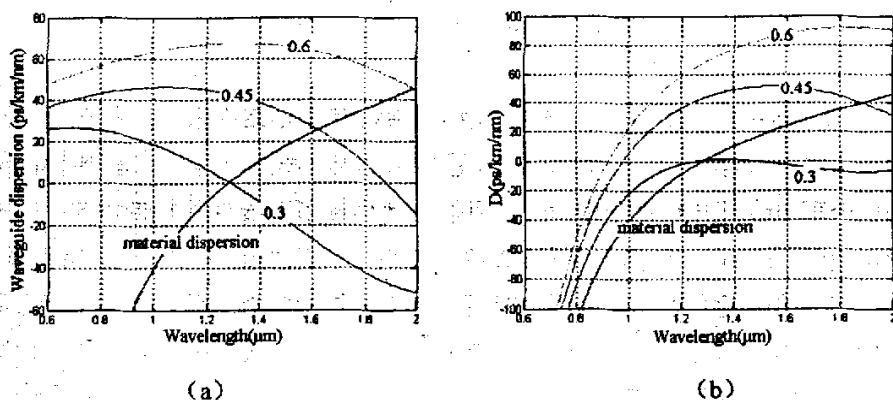


图 2.3 (a) MF 的波导色散 (b) MF 的总色散

(MF 参数: 气孔间距 $2.3\mu\text{m}$ 而相对孔径 f 为 0.3、0.45 与 0.6)

从图 2.3 (a) 可以发现, 相对孔径 f 越大, MF 的反常波导色散越大, 并且在短波向上, 波导色散和材料色散的符号正好相反, 因此可以有效地抵消材料色散, 从而使总色散的零色散点向短波长方向上移动。因此在设计 MF 时, 对于确定的气孔间距 Λ 值, 可以通过增大相对孔径 f , 使 MF 的零色散点向短波方向移动。

(2) 固定相对孔径 f , 改变气孔间距 Λ , 对 MF 的色散进行模拟分析

设定: 相对孔径 f 为 0.6, 分析 Λ 为 $2.3\mu\text{m}$ 、 $1.8\mu\text{m}$ 和 $1.3\mu\text{m}$ 三种不同情况下 MF 的色散特性, 计算结果示于图 2.4, 为便于比较, 材料色散在图 2.4 中已经标出。

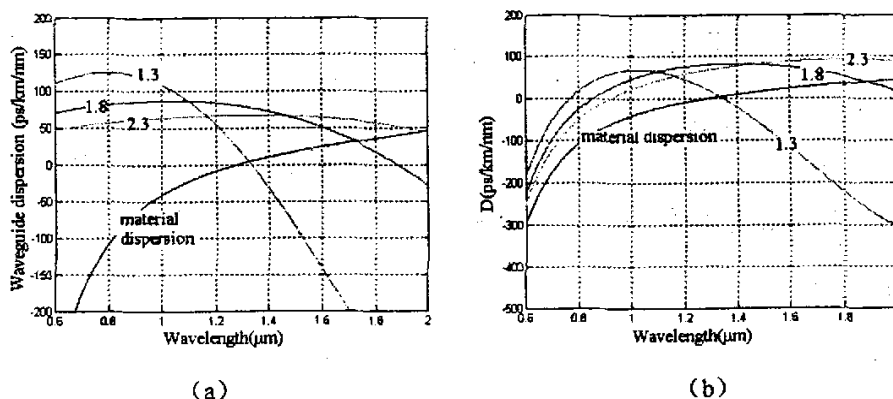


图 2.4 (a) MF 的波导色散 (b) MF 的材料色散

(MF 参数: 相对孔径 f 为 0.6, 气孔间隔为 $2.3\mu\text{m}$ 、 $1.8\mu\text{m}$ 和 $1.3\mu\text{m}$)

从图 2.4 (a) 可以发现, 在短波方向上, 对于确定的相对孔径 f , 随着气孔间隔 Λ 的减小, MF 的反常波导色散增大, 同样可以有效的抵消材料色散使得光纤总色散的零色散点发生蓝移。因此要设计 MF 的零色散点在短波方向上, 应该综合考虑减小气孔间隔 Λ 和增大相对孔径 f 。

2. 宽带色散平坦化 MF 的探讨

宽带色散平坦化光纤在光参量放大与超连续谱产生方面有着重要应用, 下面我们对 MF 的宽带色散平坦化设计进行探讨。

为了获得宽带色散平坦化 MF, 在一个较宽的波长范围内 MF 的波导色散应该和材料色散抵消, 因此在设计宽带色散平坦化光纤时应该设法使波导色散和材料色散的斜率大小尽量接近, 而符号正好相反。在前面的计算中, 我们可以从图 2.3 (b) 发现, 在相对孔径 $f = 0.3$ 时, 色散曲线十分平坦。下面就分析 $f \sim 0.3$ 的 MF 的色散平坦化特性。

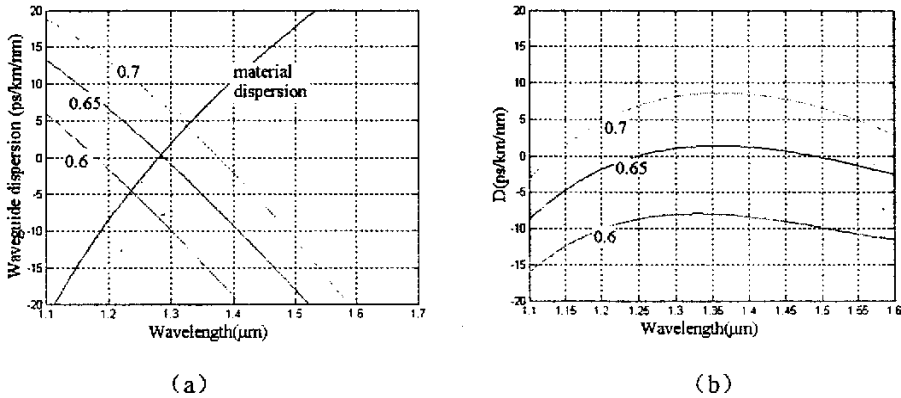


图 2.5 色散平坦化光纤分析 (a) 波导色散 (b) 总色散

(MF 参数: 气孔间隔 $2.34 \mu\text{m}$, 气孔直径分别为 $0.6 \mu\text{m}$ 、 $0.65 \mu\text{m}$ 和 $0.7 \mu\text{m}$)

为此, 我们计算了气孔间隔为 $2.34 \mu\text{m}$, 而气孔直径 d 分别为 $0.6 \mu\text{m}$ 、 $0.65 \mu\text{m}$ 、 $0.7 \mu\text{m}$ 的三种 MF 的色散特性, 它们的相对孔径 f 略低于 0.3 , 计算结果示于图 2.5。图 2.5 (a) 为波导色散, 可以看出, 在 $1.1 \mu\text{m}$ 到 $1.7 \mu\text{m}$ 的波长范围内, 三种不同气孔直径的 MF, 它们的波导色散和材料色散的斜率符号相反, 因此可以获得较平坦的色散曲线; 图 2.5 (b) 为计算三种 MF 得到的总色散曲线, 可以看到, 在 $1.1 \mu\text{m}$ 到 $1.7 \mu\text{m}$ 波长范围内, 色散量在 $-15 \sim 10 \text{ ps/km/nm}$ 之间, 具有良好的平坦度。计算结果表明, 改变气孔间隔和气孔直径可以对宽带色散平坦化光纤进行优化设计。

3. 双零色散波长的 MF 探讨

与只有一个零色散波长的 MF 相比, 双零色散波长的 MF 具有一些独特的特

性而成为最近的研究热点。已有的研究表明,两个零色散波长之间的间隔不同的 MF 可表现出截然不同的非线性现象。如:减小两个零色散波长间隔,可以抑制孤子效应,实现高效四波混频效应^[32];而增大两个零色散波长之间的间隔,却可以增大孤子效应,利用孤子自频移效应和长波端的色散波放大机制可以有效地拓宽超连续谱的带宽^[33]。因此合理设计双零色散波长 MF 是一件非常有意义的工作。

从图 2.4 (b) 可以看到,当相对孔径为 0.6,气孔间距由 $2.3\ \mu\text{m}$ 逐渐减小至 $1.3\ \mu\text{m}$, MF 具有双零色散波长,这为我们进行双零色散波长 MF 的设计提供了启示。为此我们研究小气孔间距的情况下, MF 所表现出的色散特性。

(1) 固定相对孔径 f 、改变气孔间隔 Λ , 模拟 MF 双零色散波长的变化

设定: 相对孔径 $f=0.6$, 分析 Λ 值为 $1.3\ \mu\text{m}$, $1.15\ \mu\text{m}$ 和 $1.0\ \mu\text{m}$ 三种情况。

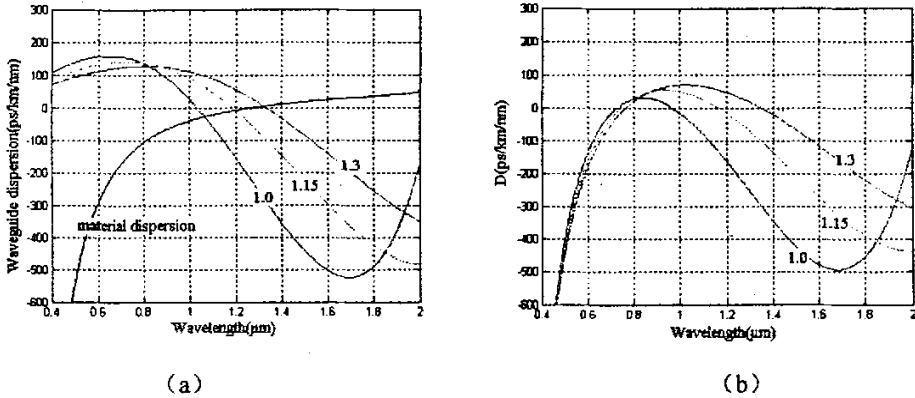


图 2.6 双零色散波长 MF, (a) 波导色散和材料色散 (b) 总色散

(光纤参数: $f=0.6$, Λ 值为 $1.3\ \mu\text{m}$, $1.15\ \mu\text{m}$ 和 $1.0\ \mu\text{m}$)

计算结果如图 2.6 所示。从图 2.6 (a) 可以看到,在 Λ 趋小的时候,长波方向上 MF 的波导色散和材料色散出现反号。因此,除了在短波向上的零色散点外,在长波向上还会出现另一个零色散点。正像图 2.6 (b) 示出的那样,相对孔径相同,随着 Λ 的增大,位于长波端的零色散点向长波端移动;而在短波端的零色散点的位置变化不大,总体的变化规律是 Λ 越大,两个零色散点之间的间隔也越大。另外,对于小 Λ 值的 MF,其反常色散的最大值要比大 Λ 值的 MF 的小,这可以通过比较它们的波导色散来理解。

(2) 固定气孔间隔 Λ 、改变相对孔径 f , 模拟 MF 双零色散波长的变化

设定: $\Lambda=1.3\ \mu\text{m}$, 分析相对孔径 f 分别为 0.6、0.75、0.9 三种情况。

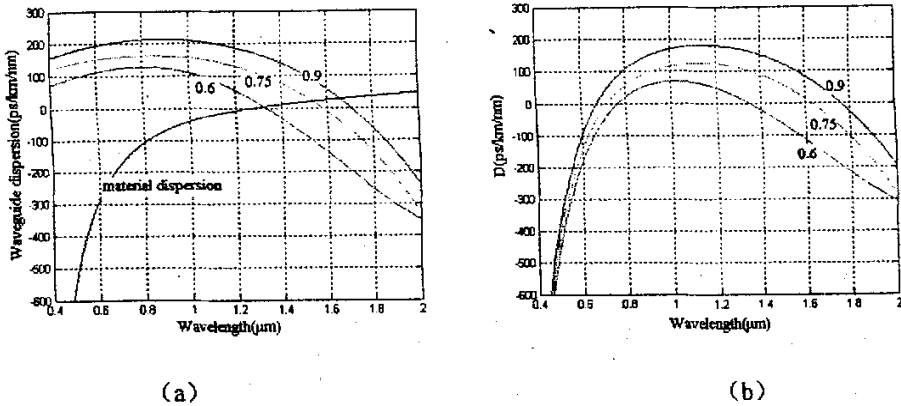


图 2.7 双零色散波长 MF 设计, (a) 波导色散和材料色散 (b) 总色散
(MF 参数: $\Lambda = 1.3 \mu\text{m}$, 相对孔径 f 分别为 0.6、0.75、0.9)

计算结果示于图 2.7, 可以看到, 增大相对孔径 f , 波导色散也相应增加, 如图 2.7 (a) 所示。正像图 2.7 (b) 所示的那样, 对于大相对孔径的 MF, 光纤总色散的两个零点分别更靠近短波和长波方向。因此, 在一定 Λ 的情况下, 增大 d/Λ , MF 的两个零色散点间隔增大。

通过上面的研究我们发现, 当 Λ 值较小时 (一般小于 $1.5 \mu\text{m}$), MF 会出现两个零色散波长, 并且两个零色散点的间隔与两方面因素有关: 气孔间隔与相对孔径 f , 增大气孔间隔或增大相对孔径都可以增大两个零色散波长之间的间隔。

§ 2.5 高双折射 MF 的研究

高双折射 MF 可以消除偏振模色散, 也可通过改变偏振态控制光学频率变换, 因此在长途通信和非线性光学领域有着重要应用。在本节中, 我们利用全矢量平面波法的理论模型, 借助 MPB 软件, 对不同设计方式的高双折射 MF 进行了研究。

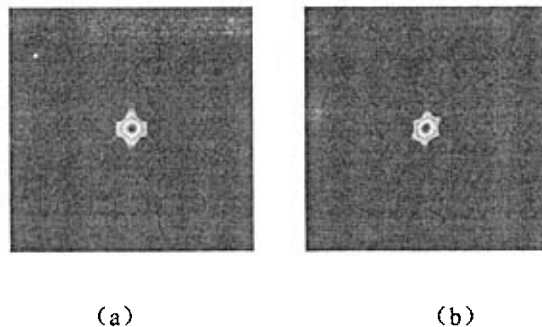


图 2.8 两种高双折射 MF 的模场图案, (a) 椭圆气孔 (b) 改变内层四个气孔直径

通过改变包层气孔的形状或部分气孔的几何尺寸可使 MF 具有双折射特性。图 2.8 示出两种不同结构的高双折射 MF。第一种高双折射 MF，包层气孔为椭圆形，椭圆气孔的长轴为 $2.3\text{ }\mu\text{m}$ ，短轴为 $1.38\text{ }\mu\text{m}$ ，气孔间隔 $2.3\text{ }\mu\text{m}$ ，如图 2.8 (a) 所示；第二种高双折射 MF，包层气孔的大小不同，靠近纤芯的四个气孔较大且呈矩形排列，大气孔直径为 $2.07\text{ }\mu\text{m}$ ，小气孔直径为 $1.38\text{ }\mu\text{m}$ ，孔间隔 $2.3\text{ }\mu\text{m}$ ，如图 2.8 (b) 所示。模拟计算了它们的模场分布，示于图 2.8。下面将深入研究这两种 MF 的双折射特性。

2.5.1 高双折射 MF 的两正交轴基模有效折射率和双折射程度

我们知道，MF 的双折射程度可以通过两个正交偏振模式有效折射率之差来表征^[34]，即 $B_m = n_x - n_y$ ，此处 n_x 和 n_y 是两个正交偏振态的有效折射率。其中有效模折射率小的轴称为快轴；有效模折射率较大的轴称为慢轴。我们首先计算了它们的正交偏振模的有效折射率，进而求得双折射系数。如图 2.9 所示。

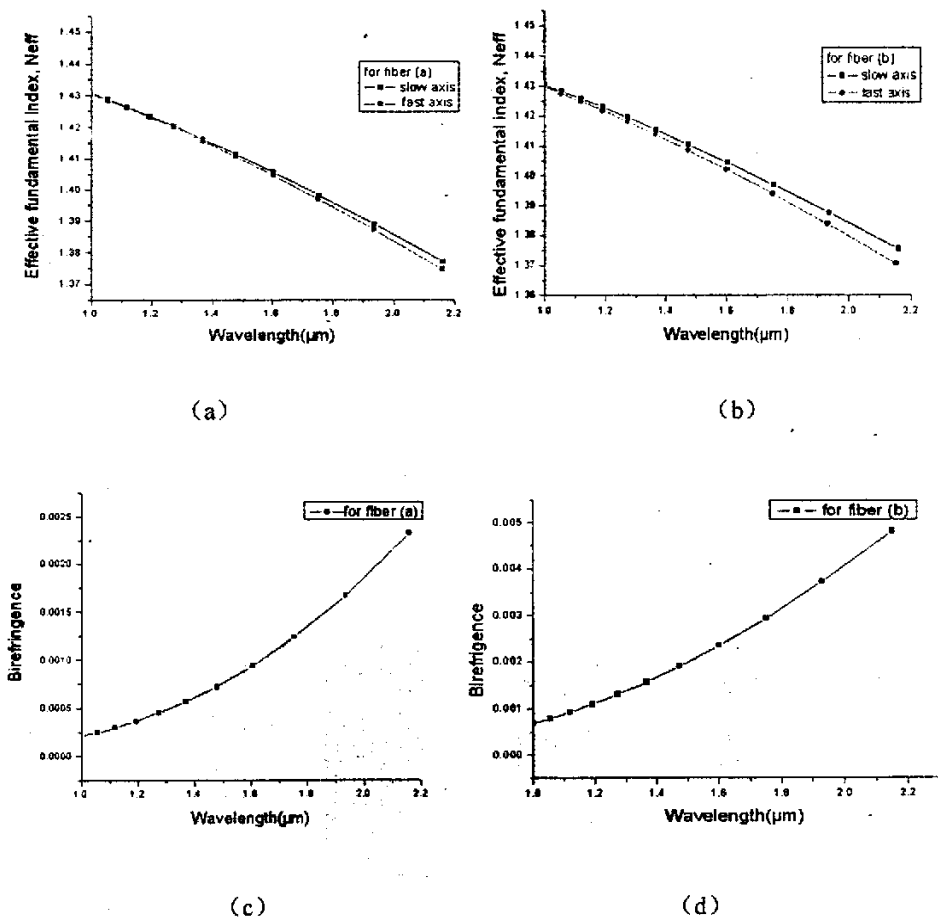


图 2.9 两种高双折射 MF 的基模有效折射率和双折射系数

(a) (c) 对应第一种 MF，(b) (d) 对应第二种 MF

由图可以看出, 第二种双折射 MF 要比第一种 MF 具有更高的双折射系数, 前者最高双折射达到 0.5×10^{-2} 。通过优化设计微结构包层, 尤其是包层中气孔的形状, 理论上能够获得更高的双折射。如燕山大学的科研人员利用矩形气孔对高双折射 MF 进行优化设计, 获得了高达 2×10^{-2} 的双折射系数^[35]。

2.5.2 两正交偏振方向的色散

对于非双折射光纤, 它只具有一条色散曲线。而高双折射光纤则不同, 它的色散要比非双折射光纤复杂, 不同角度入射的偏振光在光纤中的传输差别较大。比如: 沿正交轴入射的偏振光在传输过程中其偏振态保持不变; 若入射光的偏振方向与快慢轴成一定夹角, 光在传输过程中其偏振态将连续的周期性变化, 变化周期为双折射光纤的拍长。对于不同的入射角度, 色散曲线是不一样的, 因此通过改变入射偏振光的角度, 可以控制其内部的光学频率变换。为此我们计算了第二种 MF 的正交偏振轴的色散曲线。

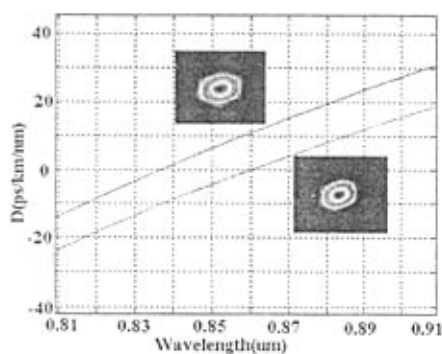


图 2.10 高双折射 MF 两正交轴的色散曲线

计算结果示于图 2.10。可以看到, 该光纤两正交偏振方向上的零色散点间隔约为 24 nm。

本章小结

本章对 MF 的模式、色散和偏振等基本特性进行了较详细的理论研究。主要内容包括:

1. 介绍分析 MF 的全矢量平面波法理论模型, 给出模拟计算 MF 基本特性的求解方法
2. 对 MF 的模场特性进行了探讨。研究了包层气孔排列方式对模场分布的影响; 研究了气孔占空比对模场的束缚能力的影响。
3. 研究了 MF 的色散特性。对 MF 的零色散点蓝移、色散平坦化和双零色散波长特性进行了分析。
4. 研究了 MF 的偏振特性。对椭圆型气孔形式的偏振 MF 和圆形气孔但改变结构对称性的 MF 进行了研究。分别计算了它们的双折射系数, 并计算了两正交偏振轴的不同色散。

这些理论研究结果为探讨超短脉冲泵浦下 MF 中超连续谱的产生和 MF 激光器模场计算奠定了理论基础。

参考文献

- [1] T.A.Birks et al., Endlessly single-mode photonic crystal fiber, *Opt. Lett.*, 1996, **22**: 961-963.
- [2] 任国斌, 姜淑琴, 王智等, 等效折射率模型研究光子晶体光纤的色散特性, *光学学报*, 2004, **24**: 319-323.
- [3] A. Ferrando, E. Silvestre and J. J. Miret, Full vector analysis of a realistic photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 1999, **24**: 1999-2001.
- [4] E.Silvestre, M.V.Andres and P.Andres, Biothonormal basis method for the vector description of optical-fiber modes. *Journal of Lightwave Technology*, 1998, **16**:923-928
- [5] A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret, P. Andrs, and M. V. Andrs, Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fiber, *Opt. Lett.*, 1999, **24**:276-278
- [6] Shangping Guo, Sacharia Albin, et al., Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations, *Opt. Express*, 2003, **11**: 167-175.
- [7] Lou Shuqin, Wang, Zhi, Ren, Guobin, Jian Shuisheng, et al., Full-vector model for analyzing single-polarization single-mode photonic crystal fiber, *Proceedings of the SPIE(Beijing)*, 2005, **5623**:308-315.
- [8] A. Ferrando, E. Silvestre, J.J. Miret, P. Andres, et al., Vector description of higher-order modes in photonic crystal fibers, *J. Opt. Soc. Am. A*, 2000, **17**:1333-1340
- [9] K. M. Leung and Y. F. Liu, et al., Full vector wave calculation of photonic band structures in

- FCC dielectric media, *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **65**: 2646-2649.
- [10] Fabrizio Fogli, Luca Saccomandi, Paolo Bassi, Gaetano Bellanca, Stefano Trillo, et al., Full vectorial BPM modeling of Index-Guiding Photonic Crystal Fibers and Couplers, *Opt. Express*, 2002, **10**:54-59.
- [11] T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick, and P. J. Bennett, Modeling large air fraction holey optical fibers, *J. Lightwave Technol.* 2000, **18**:50-56.
- [12] D. Mogilevtsev, T. A. Birks, P. St. Russell, et al., Localized function method for modeling defect mode in 2-d photonic crystal, *J. Lightwave Technol.* 1999, **17**:2078-2081.
- [13] Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin, and Jian Shuisheng, Mode classification and degeneracy in photonic crystal fibers, *Opt. Express*, 2003, **11**:1310-1321.
- [14] W. Zhi, R. Guobin, L. Shuqin, and J. Shuisheng, Novel supercell lattice method for the photonic crystal fibers, *Opt. Express*, 2003, **11**:980-991
- [15] Zhaoming Zhu and Thomas G. Brown, Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers, *Opt. Express*, 2002, **10**:853-864
- [16] J. Wiley and Sons, et al., Analysis of guided modes in photonic crystal fibers using finite difference time domain method, *Microwave opt. Technol. Lett.* 2001, **30**:327-330
- [17] Y.Z. He, F.G. Shi, et al., Finite-difference imaginary-distance beam propagation method for modeling of the fundamental mode of photonic crystal fibers, *Opt. Communications*, 2003, **225**:151-156
- [18] Chin-Ping Yu, Hung-Chun Chang, et al., Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers, *Opt. Express*, 2004, **12**:6165-6177.
- [19] F. J. Brechet, et al., Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers by the finite element methods, *Optical Fiber Technology*, 2000, **6**:181-19.
- [20] M. Koshiba, et al., Full vector analysis of photonic crystal fibers using the finite element method, *IEICE Electron.*, 2002, **E85-C**, **4**, 881-888.
- [21] H. P. Uranus, et al., Modelling of microstructured waveguides using a finite-element-based vectorial mode solver with transparent boundary conditions, *Opt. Express*, 2004, **12**:2795-2809.
- [22] A. Cucinotta, S. Selleri, L. Vicetti and M. Zoboli, Holey fiber analysis through the finite element method, *IEEE Photonics Technology Letters*, 2002, **14**:296-297
- [23] W.H. Reeves, J.C. Knight, and P.St.J. Russell, Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers, *Opt. Express*, **10**:609-613
- [24] Y.L. Hoo, W. Jin, J. Ju, H.L. Ho, D.N. Wang, et al., Design of photonic crystal fibers with ultra-low ultra-flattened chromatic dispersion, *Optics Communications*, 2004, **242**: 327-332
- [25] Albert Ferrando, Enrique Silvestre, and Pedro Andrés, Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fibers, *Opt. Express*, **9**:687-697
- [26] Jinchae Kim, Youngioo Chung, Urr Chul Paek, et al., A new numerical design tool for holey

optical fibers [C], OECC,2000,12B 3-3.

[27] C. H. Henry, B. H. Verbeek, et al., solution of the scalar wave equation for arbitrarily shaped dielectric waveguides by two dimensional Fourier analysis, *J. Lightwave Technol.* 1989, 7: 308-313

[28] 李曙光, 刘晓东, 侯蓝田, 光子晶体光纤的导波模式与色散特性, *物理学报*, 2003, 52: 2811-2817

[29] 任国斌, 简水生, 等效折射率模型研究光子晶体光纤的色散特性, *光学学报*, 2004, 24: 319-323

[30] 栗岩锋, 胡明列, 王清月等, 光子晶体光纤色散的无量纲化计算方法, *物理学报*, 53: 1396-1398

[31] J. K. Randa, R. S. Windeler, A. J. Stentz, et al., Visiblecontinuum generation in air-silica microstructure opticalfibers with anomalous dispersion at 800 nm. *Opt Lett*, 2000, 25 :25 ~ 27

[32] Karen Marie Hilligsøe, Thomas Vestergaard Andersen, Henrik Nørgaard Paulsen, et al., Supercontinuum generation in aphotonic crystal fiber with two zerodispersion wavelengths, *Opt. Express* 2004, 12:1045-1054.

