

密级:



中国科学院大学
University of Chinese Academy of Sciences

博士学位论文

基于光纤色散非线性传输产生超连续谱的关键理论与技术

作者姓名: 李 磐

指导教师: 毛 庆 和 研究员

中国科学院安徽光学精密机械研究所

学位类别: 理学博士

学科专业: 光 学

培养单位: 中国科学院合肥物质科学研究院

2014 年 6 月

Principles and Technologies for Supercontinuum
Generation Based on Pulse Propagating in
Dispersion and Nonlinear Fibers

By

Li Pan

Directed by

Prof. Mao Qinghe

A Dissertation Submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

In partial fulfillment of the requirement

For the degree of

Doctor of Optics

Hefei Institutes of Physical Science

06, 2014

中国科学院大学学位论文原创性声明

郑重声明：本人呈交的学位论文《基于光纤色散非线性传输产生超连续谱的关键理论与技术》，是在导师的指导下，进行研究工作取得的成果。论文中所有数据、图片资料均真实可靠。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含他人享有的著作权的内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确的方式标明。本学位论文的知识产权归属于培养单位，本学位论文原创性声明的法律責任由本人承担。

作者签名：李 璵

签字日期：2014³年5月23日

中国科学院大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一，学位论文著作权拥有者授权中国科学院大学拥有学位论文的部分使用权，即：学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅，可以将学位论文编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

☐公开 ☐保密（____年）

作者签名：李 璵

导师签名：王 强

签字日期：2014³年5月23日

签字日期：2014³年5月23日

致 谢

本论文的研究工作是在导师毛庆和研究员悉心指导下完成的。毛老师严谨负责，精益求精的科研精神与态度使我受益匪浅，成为我今后学习和工作的榜样。毛老师在生活上的关心与照顾，在工作上的悉心栽培使我具备了一定独立工作的能力，将铭记于心，在此向毛老师表示崇高的敬意和衷心的感谢！

感谢实验室王进祖研究员、冯素娟副研究员，刘晔副研究员和曹杰副研究员在工作和生活中所给予的帮助和关心。

感谢光纤超快研究组已毕业的博士师兄孙青、陈晓东、赵佳生在工作调研和开展中所给予的帮助，特别感谢我师弟时雷在实验上的配合。感谢实验室其他研究组已毕业博士常建华，张兴坊、廖艳林、张腊梅、范群芳和硕士张袁芸、李秀丽、田允允、王海滨、马龔及未毕业姚波、李文彩、龙虎、雷星、郝军、刘昊炜，路桥，感谢他们在学习和生活中给予的帮助。

感谢激光技术中心的方晓东研究员、董凤忠研究员、郭强研究员和王瑾老师在工作 and 生活中给予的帮助。

感谢研究生部的吴海信老师和邵娴老师在学习和生活过程中给予的关心。

时光荏苒，再回首已是五年期，从惴惴而立怀揣仰望星空梦想的青葱少年，到如今满面沧桑脚踏实地踟蹰而行的近而立之年，不胜感慨。感谢曾经陪我度过科学岛岁月的室友：吴朝辉，李先欣，任蔓延及好友：王礼，叶丛雷，杨长久，李广，郑晓宏等，那些觥筹交错，指点江山的时光和友谊永驻心间。

最后，感谢我家人和女友，感谢你们对我始终如一的支持，理解，关怀与包容，你们是我前进的勇气与力量！

路漫漫其修远兮，吾将上下而求索。

2014 年 6 月于合肥科学岛

致 谢

摘 要

超连续谱 (SC) 在光谱分析、精密测量、相干成像和非线性光学等领域具有重要的应用。基于被动锁模光纤激光器泵浦光子晶体光纤(PCF) 产生的 SC 光源具有结构紧凑、成本低等优势, 代表着当今 SC 光源的技术发展趋势, 本学位论文围绕这种 SC 产生中关键理论与技术问题开展研究, 主要内容包括:

讨论了超短脉冲在光纤中色散非线性传输的数学模型及其适用范围; 解决了广义非线性薛定谔方程 (GNLSE) 的快速高效数值求解问题, 并将相互作用表象下的四阶龙格库塔法推广到应用到求解耦合的 GNLSE, 极大提高了求解速度和精度。

采用有限元方法对 PCF 的色散与非线性特性进行了研究与设计; 研究了脉冲在 PCF 中色散非线性传输行为, 阐明了负色散区飞秒和皮秒脉冲泵浦单个零色散点和全正色散 PCF 中 SC 的产生机理、时域和频域演化行为以及输出 SC 的相干特性, 并揭示了受激拉曼散射对全正色散 PCF 超连续谱产生的影响。

在全正色散锁模光纤激光器的研究中, 讨论了不同锁模状态下的锁模输出脉冲特性; 研制了基于离散器件的全正色散锁模光纤激光器, 获得了最短达 65fs 的锁模脉冲, 并实验研究了基于空间锁模器件的全正色散锁模光纤激光器输出特性及其影响因素; 从理论和实验两方面揭示了色散分布对全正色散锁模光纤激光器输出特性的影响规律。

发展了一种适用于构建高重频全正色散锁模光纤激光器的光纤混合器, 获得高达 330MHz 重频的锁模光纤激光器; 并利用高重频全正色散锁模光纤激光器种子源, 经放大后泵浦 PCF, 产生了谱宽为 600-2000nm 高功率 SC。

以上研究结果对全正色散锁模光纤激光器和超连续谱产生的研究、结构与特性优化都具有重要参考价值。

关键词: 超连续谱 光子晶体光纤 色散 非线性 非线性薛定谔方程 锁模
光纤激光器 超短脉冲

ABSTRACT

The supercontinuum (SC) has very important applications in many fields such as spectroscopy, precision measurement, coherence tomography and nonlinear optics. The SC sources based on photonic crystal fibers (PCFs) with the pump pulse generated by passively mode-locked fiber lasers have the advantages of compact and cost-efficient, and represent the development trend for the SC technology. This dissertation studies the key principles and technologies for the SC generation based on pulse propagating in PCFs, and the main works and results are as follows.

The theoretical models for pulse propagating in dispersion and nonlinear fibers and their application conditions are discussed. Several effective and accurate numerical stimulation methods for solving the generalized nonlinear Schrödinger equation (GNLSE) are presented and analyzed. The fourth-order Runge-Kutta method in interaction picture has been successfully extended to solve the C-GNLSE, and simulation results have verified that the algorithm has highly accuracy and computational efficiency.

With the finite element method the dispersion and nonlinear properties of PCF are studied and designed. The pulse propagation behaviors in PCF are investigated by analyzing the interaction of the dispersion and the nonlinear effects of the fiber. The generation mechanism, evolutions in time and frequency domains, and coherence characteristics of the SCs generated with femtosecond and picosecond pulses pumping the PCF with single zero-dispersion wavelength at the negative dispersion area and the all normal dispersion PCF are discussed in details, respectively. The influences of the stimulated Raman scattering on the output characteristics of the SC with all normal dispersion PCF are clarified.

The output characteristics of all normal dispersion mode-locked fiber lasers are investigated in different operation states. An all normal dispersion mode-locked fiber laser based on discrete optical devices is built. With such a laser as short as 65fs pulses are obtained. Moreover, the output characteristics and their influence factors of all normal dispersion mode-locked fiber lasers based on discrete optical devices are experimentally investigated. Finally, the influence rule that the dispersion distribution in the cavity on output characteristic of the all normal dispersion mode-locked fiber laser is theoretically and experimentally revealed.

A fiber hybrid device is developed and is used to build the high-repetition-rate all

normal dispersion mode-locked fiber laser which has the highest repetition rate of 330MHz. With a high-repetition-rate all normal dispersion mode-locked fiber laser as the seed pulses, after power boosted by a double-clad fiber amplifier, an SC with the spectral range between 600 and 2000nm is generated with the PCF pumped by the amplified seed pulses.

The above results may provide reference values in the researches of all normal dispersion mode-locked fiber lasers, pulse amplifications and SC generations.

Key Words: supercontinuum, photonic crystal fibers, dispersion, nonlinear, nonlinear Schrödinger equation (NLSE), mode-locked fiber laser, ultrashort pulse

目 录

第一章 绪论.....	1
1.1 超连续谱产生历史	1
1.1.1 通信光纤中超连续谱.....	1
1.1.2 光子晶体光纤中超连续谱产生.....	3
1.2 超连续谱应用	4
1.2.1 光谱分析	4
1.2.2 光学相干层析	5
1.2.3 光学精密计量	6
1.3 超连续谱研究现状与发展趋势	7
1.3.1 超连续谱长波段光谱扩展.....	8
1.3.2 超连续谱短波段光谱转换.....	9
1.3.3 超连续谱功率提升	10
1.4 基于锁模光纤激光的超连续谱产生	10
1.4.1 光子晶体光纤特性	11
1.4.1.1 宽带单模传输.....	11
1.4.1.2 可控色散.....	11
1.4.1.3 非线性调控	12
1.4.2 被动锁模光纤激光器.....	12
1.4.3 自相似光纤放大技术.....	13
1.4.4 超连续谱产生关键理论与技术.....	13
1.5 本学位论文主要工作	14
1.6 本章小节	15
第二章 超短光脉冲色散非线性光纤传输基本理论.....	17
2.1 超短脉冲色散非线性光纤传输基本模型	17
2.2 广义非线性薛定谔方程	20
2.3 超短脉冲光纤传输矢量模型	21
2.4 超短脉冲光纤传输中的守恒量	22

2.4.1 NLSE 方程的能量守恒.....	22
2.4.2 GNLSE 方程的光子数守恒	23
2.5 拉曼响应函数.....	24
2.6 本章小结.....	27
 第三章 广义非线性薛定谔方程的数值求解.....	29
3.1 分步傅里叶算法	29
3.1.1 分步傅里叶算法	29
3.1.2 对称分步傅里叶算法	30
3.1.3 改进的对称分步傅里叶算法.....	32
3.2 相互作用表象下的四阶龙格库塔算法	33
3.3 自适应步长控制	34
3.3.1 基于局部误差的自适应步长控制.....	34
3.3.2 基于守恒量的自适应步长控制.....	35
3.4 耦合广义非线性薛定谔方程的数值求解	36
3.4.1 C-GNLSE 频域 RK4IP 算法(V-JH-RK4IP)	37
3.4.2 算法应用与误差分析	38
3.5 本章小结	41
 第四章 PCF 超连续谱产生中的色散非线性相互作用	43
4.1 光子晶体光纤的色散非线性	43
4.2 脉冲色散非线性传输	46
4.2.1 色散波辐射 (GR)	46
4.2.2 孤子振荡和孤子裂变	47
4.2.3 四波混频和调制不稳定性	49
4.2.4 正色散介质中光波破裂.....	50
4.3 负色散区飞秒和皮秒脉冲泵浦 PCF 的超连续谱产生	51
4.3.1 飞秒脉冲泵浦 PCF 超连续谱产生	52
4.3.2 皮秒泵浦超连续谱产生	54
4.4 全正色散光子晶体光纤中超连续谱产生	56
4.4.1 飞秒泵浦全正色散 PCF 中超连续谱产生	57

4.4.2 皮秒泵浦全正色散 PCF 中超连续谱产生	58
4.4.3 全正色散 PCF 产生超连续谱的相干性	60
4.5 本章小结	62

第五章 全正色散锁模光纤激光器

63

5.1 全正色散锁模光纤激光器基本理论	63
5.1.1 环形腔锁模光纤激光器概述	63
5.1.2 非线性偏振旋转 (NPE) 基本原理	64
5.1.3 全正色散光纤激光器理论模型	65
5.1.4 全正色散光纤激光器工作原理与输出特性	66
5.2 全正色散锁模全光纤型激光器	69
5.2.1 单脉冲稳态与非稳态	69
5.2.2 多脉冲特性	71
5.2.3 噪声脉冲	72
5.3 基于离散器件的全正色散飞秒锁模光纤激光器研制	73
5.3.1 基于离散器件的全正色散锁模光纤激光器	73
5.3.2 脉冲压缩	74
5.3.3 自相关仪改进	75
5.3.4 全正色散飞秒锁模光纤激光器	77
5.4 全正色散锁模光纤激光器输出特性实验研究	80
5.4.1 束缚态脉冲	80
5.4.2 滤波器带宽	83
5.4.3 腔内总色散	84
5.5 腔内色散分布对全正色散激光器输出特性的影响	85
5.5.1 模拟结果与讨论	85
5.5.2 实验验证	88
5.6 本章小结	90

第六章 基于高重频锁模光纤激光脉冲的 SC 产生

91

6.1 高重频锁模光纤激光器	91
6.1.1 光纤混合器与缩短腔长	91

6.1.2 高重频锁模光纤激光器	92
6.2 高重频锁模光纤激光脉冲的功率提升	96
6.3 超连续谱产生	100
6.4 本章小结	104
总结与展望	105
参考文献	107
攻读博士学位期间所取得的研究成果及获奖情况	121

第一章 绪论

超连续谱(Supercontinuum, SC)是指谱宽超过百纳米的相干激光,通常,SC由高强度激光经非线性材料中的色散非线性传输而产生,SC光源广泛应用于光谱学、相干成像、光学精密测量与加工等领域。随着应用领域拓展,对SC的要求日趋严格,全面提升SC性能是当前面临的重大挑战。SC产生机理复杂,有关SC产生的关键理论与技术问题是现阶段的研究重点。本章综述连续谱研究历史、应用、研究现状和SC产生中所涉及的基本理论与技术,并阐明论文选题意义、概括主要研究工作。

1.1 超连续谱产生历史

1960年,梅曼发明了世界上第一台红宝石激光器,人们第一次获得了高亮度、高相干性和方向性的激光,品质优良的激光源和普通非相干光源相比有着明显优势,一经发现就备受关注,其后发展的调Q、锁模技术^[1-3],使得获得持续时间短、人为可控的光脉冲成为现实。高亮度激光特别是超短脉冲激光的出现,使得激光场强迅速提高,为研究光与物质间相互作用提供了有效手段,极大推动了科学发展,深刻改变了人们对世界的认知。

非线性光学就是在激光发明之后开始引起了人们的关注。在激光发明之前,由于非相干光源光强较弱,难以观察非线性光学现象,直到发明激光之后,以1961年美国密执安大学的P. A. Franken及其同事首次以红宝石激光进行二次谐波产生实验^[4],以及紧随其后的一系列非线性光学理论和实验研究^[5-7]为开端,宣告了非线性光学作为一门崭新、历久弥新的学科的诞生。

SC的产生本质上属三阶非线性光学过程。三阶非线性过程包括三次谐波产生、Kerr效应、四波混频(FWM)、受激拉曼散射(SRS)、受激布里渊散射(SBS)等,在20世纪60年代已经被广泛研究^[8-14]。到1970年,Alfano和Shapiro利用倍频锁模钕玻璃皮秒激光脉冲,泵浦块状硼硅酸盐玻璃,首次获得分布在400~700nm可见光波段的光谱,这种超宽光谱后来被正式命名为SC^[15,16],而光纤中SC产生则要等到低损耗光纤发明之后才出现。

1.1.1 通信光纤中超连续谱

激光发明和非线性光学诞生不久,1966年,英籍华裔学者高锟博士理论上提出可将玻璃光纤作为光通信介质,并预言制造低损耗光纤的可能性^[17]。1970

年,康宁公司成功拉制出传输损耗低于 20dB/km 石英光纤^[18],随着光纤制造技术的发展,至 70 年代末,就将 1550 nm 波段附近损降到 0.2dB/km^[19],开启了光纤通信时代大门,高锟博士也因此获得了 2009 年诺贝尔物理学奖。

低损耗石英光纤的获得,不仅掀起了光纤通信技术的革命,同时也促进了非线性光纤光学这个新领域的发展。相比于传统固态介质中非线性光学,以光纤作为传输介质的非线性光纤光学具有自身特点:第一,制造光纤的材料 SiO_2 是对称分子,二阶非线性系数为零;第二,相比于传统块状非线性晶体材料,无需考虑光纤因自聚焦成丝导致的损伤;第三,由于低损耗光纤可极大增大光波传输距离,且纤芯面积小,在相同功率下,极大提高了光功率密度,这弥补了光纤 SiO_2 材料非线性系数低的缺陷。上世纪 70 年代,光纤中的各种非线性效应得到广泛研究^[20],包括 SRS、SBS、Kerr 效应、FWM、自相位调制(SPM)等。

传统单模光纤中 SC 产生始于 1976 年,Lin 和 Stolen 利用纳秒染料激光脉冲,首次在光纤中产生了 392-685nm (200THz)的 SC^[21],他们把 SC 产生的原因归结为级联拉曼散射和 SPM,除此之外,还把交叉相位调制(XPM)和 FWM 作为额外的光谱展宽机制^[22-24]。随着对光纤中脉冲传播机制认识的逐渐深入,特别是在 1973 年,预言了光纤的色散非线性效应可以支持类孤子^[25],并于 1980 年获得了实验证实^[26],随后光纤中色散非线性导致的孤子传播及其色散非线性动力学行为,诸如孤子自频移、孤子振荡、孤子衰变、孤子色散波辐射、调制不稳定性及孤子俘获等,均得到广泛研究^[20,27,28],并逐渐认识到这些非线性效应特别是孤子效应可能是光纤中 SC 产生的关键物理机制^[20,27-31]。

推动光纤中 SC 产生的一个重要因素是高速波分复用(WDM)光纤通信对 1.3 μm 和 1.5 μm 波段光源的需求。1993 年,T. Morioka 等人利用 Nd:YLF 锁模激光器产生的 7.6ps 超短光脉冲,泵浦 450m 长的保偏光纤获得 1224-1394nm 的 SC,并通过周期性的双折射滤波器获得了 100 个间隔为 1.9nm 的 WDM 波长信道;第二年,利用重复率为 6.3GHz 主动锁模掺铒光纤环形激光器产生的 3.3ps 超短光脉冲,泵浦色散位移光纤(DSF)获得了谱宽达 200nm 的 SC 谱^[32,33]。虽然通过对 SC 进行光谱分割的方法能够获得 WDM 所需信道波长,但产生 SC 所需的单模光纤过长,使得 SC 光源的噪声性能不能满足 WDM 应用要求。早在 1989 年,M. N. Islam 等人已经注意到,SC 产生中的孤子裂变对泵浦脉冲的噪声敏感^[31],原因是泵浦光脉冲强度噪声会影响光纤中的非线性相移积累,从而影响 SC 产生中的孤子裂变过程,产生时域和频域抖动;并且,调制不稳定性、自发拉曼以及拉曼增益等非线性效应都会放大输入噪声或产生对脉冲时域包络的调制,导致 SC 噪声特性恶化^[34]。此后,虽然进行了一些实验研究工作以抑制 SC 的噪声和时域抖动^[35,36],但这些技术在通信领域都没被广泛采纳。

为了克服因光纤过长产生的 SC 噪声积累,人们开始采用不同的方法和技术产生 SC。最先开始是采用光纤锥产生 SC^[37,38],受光纤锥的启发,开始尝试使用色散递减光纤和采用正色散区泵浦产生 SC^[39,40],或者使用短光纤产生 SC^[41],等等。从上世纪 70 年代到 90 年代末,围绕光纤中 SC 的研究已基本揭示了其产生机制,并且,也发展了 SC 产生的理论模型^[42],理论预测和实验结果具有很好的吻合性,但 SC 在许多领域的潜在应用,要求对其进行更精细的设计与调控,并向具有紧凑、稳定和高功率化发展,光子晶体光纤(Photonic Crystal Fibers, PCF)的出现正迎合了这种契机。

1.1.2 光子晶体光纤中超连续谱产生

20 世纪末传统光纤 SC 产生的研究中,人们发现光纤的色散非线性特性对 SC 产生具有重要影响,而传统光纤的结构决定其色散非线性特性的可操控性有限,并且光纤单模传输具有截止波长,这导致传统光纤中 SC 产生难以满足应用需求。由于 PCF 无单模截止波长,且色散和非线性均可控,因此 PCF 的引入使 SC 研究重新焕发了活力。

PCF 又叫微结构光纤(MOF),其概念由 1992 年英国 Bath 大学的 Russell 等人首次提出^[43],并由该组在 1996 年首次拉制成功^[44]。根据 PCF 导光机理的不同,可以分为全内反射导引型和光子带隙型。虽然带隙型 PCF 广泛应用于光纤传感^[45,46]、光纤器件^[47-49]与非线性光学^[50-52],但在 SC 产生中,主要采用全内反射导引型 PCF,即实心 PCF。

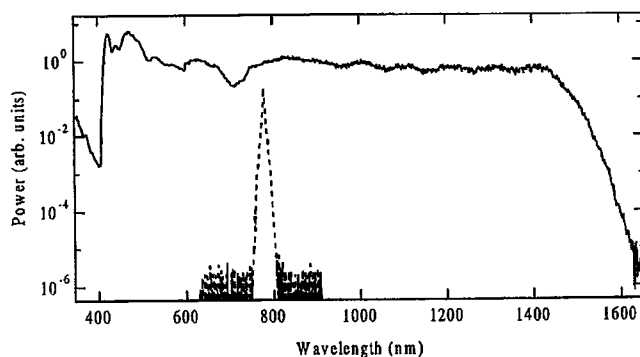


图 1.1 J. K. Ranka 等人首次利用 PCF 获得的超连续谱光谱图^[55]

2000 年, Bell 实验室 J. K. Ranka 等人首次将 PCF 用于 SC 谱产生^[55],他们利用自锁模钛宝石固体激光器产生的脉冲能量 800pJ、波长 790nm 的 100fs 脉冲泵浦 75cm 长的 PCF,获得了如图 1.1 所示的从 390nm 一直延伸到 1600nm 的 SC。2001 年, Provino 等人采用脉宽 0.8ns、脉冲能量 300nJ、波长 532nm 的调 Q 激光器,泵浦零色散波长为 580nm 的 1.8m 长的 PCF,产生了 460-750nm

的 SC^[56]。同年, Coen 等人采用脉宽 60ps、脉冲能量 40nJ、波长 647nm 锁模激光脉冲, 产生了 400-1000nm 的 SC, 并首次采用包含高阶色散和拉曼散射的广义非线性薛定谔方程(Generalized nonlinear Schrödinger equation, GNLSE), 模拟了与实验结果相吻合的 PCF 中 SC 的产生^[57]。2002 年, Popov 等人分别采用掺 Yb 和 Er:Yb 共掺的连续波光纤激光器泵浦 PCF 和传统高非线性光纤, 也产生了 1250nm 到 2000nm 的 SC^[58]。

虽然 SC 产生过程中的孤子效应在孤子光纤通信中已被广泛研究, 但真正用于解释 PCF 中 SC 产生并引起人们广泛关注始于 2001 年, Husakou 和 Herrmann 首次数值模拟了飞秒脉冲泵浦 PCF 产生的 SC, 并第一次强调了孤子裂变在光谱展宽过程中的重要作用。但是, 他们在数值模拟过程中采用简化的波动方程, 造成理论和实验结果不能完全吻合^[59,60]。

与此同时, 人们发现包含了高阶色散和 SRS 的 GNLSE 对飞秒脉冲的情况仍然适用^[61,62]。2001 年, Liu 等人用包含三次高阶色散的 GNLSE 得到了与实验非常一致的 SC 模拟结果^[61]。为了研究 SC 产生过程中出现的拉曼孤子特性, Washburn 等人在 2002 年用整合了 PCF 色散特性的模型, 精确模拟出了中心波长 806nm 钛宝石激光脉冲泵浦 PCF 获得 700-1100nm (~150THz) SC 的实验结果^[62]。此后, 通过更精细的理论和实验研究发现, PCF 中 SC 产生机制和传统光纤中 SC 产生机制并无本质不同, SC 中的长波部分是由孤子分裂和孤子自频移形成, 而短波部分是由孤子辐射色散波和孤子与色散波间四波混频的结果^[63-70], 以上是早期 PCF 中 SC 产生的理论和实验研究情况, 关于 PCF 中 SC 细致的产生机理, 我们将在第四章中讨论。

1.2 超连续谱应用

SC 优良的时频特性使其在众多科学研究与工程技术领域具有广泛应用, 本节将对 SC 的主要应用给予简单介绍。

1.2.1 光谱分析

传统光谱学所用光源主要分两类: 一类是各种闪光灯和 LED 光源, 另一类是激光光源。闪光灯和 LED 光源虽然光谱宽, 但相干性、亮度及信噪比都受限制; 利用激光和基于非线性光学晶体的倍频、差频、光参量振荡等获得的激光虽然克服了非相干光源的劣势, 但输出波长范围有限。而相比上述传统光源, SC 在光谱测量方面具有如下优势: 第一, SC 是具有空间相干性、高亮度、高信噪比的激光辐射; 第二, SC 有着从紫外到近红外甚至中红外的超宽光谱覆盖,