[33] G. Genty, M. Lehtonen, and H. Ludvigsen, Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers, *Opt. Express* 2004, 12:3471-3480.

[34] G. P. Agrawal 著, 贾东方等译, 非线性光纤光学原理及应用, 电子工业出版社, 北京, 2002, 第一版.

[35] 陈明阳, 于荣金等, 高双折射矩形光子晶体光纤, *光电子·激光*, 2004, 15: 139-141

第三章 微结构光纤产生超连续谱的理论研究

本章对飞秒脉冲通过 MF 产生超连续谱的理论进行研究。§3.1 简单介绍了 MF 产生超连续谱的模拟方法；§3.2 介绍广义非线性薛定谔方程的理论模型和分步傅立叶法(SSFM)的研究,并介绍了对称分步傅立叶法(S-SSFM)和预测-校正式分步傅立叶法(PC-SSFM); §3.3 探讨了不同的非线性效应以及色散系数对连续谱产生的影响; §3.4 利用改进的分步傅立叶方法对三种不同结构的 MF 的超连续谱进行了模拟,探讨不同色散特性 MF 产生超连续谱的机制; §3.5 研究了 MF 长度及脉冲参数(初始啁啾和脉冲宽度)对产生超连续谱宽度的影响。

§ 3.1 超连续谱模拟分析方法简介

已有的研究表明,当超短脉冲光波在光纤传输时会产生超连续谱,对超连续谱进行理论分析的数学模型是广义非线性薛定谔方程(NLSE)^[1]。对于求解 NLSE,人们提出了多种方法,如分步傅立叶法(SSFM)^[1-4]、龙格-库塔法(RK)^[4]、混和求解法^[5-8]等等。这些方法成为研究脉冲在非线性光学介质中传输的有力工具,也加深了人们对非线性物理过程的了解。

1. 分步傅立叶法(SSFM)

对于求解广义非线性薛定谔方程(NLSE), SSFM 法是最好掌握同时也是比较成熟的一种方法。SSFM 法的基本观点是将非线性效应和色散分开考虑,在时域中求解非线性效应,然后对电场进行傅立叶变换,在频域求解与色散有关的方程,这样就避免了电场对时间 T 求导这一难点。这种方法与有限差分法相比,具有简单、快速的特点。SSFM 法将在本章第二节重点讨论

2. 龙格-库塔(RK)法

SSFM法需要在划分的每一步上将电场从时域转换到频域,然后再回到时域进行下一步运算,运算过程较为繁琐。而使用RK法可以只在频域(或时域)内对NLSE方程进行直接求解,计算方法比较简洁。

在频域内, NLSE可以表述为^[4]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{\Phi}(\Omega, z)}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} \tilde{\Phi}(\Omega, z) + i \sum_{n=2}^{\infty} \frac{\Omega^n \beta_n}{n!} \frac{\partial^n \tilde{\Phi}(\Omega, z)}{\partial \tau^n} \\ & + i\gamma \left[1 + \frac{\Omega}{\omega_0} \right] F \left[\tilde{\Phi}(\Omega, z) \left((1 - f_R) |\Phi(\tau, z)|^2 + f_R F^{-1} [h_R(\Omega) \cdot F[|\Phi(\tau, z)|^2]] \right) \right] \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\tilde{\Phi}(\Omega, z)$ 为电场在频域中的表示, β_n 为高阶色散系数, Ω 为频率, f_R 为

延时拉曼响应对非线性极化的贡献因子, $h_r(\Omega)$ 为拉曼响应函数在频域的表示, F 和 F^{-1} 分别表示傅立叶变换和逆傅立叶变换。

上面方程式可以简写为: $y' = f(x, y)$, 其中 y' 表示方程 (1) 左边微分式, 这里 y 就是频域内的电场 $\tilde{\Phi}(\Omega, z)$, $f(x, y)$ 代表方程 (1) 中等式右边部分。这种形式的方程可以直接用 RK 法求解。

最近, 有人提出用改进的 RK 法—5 阶的龙格-库塔-费尔博格法 (RK5 法)—求解 NLSE, 这种方法将计算精度提高到步长的 5 阶, 还可以估算误差, 因此颇受关注。具体计算过程如下:

$$F_1 = hf(x_n, y_n); \text{ 其中 } x_n = x_0 + nh, \quad x_{n+1} = x_0 + (n+1)h;$$

$$F_2 = hf(x, y); \text{ 其中 } x = x_n + \frac{1}{4}h, \quad y = y_n + \frac{1}{4}F_1;$$

$$F_3 = hf(x, y); \text{ 其中 } x = x_n + \frac{3}{8}h, \quad y = y_n + \frac{3}{32}F_1 + \frac{9}{32}F_2;$$

$$F_4 = hf(x, y); \text{ 其中 } x = x_n + \frac{12}{13}h, \quad y = y_n + \frac{1932}{2197}F_1 - \frac{7200}{2197}F_2 + \frac{7296}{2197}F_3;$$

$$F_5 = hf(x, y); \text{ 其中 } x = x_n + h, \quad y = y_n + \frac{439}{216}F_1 - 8F_2 + \frac{3680}{513}F_3 - \frac{845}{4104}F_4;$$

$$F_6 = hf(x, y); \text{ 其中 } x = x_n + \frac{1}{2}h, \quad y = y_n - \frac{8}{27}F_1 + 2F_2 - \frac{3544}{2565}F_3 + \frac{1859}{4104}F_4 - \frac{11}{40}F_5$$

在这里 F_n 是求解电场 y (或 $\tilde{\Phi}(\Omega, z)$) 的一系列中间值, 利用这些中间值, 可以得到电场的估计值、精确值以及误差, 分别由下式表达:

$$e_{n+1} = y_n + \left(\frac{25}{216}F_1 + \frac{1408}{2565}F_3 + \frac{2197}{4104}F_4 - \frac{1}{5}F_5 \right) + O(h^4); \quad (2)$$

$$y_{n+1} = y_n + \left(\frac{16}{135}F_1 + \frac{6656}{12825}F_3 + \frac{28561}{56430}F_4 - \frac{9}{50}F_5 + \frac{2}{55}F_6 \right) + O(h^5); \quad (3)$$

$$\text{error} \approx y_{n+1} - e_{n+1}; \quad (4)$$

上式中, e_{n+1} 、 y_{n+1} 和 error 分别为迭代中的估计值、精确值以及误差的表示式。通过迭代可求得最终电场的数值解 y_{n+1} 。

3. 混和法

所谓混合法就是将 SSFM 法和 RK 法结合起来求解 NLSE 的方法, 这种方法可兼有两种方法的优点, 使 NLSE 的求解更容易实现。K.J.Blow 和 D.Wood 最早进行了这方面的理论研究^[7]。如上所述, 用 SSFM 法求解 NLSE 时可以将色散

和非线性项作为不相关的两部分从而分别处理，而表示为：

$$i \frac{\partial E}{\partial z} = \hat{L}\{E\} + \hat{N}\{E\} \quad (5)$$

公式 (5) 中， E 是电场在时域中的表示， $\hat{L}$ 和 $\hat{N}$ 分别为色散算符和非线性算符。

$$\hat{L}\{E\} = \{\beta(\omega_0 - i \frac{\partial}{\partial t}) - \beta_0\}\{E\} \quad (6)$$

$$\hat{N}\{E\} = \sigma \left[1 - i \tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t} \right] \left\{ E \int f(t-t') |E(t')|^2 dt' \right\} \quad (7)$$

在 (3.1-7) 式中 $\sigma = \frac{3N(\omega)\chi^3\omega_0}{n_{eff}c}$ ， $N(\omega) = \frac{\int \hat{R}^4 r dr}{\int \hat{R}^2 r dr}$ ， R 为场的模式函数；而

$$\tau_{shock} = \frac{1}{\omega_0} + \frac{\partial}{\partial \omega} \log \left(\frac{N(\omega)}{n_{eff}} \right)。$$

一般求解 (5) 式使用的方法为对称分步傅立叶法 (S-SSFM)，这种方法的表达式为：

$$E(t, z+h) = \exp\left(-\frac{i\hat{L}h}{2}\right) \cdot \exp(-i\hat{N}h) \cdot \exp\left(-\frac{i\hat{L}h}{2}\right) \{E(t, z)\} \quad (8)$$

其中 h 为步长。在文献^[7]中，采用了混和法来求解 (5) 式，混和法与 S-SSFM 法不同之处在于对非线性项的处理上，前者使用了 RK 法。具体求解过程为：

对于非线性部分，

$$i \frac{\partial E}{\partial z} = \sigma \left[1 - i \tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t} \right] \{E f * |E|^2\} \quad (9)$$

$$\text{其中：} f * |E|^2 = \int f(t-t') |E(t')|^2 dt'$$

在对公式 (9) 的处理上，将对时间的求导视作微扰，并令微扰为：

$$V(t, z) = E(t, z) \exp[-i(z-z_0) \mathcal{O} f * |E_0|^2] \quad (10)$$

将 (10) 式带入 (3.1-9) 式中得到：

$$i \frac{\partial V}{\partial z} = \sigma V f * (|V|^2 - |V_0|^2) + i \sigma \tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t} \{V f * |V|^2\} \quad (11)$$

此时，利用二阶 RK 法计算，在每一步长 h 上，

$$V_1(t) = V_0(t) + i \sigma \tau_{shock} \delta z \frac{\partial}{\partial t} \{V_0(t) f * |V_0|^2\} \quad (12)$$

$$V_1(t, z_0 + h) \approx V_0(t) + i\sigma h V_1 f * (|V_1|^2 - |V_0|^2) + i\sigma \tau_{shock} h \frac{\partial}{\partial t} \{V_1 f * |V_1|\} \quad (13)$$

利用(12)和(13)式迭代后求得 V ，再通过(10)式求得电场 E 。这种模型可以计算 $\Delta\omega$ 宽达 $\frac{\omega_0}{3}$ 的展宽量，因此可以模拟超连续谱产生，并且计算精度为步长 h 的三次方。

除了上面提到的三种方法外，还有很多其它方法，如有限差分法，全矢量法等，在此限于篇幅，不再赘述。上述提到的这些方法，各具优点，考虑到分步傅立叶法数学模型更简单、编程更容易实现，因此本论文选用分步傅立叶方法实现对超连续谱产生的模拟。

§ 3.2 分步傅立叶方法及其改进

3.2.1 分步傅立叶法理论模型

激光脉冲在光子晶体光纤中的传输由Maxwell方程组描述。由于光纤是无源介质，从Maxwell方程组可直接得到以下波动方程：

$$\nabla \times \nabla \times E = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (14)$$

其中 $E(r, t)$ 是电场强度矢量， c 是真空中光速， $P(r, t)$ 为极化强度矢量。将电极化强度分为线性和非线性两部分，即

$$P(r, t) = P_L(r, t) + P_{NL}(r, t) \quad (15)$$

则方程(14)可写成：

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (16)$$

为了进一步简化方程(16)，可以作以下近似处理：(1)将 P_{NL} 看成 P_L 的微扰项；(2)将激光脉冲按准单色近似处理，则可将介质色散在激光中心频率处作泰勒展开；(3)光束在光纤中传输时保持其偏振态不变，电场采用标量近似；(4)电场采用慢变振幅包络近似。于是沿着光纤长度方向，电场 E 的变化可表示为：

$$\frac{\partial E(z, t)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2} E - \left(\sum_{m=2} \beta_m \frac{i^{m-1}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial t^m} \right) E + i\gamma \left[\left(1 + \frac{i}{\omega_0} \right) \frac{\partial}{\partial t} \left(E \int_0^{\infty} R(t') |E(z, t-t')|^2 dt' \right) \right] \quad (17)$$

考虑到 $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ ，代入方程，可以得到：

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} E - \left(\sum_{m=2} \beta_m \frac{i^{m-1}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial t^m} \right) E + (1-f_R) \left\{ i\gamma |E|^2 E - \frac{2\gamma}{\omega} \frac{\partial}{\partial t} (|E|^2 E) \right\} \\ & + i\gamma_f \left[\left(1 + \frac{i}{\omega_b} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left(E \int_0^\infty h_R(t') |E(z,t-t')|^2 dt' \right) \right] \end{aligned} \quad (18)$$

若定义非线性响应函数的一次矩为: $T_R = \int_{-\infty}^{\infty} t h_R(t) dt$, 注意到 $\int_0^\infty R(t) dt = 1$, 方程 (18) 可以近似为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E(z,T)}{\partial z} = & -\frac{\alpha}{2} E - \left(\sum_{m=2} \beta_m \frac{i^{m-1}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial T^m} \right) E + i\gamma \left[|E|^2 E + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|E|^2 E) - T_R E \frac{\partial |E|^2}{\partial T} \right] \end{aligned} \quad (19)$$

$\uparrow$ $\uparrow$ $\uparrow$ $\uparrow$ $\uparrow$
 Absorption Dispersion SPM SS SRS

其中, $T = t - z/v_g = t - \beta_1 z$ 。

$$\text{方程 (19) 可以简化为: } \frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N}) E(z,t) \quad (20)$$

$$\text{其中: } \hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \left(\sum_{m=2} \beta_m \frac{i^{m-1}}{2^{m-1}} \frac{\partial^m}{\partial t^m} \right); \quad (21)$$

$$\hat{N} = i\gamma \left[|E|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|E|^2 E) - T_R \frac{\partial |E|^2}{\partial T} \right]; \quad (22)$$

一般来说, 沿着光纤长度方向, 色散和非线性的作用是同时存在、相互关联的。而分步傅立叶方法则假定脉冲在介质内传输的过程中, 每通过步长 h , 假定色散和非线性效应不相关, 从而得到近似结果:

$$E(jh,t) = \exp[h(\hat{D} + \hat{N})] E((j-1)h,t) \quad (23)$$

$$\text{或: } E(jh,t) = \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) E((j-1)h,t) \quad (24)$$

按规定, 指数操作 $\exp(h\hat{D})$ 在频域内进行, 即:

$$\hat{D}(i\omega) = -\frac{\alpha}{2} - \sum_{m=2} \beta_m \frac{i^{m-1}}{2^{m-1}} (i\omega)^m \quad (25)$$

于是:

$$E(jh,t) = F^{-1} \left\{ \exp(h\hat{D}(i\omega)) F \left\{ \exp(h\hat{N}) E((j-1)h,t) \right\} \right\} \quad (26)$$

实际上分步傅立叶法是一种迭代法, 它通过将光纤长度 L 分成步长为 h 的许多小段, 在每一步上, 色散和非线性将分别考虑, 求出起始小段的场分布 E , 然

后进行迭代求解。

然而, 这种分步傅立叶法的精度较低, 只能精确到步长 h 的二次项^[1]。

3.2.2 分步傅立叶法的改进

(1) 对称分步傅立叶法 (S-SSFM)

为了提高精度一般采用 S-SSFM^[1], 即:

$$E(jh, t) = F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{h}{2} \hat{D}(i\omega)\right) F \left\{ \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right) F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{h}{2} \hat{D}(i\omega)\right) F [E((j-1)h, t)] \right\} \right\} \right\} \quad (27)$$

具体步骤是, 对于每一步长, 电场在最初的 $h/2$ 内中只考虑色散项, 只用到 FFT 算法, 到达 $z+h/2$ 处, 电场则应乘以非线性项, 以代表整个步长 h 内包含非线性效应; 最后, 电场在后继的 $h/2$ 内传输, 又只考虑色散项。实际上, 这种方法是假定非线性效应只集中在每个步长的中间, 利用这种方法可以将计算精度精确到步长 h 的三次项^[1]。

方程 (27) 中的积分项可以直接用 $h\hat{N}(z)$ 近似, 因此可以表述为:

$$E(jh, t) = F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{h}{2} \hat{D}(i\omega)\right) F \left\{ \exp(h\hat{N}((j-1)h, t)) F^{-1} \left\{ \exp\left(\frac{h}{2} \hat{D}(i\omega)\right) F [E((j-1)h, t)] \right\} \right\} \right\} \quad (28)$$

为了进一步提高精度, 可用比 $hN(z)$ 近似更为精确的梯形规则和近似积分来计算^[1]。

$$\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz' \approx \frac{h}{2} [\hat{N}(z) + \hat{N}(z+h)] \quad (29)$$

采用 S-SSFM 对微结构光纤内超连续谱的产生进行模拟, 其计算精度可精确到步长 h 的三次项。

(2) 预测-校正式分步傅立叶法(PC-SSFM)

为进一步提高计算精度, 应采用比 (29) 式更严格的方法。PC-SSFM^[17]法是近年来新发展起来的计算方法。使用这种方法可提高计算精度, 大大减小了计算误差, 与 S-SSFM 相比, 在相同的计算精度下, 其计算速度可提高约 2.8 倍~5.5 倍。

PC-SSFM 法的求解方法与 S-SSFM 法类似, 不同之处在于对非线性积分项的求解方法。对 PC-SSFM 法, 求解非线性积分项用到 $N(z)$ 、 $N(z-h)$ 、

$N(z-h-1), \dots, N(z-(n-1)h)$ 项值, 其中 n 为阶数, 表示计算中考虑了前面多少项的非线性积分项。阶数越大, 计算的精度越高。PC-SSFM法对积分项采用多步法进行求解, 因此这种方法比S-SSFM法更复杂, 也就更精确。具体过程如下:

首先计算 $E(z+h)$ 的预测值 $\overline{E(z_{j+1}, T)}$, 公式如下:

$$\overline{E(z_{j+1}, T)} = \exp\left(\frac{\hat{L}h}{2}\right) \exp(h(A_j \hat{N}_j + A_{j-1} \hat{N}_{j-1} + \dots + A_{j-n+1} \hat{N}_{j-n+1})) \exp\left(\frac{\hat{L}h}{2}\right) E(z_j, T) \quad (30)$$

其中 A 的值已经给定, 列在表3.1中, 阶数 n 不同, A 的取值也不同。

再利用 $\overline{E(z_{j+1}, T)}$ 求解新的 $\overline{N_{j+1}}$, 然后利用 $\overline{N_{j+1}}$ 求解 $E(z+h)$, 求解公式如下:

$$E(z_{j+1}, T) = \exp\left(\frac{\hat{L}h}{2}\right) \exp(h(C_{j+1} \overline{N_{j+1}} + C_j \hat{N}_j + \dots + C_{j-n+1} \hat{N}_{j-n+1})) \exp\left(\frac{\hat{L}h}{2}\right) E(z_j, T) \quad (31)$$

其中系数 C 的值已经给定, 在列表3.2中

表3.1 系数A列表

阶数 n	A_j	A_{j-1}	A_{j-2}	A_{j-3}	A_{j-4}
2	3/2	-1/2			
3	23/12	-16/12	5/12		
4	55/24	-59/24	37/24	-9/24	
5	1901/720	-2274/720	2616/720	-1274/720	251/720

表3.2 系数C列表

阶数 n	C_{j+1}	C_j	C_{j-1}	C_{j-2}	C_{j-3}	C_{j-4}
2	1/4	2/4	1/4			
3	5/24	13/24	7/24	-1/24		
4	9/48	28/48	14/48	-4/48	1/48	
5	251/1440	897/1440	382/1440	-158/1440	87/1440	-19/1440

本论文中,对实验获得的超连续谱特性进行模拟和分析时,主要采用S-SSFM和PC-SSFM两种方法。

§ 3.3 非线性效应和MF色散系数对超连续谱产生的影响

已有的研究表明,泵浦脉冲的宽度^[8-9]和MF的色散特性^[10-11]对超连续谱的形成具有非常重要的影响。当皮秒和纳秒脉冲泵浦MF时,受激拉曼散射和四波混频占主导,而自位相调制(SPM)效应可以被忽略。而当飞秒脉冲在MF反常色散区泵浦时,孤子的形成和高阶孤子的裂变将是光谱展宽的主要原因,四波混频效应起到使光谱平坦连续和拓展的作用。本节中数值计算了不同非线性效应以及高阶色散系数取值对连续谱产生的影响。

3.3.1 MF参数和泵浦光脉冲参数的选取

MF: 长度为0.1 m、非线性系数为45.2 W/km,忽略损耗,色散系数如表3.3所示。

表3.3 MF的高阶色散系数 (单位 fs^2n/nm)

β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
-1.276e-5	8.119e-05	-1.321e-04	3.032e-4	-4.196e-4

泵浦脉冲: 双曲正割型、脉宽为150fs、峰值功率5000W。

3.3.2 非线性效应对超连续谱产生的影响

在脉冲光的泵浦下, MF内可产生多种非线性效应, 例如自相位调制(SPM)、受激拉曼散射(SRS)和自陡峭(SS)等^[1]。下面我们分析不同非线性效应对超连续谱产生的影响。在计算中, 色散系数取到6阶, 并给出超连续谱的时域和频域特性的模拟计算结果, 如图3.1所示。可以看出, 改变非线性效应的类型对超连续谱产生(不论时域还是频域)的影响非常明显。

首先比较只考虑SPM效应的情况和考虑进SRS以及SS效应的情况。从时域看, 考虑进SRS效应的时域延迟量要比前者的大。这是可以理解的, 由于模拟中加进SRS效应, SRS效应将高频光子向低频转换, 必然产生红移光谱^[1, p118]。由于在反常色散区内, 红移光谱分量速度慢, 经过相同的传输距离, 必然具有较大的时间延迟。

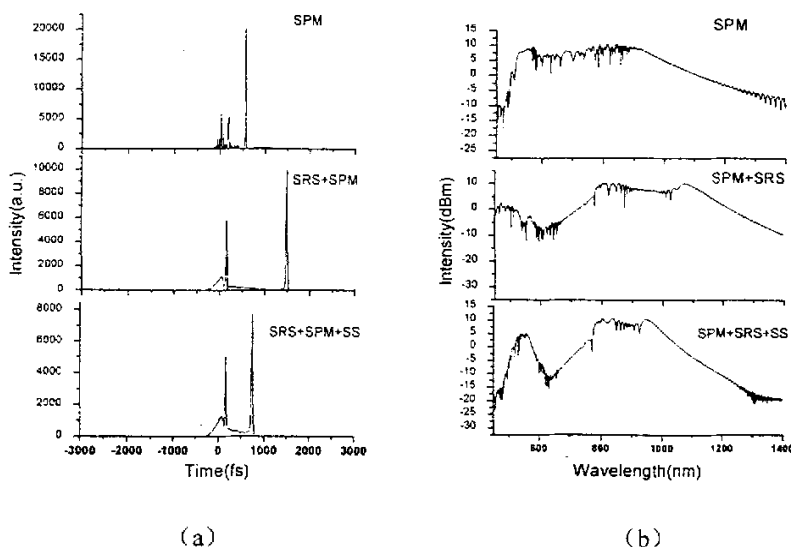


图3.1 改变非线性效应的类型对超连续谱产生的影响

(a) 时域 (b) 频域

与在时域的延迟相类似的是,在光谱上后两种情况的光谱都存在一个光谱的“沟带”,“沟带”的出现反映出了SRS效应将高频光子向低频光子转换的作用,从图中可以看出,计算中考虑了SRS效应的超连续谱在长波方向上扩展得更宽,而且大部分能量集中在长波方向上。

其次比较SRS+SPM和SRS+SPM+SS这两种情况。模拟表明:从时域上看,考虑了SS效应后,后者的红移光谱分量的时间延迟量要比前者的小。而在频移上,后者光谱在长波方向上的扩展比前者小。从这一点来看,当飞秒脉冲泵浦MF产生超连续谱时,计算中应该考虑进SS效应。

3.2.3 色散系数取值对超连续谱产生的影响

下面,我们研究色散系数取值对超连续谱产生的影响。在计算中,非线性效应考虑了SPM、SRS和SS效应,模拟计算结果示于图3.2。

可以看到,色散系数只取 β_2 和取 $\beta_2 + \beta_3$ 、 β_2 直到 β_6 所产生的超连续谱在时域和频域的差别是很大的,从理论上说明了在超连续谱产生的过程中,高阶色散起到非常重要的作用。这一点已经被实验^[16]所验证,以在反常色散区内泵浦MF为例,超短脉冲进入MF后形成高阶孤子,在高阶色散(如三阶色散)的作用下,很快衰变,使得脉冲能量分配到不同频谱成分上,所以连续谱的谱形与不考虑高阶色散的相比,发生了很大变化。

对于色散系数取 $\beta_2 + \beta_3$ 和 β_2 到 β_6 的两种情况, 模拟发现它们连续谱的形状以及时域延迟量虽然存在差别, 但差别不大。鉴于此, 在对MF产生超连续谱的模拟分析中, 色散系数的取值至少要取到 β_3 。

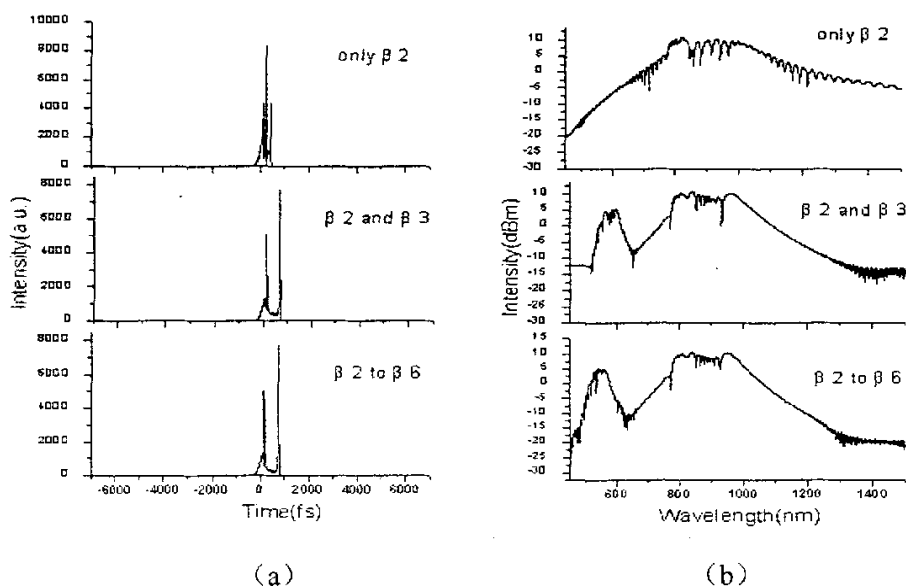


图3.2 色散系数取值对超连续谱产生的影响

(a) 时域 (b) 频域

本节模拟计算了不同非线性效应, 以及色散系数的取值对超连续谱产生的影响。结果表明, 在对飞秒脉冲泵浦下MF产生超连续谱的模拟分析中, 一定要考虑SRS和SS的影响; 另外, 理论模拟超连续谱形成的结果, 也表明了高阶色散(尤其三阶色散)系数实际上起着非常重要的作用。

§ 3.4 超短脉冲在微结构光纤中产生超连续谱的模拟

在飞秒脉冲泵浦条件下, 具有不同色散特性的MF产生连续谱的机制是不同的。为了研究不同色散特性MF产生超连续谱的机制, 本节利用PC-SSFM法分析了飞秒脉冲经过三种不同色散特性MF产生超连续谱的机制。计算中三种微结构光纤在波长1550 nm处的色散系数列于表3.4, 这些数据取自文献^[12]。可以看到, 在泵浦波长1550 nm附近, 光纤A具有反常色散系数和负色散斜率, 光纤B具有近零反常色散系数和正色散斜率, 而光纤C则具有正常色散系数和负色散斜率。

数值模拟时忽略了光纤的损耗; 泵浦脉冲取高斯分布, 峰值半极大宽度为

100fs, 脉冲峰值功率为5kW; 非线性系数为 $2\text{km}^{-1}\text{W}^{-1}$ 。对超连续谱的模拟计算采用的是线性拉曼因子 ($T_R = 3\text{fs}$), 光脉冲在光纤内传输距离选取为0、0.2、0.4、0.6、0.8、1.0 m。

表3.4 三类MF的色散系数, 单位 ps^n/km , n 为色散阶数

光纤类型	β_2	β_3	$\beta_4 \times 10^4$	$\beta_5 \times 10^9$	$\beta_6 \times 10^{10}$
A	-11.2	-0.0044	1.06	-6.3	-1.09
B	-1.55	0.0065	0.61	-104	+1.01
C	+4.97	-0.015	0.81	-62.9	-0.34

3.4.1 泵浦光脉冲在A型MF传输过程中的谱形演化

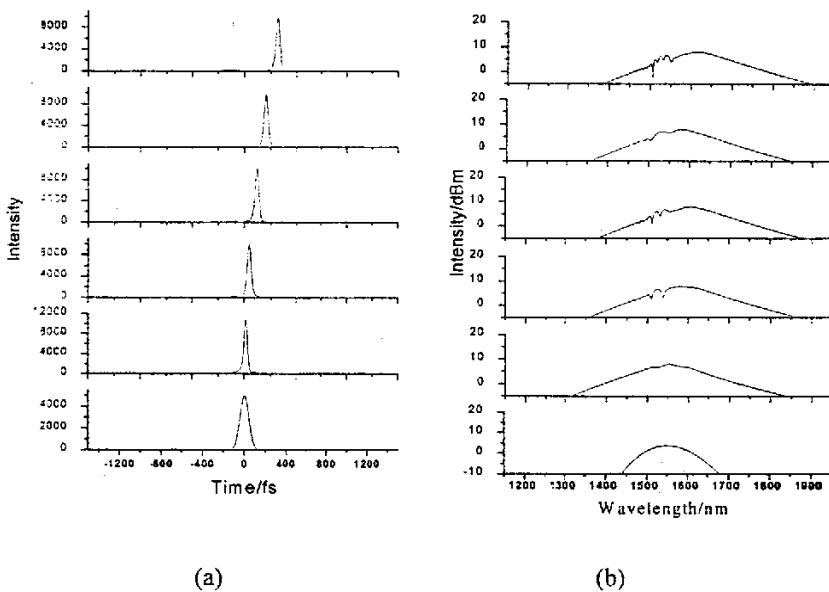


图3.3 光脉冲在A型MF 传输过程中的谱型演化, (a) 时域 (b)频域

(从下到上各图代表光脉冲在MF的传输距离分别为0、0.2、0.4、0.6、0.8、1.0m)

图3.3 给出了光脉冲在A型MF中传输的过程中谱形演化的模拟计算结果。从图 (a) 可以看出, 在初始阶段 (0.2 m以下), 因为SPM效应和反常色散的联合作用, 脉冲被压缩因而峰值功率迅速增高, 在0.2 m时已经从初始的5000 W升高到10000 W; 随着传输距离的增大, 光脉冲产生滞后, 这种滞后可以解释为, 由于内拉曼效应^[1], 脉冲内光频率向长波移动, 由于在反常色散区, 红移脉冲会发生滞后。这一现象在频域上可以看到, 如图 (b) 所示。随着传输距离的增大,

输入光脉冲光谱被展宽, 中心波长红移, 正好与脉冲在时域上的滞后相对应。在此类光纤中, 脉冲的变化与普通光纤的变化类似, 不过因为MF中极强的非线性效应, 使得孤子自频移现象在很短的光纤中就可实现。

3.4.2 泵浦光脉冲在 B 型 MF 传输过程中的谱形演化

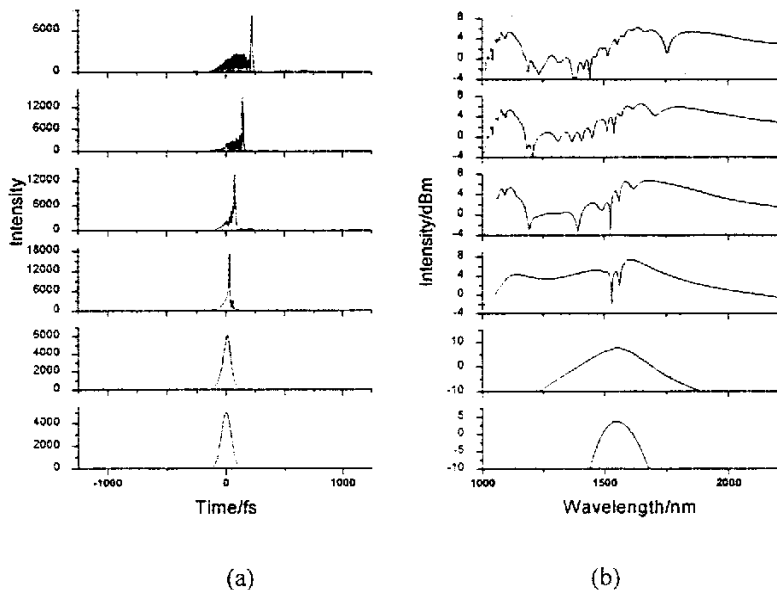


图3.4 脉冲在B型MF (近零色散区) 传输过程中的谱形演化, (a) 时域 (b) 频域 (从下到上各图代表光脉冲在MF的传输距离分别为0、0.2、0.4、0.6、0.8、1.0m)

图 3.4 是光脉冲在 B 型 MF 传输过程中的谱形演化的模拟计算结果。从图 3.4 (a) 看出, 在脉冲的传输初期, 因为自相位调制与色散的联合作用, 使得脉冲压缩, 脉冲的幅度略有增高 (从 5000 W 到 6000 W), 与在 A 型 MF 中的过程是类似的。而当传输距离达到 0.4 m 后, 脉冲的中间部分被急剧压缩 (从 6000 W 到 18000 W), 现在我们再观察图 3.4 (b) 中对应 0.4 m 处的频谱, 很显然, 此时的频谱较 0.2 m 处的已有大幅度的展宽。进一步地传输, 在 0.6 m 以后, 可以发现光脉冲发生了分裂, 一方面脉冲的峰值下降, 另一方面在脉冲前沿出现了高频分量, 因此其频谱也发生了很大变化。对于这一现象我们将在下一节详细探讨。

3.4.3 泵浦光脉冲在 C 型 MF 传输过程中的谱形演化

图 3.5 是光脉冲在 C 型 MF 中传输过程中的演化情况。可以看到, 无论在时域还是在频域, 光脉冲波形呈现逐渐展宽的演化趋势。这是因为这种光纤的色散处于正常色散区, 自相位调制效应对频谱展宽起主要作用。这与普通光纤中自相位调制引起的频谱演化特征基本一致。

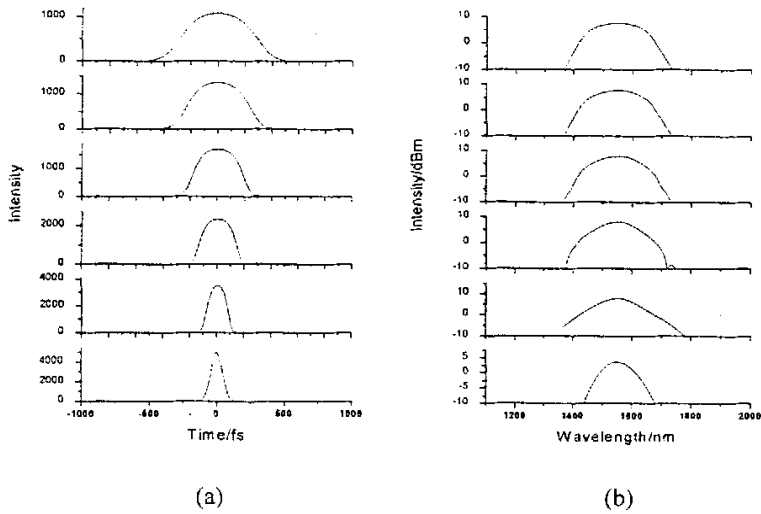


图3.5 脉冲在C型MF（正常色散）传输过程中的谱型演化，(a)时域(b)频域
(从下到上各图代表光脉冲在MF传输距离为0、0.2、0.4、0.6、0.8、1.0m)

综上所述，在反常色散区（负色散斜率），由于受激拉曼散射效应，光脉冲向长波方向上偏移，脉冲呈现延迟特性；在近零反常色散情况下（正色散斜率），随着光脉冲在MF中传输距离的增加，时域脉冲压缩而后开始分裂；频域脉冲呈现急剧展宽特征。在正常色散情况下（负色散斜率），由于自相位调制起主要作用，随着传输距离的增加，时域中的脉冲波形和频谱都逐渐展宽，呈现出与常规光纤中相似的演化特性。通过上述三种情况的分析发现，可以通过合理设计MF的色散曲线，来控制飞秒脉冲在MF中展宽的特性，以满足实际需要（如波长变换、平坦超连续谱产生等）。

§ 3.5 MF长度及脉冲参数对超连续谱宽度的影响研究

在本节中，我们将探讨MF长度与光谱宽度的关系，此外也探讨脉冲初始啁啾、脉冲宽度对连续谱谱宽的影响。

3.5.1 MF参数和脉冲参数的设定

MF：长度为0.1 m，非线性系数为45.2 W/km，无损耗，色散系数示于表3.5。

表3.5 MF的高阶色散系数（单位 fs^2/nm ）

β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
-1.276e-5	8.119e-05	-1.321e-04	3.032e-4	-4.196e-4

入射光脉冲：高斯形脉冲，峰值半极大宽度可选择100fs、150fs或200fs，峰值功率可选择1000W、2000W、3000W。

3.5.2 MF长度与超连续谱宽度的研究

对于给定的泵浦脉冲参数、MF色散系数的条件下，MF的长度对超连续谱的产生具有重要影响。当飞秒脉冲在MF中传输的时候，在MF不同的长度上，产生超连续谱谱的宽度是不一样的，在此，我们定义产生最大带宽的连续谱所对应的光纤长度为“最佳长度”，下边我们用PC-SSFM法探讨超连续谱的光谱宽度与MF长度的关系。

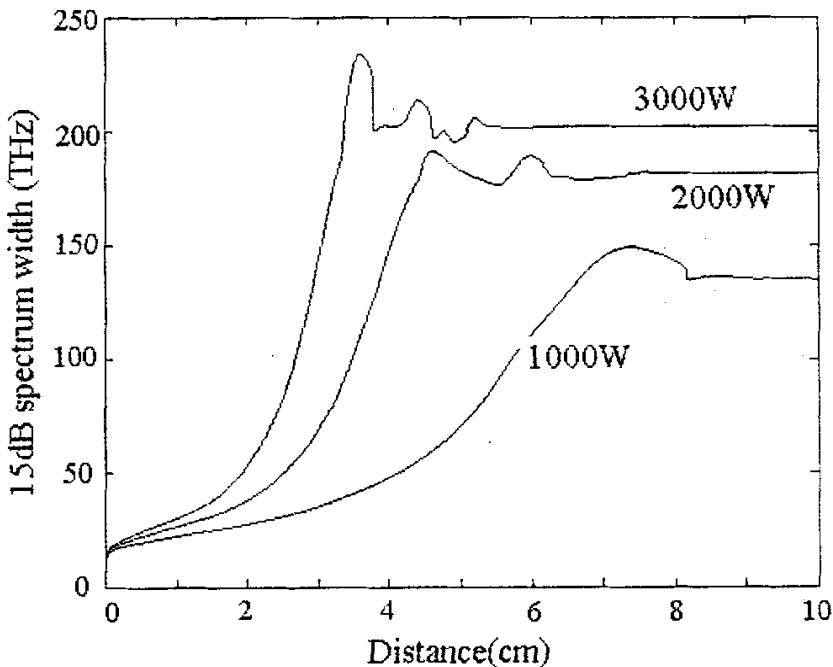


图3.6 15dB超连续谱带宽随传输距离的变化

模拟计算中，泵浦脉冲光的初始宽度设定为100 fs，对入射脉冲的峰值功率分别为1000 W、2000 W和3000 W的条件下，计算它们的15 dB谱带宽随传输距离的变化，示于图3.10。从图可以看出，入射脉冲在光纤内传输过程中，其光谱的展宽经历4个阶段。此处以入射脉冲的峰值功率为3000 W的情况为例说明其演化过程。光脉冲在0~2 cm内传输的过程中光谱平稳地展宽，称此阶段为“平稳增长阶段”；在2~3.6 cm的长度内，光谱宽度急剧增加达到极大值，称此阶段为“剧烈增长阶段”；3.6~5.3 cm，光谱宽度经历一段振荡后回落，称此阶段为“振荡阶段”；5.3 cm之后，光谱宽度基本不变，称此阶段为“稳定阶段”。

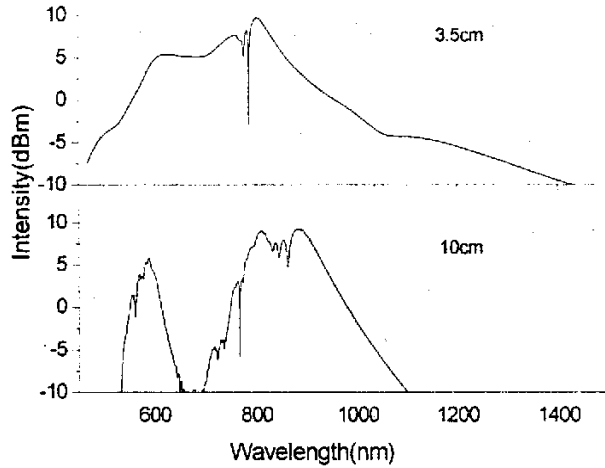
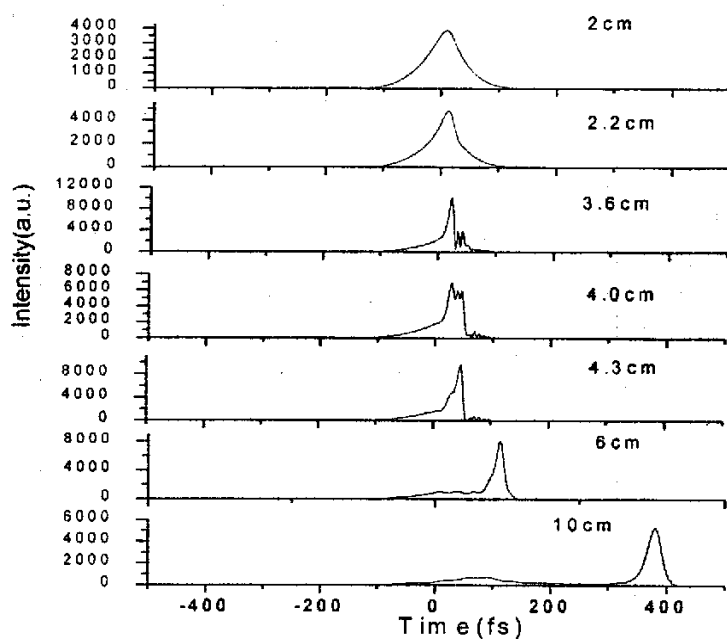


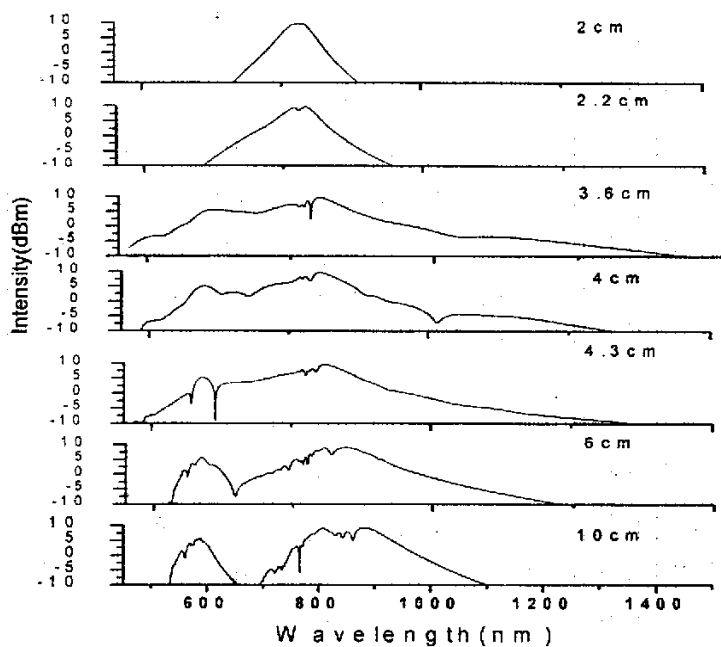
图3.7 传输距离为3.5 cm处和10 cm处脉冲的超连续谱

为了直观地观察光谱宽度，我们计算了在传输距离为3.5 cm处和10 cm处脉冲的超连续谱，如图3.7所示，模拟中取初始脉冲峰值功率为3000 W，计算结果在同样尺度的坐标下绘制。通过对比，发现3.5 cm处的超连续谱的确要比10 cm处的谱宽大，而且连续性好。这一结果表明：对于一定峰值功率、脉冲宽度的初始脉冲，超连续谱的宽度是传输距离的函数，要获得最大谱宽超连续谱，MF并非越长越好，而是存在一个“最佳长度”。同时，泵浦脉冲的峰值功率对超连续谱的影响也是应该考虑的因素，入射脉冲的峰值功率越高，其超连续谱的宽度越大，其实现最大光谱宽度的距离越小。从这一点来说，要想让短光纤产生宽的超连续谱，应该提高入射脉冲峰值功率，因为峰值功率越高，超连续谱的产生进入“稳定阶段”就越快。这和实验是相符的。

超连续谱宽度的变化为什么会呈现这种特征呢？为了研究这个问题，我们模拟计算了不同的传输距离处的超连续谱和时域脉冲，这几个不同距离的点分别为：2 cm（对应“平稳增长阶段”）、2.2 cm（对应“剧烈增长阶段”初期）、3.6 cm（对应“剧烈增长阶段”极大值）、4.0 cm（对应“振荡阶段”第一个谷底）、4.3 cm（对应第一个谷底后的第一个峰值）、6 cm（对应“稳定阶段”初期），10 cm（对应光纤最大距），对超连续谱的演化阶段进行初步探讨。计算结果示于图3.8。



(a)



(b)

图3.8 (a) 时域脉冲 (b) 频域光谱

- (1) 在“平稳增长阶段”，脉宽逐步被压缩，峰值功率逐步增大，如图3.8 (a) 中的脉冲峰值为4000 W，已经超过了最初的3000 W，因此非线性效应增大，SPM效应产生新的频率成分。
- (2) 在2.2 cm处，脉冲刚刚进入了“剧烈增长阶段”，观察时域发现，脉冲的中间部分变窄，光谱继续变宽；这是由于SPM的作用引入正啁啾，反常色散将压缩脉冲^[1,p98]，而SPM引入的啁啾仅仅在中间部分近似线性，所以仅仅是脉冲的中间部分变窄。随后脉冲的峰值功率和谱宽迅猛增长。
- (3) 观察图3.8 (a) 中3.6 cm处脉冲的形状，发现脉冲的中间被压缩的更窄，形成锐利尖峰，峰值功率因此增高到11000 W；我们还注意到脉冲的后沿具有振荡结构，这体现了三阶色散的作用^[1,p51]；此时光谱的宽度从550~1400 nm，谱宽最大。
- (4) 随后脉冲进入了“振荡阶段”，观察4 cm处脉冲，注意到尖峰变宽，并在峰尖内出现精细结构，脉冲峰值强度下降；在4.3 cm处，脉冲再度尖锐，其精细结构消失；此类行为，在脉冲随后的演化中会重复数次，直到脉冲分裂，产生一个滞后的脉冲^[1,p118]，峰值功率下降到8000 W。如图3.8 (a) 中6 cm处所示。连续谱进入“稳定阶段”。
- (5) 在10cm处该滞后脉冲的时间延迟更大，脉冲峰值功率下降到5000 W，谱宽保持稳定。

从上面的模拟看，超连续谱宽度变化与脉冲的压缩存在紧密联系，在最初的2 cm内，由于在反常色散区内泵浦，SPM和反常色散的联合作用将脉冲压缩，使得脉冲中间部分变窄，峰值功率也逐步上升，因此非线性效应（尤其是SPM效应）进一步加强，反过来又大大促进了脉冲的压缩，这种“递进的联合效应”使得脉冲短距离内剧烈压缩，脉冲的峰值因此急剧上升，形成锐利的尖峰，谱宽进入“剧烈增长阶段”。

模拟表明：脉冲被压缩到极大后，由于受到色散、自陡峭效应、SRS效应的影响，这种峰值极大的状态是不能维持长久的，脉冲将发生分裂，然而它并不是直接分裂，而是经过一个“振荡阶段”，于是相应谱的宽度存在一个起伏过程，在“振荡阶段”内，脉冲峰发生由“尖”变“钝”，由“钝”变“尖”的数次变化。

3.5.3 入射脉冲啁啾对超连续谱的影响

初始脉冲的啁啾对超连续谱的特性有重要影响^[14-15]，下面我们利用PC-SSFM法对这一问题进行了探讨。

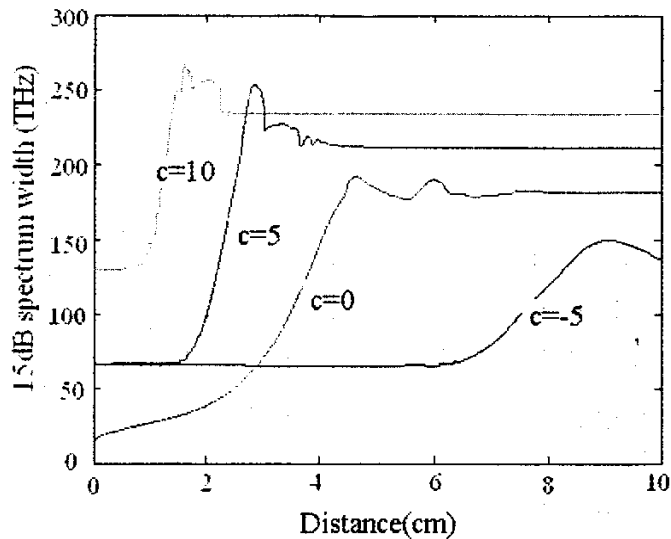


图3.9 啁啾对连续谱宽度的影响

(入射脉冲峰值功率: 2000W, 脉宽: 100fs, 啁啾分别为: -5, 0, 5, 10)

设定入射脉冲的初始啁啾为 -5、0、5、10 的四种情况, 入射脉冲峰值功率为2000 W, 脉宽为100 fs, 分析随泵浦脉冲在MF中传输距离的增大, 超连续谱15 dB带宽的变化情况, 计算结果示于图3.9。从图中可以发现, 在反常色散区内, 带正啁啾的初始脉冲比带负啁啾的初始脉冲能够获得更大的谱宽, 且最大谱宽所对应的传输距离也不同, 带有正啁啾的初始脉冲在更短的距离内就可以实现最大的谱宽, 而带有负啁啾的初始脉冲则需要更长的传输距离。

以 $C=\pm 5$ 为例, 我们可以发现, $C=+5$ 时, 最大谱宽对应的传输距离在约2.8 cm处, 最大谱宽为250 THz; 对 $C=-5$, 最大谱宽对应的传输距离在约9 cm处, 最大谱宽为150 THz。为了验证这一点, 分别计算了 $C=\pm 5$ 两种啁啾在最大连续谱宽度时脉冲的峰值功率和连续谱, 对 $C=5$, $z=2.8$ cm; $C=-5$, $z=9$ cm; 如图3.10所示。

我们知道, SPM在光纤内产生的啁啾是正啁啾, 对于正的初始啁啾, 它能够有效地增强SPM效应, 这对于脉冲的压缩具有重要意义。当带有正初始啁啾的脉冲进入MF传输时, 在反常GVD的作用下, 脉冲在短距离内就可实现极大的压缩 (与第一部分类似, 是一种“递进的联合效应”), $C=+5$ 时压缩得到脉冲的峰值功率为11000W, 较初始脉冲的峰值2000 W提高了5倍多。而对于 $C<0$, 初始负啁啾将抵消SPM效应产生的啁啾, 因此脉冲压缩需要更大的传输距离, 也是因为负的初始啁啾, 脉冲的压缩效果远不如带有正啁啾的脉冲, 注意到 $C=-5$ 时, 压缩得到的峰值功率为4800 W, 较初始脉冲的峰值2000 W提高了2倍多。而从3.5.2节的

研究（“MF长度的优化”）中我们知道，脉冲压缩大，光谱宽度也越大，因此正啁啾能够获得更大的谱宽。因此在实验中，通过调节脉冲的初始啁啾，可以有效地改变超连续谱的宽度和谱形。

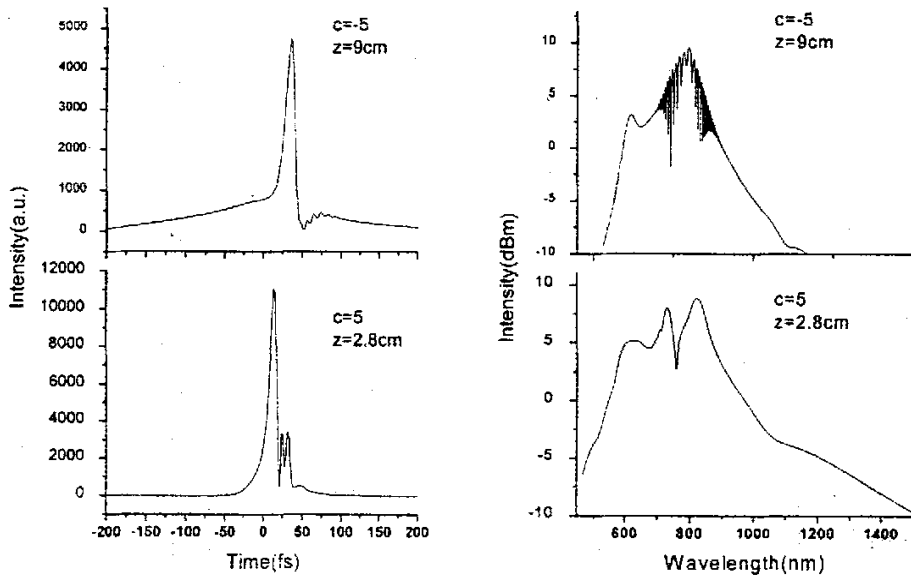


图3.10 (a) 时域脉冲 (b) 光谱图

(入射脉冲峰值功率: 2000 W, 脉宽: 100 fs)