可用来进行多光谱并行检测；第三，SC 为持续时间亚皮秒到纳秒的激光脉冲，能满足光谱实时扫描需求。基于此，SC 在光谱学领域有着广泛应用需求。

早在 1999 年，Kelkar 等人第一次将近红外 SC 应用于气体光谱检测^[71]，SC 光源所起的作用是提供快速光谱扫描；2002 年，Sanders 采用这种技术，获得了谱宽为 1350-1550nm、扫描时间 20ns 内光谱分辨率为 1cm^{-1} 的宽谱快速波长扫描^[72]；2007 年，Hult 等人获得了波长范围为 1100-1700nm、扫描时间 800ns 内光谱分辨率为 40pm 的宽谱快速波长扫描^[73]；2008 年，Langridge 等人采用基于 SC 光源的腔增强吸收光谱技术(如图 1.2)对多种痕量气体进行了并行检测^[74]；关于 SC 光源在气体检测方面的更多更详细应用可参考文献相关，如^[75]等。

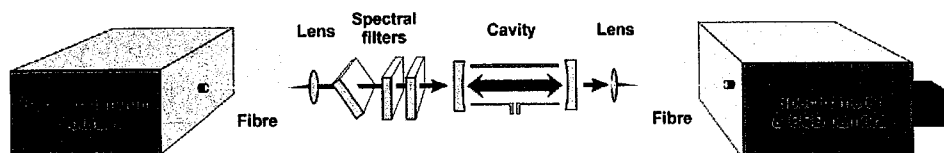


图 1.2 基于超连续谱光源的腔增强吸收光谱装置^[74]

超连续谱同样也应用到了小纳米颗粒的散射光谱研究^[76]、大颗粒粒子的米散射光谱研究^[77]，以及荧光光谱研究^[78]等。

1.2.2 光学相干层析

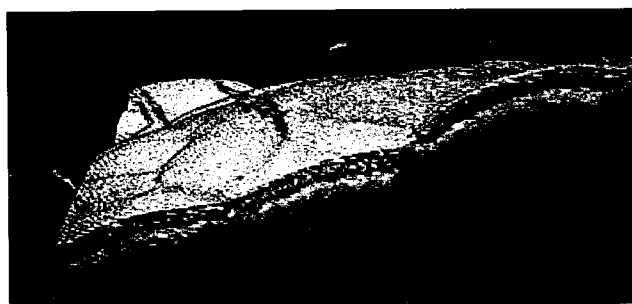


图 1.3 基于超连续谱光源的一品红叶子 3D-OCT 成像

光学相干层析(OCT) 是将光学相干技术与激光扫描共焦技术相结合的一种新技术，能对活体组织进行实时、高分辨率断层成像，对活体组织内部机构的生理、病理变化过程作精确的分析和诊断；OCT 技术既可用于直接检查生物体内的器官，也可分析被切除的组织样本（如图 1.3），用于研究人体视网膜、皮肤病、肠胃疾病以及癌细胞等。OCT 成像技术作为一种极具潜力的医学和生物学成像技术而获得了广泛关注^[79-81]。

OCT 轴向分辨率取决于光源的相干长度和光谱范围，相干长度越短，光谱范围越宽，OCT 系统轴向分辨率就越高。早期 OCT 成像系统采用二极管作为光

源, 提供的轴向分辨率约 $10\text{-}15\mu\text{m}$, 而拥有较短相干长度、宽谱宽的 SC 光源能够将轴向分辨率提高近 10 倍, 缩短至 $2\mu\text{m}$ 以下。2002 年, 奥地利维也纳大学的 B. Povazay 等人利用 10fs 钛宝石激光脉冲泵浦 PCF 产生的 $550\text{-}950\text{nm}$ 超连续谱作为 OCT 系统光源, 获得了成像后自由空间和生物组织中分辨率分别达 $0.75\mu\text{m}$ 和 $0.5\mu\text{m}$ ^[82], 比基于传统光源的 OCT 成像精度提高了 20 倍以上。

1.2.3 光学精密计量

上世纪末本世纪初发明的光学频率梳, 导致了光频精密测量的革命性进展, 并加速了下一代“光钟”的诞生^[83], 由于在光学频率梳和光学精密计量方面的杰出工作, Hänsch 和 Hall 分享了 2005 年的诺贝尔物理学奖。而 SC 正是光频精密计量的重要工具——飞秒光频梳的核心单元之一。

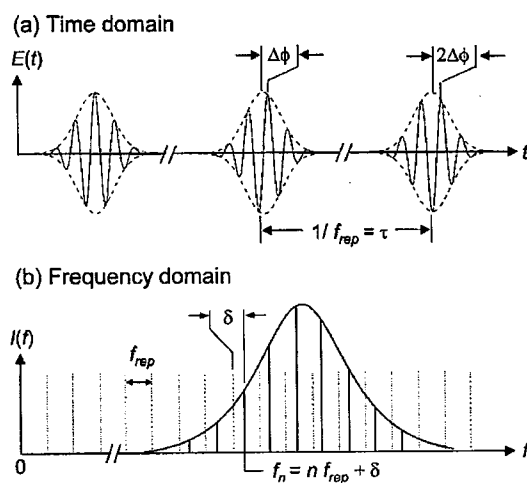


图 1.4 超短锁模飞秒脉冲时域和频域结构^[83]

在光学频率梳发明之前, 因光的频率太高导致精确测量极其困难。传统方法是构建极其复杂的光学频率链路, 再溯源到微波频率标准进行测量和标定^[84,85]。这种方法需要大量精密电子学设备和已知频率的激光器, 体积庞大, 制作和维护成本高昂, 并且, 一个频率链只能测量有限几个光频率, 极大限制了光频标的发展。由于稳频激光技术和飞秒激光技术的发展, 利用飞秒锁模激光脉冲的光谱特性实现对光频的精确测量成为可能, 这是因为飞秒锁模激光脉冲在频域上是一系列的等间隔的以梳齿状排列的纵模构成(见图 1.4), 如果能够锁定纵模间隔并将其中某个纵模锁定于已知光频或者射频, 则利用这些梳齿状纵模就可构成一把频域的刻度尺, 进而精确测量任意光频。

对于飞秒锁模激光脉冲, 由于其重复频率严格等于纵模间隔, 因此锁定纵模间隔就严格锁定了重频。此外, 飞秒脉冲载波包络相移(CEO)在时域上表现为因

色散引起的相速度和群速度差异所导致的脉冲包络和载波振荡最大值之间的不重合而引入的相位差(见图 1.4), 在频域上表现为所有纵模有一整体频移。由于纵模间隔处在微波频段, 可锁定至高精度的微波原子钟, 而锁定 CEO 则一般采用基频倍频自参考法, 这种方法的前提是, 飞秒脉冲的频谱宽度必须覆盖一个光学倍频程, 而一般飞秒锁模激光脉冲的光谱范围只有几十 THz, 无法达到一个光学倍频程, 这就需要将飞秒脉冲的光谱进一步展宽成 SC, 使之达到一个倍频程, 因此, 如何将超短脉冲展宽成具有良好相干性的 SC 是光学频率梳一项极为关键的技术。

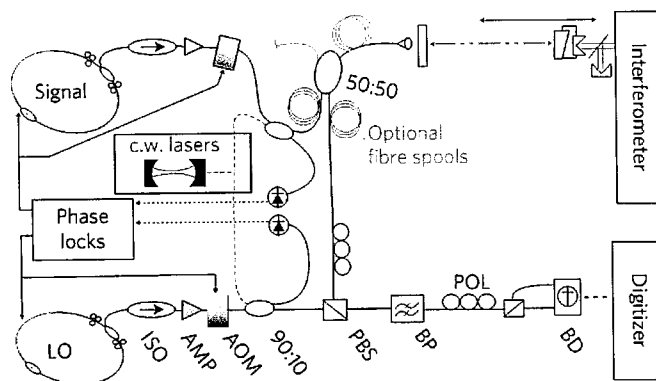


图 1.5 基于光纤频率梳的高精度距离测量装置图^[88]

虽然早在 2000 年就已经实现基于锁模钛宝石激光器的光频梳^[83], 但这种光频梳存在体积大、不易维护、造价昂贵等问题, 制约了其广泛应用, 而基于锁模光纤激光器的光频梳克服了上述缺点, 获得广泛关注。2003 年, F. Tauser 等人利用自参考技术实现了光纤光频梳^[86]。2004 年, H. Hundertmark 等人将光纤光频梳精度提高到了 mHz 量级^[87]。此后, 基于光纤激光器和 SC 产生的光纤光频梳开始获得广泛应用。2009 年美国国家标准与技术研究院(NIST)的 Coddington 等人提出了采用双飞秒激光频率梳的绝对距离测量方案, 如图 1.5 所示, 在光纤中模拟 1.14km 进行测量, 实现了 5nm 的分辨力^[88]。近年来, 国内也开展了基于光纤光频梳的精密计量的研究^[89]。

除了在光谱学、成像、光学精密计量应用为外, 超连续谱在相干光通信、激光雷达、超短脉冲压缩、群速度测量、光电对抗等领域都具有重要应用, 这些方面的详细介绍和讨论可参考相关文献, 如[20,28]等。

1.3 超连续谱研究现状与发展趋势

SC 在众多科学研究与工程技术领域具有重要应用需求, 对 SC 特征指标的要求不尽相同, 比如, 光谱和成像应用需要光谱可控, 谱宽覆盖分子、原子、各种

颗粒物吸收和散射光谱，光功率谱密度高；光频梳应用中，需要 SC 具有倍频程谱宽且噪声低；军事应用需要 SC 覆盖范围广、峰值功率高、脉冲能量大，而脉冲压缩需要 SC 时域波形好，等等。为此，人们持续地对 SC 特征参量进行着优化和改进，特别是 SC 光谱波段扩展、SC 功率提升一直是研究重点，本节将对这些方面的研究进展加以介绍。

1.3.1 超连续谱长波段光谱扩展

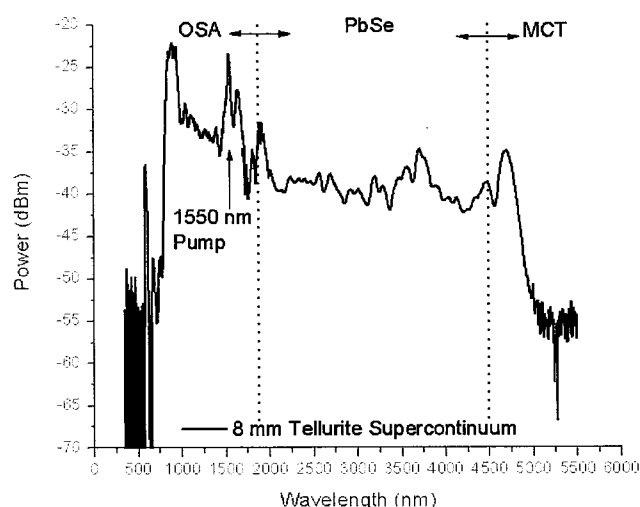


图 1.6 采用通信波长泵浦碲酸盐 PCF 产生的中红外超连续谱^[91]

中红外 3-5 微米波段覆盖了大量气体分子的基带吸收线，与近红外“泛频”吸收相比，基带吸收强度要高出 2-3 个数量级，因此，发展 3-5 微米中红外 SC 在高灵敏度并行光谱检测等方面有着重要的应用。另外，中红外 3-5 微米波长位于大气低损耗传输“窗口”，对烟雾具有很强的穿透力，因此发展覆盖 3-5 微米中红外波段的 SC，在红外光电对抗方面 also 具有重要意义。

受制于中红外波段多声子吸收的损耗限制，石英玻璃最佳透过波长范围是 250 ~ 2500nm。当波长位于中红外 3-5 μm ，用硅材料的传统 PCF 损耗太高，必须采用替代材料，人们现已发展出包括亚碲酸盐、硫化物、铋酸盐等玻璃材料制作 PCF，以解决中红外超连续谱产生中的非线性材料问题。值得注意的是，采用替代材料相比传统硅材料具有更长的零色散波长，因此，需采用 1550nm 及以上波长的泵浦激光源来获取中红外 SC。

2005 年，Shaw 等人采用商业的中心波长为 2.5 μm 光学参量种子脉冲，泵浦长度为 1m 的 As_2Se_3 硫化物单层空气孔 MOF，获得了 2.1- 3.2 μm 的中红外 SC^[90]。2008 年，采用通信波长 1550nm 能量 1.9 nJ 的 100fs 脉冲，泵浦 8cm 的碲酸盐 PCF，产生了如图 1.6 所示的 20dB 带宽为 789-4870nm 的 SC，超过了 4000nm 覆

盖^[91]。2009 年, Guanshi 等人采用中心波长为 1450nm 的泵浦源, 经数厘米氟化物光纤, 获得了 10dB 带宽从紫外延续到 6.28 μm 的 SC^[92]。2011 年, Kulkarni 等人采用铥光纤激光脉冲, 经放大后泵浦 ZBLAN 光纤, 获得了 1.9-4.5 μm 的高功率中红外激光 SC^[93], 迄今, 中红外 SC 产生已经成为了一个研究热点^[27,28,94]。

1.3.2 超连续谱短波段光谱转换

同样, 利用超连续谱的非线性光谱转换, 将泵浦光功率转移到可见和紫外也具有重要应用价值, 如许多荧光分子可以被 350~600nm 的激光激发^[95], 在成像领域也要求 SC 向短波长扩展。通常, 利用传统硅材料 PCF 产生 SC 谱宽范围一般在 500-2000nm, 若需扩展短波长光谱成分, 则需要对 SC 产生进行优化与设计。SC 短波长光谱是由孤子辐射色散波和 FWM 产生, 这两者决定于孤子辐射色散波的相位匹配条件和 FWM 的相位匹配条件^[20], 但真正决定 SC 短波长扩展极限的是长波段孤子和短波段色散波间的相互作用^[96-98]。基于短波长光谱转换机制的理解, 人们引入不同方法, 如泵浦级联的具有不同零色散波长 PCF 和对基于传统硅材料 PCF 进行特殊设计以改变 PCF 色散非线性特性, 来优化相位匹配条件, 或采用多波长泵浦增强 FWM 的方法扩展 SC 短波长光谱。

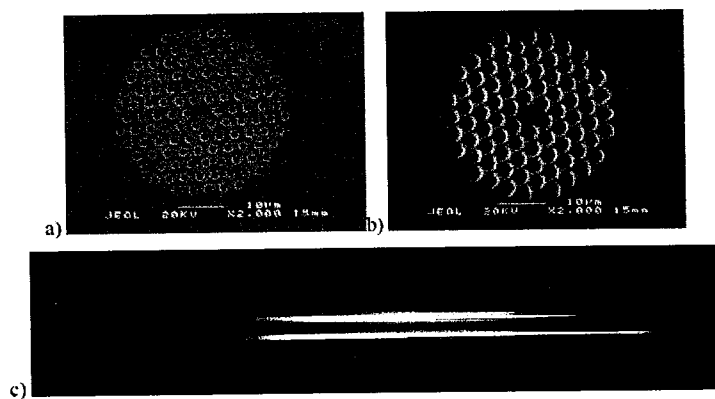


图 1.7 不同 PCF 中获得的“白光”超连续谱^[101]

2005 年, J. C. Travers 等人用脉宽为 3ps 的掺 Yb 锁模光纤激光器泵浦级联零色散波长递减的两段 PCF 获得了输出功率 1.2W、光谱范围 0.44-1.89 μm 的 SC^[99]; 2006 年, A. Kudlinski 等人用皮秒和纳秒微啁啾 Nd:YAG 调 Q 激光器泵浦由拉锥获得的零色散波长递减的光子晶体光纤锥, 获得了输出功率 3.5W、10dB 光谱范围 0.372-1.75 μm 的 SC^[100]; 2008 年, J. M. Stone 等人通过优化设计 PCF 群速度匹配的方法, 用波长 1064nm 的亚纳秒激光泵浦源, 获得了如图 1.7 所示的光谱范围 0.4-2.54 μm 的 SC^[101]; 2009 年, C. L. Xiong 等人采用 1064 微啁啾 Nd:YAG 调 Q 激光器泵浦两段不同参数 PCF, 由第一段 PCF 获得 0.686 μm 和

0.975 μm 多波长激光输出, 再利用此激光泵浦第二段 PCF, 获得了光谱范围 360nm-1175nm 的 SC^[102]; 2010 年, A. Kudlinski 等人通过 PCF 拉锥并在优化群速度色散匹配下, 使得光谱范围 350-600nm 内的转换效率达 30%^[103]。2011 年, Debashri Ghosh 等人采用 1064nm 微啁啾 Nd:YAG 调 Q 激光器泵浦经优化设计的 PCF, SC 短波长延伸至 372nm^[104]。当前, SC 短波段光谱转换仍然是 SC 研究的热点和难点。

1.3.3 超连续谱功率提升

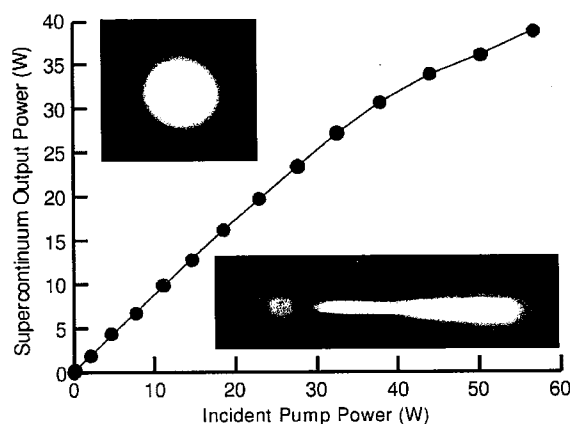


图 1.8 高功率 SC 输出光光转换效率图^[109]

为了获得高功率 SC, 各种高功率泵浦激光脉冲及其放大技术被应用于 SC 产生。2003 年, M. Seefeldt 等人用脉宽为 10ps 的 Nd:YVO₄ 激光器泵浦 PCF 获得了输出功率为 2.4W、谱宽为 900nm 的 SC^[105]; 2004 年, Akheesh 等人采用连续波拉曼激光器泵浦高非线性 DSF 获得了谱宽 544nm、输出功率 3.2W 的 SC^[106]; 2005 年, A. B. Rulkov 等人将重频 40MHz、脉宽 2.2ps、峰值功率 11W 的锁模光纤激光器, 经两级放大获得的平均功率 8W 的脉冲, 经 PCF 后, 获得了平均功率 2W, 波长范围 525-1800nm 的 SC^[107]; 2008 年, J. C. Travers 等人将 400W 的连续波光纤激光注入到 PCF, 获得了平均功率 50W 的 SC 输出^[108]。2010 年, K. K. Chen 等人基于放大的增益开关皮秒脉冲, 泵浦长 2m 的 PCF, 获得了 39W 的高功率 SC 输出, 谱宽为 400-2250nm (见图 1.8)^[109]。2012 年, H. G. Chen 等将皮秒锁模光纤激光器通过三级放大到 57.7W, 并以此泵浦 PCF, 获得了平均功率高达 35.6W 的 SC^[110]。

1.4 基于锁模光纤激光的超连续谱产生

随着 SC 应用范围拓展, 对基于 PCF 的超连续谱产生的稳定性、谱宽及光功

率谱密度需求也越来越高，由于 SC 产生方式多样，有必要针对特定应用下 SC 的产生进行优化设计。通常，SC 产生由泵浦激光和非线性波导构成。PCF 是 SC 产生的理想非线性波导，能满足对 SC 的光谱调控需求；而基于被动锁模光纤激光器和短脉冲放大技术在小型化、集成化、高功率 SC 产生中也广泛采用，并成为研究重点^[28]。下面将对构成基于锁模光纤激光的 SC 产生的重要单元：PCF，锁模光纤激光器及光纤放大技术进行简单介绍。

1.4.1 光子晶体光纤特性

全内反射导引型 PCF 的结构为在二维周期性结构中引入缺陷，其截面图如图 1.9 所示，这种 PCF 具有宽带单模传输、色散与非线性可调控等特性。

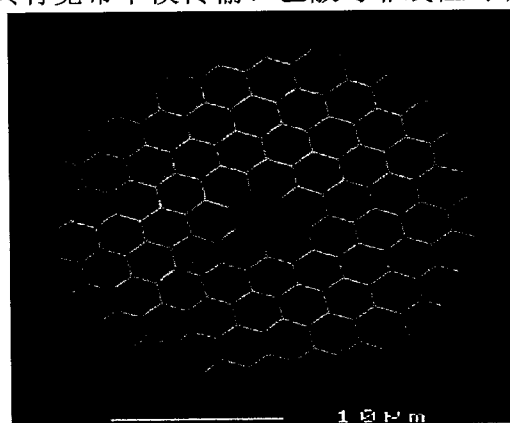


图 1.9 全内反射导引型 PCF 横截面图

1.4.1.1 宽带单模传输

通常，传统单模光纤都存在截止波长，单模光纤的截止波长由光纤归一化频率参量 V 决定，与光纤结构、纤芯和包层折射率差有关。当波长大于截止波长时，光波在单模光纤中单模传输，小于截止波长时，则以多模传输，普通单模光纤的截止波长在 800-1000nm 之间。在 PCF 中，由于包层有效折射率不是包层材料折射率的简单平均，而是强烈依赖于波长。随着波长的减小，分布在空气孔中的场能量减少，从而增大了包层的有效折射率，纤芯和包层有效折射率差相对减小，从而使 PCF 的 V 参量接近于常数。当使空气填充率足够小时， V 始终低于产生多模的临界值，从而保证 PCF 的宽带单模传输特性。

1.4.1.2 可控色散

色散是 SC 产生中起决定性作用的关键参数之一。普通光纤色散主要由石英的材料色散决定，通常，在 1300nm 以上为反常色散区，以下为正常色散区。与传统光纤不同，PCF 因包层空气孔结构使得纤芯和包层间折射率差增大，从而极大地增强了波导色散，且波导色散可以为反常色散，使得 PCF 的零色散点可以

小于传统光纤的零色散波长, 甚至能移至可见光区域。这样, 通过改变 PCF 的截面结构, 就可以对 PCF 的色散曲线进行灵活设计。

1.4.1.3 非线性调控

PCF 中的光场主要分布在石英构成的纤芯中, 其非线性效应的产生机制与普通光纤类似。对于普通单模光纤, 模场面积在 $10\text{-}100\mu\text{m}^2$ 范围内变化, 对于 PCF, 通过设计 PCF 空气孔大小和孔间距可以改变其模场大小, 从而获得比普通光纤高得多的非线性^[53]。这种调节孔间距、形状与大小等来调控 PCF 非线性特性的方法对 SC 的优化设计具有十分重要的作用。

1.4.2 被动锁模光纤激光器

被动锁模光纤激光器是利用可饱和吸收体的饱和吸收效应而实现的。可饱和吸收体为非线性吸收介质, 对腔内光波的吸收随光场强度而变化, 当光场强度较弱时, 介质对光的吸收作用强, 透过率低, 随着光强增加, 介质吸收作用减弱, 于是, 强度较强的脉冲经历的损耗较小, 而强度较弱的脉冲或噪声经历的损耗较大, 经过多次循环, 最终得到锁模脉冲。

最早的被动锁模光纤激光器是基于非线性偏振旋转(NPE)的孤子锁模光纤激光器^[111], 这种激光器运转在负色散区, 负色散与 SPM 效应相互作用产生孤子脉冲, 输出脉冲存在弱啁啾, 脉冲宽度在亚 ps 量级, 受孤子面积理论和周期性扰动的限制, 单脉冲能量一般低于 100 pJ。提高锁模光纤激光器单脉冲能量的关键是减小腔内非线性相移积累, 为此, 人们将色散管理概念引入到光纤激光腔内, 发展出了色散管理型孤子光纤激光器, 由于脉冲在具有色散管理腔内周期性的展宽和压缩, 有效降低了非线性相移积累, 色散管理孤子激光器输出单脉冲能量可达纳焦水平^[112]。2004 年, Ilday 等人将正色散增益介质中无光波破裂的自相似演化技术引入到光纤激光器中, 首次报道了基于正色散增益光纤中自相似脉冲光纤激光器, 将被动锁模光纤激光器输出单脉冲能量提高到十纳焦以上^[113]。但无论色散管理和自相似激光器, 腔内都有色散补偿。2006 年, Chong 等人放弃腔内色散补偿, 通过在腔内增加滤波以增强自振幅调制, 实现了全正色散光纤激光器锁模, 获得了 3nJ 的耗散孤子脉冲输出^[114], 2007 年获得了 20nJ 的结果^[115], 此后全正色散光纤激光器引起了人们广泛关注^[116-121]。

近年来, 全正色散锁模光纤激光器获得了长足发展, 但在许多关键物理参数上仍有待提高, 主要集中在如下几个方面:

- 1) 如何提高输出脉冲能量是当前及将来锁模光纤激光器研究的首要问题;
- 2) 具有更小时域宽度的飞秒锁模光纤激光器一直是激光物理与技术领域

的研究热点，而高功率大能量高重复频率的飞秒锁模光纤激光脉冲将是人们长期追求的目标；

- 3) 提高转换效率与系统稳定性并使其更加小巧紧凑也是未来飞秒锁模光纤激光器的研究重点。

1.4.3 自相似光纤放大技术

提升锁模光纤激光器输出功率和能量除了直接提升激光器性能的途径之外，还可以采用超短脉冲放大技术。通常，人们采用啁啾脉冲放大（CPA）技术进行脉冲放大。虽然 CPA 技术获得的脉冲能量高，但啁啾特性相对较差，通常，放大的脉冲只能压缩到百飞秒，且 CPA 需经脉冲展宽-放大-压缩过程，系统复杂。