3.5.4 入射脉冲宽度对超连续谱宽度的影响

入射脉冲的宽度对连续谱也有影响。Ortigosa-Blanch^[16]从高阶孤子的理论出发,对这一问题进行了初步探讨,他们认为:在反常色散区时,在同样强度下,宽脉冲比窄脉冲的泵浦光所产生的超连续谱的宽度更宽。在本文中,我们对此也进行了探讨,得到的结论是相同的。

不同脉冲宽度下光谱15 dB带宽随传输距离的变化如图3.11所示,入射脉冲宽度为100 fs、150 fs和200 fs,入射脉冲峰值功率为3000 W的情况下,计算得到的15dB带宽与传输距离的关系。从图中可以看到:首先,短脉冲能够在更短的距离内,实现最大谱宽;其次,在同样的峰值功率下,入射脉冲的宽度越大,产生的超连续谱的宽度越大。

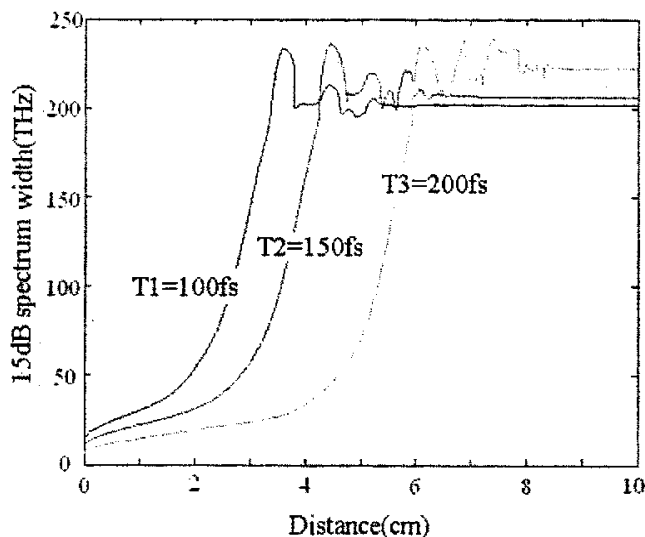


图3.11 不同脉冲宽度下光谱15dB带宽随传输距离的变化

(入射脉冲: 峰值功率3000W)

我们知道, 对于同样峰值功率的脉冲, 脉冲越短, SPM效应越明显, 因此在反常色散区内, 短脉冲较宽脉冲能够更迅速地实现压缩, 并获得宽的连续谱; 但是, 因为宽脉冲的宽度大, 其总能量也大, 经过一段距离的压缩后, 最终所得到脉冲峰值功率要较短脉冲高, 在达到“稳定阶段”后, 所得到的光谱宽度更大。

本章小结

本章对超连续谱的理论模拟进行了较深入的探讨和细致的研究, 该部分的内容包括:

1. 介绍了 SSFM 的理论模型及其改进: S-SSFM 法和 PC-SSFM 法理论模型。
2. 模拟分析了不同非线性效应以及色散系数对超连续谱产生的影响。模拟结果表明, 在 fs 脉冲泵浦的情况下, SRS 效应和 SS 效应对超连续谱产生的影响是非常显著的; 高阶色散系数在超连续谱的形成中起着非常重要的作用。
3. 理论模拟了在 MF 不同色散区泵浦产生超连续谱, 探讨了超连续谱的产生机理。理论研究表明: 在反常色散区泵浦时, 由于受激拉曼散射效应, 脉冲光谱向长波向上偏移, 脉冲传输延迟; 在正常色散情况下, 自相位调制起主要作用, 脉冲波形和频谱随传输距离都逐渐对称展宽。

4. 研究了 MF 长度和脉冲参数对超连续谱产生的影响。研究了光纤长度优化的问题,发现对于确定的峰值功率和初始脉冲脉的冲宽度,要获得最大宽度的超连续谱, MF 的长度存在一个最佳值;研究发现,随着泵浦脉冲在 MF 中传输距离的增大,超连续谱的演变存在四个阶段,并对每个阶段进行了探讨;研究了啁啾对连续谱宽度的影响,发现脉冲在反常色散区内传输时,正啁啾较负啁啾能够获得更宽的超连续谱,并对其机理给予说明;还研究了泵浦脉冲宽度对超连续谱宽度的影响,发现在同样的峰值功率下,泵浦脉冲的宽度越宽所获得的超连续谱的宽度也就越大。

本章的研究工作为在飞秒脉冲泵浦下产生超连续谱的实验研究打下了较好的理论基础。

参考文献

- [1] G. P. Agrawal 著, 贾东方等译, 非线性光纤光学原理及应用, 电子工业出版社, 北京, 2002, 第一版.
- [2] T. Hori, N. Nishizawa and T. Goto, Experimental and numerical analysis of widely broadened supercontinuum generation in highly nonlinear dispersion-shifted fiber with a femtosecond pulse, J. Opt. Am. B, 2004, **21**:1969-1979.
- [3] K. Mori, H. Takara and S. Kawanishi, Analysis and design of supercontinuum pulse generation in a single-mode optical fiber, J. Opt. Am. B, 2001, **18**: 1780-1792.
- [4] P. L. Francois, et al., Nonlinear propagation of ultrashort pulses in optical fibers: total field formulation in the frequency domain, J. Opt. Am. B, 1991, **8**: 276-293.
- [5] K. M. Hilligsoe, T. V. Andersen, and H. N. Paulsen, Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths, Opt. express, 2004, **12**: 1045-1054.
- [6] K. M. Hilligsoe, and H. N. Paulsen, Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fiber, J. Opt. Am. B, 2003, **20**:1887-1893.
- [7] K. J. Blow and D. Wood, et al., Theoretical description of transient stimulated raman scattering in optical fibers, IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989, **25**:2665-2673.
- [8] Stéphane Coen, Alvin Hing Lun Chau, Rainer Leonhardt, et al., Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers, J. Opt. Soc. Am. B 2002, **19**: 753-764
- [9] Xiaojun. Fang, Naoki Karasawa, Ryuji Morita, et al., Nonlinear propagation of a-few-optical-cycle pulses in a photonic crystal fiber-experimental and theoretical studies beyond

the slowly varying-envelope approximation, IEEE Photon. Technol. Lett. 2003, 15: 233-235

[10] J. C. Knight, J. Arriaga, T.A. Birks, et al. Anomalous Dispersion in Photonic Crystal Fiber. IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2000, 12:807-809

[11] J. K. Randa, R. S. Windeler, A. J. Stentz, et al., Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm. Opt. Lett., 2000, 25:25-27

[12] 张华, 蔡汪洋, 金晶等, 不同色散下光子晶体光纤中超短脉冲的传输特性研究, 光电子·激光, 2004, 15:178-180

[13] Guoqing Chang, Theodore B. Norris, and Herbert G. Winful, Optimization of supercontinuum generation in photonic crystal fibers for pulse compression, Opt. Lett., 2003, 28: 546-548

[14] Zhaoming Zhu and Thomas G. Brown, Effect of frequency chirping on supercontinuum generation in photonic crystal fibers, Opt. EXPRESS, 2004, 12: 690-694

[15] Xiquan Fu, Liejia Qian, ShuangchunWen and Dianyuan Fan, Nonlinear chirped pulse propagation and supercontinuum generation in microstructured optical fibre, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2004, 6:1012-1016

[16] A. Ortigosa-Blanch, J C Knight, P St J Russell. Pulse breaking and supercontinuum generation with 200fs pump pulse s in photonic crystal fibers. J. Opt. Soc. Am. B, 2002, 19: 2567-2572.

[17] Xueming Liu and Byoungho Lee, A Fast Method for Nonlinear Schrödinger Equation, IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2003, 15:1549-1551

第四章 微结构光纤产生超连续谱的实验研究

本章对基于微结构光纤 (MF) 获得超连续谱的问题进行了实验研究。§ 4.1 概述超连续谱的产生机理与研究进展; § 4.2 介绍产生超连续谱的实验装置和理论模型; § 4.3 研究泵浦波长对超连续谱特性的影响; § 4.4 研究高双折射 MF 产生超连续谱的特性; § 4.5 探讨集成多束式 MF 产生光学频率变换的有关问题。

§ 4.1 微结构光纤产生超连续谱的研究进展

1970 年 Alfano 和 Shapiro 等首先观察到超连续谱现象^[1], 其实质是超短脉冲在材料内传输时, 由于四波混频、自相位调制、交叉相位调制、受激拉曼散射等非线性效应联合作用, 以及色散的影响使得原始脉冲频谱内产生新的频率成分, 而形成超连续谱 (SC)。超连续谱光源在光学相干层析术^[2-5]、光学频率计量^[6-7]、生物医学^[8]、密集波分复用^[9-11]等方面具有重要应用。

4.1.1 MF 产生超连续谱的优点

获得宽带光谱的方法有多种, 如利用掺稀土元素的放大的自发辐射 (ASE) 作用、多个不同输出波长发光二极管 (LED) 耦合以及利用白炽灯而形成的宽带光谱等。它们的光谱范围以及平坦度如图 4.1 所示。与这些方式相比, 利用 MF 产生的超连续谱具有超宽带、超平坦、超亮度等优势, 因此利用 MF 产生超连续谱成为研制宽带连续谱光源的首选方法。

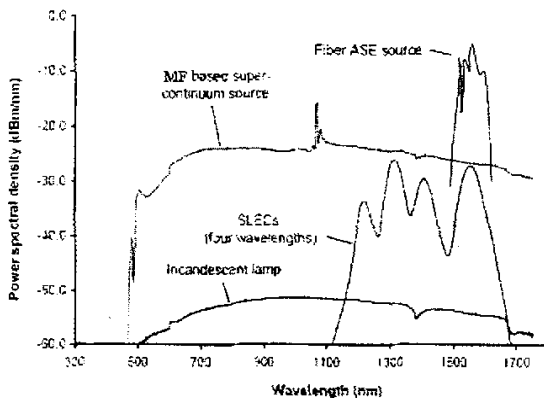


图 4.1 不同类型宽带源的光谱范围

4.1.2 MF 产生超连续谱的理论研究进展

从 Ranka^[12]首次报导了飞秒脉冲在 MF 中传输产生两个光学倍频程的超连续

谱以来,为了探索超连续谱的产生机理,人们做了大量工作。研究发现,泵浦脉冲的参数(脉冲宽度、中心波长)和光纤的色散特性(零色散点位置)对连续谱的影响至关重要。

Gaeta 对 Ranka 的实验进行了数值计算^[13],其结果表明,当入射脉冲波长在靠近零色散点的反常色散区时,光谱包络主要由高阶色散决定。三阶色散和自相位调制的相互作用决定了光谱短波方向的宽度,同时限制了长波方向的相对展宽。S. Coen 的研究发现^[14],当皮秒和纳秒脉冲泵浦时,受激拉曼散射和四波混频占主导,而自位相调制基本上可忽略。当飞秒脉冲在 MF 的反常色散区内泵浦时,自相位调制首先展宽光谱,高阶孤子的形成和裂变对光谱的展宽起主导作用^[15],而四波混频效应起到平坦和拓展连续谱的作用。Ortigosa-Blanch^[16]等人对这一机理给予了理论上的分析和实验上的验证。研究表明由于受色散和受激拉曼散射的影响,高阶孤子在 MF 内传输一定距离后裂变为 N 个小脉冲。为了保持稳定态传输,每个脉冲将向基态孤子演变,多余能量转换为蓝移的、且相位匹配的非孤子色散波。他们的研究还表明,在反常色散区,同样的泵浦强度,宽的泵浦脉冲比窄泵浦脉冲所产生的超连续光谱的宽度更宽。

4.1.3 MF 产生超连续谱的实验研究进展

1. MF 的基质材料对超连续谱产生的影响

为了获得宽带连续谱,科研人员尝试采用高非线性玻璃材料制备 MF^[17-18]。2002年, Kumar 等报道在软玻璃(SF6) MF 中能够产生极宽的超连续光谱。他们用波长为 1550 nm、脉宽为 100 fs 的脉冲在 75 cm 长的 SF6 MF 中产生了从 350 nm~2200 nm 的超连续光谱,如图 4.2 所示,这是迄今为止所报道的最宽连续谱。

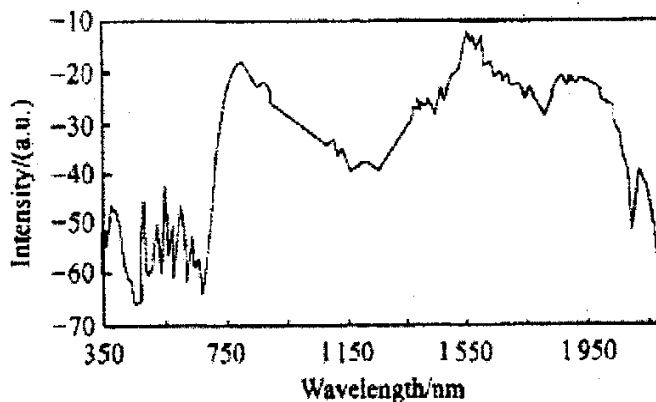


图4.2 在软玻璃制成的MF中产生超连续谱

2. 双波长泵浦的超连续谱

双波长泵浦也是拓宽超连续谱宽度的一种方案, Champert等人^[19]采用一个被动调Q的微型芯片脉冲源来泵浦一段NL-2.0-740型MF, 该微型芯片激光器可以同时产生1064 nm和532 nm的纳秒脉冲光。利用这两种波长的脉冲光, 同时在反常色散区和正常色散区泵浦一段高非线性MF, 可有效拓宽超连续谱宽度。他们实验获得了宽达1320nm的超连续谱, 如图4.3所示。他们还观察到由波长532 nm的光所引发的拉曼效应, 因波长1064 nm的光的存在而受到抑制。并发现, 调节两个波长入射脉冲的相对功率, 对产生连续谱的宽度和平坦度有影响。

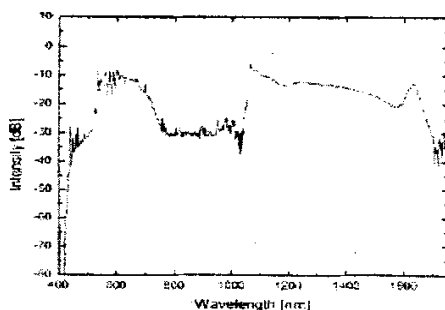


图4.3 双波长泵浦方案产生的超连续谱

3. MF的零色散特性对超连续谱的影响

要获得优质的超连续谱, 还可以从MF的特性着手, 通过适当设计其色散特性来改进超连续谱。最近丹麦Hilligsoe等人^[20]设计出了一种具有两个零色散波长的高非线性MF, 而且这两个零色散点的间隔较小, 如图4.4所示。因为此MF的反常色散区域很小, 所以有效抑制了孤子自频移的区域, 进而抑制了孤子效应, 使得产生的连续谱更稳定。在这种光纤内, 超连续谱的产生机制是SPM和相位匹配FWM的联合作用的结果。

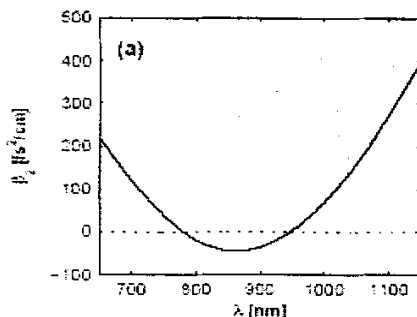


图4.4 双零色散MF

有意思的是,同样是含有两个零色散点的MF,如果两个零色散点的间隔大且色散曲线平坦,孤子效应将充分显现,超连续谱的宽度因而大大增加。Genty等人^[21]研究表明,由于两个零色散点间隔大,如图4.5(a)所示,其所限定的反常色散区大,因此孤子自频移的范围增大,当红移孤子靠近长波端的零色散点附近,该红移孤子自身将成为新的泵浦波,通过长波端的零色散点产生红移的色散波,进入长波向上的正常色散区,因此光谱被大幅度展宽,如图4.5(b)所示。

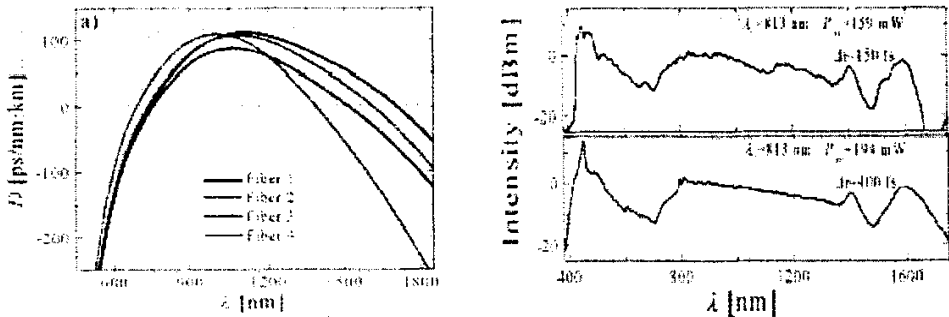


图4.5 (a) 双零色散MF; (b) 超连续谱

4. 微结构光纤宽带连续谱光源的实用化研究进展

Crystal-fiber公司^[22]近期推出了一种名为FEMTOWHILT800的新产品,如图4.6(a)所示。他们将微结构光纤直接用套管密封保护,这样就避免了灰尘对光纤端面的污染,套管的长度仅12 cm,结构紧凑便于操作,密封光纤的零色散波长为750 nm,直接使用800 nm的飞秒脉冲光源泵浦可产生如图4.6(b)的超连续谱。

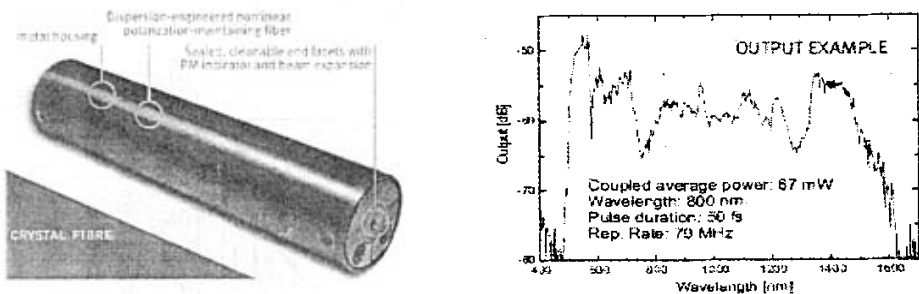


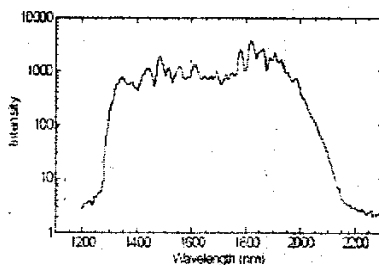
图4.6 (a) FEMTOWHILT800 (b) FEMTOWHILT800产生的超连续谱

使用微型脉冲激光器作泵浦源可以有效地扩大MF超连续谱光源的应用范围。IMRA飞秒激光器具有体积小、携带方便、价格便宜的优点,其B-60型光纤激光器(50mW、1nJ、100fs)如图4.7(a)^[23]所示,输出中心波长位于1560nm

处,可以用它直接泵浦NL-1550-ZERO-1型MF(零色散点位于1550 nm处)。因为在零色散点附件泵浦,产生的超连续谱宽度大且平坦度高。K. P. Handsen等人采用这种方法,获得总功率为22 mW、宽度达900 nm的超连续谱,如图4.7(b)所示。如果能够对该连续谱进行波分复用,在通信领域将具有良好的前景。



图4.7 (a) IMRA B-60型光纤激光器



(b) 超平坦的连续谱

另外一种设计方案是采用被动调Q掺Nd³⁺微芯片激光器作为泵源(型号为NP-10620-100, JDS Uniphase NanolaseTM) [24], 如图4.8(a)所示, 泵浦一段零色散点位于1040 nm的SC-5.0-1040型MF, 产生的超连续谱总功率超过10 mW且具有极高的稳定性, 如图4.8(b)所示。

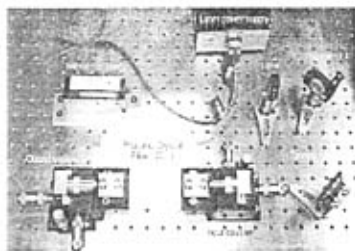
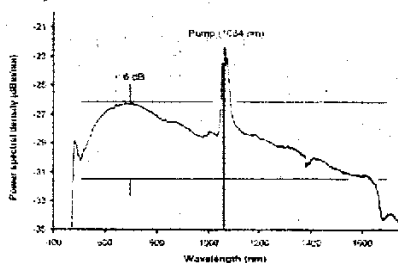


图4.8 (a) 实验装置图



(b) 超连续谱图

总之,作为一种优质的非线性材料,MF产生超连续谱具有众多优点,国际上对MF产生超连续谱的理论研究和实用化研究已经取得了重大进展,国内在此领域的研究刚刚起步,许多理论研究和 technical 问题尚待深入研究。

§ 4.2 MF中超连续谱产生的实验装置与理论模型

4.2.1 实验装置

MF中超连续谱产生的实验在南开大学现代光学所飞秒激光重点实验室完成,实验装置如图4.9所示。克尔锁模掺钛蓝宝石激光系统输出的超短脉冲经隔离器后,由显微物镜耦合入MF,在光纤的输出端分别用功率计和光谱分析仪,

测量输出功率和输出光谱。在显微物镜前利用可调衰减器 (TA) 导出光束, 并由光谱仪、自相关仪和功率计测量入射脉冲的光谱、脉冲宽度和功率。

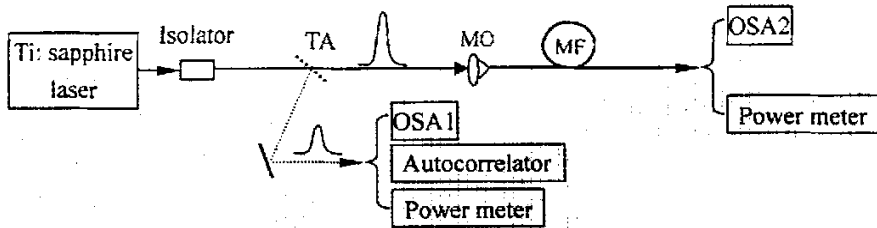


图4.9 实验装置图 (MO: 显微物镜; MF: 微结构光纤; OSA: 光谱分析仪)

1. 克尔锁模掺钛蓝宝石激光系统: 由Spectra-Physics公司生产, 型号为Tsunami, 输出脉冲的光场分布为高斯型, 重复频率为82 MHz, 中心波长为780-820 nm 可调, 脉冲半极大宽度为50 fs, 最大平均输出功率为400 mW。
2. 隔离器 (Isolator): 由两部分构成, 分别是格兰棱镜和法拉第旋光器。其中格兰棱镜由CASIX生产, 型号为PGL5020, 消光系数 $<5 \times 10^{-5}$; 法拉第旋光器由北京物科光电技术公司生产。
3. 可调衰减器 (TA): 由福建华科光电有限公司生产。在实验中它有两个作用, 其一, 通过旋转它来改变入射到MF中的泵浦光功率; 其二, 分出一部分光束, 以便检验脉冲光的初始信息。
4. 显微物镜 (MO): 由Newport公司生产, 放大倍数为40, 数值孔径为0.65。
5. 光谱分析仪1 (OSA1): 由Ocean Optics Inc.生产, 型号为SD2000, 测量光谱范围为520.32~1182.64 nm, 分辨率为0.97 nm, 用来检测入射脉冲的光谱。
6. 光谱分析仪2 (OSA2): 由ANDO公司生产, 型号为AQ-6315E, 光谱测量范围为350~1750 nm, 分辨率为0.05 nm, 用来测量产生的超连续谱。
7. 自相关仪 (Autocorrelator): 实验室自制, 可以测量脉冲宽度 >10 fs的脉冲。
8. 功率计: 由Spectra-Physics公司生产, 型号为407A, 测量功率范围: 1mW~30W。
9. 相机: 由奥林巴斯公司生产的数码相机, 型号为C-760, 像素为320万。

在此, 需要特别说明“入纤功率”的测量。实验中, 由于无法实时测量“入纤功率”(当记录完产生的超连续谱后, 飞秒振荡器的条件已经改变, 此时采用“截断法”来测量入纤功率存在误差), 我们通过测量光纤尾端的输出功率 P_0 , 用它作为一个相对功率来衡量“入纤功率”。有的文献直接将输出功率 P_0 称为“入纤功率”, 实际上这样称谓忽略了光纤的损耗, 为准确起见, 我们将 P_0 称为“相

对功率”。

4.2.2 模拟计算超连续谱的理论模型

在第三章中，我们对超连续谱的计算进行了理论探讨。本章中，我们将对实验中产生的超连续谱进行理论模拟，以便分析超连续谱的产生机制。在模拟超连续谱的过程中，应该根据实验条件（尤其是脉冲的参数），来选取合适的理论模型。

实验中，光路中的各个元件都有可能引入色散，而使得脉冲的宽度变化。用自相关仪测量，我们发现隔离器对脉冲宽度影响是很大的，在它后面测量到的脉冲的半极大宽度为200 fs，远大于初始的50 fs。在此，根据实际泵浦脉冲的宽度，采用第三章^[1]中的简化方程（19）来模拟MF中超连续谱的产生，具体公式为：

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = -\frac{\alpha}{2}A - \sum_n \frac{i^{n+1}}{n!} \beta_n \frac{\partial^n A}{\partial T^n} + i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right]$$

上式中 $T = t - \beta_1 z$ ， $T_R = \int_{-\infty}^{\infty} t h_R(t) dt$ ， z 为脉冲在光纤内的传输距离， α 为损耗系数， β_n 为 n 阶色散系数， γ 为非线性系数， ω_0 为入射脉冲的中心频率，正比于 ω_0^{-1} 的项与脉冲沿的自陡和冲击有关，而正比于 T_R 的项对应于脉冲内拉曼散射诱发的自频移效应，在模拟过程中取 $T_R = 3$ fs。