超短脉冲自相似放大是基于正色散光纤中脉冲的自相似演化而实现，相比 CPA，自相似放大后脉冲不仅能获得较高能量脉冲，而且具有很好的压缩性能。早在 1981 年，M. J. Ablowitz 和 H. Segur 就指出，自相似解和孤子解都存在于非线性薛定谔方程(NLSE)中^[122]。1993 年，D. Anderson 进一步指出在光纤中存在带线性啁啾、无光波破裂的抛物线脉冲解，并对抛物线脉冲传输与压缩行为进行了研究^[123]。2000 年 M. E. Fermann 首次分析了带增益的 NLSE，建立了常数增益的自相似脉冲传输放大模型，研究了自相似脉冲在光纤放大器中的传输演化行为，并通过实验由光纤放大器产生了自相似脉冲，并观察了自相似脉冲在单模光纤中传输行为^[124]，此后，自相似光纤放大技术引起人们重视^[125-132]。

因掺杂光纤增益带宽有限，并存在 SRS 效应，使得脉冲自相似光纤放大不可避免受到影响。研究表明，增益带宽和 SRS 效应是限制自相似放大单脉冲能量提高的主要因素^[133,134]，但二者作用条件不同，由于 SRS 增益积累主要与光纤长度有关，对低增益长距离掺杂光纤放大有严重影响，而在高增益自相似放大时，由于光谱展宽较快，增益带宽是主要限制因素。因此在设计自相似放大时必须对二者的影响进行综合考虑。

1.4.4 超连续谱产生关键理论与技术

基于锁模光纤激光脉冲产生 SC 主要由三部分构成，锁模光纤激光器和自相似放大器构成泵浦光源，PCF 构成产生 SC 的载体。对 SC 产生的优化设计主要是对 PCF、锁模光纤激光器和自相放大这三部分的优化设计，以及对它们之间的相互匹配。其关键理论与技术主要分为如下几个方面：

- 第一 SC 产生与 PCF 色散非线性特性密切相关，其设计与优化需通过数值方法求解，因此，寻找合适的 PCF 设计方法并优化其色散非线性特性

是获得高性能 SC 的关键之一；

- 第二 PCF 中 SC 的产生本质上是脉冲色散非线性传输过程，而完整描述脉冲在 PCF 中色散非线性传输的模型无解析解，因此，发展快速精确算法以模拟 PCF 中超短脉冲传输是 SC 优化设计的重要工具；
- 第三 探明全正色散锁模光纤激光器腔内要素及其影响，优化腔内色散非线性及滤波效率，是获得稳定可靠、输出特性好的全正色散锁模光纤激光脉冲的关键；
- 第四 发展适合于锁模光纤激光脉冲的放大器方案，防止放大器端面损伤和降低 PCF 熔接损耗等，进而优化设计泵浦脉冲参数和 PCF 色散非线性特性以提升 SC 输出功率与相干性等，也是 SC 产生的重要关键技术。

1.5 本学位论文主要工作

SC 的产生涉及到激光在非线性光波导中所发生的非线性频谱展宽过程，产生 SC 的基本组成部分是非线性波导和泵浦光源。PCF 是 SC 产生的优良载体，锁模光纤激光器是 SC 的重要泵浦光源，自相似放大技术是提升锁模脉冲功率的重要手段。本论文将围绕基于光纤色散非线性传输产生 SC 的关键理论与技术进行研究，主要工作围绕四个方面：1) 发展数值求解描述脉冲色散非线性传输的非线性薛定谔方程的方法与技术，模拟 PCF 中脉冲色散非线性传输行为；2) PCF 中超连续谱产生过程中物理机制和相干性问题；3) 全正色散锁模光纤激光器的优化设计；4) 基于锁模光纤激光器及其自相似放大的 SC 产生关键技术，主要内容分为六章：

- 第一章 综述 SC 的发展历史、应用、研究现状以及基于锁模光纤激光脉冲产生 SC 的关键理论与技术；
- 第二章 推导描述脉冲在光纤中色散非线性传输行为的非线性薛定谔方程，并对方程的物理本质进行分析与讨论；
- 第三章 研究 GNLSE 的数值求解方法，并将基于相互作用表象下的四阶龙格库塔算法推广至对耦合广义非线性薛定谔方程的求解；
- 第四章 研究脉冲色散非线性传输过程中的相互作用，研究负色散区飞秒和皮秒脉冲泵浦 PCF 产生 SC 的物理机制、飞秒和皮秒脉冲泵浦全正色散 PCF 的 SC 的产生原理和输出相干性；
- 第五章 研究全正色散锁模光纤激光器的锁模状态，重点研究光纤腔内要素对其输出特性影响，揭示色散分布对全正色散锁模光纤激光器输出特性的影响规律；

第六章 设计并研制高重的频全正色散锁模光纤激光器，经自相似放大提升脉冲功率后，泵浦 PCF，产生出超过倍频程 SC。

1.6 本章小节

综述了 SC 产生历史、应用和研究现状；概括了基于锁模光纤激光产生 SC 的关键理论与技术；介绍了本学位论文主要研究工作和进展。

第二章 超短光脉冲色散非线性光纤传输基本理论

非线性薛定谔方程(NLSE)是描述超短光脉冲在光纤中色散非线性传输的基本模型,理解和掌握 NLSE 方程及其扩展形式---广义非线性薛定谔方程(GNLSE)的物理内涵,是本学位论文的理论基础。本章首先从麦克斯韦方程组出发,导出描述光脉冲在单模光纤中色散非线性传输基本传输方程---NLSE,接着,将 NLSE 扩展为 GNLSE,并讨论考虑偏振效应的耦合非线性薛定谔方程(C-NLSE)和耦合广义非线性薛定谔方程(C-GNLSE),然后,验证 NLSE 方程的能量守恒和 GNLSE 的光子数守恒,最后,阐明基于不同拉曼响应函数而导出的 GNLSE 的适用条件和范围。

2.1 超短脉冲色散非线性光纤传输基本模型

描述介质中电磁场传输规律的麦克斯韦方程组为^[20]:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho_f \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}\tag{2-1}$$

其中,介质中 $\mathbf{D}$ 、 $\mathbf{E}$ 及 $\mathbf{B}$ 、 $\mathbf{H}$ 通过如下物质方程相联系:

$$\begin{aligned}\mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\ \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}\end{aligned}\tag{2-2}$$

通过对(2-1)和(2-2)做简单的变形和代换可得:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}\tag{2-3}$$

而介质的极化率满足如下方程:

$$\begin{aligned}\mathbf{P}(r, t) &= \mathbf{P}_L(r, t) + \mathbf{P}_{NL}(r, t) \\ &= \mathbf{P}^1 + \mathbf{P}^2 + \mathbf{P}^3 + \mathbf{P}^4 + \dots\end{aligned}\tag{2-4}$$

其中, $\mathbf{P}_L(r, t)$ 和 $\mathbf{P}_{NL}(r, t)$ 分别为时域的线性和非线性极化强度,极化强度与电场强度在频域满足如下关系^[135,136]:

$$\mathbf{P}^n = \varepsilon_0 \chi^{(n)} | \underbrace{\mathbf{E} \mathbf{E} \dots \mathbf{E}}_n \tag{2-5}$$

式中 χ^n 为 $n+1$ 阶极化率张量。

在入射脉冲峰值功率不高、峰值强度小于 $1\text{GW}/\text{cm}^2$ 的情况下，光纤中的非线性效应只需考虑到三阶。而由于光纤材料 SiO_2 为中心对称分子，二阶非线性系数为零，故不考虑二阶非线性效应，于是，有：

$$\mathbf{P}_L(r, \omega) = \mathbf{P}^1 = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \cdot \mathbf{E} \quad (2-6)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(r, \omega) = \mathbf{P}^3 = \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) : \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} \quad (2-7)$$

方程(2-5)、(2-6)和(2-7)均为频域关系，在处理非连续的单色频率之间的相互作用极为方便，而实际光谱远非单色，尤其在超短脉冲研究领域，由于短脉冲频谱范围宽，用响应函数的方式处理更容易。

引入极化率的响应函数，式(2-6)和(2-7)可改写为：

$$\mathbf{P}_L(r, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(\tau) \mathbf{E}(t - \tau) d\tau \quad (2-8)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{NL}(r, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^t dt_2 \int_{-\infty}^t dt_3 \\ \times \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) : \mathbf{E}(t_1) \mathbf{E}(t_2) \mathbf{E}(t_3) \end{aligned} \quad (2-9)$$

利用 $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E}$ ，并将 $\mathbf{P}_L(r, \omega)$ 和 $\mathbf{P}_{NL}(r, \omega)$ 带入方程(2-3)可得：

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2-10)$$

方程(2-10)的化简分为两步：(1) 不考虑三阶极化强度的情况下，求解得到光纤中传输的本征模式和传输常数；(2) 把三阶极化率视为微扰，重新求解方程(2-10)。关于求解光纤中传输模式问题在许多经典光波导书中都有论述^[137]，这里不予赘述，而主要关注具有三阶非线性极化强度情况下方程(2-10)的求解。

为了求解具有三阶非线性极化强度的方程(2-10)，需做如下假定：(1) 偏振态沿传输方向不变，即标量近似有效；(2) 准单色光，即慢变包络近似有效；(3) $\mathbf{P}_{NL}(r, t)$ 是 $\mathbf{P}_L(r, t)$ 的微扰。慢变包络近似和标量近似下，电场强度、线性和非线性极化强度可写成：

$$\mathbf{E}(r, t) = \frac{1}{2} \mathbf{x} [E(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (2-11a)$$

$$\mathbf{P}_L(r, t) = \frac{1}{2} \mathbf{x} [P_L(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (2-11b)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(r, t) = \frac{1}{2} \mathbf{x} [P_{NL}(r, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.] \quad (2-11c)$$

对于脉宽大于 1ps 的光脉冲，可认为介质响应是瞬态的，即式(2-9)中介质的

响应函数可写成三个 $\delta(t_i)$ 积的形式, 则方程(2-9)可化为:

$$P_{NL}(r, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : E(r, t) E(r, t) E(r, t) \quad (2-12)$$

根据张量求和规则, 沿传播方向 μ 的 $\tilde{P}_{NL}(r, t)$ 的分量为:

$$P_{(\mu)NL}(r, t) = \varepsilon_0 \sum_{\alpha\beta\gamma} \chi_{\mu\alpha\beta\gamma}^3 E_\alpha(r, t) E_\beta(r, t) E_\gamma(r, t) \quad (2-13)$$

把式(2-11a)中 $E(r, t)$ 的表达式带入式(2-13), 忽略三次谐波项可得:

$$P_{NL}(r, t) \approx \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} E(r, t); \quad \varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{xxxx}^3 |E(r, t)|^2 \quad (2-14)$$

因为 $P_{NL}(r, t)$ 与场强 $|E(r, t)|^2$ 有关, 在频域中更容易求解。为方便, 把 ε_{NL} 假设成常量, 通过傅里叶变换, 则方程(2-10)可化为:

$$\nabla^2 \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0 \quad (2-15)$$

其中 $\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{xx}^1(\omega) + \varepsilon_{NL}$, 且定义折射率和吸收系数为:

$$\tilde{n} = n + n_2 |E|^2; \quad \tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |E|^2 \quad (2-16)$$

方程(2-15)可按分离变量法求出, 令 $\tilde{E}(r, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z)$, 分离变量可得:

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2] F = 0 \quad (2-17a)$$

$$2i\beta_0 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + (\tilde{\beta}^2 - \tilde{\beta}_0^2) \tilde{A} = 0 \quad (2-17b)$$

其中 $\varepsilon = (n + \Delta n)^2 = n^2 + 2n\Delta n$; 利用 $\varepsilon(\omega) = (\tilde{n} + i\alpha/2k_0)^2$ 和式(2-16), 可得:

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + \frac{i\tilde{\alpha}}{2k_0} \quad (2-18)$$

方程组(2-17)可通过微扰理论求解, 首先用 n^2 代替 ε 求解方程(2-17a), 得到方程对应的模场 $F(x, y)$ 和传播常数 $\beta(\omega)$, 因单模光纤模场分布 $F(x, y)$ 为零阶贝塞尔函数, 故可由高斯函数近似给出; 然后对方程(2-17b)考虑 Δn 的影响, 根据一阶微扰理论, Δn 不会影响模场 $F(x, y)$ 的分布, 而本征值 $\tilde{\beta}$ 将变为:

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta(\omega) \quad (2-19)$$

式中

$$\Delta\beta(\omega) = \frac{\omega^2 n(\omega) \int \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n(\omega) |F(x, y)|^2 dx dy}{c^2 \beta(\omega) \int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy} \quad (2-20)$$

则方程(2-17b)可化为:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta(\omega) - \beta_0(\omega_0)] \tilde{A} \quad (2-21)$$

对 $\beta(\omega)$ 在 ω_0 处展开成泰勒级数, $\beta(\omega) = \sum_{k=0}^{\infty} \beta_k(\omega - \omega_0)^k / k!$, 其中 $\beta_k = [d^k \beta / d\omega^k]_{\omega=\omega_0}$ 为 k 阶色散, 并假设 $\Delta\beta(\omega) \approx \Delta\beta(\omega_0)$, 代入方程(2-21), 对方程(2-21)两边做傅里叶逆变换, 用 $i(\partial / \partial t)$ 替代 $\omega - \omega_0$, 忽略高阶色散可得:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (2-22)$$

其中 γ 为非线性系数, 其表达式为:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}, \quad A_{\text{eff}} = \frac{(\int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (2-23)$$

A_{eff} 为有效模场面积, 当忽略损耗且取延时坐标系 $T = t - z / v_g = t - \beta_1 z$ 时, 方程(2-22)可化为:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} = i\gamma |A|^2 A \quad (2-24)$$

方程(2-24)就是标准的 NLSE 方程, 左边第二项与光纤的群速度色散(GVD)有关, 右边反映了光纤的非线性效应- SPM, 正是这两者之间的相互作用, 使得脉冲在光纤中传输时产生大量有趣的光学现象。

2.2 广义非线性薛定谔方程

虽然 NLSE 是描述单模光纤中超短脉冲传输的最基本的数学模型, 在脉冲中心波长远离光纤的零色散波长, 且脉宽为皮秒, 峰值功率较低时, NLSE 能够充分描述脉冲光纤传输行为, 但由于只包含 GVD 和 SPM 之间的相互作用, 忽略了高阶色散和高阶非线性效应, NLSE 不能有效描述高峰值功率的更短光脉冲在光纤中的传输演化行为。因此, 有必要将 NLSE 扩展到包含高阶色散、延时拉曼响应以及自陡峭的 GNLSE。

在推导 NLSE 时, 我们假设响应函数为即时响应, 但当超短脉冲脉宽在飞秒量级时, 必须考虑延时响应。假设延时响应函数具有如下形式:

$$\chi^3(t-t_1, t-t_2, t-t_3) = \chi^3 R(t-t_1) \delta(t_1-t_2) \delta(t-t_3) \quad (2-25)$$

则方程(2-9)可写为:

$$P_{(\mu)NL}(r, t) = E(r, t) \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi_{xxxx} \int_{-\infty}^t R(t - \tau_1) E(r, \tau_1) E(r, \tau_1) d\tau_1 \quad (2-26)$$

$R(t)$ 为归一化的非线性响应函数, 考虑到因果性, $t < 0$ 时, $R(t) = 0$ 。将(2-26)式代入方程(2-10), 并利用傅里叶变换, 可得:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \tilde{E} + n^2(\omega) k_0^2 \tilde{E} = & -ik_0 - \chi_{xxxx}^3 k_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{R}(\omega_1 - \omega_2) \\ & \times \tilde{E}(\omega_1, z) \tilde{E}(\omega_2, z) \tilde{E}(\omega - \omega_1 + \omega_2, z) d\omega_1 d\omega_2 \end{aligned} \quad (2-27)$$

经过与推导 NLSE 方程同样的步骤, 可得 GNLSE:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A(z, t)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A(z, t) - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A(z, t)}{\partial t^k} \\ = i\gamma(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t}) \{A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') \times |A(z, t - t')|^2 dt'\} \end{aligned} \quad (2-28)$$

非线性响应函数表达式为:

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (2-29)$$

$R(t)$ 的第一项表示即时非线性响应, 第二项表示延时拉曼响应, f_R 表示延时拉曼响应对非线性极化率 P_{NL} 的贡献, $h_R(t)$ 为延时拉曼响应函数, 具有实函数形式。

2.3 超短脉冲光纤传输矢量模型

在前面的推导 NLSE 和 GNLSE 时, 都采用标量近似, 即假设介质各向同性, 实际上在光纤中总存在两个相互正交的偏振模, 考虑二者之间的相互作用时, 必须采用 C-NLSE 和 C-GNLSE。耦合方程的推导方式与推导标量方程的方式基本相同, 这里不予详细推导, 直接给出 C-NLSE 和 C-GNLSE 的表达式^[20,138]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_n}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A_n + \beta_{1n} \frac{\partial A_n}{\partial T} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_n}{\partial T^2} = \\ i\gamma[A_n |A_n|^2 + \frac{2}{3} A_n |A_{3-n}|^2 + \frac{1}{3} A_n^* A_{3-n}^2 \exp((-1)^n 2i\Delta\beta z)] \end{aligned} \quad (2-30)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_n}{\partial z} + \frac{\alpha_n}{2} A_n + (-1)^{n+1} \delta\beta_1 \frac{\partial A_n}{\partial T} + \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m-1} \beta_{mn}}{m!} \frac{\partial^m A_n}{\partial T^m} = \\ i\gamma_n(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T}) \{ (1 - f_R) [A_n |A_n|^2 + \frac{2}{3} A_n |A_{3-n}|^2 \\ + \frac{1}{3} A_n^* A_{3-n}^2 \exp((-1)^n 2i\Delta\beta z)] + f_R [A_n \int_{-\infty}^T f_1(T - \tau) |A_n|^2 d\tau \\ + A_n \int_{-\infty}^T f_2(T - \tau) |A_{3-n}|^2 d\tau + A_{3-n} \int_{-\infty}^T f_3(T - \tau) (A_n A_{3-n}^* + A_n^* A_{3-n}) d\tau] \} \end{aligned} \quad (2-31)$$

其中, $n=1,2$ 为两个不同的偏振方向。

在方程(2-30)和(2-31)中, α_n 为损耗系数, β_{mn} 为 n 偏振方向上传播常数 β_n 的第 m 阶泰勒展开项, $\delta\beta_1 = (\beta_{11} - \beta_{12})/2$, $\delta\beta = \beta_{01} - \beta_{02}$, $T = t - z(\beta_{11} + \beta_{12})/2$ 为延时坐标系中的时间, γ_n 为非线性系数, ω_0 为中心频率, $\tau_{SHOCK} = 1/\omega_0$ 与冲击响应有关的系数; f_R 为拉曼响应对克尔效应的贡献, f_1 和 f_3 分别为平行和垂直拉曼响应, f_2 为无增益拉曼频移^[138]。

2.4 超短脉冲光纤传输中的守恒量

守恒量对于展示方程物理内涵与方程求解都具有重要意义, 特别是在讨论脉冲光纤色散非线性传输时, 守恒量可以作为评判数值求解精度的重要指标。本节将讨论忽略损耗时 NLSE 的能量守恒和 GNLSE 的光子数守恒特性。

2.4.1 NLSE 方程的能量守恒

首先考虑忽略损耗时标准 NLSE 的守恒量, 在方程(2-24)中, 除了色散和非线性外, 并无其它物理过程, 而色散非线性过程都是在脉冲包络上叠加相位, 因此, 基于方程(2-24)的脉冲色散非线性传输过程中具有能量守恒特性, 下面我们给出数学描述。

定义脉冲能量:

$$E = \int |A(z, T)|^2 dT = \int |\tilde{A}(z, \omega)|^2 d\omega \quad (2-32)$$

两边对传播距离求偏导, 得:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\int |\tilde{A}|^2 d\omega \right) = \int \left(\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} \tilde{A}^* + \frac{\partial \tilde{A}^*}{\partial z} \tilde{A} \right) d\omega \quad (2-33)$$

将方程(2-24)两边做傅里叶变换, 用 $-i\omega$ 代替 $\partial/\partial T$, 用 FT 表示傅里叶变换, 则

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 A = i\gamma FT\{|A|^2 A\} \quad (2-34)$$

将方程(2-34)带入(2-33), 得:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} &= i\gamma \int (FT\{|A|^2 A\}) \tilde{A}^* - (FT\{|A|^2 A\})^* \tilde{A} d\omega \\ &= \int \int \int \tilde{A}(\omega_1) \tilde{A}^*(\omega_2) \tilde{A}(\omega - \omega_1 - \omega_2) \tilde{A}^*(\omega) d\omega_1 d\omega_2 d\omega \\ &\quad - \int \int \int \tilde{A}^*(\omega_1) \tilde{A}(\omega_2) \tilde{A}^*(\omega - \omega_1 - \omega_2) \tilde{A}(\omega) d\omega_1 d\omega_2 d\omega \end{aligned} \quad (2-35)$$

在方程(2-35)第一项中令 $\Omega = \omega_1$, $\Omega_1 = \omega$, $\Omega_2 = \omega_2 + \omega_1 - \omega$, 则

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial z} = & \iiint \tilde{A}^*(\Omega_1) \tilde{A}(\Omega_2) \tilde{A}^*(\Omega_1 + \Omega_2 - \Omega) \tilde{A}(\Omega) d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega \\ & - \iiint \tilde{A}^*(\omega_1) \tilde{A}(\omega_2) \tilde{A}^*(\omega - \omega_1 - \omega_2) \tilde{A}(\omega) d\omega_1 d\omega_2 d\omega \end{aligned} \quad (2-36)$$

对比方程(2-36)的第一项和第二项积分，虽积分变量不同，但形式相同，因此， $\partial E / \partial z = 0$ ，这表明，用 NLSE 方程描述超短脉冲光色散非线性传输时，能量在传输过程中保持不变。

2.4.2 GNLSE 方程的光子数守恒

由于存在拉曼效应，拉曼效应为入射光与介质中光学声子间相互作用，为非弹性散射，因此脉冲传输时能量不再守恒。对于 GNLSE 方程，当忽略损耗时，其守恒量为光子数^[139]。为此，我们同样给出推导。光子数定义为：

$$P = \int n_{\text{eff}} A_{\text{eff}} \frac{|A(z, \omega)|^2}{\omega} d\omega \quad (2-37)$$

在方程(2-37)中，假设有效折射率 n_{eff} 和 A_{eff} 为常数，对方程两边求导，可得：

$$\frac{\partial P}{\partial z} = n_{\text{eff}} A_{\text{eff}} \int \left(\frac{\partial A(z, \omega)}{\partial z} A(z, \omega)^* + \frac{\partial A(z, \omega)^*}{\partial z} A(z, \omega) \right) \frac{d\omega}{\omega_0 + \Delta\omega} \quad (2-38)$$

将方程(2-28)两边做傅里叶变换，并忽略损耗，可得：

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} - i \sum_{k \geq 2} \frac{\omega^k}{k!} \beta_k \tilde{A}(z, \omega) \\ & = i \gamma \frac{\Delta\omega}{\omega_0} FT \left\{ A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') \times |A(z, t-t')|^2 dt' \right\} \end{aligned} \quad (2-39)$$

令 $G(t) = A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') \times |A(z, t-t')|^2 dt'$ ，则：

$$FT\{G(t)\} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(\omega - \omega_1) \tilde{A}(z, \omega_1) \tilde{A}(z, \omega_2) \tilde{A}^*(z, \omega_2 + \omega_1 - \omega) d\omega_1 d\omega_2 \quad (2-40)$$

将方程(2-39)和(2-40)带入方程(2-38)，可得：

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial z} = & i \int n_{\text{eff}}(\omega) A_{\text{eff}}(\omega) \gamma(\omega) [FT\{G(t)\} \times \tilde{A}(z, \omega)^* + FT^*\{G(t)\} \times \tilde{A}(z, \omega)] \frac{d\omega}{\omega_0} \\ = & i \iiint \frac{n_0 n_2}{c} \{ R(\omega - \omega_1) \tilde{A}(z, \omega_1) \tilde{A}(z, \omega_2) \tilde{A}^*(z, \omega_2 + \omega_1 - \omega) \tilde{A}(z, \omega)^* \\ & - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R^*(\omega - \omega_1) \tilde{A}(z, \omega_1)^* \tilde{A}(z, \omega_2)^* \tilde{A}(z, \omega_2 + \omega_1 - \omega) \tilde{A}(z, \omega) \} d\omega_1 d\omega_2 d\omega \end{aligned} \quad (2-41)$$

令 $\Omega = \omega_1$, $\Omega_1 = \omega$, $\Omega_2 = \omega_2 + \omega_1 - \omega$; 则方程(2-41)可化为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial z} = & i \iiint \frac{n_2 n_0}{c} \{ R(\omega - \omega_1) A(z, \omega_1) A(z, \omega_2) \\ & \times A^*(z, \omega_2 + \omega_1 - \omega) A(z, \omega)^* d\omega_1 d\omega_2 d\omega \\ & - i \iiint \frac{n_2 n_0}{c} \{ R^*(\Omega_1 - \Omega) A(z, \Omega)^* \\ & \times A(z, \Omega_1 + \Omega_2 - \Omega)^* A(z, \Omega_2) A(z, \Omega_1) \} d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega \end{aligned} \quad (2-42)$$

由于 $R(t)$ 为实函数, 有 $R(\omega - \omega_1) = R(\omega_1 - \omega)$, 所以 $\partial P / \partial z = 0$, 至此, 方程(2-37)光子数守恒推导完成。同样, 对于无损耗的 C-NLSE 和 C-GNLSE 的守恒量, 经过和前面推导 NLSE 能量守恒和 GNLSE 的光子数守恒相同的运算, 可得到 C-NLSE 具有能量守恒, 而 C-GNSLE 具有光子数守恒, 这里不再给出具体推导过程。

2.5 拉曼响应函数

在短脉冲的色散非线性传输中, 拉曼响应有着重要影响。本节将给出不同形式拉曼延时响应函数表达式和物理意义, 定性讨论不同脉冲传输方程的适应条件。一般地, 光纤中拉曼延时响应函数 $h_R(t)$ 的具体形式由石英分子光感应振动所决定, 但由于石英光纤的非晶体特性, 直接计算 $h_R(t)$ 困难, 注意到拉曼增益 $g_R(\Delta\omega)$ 与拉曼延时响应函数 $\tilde{h}_R(\Delta\omega)$ 存在如下关系:

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn_0} f_R \chi^3 \text{Im}(\tilde{h}_R(\Delta\omega)) \quad (2-43)$$

其中 $\tilde{h}_R(\Delta\omega) = FT(h_R(t))$, 因此, $h_R(t)$ 虚部可从方程(2-43)拉曼增益导出, 由于 $h_R(t)$ 实部和虚部满足 Kramers-Kronig 关系, 因此 $h_R(t)$ 实部可从虚部计算出。通常, 拉曼增益谱具有十分复杂的结构, 为了方便研究光纤拉曼响应对超短脉冲色散非线性传输的影响, Blow 和 Wood 用单个的洛伦兹线型对拉曼增益谱进行拟合, 其对应的时域表达式如下^[139]:

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t / \tau_2) \sin(t / \tau_1) \quad (2-44)$$

其中 τ_1 和 τ_2 分别为 12.2fs 和 32fs, 这种表达形式简单, 在一定程度上能够有效表征拉曼效应的影响。

方程(2-44)的洛伦兹线型是把光纤中所有分子看成具有相同的振动模式, 所以可采用单个集总谐振子模型近似。实际上, 光纤中 SiO_2 分子之间 Si 和 O 原子

具有随机排列, 原子具有不同振动模式, 所以光纤拉曼增益谱并不能简单地用单个洛伦兹线型近似。

表 2.1 方程(2-45)中对应的参数^[141]

Table 1. Values of the Parameters Used in the Intermediate-Broadening Model^a

Mode Number i	Component Position (cm^{-1})	Peak Intensity A_i	Gaussian FWHM (cm^{-1})	Lorentzian FWHM (cm^{-1})
1	56.25	1.00	52.10	17.37
2	100.00	11.40	110.42	38.81
3	231.25	36.67	175.00	58.33
4	362.50	67.67	162.50	54.17
5	463.00	74.00	135.33	45.11
6	497.00	4.50	24.50	8.17
7	611.50	6.80	41.50	13.83
8	691.67	4.60	155.00	51.67
9	793.67	4.20	59.50	19.83
10	835.50	4.50	64.30	21.43
11	930.00	2.70	150.00	50.00
12	1080.00	3.10	91.00	30.33
13	1215.00	3.00	160.00	53.33

^a $A_i = A_i' / \omega_{v,i}$, $\Gamma_i = \pi c \times \text{Gaussian FWHM}$, $\gamma_i = \pi c \times \text{Lorentzian FWHM}$, and $\omega_{v,i} = 2\pi c \times \text{component position}$.

早在 1982 年, Walrafen 和 Krishnan 就用 13 个不同振幅和宽度的高斯线型叠加来近似拉曼线型^[140], 这种方法考虑了光纤中原子的非均匀加宽, 其缺陷由 Hollenbeck 和 Cantrell 在文献[141]中被弥补, 进一步考虑光纤中原子的综合加宽, 利用洛伦兹线型和高斯线型卷积的方法获得了对光纤拉曼谱极好的近似, 在这种近似下, 拉曼延时响应函数 $h_R(t)$ 的表达式为:

$$h_R(t) = \sum_{i=1}^{13} \frac{A_i'}{\omega_{v,i}} \exp(-\gamma_i t) \exp(-\Gamma_i^2 t^2 / 4) \sin(\omega_{v,i} t) \theta(t) \quad (2-45)$$

对应的参数如表 2.1。图 2.1 为由 Hollenbeck 和 Cantrell 的模型计算结果与实验结果的比较, 理论计算与实验结果非常吻合。

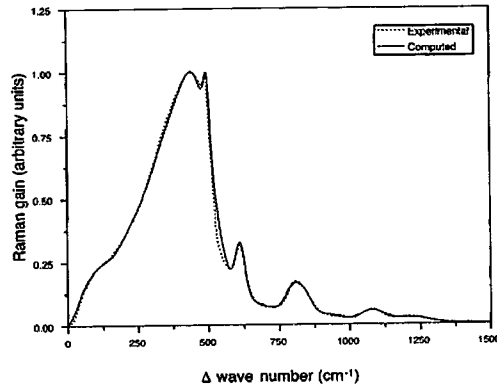


图 2.1 利用综合加宽模型对光纤中拉曼谱近似与实验比对结果[141]。

2006 年, Q. Lin 和 G. P. Agrawal 给出了拉曼响应的另一个表述模型^[142], 在模型中, 考虑了垂直和平行方向上的拉曼增益。文献[142]认为, 用这个模型模

拟 30fs 以上超短脉冲在光纤中传输演化时有相当高的精度，其拉曼响应函数表达式为：

$$h(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R[(f_a + f_c)h_a(t) + f_b h_b(t)] \quad (2-46)$$

$h_a(t)$ 的表达式和方程(2-44)具有相同的表示， $h_b(t)$ 的表达式为：

$$h_b(t) = [(2\tau_b - t) / \tau_b^2] \exp(-t / \tau_b) \quad (2-47)$$

其中 τ_b 为 96fs。

虽然使用包含更精确拉曼响应函数的 GNLSE 能更准确地描述超短脉冲色散非线性传输行为，但是，与 NLSE 方程能将方程与光纤色散非线性效应进行一一对应不同，使用这种拉曼响应函数形式的 GNLSE 方程无法简明扼要地将超短脉冲光纤色散非线性传输现象与方程本身相联系，或者说，拉曼响应函数的使用，在一定程度上掩盖了传输方程本身与脉冲色散非线性传输时物理现象与规律之间的关联。为了更清晰分析超短脉冲在光纤中的传输，人们常常采用对拉曼响应做一级或线性近似后所得到的 GNLSE，称为线性拉曼 GNLSE。

线性拉曼 GNLSE 的数学形式为：

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{i}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = \\ i\gamma(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T}(|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T}) \end{aligned} \quad (2-48)$$

其中， $T_R \equiv \int tR(t)dt \approx f_R \int th_R(t)dt = f_R d(\text{Im} \tilde{h}_R) / d(\Delta\omega)|_{\Delta\omega=0}$ ，在波长 1550 附近约 $T_R = 3fs$ 。方程右边三项分别代表 SPM、自陡峭和孤子自频移效应^[20]。

文献[143]对比了采用全拉曼增益模式和线性拉曼增益模式的 GNSLE 模拟飞秒和皮秒脉冲泵浦 PCF 产生 SC 的结果，并指出，用线性拉曼增益近似，其带宽没有限制，模拟飞秒脉冲产生 SC 时，短波长的色散波会随传播距离的增加而消失；模拟皮秒脉冲 SC 产生时，除了频谱有差异外，其输出相干性和单脉冲能量都与全拉曼增益模式有较大差别。因此，在用线性拉曼近似来模拟高峰值功率飞秒和皮秒脉冲传输行为时应特别注意。

至此，我们介绍了超短脉冲光纤色散非线性传输的各种模型，主要为 3 种，这三种模型的导出都与色散阶数和拉曼响应函数有关。当不考虑光纤的损耗、高阶色散、拉曼延时响应及偏振效应时，可以采用 NLSE 方程，NLSE 方程形式简洁，揭示了脉冲传输中 GVD 和 SPM 间的相互作用，且 NLSE 的有解析形式的孤子解或自相似解^[20]，在传输过程中脉冲能量守恒。NLSE 主要用于模拟皮秒(一般 5ps 以上)脉冲传输，且要求脉冲中心波长远离光纤零色散波长。考虑三阶以上的高阶色散，同时采用拉曼响应函数时，可以采用 GNLSE，它具有光子数守

恒特性,是最准确的脉冲色散非线性传输标量模型,对 10fs 以上的脉冲传输行为都能有效描述。当只考虑到三阶色散,同时采用线性拉曼近似时,可以采用线性拉曼 GNLSE,它清晰地反映了光纤中三阶色散、孤子自频移、自陡峭相关的色散非线性现象,对 100fs 以上且峰值功率较低的脉冲传输行为都能有效描述。另外,在考虑光纤的偏振效应时,必须采用 C-NLSE 和 C-GNLSE, C-NLSE 可以用来讨论低功率皮秒脉冲相关的偏振效应,但脉冲峰值功率高或者脉宽窄时需采用 C-GNLSE。

在本学位论文中,如果不涉及特殊材料和偏振效应,我们将采用 Blow 和 Wood 的拉曼响应函数模型,当研究高双折射 PCF 中 SC 的产生时,将采用 Q. Lin 和 G. P. Agrawal 的拉曼响应函数模型。

2.6 本章小结

本章从麦克斯韦方程组出发,导出了描述光脉冲在单模光纤中色散非线性传输基本传输方程-NLSE,然后,将 NLSE 扩展为 GNLSE,并介绍了考虑偏振效应的 C-NLSE 和 C-GNLSE;接着,推导了 NLSE 方程的能量守恒和 GNLSE 的光子数守恒;最后,对基于不同拉曼响应函数导出的非线性薛定谔方程的适用条件和范围做了定性讨论。

第三章 广义非线性薛定谔方程的数值求解

数值求解 NLSE 与 GNLSE 是理解脉冲光纤色散非线性传输的有效途径，也是设计非线性光纤器件的重要手段，因此，发展快速高效的数值求解方法具有重要意义。本章首先介绍求解 NLSE 的分步傅里叶和对称分步傅里叶算法；接着，为提高 GNLSE 的求解效率和精度，利用相互作用表象下的四阶龙格库塔方法对 GNLSE 进行求解，并将基于局部误差和光子数守恒的自适应步长控制技术应用于 GNLSE 的求解；最后，将相互作用表象下的四阶龙格库塔算法推广到对 C-GNLSE 的求解，并讨论计算效率与精度。

3.1 分步傅里叶算法

NLSE 除了在特殊情况下有解析解外，线性拉曼增益的 GNLSE 和全拉曼增益的 GNLSE 都不能解析求解，必须数值求解。已广泛用于求解 NLSE 和 GNLSE 的数值方法是分步傅里叶方法(SSF)^[144-146]，本节讨论 SSF 方法。

3.1.1 分步傅里叶算法

SSF 方法的实质是，假定在极小长度上光纤色散、损耗与非线性效应可分别独立作用于脉冲。为理解这种求解方法，将描述脉冲传输的模型改写成：

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (3-1)$$

其中， $\hat{D}$ 和 $\hat{N}$ 分别为色散算子和非线性算子，而 $\hat{D}$ 包含了色散与损耗。假设求解 NLSE 方程，则 $\hat{D}$ 和 $\hat{N}$ 的表达式分别为：

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (3-2)$$

$$\hat{N} = i\gamma|A|^2 \quad (3-3)$$

通常，色散和非线性效应沿光纤长度方向同时起作用，但在 SSF 中，假设脉冲传播每一小步长 h ，色散和非线性分别作用，从而得到一个近似结果，其原理如图 1 所示。准确来讲，SSF 主要分为两步，第一步仅有非线性作用，即 $\hat{D} = 0$ ，第二步，仅有有色散作用，即 $\hat{N} = 0$ ，数学上可表示为：

$$A(z+h, T) = \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z, T) \quad (3-4)$$

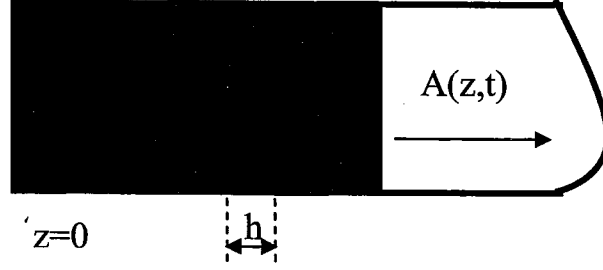


图 3.1 分步傅里叶算法原理示意图, 蓝色和红色分别代表色散和非线性算子作用

由于色散算子中具有二阶导数项, 若直接求导, 则计算复杂, 精度有限, 若变换到频域计算, 则可利用傅里叶变换将色散算子中的求导运算用 $-i\omega$ 代替, 并且, 由于可直接采用快速傅里叶算法(FFT), 很容易快速实现时域与频域间的变换, 使得计算精度和计算效率大为提高。但是对于非线性算子, 若在频域计算, 则涉及到多次卷积, 因此, 在时域计算较合理。

这样, SSF 计算机实现的具体步骤可以按如下进行:

1. 初始化光脉冲传播长度 $z=0$ 和脉冲包络 $A_{init} = A(0, T)$;
2. 以 A_{init} 为初始值, 取步长为 h , 计算 $A_T = \exp(h\hat{N})A_{init}$;
3. 计算 $A(z+h, T) = IFFT\{\exp(h\hat{D}(-i\omega))FFT\{A_T\}\}$;
4. 将 z 赋值为 $z+h$, 同时将 $A_{init}(z, T)$ 赋值为 $A(z+h, T)$;

重复计算步骤 2-4, 直到 $z>L$, L 为光纤长度, 即可求得最终解。在步骤中 3 中, $IFFT$ 为快速傅里叶逆变换。

由于 SSF 算法在光脉冲传播的每一小段都是将非线性作用和色散作用分开考虑, 在方程(3-1)中假设在步长内 $\hat{N}$ 算子与 z 无关, 则 SSF 算法在每一步长内的误差为:

$$\Delta A(z+h, T) = [\exp(h(\hat{D} + \hat{N})) - \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})]A(z, T) \quad (3-5)$$

通常, 对于两个非对易的算符有如下关系^[145]:

$$\exp(\hat{a})\exp(\hat{b}) = \exp(\hat{a} + \hat{b} + \frac{1}{2}[\hat{a}, \hat{b}] + \frac{1}{12}[\hat{a} - \hat{b}, [\hat{a}, \hat{b}]] + \dots) \quad (3-6)$$

式中 $[\hat{a}, \hat{b}] = \hat{a}\hat{b} - \hat{b}\hat{a}$ 。将 $\hat{a} = h\hat{D}$, $\hat{b} = h\hat{N}$ 带入方程(3-6), 并对方程(3-5)和(3-6)可知, SSF 算法忽略了方程的非对易性, 主要误差项为 $h^2[\hat{D}, \hat{N}]/2$, 所以 SSF 精确到 h 的二阶小量。对脉冲色散非线性传输, 这种计算精度难以满足模拟需求。

3.1.2 对称分步傅里叶算法

为提高 SSF 算法的精度, 一种简单有效的方法是采用对称分步傅里叶算法

(S-SSF), 该算法将非线性算子在 z 到 $z+h$ 步长内积分, 而不是像 SSF 那样采用步长端点值, 数值计算所用方程(3-4)则由下式替代

$$A(z+h, T) = \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left(\int_z^{z+h} \hat{N}(z')dz'\right) \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, T) \quad (3-7)$$

若 h 足够小, 方程(3-7)中间的指数项则可直接化为 $\exp(h\hat{N})$, 而方程(3-7)与方程(3-4)类似。在方程(3-7)中, 一般采用梯形计算法计算方程积分算子项:

$$\int_z^{z+h} \hat{N}(z')dz' = \frac{h}{2}[\hat{N}(z) + \hat{N}(z+h)] \quad (3-8)$$

方程(3-8)在计算时有困难, 主要原因是 $\hat{N}(z+h)$ 未知, 为了计算 $\hat{N}(z+h)$, 先用 SSF 算法求解 $A(z+h, T)$, 再带入非线性算子方程(3-3)计算 $\hat{N}(z+h)$, 然后采用方程(3-8)计算积分, 最后带入方程(3-7)即可得到 $A(z+h, T)$ 。S-SSF 的实现非常直观, 如图 3.2 所示, 首先假定脉冲传输 $h/2$ 距离内只有色散作用; 其次在中间部分, h 距离内的把非线性包括在内, 最后脉冲输出的 $h/2$ 距离又认为只有色散作用。

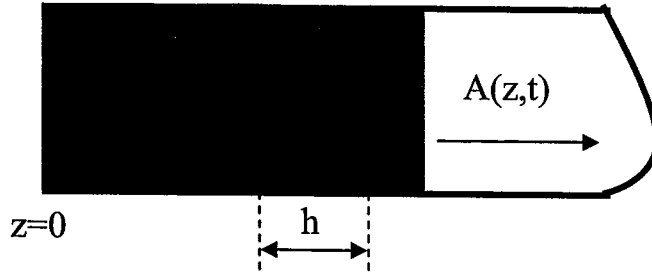


图 3.2 对称分步傅里叶算法原理示意图, 蓝色和红色分别代表色散和非线性算子作用

S-SSF 算法的计算机实现具体步骤为:

1. 初始化光脉冲传播长度 $z=0$ 和脉冲包络 $A_{init1} = A(0, T)$;
2. 取步长为 h , 计算 $A_T = \exp(h\hat{N}(A_{init1}))A_{init1}$;
3. 计算 $A_{init2} = IFFT\{\exp(h\hat{D}(-i\omega))FFT\{A_T\}\}$;
4. 计算 $\hat{N}_T = (\hat{N}(A_{init1}) + \hat{N}(A_{init2}))/2$;
5. 计算 $A(z+h, T) = \exp(h\hat{D}(-i\omega)/2)\exp(h\hat{N}_T)\exp(h\hat{D}(-i\omega)/2)A_{init}(z, T)$;
6. 将 A_{init1} 赋值为 A_{init2} , 同时将 A_{init2} 赋值为 $A(z+h, T)$;

重复计算步骤 4-6, 直到 $z>L$, 即可求得最终解。与 SSF 算法相比, S-SSF 可以精确到 h 的三阶小量。

3.1.3 改进的对称分步傅里叶算法

SSF 和 S-SSF 是求解 NLSE 最简单常见的算法,但是,用这两种方法求解线性拉曼增益 GNLSE 和 GNLSE 时,便会遇到困难,主要由于非线性算子的计算。由方程(2-28)和(2-48)可知,在求解拉曼增益 GNLSE 和全拉曼增益 GNLSE 时,非线性算子如下:

$$\hat{N} = i\gamma(|A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T}) \quad (3-9a)$$

$$\hat{N} = i\gamma \frac{1}{A} (1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial t}) \{A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') \times |A(z, t-t')|^2 dt'\} \quad (3-9b)$$

方程(3-9)与方程(3-3)最大的不同是,方程(3-9)中的非线性算子计算都必须除以 $1/A$ (A 为脉冲包络),然而在利用 FFT 计算的 SSF 算法或者 S-SSF 算法时,时域窗口一般要取输入脉冲包络的 5-10 倍以上,这使得在单独计算非线性算子中的 $1/A$ 时,在脉冲包络边缘求倒数有可能因数值过大,影响数值稳定性,甚至不能运算。解决方法是,采用龙格库塔方法把 $\hat{N}A$ 作为一个整体求解,这就无需考虑 $1/A$ 问题。为此,在方程(3-1)中,令 $\hat{D} = 0$, 则方程可变为:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = f(z, A), \quad f(z, A) = \hat{N}A \quad (3-10)$$

方程(3-10)利用二阶龙格库塔法求解的求解公式为^[139,147]:

$$\begin{aligned} K_1 &= f(z_i, A_i) \\ K_2 &= f(z_i + h, A_i + h * K_1) \\ A_{i+1} &= A_i + (K_1 + K_2) / 2 \end{aligned} \quad (3-11)$$

改进的 S-SSF 计算机实现可按如下步骤进行:

1. 初始化光脉冲传播长度 $z=0$ 和脉冲包络 $A_{init} = A(0, T)$;
2. 以 A_{init} 为初始值, 计算 $A_{T1} = IFFT\{\exp(h\hat{D}(-i\omega)/2)FFT\{A_{init}\}\}$;
3. 将 A_{T1} 带入(3-11)式计算得到 A_{T2} ;
4. 计算 $A(z+h, T) = IFFT\{\exp(h\hat{D}(-i\omega)/2)FFT\{A_{T2}\}\}$;
5. 将 z 赋值为 $z+h$, 同时将 A_{init} 赋值为 $A(z+h, T)$;

重复计算步骤 2-5, 直到 $z>L$, 即可求得最终解。方程(3-10)也可以用更高阶的龙格库塔方法求解,从而使得非线性算子的计算精度更高,如三阶或四阶龙格库塔方法,经典四阶龙格库塔法更常用^[148], 其求解公式为:

$$\begin{aligned}
 K_1 &= f(z, A_i) \\
 K_2 &= f(z+h/2, A_i+hK_1/2) \\
 K_3 &= f(z+h/2, A_i+hK_2/2) \\
 K_4 &= f(z+h, A_i+hK_3) \\
 A_{i+1} &= A_i+h(K_1+2K_2+2K_3+K_4)/6
 \end{aligned} \tag{3-12}$$

计算机实现步骤只需将改进的 S-SSF 中第三步用(3-11)式计算得到 A_{T_2} 改为用(3-12)式计算得到 A_{T_2} 即可。

3.2 相互作用表象下的四阶龙格库塔算法

无论是 SSF、S-SSF 或改进的 S-SSF，其误差产生的根源都在于计算过程中忽略色散和非线性算子间的相互作用，为解决该问题，2007 年，J. Hult 首次将由 Caradoc-Davies 求解描述 Bose-Einstein 凝聚态动力学行为的 Gross-Pitaevskii 方程的算法推广至对 NLSE 和 GNLSE 的求解，这种相互作用表象中的 4 阶龙格库塔方法(JH-RK4IP)通过表象变换将色散和非线性算子统合在一起，有 5 阶小量的局部误差和 4 阶全局精度，展现了空前的计算效率^[149]。本节讨论此方法。

令 $A' = \exp(-\hat{D}z)A$ 带入方程(3-1)可得：

$$\frac{\partial A'}{\partial z} = \exp(-\hat{D}z)\hat{N}(\exp(\hat{D}z)A') = f(z, A') \tag{3-13}$$

该方程可直接利用四阶龙格库塔算法求解，迭代格式为：

$$\begin{aligned}
 A_T &= \exp(\frac{h}{2}\hat{D})A(z, T) \\
 K_1 &= \exp(\frac{h}{2}\hat{D})[h\hat{N}(A(z, T))]A(z, T) \\
 K_2 &= h\hat{N}(A_T+1/2K_1)[A_T+1/2K_1] \\
 K_3 &= h\hat{N}(A_T+1/2K_2)[A_T+1/2K_2] \\
 K_4 &= h\hat{N}(\exp(\frac{h}{2}\hat{D})(A_T+K_3))\exp(\frac{h}{2}\hat{D})[A_T+K_3] \\
 A(z+h, T) &= \exp(\frac{h}{2}\hat{D})[A_T+1/6K_1+1/3K_2+1/3K_3]+1/6K_4
 \end{aligned} \tag{3-14}$$

计算机实现 JH-RK4IP 可按如下步骤进行：

1. 初始化光脉冲传播长度 $z=0$ 和脉冲包络 $A_{init} = A(0, T)$ ；
2. 利用方程(3-14)计算 $A(z+h, T)$ ；
3. 将 z 赋值为 $z+h$ ，同时将 A_{init} 赋值为 $A(z+h, T)$ ；

重复计算步骤 2-3，直到 $z>L$ ，即可最终求解。方程(3-12)中色散算子的计算在频域进行，而非线性算子的计算在时域进行。

上述算法都是在时域进行计算，实际上，以上所有算法都可在频域进行，下面将以 JH-RK4IP 为例，用频域算法求解。为此，对方程(3-1)两边都做傅里叶变

换，则方程(3-1)变为：

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = \tilde{D}\tilde{A} + \tilde{N}A \quad (3-15)$$