§ 4.3 泵浦波长对超连续谱特性的影响研究

第一节提到，泵浦脉冲的参数对超连续谱的产生存在重要影响。已有的研究证明^[15-16]，在不同色散区内泵浦MF，超连续谱产生的主导机制是不同的，产生的超连续谱在宽度、平坦度以及稳定性方面存在很大差异。本节中，我们调节泵浦脉冲的中心波长，使之处于MF不同的色散区内，研究了超连续谱宽度与泵浦波长的关系，并对连续谱的产生机制进行了探讨。

4.3.1 MF结构参数与色散

实验中使用的MF由英国的Blazephotonics公司生产，型号为NL-2.3-790。光纤的横截面如图4.10所示，其纤芯直径为2.3 μm ，包层空气填充率>90%，光纤的零色散波长 $\lambda_0 = 790 \pm 5$ nm，损耗系数 $\alpha = 90$ dB/km，非线性系数 $\gamma = 80$ W⁻¹km⁻¹，长度 $L = 80$ cm。

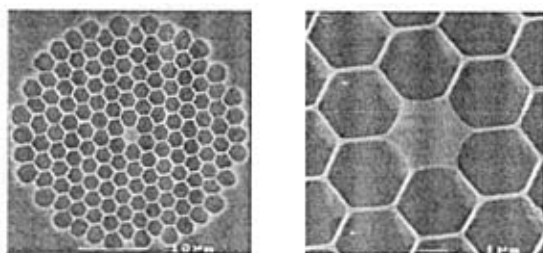


图 4.10 MF 截面微结构区域与纤芯的扫描电镜图

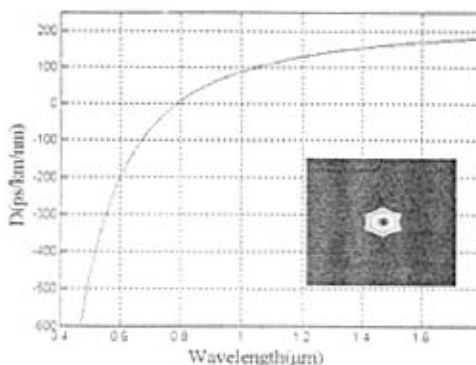


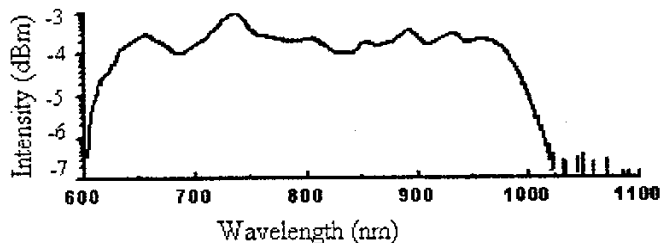
图4.11 模拟得到的高非线性MF的色散轮廓和基模模场分布图

为模拟实验中MF产生的超连续谱, 需要确定MF的色散特性。图4.11为根据厂家提供的结构参数, 模拟计算的色散曲线, 其零色散波长位于793 nm, 与厂家提供的数据基本符合; 我们还模拟计算了MF的基模, 也一并示于图4.11右下角。

4.3.2 在MF零色散点泵浦的实验结果与理论分析

1. 实验结果

实验中, 将泵浦脉冲的中心波长调节到 790 nm, 使之处于 MF 零色散波长处, 调节显微物镜和 MF 的位置使泵浦光有效地耦合入 MF。通过改变可调衰减器, 调节飞秒脉冲的输出功率, 用 OSA 实时检测、记录 MF 输出端的光谱变化。

图 4.12 790 nm 处泵浦 MF 得到的超连续谱 ($P_0=68\text{mW}$)

实验首先测量了在最大“相对功率”为 68 mW 时的超连续谱, 如图 4.12 所示。可以看到, 超连续光谱的波长范围为 600 nm~1025 nm, 谱宽 425nm。为了进一步研究在 MF 的零色散波长处泵浦产生超连续谱的物理机制, 我们测量了随着泵浦功率的增加输出光谱的演化情况。图 4.13 示出相对泵浦功率为 0.5 mW、2.0mW、4.0mW、11mW、19mW 和 47mW 时光谱展宽的演化过程。为清楚地分辨各个“谱峰”, 我们以线性坐标记录光谱的幅度。

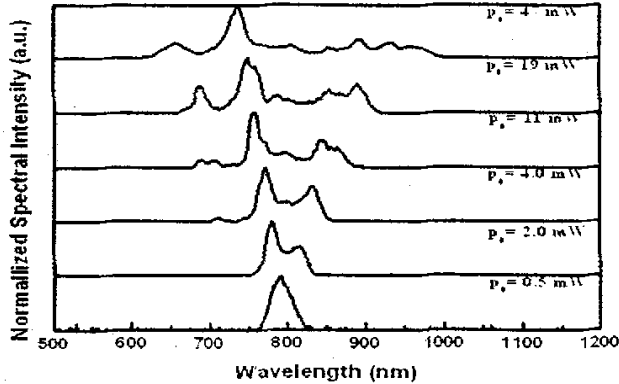


图 4.13 790 nm 处泵浦 MF 产生超连续谱的演变过程

从图中可以看出, 在低功率下 ($P_0 < 2$ mW), 随功率增加输出光谱对称地展宽; 当功率达到 2 mW 时, 光谱发生“分裂”而形成一对谱峰, 为表达方便我们称在泵光左侧 (短波端) 强度较大的谱峰为“主峰”, 而泵光右侧 (长波端) 稍弱的谱峰为“小峰”。随着泵浦功率的, “主峰”和“小峰”逐渐分离, 其中“主峰”蓝移而“小峰”红移, 光谱相应展宽; 增加泵浦功率, 在泵光的长波方向和短波方向分别出现了很多新的光谱成分, 如图中相对泵浦功率为 19 mW 和 47mW 的谱图所示。再进一步增加泵浦功率, 光谱继续展宽、更多的频率成分填充光谱的低谷, 最后将形成如图 4.12 所示的宽带、平坦的超连续谱。

2. 理论分析

首先, 对实验中获得的光谱演化过程作一定性说明和初步猜测。在 MF 的零色散点泵浦时, 脉冲的色散长度要远大于非线性长度, 在低功率泵浦 ($0.5 < P_0 < 2$ mW) 的情况下, SPM 效应起主导作用, 导致光谱在最初阶段的展宽是对称的; 然而当较高功率泵浦时, 因为 SPM 所致啁啾作用于脉冲, 即使较弱的色散效应也会引起脉冲的显著变形^[1,p75], 继而光谱将不再对称。在高阶色散 (尤其是三阶色散^[1,p78]) 以及脉冲内拉曼散射效应^[1,p83,p209]作用下, 光谱继而发生“分裂”现象。逐步增加泵浦功率, 更多的光谱成分在泵光的两侧生成, 使得光谱展宽。分析认为这些光谱成分可能是泵浦脉冲形成高阶孤子后发生衰变而产生的基态

孤子（位于泵光长波端）和相位匹配的色散波（位于泵光短波段）^[25]形成的。

我们利用上面介绍的数学模型（4.2.2）对超连续谱进行了模拟计算，计算中所用的高阶色散系数可以通过理论模拟得到，如表4.1所示。

表 4.1 MF 的高阶色散系数（单位 fs^n/nm ）

β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
0	6.7964e-05	-8.3959e-05	1.5484e-04	6.6933e-05

随泵浦功率的增加，光谱演化过程的模拟结果如图 4.14 所示。我们还模拟了在最大“相对功率” $P_0=68\text{ mW}$ 时的光谱，如图 4.15 所示。

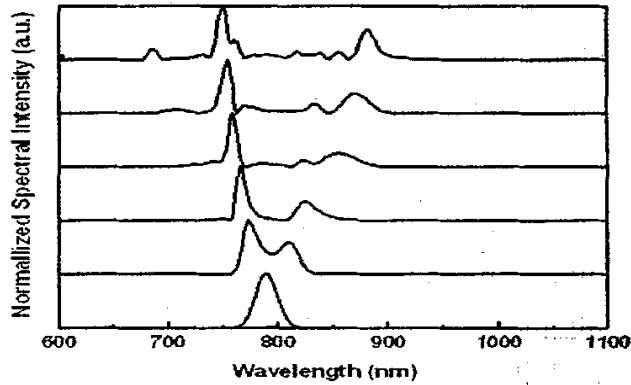


图 4.14 数值模拟 790 nm 处泵浦 MF 产生的超连续谱的演变过程

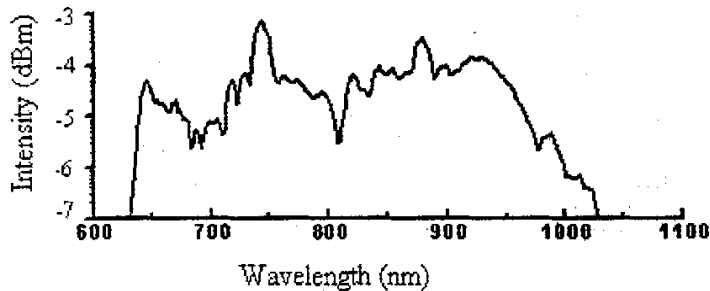


图 4.15 数值模拟 790 nm 处泵浦 MF 产生的超连续谱 ($P_0=68\text{ mW}$)

从图 4.14 可看出，模拟结果能够较好地反映出输出光谱演化的主要特点，谱宽、主峰与小峰的位置以及它们的变化与实验结果符合得较好；从图 4.15 可看出，在最大“相对功率” 68 mW 时超连续谱的理论模拟结果与实验基本符合。这说明我们选用的理论模型是合适的。然而，模拟结果和实测光谱存在一定的差

别,比如光谱的平坦度等。这些差别主要来源于计算中某些参数的不确定,比如:刚耦合进 MF 时脉冲的参数,因为在实验中我们无法对物镜后脉冲的实际宽度和啁啾进行测量,这使得计算中参数的选取偏离实验条件,从而造成模拟的差别。

4.3.3 在 MF 反常色散区泵浦的实验结果

为了与零色散波长泵浦所得到的超连续谱对比,我们还分别实验测量了泵浦波长为 800nm、820nm (位于 MF 的反常色散区) 时所得到的超连续谱。

图 4.16 示出在泵浦波长为 800 nm、 $P_0=62\text{mW}$ 时所获得的最宽超连续谱,其覆盖的波长范围为 570 nm~1100 nm,谱宽 530nm; 图 4.17 示出泵浦 820 nm、 $P_0=60\text{mW}$ 时所获得的最宽超连续谱,其覆盖的波长范围是 550 nm~1150 nm,宽达 600 nm。

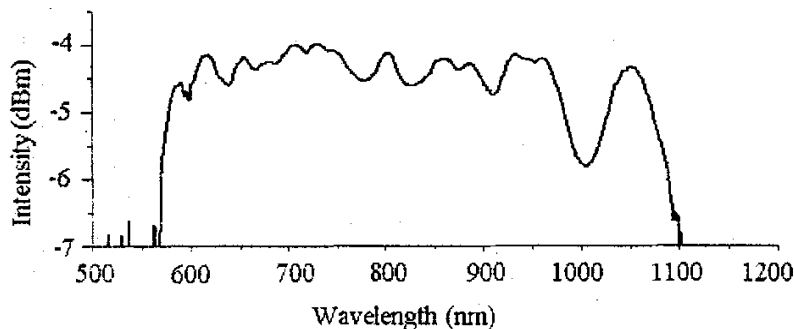


图4.16 800nm处泵浦获得的连续谱 ($P_0 = 62\text{mW}$)

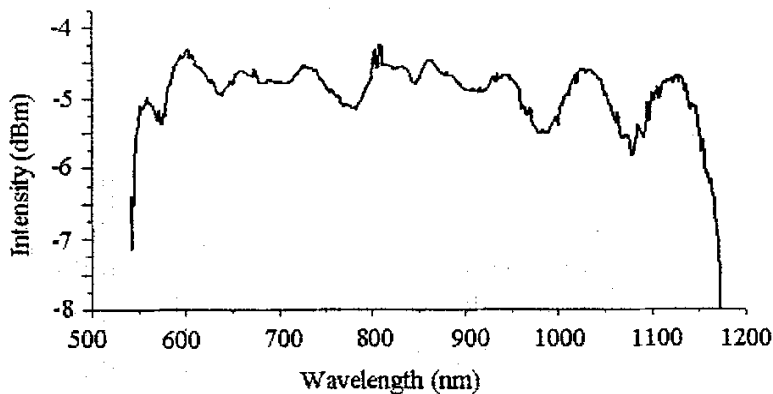


图4.17 820nm处泵浦获得的连续谱 ($P_0 = 60\text{mW}$)

实验还研究了脉冲中心波长分别在 800 nm 和 820 nm 处泵浦 MF 时超连续谱的演变情况, 分别在图 4.18 和图 4.19 中示出。

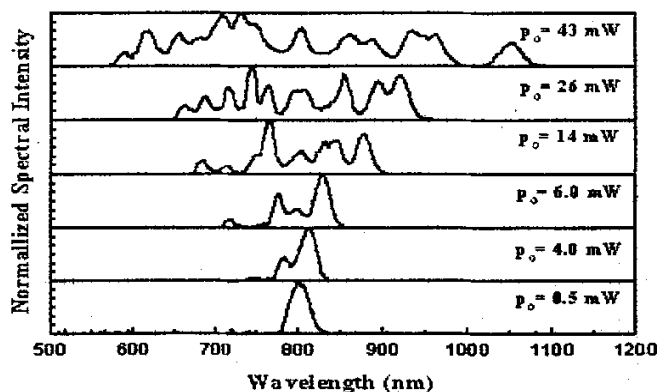


图 4.18 中心波长在 800nm 处的飞秒脉冲在不同功率下输出谱的演变

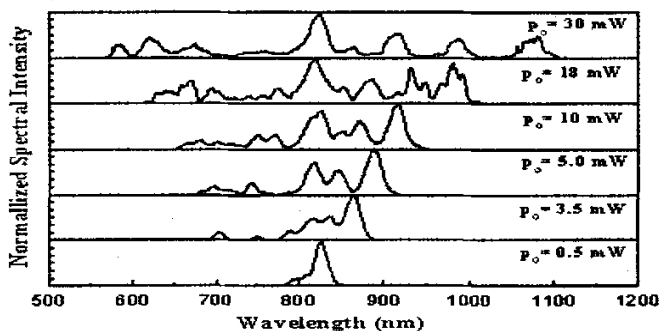


图 4.19 中心波长在 820 nm 处的飞秒脉冲在不同功率下输出谱的演变

可以看到,在反常色散区泵浦时,超连续谱的展宽过程与零色散波长泵浦时明显不同。首先,反常色散区泵浦时,在低泵浦功率(0.5~4.0 mW)的情况,泵光光谱发生分裂,而形成一“主峰”和一“小峰”,但是“主峰”在泵浦波长右侧,“小峰”在泵浦波长左侧,这和零色散波长处泵浦正好相反;其次,随着功率的增加,“主峰”红移而“小峰”蓝移,如图4.18中6 mW的光谱图以及图4.19中3.5~10 mW的光谱图所示;再次,同样的功率水平下,反常色散区泵浦在泵光两侧的谱峰数目比零色散波长泵浦的谱峰数目多,如图4.19中30 mW光谱图所示。

将图4.16、图4.17与图4.12作比较,可以发现:当泵光的波长位于MF的反常色散区内时,在同样的泵浦功率下,获得的连续谱宽度较泵光的波长位于零色散波长附近泵浦所获得的连续谱谱宽更宽;此外泵光在820nm处(离零色散波长较远处)获得的连续谱宽度比在800nm处(离零色散波长较近处)更宽。

实验中曾尝试将泵光波长调节到780 nm附近,处于MF的正常色散区泵浦,然而,当激光器运转在780 nm处时,非常容易出现失锁的现象,失锁后,脉冲的峰值功率骤降,无法达到产生超连续谱的功率水平,因此这项研究难以完成,这种遗憾可以从下一节的研究工作中得到一定程度的弥补。

4.3.4 结论

利用波长、功率可调的飞秒脉冲激光,研究了零色散波长处和反常色散区泵浦时,高非线性、低色散斜率的MF中飞秒脉冲的传输和超连续谱的演变过程。根据所得实验与模拟结果,分析了光纤的色散特性对超连续谱产生的影响。实验研究还发现:当泵光位于MF的反常色散区内时,在同样的泵浦功率下,获得的连续谱宽度较零色散波长泵浦的谱宽更大;此外泵光在820nm处(离零色散波长较远处)获得的连续谱宽度比在800nm处(离零色散波长较近处)更宽。

§ 4.4 在正常色散区泵浦高双折射MF产生超连续谱的研究

在前一节中,我们研究了在MF的零色散波长和反常色散区泵浦所获得的超连续谱产生的特点。但是,由于泵浦光源的输出波长为780 nm时锁模激光系统失锁,无法研究在正常色散区泵浦MF获得超连续谱的机制。本节中,我们通过采用一种零色散波长在845/855 nm的高双折射MF,调节激光器输出波长为800 nm及820 nm,即泵浦光脉冲的中心波长处于正常色散区,研究超连续谱的产生机制。

4.4.1 高双折射MF的结构参数与色散

实验所用的光纤为高双折射型MF,图4.20为该光纤的截面电镜图。其纤芯两个正交偏振轴的直径分别为3.0 μm 和2.5 μm ,相应的零色散波长分别为855 nm和845 nm。微结构包层中气孔的填充率超过89%,损耗系数 $\alpha=50$ dB/km,非线性系数 $\gamma=60$ $\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$,实验中使用的光纤长度为80 cm。

根据光纤端面结构参数,我们首先模拟了该高双折射MF的两个正交偏振轴的色散曲线,如图4.21所示。其中快轴的零色散波长位于845nm,而慢轴的色散零色散波长为853nm,模拟结果与厂家提供的数据符合的很好。

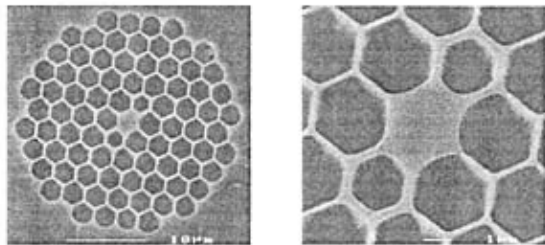


图 4.20 MF 截面微结构区域与纤芯的扫描电镜图

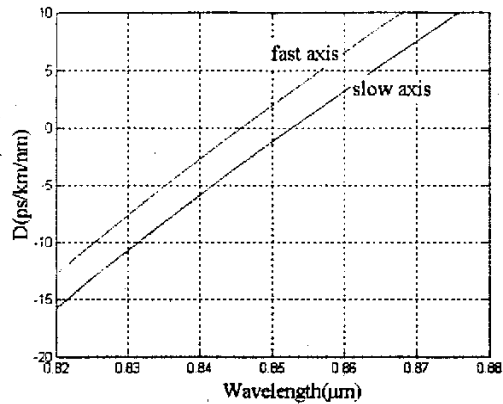


图4.21 模拟得到的高双折射MF两正交偏振轴的色散轮廓

4.4.2 实验结果与理论模拟

1. 实验结果

(1) 泵浦波长为820nm时光谱的演化过程

首先将泵浦脉冲的中心波长调至820nm，改变泵浦功率，记录MF输出端的输出光谱的演化，实验结果示于图4.22。

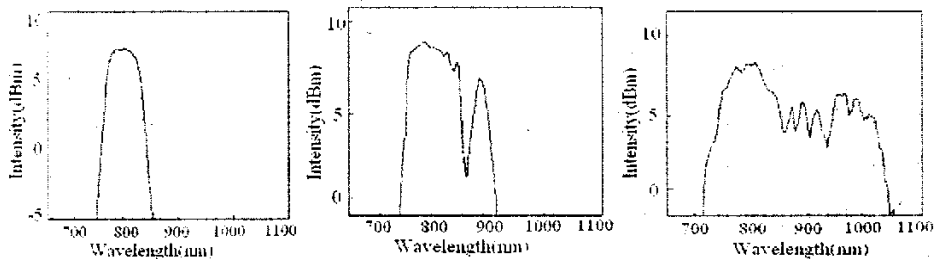


图4.22 泵浦波长为820 nm时光谱的演化过程

(a) $P_0=18\text{ mW}$ (b) $P_0=41.7\text{ mW}$ (c) $P_0=135\text{ mW}$

可以看到，在低泵浦功率下，光谱随功率的增加而展宽。图4.22 (a) 示出“相对功率”为18mW时光谱图，光谱的波长范围为753 nm~852 nm，光谱比较平坦。进一步加大泵浦功率，光谱继续扩展，在“相对功率”为41.7 mW时，长波方向上光谱分裂出一个小峰，如图4.22(b)所示，其光谱的波长范围为745 nm~910 nm。

继续增大功率，在长波方向上，新的光谱小峰将陆续分裂出来，并向长波方向移动。光谱的演变呈现3个明显特点：首先，由于光谱分裂发生在零色散波长范围（845/855nm），形成一个“光谱沟带”，图4.22 (c) 所示为最大“相对功率”为135 mW时所产生光谱，明显存在一个“光谱沟带”；其次，光谱的展宽是不对称的，向长波的扩展要比向短波的大；再次，从图中可以发现在反常色散区内有许多光谱小峰，使得光谱不平坦。在此泵浦功率下测量连续谱的范围在716

nm到1050 nm之间。

(2) 泵浦波长为820nm时获得的超连续谱

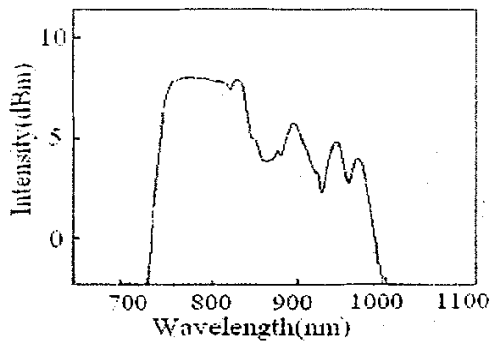


图4.23 泵光波长800nm处测量的超连续谱

为了对比泵浦脉冲中心波长对超连续谱特性的影响,我们将泵浦脉冲的中心波长调到800 nm,在“相对功率”为135 mW时得到的光谱如图4.23所示,测量超连续谱的范围在731 nm~994 nm之间。

与图4.22 (c) 相比,图4.23有两个明显特点:第一,在同样泵浦功率下,泵浦波长800 nm产生的超连续谱谱宽较窄;第二,图4.23中超连续谱在正常色散区内的部分光谱较图4.22 (c) 中的平坦一些。分析认为:800nm的泵浦脉冲更加远离光纤零色散点(或者说更深入正常色散区内),在初始阶段需要更大的泵浦功率来使得光谱展宽到反常色散区内,随后才会发生光谱小峰分裂的现象,因此,在同样的泵浦功率下,深入正常色散区内泵浦的谱宽要小;同样的原因,由于正常色散区内SPM对光谱的展宽起主要作用,所以深入正常色散区内泵浦,在正常色散区内能获得更平坦的光谱。

2. 理论模拟

为了从理论上分析泵浦光脉冲的中心波长处于 MF 的正常色散区时高双折射 MF 产生超连续谱的特性,我们利用对称分步傅立叶法分别模拟了光谱演化过程。在模拟过程中我们发现取慢轴的色散参数能够较好的反映实验光谱的演变,其色散系数(820nm处)示于表4.2。

表 4.2 MF 的高阶色散系数 (单位 fs^n/nm)

β_2	β_3	β_4	β_5	β_6
1.0113e-05	5.7315e-05	-5.4357e-05	4.3241e-05	1.2386e-04

在泵浦光脉冲的中心波长为 820nm 时, 取相对泵浦功率 P_0 为 18 mW、41.7 mW 和 135 mW, 模拟计算了的光谱的演化, 模拟结果示于图 4.24 中。

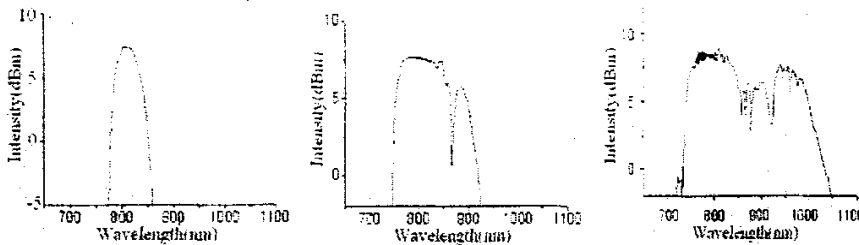


图4.24 泵浦波长为820 nm时光谱的演化过程的理论模拟结果

(a) $P_0=18\text{ mW}$ (b) $P_0=41.7\text{ mW}$ (c) $P_0=135\text{ mW}$

对比实验获得的光谱演化情况(见图 4.22)可以看到, 理论模拟与实测光谱的演化过程符合得较好, 只在一些光谱细节上有些差异。这些差异主要来源于两个不确定量: 首先, 脉冲的实际参数, 如脉冲在耦合入纤芯内时, 受到物镜的影响而引起脉冲宽度的变化, 在模拟中, 我们取脉冲的半极大宽度为 200 fs; 其次, 线偏振光实际耦合入光纤后以及在传播过程中的偏振方向是不确定的, 实验缺少半波片这一关键元件, 因此无法调节线偏光的偏振方向, 给模拟带来困难。

4.4.3 结论

本节中, 我们研究了在正常色散区内利用飞秒脉冲泵浦高双折射MF中超连续谱的产生特点, 并给予了理论模拟, 模拟结果能够较好地反映出实验中光谱的演变情况。分析认为: 在正常色散区内泵浦MF, 在低功率下, SPM起关键作用, 因此位于正常色散区内的光谱较平坦; 而当光谱展览到一定程度, 进入反常色散区内后, 在拉曼效应和反常色散的作用下, 光谱分裂出红移的“小峰”, 随着泵浦功率的增大, 光谱在反常色散区内有效展览。此外实验还发现, 泵浦波长越深入正常色散区, 得到的超连续谱的宽度越小, 但是其在正常色散区内的部分光谱却更平坦。

§4.5 多芯微结构光纤产生超连续谱的研究

为了研究和实用的目的, 一些研究人员尝试将MF设计成多芯结构, 其中每个纤芯具有不同的色散特性, 因此每个纤芯产生的超连续谱也不相同, 在实验研究和实际使用中, 可以通过调节超短脉冲进入不同纤芯, 产生希望得到的超连续谱。在本节中, 我们利用多芯MF进行了产生超连续谱的研究。