$\tilde{A}$ 为 A 的频域形式， $\tilde{D}\tilde{A} = \hat{D}(-i\omega)\tilde{A}$ ， $\tilde{N}A = FT(\hat{N}A)$ ，令 $\tilde{A}' = \exp(-\tilde{D}z)\tilde{A}$ ，则方程(3-15)可变为：

$$\frac{\partial \tilde{A}'}{\partial z} = \exp(-\tilde{D}z)\tilde{N}(\exp(\hat{D}z)\tilde{A}') \quad (3-16)$$

方程(3-16)可利用四阶龙格库塔算法在频域进行求解，其迭代格式如下：

$$\begin{aligned} \tilde{A}_1 &= \exp\left(\frac{h}{2}\tilde{D}\right)\tilde{A}, \\ \tilde{K}_1 &= \exp\left(\frac{h}{2}\tilde{D}\right)[h\tilde{N}(A(z,T))]A(z,T) \\ \tilde{K}_2 &= h\tilde{N}(A_1 + 1/2K_1)[A_1 + 1/2K_1] \\ \tilde{K}_3 &= h\tilde{N}(A_1 + 1/2K_2)[A_1 + 1/2K_2] \\ \tilde{K}_4 &= h\tilde{N}(\exp(\frac{h}{2}\tilde{D})(\tilde{A}_1 + \tilde{K}_3))\exp(\frac{h}{2}\tilde{D})[\tilde{A}_1 + \tilde{K}_3] \\ \tilde{A}(z+h, \omega) &= \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right)[\tilde{A}_1 + 1/6\tilde{K}_1 + 1/3\tilde{K}_2 + 1/3\tilde{K}_3] + 1/6\tilde{K}_4 \end{aligned} \quad (3-17)$$

相互作用表象下四阶龙格库塔法的计算机实现可按如下步骤进行：

1. 初始化光脉冲传播长度 $z=0$ 和脉冲包络 $A_{init} = A(0, \omega)$ ；
2. 利用方程(3-17)计算 $\tilde{A}(z+h, \omega)$ ；
3. 将 z 赋值为 $z+h$ ，同时将 A_{init} 赋值为 $\tilde{A}(z+h, \omega)$ ；

重复计算步骤 2-3，直到 $z>L$ ， L 为光纤长度，即可最终求解 $A(L, T) = FT\{\tilde{A}(L, \omega)\}$ 。

3.3 自适应步长控制

偏微分方程的数值求解包含两方面，一是单个积分步长内积分精度；二是全局的步长控制。虽然相互作用表象下的四阶龙格库塔法在单个步长内具有极高的计算精度，但在全局范围内缺少有效的步长控制。为了进一步提高求解效率，可采用局部误差控制方法和守恒量实现步长自适应控制^[150,151]。

3.3.1 基于局部误差的自适应步长控制

一般地，具有 η 阶局部误差的积分方法所得结果与真值之间的关系为：

$$A_{calc}(z+h, T) = A_{true}(z+h, T) + k(T)h^\eta + o(h^{\eta+1}) \quad (3-18)$$

A_{calc} 为计算所得值， A_{true} 为精确解。当采用 S-SSF 算法时， $\eta=3$ ，若采用方程(3-14)

求解, 则 $\eta = 5$ 。定义相对局部误差为:

$$\delta_A = \frac{\|A_{calc} - A_{true}\|}{\|A_{true}\|} \quad (3-19)$$

这里, $\|A\| = [\int (|A(z, T)|^2) dT]^{1/2}$ 为 A 的范数。显然, δ_A 与 h^η 相关, 通过调整步长, 可控制相对局部误差 δ_A , 从而将全局误差 δ_G 控制在某一范围内。在实际数值计算中, A_{true} 是未知的, 因此只能通过步长减半的方法估计相对局部误差, 即先计算一个完整步长得到 A_{coarse} , 然后将步长减半, 并连续计算两个半步长得到 A_{fine} , 将 A_{fine} 代替 A_{true} , A_{coarse} 代替 A_{calc} 带入(3-17)得到近似的局部误差

$$\delta = \frac{\|A_{coarse} - A_{fine}\|}{\|A_{fine}\|} \quad (3-20)$$

在 GNSLE 数值求解中, 为将 δ 限制在预先给定的误差范围内 ($\delta_G, 2\delta_G$), 基于 JH-RK4IP 的自适应步长控制求解可以采取如下步骤:

1. 初始化光脉冲传播长度 $z=0$ 和脉冲包络 $A(z, T) = A(0, T)$;
2. 以 $A(z, T)$ 为初始值, 取步长为 $2h$, 用方程(3-14)计算得到 $A_{coarse}(z + 2h, T)$;
3. 以 $A(z, T)$ 为初始值, 取步长为 h , 用方程(3-14)计算得到 $A(z + h, T)$;
4. 以 $A(z + h, T)$ 为初始值, 取步长为 h , 利用式(3-14)计算得到 $A_{fine}(z + 2h, T)$;
5. 将 $A_{coarse}(z + 2h, T)$ 和 $A_{fine}(z + 2h, T)$ 带入(3-20)式得到 δ ;
 若 $\delta > 2\delta_G$, $h = h/2$; 重新计算 2-5; 若 $\delta_G < \delta < 2\delta_G$, 则令 $h_{next} = h/2^{1/\eta}$;
 若 $\delta < 1/2\delta_G$, 则令 $h_{next} = h \times 2^{1/\eta}$; 其余情况则令 $h_{next} = h$;
6. 计算 $A(z + 2h, T) = A_{fine}(z + 2h, T)2^{\eta-1}/(2^{\eta-1}-1) - A_{coarse}(z + 2h, T)/(2^{\eta-1}-1)$, 并令 $A(z, T) = A(z + 2h, T)$, $z = z + 2h$, $h = h_{next}$;

重复计算 2-5, 直到 $z > L$, 即可求得最终解。基于自适应步长的算法也可在频域进行, 只要把与脉冲包络相关的计算表达式换成频域即可。

3.3.2 基于守恒量的自适应步长控制

利用导出的 NLSE 能量守恒和 GNLSE 光子数守恒特性, 可构建基于守恒量自适应步长控制的数值求解方法, 本节讨论 GNLSE 的基于光子数守恒的自适应步长算法, 若将光子数守恒换成能量守恒, 该方法也可用于求解 NLSE。用 GNLSE 模型描述光脉冲传播时, 在传播方向任意处光子数有如下关系:

$$P_{true}(z + h) = P(z) \quad (3-21)$$

定义相对光子数误差:

$$\delta_{Ph} = \frac{\Delta_{Ph}}{P_{true}} \quad (3-22)$$

其中

$$\begin{aligned}
 \Delta_{Ph} &= |P_{calc}(z+h) - P_{ture}(z+h)| \\
 &= |P_{calc}(z+h) - P(z)| \\
 &= \left| \int n_{eff,n} A_{eff} \frac{|A_{calc}(z+h, \omega)|^2}{\omega_0 + \Delta\omega} d\omega \right. \\
 &\quad \left. - \int n_{eff,n} A_{eff} \frac{|A_{ture}(z, \omega)|^2}{\omega_0 + \Delta\omega} d\omega \right|
 \end{aligned} \tag{3-23}$$

通过方程(3-17)和(3-23)，就可在频域利用 RK4IP 和守恒量构建频域光子数自适应步长法求解 GNSLE，具体步骤为：

1. 初始化光脉冲传播长度 $z=0$ 和脉冲包络 $A(z, \omega) = A(0, \omega)$ ；
2. 以 $\tilde{A}(z, \omega)$ 为初始值，取步长为 h ，利用式(3-17)计算 $\tilde{A}_{calc}(z+h, \omega)$ ；
3. 将 $\tilde{A}(z, \omega)$ 和 $\tilde{A}_{calc}(z+h, \omega)$ 带入(3-23)式得到 δ_{Ph} ；
 若 $\delta > 2\delta_G$ ， $h = h/2$ ，重新计算 2-3；若 $\delta_G < \delta < 2\delta_G$ ，则令 $h_{next} = h/2^{1/\eta}$ ；
 若 $\delta < 0.1\delta_G$ ，则令 $h_{next} = h \times 2^{1/\eta}$ ；其余情况则令 $h_{next} = h$ ；
4. 并令 $\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(z+h, \omega)$ ； $z=z+2h$ ； $h = h_{next}$ ；

重复计算步骤 2-4，直到 $z>L$ ，即可求解最终解。

相比基于局部误差的自适应步长法，基于光子数守恒自适应步长法在求解时的迭代计算量少 50%。所以，基于光子数守恒自适应步长比基于局部误差的自适应步长法快速，而且，基于光子数守恒自适应步长法的频域算法是迄今最快速最高效的方法。在后面章节中，在数值模拟 GNLSE 时，如不加特别说明，都采用基于光子数守恒的自适应步长算法。

3.4 耦合广义非线性薛定谔方程的数值求解

随着对超短光脉冲经光纤色散非线性传输产生的诸如矢量孤子裂变、孤子俘获和矢量调制不稳定性等新图景逐渐呈现^[152-154]，对这类物理问题的完整描述涉及到 C-GNLSE。尽管人们早已将 SSF 和 S-SSF 算法通过交叉迭代方案应用于对 C-GNLSE 的求解^[138]，但是，对如何进一步提高对这种非线性方程组的求解精度与效率，仍需进一步深入研究。在本节中，通过引入向量和向量算子把 C-GNLSE 变换到相互作用表象，利用向量形式的龙格库塔算法在频域数值求解 C-GNLSE。通过将该向量形式的相互作用表象下的龙格库塔算法应用于高双折射 PCF 中 SC 产生的数值模拟，验证了该算法的高精度和高效率。

3.4.1 C-GNLSE 频域 RK4IP 算法 (V-JH-RK4IP)

普适 C-GNLSE 可表示成:

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = \hat{D}_n A_n + \hat{N}_n A_n \quad (3-24)$$

其中 $n=1,2$ 表示两个正交偏振态, A_n 为光脉冲的包络振幅, z 为传播距离, $\hat{D}_n$ 和 $\hat{N}_n$ 分别为色散和非线性算子, 分别可表示为:

$$\hat{D}_n = -\left\{ \frac{\alpha_n}{2} + (-1)^{n+1} \delta \beta_1 \frac{\partial}{\partial T} + \sum_{m \geq 2} \frac{i^{m-1} \beta_{nm}}{m!} \frac{\partial^m}{\partial T^m} \right\} \quad (3-25)$$

$$\begin{aligned} \hat{N}_n = & \frac{1}{A_n} \left\{ (1-f_R) [A_n |A_n|^2 + \frac{2}{3} A_n |A_{3-n}|^2 + \frac{1}{3} A_n^* A_{3-n}^2 \exp((-1)^n 2i\Delta\beta z)] + \right. \\ & f_R [A_n \int_{-\infty}^T f_1(T-\tau) |A_n|^2 d\tau + A_n \int_{-\infty}^T f_2(T-\tau) |A_{3-n}|^2 d\tau + \\ & \left. A_{3-n} \int_{-\infty}^T f_3(T-\tau) (A_n A_{3-n}^* + A_n^* A_{3-n}) d\tau \right\} \end{aligned} \quad (3-26)$$

其中, $f_R = 0.18$; f_1 、 f_2 和 f_3 的表达式分别为^[155]:

$$\begin{aligned} f_1 &= (\tau_1 / \tau_2^2 + 1 / \tau_1) \exp(-t / \tau_2) \sin(t / \tau_1) \\ f_2 &= f_1 - 2f_3 \\ f_3 &= [(2\tau_b - t) / \tau_b^2] \exp(-t / \tau_b) \end{aligned} \quad (3-27)$$

式中, τ_1 、 τ_2 和 τ_b 分别为 12.2fs、32fs 和 96fs。若不区分垂直和平行拉曼效应以及无增益的拉曼频移, 方程(3-24)-(3-26)所示的 C-GNLSE 可转换成与文献[156-158]中相同的形式, 但数值求解无本质区别。对于(3-24)式所示的 C-GNLSE, 通常采用交叉迭代的 SSF 和 S-SSF 算法进行求解^[20], 但精度受限。

若将方程(3-22)两边做傅里叶变换, 并令 $A' = \begin{pmatrix} A'_1 \\ A'_2 \end{pmatrix}$, 则方程(3-24)变为:

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = \tilde{D} \tilde{A} + \tilde{N} \tilde{A} \quad (3-28)$$

其中

$$\tilde{D} \tilde{A} = \begin{pmatrix} \tilde{D}_1 \tilde{A}_1 \\ \tilde{D}_2 \tilde{A}_2 \end{pmatrix}, \quad \tilde{N} \tilde{A} = \begin{pmatrix} FT\{\hat{N}_1 A_1\} \\ FT\{\hat{N}_2 A_2\} \end{pmatrix} \quad (3-29)$$

$\tilde{A}_n$ 和 $\tilde{D}_n$ 分别为 A_n 和 $\hat{D}_n$ 的傅里叶变换。方程(3-28)为正常表象下向量 C-GNLSE

的频域形式。

若令 $\tilde{A}' = \exp(-\tilde{D}z)\tilde{A}$ ，可得：

$$\frac{\partial \tilde{A}'}{\partial z} = \exp(-\tilde{D}z)\tilde{N}(\exp(\tilde{D}z)\tilde{A}') \quad (3-30)$$

向量方程(3-30)则为 C-GNLSE 在相互作用表象下的频域形式，此形式与方程(3-16)具有相同的形式，可直接利用求解公式(3-17)求解。

通过采用方程(3-28)-(3-30)的变换，就可以利用向量形式的频域 RK4IP 求解 (V-JH-RK4IP)。采用该方法求解时，可在每个步长内对不同偏振方向场振幅的每步迭代运算实现同步更新，从而使得求解更为精确合理。并且，由于是在频域对向量方程进行求解，与频率相关的量就可用频域表达式进行直接计算，使得计算时间和步骤都得到了优化。

3.4.2 算法应用与误差分析

为了验证上述 V-JH-RK4IP 算法求解 C-GNLSE 的正确性，将其应用于飞秒脉冲泵浦高双折射 PCF 产生 SC 的数值研究。假定输入泵浦脉冲为中心波长 680nm、峰值功率 10kW 的孤子脉冲，半高全宽为 50fs；所使用的高双折射 PCF 长度 0.1m，色散参量与文献[138]中相同，非线性系数为 $\gamma_1 = \gamma_2 = 0.045W^{-1}m^{-1}$ ，入射泵浦飞秒脉冲的偏振方向与双折射 PCF 快轴间的夹角为 $\pi/4$ 。模拟计算中，步长、时域窗口和网格数分别取为 $50\mu m$ 、10ps 和 2^{13} 。

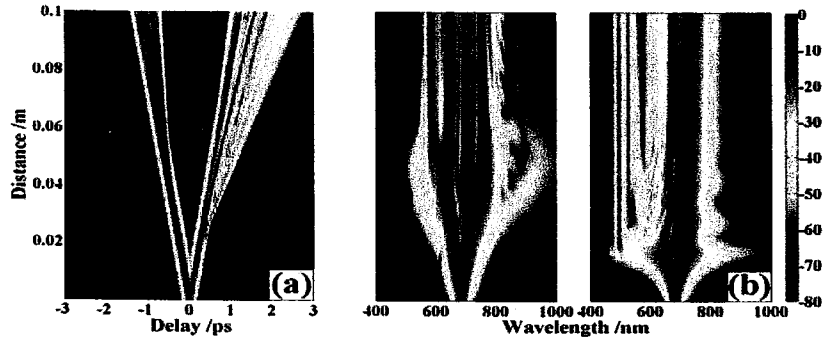


图 3.3 超短脉冲在高双折射光子晶体光纤中产生超连续谱的时域和频域强度随距离演化，(a)和(b)分别为时域和频域演化，其中左右图分别为快慢轴上的行为

图 3.3 为模拟得到的该孤子泵浦脉冲在高双折射 PCF 中产生 SC 时的时域和频域演化行为，可见，由于快慢轴折射率不同，脉冲在不同偏振方向具有不同的群速度，使得输入脉冲在经历较短传输距离后，不同偏振方向的脉冲在时域上分离，并各自逐渐发生矢量孤子裂变^[156]，由于快慢轴方向的色散不同，产生孤子

裂变的位置也不同^[28]，裂变后的两个偏振方向上基阶孤子在负色散区各自产生拉曼自频移，中心波长逐渐以不同的速度向长波方向扩展，最终在快慢轴都演化产生 SC^[28]。这与文献[156]采用时域 S-SSF 算法所获得的模拟结果相同。

图 3.4 为利用 V-JH-RK4IP 算法模拟得到的经 0.1m 长 PCF 传输后在不同偏振方向上产生的 SC，为比较，图中也给出了采用由 2 阶龙格库塔法计算非线性算子的 S-SSF 算法(S-SSF-RK2)^[139]求解方程(3-28)所得的结果，两种算法中步长均分别取为 $50\mu\text{m}$ 和 $200\mu\text{m}$ 。由图可见，当步长为 $200\mu\text{m}$ 时，由 V-JH-RK4IP 算法和 S-SSF-RK2 算法所得结果基本吻合，快慢轴方向上的输出光谱都携有边带，快慢轴上的光谱边带分别均出现在短波长和长波长翼，但两种算法所得到的边带幅度有明显差别，这是因步长选取过大导致。若将步长减小至 $50\mu\text{m}$ ，V-JH-RK4IP 和 S-SSF-RK2 的计算结果完全吻合，且边带消失，表明 V-JH-RK4IP 算法所得结果可信。

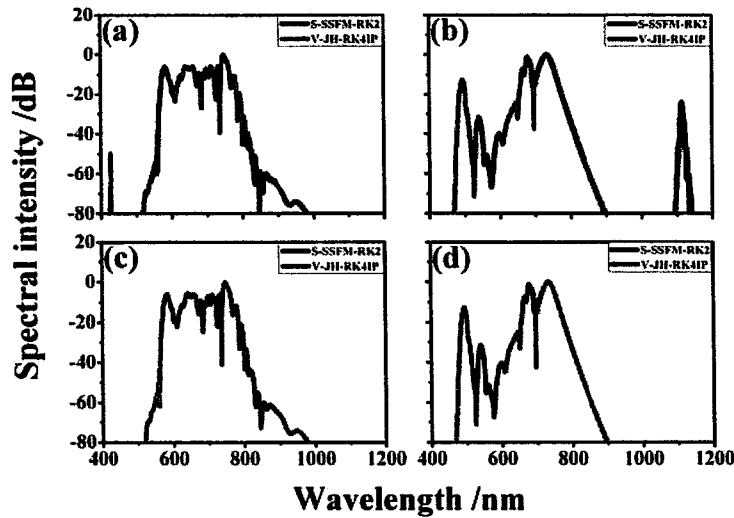


图 3.4 不同步长下 V-JH-RK4IP 和 S-SSF-RK2 方法计算结果，(a),(b)和(c),(d)计算所采用的步长分别为 $200\mu\text{m}$ 和 $50\mu\text{m}$ ；(a),(c)和(b),(d)分别为快轴和慢轴输出光谱

表 3.1 四种算法单步迭代所使用的色散非线性算子数及全局理论精度

算法	D 算子个数	N 算子个数	全局理论精度
V-RK4IP	8	4	$O(h^4)$
V-JH-RK4IP	4	4	$O(h^4)$
S-SSF-RK4	2	4	$O(h^2)$
S-SSF-RK2	2	2	$O(h^2)$

为了进一步研究 V-JH-RK4IP 算法的精度和效率，我们分析比较了由上述 V-JH-RK4IP 和 S-SSF-RK2 算法，以及由 4 阶龙格库塔法计算非线性算子的 S-SSF 算法(S-SSF-RK4)求解方程(3-28)和以 4 阶龙格库塔经典迭代格式替代(3-17)式所

示的 J. Hult 迭代格式的相互作用表象(V-RK4IP)求解向量方程(3-30)。这四种方法在模拟高双折射 PCF 中 SC 产生时,各算法所需计算的色散和非线性算子个数及其所具有的理论精度,结果列于表 3.1 中,可见, V-JH-RK4IP 算法同时具有高精度和高效率。这种理论推论可通过测试比较这四种算法的误差加以证明,定义计算误差:

$$\varepsilon = \sum \frac{|(|A_{xk}^{sim}|^2 + |A_{yk}^{sim}|^2) - (|A_{xk}^{ture}|^2 + |A_{yk}^{ture}|^2)|}{N \max(|A_{xk}^{ture}|^2 + |A_{yk}^{ture}|^2)} \quad (3-31)$$

其中 A_{xk}^{sim} 和 A_{yk}^{sim} 分别表示 x 和 y 方向上第 k 个时间网格的模拟值,由于当步长取为 $0.5\mu\text{m}$ 时,利用由 V-JH-RK4IP 和 V-RK4IP 算法所得结果之间的相对误差小于 10^{-16} ,故将由 V-JH-RK4IP 和 V-RK4IP 算法在 $0.5\mu\text{m}$ 极限步长下的计算结果设定为 A_{xk}^{ture} 和 A_{yk}^{ture} 。

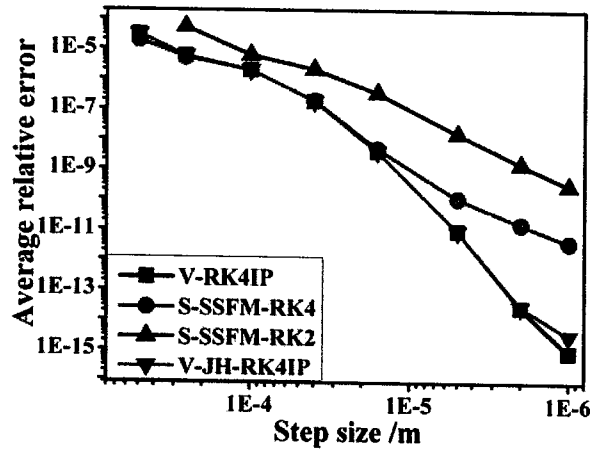


图 3.5 四种算法计算误差与步长之间的关系

图 3.5 为四种算法计算误差随所选步长间的关系,可见,随着步长的减小,四种算法的误差均减小、计算精度均提高,但精度提高的速度不同。若以 K 表示平均误差与步长关系曲线的斜率,则有 $K_{S-SSF-RK2} \approx 2$, $K_{V-JH-RK4IP} = K_{V-RK4IP} \approx 4$,这与表 3.1 中预测的理论全局精度相吻合。此外, S-SSF-RK4 算法比 S-SSF-RK2 的误差小,但是,当步长较大时, $K_{S-SSF-RK4} \approx 4$,随着步长的减小, $K_{S-SSF-RK4} \approx 2$,这是由于在输入端附近时,非线性算子相对于色散算子起主导作用,随着距离的增加,色散算子所起作用加大,导致误差增大,这也从另一个侧面反映了 SSF 的局限性。

图 3.6 为四种算法的计算误差与计算时间之间的关系,由该图可见,当允许的误差较大时,四种算法所需的计算时间均较小,即可通过选取较大步长来缩短计算时间,计算效率差别不大;随着允许的计算误差要求趋于严格,选取的步长将逐渐减小,导致计算时间增加,从计算效率看, S-SSF-RK2 最低, S-SSF-RK4

次之, V-JH-RK4IP 和 V-RK4IP 的计算效率均很高且几乎相当。但是, 每次迭代中 V-RK4IP 比 V-JH-RK4IP 多用了四个色散算子, 尽管计算色散算子无需使用 FFT, 对计算效率影响不大, 但随着传播距离的增加, V-RK4IP 所需的总色散算子数增多, 导致计算时间增加, 计算效率还是不如 V-JH-RK4IP, 由此可见, 采用 V-JH-RK4IP 具有最高效率。

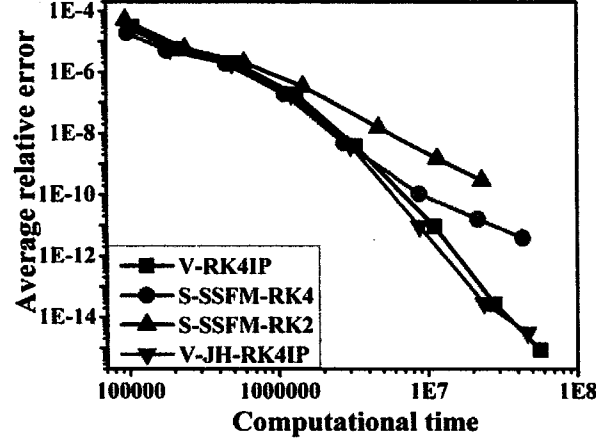


图 3.6 四种算法计算误差与计算时间的关系, 计算时间以单个 FFT 运算时间为单位

值得指出, 本节所用算法均为定步长算法, 但是, 在利用 V-JH-RK4IP 算法求解 C-GNLSE 时, 由于采用向量算子对向量方程进行求解, 容易实现变步长算法, 如局部误差控制步长自适应调整技术和光子数守恒步长自适应控制技术等。

3.5 本章小结

本章首先介绍了求解 NLSE 的 SSF 和 S-SSF; 为解决 GNLSE 求解中非线性算子问题, 利用改进的 S-SSF 进行求解; 接着, 为了提高 GNLSE 的求解效率和精度, 利用 JH-RK4IP 对 GNLSE 进行求解; 并将基于局部误差和光子数守恒的自适应步长控制引入到 GNLSE 求解; 最后, 将相互作用表象下的四阶龙格库塔算法推广到了计算 C-GNLSE, 并讨论了计算效率和精度。