4.5.1 无序多芯MF的结构参数与色散

实验中使用的为一种无序多芯MF, 该光纤由燕山大学红外光纤与传感研究所研制。光纤的端面如图4.25 (a) 所示, 为多单元结构, 在每个单元中含有数个大小不同的纤芯, 如图4.25 (b) 所示, 其中白色的准圆形点为纤芯, 而黑色

的准圆形点为空气孔；单元内气孔的直径为 $0.4\text{ }\mu\text{m}\sim 2.0\text{ }\mu\text{m}$ ，个别大气孔直径在 $3\text{ }\mu\text{m}$ 左右；实芯的直径在 $0.6\text{ }\mu\text{m}\sim 1.5\text{ }\mu\text{m}$ 之间。虽然在包层中的气孔排列不规则，沿径向上却保持一致。因为气孔的占空比高且纤芯面积小，故纤芯的非线性系数非常大，实验中光纤长度为 19 cm 。

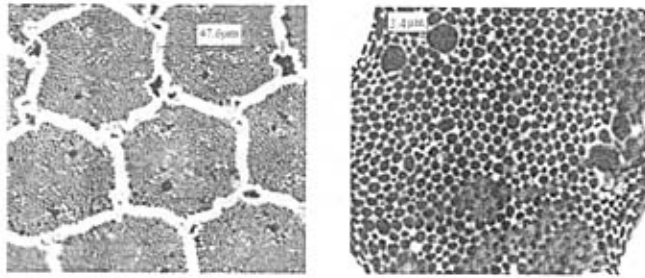


图4.25 多芯MF的端面示意图

(a) MF中央部分示意图； (b) 其中一个单元的示意图

由于MF的色散特性在超连续谱形成的过程中起着重要作用，在此，我们对多芯光纤的色散特性进行模拟，示于图4.26。从模拟结果，我们发现该多芯MF的色散有两个主要特点：(1) 当芯径小于 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 时，存在两个零色散点。(2) 芯径越大，两个零色散点的间隔（或反常色散区）越大，色散曲线越平坦；反之，两个零色散点的间隔（或）越小，色散曲线越陡。

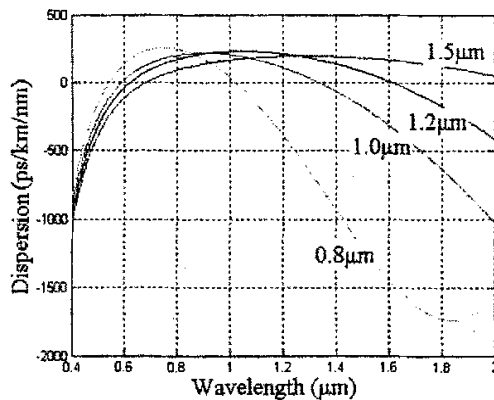


图4.26 多芯MF中不同直径纤芯的色散图

在实验中，通过精密地调节光纤端面的横向位置，将飞秒激光耦合入不同纤芯中，可以产生性能各异的超连续谱，比如宽带连续谱、强反斯托克斯谱。下面我们依据产生光谱的特点，进行分类描述。

4.5.2 宽带连续谱的实验结果和分析

1. 实验结果

图4.27显示了其中四个纤芯 ($\varphi_1 \sim \varphi_4$) 的光谱, 记录的输出光斑置于相应光谱图的右上角。

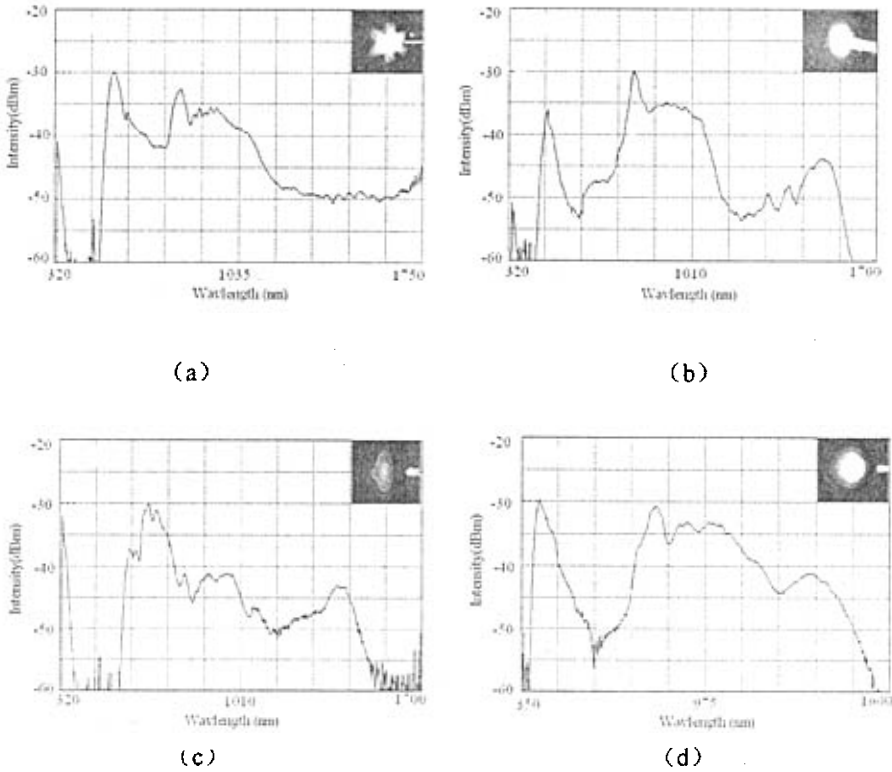


图 4.27 在四个纤芯中产生的连续谱及光斑图

表 4.3 在四个纤芯中产生的超连续光谱特性

纤芯	光谱图	20dB 带宽(nm)	输出功率(mW)	“表征颜色”
φ_1	(a)	1260	143	黄绿色
φ_2	(b)	1104	46	兰色
φ_3	(c)	1007	110	红色
φ_4	(d)	1215	90	紫色

表 4.3 总结了四个纤芯对应的光谱图的带宽和输出功率以及表征颜色、可以看出它们各具特点。从图 4.27 可以看出, 四个纤芯内产生的超连续谱存在明显差异, 尤其在可见光区, 因此光谱的“表征颜色”各异, 最终光斑具有不同颜色。图 4.27(a)中光谱的峰值为 552 nm, 因而光斑颜色为黄绿光; 同理, 图 4.27(b)~(d)中在可见光区的光谱峰值分别位于 470 nm、660 nm 和 410 nm, 因此光斑

颜色分别为兰色、红色和紫色。分析认为“表征颜色”的差异与四个纤芯的色散曲线有关, 尽管泵浦波长一样, 但各个纤芯的色散不同, 因此产生连续谱时相位匹配条件不同, 这使得在可见光区产生的光谱成分也各异, 从而表现出不同颜色。

在实验中, 纤芯 ϕ_1 产生的连续光谱最宽 (对应于图 4.27 (a)), 其 20 dB 带宽至少为 1260 nm (从 490 nm 到 1750 nm), 而在长波一端, 超连续谱超出光谱仪的测量范围而无法测量; 实验测得该连续谱的“相对功率”为 143 mW, 而透镜之前的泵光功率为 340 mW, 因此耦合效率为 42%。需要指出的是, 在实验中, 在所有纤芯产生的超连续谱中, 纤芯 ϕ_1 所产生超连续谱的功率最高, 从一方面说明纤芯 ϕ_1 的尺寸比较大, 才能耦合入较多的泵浦功率。与文献[26]中利用无序结构产生的连续光谱相比, 我们所获得的连续谱的平坦度与光谱的连续性更好, 获得连续谱的功率也有较大提高。

2. 实验分析讨论

在实验中, 我们从“相对功率”推论得到纤芯 ϕ_1 对应一个较大的尺寸, 结合无序多芯光纤本身的结构, 我们认为纤芯 ϕ_1 的直径在 1.5 μm 附近。分析认为在纤芯 ϕ_1 中能够获得宽带连续谱它本身的色散特性是紧密相关的, 从图 4.26 中我们注意到当芯径在 1.5 μm 附近时, 反常色散区的色散轮廓在两个零色散波长之间十分平坦, 而据已有文献[15]的研究认为: 平坦的色散曲线有利于连续谱的展宽; 另外由于两个零色散点限定的反常色散区较宽, 因此孤子自频移的范围比较大, 这样在反常色散区内泵浦产生的孤子红移得更远, 所以能够在长波方向上有效地拓展。

3. 结论

使用超快 Ti:sapphire 激光器泵浦该无序多芯 MF 的不同纤芯而获得一组不同波段的超连续光谱, 其中最宽光谱的 20 dB 带宽至少为 1260 nm。从实验上验证了仅利用一根多芯微结构光纤来获得多样光谱的可行性, 具有一定的应用价值。

4.5.3 强反 Stokes 波的实验结果与分析

除了获得宽带连续谱外, 我们还在多芯光纤的纤芯 ϕ_5 内获得了强反 stokes 波。在测得的输出光谱中, 强反 stokes 波的峰值高度为泵光处光谱的 2.86 倍。本实验详细地记录了光谱随输入功率的演变情况, 并给予了理论分析。

1. 实验结果

实验首先测量了入射飞秒激光的原始输出光谱, 如图 4.28 (a) 所示, 可以看到, 其中心波长为 803 nm, 峰值半极大宽度 (FWHM) 约 30 nm。

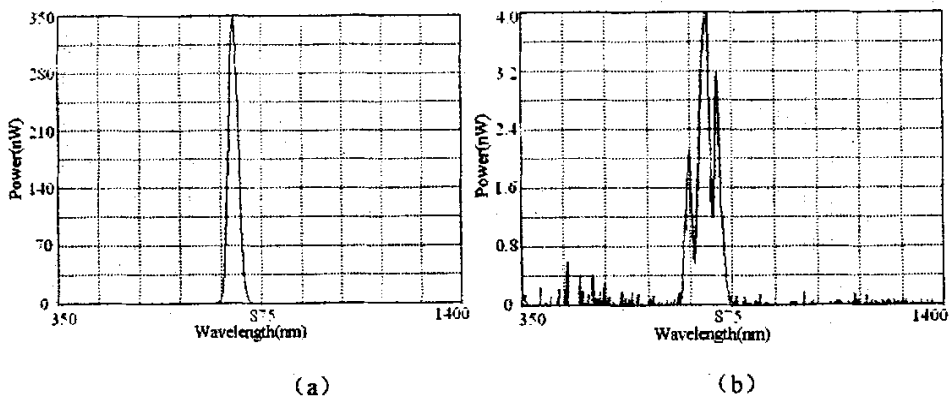
实验调节光衰减器使飞秒激光的入纤功率从零开始缓慢增加至37 mW, 飞秒激光的原始光谱呈现先展宽然后分裂, 继而在泵光的短波段和长波段出现更多的光谱成分, 最后形成特征鲜明的超连续谱, 图4.28记录了输出光谱的演化过程。

图4.28 (b) 为输入功率为2 mW时的输出光谱, 与泵光的原始光谱 (图4.28 (a)) 比较, 原始光谱不但被展宽, 而且在中心波长的两侧出现两个光谱尖峰 (在下文中将该谱带称为C带)。图4.28 (c) 示出泵浦功率增加到5 mW时的输出光谱, 可以发现C带进一步展宽、光谱尖峰数目增加, 而在中心波长为551 nm处, 出现一个新的光谱尖峰 (下文称其为谱峰A), 其FWHM约为15 nm。

图4.28 (d) 为输入功率达到9 mW时的输出光谱, 可以观测到C带进一步展宽, 谱峰A的强度增高, 中心波长蓝移至539 nm; 此时在波长1038 nm~1142 nm 范围内新出现一个光谱弱带B。另外, 我们发现在此功率水平下, 在C带与谱峰A的之间的范围以及C带与弱带B之间的范围内存在一个光谱带隙, 在带隙内几乎没有填充光谱成分, 为了便于下文的说明, 将它们分别标记为GapA和GapB。

图4.28 (e) 为输入功率为16 mW时的光谱图, 此时谱峰A的峰值高度已超过抽运光, 其中心波长蓝移至534 nm, FWHM约为16 nm; 而长波方向的光谱弱带B扩展到1250 nm。进一步增大抽运光功率, C带的高度快速下降, 光谱A的高度急剧升高、宽度增大, 中心波长基本稳定在534 nm; GapA和GapB内被新产生的频率成分填充, 形成超连续谱。

图4.28 (f) 所示输入功率为37 mW时光谱图, 谱峰A的FWHM为44 nm, 峰值高度与抽运光峰值高度的比值为2.86, 远远超过其它光谱成分的峰值高度; GapA和GapB高度增加, 输出光谱演变为超连续谱。实验还测量了此时的输出光斑, 如图4.28 (f) 右上角, 从光斑看, 在输出模式中基模占主要成分。



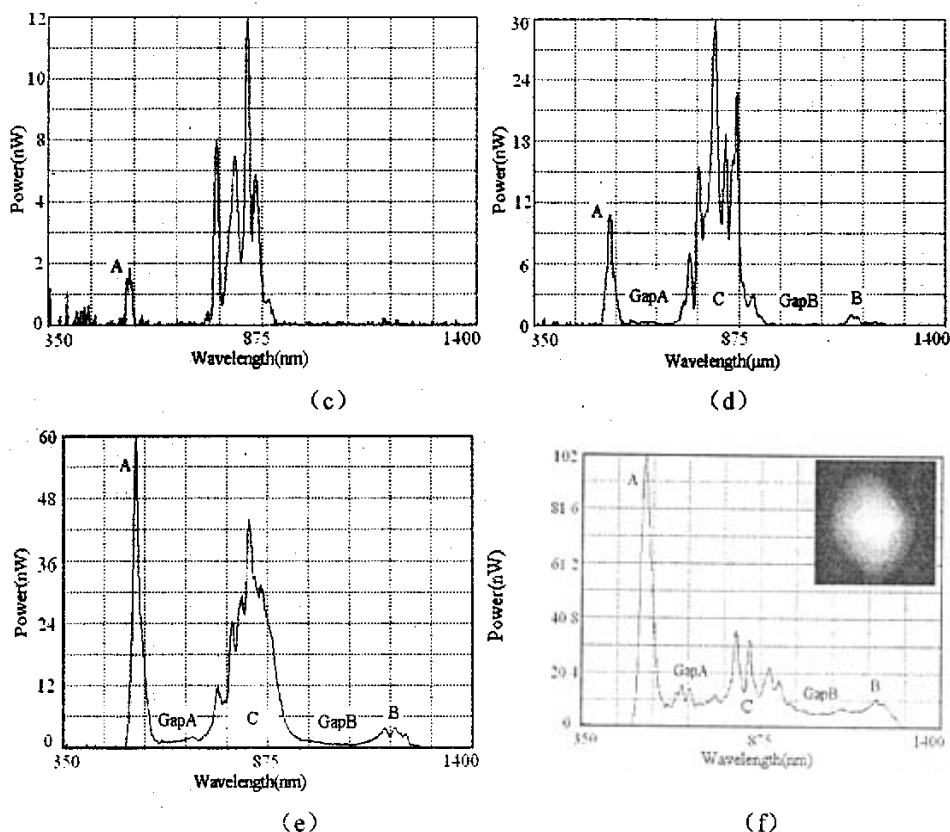


图 4.28 高效反 Stokes 波的光谱演化; (a) 初始脉冲, (b) 2mW, (c) 5mW, (d) 9mW, (e) 16mW, (f) 37mW

2. 结果分析

从光谱的演变可以发现, 泵光光谱发生先展宽后分裂的现象, 这一现象在文献[12]中被认为是自相位调制和色散联合作用的结果。随后, C 带的光谱能量被高效地转化到谱峰 A 中, 我们将对产生这一物理现象的主导机制进行了探讨。

最近, Hilligsøe 证实了在含有两个零色散点的微结构光纤中, 如果两个零色散点的间隔窄, 孤子效应受到抑制, 自相位调制和四波混频 (FWM) 将对连续谱的形成起主导作用^[21], 这一研究给予了我们启发。以下将从理论上讨论四波混频效应对连续谱演变的影响。

在微结构光纤中, 四波混频中相位失配量 $\Delta\beta$ 与增益系数 g 的表达式为^[27]:

$$\Delta\beta = 2 \left[\Omega^2 \frac{\beta_2}{2!} + \Omega^4 \frac{\beta_4}{4!} + \Omega^6 \frac{\beta_6}{6!} + \Omega^8 \frac{\beta_8}{8!} + \gamma(1 - f_R)I_P \right] \quad (2)$$

$$g = \left\{ \left[(1 - f_R)I_P \right]^2 - (\Delta\beta/2)^2 \right\}^{1/2} \quad (3)$$

其中: $\Omega = \omega_p - \omega_s = \omega_{as} - \omega_p$; β_n 为高阶色散常数; γ 为有效非线性系数, f_R 为延时拉曼响应因子, I_p 为泵浦光的峰值功率。

从公式 (1) (2) 看出, 当 $\Delta\beta = 0$ (完全相位匹配) 时, 两个抽运光子转变为一个 Stokes 光子和一个反 Stokes 光子, 即 $2\omega_p = \omega_s + \omega_{as}$, 此时四波混频的增益系数 g 最大; 而当 $\Delta\beta \neq 0$ (不完全相位匹配) 时, g 减小, 相位失配量越大, g 越小。

当泵光由于自相位调制的作用发生初始展宽后, 光谱内的任意频率成分都可能发生四波混频参量过程, 因此, 如果通过数值模拟, 计算出在某一直径纤芯内, 谱带 A 处恰好对应于展宽后的泵光 (C 带) 发生四波混频后产生的反 Stokes 波, 则可以验证实验。

在理论计算中, 我们根据实际纤芯的范围 ($0.6 \mu\text{m} \sim 1.5 \mu\text{m}$), 每隔 $0.2 \mu\text{m}$ 进行一次取值, 来计算合乎相位匹配条件的纤芯。计算结果表明, 纤芯的尺寸在 $0.84 \mu\text{m}$ 附近时满足泵光可以有效转化到谱峰 A 内。图 4.29 为计算芯径为 $0.84 \mu\text{m}$ 时得到的相位匹配图, 对应泵浦峰值功率为 2526 W 。从图中可以看出, C 带 (图中红色曲线所对应的泵光范围) 光谱成分作为泵浦波产生两对相位匹配波长, 在此称第一对为 S1 和 AS1、第二对为 S2 和 AS2, 并在图中对应位置标出。

计算表明, AS1 所对应的波长范围恰好与实验中谱峰 A 的光谱范围一致, 因此泵光光谱成分将有效地转换到谱峰 A 中。而第二对相位匹配波 S2 和 AS2 的波长范围在 $0.73 \mu\text{m}$ 到 $0.92 \mu\text{m}$ 之间, 主要成分还是落在 C 带附近, 因此仍然会参予四波混频作用, 将能量转换到第一对相位匹配波中。

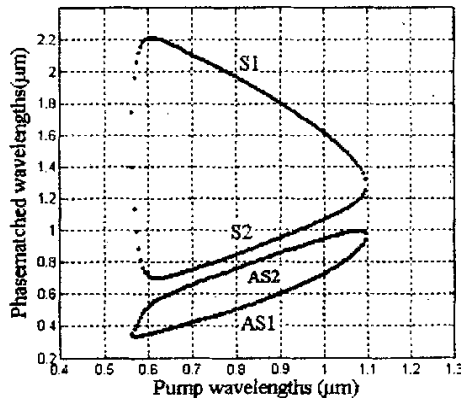


图 4.29 $0.84 \mu\text{m}$ 纤芯在泵浦脉冲最大峰值功率下的相位匹配图

实验中没有测量到谱峰 A 所对应的 Stokes 波, 类似的实验现象分别在文献 [21,28] 中被报导过。分析认为这是由微结构光纤的损耗特性造成的, 一方面由于

在 $1.4\ \mu\text{m}$ 附近存在一个大的吸收峰, 吸收损耗大; 另一方面芯径越小, 泄漏损耗越大。我们实验使用的光纤的纤芯尺寸比上述文献中的更小, 因此其损耗比上述文献中光纤的损耗还要大, 产生的 stokes 波落在了微结构光纤的高损耗区内, 被辐射损耗掉。在实验中观测到光纤侧面上有大量光逸出, 表明了光纤的损耗很大。

3. 结论

对 MF 中高效反 stokes 波产生这一现象进行了实验和理论的研究。实验使用锁模 Ti:sapphire 激光器, 将飞秒脉冲 ($160\ \text{fs}$, $803\ \text{nm}$, $82\ \text{MHz}$) 耦合入一段 $19\ \text{cm}$ 长的无序多芯微结构光纤内, 在某一纤芯 φ_s 内获得了高效的反 stokes 波, 在输出光谱中, 反 stokes 波的峰值高度是抽运光峰值高度的 2.86 倍; 同时, 对实验现象进行了理论解释。分析认为, 相位匹配的 FWM 是产生这一现象的主导机制。计算表明纤芯的尺寸约为 $0.84\ \mu\text{m}$ 。

本章小结

本章对微结构光纤产生超连续谱进行了实验研究和理论模拟，主要内容包

括：

1. 概括归纳了 MF 产生超连续谱的优点、MF 产生超连续谱的理论研究进展以及实验研究进展。

2. 介绍了我们用 MF 产生超连续谱的实验装置以及模拟超连续谱产生的理论模型。

3. 研究了脉冲中心波长在 MF 零色散波长和反常色散区泵浦时，超连续谱的产生特点。当泵光位于 MF 的反常色散区内时，在同样的泵浦功率下，获得的连续谱宽度较零色散波长泵浦的谱宽更大；此外泵光在 820nm 处（离零色散波长较远处）获得的连续谱宽度比在 800nm 处（离零色散波长较近处）更宽。

4. 研究了在正常色散区内利用飞秒脉冲泵浦高双折射 MF 中超连续谱产生的特点。在正常色散区内泵浦 MF，在初始阶段 SPM 起关键作用，当光谱展宽到一定程度，进入反常色散区内后，在拉曼效应和反常色散的联合作用下，光谱随着功率的增大，而分裂出红移的“小峰”，因此使得光谱在反常色散区内有效展宽。此外，泵浦波长越深入正常色散区，得到的超连续谱的宽度越小，但是其在正常色散区内的部分却更平坦。

5. 研究了无序多芯 MF 中产生的超连续谱以及强反 stokes 波。实验中获得的最宽连续谱的 20 dB 带宽超过 1260 nm；实验还获得了强反 stokes 波的产生，并对这一现象给予了理论解释。

参考文献

- [1] G. P. Agrawal 著，贾东方等译，非线性光纤光学原理及应用，电子工业出版社，北京，2002，第一版。
- [2] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hansch, Optical frequency metrology, *Nature*, 2002, 416: 233-237
- [3] D. Huang, E.A.Swanson, C. P. Lin, J.S.Schuman, W.G.Stinson, W.Chang, M.R.Hee, T.Flotte, K.Gregory, C. A. Puliafito, and J.G.Fujimoto, Optical coherence tomography, *SCIENCE* 1991, 254, 1178-1181.
- [4] I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, et al., Ultrahigh-resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber, *Opt. Lett.* 2001, 26: 608-610
- [5] Y. M. Wang, Y. H. Zhao, J. S. Nelson, Z. P. Chen, and R.S. Windeler, Ultrahigh-resolution optical coherence tomography by broadband continuum generation from a photonic crystal fiber,

Opt. Lett. 2003, **28**, 182-184.

[6] R. Holzwarth, M. Zimmermann, T. Udem, T. W. Hänsch, P. Russbüdt, K. Gäbel, R. Poprawe, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. S. Russell, White-light frequency comb generation with a diode-pumped Cr:LiSAF laser, Opt. Lett. 2001, **26**, 1376-1378.

[7] R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. S. Russell, Optical frequency synthesizer for precision spectroscopy, Physical Review Letters, 2001, **85**, 2261-2264.

[8] S. O. Konorov and A. M. Zheltikov, Frequency conversion of subnanjoule femtosecond laser pulses in a microstructure fiber for photochromism initiation, Opt. Express 2003, **11**: 2440-2445

[9] H. Takara et al., More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing, Electron Lett., 2000, **36**:2089-2090

[10] J. H. Lee, W. Belardi, K. Furusawa, and D. J. Richardson, Four-wave mixing based 10-Gb/s tunable wavelength conversion using a holey fiber with a high SBS threshold. IEEE Photonics Technology Letters, 2003, **15**:440-442.

[11] K.S. Abedin and F. Kubota, A 10-GHz, 1-ps Regeneratively Modelocked Fibre Laser Incorporating a Highly Nonlinear and Dispersive Photonic Crystal Fibre for Intracavity Nonlinear Pulse Compression, IEE Electronics Letters, 2004, **40**:58-59.

[12] J. K. Randa, R. S. Windeler, A. J. Stentz, et al., Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm, Opt. Lett., 2000, **25**:25-27

[13] A. L. Gaeta, et al., Nonlinear propagation and continuum generation in microstructured optical fibers, Opt. Lett., 2002, **27**: 924-926.

[14] S Coen, A. Chau, R. Leonhardt, et al., Supercontinuum generation by stimulated Raman scattering and parametric four-wave mixing in photonic crystal fibers, J. Opt. Soc. Am. B 2002, **19**: 753-764

[15] K. M. Hilligsoe, and H. N. Paulsen, Initial steps of supercontinuum generation in photonic crystal fiber, J. Opt. Am. B, 2003, **20**(9):1887-1893.

[16] A. Ortigosa-Blanch, J C Knight, P St J Russell, et al., Pulse breaking and supercontinuum generation with 200fs pump pulses in photonic crystal fibers. J. Opt. Soc. Am. B, 2002, **19** (11): 2567-2572.

[17] P. Petropoulos, V. Finazzi, D. J. Richardson, T. M. Monro, Highly nonlinear and anomalously dispersive lead silicate glass holey fibers, Optics Express, 2003, **11**: 3568-3573.

[18] V. V. Ravi Kanth Kumar, A K George, W H Reeves, Extruded soft glass photonic crystal fiber for ultrabroad supercontinuum generation. Opt. Express, 2002, **10** (25): 1520-1525.

[19] P. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy, C. Froehly, and P. Nérin, White-light supercontinuum generation in normally dispersive

optical fiber using original multi-wavelength pumping system, *Opt. Express* 2004, **12**, 4366-4371.

[20] G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen, and M. Kaivola, Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers, *Opt. Express* 2004, **12**, 3471-3480.

[21] K. M. Hilligsoe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen, C. K. Nielsen, K. Mølmer, S. Keiding, and J. J. Larsen, Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths, *Opt. Express* 2004, **12**, 1045-1054.

[22] www.crystal-fibre.com

[23] <http://www.crystal-fibre.com/support/Supercontinuum%20-%20General.pdf>

[24] S. C. Buchter, M. Kaivola, H. Ludvigsen, and K. P. Hansen, Miniature supercontinuum laser sources, Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO, (San Francisco, CA, 2004).

[25] G. Genty, M. Lehtonen, and H. Ludvigsen, Spectral broadening of femtosecond pulses into continuum radiation in microstructured fibers, *Optics express* 2002, **10**, 1083-1097.

[26] Y Zhang, Yi Zheng, Xiaojun Huang, Yanyong Wang, Li Wang, Kainan Zhou, Xiaodong Wang, Yi Guo, Zhiyun Hou, Guangzhong Xing, Jianquan Yao, et al., Supercontinuum generation with 15-fs pump pulses in microstructured fiber with combination core and random cladding, *Chin. Opt. Lett.*, 2004, **2**, 122-124.

[27] N. I. Nikolov, O. Bang, et al., Improving efficiency of supercontinuum generation in photonic crystal fibers by direct degenerate four-wave mixing, *J. Opt. Soc. Am. B* 2003, **20**, 2329-2335.

[28] D. A. Akimov, E. E. Serebryannikov, and A. M. Zheltikov, Efficient anti-Stokes generation through phase-matched four-wave mixing in higher order modes of a microstructure fiber, *Opt. Lett.*, 2003, **28**, 1948-1950.

第五章 掺 Yb^{3+} 双包层微结构光纤光源的研究

本章我们对F-P腔结构的微结构光纤激光器(MFL)和微结构光纤(MF)超荧光光源进行了实验研究。§5.1 简单介绍了大模面积(LMA)掺 Yb^{3+} 双包层MFL的特点和国内外研究工作的进展; §5.2 探讨了掺 Yb^{3+} 双包层MFL的实验系统设计; §5.3 对LMA掺 Yb^{3+} 双包层MFL进行了实验研究; §5.4 实验研究了MF弯曲半径对LMA掺 Yb^{3+} 双包层MFL的模式的影响; §5.5 对LMA掺 Yb^{3+} 双包层MF超荧光光源进行了实验研究。

§ 5.1 LMA掺 Yb^{3+} 双包层MFL简介

5.1.1 LMA 掺 Yb^{3+} 双包层 MFL 的特点

在MF问世之前,常规光纤激光器多数通过增加光纤掺杂浓度、采用包层泵浦方式提高泵光吸收率来获得高功率,并通过控制纤芯直径使激光器运转在单横模状态来获得高光束质量。然而为了维持单横模激光运转,光纤纤芯的几何尺寸非常小;由于集中于纤芯中央的传统光传导方式,大功率器件会伴随着各种非线性效应的干扰^[1]。另外,常规的双包层石英光纤内包层的数值孔径很难有效地提高。这些不利因素均构成了阻碍常规双包层光纤激光器输出功率进一步提高的瓶颈。

九十年代末,包层泵浦掺稀土离子 MFL 技术的发展,为实现更高功率、更高光束质量的光纤激光器提供了一个更加有效和灵活的方法。这是因为MF具有常规光纤所不具有的特点:

- (1) 宽带单模特性^[2],即在近紫外至近红外的宽波段内维持单横模的传输能力。
- (2) LMA 特性^[3,4],即将MF纤芯的尺寸可做到很大,使模场面积比常规单模光纤提高几个量级,从而减小纤芯内的非线性效应;纤芯尺寸大的另外一个优点是在有源掺杂时可以提高泵光的吸收系数,目前掺 Yb^{3+} MF已经实现高达30 dB/m的泵光吸收系数^[5],因此在研制成激光器时,可以有效缩短增益光纤的长度。
- (3) 设计十分灵活,其“空气孔/石英”包层结构具有如下优点:首先,内包层的数值孔径可有效地增大,这将大大提高器件的耦合效率^[6];其次,由于包层由单一材料构成,因此具有更良好的热稳定性和可靠性^[6];最后,由于气孔包层对光的散射作用,使得光在光纤内传输时,大部分穿越纤芯,因此不必要进行偏芯设计^[6]。

正是由于MF具有如此优越的光学特性,MFL的发展也一日千里,在短短几年内,其输出功率已经达到了常规光纤激光器的水平,下面介绍该领域内的最新研究概况。

5.1.2 MFL 的研究概况

2000 年,英国的 Wadsworth 等人用 Ti: sapphire 激光器(波长 970 nm)泵浦一段 81 mm 长的掺 Yb^{3+} MF, 在输入功率为 330 mW 时得到了波长在 1040 nm 功率为 14 mW 的激光输出, 标志了第一台 MFL 问世^[7]。虽然该激光器各方面性能不是很理想, 但它迈出了 MFL 的迅速发展重要的第一步。

1. 国外的研究概况

(1) MFL 的最新进展

早期的 MFL 由于 MF 的制作工艺限制, 激光的输出功率和转换效率普遍较低, 最大输出功率为瓦量级^[8-11]。2003 年, Crystal-Fibre 公司成功研发出性能优良的 LMA 掺 Yb^{3+} 双包层 MF (图 5.1), 它的纤芯横截面呈三角形, 芯径为 28 μm , 模场面积为 350 μm^2 ; 内包层直径为 150 μm , 其数值孔径为 0.55; 外包层直径为 450 μm 。这种光纤对泵光的吸收系数为 9.6 dB/m。以 2.3 m 这种光纤为增益介质, J.Limpert 等人获得了连续光 80 W、单横模运转的光纤激光器^[12]。随后, 他们又获得连续光 260 W 的单模输出^[13], 实验中没有出现热损伤。他们的理论模拟^[14]表明这种光纤可以运转在数千瓦功率水平而不会出现热损伤问题。这标志着微结构双包层光纤激光器已经达到并正在超越普通双包层光纤激光器的水平。

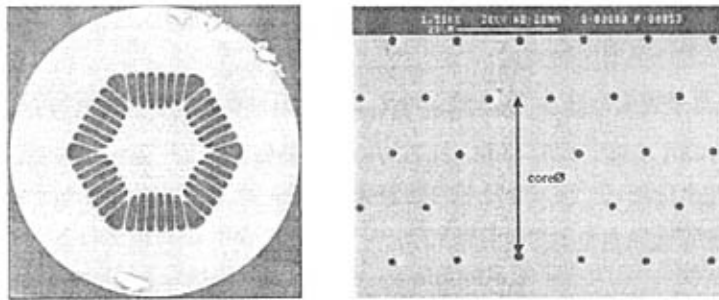


图 5.1 (a) LMA 掺镱双包层 MF 端面图; (b) 中间纤芯部分

2005 年初, J. Limpert 等人又研发出一种新型的棒状掺 Yb^{3+} MF^[5], 它的端面结构示于图 5.2, 光纤的纤芯横截面呈六角形, 芯径为 35 μm ; 内包层横截面也呈六角形, 直径为 117 μm ; 数值孔径为 0.6; 外包层由纯玻璃构成, 因此具有良好的热稳定性, 其直径为 1.7 mm, 更便于操作。这种光纤对泵光的吸收系数高达 30 dB/m, 实验中仅使用 48 cm 长度的这种光纤, 在泵光为 165 W 时, 获得了高达 120 W 的激光输出, 斜率效率为 74%, 中心波长位于 1035 nm。

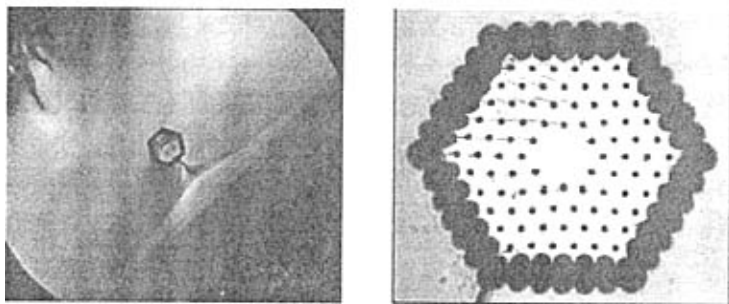


图 5.2 (a) 棒状掺铒微结构光纤的端面图；(b) 中央部分图

(2) MFL 的实用化研究

常规光纤激光器功率瓶颈的突破，除了包层泵浦技术以外，还有另外两个关键技术，即泵浦耦合技术（如侧泵技术）与高性能谐振腔（由光纤光栅对构成）。目前探索的泵浦耦合技术，主要有侧面泵浦技术和Taper耦合技术。这两种耦合方式都具有很高的耦合效率，MF能否像常规光纤一样，研制出侧面泵浦技术和Taper耦合技术呢？

2004年，丹麦的J. J. Larsen等人对MF的侧面泵浦技术^[15]以及光纤激光器性能进行了研究。首先剥离部分光纤外包层，然后利用熔接机（或CO₂激光器）将这一部分局部加热，使包层内气孔塌陷，直到气孔完全消失；而后用另外一根20度角抛光端面的光纤置于气孔塌陷处，如图5.3所示。他们利用这一方法，实现了超过90%的耦合效率，激光器的斜率效率也高达81%。

同一年，K. P. Hansen和J. Limpert等人研究了MF的Taper耦合技术^[6]，并取得突破性进展，其耦合原理如图5.4所示，通过拉锥技术将微结构光纤拉制成Taper光纤，其两端分别与泵浦LD尾纤和掺稀土光纤实现模式匹配，然后直接焊接起来，实现功率的最大化耦合。采用这种方法，耦合效率高达94%，在200 W泵浦功率下Taper微结构光纤与LD尾纤的焊点可正常工作。



图5.3 侧面泵浦技术

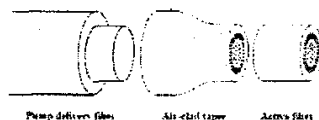


图5.4 Taper耦合技术

目前在MF内写入Bragg光栅的技术获得进展，Hansen等人在利用Taper MF实现高效耦合后，又对MF的光学谐振腔做了巨大的改进，突破了原先只能使用二色镜构

成谐振腔的限制,图5.5(a)所示为他们设计的光纤光栅与掺 Yb^{3+} MF高效组合器件。基于此,他们又进一步研制了全光纤MFL组件^[6],结构如图5.5(b)所示。其中Bragg光栅对分别写制在两段高掺锗MF上,而后焊接在一段4 m长掺 Yb^{3+} MF的两侧构成谐振腔,前腔反射率>99%,后腔反射率为20%。采用这一组件,实现了最大160 W的功率输出,其斜率效率为79%,中心波长为1074 nm,激光器单横模运转。同时他们指出,如果采用大泵源,这一全光纤组件的激光输出功率还能进一步提高。

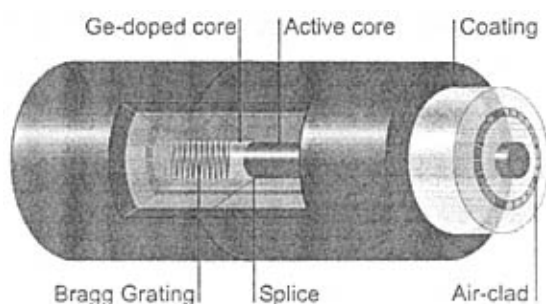


图5.5 (a) 光纤光栅与掺 Yb^{3+} MF高效组合设计方案

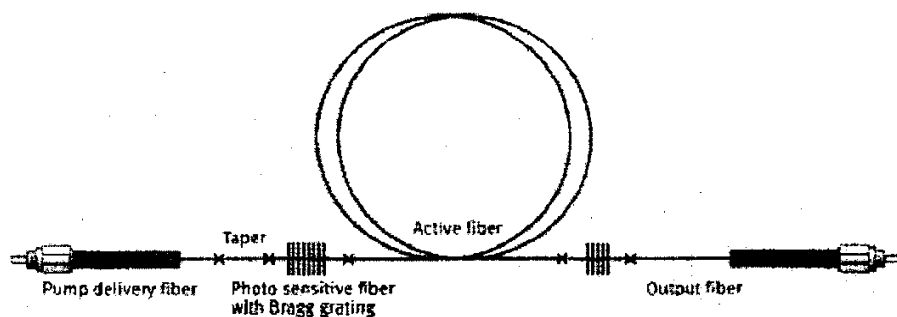


图5.5 (b) 全光纤MFL组件

2. 国内的研究概况

国内对MFL的研究处于刚刚起步阶段,只有少数几个大学进行这方面的研究。2003年8月,深圳大学首次报导了掺 Yb^{3+} 双包层MFL的实验结果,利用980 nm半导体激光器泵浦20 m掺 Yb^{3+} 双包层MF,在泵浦功率为22 W时,在1.1 μm 附近获得了2 W的激光输出^[16]。2004年1月,他们报导了3.4 W的掺 Yb^{3+} 双包层MFL^[17];同年6月,他们取得了突破性进展,得到了15 W的掺 Yb^{3+} 双包层MFL^[18];南开大学本实验室也进行了这方面的工作,2004年4月报导了1.45 W的掺 Yb^{3+} 双包层MFL的研制^[19],

并于同年11月还报导了4.3 W的LMA掺Yb³⁺双包层MFL^[20]。然而,在这些MFL中所用的掺Yb³⁺MF全都是国外公司的产品,掺Yb³⁺双包层MF制造的关键技术国内还没有掌握。MFL的国产化还受到相关器件(如Taper耦合器)和核心技术(耦合技术、光纤光栅写制技术、端面处理技术)的制约,距实用化、商品化阶段还有较大的距离。我们只有努力创新并积极合作,才能早日缩小与国际先进水平的差距,提高我们的国际竞争力。

总之, MF 的出现, 将光纤有源器件推向了又一个崭新的发展阶段。它独特的波导结构、灵活的制作方法, 有效地克服了常规光纤的设计缺陷。各种不同类型的掺Yb³⁺MF研制成功, 提高了光纤激光器的性能。这种新颖的掺Yb³⁺双包层微结构光纤激光器件是较常规掺Yb³⁺双包层光纤激光器件更优秀的光子源, 它在诸如光通信、光传感、科学研究、军事科学、光学测量、精密仪器加工、材料科学、生命科学以及投影显示等领域有着广阔的应用前景。

§ 5.2 掺Yb³⁺双包层MFL的实验设计

5.2.1 掺Yb³⁺双包层MFL的实验装置

用于实验的装置如图5.6所示, 它包括双包层MFL和激光器输出特性测量装置两部分。其中双包层MFL主要包括: 泵浦光源LD、透镜耦合系统、谐振腔镜DM、掺Yb³⁺双包层MF和滤波片。由LD 阵列发出的波长为976 nm的多模泵浦光, 经过耦合系统注入到掺Yb³⁺双包层MF的内包层中, 泵浦光在内包层内传输的过程中, 会反复穿越纤芯而被其中掺杂的Yb³⁺离子吸收, 实现粒子布居数反转, 由自发辐射产生的信号光在谐振腔内反复传播, 实现受激放大并通过输出镜输出到腔外, 剩余泵浦光经过一个45度二向色镜除去。下面分别介绍各个器件。

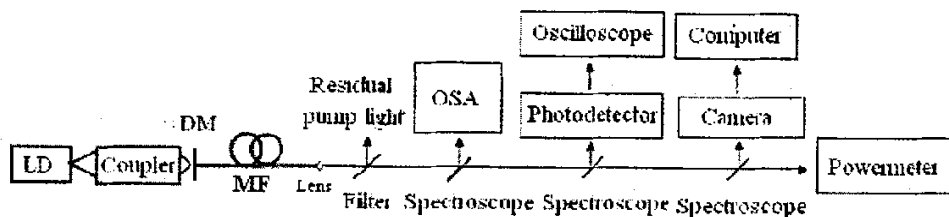


图5.6 二色镜F-P 腔掺Yb³⁺双包层MFL

1. 泵浦光源

泵浦光源为美国Coherent公司生产的多模大功率LD, 最大输出功率为14 W、中心波长位于976 nm。它具有内置温度控制系统, 能够将工作温度精确控制在设定值0.1度范围内, 其输出波长能够稳定在 ± 1 nm内。

2. 耦合系统

在双包层光纤激光器的实验系统中采用了端面泵浦方式。由于前腔镜的存在, 泵浦光源的尾纤不能直接与增益光纤熔接, 因此通常需要耦合系统(Coupler)。该耦合器对实验所用的LMA掺Yb³⁺双包层MF的耦合效率达到50%以上。

3. 光学谐振腔

本实验中, 光学谐振腔为F-P腔结构, 由一个二色镜DM(对975 nm透过率85%, 对1030 nm~1100 nm反射率大于99%)作为前腔镜, 而增益光纤的后端面经垂直切割, 直接使用4%菲涅耳反射作输出镜。

4. 增益光纤

我们采用Crystal-fibre公司生产的LMA掺Yb³⁺双包层MF(型号为:DC-420-23)作为激光器的增益光纤。图5.7为LMA掺Yb³⁺双包层MF的端面图。表1为厂家提供的主要参数。实验中所用增益光纤长度5 m, 为了确保激光器基横模运转, 光纤的弯曲半径为16 cm。

5. 滤波片

为了能够过滤掉残余泵光, 我们使用的滤波片为一个45度二色镜, 当该45度二色镜与准直后的激光器输出光成45度时, 可以有效地将残余泵光过滤掉。

表1 LMA掺Yb³⁺MF参数

性能参数	纤芯	内包层	外包层
直径(μm)	23 $\pm$ 2(三角形)	420 $\pm$ 25	600 $\pm$ 25
数值孔径	0.05@1060nm	0.55 $\pm$ 0.05@950nm	
模场直径(μm)	~20@1085nm		
光束质量(M^2)	~1.2@1070nm		
吸收系数(dB/m)	~0.9@975nm		
实现单模的弯曲半径(cm)	<35		

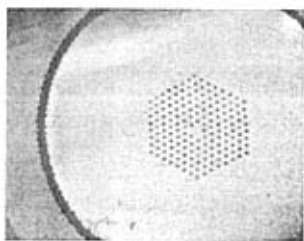


图5.7 LMA-MF端面图

5.2.2 测量仪器与系统

为了测量光纤激光器的输出特性需要具备以下的基本实验仪器或系统。

1. 光谱分析仪 (OSA)

在实验中采用的是美国惠普公司制造的HP70952B型光谱分析仪,最小分辨率为0.08 nm。波长测量范围为600 nm~1750 nm。考虑到激光器的输出功率较大,为了防止入射光强超过OSA的损伤阈值,在实验中通常采用两端带有FC接头的光纤跳线将部分激光功率导入OSA进行测量。

2. 激光功率计

激光器的输出功率由激光功率计测量。实验所用功率计的型号为LP-3C,量程为50 W,最小可测功率为1 mW。

3. 示波器

实验中所用的示波器为HP4645A/D 型存储示波器,它的最大可探测频率为100 MHz,可以测量0~100 MHz 的脉动信号。

4. 光束质量分析仪

我们使用北京物科光电科技公司生产的光束质量分析仪构成探测系统来检测激光器的横模。在使用该仪器时,应该注意要对光强进行衰减,以避免对CCD的损耗,CCD探测得到的模式被直接传输到计算机,通过软件进行处理。

§ 5.3 LMA掺Yb³⁺双包层MFL的输出特性研究

我们采用上述的实验装置,研究了LMA掺Yb³⁺双包层MFL的功率特性、模式特性和时域特性。

5.3.1 光谱特性

泵浦功率为1.75 W 时测得的光谱如图5.8 (a) 所示, 可以看到光谱的峰值位于1070 nm附近。当泵浦功率继续增加时, 光谱的峰值处迅速上升为一条谱线, 而光谱的其它部分则明显受到抑制。图5.8 (b) 为泵浦功率为7.2 W 时的激光光谱图, 测量此时的半极大线宽为1 nm, 同时从图中可以看出, 没有残余泵光成分。

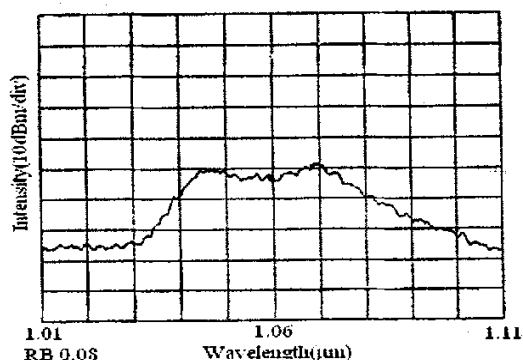


图 5.8 (a) 泵浦功率为 1.75W 时测得的荧光谱

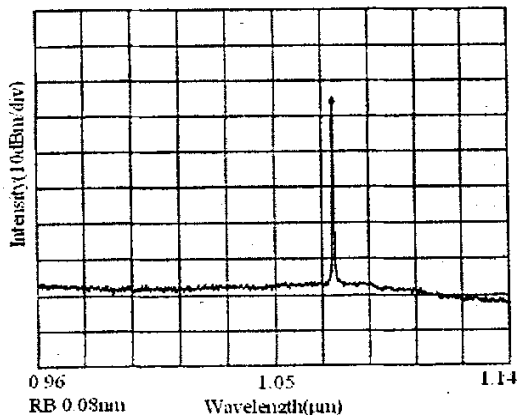


图 5.8 (b) 泵浦功率为 7.2W 时的激光光谱图

5.3.2 功率特性

图 5.9 所示为 MFL 的功率特性曲线。从曲线上可以得到, 激光器的阈值在 2 W 附近; 当吸收泵光功率为 7.2 W 时, 激光器的最大输出功率为 4.3 W, 斜率效率和最大光-光转换效率分别为 69.4%和 59.7%; 实验中我们对激光器输出功率进行了 1 个小时的监测, MFL 运转比较稳定, 其功率波动小于 0.2%。

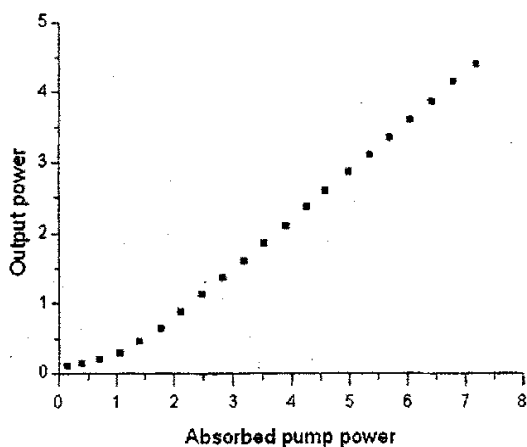


图 5.9 LMA-MFL 的功率特性曲线

5.3.3 模式特性

图 5.10 (a) 为输出功率 4.3 W 时测量 MFL 得到的模场分布图, 首先, 其轮廓为三角形, 这与其纤芯的形状是一致的; 其次, 光斑中心呈现高斯分布, 我们对 x、y 方向进行高斯拟合, 得出相似度为 94%; 从图 5.10 (a) 可以断定该 MFL 运转在基横模状态。另外, 我们按照该 MF 的结构参数模拟了其模场分布, 如图 5.10 (b) 所示, 可以发现两图形状基本符合。

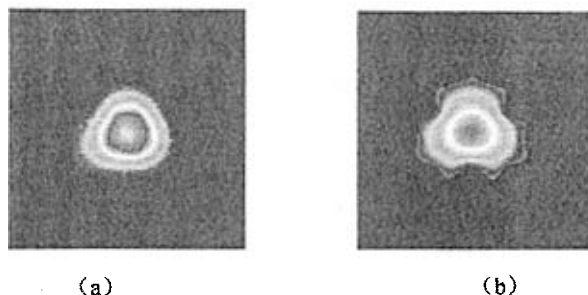


图 5.10 (a) 测量得到的模场图; (b) 模拟得到的模场图

5.3.4 时域特性

图 5.11 为最大输出功率时测量时域得到的波动图形, 其脉冲半宽度为 $2.5 \mu\text{s}$, 重复时间在 $5 \sim 6 \mu\text{s}$ 之间, 呈现出一种明显的脉动行为。这种脉动行为的起因被认为与掺 Yb^{3+} 光纤的饱和吸收效应有关, 参考文献[8] 对这一现象进行过理论解释。

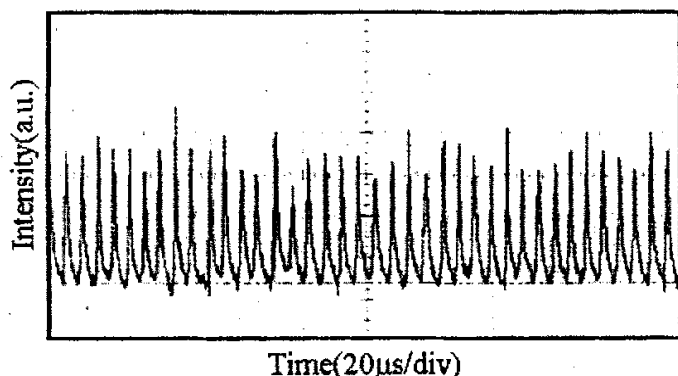


图 5.11 最大输出功率时测量时域得到的波动图形

5.3.5 小结

本节中，我们对 LMA 掺 Yb^{3+} 双包层 MFL 进行了实验研究，获得的最大输出功率为 4.3 W，斜率效率和光-光转换效率分别为 69.4% 和 59.7%，输出光的中心波长位于 1072.3 nm，光谱半极大全宽为 1 nm，激光为基横模运转。

§5.4 弯曲半径对 MFL 模式影响的实验研究

在光纤激光器的设计中，不仅要求输出较高功率，还要求具有较好的光束质量，即能保持基横模输出。然而，对于掺杂稀土元素的 LMA-MF，随着纤芯进一步增大仍然可能有高阶横模被激发，但是还可以通过多项不同的技术限制高阶模式的产生，其中最简单、最具有成本优势的就是弯曲技术。对于纤芯和数值孔径一定的 LMA 光纤，只要选择合适的弯曲半径即可将高阶模式限制掉。通常，LMA-MF 的生产厂家会给出产品的合适弯曲半径。

我们所用的 LMA-MF，厂家提供弯曲半径小于 35 cm 时才能够维持单模运转；但实际运转的 LMA-MFL 的横模特性仍需要认真探测和研究。本节中，我们对不同弯曲半径下，LMA-MFL 的激光输出模式进行了实验观测，并给出相应分析。

首先，实验研究了 MF 的弯曲半径为 66 cm 时（对应于大弯曲半径的情况），激光输出光斑随泵光增加的变化图。图 5.12 (a)、(b) 和 (c) 分别为入纤功率为 2.47 W、4.59 W、7.2 W 时的激光光斑。

从图中可看出，大弯曲半径的情况下，当入纤功率为 2.47 W 时，得到的激光光斑为基模光斑，形状为较好的三角形，与纤芯的形状非常类似，如图 5.12 (a) 所示。

随着入纤功率的增加,输出光斑趋于复杂;当入纤功率为 4.59 W 时,变化已较明显,光斑已经不再是三角形,如图 5.12 (b) 所示;而当入纤功率达到 7.2 W 时,光斑已非常复杂并明显变大,如图 5.12 (c) 所示。