第四章 PCF 超连续谱产生中的色散非线性相互作用

SC 的产生是色散非线性效应相互作用的结果，其物理过程十分复杂，为获得优化的超连续谱，必须综合考虑 SC 产生中色散非线性相互作用的机理、条件与特性。在本章中，首先用有限元方法研究 PCF 的色散和非线性特性；接着，对 SC 产生过程中涉及的脉冲色散非线性传输过程加以讨论，模拟负色散区飞秒和皮秒脉冲泵浦 PCF 产生 SC，并利用脉冲色散非线性相互作用对 SC 产生过程进行描述，最后，研究飞秒和皮秒脉冲泵浦 PCF 的 SC 产生，揭示拉曼效应与全正色散 PCF 产生的 SC 时域波形和光谱结构以及相干性退化有关。

4.1 光子晶体光纤的色散非线性

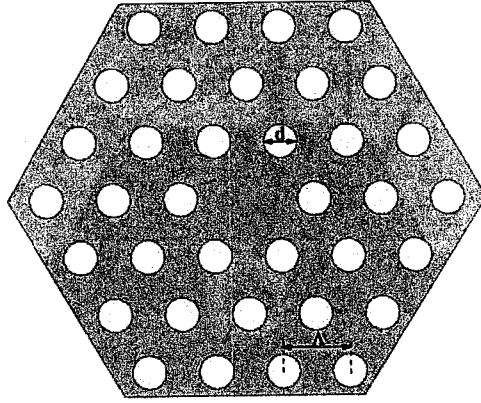


图 4.1 PCF 截面图示意图

PCF 为 SC 产生带来了革命性进展。PCF 的优势体现在：1) 无限制单模传输特性，PCF 特殊波导机制，使得从红外到紫外的光波都能以单模形式在 PCF 中传输；2) 色散和非线性可设计性。本节将讨论 PCF 的色散非线性特性。PCF 的截面结构如图 4.1 所示，通过调节 PCF 中空气孔直径 d 与孔间距 Λ ，可以对 PCF 的色散和非线性特性进行调控。由于 PCF 包层空气孔的分布结构复杂，通常情况下，PCF 导波模无解析形式，因此，对 PCF 进行分析时，需要借助数值分析方法，目前常用数值方法有平面波展开法、多重偶极子法、时域有限差分法与有限元方法等，本节采用有限元法对 PCF 色散非线性特性进行仿真^[159]。

PCF 的色散主要由材料色散 $D_m(\omega)$ 和波导色散 $D_w(\omega)$ 构成，可表示为：

$$D(\omega) = D_m(\omega) + D_w(\omega) \quad (4-1)$$

$$D_m(\omega) = \frac{d^2 \beta_m}{d\omega^2} \quad (4-2)$$

而 SiO_2 的折射率可由 Sellmeier 公式计算^[20]:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (4-3)$$

其中, 对于石英光纤, B_1 、 B_2 和 B_3 分别为 0.6961633、0.4079426 和 0.8974794; λ_1 、 λ_2 和 λ_3 分别为 0.0684043 μm 、0.1162414 μm 和 9.896161 μm , $\lambda_j = 2\pi c / \omega_j$, c 为光速。利用 $\beta_m = n(\omega) \cdot \omega / c$ 带入方程(4-2)就可得到 $D_m(\omega)$ 。

PCF 的波导色散同样可表示为:

$$D_w(\omega) = \frac{d^2 \beta_{\text{neff}}}{d\omega^2} \quad (4-4)$$

其中 n_{neff} 可通过有限元方法对 PCF 进行计算得到, 并将 $\beta_{\text{neff}} = n_{\text{eff}} \omega / c$ 带入方程(4-4), 就可得到 $D_w(\omega)$ 。 $D_m(\omega)$ 和 $D_w(\omega)$ 带入方程(4-1), 则得到 PCF 群速度色散。

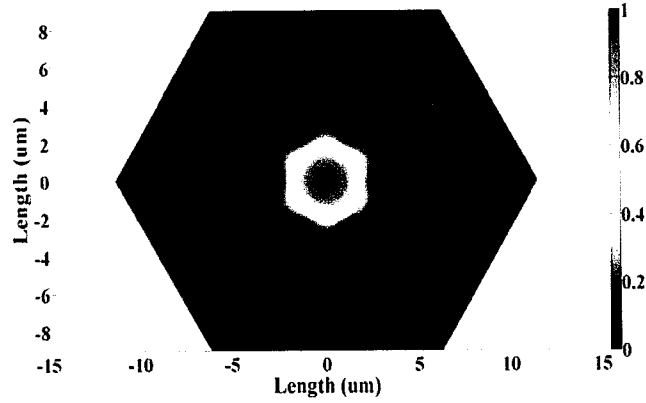


图 4.2 PCF 归一化的电场分布图

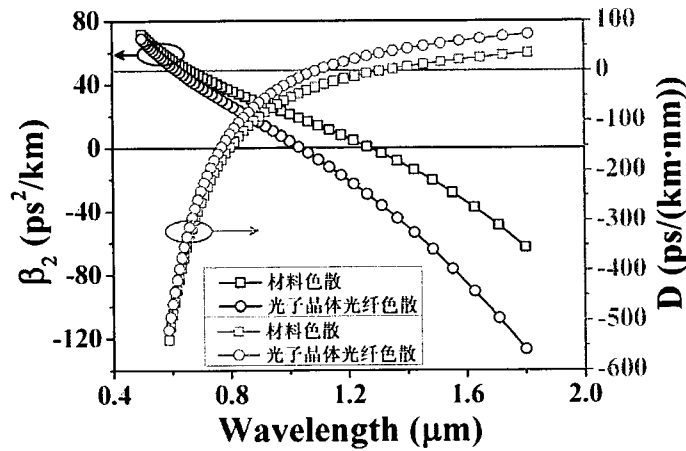


图 4.3 PCF 色散和材料色散对比

PCF 的非线性可利用有限元方法计算出 A_{eff} ，再利用非线性系数计算公式 (2-23) 计算出。为了对 PCF 色散非线性设计和优化有直观的认识，我们首先取 $d = 1.2 \mu\text{m}$ ， $\Lambda = 2.8 \mu\text{m}$ 进行计算，图 4.2 为输出的归一化横向电场图，由图可知，PCF 的能量主要集中在纤芯缺陷区，且模场直径大小与缺陷大小相当，因此，相比传统单模光纤可提高其非线性。图 4.3 为 PCF 材料色散与 PCF 的总色散对比图，可见，材料色散的零色散波长在 $1.3 \mu\text{m}$ 附近，由于传统单模光纤波导色散较小，使得其零色散波长一般也在 $1.3 \mu\text{m}$ 附近，而 PCF 的零色散波长因波导色散较大使其零色散波长可向短波长移动。

改变 d 和 Λ 的取值，通过有限元仿真可得到不同 d 和 Λ 下的色散和模场面积，结果如图 4.4 和 4.5 所示。由图 4.4 可知，当 d/Λ 值改变时，光纤的色散曲线和零色散波长都发生变化，其中 $d/\Lambda = 1.2/3.6$ ，零色散波长最长为 1100nm ，而 $d/\Lambda = 2.4/3.2$ 零色散波长最短，为 910nm 。

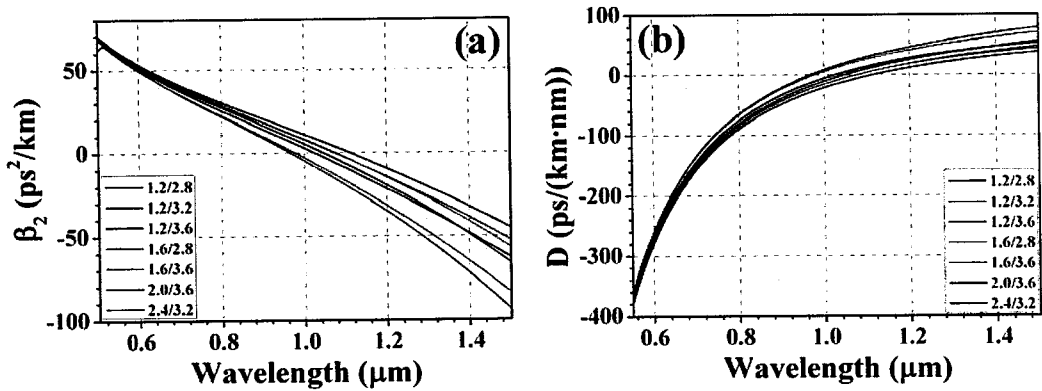


图 4.4 不同 d/Λ 比值下，PCF 的色散曲线随波长变化

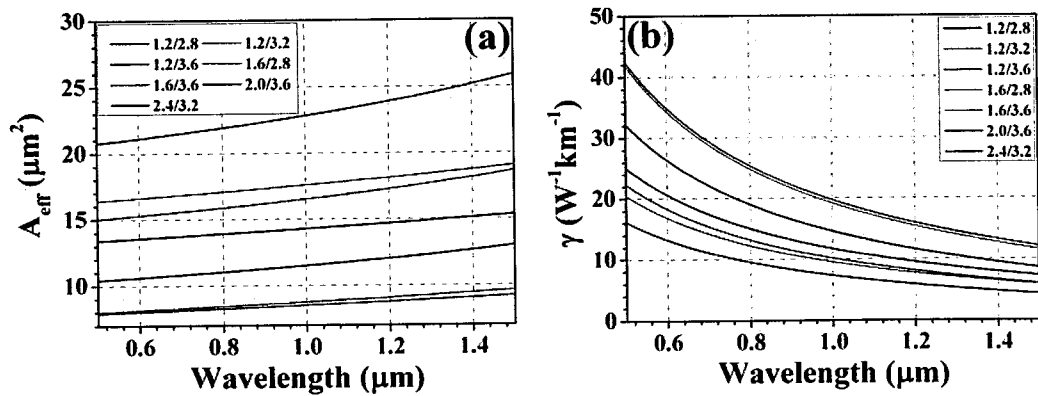


图 4.5 不同 d/Λ 比值下，PCF 的有效模场面积和非线性系数随波长变化

由图 4.5 可见，当 d/Λ 值改变时，光纤模场面积发生改变，在整个波长范围内， $d/\Lambda = 1.2/3.6$ 模场面积都为最大，而 $d/\Lambda = 2.4/3.2$ 模场面积都为最小，由于非线性系数与模场面积成反比，因此，在整个波长范围内 $d/\Lambda = 1.2/3.6$ 非

线性系数最小，而 $d/\Lambda = 2.4/3.2$ 非线性系数最大。

4.2 脉冲色散非线性传输

由 4.1 节可知，PCF 的色散非线性具有极大可控性，对于同一泵浦波长，可以通过设计 PCF 使泵浦中心波长处于正或负色散区，而脉冲在光纤正负色散区传输中，与非线性间的相互作用不同，导致不同的传输演化图景。本节将讨论脉冲在正负色散区传输时的色散非线性相互作用，包括负色散区的色散波辐射、孤子裂变和孤子震荡、四波混频和调制不稳定性，以及正色散区的光波破裂。

4.2.1 色散波辐射 (CR)

在(2-24)式的 NLSE 中，定义如下参量为^[20]：

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}; \quad L_{NL} = \frac{1}{|\gamma P_0|}; \quad N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4-5)$$

L_D 、 L_{NL} 和 N 分别为色散长度、非线性长度和孤子阶数； P_0 为脉冲峰值功率， T_0 为功率下降到 P_0 的 $1/e$ 时的脉冲宽度，引入无量纲参量：

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}} \quad \xi = \frac{z}{L_D} \quad \tau = \frac{T}{T_0} \quad (4-6)$$

并令 $u = NU = \sqrt{\gamma L_D} A$ ，在负色散 ($\beta_2 < 0$) 区，则方程(2-24)可变为：

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (4-7)$$

方程(4-7)可用逆散射方法求解，其中一组特解为^[20]：

$$u(\xi, \tau) = \eta \operatorname{sech}(\eta \tau) \exp(i \eta^2 \xi / 2) \quad (4-8)$$

特别是，当 $\eta = 1$ 时，有

$$u(\xi, \tau) = \operatorname{sech}(\tau) \exp(i \xi / 2) \quad (4-9)$$

称为基阶孤子的标准形式。(4-9)式表明，若无高阶色散，则光纤负色散区存在孤子解，且光孤子在外界扰动下能保形、保幅传输。当存在高阶色散时，且微扰连续波由色散引起的相移等于孤子相移时，孤子能量将传递到微扰连续波，形成所谓的非孤子辐射，即色散波。

为了更为形象理解色散波辐射，我们采用 RK4IP 方法数值求解具有三阶色散

的 NLSE 方程:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma |A|^2 A \quad (4-10)$$

其中 β_2 、 β_3 和 γ 分别为 $-0.0227\text{ps}^2/\text{m}$ 、 $2.5\text{e-}4\text{ps}^3/\text{m}$ 和 $0.037\text{W}/\text{m}$; 输入脉冲中心波长 1060nm , 形状为双曲正割型, 半高全宽(FWHM) 0.1ps , 峰值功率 0.8kW , 对应的 N 为 2.09 。脉冲时域和频域演化如图 4.6 所示, 可见, 当脉冲经过 0.1cm 后, 开始分裂成两个脉冲和较小的波包, 这两个脉冲对应于两个基阶孤子, 而延时最大的即为孤子辐射的色散波, 从频域演化可清晰看到孤子在 900nm 附近辐射的色散波。当改变三阶色散符号时, 如图 4.7 所示, 时域脉冲与正三阶色散时完全相反, 辐射的色散波波长由 900nm 变为 1280nm 。

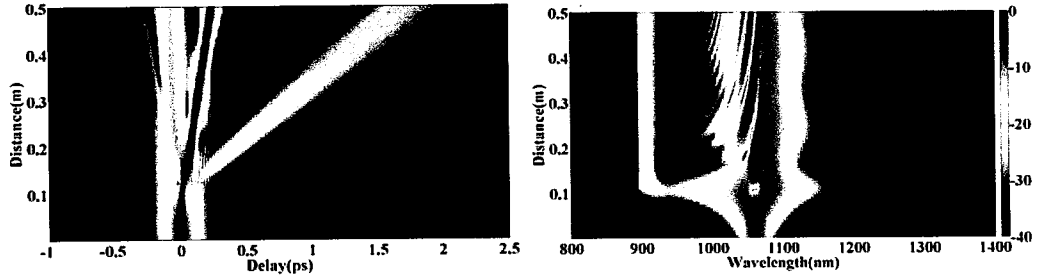


图 4.6 正三阶色散时脉冲时域和频域演化图

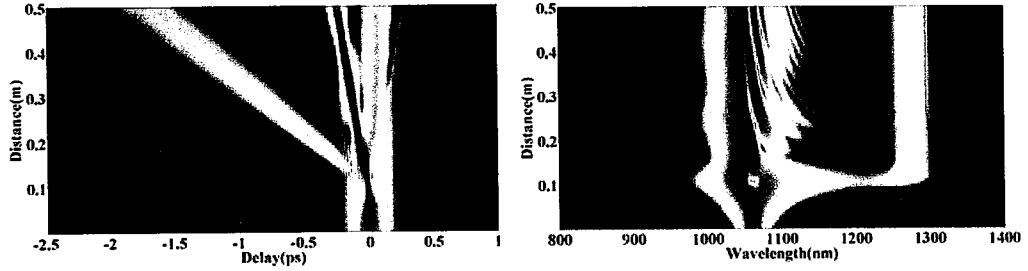


图 4.7 负三阶色散时脉冲时域和频域演化图

图 4.6 和 4.7 中这种辐射色散波波长不同可归结为孤子辐射色散波的相位匹配条件不同, 通常, 孤子辐射色散波的相位匹配条件如下式^[59]:

$$\sum_{m=2}^{\infty} \frac{\beta_m(\omega_s)}{m!} (\omega_d - \omega_s)^m = \frac{1}{2} \gamma P_s \quad (4-11)$$

由公式对我们数值模拟所给的条件进行计算可得, 色散波辐射波长为 917nm 和 1254nm , 与图 4.6 和 4.7 结果吻合。

4.2.2 孤子振荡和孤子裂变

无外界微扰下, PCF 中传输的高阶孤子会随着距离发生周期性的振荡^[20]。图

4.8 为数值求解 NLSE 方程模拟得到的高阶孤子时域和频域演化图，输入脉冲为双曲正割型，宽度 0.1ps，峰值功率 1.8kW，光纤色散和非线性参量与 4.2.1 节的模拟数据相同，经计算 $N=3.13$ 。由图 4.8 可见，随着传播距离的增加，脉冲时域和频域峰值个数逐渐增加，当达到 0.1cm 时，出现 3 个峰，继续传播时，峰值数目逐渐减少，直到 0.2cm 时脉冲时域和频域与初始形状一样，如此循环振荡传播。

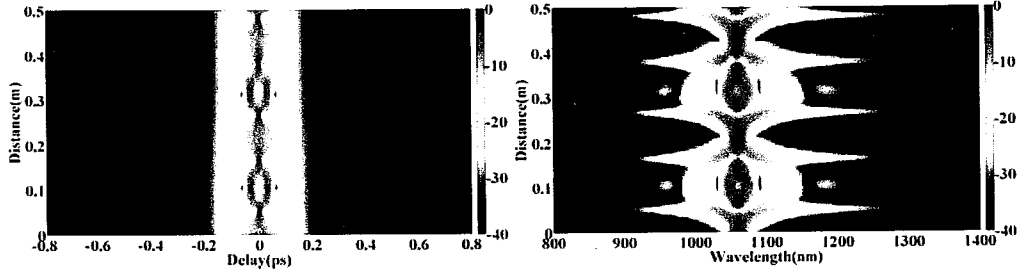


图 4.8 三阶孤子的时域和频域演化图

孤子的振荡周期有如下数学表达式^[20]:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \approx \frac{\pi}{2} \frac{T_{FWHM}^2}{|\beta_2|} \quad (4-12)$$

经计算可得 $z_0=0.224$ 与图 4.8 的模拟结果相吻合。

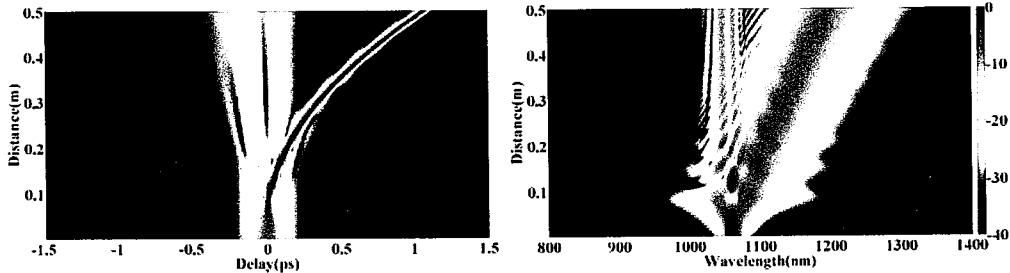


图 4.9 二阶孤子裂变时域和频域演化

在有外界微扰的情况下，微扰包括高阶色散、拉曼和自陡峭，高阶孤子随着距离的增加，不会发生周期性的振荡，而是当到达裂变距离后，衰变成低阶孤子，孤子裂变距离的表达式如下^[27]:

$$L_{fiss} \approx L_D / N \quad (4-13)$$

由高阶孤子衰变成的低阶孤子是逐个形成的，最先形成的低阶孤子具有最小的脉宽和最大的峰值功率。各低阶孤子脉冲形状、振幅及脉宽的表达式如下^[20]:

$$A_j = \sqrt{P_j} \operatorname{sech}(T/T_j), \quad P_j = \frac{P_0(2N-2j+1)^2}{N^2}, \quad T_j = \frac{T_0}{(2N-2j+1)} \quad (4-14)$$

为了对孤子裂变有更为清晰的认识，我们采用在 NLSE 中只增加拉曼增益进行数值模拟，结果如图 4.9 所示。输入脉冲形状和脉宽及色散非线性系数都和

4.2.1 节相同，但峰值功率为 1.25kW，考虑到拉曼对孤子的减弱效应，此时对应孤子裂变成孤子数目应为：

$$N = \left(\frac{(1-f_R)\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \right)^{1/2} \quad (4-15)$$

f_R 为拉曼贡献，这里取 0.18，计算可得 N 为 2.35。由图 4.9 可见，在脉冲初始阶段，由于拉曼影响小，脉冲传输呈现孤子振荡特征，随着距离增加，积累的拉曼影响导致孤子衰变，形成两个脉冲，同时峰值功率高、脉宽窄的孤子发生剧烈的孤子自频移；在负色散介质中，红光比蓝光传输慢，因此随距离进一步增加，两脉冲逐渐分离。与孤子相关的色散非线性动力学除了上述介绍外，还包括孤子自频移和孤子俘获等等，这里不再详述。

4.2.3 四波混频和调制不稳定性

四波混频是一种基本的非线性光学过程。2001 年，A. V. Husakou 和 J. Herrmann^[59]在数值模拟 PCF 的 SC 产生时指出，短波长的频谱除了由色散波产生外，还有四波混频的影响，并给出了相位匹配条件。2002 年，G. Genty 和 M. Lehtonen^[66]等在研究 PCF 的 SC 产生时，同样指出了短波长的四波混频所产生的波包。并给出了简并四波混频相位匹配条件的计算表达式：

$$\sum_{m=2,4,\dots}^{\infty} \frac{\beta_m(\omega_p)}{m!} (\omega_p - \omega_s)^m = 2\gamma P_0 \quad (4-16)$$

其中 ω_p 为泵浦光频率， ω_s 为产生的信号光频率， P_0 泵浦光功率。

调制不稳定也是一种基本的脉冲色散非线性动力学行为，它表现为非线性和色散相互作用对稳态的一种调制。在光纤色散非线性传输中，调制不稳定性的本质就是频域的四波混频过程，在时域表现为对光脉冲包络的调制，对于标准 NLSE 方程，其调制不稳定性增益谱为^[20]：

$$g(\Omega) = 2 * \text{Im} \left\{ \sqrt{\left(\frac{\beta_2}{2} \Omega^2 \right)^2 + \beta_2 \Omega^2 \gamma P_0} \right\} \quad (4-17)$$

考虑高阶色散时，调制不稳定性表达式为^[160]：

$$g(\Omega) = 2 * \text{Im} \left\{ \sqrt{Q(Q + 2/L_{NL})} \right\}$$

$$Q = \sum_{m=2,4,\dots}^{\infty} \frac{\beta_m(\Omega)}{m!} (\Omega)^m \quad (4-18)$$

4.2.4 正色散介质中光波破裂

由上面的讨论可知, 当 PCF 的群速度色散为负时, 光纤中色散非线性传输能维持孤子, 且有微扰时会发生各种与孤子相关的色散非线性相互作用。而在正色散区, 不存在孤子效应, 脉冲色散非线性传输主要表现为光波破裂。由于光波破裂在全正色散 PCF 中超连续谱产生具有重要作用, 因此, 我们对光波破裂做定量讨论。

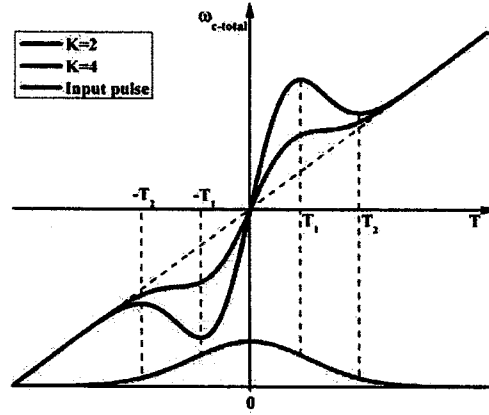


图 4.10 脉冲总啁啾示意图

当光脉冲在 PCF 中传输时, GVD 和 SPM 都会产生感应频率啁啾, 为了便于分析频率啁啾与光波破裂的关系, 选择初始输入脉冲为高斯脉冲:

$$A(0, T) = A_0 \exp(-T^2 / 2T_0^2) \quad (4-19)$$

则 GVD 和 SPM 分别产生的感应啁啾为^[20]:

$$\omega_{c-GVD} = -\frac{\partial \phi_{GVD}}{\partial \tau} = \frac{z / L_D}{1 + (z / L_D)^2} \frac{T}{T_0^2}; \quad (4-20)$$

$$\omega_{c-SPM} = -\frac{\partial \phi_{SPM}}{\partial \tau} = \frac{2\gamma A_0^2 z}{T_0^2} T \exp(-T^2 / T_0^2) \quad (4-21)$$

假设 $z \ll L_D$, 则总啁啾为:

$$\omega_{c-total} \cong \frac{\beta_2 z}{T_0^2} \frac{T}{T_0^2} (1 + K \exp(-T^2 / T_0^2)) \quad (4-22)$$