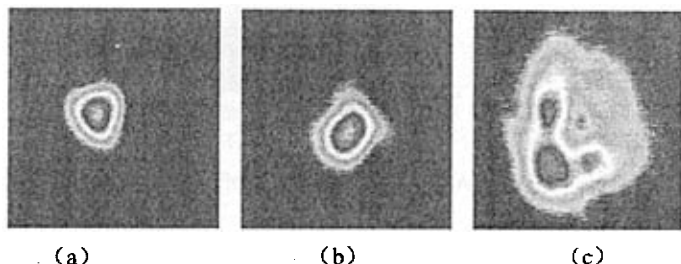


图 5.12 激光光斑在不同入纤功率下的变化图, (a) 2.47 W, (b) 4.59 W, (c) 7.2 W
(光纤弯曲半径为 66 cm)

图 5.12 (c) 的光斑分布是多种模式的叠加结果,为了验证这一点,我们在 MFL 装置中的滤波器后,加了一个偏振分光棱镜,旋转偏振分光棱镜,可以分离出不同偏振方向的模式来。

图 5.13 (a) 和 (b) 是在两个正交偏振方向上得到的模场图,从图中可以看出 (a) 对应基模的情况,而 (b) 对应 LP_{11} 模的情况。验证了此时激光器运转于多模状态。

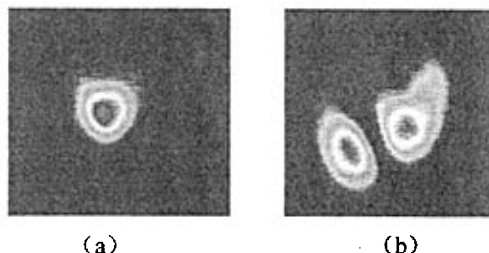


图 5.13 两个正交偏振方向上得到的模场图

分析认为:由于 MF 的弯曲半径增大,高阶模的弯曲损耗将减小,在低泵浦功率下,激光的基模首先达到阈值起振;增大泵浦功率,当达到高阶模的阈值时,高阶横模也会起振。

缩小光纤的弯曲半径到 21 cm,我们发现随入纤功率的增加,激光输出的光斑变化不大,保持了较好的三角形。此时,可认为 MFL 在高功率运转的情况下可保持良好的基模输出。图 5.14 给出了入纤功率为 7.2 W 时的激光输出光斑。

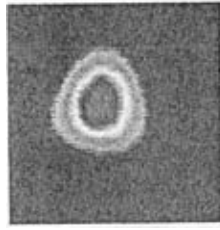


图 5.14 入纤功率为 7.2 W 时的激光输出光斑
(弯曲半径为 21 cm)

本节中,通过改变 LMA-MF 的弯曲半径,对光纤激光器的激光输出光斑进行了实验观测研究。结果表明,当 MF 在弯曲半径较大(66 cm)时,高功率运转的 MFL 将具有高阶模的输出。而当弯曲半径较小(21cm)时,增大了弯曲损耗,使得高阶模易于泄漏,从而可使 MFL 能在高功率运转下保持单模输出。

§ 5.5 LMA-MF 超荧光光源的实验研究

在一些应用领域,常常需要时间相干性较低的光源。利用掺稀土元素(如:Yb、Nb、Er)光纤做成的超荧光光源具有谱线宽、时间相干性低、温度稳定性好、使用寿命长等优点,可以作为低相干性的光源,此类光源与超辐射发光二极管相比具有光谱稳定性好、易于与光纤耦合等优点,在光纤传感(比如光纤陀螺)、光学层析照相、医学中组织诊断等领域有着良好的应用前景^[21-24]。

本节中,我们对掺 Yb³⁺双包层 MF 超荧光光源进行了实验研究,获得了 1.649 W 的超荧光输出,斜率效率为 56.7%,3 dB 带宽为 22.4 nm。

5.5.1 实验装置

LMA 掺 Yb³⁺双包层 MF 超荧光光源的实验装置与图 5.6 类似,唯一不同的地方是 MF 的端面被磨成 8 度角,其目的是抑制激光起振,以形成超荧光光源。

5.5.2 实验结果

1. 超荧光输出功率特性

超荧光输出功率特性曲线如图 5.15 所示,在泵浦光功率较低时(小于 2.43 W),自发辐射为主,输出光功率相对于泵浦光功率呈线性变化,由于泵浦光未被完全吸收,荧光光强较弱,随着泵浦光功率的逐渐增大,自发辐射被放大,超荧光功率相应增大。在入射泵浦功率为 4.76 W 时得到了最大超荧光输出 1.649 W,曲线末端的斜率效率为 56.7%,这时的光-光转换效率(超荧光输出功率与入射泵浦光功率之比)

为 34.6%。

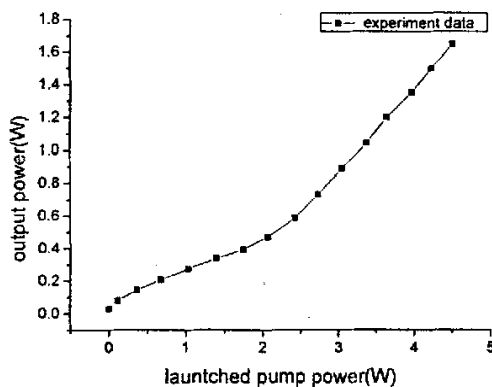


图 5.15 基于掺 Yb^{3+} 双层 MF 超荧光光源的功率特性曲线

超荧光光谱如图 5.16 所示（光谱图曲线上的菱形标志对应 3 dB 带宽的边界及峰值），曲线 a、b、c 分别对应随着泵浦光功率的增加光谱的变化情况。

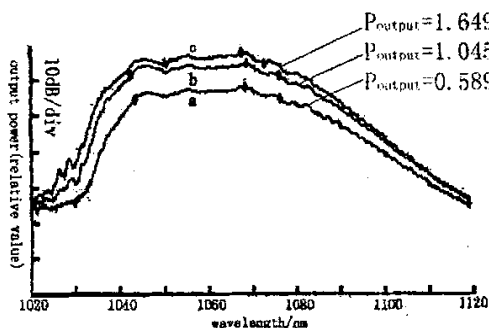


图 5.16 超荧光光谱图

在入射泵浦光功率为 3.65 W 时(如图 5.16 曲线 b 所示),输出功率 1.045 W, 3 dB 带宽为 33.4 nm。随着入射功率的进一步增大,光谱的 3 dB 带宽逐渐变窄。在入射泵浦光功率为 4.76 W 时(如图 5.16 曲线 c)获得了最大的超荧光输出 1.649W, 3dB 带宽为 22.4 nm, 在 1050.3 nm~1072.7 nm 的范围内保持很好的平坦度, 此时的峰值波长 1067.6 nm。

在不同的入射泵浦光功率下,测量光谱的 3 dB 带宽,其变化情况如图 5.17 所示,结合图 5.16 和图 5.17,可以看出在较宽的输出功率变化范围内,输出光谱维持很好的平坦度和较大的宽度。

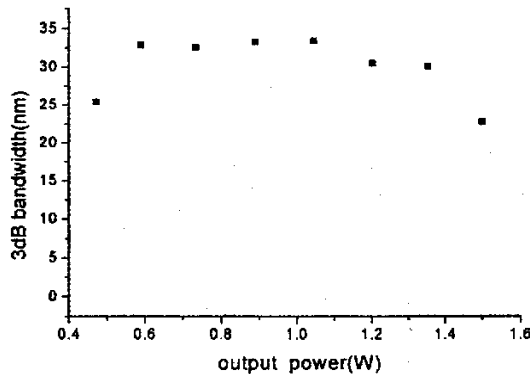


图 5.17 超荧光光源的 3dB 带宽变化情况

5.5.3 结论

本节报导了一种新型的掺 Yb^{3+} 双包层 MF 超荧光光源, 利用耦合系统将 976 nm 的泵浦光直接耦合进双包层 MF, 在入射泵浦功率为 4.76 W 的情况下, 获得了最大的超荧光输出功率 1.649 W, 此时的斜率效率 56.7%, 光-光转换效率 34.6%, 3dB 带宽 22.4 nm, 峰值波长为 1067.6 nm。

本章小结

本章主要从实验方面, 研究了微结构光纤激光器和微结构光纤超荧光宽带源, 进行的主要工作包括:

1. 阐述了 LMA-MF (激光器) 的特点, 对当前 LMA-MFL 的关键技术和最新研究进展给予了总结。

2. 利用 LMA-MF (DC-420-23) 作为增益介质, 获得的最大输出功率为 4.3 W, 斜率效率和光~光转换效率分别为 69.4%和 59.7%, 输出光的中心波长位于 1072.3 nm, 光谱半极大全宽为 1 nm, 激光为单横模运转。

3. 通过改变 LMA-MF 的弯曲半径, 对 MFL 的激光输出光斑进行了实验观测研究。结果表明, 当 MF 在弯曲半径较大 (66 cm) 时, 高功率运转的 MFL 将具有高阶模的输出。而当弯曲半径较小时 (21cm), 使得高阶模易于泄漏, 增大了弯曲损耗, 从而可使 MFL 能在高功率运转时保持单模输出。

4. 利用一端面处理成 8 度角的 LMA-MF, 研制了超荧光宽带源, 获得了最大的超荧光输出功率 1.649 W, 此时的斜率效率 56.7%, 光-光转换效率 34.6%, 3dB

带宽 22.4 nm, 峰值波长为 1067.6 nm。

参考文献

- [1] J. C. Baggett, T. M. Monro, K. Furusawa, and D. J. Richardson, Comparative study of large-mode holey and conventional fibers, *Opt. Lett.*, 2001, **26**:1045.
- [2] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, All silica single-mode optical fibre with photonic crystal cladding, *Opt. Lett.*, 1996, **21**:1547.
- [3] 关铁梁, 光子晶体光纤, 激光与光电子学进展, 2002, **39**:41.
- [4] 闫培光, 阮双琛, 吕可诚, 折射率引导型光子晶体光纤, 激光与光电子学进展, 2002, **39**:41-45.
- [5] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönniger, F. Salin, et al., High-power rod-type photonic crystal fiber laser, *Opt. Express*, 2005, **13**: 1055-1058
- [6] Kim P. Hansen, Jens Limpert, et al., High-power photonic crystal fiber lasers: Design, handling and Subassemblies, *Photonics West 2005*.
- [7] W. J. Wadsworth, et al, Yb³⁺-doped photonic crystal fibre laser. *Electron Lett.*, 2000, **36**: 1452-1454
- [8] J.K.Sahu, C.C.Renaud, K..Furusawa, et al., Jacketed air-cladding pumped ytterbium doped fibre laser with wide tuning range, *Electronics Letters*, 2001, **37**:1160-1161
- [9] K.Furusawa, T.M.Monro, P.Petropoulos, et al., Modelocked laser based on ytterbium doped holey fiber, *Electronics Letters*, 2001, **37**:560-561
- [10] K.Furusawa, A.Malinowski, K.H.V.Price, et al., Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding, *Optics Express*, 2001, **9**:714-720
- [11] W. J. Wadsworth, R. M. Rercival, G. Bouwmans, et al., High power air-clad photonic crystal fibre laser, *Optics Express*, 2003, **11**:48-53
- [12] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, et al., High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fibre laser, *Optics Express*, 2003, **11**:818-823
- [13] J. Limpert, Air-clad large-mode-area holey-fiber laser yields high power, et al., *Laser Focus World*, 2003, **39**:13-13.
- [14] J. Limpert, T. Schreiber, A. Liem, S. Nolte, H. Zellmer, T. Peschel, V. Guyenot, and A. Tünnermann, Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation, *Opt. Express*, 2003, **11**, 2982.
- [15] Jakob Juul Larsen, et al., Side pumping of double-clad photonic crystal fibers, *Opt. Lett.*, 2004, **29**:436-438.
- [16] 阮双琛, 杨冰, 朱春艳, 林浩佳, 2W光子晶体光纤激光器研究新进展, *光子学报*, 2003, **8**:1021-1021.
- [17] 阮双琛, 杨冰, 朱春艳, 3.6W光子晶体光纤激光器的研究, *光子学报*, 2004, **1**:89-89.
- [18] 阮双琛, 林浩佳, 杜晨林等, 15W光子晶体光纤激光器的研究, *光子学报*, 2004, **6**:768-768.
- [19] 闫培光, 李乙钢, 张炜, 吕可诚等, 掺Yb³⁺双包层光子晶体光纤激光器的研究, *光电子·激光*, 2004, **4**:413-415.
- [20] P. G. Yan, Y. G. Li, W. Zhang, K. C. Lu, et al., Large Mode Area Yb³⁺-doped Photonic Crystal Fiber Laser, *SPIE_2004*.

- [21] L. Goldberg, J. P. Koplow, R. P. Moeller et al., High-power superfluorescent source with a side-pumped Yb-doped double-cladding fiber, *Opt. Lett.*, 1998, **23**:1037-1039.
- [22] 李乙钢等, 大功率掺 Yb 双包层光纤宽带超荧光光源. *光学学报*, **21**:1171-1173.
- [23] Ju Han Lee, Uh-Chan Ryu, and Namkyoo Park, Passive erbium-doped fiber seed photon generator for high-power Er³⁺-doped fiber fluorescent sources with an 80-nm bandwidth, *Opt. Lett.* 1999, **24**: 279-281.
- [24] S. Gray, J. D. Minelly, A. B. Grudinin, and J. E. Caplen, 1 Watt Er/Yb single mode superfluorescent optical fibre source, *Electron. Lett.*, 1997, **33**, 1382-1383.

总 结

微结构光纤(MF)的出现为人们深化认识光与物质的相互作用、研究带有特定缺陷的周期波导的新奇特性和扩展光纤的应用领域开辟了新的途径,开展此领域的研究工作对科学技术和国民经济的发展具有重要意义。本论文对MF的特点、基于MF的超连续谱以及掺 Yb^{3+} 双包层大模面积光纤有源器件进行了较深入的理论和实验研究。

一. 主要内容

1. 利用全矢量平面波法理论模型,给出了模拟计算的求解方法,结合MPB软件对MF波导特性进行了模拟分析。包括:研究了MF的包层气孔排列方式以及空气占空比对模场的影响;分析了MF的零色散点兰移、色散平坦化和双零色散波长特性;探讨了两种高双折射MF的双折射系数以及两正交偏振轴的色散特性。
2. 使用预测-校正式分步傅立叶法对飞秒脉冲泵浦MF产生超连续谱的特性进行了数值模拟。探讨了泵浦脉冲中心波长位于MF不同色散区时超连续谱产生的物理机制;研究了MF的长度和泵浦脉冲参数对超连续谱特性的影响,详细分析了超连续谱演化过程。
3. 从实验和理论两个方面研究了泵浦脉冲的中心波长位于MF零色散波长和反常色散区的情况下,超连续谱的特性和演化过程。
4. 从实验和理论两个方面研究了泵浦脉冲中心波长位于高双折射MF正常色散区内时,超连续谱产生的特点和演化过程。
5. 研究了无序多芯MF中宽带连续谱特性,实验获得的最宽连续谱的20 dB带宽至少为1260 nm;对强反Stokes波的形成进行了实验研究,并对实验现象给予了理论解释。
6. 研制成功大模面积微结构光纤激光器(LMA-MFL);获得了最大输出功率为4.3 W的基横模激光输出,斜率效率和光~光转换效率分别为69.4%和59.7%。实验还对MF的弯曲半径与LMA-MFL运转模式的关系进行了研究。
7. 对LMA-MF超荧光光源进行了实验研究,获得了输出功率1.649 W、最大宽度为22.4 nm的超荧光光源。

二. 今后工作的设想

微结构光纤及其应用是一个全新的研究领域,开展此领域的研究具有重要的

学术价值和光明的应用前景。课题组在国家自然科学基金委和国家教委的大力支持下,开展了部分研究工作,取得了重要进展。但是与世界先进水平相比,我们的差距还很大。我作为课题组的一员,涉足于这一具有开创性意义的全新领域,经过几年的学习和研究经历,深深体会到它是一项系统工程,具有深刻的学术内涵、涉及诸多技术领域,有深度,难度也较大,需要付出艰苦的努力才能使研究工作达到更高的水平。由于受到工作条件和自身能力的限制,预计开展的研究工作没有来得及全部完成,为此把一些设想和建议写在下边,仅供参考。

1. MF的控制技术是各项相关研究的基础,只有实现MF的国产化,微结构光纤器件及其相关应用的研究才能获得更迅速发展。目前国内虽然能够控制MF,然而MF端面的气孔排列还不能很好控制,控制中气孔的塌陷和不规则还没有克服,与国外相比,我们拉制出MF的种类还太少,如低损耗空气纤芯MF、掺杂稀土MF还没有拉制出来,因此MF的拉制的工艺还有待于进一步提高。需要从事理论研究和工艺研究的科研人员携手共勉,进行科技攻关,尽快获得突破性进展。
2. MF所表现出的新颖特性,是普通光纤所不具备的,然而MF端面处理、保护是一大技术难题。尤其是MF端面的密封、研磨、抛光处理以及和常规光纤的熔接是需要花大力量解决的关键技术。
3. 在利用高双折射MF研究超连续谱时,由于缺少“半波片”这一关键器件,无法研究入射光沿不同偏振方向入射对超连续谱产生的影响,这一点有待于进一步研究。
4. 在掺稀土MF中写入光纤光栅的研究以及LMA-MF和普通光纤焊接的技术对于构成全光纤化MFL具有重要意义,然而由于实验条件的限制,这项工作无法进行,这一点有待于进一步研究。
5. 在对MF非线性理论的研究中,虽然在某些环节上获得了进展,然而对于飞秒脉冲在MF产生超连续谱的内在物理机制还没能做出全面而完美地解释。在理论研究工作中深深体会到,用于计算MF中产生超连续谱的理论模型还应该进一步修正,以后的研究工作将是建立全矢量模型,研究工作正在进行之中。
6. 实验研究中发现,掺 Yb^{3+} 双包层MF激光器工作几周时间后,MF的性能则变坏。比如,光纤质地变脆,在剥去涂敷层时光纤容易折断。另外,在激光器运转过程中,观察MF表面辉光,发现有很多亮点。而激光的振荡模谱也变得复杂。引起MF性能变化的原因值得深入研究。

攻读博士期间发表的论文

1. Pei-Guang Yan, Shuang-Chen Ruan, Hao-Jia Lin, Chen-Lin Du, Yong-Qin Yu, Ke-Cheng Lu, Jian-Quan Yao, supercontinuum generation in photonic crystal fiber, Chinese physics letters, 2004, 21,1093-1096
2. Peiguang Yan, Wei Zhang, Yigang Li, Jianping Zhu, Lei Ding, Shengping Chen, Kecheng Lu, Susan Dong, Large-mode-area double clad Yb³⁺-doped photonic crystal fiber laser, Apoc2004,Beijing, 5623-145: 890-894.
3. Peiguang Yan, Yaqing Jia, Hongxin Su, Yigang Li, Lei Ding, Wei Zhang, Kecheng Lu, Lantian Hou, Guiyao Zhou, Xiaonong Zhu, Broadband continuum generation in an irregularly multicore microstructured optical fiber, Chinese Opt. Lett., received.
4. 闫培光, 阮双琛, 杜晨林, 吕可诚, 飞秒脉冲作用下光子晶体光纤超连续谱的产生, 光子学报, 2003, 32:1299-1301.
5. 闫培光, 李乙钢, 张炜, 冯鸣, 吕可诚, 董孝义, 掺Yb³⁺双包层光子晶体光纤激光器的实验研究, 光电子·激光, 2004, 15: 413-415.
6. 闫培光, 苏红新, 杜戈果, 阮双琛, 吕可诚, 折射率引导型光子晶体光纤的研究进展和应用, 激光与光电子进展, 2002, 39: 41-45.
7. 闫培光, 阮双琛, 吕可诚, 纳秒脉冲通过光子晶体光纤的光谱特性, 光子学报, 2003, 32.896-896
8. 闫培光,李乙钢,张炜,丁雷,吕可诚,贾亚青,张铁群,朱晓农,苏红新,郭庆林,周桂耀,侯蓝田, 多芯微结构光纤中产生宽带连续谱的研究, 第五届全国光子学大会会议论文集, 第二分册: 纤维光学, 90-95.
9. Hongxin Su, Kecheng Lu, Peiguang Yan, Yigang Li, Xiaoyi Dong, High power wavelength defined all-fiber Yb³⁺-doped double clad fiber laser, 2003,1:222-225.
10. Su Hongxin, Lü Kecheng, Yan Peiguang, Li Yigang, Lü Fuyun, DBR Yb-doped double-clad fiber laser operating at 1.06µm Proc. of SPIE, 2002, 4914: 426-429.
11. Sheng-Ping Chen, Ke-Cheng Lu, Yi-Gang Li, Jia-Fang Li, Ming Feng, Pei-Guang Yan, Spectrum pre-sliced multi-wavelength fiber source in bidirectional pumping configuration, Apoc2004,Beijing, 5623-116: 755-762.
12. ZHANG Wei, LI Yi-gang, YAN Pei-guang, DING Lei, CHEN Sheng-ping, ZHU Jian-ping, LU Ke-cheng, Experimental Research on The Mode Properties of Large

- Mode Area Photonic Crystal Fiber Laser, Microwave and Optical Technology Letters, 2005, received.
13. 李乙钢, 闫培光, 张炜, 朱剑平, 吕可诚, 大模面积掺镱光子晶体光纤激光器的实验研究, 第五届全国光子学大会会议论文集 第四分册: 微纳光学与光电子: 233-236
 14. 张炜, 李乙钢, 闫培光, 朱剑平, 吕可诚, 大模面积双包层掺Yb³⁺光子晶体光纤激光器, 光电子·激光, 已接收
 15. 张炜, 李乙钢, 闫培光, 朱剑平, 吕可诚, 大模面积光子晶体激光器模式分析试验研究, 光电子·激光, 2004, 15: 142-143.
 16. 苏红新, 吕可诚, 闫培光, 李乙钢, 董孝义, 内腔级联拉曼光纤激光器输出特性的实验研究, 2003, 23, 53-56.
 17. 苏红新, 吕可诚, 闫培光, 李乙钢, 董孝义, LD端面抽运掺Yb³⁺+双包层光纤激光器自脉动行为的实验研究, 量子电子学报, 2003, 20: 422-425.
 18. 苏红新, 阮双琛, 吕可诚, 杜戈果, 闫培光, Fabry-Perot 腔掺Yb³⁺+双包层光纤激光器中的模式竞争光子学报, 2003, 32: 405-408
 19. 朱剑平, 李乙钢, 闫培光, 张炜, 陈胜平, 吕可诚, 光子晶体光纤激光器, 激光杂志, 2004, 25: 19-21.
 20. 李家方, 陈胜平, 吕可诚, 李乙钢, 冯鸣, 闫培光, 李静, 掺铒光纤宽带光源的优化及光谱分割实验研究, 光电子技术, 2004, 24: 104-109.
 21. 李家方, 陈胜平, 吕可诚, 李乙钢, 冯鸣, 闫培光, 朱剑平, 张炜, 大功率、高效率、高消光比铒光纤多波长超荧光光源, 光子学报, 2005, 34: 6-9
 22. 李家方, 冯鸣, 李乙钢, 陈胜平, 闫培光, 吕可诚, 48-波长线形腔多波长掺铒光纤激光器, 光子学报, 2005, 34 (4) (已校样)
 23. 林浩佳, 阮双琛, 闫培光, et al., 倍频掺Yb³⁺激光器的研究, 中国激光, 2004, 33: 797-799
 24. 张炜, 李乙钢, 闫培光, 朱剑平, 吕可诚, 光子晶体光纤在光纤光栅中的应用, 光电子技术, 2004, 25: 1-7
 25. 陈胜平 李家方 吕可诚 李乙钢 朱剑平 冯鸣 闫培光 李静 张炜, 基于光谱预分割技术的紧凑型高功率多波长超荧光光纤光源, 中国光学学会2004年学术大会, 光通信专题153-156, 杭州, 2004年4月.

攻读博士期间参加的科研项目

1. “高功率包层泵浦掺 Yb 光子晶体光纤激光器的研究”，国家自然科学基金项目（60377010）
2. “高等学校博士学科点专项基金”（20030055016）
3. “微结构光纤超连续谱的研究”开放实验室基金项目（2003-23）
4. 国家“973”计划

致 谢

本文的研究工作是在导师吕可诚教授的亲切关怀和悉心指导下完成的。导师严谨的治学态度、强烈的创新意识、敏锐的洞察力、渊博的知识和蔼宽厚的作人风范是我终生学习的榜样。在三年求学期间,导师在很多方面给予作者无微不至的关怀,我取得的每一点进步无不包含导师的大量心血。在此,谨向吕可诚教授致以崇高的敬意和最诚挚的感谢。

论文的最初部分工作是在深圳市激光工程重点实验室完成的,在此期间得到深圳大学阮双琛教授多方面的指导和帮助。阮教授作为一名年轻有为的科学家,具有强烈的创新意识、精湛的实验技能和忘我的敬业精神,给作者留下了深刻的印象和启迪。在此谨向阮双琛教授致以最真诚的感谢。

在求学期间作者曾得到很多老师的指导和帮助,李乙钢副教授在实验方面曾给予作者具体的指导,李老师严谨的治学态度、谦逊的为人风范和高超的实验技能使我深受教益;本课题组的盛秋琴教授、吕福云教授、丁锺老师、都曾给予作者多方面的指导和帮助;南开大学现代光学所的董孝义教授、袁树忠教授、开桂云研究员、赵启大教授等各位老师都曾是我的任课老师,他们的渊博学识是作者所无限景仰的。另外作者学业的顺利完成与物理学院各位领导和老师的关心和支持是分不开的,尤其是谭思唯老师为了作者能够顺利毕业给予了极大的帮忙,在此作者谨向以上各位老师一并致以最衷心的感谢。

论文的部分实验工作是在南开大学现代光学研究所飞秒激光重点实验室完成的,在此期间得到朱晓农教授和张铁群教授多方面的指导和帮助,在此向朱晓农教授、张铁群教授致以最真诚的谢意。

实验中使用的无序微结构光纤,是由燕山大学红外传感与光纤研究所提供的,在此作者向侯蓝田教授和周贵耀老师致以最真诚的感谢。

论文工作是与各位同学愉快合作的结果,在此特别感谢张炜、冯鸣、陈胜平、李家方、苏红新、韩群、刘胜利、贾亚青等同学等给予的热情帮助。

在论文完成之际,向多年来始终如一地关心和支持我的父母兄妹、妻子和亲朋好友致以最诚挚的谢意!

闫培光

2005 年4 月于 南开园