其中 $K = (2\gamma / \beta_2) A_0^2 T_0^2$ 。

图 4.10 为脉冲总啁啾与时间之间的关系, 有图可见, 当 $K=2$ 时, $\omega_{c-total}$ 在整个时间轴上没有拐点是线性递增; 当 $K=4$ 时, $\omega_{c-total}$ 在 T_1 、 T_2 和 $-T_1$ 、 $-T_2$ 处有

拐点。在正色散条件下，红移光比蓝移光传输快，因此，脉冲后沿 T_2 附近部分逐渐超前，而 T_1 逐渐滞后，最终使得两者发生赶超，在脉冲前沿同样如此，最终使得本来具有同啁啾的不同脉冲部分有时间上的交叠而产生干涉，造成脉冲边缘部分发生振荡，即发生光波破裂。

由上面分析可知，发生光波破裂的条件是总啁啾具有两个拐点，即 $\partial\omega_{c-total}/\partial T = 0$ 具有两个解，即：

$$1 + K(1 - 2X) \cdot \exp(-X) = 0 \quad (4-23)$$

具有两个解，其中 $X = T^2/T_0^2$ ，由分析可知^[161]，当 $K \geq K_c = \exp(3/2)/2$ ，方程(4-23)有解，所以初始输入脉冲为高斯脉冲时，发生光波破裂的条件为：

$$2\gamma/\beta_2 \cdot A_0^2 T_0^2 \geq \exp(3/2)/2 \quad (4-24)$$

也可以计算光波破裂发生的距离，假设脉冲两个不同部分时间间隔为 ΔT ，由于具有不同啁啾，使得这两部分时间间隔发生改变，假设传播距离为 L 后，两者相对时间间隔变为 $\Delta T'$ ，则有：

$$\Delta T' = L/\nu_g = Lk'_0 \approx Lk''_0 \Delta\omega \approx L\beta_2 \frac{d\omega_{c-total}}{dT} \Delta T \quad (4-25)$$

当两者恰好发生重叠时， $\Delta T' = -\Delta T$ ，于是：

$$L_{WB} = -\frac{1}{\beta_2 d\omega_{c-total}/dT} \quad (4-26)$$

将方程(4-22)代入，经整理最终可得：

$$L_{WB} = \frac{T_0^2}{(\frac{K}{K_c} - 1)^{1/2} \beta_2} \quad (4-27)$$

这就是初始输入脉冲为无啁啾高斯脉冲的光波破裂距离。同样的方法可以用来计算初始输入脉冲为双曲正割脉冲的光波破裂距离，这里不再讨论。

除了上述介绍和讨论的脉冲色散非线性传输动力学行为外，超连续谱产生过程中还涉及其它非线性过程，比如 SPM、XPM、自陡峭以及孤子俘获等，这些非线性效应可参考 G. P. Agrawal 的经典著作[20]。

4.3 负色散区飞秒和皮秒脉冲泵浦 PCF 的超连续谱产生

SC 产生除了与 PCF 本身的色散非线性相关外，还与泵浦脉冲特性相关，在本节中，我们将用数值方法模拟飞秒和皮秒脉冲泵浦 PCF 产生超连续谱，以对 SC 的产生基本物理过程有一个直观的认识，这将有利于指导实验。在模拟中，假设采用的激光泵浦源为中心波长 1060nm 的掺镱锁模光纤激光器，并根据图 4.4

和图 4.5，当 PCF 特征参量 $d = 2.0\mu\text{m}$ 、 $\Lambda = 3.2\mu\text{m}$ 时，零色散波长在 1035nm 附近，且具有较大的非线性系数，表 1 为利用有限元方法计算的色散非线性参量。

表 4.1 PCF 的色散非线性参量

β_2	-1.6069E-03ps ² m ⁻¹	β_8	-4.9837E-18ps ⁸ m ⁻¹
β_3	7.0749E-05ps ³ m ⁻¹	β_9	-8.4654E-20ps ⁹ m ⁻¹
β_4	-1.0585E-07ps ⁴ m ⁻¹	β_{10}	3.3429E-22ps ¹⁰ m ⁻¹
β_5	3.0723E-10ps ⁵ m ⁻¹	β_{11}	1.0620E-25ps ¹¹ m ⁻¹
β_6	-1.4063E-12ps ⁶ m ⁻¹	β_{12}	-2.0044E-27ps ¹² m ⁻¹
β_7	5.8160E-15ps ⁷ m ⁻¹	γ	0.011W / m

4.3.1 飞秒脉冲泵浦 PCF 超连续谱产生

我们采用基于光子数守恒自适应步长算法，求解了 GNLSE，模拟出飞秒脉冲泵浦 PCF 超连续谱产生，时域、频域输出如图 4.11 所示。模拟中，脉冲输入峰值功率 20kW，脉宽 100fs，PCF 长度 1.5m。由图 4.11 输出脉冲时域特性可见，超连续谱的时域波形带有多个离散的孤子脉冲和连续波背景，其中延时最大的孤子峰值功率最高，在延时为零附近波形较复杂，振荡较多；由 SC 的频域输出图可见，SC 覆盖范围在 700 到 1600nm，在长短波长附近都出现多个波峰和波谷，光谱中部调制严重。

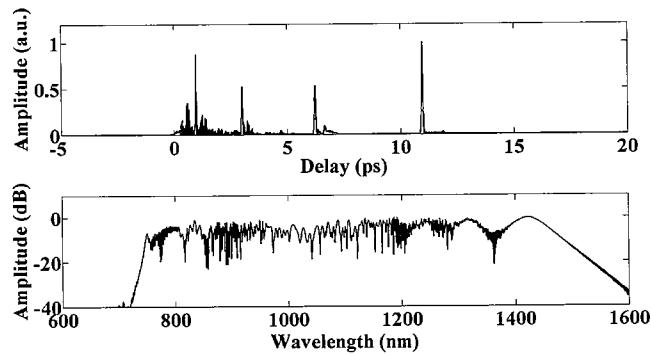


图 4.11 飞秒脉冲泵浦 1.5m PCF 产生的超连续谱时域(上)和频域输出(下)

图 4.11 的时域和频域输出只能单纯反映时域波形和光谱分布情况，不能反映脉冲各部分所对应的的光谱，以及各光谱成分所对应的时域波形。为了解决时域和频域相互对应问题，我们引入时频联合分布对超连续谱进行分析。时频联合分布有多种形式：加窗傅里叶变换、小波变换及魏格纳分布等，我们采用加窗傅里叶变换形式。加窗傅里叶变换是在傅里叶变换基础上增加一个可移动窗口，随着窗口移动，对波形各部分依次进行傅里叶变换，所得到的时域与频域间关系就反映了时域波形与频域的对应关系，称为时频联合分布^[162]。

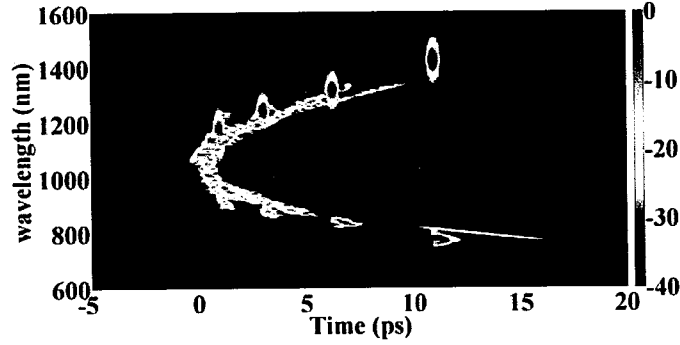


图 4.12 飞秒脉冲泵浦 1.5m PCF 产生的超连续谱输出时频分布图(-40dB 截断)

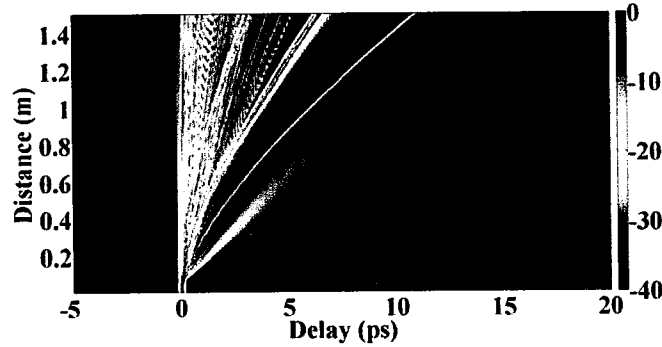


图 4.13 飞秒泵浦 PCF 时域演化图。

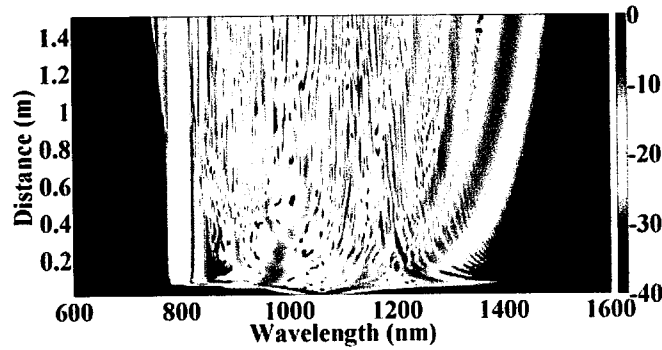


图 4.14 飞秒泵浦 PCF 时域演化图

图 4.12 为用加窗傅里叶变换所得到的时频联合分布图, 简称时频分布图。由图可见, 整个 SC 在时频图呈抛物线形状分布, 在长波长处出现一个个孤子, 在短波长处出现时域交叠的色散波, 并在色散波的短波长处出现波包, 这种波包就是所谓孤子对色散波的俘获造成的。

为了对飞秒脉冲泵浦产生 SC 过程有更为清晰的认识, 我们给出其时域和频域演化图, 如图 4.13 和图 4.14 所示。可见, SC 产生在时域和频域都经过两个过程, 以 7cm 为节点, 时域是先压缩后急剧展宽, 光谱先缓慢展宽后急剧展宽, 随后, 光谱逐渐向长波长扩展, 当 PCF 长度为 0.9m 时, 光谱开始向短波长扩展。其主要的物理过程可做如下解释:

- 在初始阶段，即 7cm 之前，因泵浦脉冲中心波长在 PCF 负色散区，脉冲时域压缩，在频域上，因 SPM 导致光谱均匀展宽；随着传播距离逐渐接近 7cm，脉冲峰值功率逐渐增加，高阶色散和高阶非线性，包括三阶色散、SRS 与 SS 等，对脉冲时域和频域的微扰增加，当脉冲到达临界点 7cm 时，最终导致脉冲衰变成基阶孤子，同时辐射出短波长色散波，由于形成的各基阶孤子中心波长不同，使得产生的色散波波长也不同，所有基阶孤子的色散波叠加，形成了短波长与靠近泵浦波长间宽范围的频谱，而长波长的光谱则由孤子光谱构成。
- 随着传播距离进一步增加，一方面，因孤子都处于负色散区，负色散区红移传输慢，导致孤子延时增加，且由于孤子自频移效应，使得孤子中心波长红移，光谱向长波长扩展，而孤子红移进一步使孤子减速；另一方面，短波长色散波是由不同孤子辐射的，由方程(4-11)可知，孤子中心波长不同，辐射色散波波长也不同，且正色散区红移传输快，蓝移传输慢，所以长波长孤子和色散波之间存在追赶效应，当孤子最终赶上色散波时，二者发生相互作用，色散波中一部分能量被孤子俘获，形成短波长波包，并且孤子和色散波之间的相互作用导致色散波蓝移，超连续谱短波长光谱扩展。
- 由于超连续谱长波长和短波长分别处于正负色散区，因此，不同光谱成分具有不同群速度，最终形成时频分布图上的抛物线形状。

4.3.2 皮秒泵浦超连续谱产生

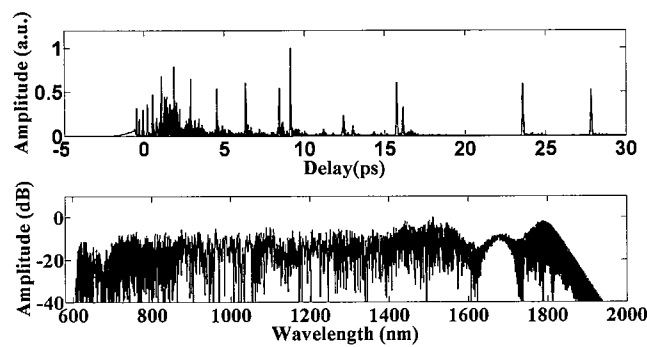


图 4.15 皮秒脉冲泵浦 1.5m PCF 产生超连续谱时域(上)和频域输出(下)

我们采用相同 PCF，模拟了皮秒脉冲泵浦 PCF 时超连续谱的产生，除脉宽为 1ps 外，其它条件与飞秒脉冲泵浦 PCF 都相同。时域和频域输出如图 4.15 所示。由图 4.15 可见，相比飞秒脉冲，皮秒脉冲泵浦超连续谱产生时，在时域出现的孤子数目增多，且孤子强度分布几乎没有规律性，而光谱相对平坦，且光谱

范围的短波长和长波长分别扩展到 600nm 和 1900nm。图 4.16 为皮秒泵浦 PCF 的时频联合分布图, 由图 4.16 可见, 皮秒与飞秒脉冲泵浦的时频特性基本相同, 即 SC 呈抛物线形状时频分布, 在长波长出现多个孤子, 而在短波长处出现域上交叠的色散波和孤子俘获形成的波包。相比飞秒脉冲泵浦, 皮秒脉冲泵浦产生的孤子扩展的波长更长, 到 1800nm, 孤子和色散波之间的相互作用要求二者动量和能量守恒^[93], 因此, 导致因孤子俘获的色散波波长同样扩展到更短处。

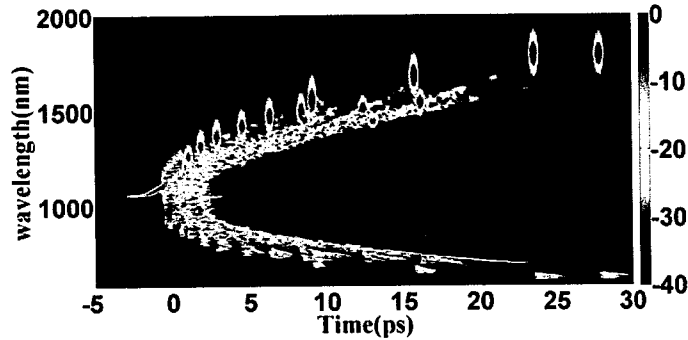


图 4.16 皮秒脉冲泵浦 1.5m PCF 产生的超连续谱时频分布图

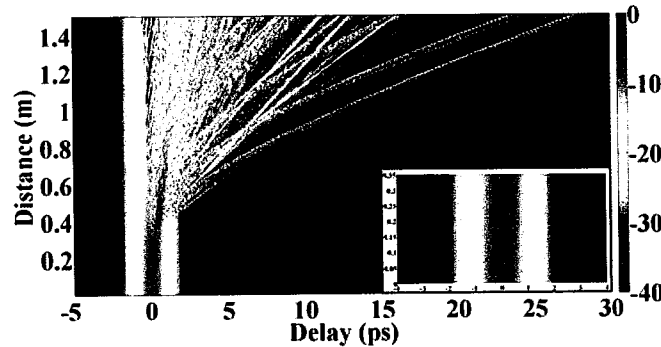


图 4.17 皮秒脉冲泵浦 1.5m PCF 产生的超连续谱频域演化, 插图为时域波形在 0-0.35m 的 PCF 中演化

图 4.17 和 4.18 为皮秒脉冲泵浦 1.5m 长 PCF 产生 SC 的时域和频域演化图, 可见, 皮秒脉冲泵浦时, SC 产生在时域和频域上与飞秒脉冲泵浦时一样, 都经历两个过程。在 PCF 长度约为 25cm 之前, 皮秒脉冲时域基本不变, 光谱均匀展宽; 在 25cm 后时域急剧展宽, 而光谱同样急剧展宽, 其主要物理过程可做如下解释: 由于输入为高功率皮秒脉冲, 决定脉冲初始传输演化行为的不再是高阶色散和高阶非线性, 而是调制不稳定性。在初始阶段即 25cm 之前, 由于脉冲谱宽较窄, 且靠近零色散波长, 因此脉冲时域展宽不明显, 而频域同样由于 SPM 而展宽。随着传输距离增加, 调制不稳定性增益积累, 导致了脉冲在时域包络出现调制而光谱出现边带, 这可以分别从脉冲时域和频域演化的插图中看出。调制不稳定性导致的边带具有不同的群速度, 使得脉冲的包络调制开始相互分离, 造成

初始脉冲破裂。随着光纤长度的进一步增加, 这些由调制不稳定性导致的脉冲开始演化成孤子, 并辐射色散波, 从这以后, 孤子效应和飞秒脉冲泵浦产生 SC 的过程是相同的, 即孤子在拉曼孤子自频移效应下开始红移, 形成长波长光谱扩展, 孤子和短波长色散波相互作用, 形成色散波波包、扩展短波长光谱, 由于长波长和短波长所处的色散区不同, 最终形成时频分布图上大致的抛物线形状。

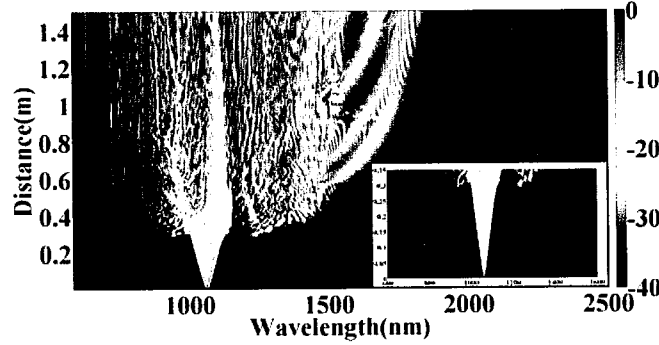


图 4.18 皮秒脉冲泵浦 1.5m PCF 产生的超连续谱频域演化, 插图为光谱在 0-0.35m 的 PCF 中演化

4.4 全正色散光子晶体光纤中超连续谱产生

表 4.2 全正色散 PCF 色散非线性参量

β_2	$2.2590 \times 10^{-2} \text{ ps}^2 \text{ m}^{-1}$	β_3	$-4.0444 \times 10^{-5} \text{ ps}^3 \text{ m}^{-1}$
β_4	$2.5464 \times 10^{-7} \text{ ps}^4 \text{ m}^{-1}$	β_5	$-1.0273 \times 10^{-9} \text{ ps}^5 \text{ m}^{-1}$
β_6	$2.8644 \times 10^{-12} \text{ ps}^6 \text{ m}^{-1}$	β_7	$1.3131 \times 10^{-14} \text{ ps}^7 \text{ m}^{-1}$
β_8	$-1.9999 \times 10^{-16} \text{ ps}^8 \text{ m}^{-1}$	β_9	$1.0332 \times 10^{-18} \text{ ps}^9 \text{ m}^{-1}$
β_{10}	$-2.6889 \times 10^{-21} \text{ ps}^{10} \text{ m}^{-1}$	β_{11}	$2.9639 \times 10^{-24} \text{ ps}^{11} \text{ m}^{-1}$
γ	$0.037 \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1}$	λ_0	1060 nm

采用飞秒和皮秒脉冲在反常色散区泵浦具有单个零色散波长的 PCF 已很容易获得倍频程 SC^[55,59,60], 且产生机理已经基本清晰^[20]。这种方式产生的 SC 由于孤子效应和调制不稳定性使得 SC 的时域波形复杂, 并且容易受泵浦激光器散弹噪声、泵浦脉冲波动及拉曼噪声的影响, 相干性差, 一般认为, 对于在零色散波长附近泵浦 PCF 产生的 SC, 孤子阶数大于 40 时相干性会变得极差^[163,164]。为了解决基于孤子效应的 SC 相干性差、波形复杂的问题, 人们开始关注全正色散 PCF 中 SC 产生, 并发现飞秒脉冲泵浦全正色散 PCF 产生的 SC 具有很好的时域脉冲波形, 相干性好且光谱平坦^[165-168]。

本节我们将数值模拟飞秒和皮秒脉冲泵浦全正色散 PCF 产生超连续谱。在模拟中, 假设激光泵浦源为中心波长 1060nm 的掺镱锁模光纤激光器, PCF 特征参量为 $\Lambda = 1.55$, $d/\Lambda = 0.34$, 色散非线性具体参量如表 2 所示^[169]。

4.4.1 飞秒泵浦全正色散 PCF 中超连续谱产生

图 4.19 和 4.20 为数值模拟飞秒脉冲泵浦全正色散 PCF 产生 SC 的时域、频域输出和时频分布。输入脉冲为高斯型，峰值功率 90kW，脉宽 100fs，PCF 长度 0.8m。由图 4.19 可见，飞秒泵浦全正色散 PCF 产生的 SC 时，时域输出为单个波形，呈不规则状梯形。频谱输出范围 700nm-1500nm，虽然长波长光谱功率谱密度较短波长光谱稍高，但光谱较为平坦。由图 4.20 可见，SC 在整个时频分布图上呈近似光滑直线，这意味着全正色散 PCF 产生的 SC 时域波形具有极好的可压缩性。

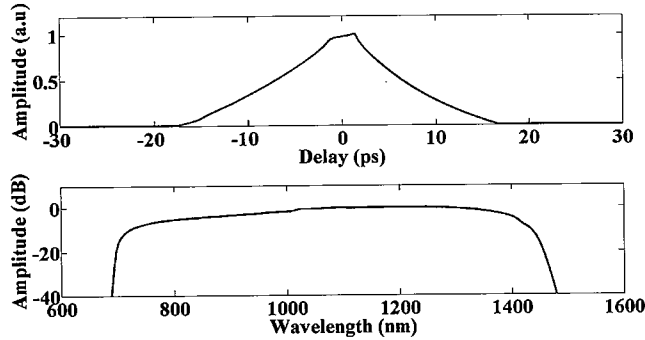


图 4.19 飞秒脉冲泵浦 80cm 全正色散 PCF 产生超连续谱时域(上)和频域输出(下)

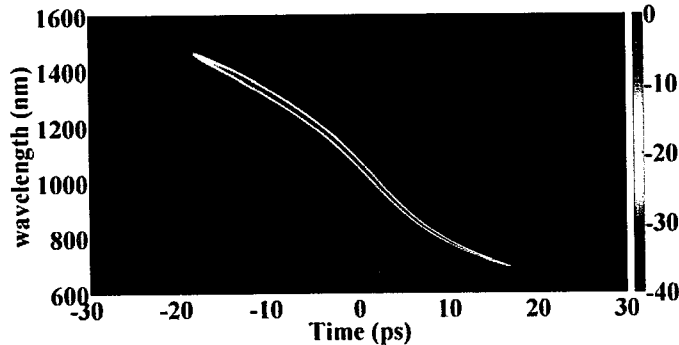


图 4.20 飞秒脉冲泵浦 80cm 全正色散 PCF 产生的超连续谱时频分布图

图 4.21 和 4.22 为飞秒脉冲泵浦 80cm 全正色散 PCF 产生 SC 的时域和频域演化图，由图 4.21 和 4.22 可见，时域和频域在经历很短的距离后都急剧展宽，其后脉宽均匀展宽，而谱宽基本保持不变。由于正色散介质中不存在孤子效应、调制不稳定性等非线性过程，主要的色散非线性过程是光波破裂，且由公式 (4-27)，发生光波破裂大约为 0.8cm，这和图 4.21 和 4.22 模拟结果基本一致，因此，脉冲在全正色散 PCF 经过大于 0.8cm 后即发生光波破裂，导致光谱急剧展宽，由于光谱展宽，不同光谱之间群速度差别增大，脉冲时域同样开始急剧加宽。

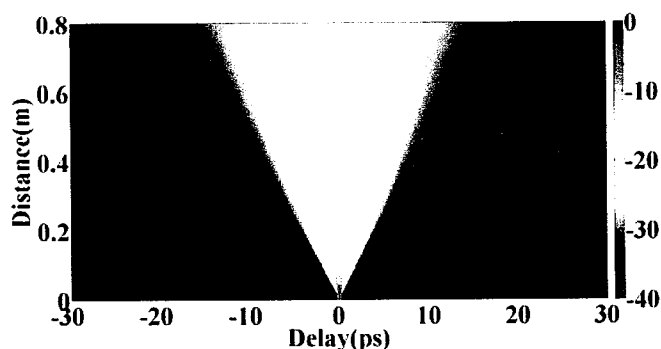


图 4.21 飞秒脉冲泵浦全正色散 PCF 产生超连续谱时域演化图

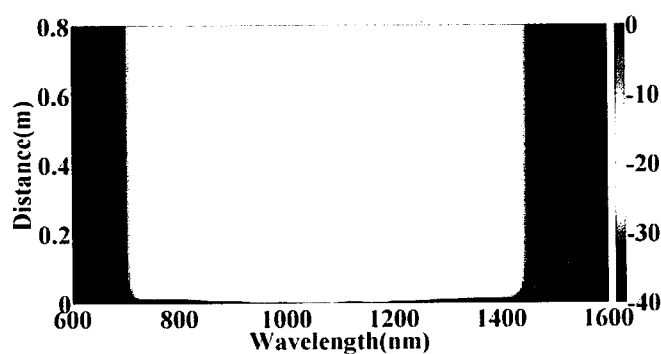


图 4.22 飞秒脉冲泵浦全正色散 PCF 产生超连续谱频域演化图

4.4.2 皮秒泵浦全正色散 PCF 中超连续谱产生

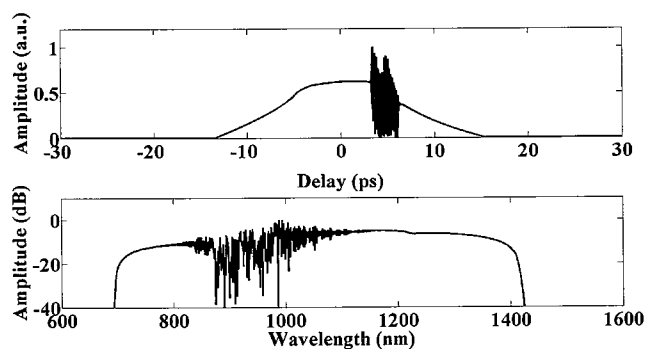


图 4.23 皮秒脉冲泵浦 80cm 全正色散 PCF 产生超连续谱时域(上)和频域输出(下)

采用同样色散非线性参量，我们还模拟了皮秒脉冲泵浦全正色散 PCF 时的 SC 产生，除脉宽为 2ps 外，其它条件与飞秒泵浦相同，时域和频域输出及时频分布图如图 4.23 和 4.24 所示。由图 4.23 可见，相比于飞秒脉冲，皮秒脉冲泵浦时的 SC 产生在时域出现振荡；光谱范围为 700-1400nm，但光谱在 820nm-1100nm 之间不再平坦，也出现振荡。由图 4.24 可知，与飞秒时频分布不同，皮秒脉冲

泵浦全正色散 PCF 的时频分布在 800nm-1200nm 之间呈现亚结构。

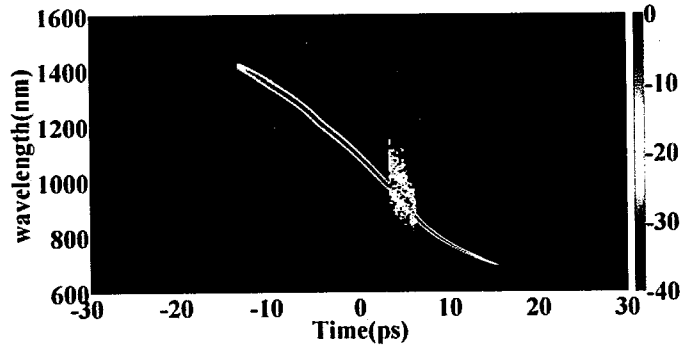


图 4.24 皮秒脉冲泵浦 80cm 全正色散 PCF 产生的超连续谱时频分布图

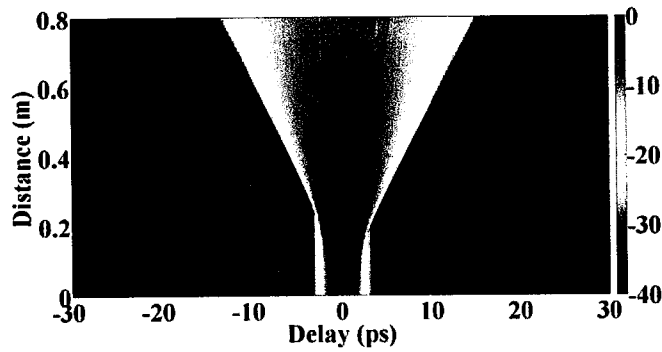


图 4.25 皮秒泵浦全正色散 PCF 产生超连续谱时域演化图

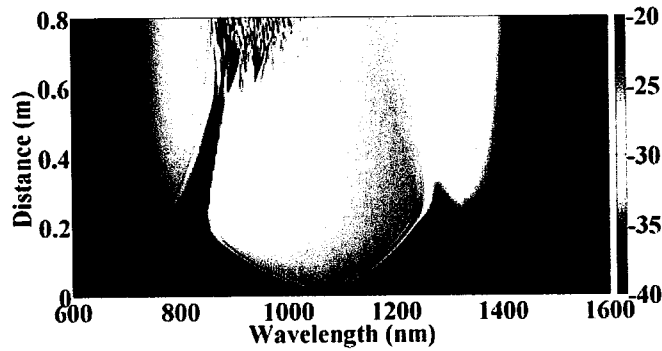


图 4.26 皮秒泵浦全正色散 PCF 产生超连续谱频域演化图

图 4.25 和 4.26 为皮秒脉冲泵浦 80cm 全正色散 PCF 的时域和频域演化图，由图 4.25 和 4.26 可见，皮秒泵浦全正色散 PCF 时域和频域演化可分为 3 个阶段：当 PCF 为 0-15cm 时，脉冲时域变化不大，在 SPM 下频域开始均匀展宽。当 PCF 长度为 15-55cm 时，脉冲开始迅速展宽，而频域演化开始出现两边带，且随着传播长度增加，光谱边带与中心光谱之间的空白逐渐变小，当 PCF 长度为 55cm-80cm 时，当在脉冲包络上开始出现细小的振荡，光谱在空白处波长约为 900nm 处开始出现振荡，且随着传播距离增加，时域和频域包络振荡区域都增大，

最终光谱振荡区域扩大为从 820nm 持续到 1200nm。

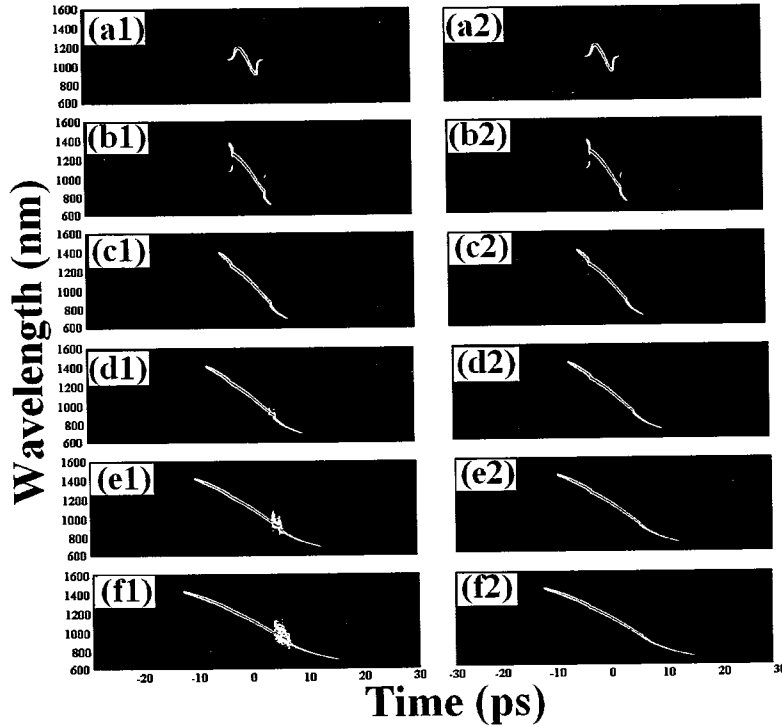


图 4.27 皮秒泵浦 80cm 全正色散 PCF 产生超连续谱不同长度输出时频分布图; (a1)、(b1)、(c1)、(d1)、(e1)和(f1)与(a2)、(b2)、(c2)、(d2)、(e2)和(f2)分别对应于 PCF 长度为 $L/6$ 、 $2L/6$ 、 $3L/6$ 、 $4L/6$ 、 $5L/6$ 和 L ($L=80\text{cm}$)有拉曼效应和无拉曼效应的结果

为了探究皮秒脉冲泵浦全正色散 PCF 的 SC 产生的机理及其时域与频域亚结构出现的原因,我们计算了不同距离下有无拉曼效应时的时频分布图,如图 4.27 所示,可见,当脉冲传输长度为 $L/6$ 时,脉冲时频特性呈现横 S 型,这是典型的自相位调制导致的时频结构。在正色散条件下,长波长传输快,短波长传输慢,这导致时频图(a1)中长波长拐点处脉冲前沿传输快,而短波长拐点处脉冲后沿传输慢,随着距离增加,两个拐点处分别与脉冲的前后沿产生追赶,最后重叠导致光波破裂发生,如图(b1)所示。随着传输距离的进一步增加,光波破裂完成,时频图呈线性,如图(c1)所示。随着传播距离的进一步增加,在光波破裂的短波长处,开始出现振荡结构,如图(d1),距离越长,由图(e1)和(f1)可见,振荡结构越严重。图(a2)-(e2)为其它条件保持不变下,仅在 GNLSE 方程中去掉拉曼效应时的时频图,与(a1)-(e1)的时频图相比,除了振荡结构不同外,其余基本相同,表明振荡结构可能与拉曼效应有关。

4.4.3 全正色散 PCF 产生超连续谱的相干性

超连续谱的相干性是衡量 SC 性能的一项重要指标,反映了 SC 的噪声特性。

频域相干性越高, 意味着脉冲与脉冲之间的相关程度越高, 不同脉冲所构成的 SC 具有同一性; 频域相干性越低, 则脉冲与脉冲间的相关程度越低, 不同脉冲所构成的 SC 有差别, 而输出 SC 则是各个脉冲所产生的 SC 的平均。在一些应用场合, 特别是在光频梳应用中, 对 SC 的相干性要求苛刻。

相干性的理论计算一般用具有拉曼噪声的 GNSLE, 其数学形式如下^[27]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A(z, T)}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A(z, T) - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k A(z, T)}{\partial T^k} \\ & = i\gamma(1 + i\tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T}) \{A(z, T) [\int_{-\infty}^{+\infty} R(T') \times |A(z, T - T')|^2 dT'] + i\Gamma_R(z, T)\} \end{aligned} \quad (4-28)$$

其中, 自发拉曼噪声具有如下频域关系^[27]:

$$\langle \Gamma_R(\Omega, z) \Gamma_R^*(\Omega', z') \rangle = -\frac{2f_R \hbar \omega_0}{\gamma} |\text{Im}[h(\Omega)]| [n_{th}(|\Omega|) + U(-\Omega)] \times \delta(z - z') \delta(\Omega - \Omega') \quad (4-29)$$

式中, $f_R=0.18$, $\hbar$ 为普朗克常量, $h(\Omega)$ 为拉曼响应函数的频域形式, $n_{th}(\Omega)$ 为波色分布, 其表示式为:

$$n_{th}(\Omega) = [\exp(\hbar\Omega / k_B T) - 1]^{-1} \quad (4-30)$$

其中 $U(-\Omega)$ 为阶跃函数, $\Omega = \omega - \omega_0$ 。

相干性的理论计算表达式定义为:

$$|g_{12}^1(\lambda, t_1 - t_2)| = \frac{|\langle E_1(\lambda, t_1) E_2(\lambda, t_2) \rangle|}{\sqrt{\langle |E_1(\lambda, t_1)|^2 \rangle \langle |E_2(\lambda, t_2)|^2 \rangle}} \quad (4-31)$$

其中 $E_1(\lambda, t_1)$ 和 $E_2(\lambda, t_2)$ 表示不同时刻超连续谱光谱输出, $\langle \cdot \rangle$ 表示取均值运算。

图 4.28 为飞秒泵浦全正色散 PCF 产生的 SC 输出光谱和相干性, 所采用的飞秒脉冲和全正色散 PCF 的色散非线性参量和 4.4.1 节中相同, 由图可见, PCF 长度从 30cm 到 100cm 输出光谱和相干性几乎不发生变化, 且输出 SC 相干性在其覆盖范围内都为 1, 表明飞秒脉冲泵浦全正色散 PCF 产生的 SC 具有良好相干特性。

图 4.29 为皮秒泵浦全正色散 PCF 产生的 SC 输出光谱和相干性, 所采用的皮秒脉冲和全正色散 PCF 的色散非线性参量和 4.4.2 节中相同, 由图可见, PCF 长度为 30cm 和 50cm 时输出光谱和相干性几乎不发生变化, 且输出相干性在整个波长范围内都为 1, 当 PCF 长度为 80cm 和 100cm 时, 输出光谱具有杂乱的振荡, 且振荡处光谱相干性降低。根据 4.4.2 节, 皮秒泵浦脉冲的光谱振荡是由拉曼效应导致的, 且拉曼增益导致的光谱变化是频域非相干过程, 由于拉曼增益随距离增加而积累, 因此距离越长, 相干性越低。

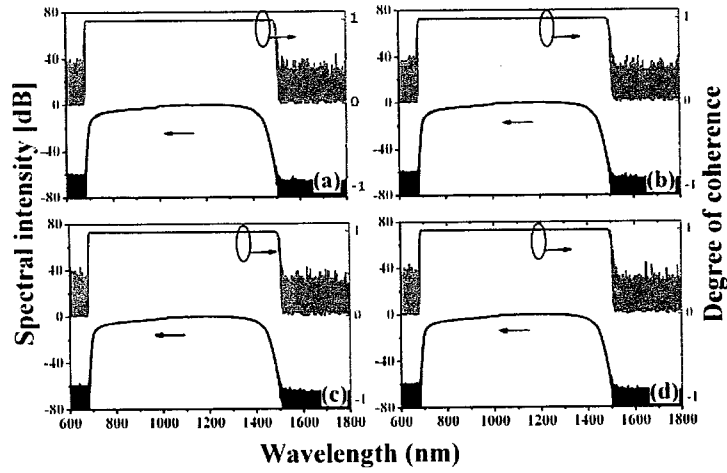


图 4.28 飞秒泵浦全正色散 PCF 产生超连续谱光谱和光谱相干性; (a)、(b)、(c)和(d)分别对应 PCF 长度 30、50、80 和 100cm

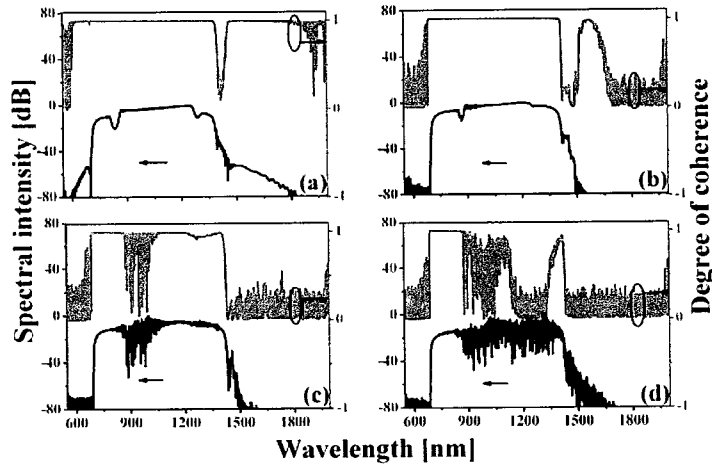


图 4.29 皮秒泵浦全正色散 PCF 产生超连续谱光谱和光谱相干性; (a)、(b)、(c)和(d)分别对应 PCF 长度 30、50、80 和 100cm

4.5 本章小结

本章首先用有限元方法研究了 PCF 色散和非线性特性;接着,对 SC 产生过程中涉及的脉冲色散非线性相互作用进行了讨论,模拟了负色散区飞秒和皮秒泵浦 PCF 中 SC 的产生,并利用脉冲色散非线性相互作用对 SC 产生过程进行了描述,最后,讨论了飞秒和皮秒泵浦全正色散 PCF 中的 SC 产生,验证了拉曼效应与全正色散 PCF 中 SC 输出时域波形和光谱中亚结构以及全正色散 PCF 中产生 SC 的相干性退化有关。

第五章 全正色散锁模光纤激光器

SC 泵浦源对产生的超连续谱特性具有决定性作用。光纤激光器性能优良，是产生 SC 主要泵浦源之一，并已成为小型化光纤型频率梳首选泵浦源。全正色散被动锁模光纤激光器具有可输出大能量飞秒脉冲的潜力，是飞秒光纤激光器的研究重点。本章中，我们首先介绍全正色散锁模光纤激光器基本理论，讨论全正色散锁模全光纤型激光器输出特性，包括单脉冲稳态和非稳态，多脉冲、多脉冲滞后与噪声脉冲；接着，研制基于离散器件全正色散锁模光纤激光器，并实验研究全正色散锁模光纤激光器输出特性及其影响因素；最后，从理论和实验两方面揭示腔内色散分布对全正色散锁模光纤激光器输出特性的影响规律。

5.1 全正色散锁模光纤激光器基本理论

迄今为止，被动锁模仍然是获得超短脉冲的最有效方法，其基本原理是使激光工作介质增益带宽内相邻潜在纵模同时起振，且相位差相同，从而获得宽谱短脉冲。通常，将可饱和吸收体置于激光器谐振腔内，由于可饱和吸收的非线性特性，当光强较弱时，光吸收作用强，透过率低；当光强较强时，光吸收作用弱，透过率高，这样，对于高强度的脉冲峰，经历的损耗较小，而对于低强度的脉冲边缘或噪声，经历的损耗较大，从而最终可获得高强度窄脉宽的光脉冲。被动锁模光纤激光器也采用可饱和吸收体，但光纤腔内存在色散非线性，运转机制更为复杂。本节对环形腔锁模光纤激光器进行分类，介绍主要工作原理，并建立全正色散锁模光纤激光器模型，对典型的全正色散锁模光纤激光器进行分析。

5.1.1 环形腔锁模光纤激光器概述

环形腔被动锁模光纤激光器中主要物理过程包括：增益(GAIN)，光纤色散与非线性(D&N)，损耗(LOSS，包括腔内损耗和输出耦合)，以及可饱和吸收体(SA)，如图 5.1 所示。图 5.1 中各部分所起作用不同，输出损耗用于输出激光；增益用于补偿损耗维持激光器工作；SA 用于提供自振幅调制，稳定锁模状态；而色散非线性则决定脉冲演化形式。不同物理过程间的相互作用，特别是腔内色散和非线性相互作用，使得脉冲在光纤激光腔内具有不同的演化形式。按照光纤激光器腔内脉冲演化形式不同，被动锁模光纤激光器主要可分为：孤子型、呼吸孤子型、自相似型和耗散孤子型。

由于孤子为负色散光纤中的 NLSE 的静态解，当激光腔内为负色散时，光纤

中色散和非线性相互作用使得脉冲向孤子演化，但受孤子面积理论限制，激光腔内能承受的非线性相移小，输出能量为 100pJ 量级。当光纤中既具有负色散又具有正色散，且总色散量为零附近时，脉冲在正和负色散光纤中分别经历展宽和压缩过程，呈呼吸型孤子演化。相比于孤子，呼吸孤子经历周期性压缩与展宽，激光器腔内能承受的非线性相移要大，输出单脉冲能量能达到 nJ 水平。

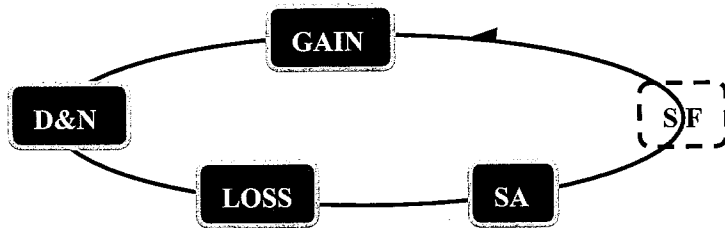


图 5.1 环形腔被动锁模光纤激光器示意图；SA：可饱和吸收体，
D&N：色散和非线性；SF：光谱滤波

自相似型锁模光纤激光器和色散管理型类似，但演化形式不同，在负色散光纤中，脉冲被压缩；在正色散的增益和传输光纤中，由于抛物线型脉冲是无带宽限制的增益光纤和正色散光纤的局部吸引子(Local Attraction)^[170]，因此在增益光纤和正色散光纤中，脉冲向抛物线型演化。理论上，在增益带宽不受限制情况下，这种自相似光纤激光脉冲能量可极大提高，且输出脉冲具有线性啁啾，但由于掺杂光纤的增益带宽有限，当脉冲光谱达到增益带宽时，脉冲偏离自相似演化，最终限制能得到的脉冲能量，当前基于自相似脉冲演化的光纤激光器达十 nJ。

为提高输出脉冲能量，人们采用全正色散结构，这时，若无额外辅助机制则难以实现锁模，主要原因是腔内为全正色散，由于自相似演化，脉冲在全色散光纤中脉宽和谱宽都将展宽，造成可饱和吸收体的自振幅调制难以使脉冲在腔内循环时形成自洽，需要增加额外的自振幅调制机制实现锁模。全正色散锁模光纤激光器最初是利用增益带的光谱自滤波实现锁模的，称为增益诱导孤子激光器^[171]，这种激光器特点是具有较长的增益光纤，且输出光谱较窄，输出单脉冲能量较低；后来，通过采用光谱滤波器提供额外自振幅调制的方法，实现了全正色散光纤激光器的锁模^[172]。经研究发现，这种锁模光纤激光器腔内脉冲是色散、非线性、增益、损耗与滤波效应共同作用的结果，即所谓的耗散孤子^[173]。目前基于这种耗散孤子的全正色散激光器输出单脉冲能量已达 μJ 水平^[116]。

5.1.2 非线性偏振旋转(NPE)基本原理

用于实现光纤激光器被动锁模的主流技术有基于 NPE 的类可饱和吸收体锁

模，以及新近发展的基于碳纳米管、石墨烯等可饱和吸收体锁模。由于基于 NPE 的被动锁模激光器结构简单、维护方便，并可由环境扰动和噪声自启动锁模运转，因此，我们采用基于 NPE 的类可饱和吸收体锁模。

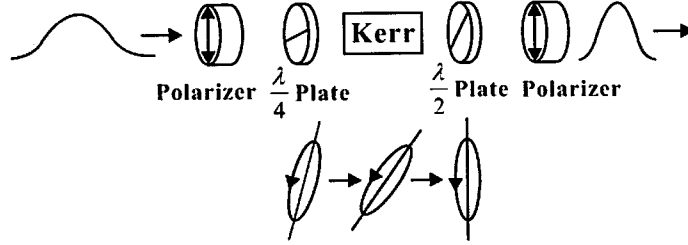


图 5.2 非线性偏振旋转原理图

NPE 的基本原理如图 5.2 所示。假设 1/2 和 1/4 波片光轴方向与光纤快轴间的夹角分别为 θ 和 φ ，则可饱和吸收体的透过率可表示为^[174]：

$$T = \sin^2(\theta)\sin^2(\varphi) + \cos^2(\theta)\cos^2(\varphi) + \frac{1}{2}\sin(2\theta)\sin(2\varphi)\cos(\Delta\Phi_L + \Delta\Phi_{NL}) \quad (5-1)$$

$\Delta\Phi_{NL}$ 表示经过 Kerr 介质时由 SPM 和 XPM 在不同偏振方向引入的非线性相移， $\Delta\Phi_L$ 为经过 Kerr 介质时由偏振效应引入的线性相移。调整偏振控制器可改变可饱和吸收体的透过曲线，当调整至某一特定位置，使得脉冲峰值功率高的部分透过率大，峰值功率低的部分透过率低，则形成合适的可饱和吸收体。此时，腔内初始噪声起伏在通过可饱和吸收体时，强度较大的部分容易通过，强度较小的边缘则被抑制，通过多次循环，最终形成稳定的锁模脉冲。

5.1.3 全正色散光纤激光器理论模型

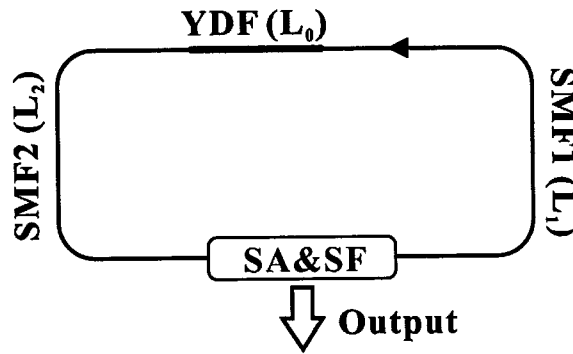


图 5.3 全正色散锁模光纤激光器示意图；SA：可饱和吸收体，SF：光谱滤波

图 5.3 为全正色散锁模光纤激光器基本结构，包括 4 部分：单模光纤，掺杂光纤，SA 和 SF。激光腔内单模光纤(SMF)和掺杂光纤(YDF)中超短脉冲演化可用方程(5-2)进行描述^[172]：

$$\frac{\partial U}{\partial z} + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} = \frac{g}{2} U + i \gamma |U|^2 U \quad (5-2)$$

其中

$$g = \frac{g_{ss}}{1 + E/E_{sat}} \times g_f(\omega - \omega_0), \quad g_f(\omega - \omega_0) = \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 / \Delta\omega^2} \quad (5-3)$$

U 为脉冲包络振幅, z 为光纤长度, τ 为延时坐标系中的时间, β_2 为二阶色散, γ 为非线性系数, g 为增益, g_{ss} 为小信号增益, 在单模光纤中 $g_{ss} = 0$, $g_f(\omega - \omega_0)$ 为增益滤波函数, ω_0 为增益带宽的中心波长, $E = \int |U|^2 d\tau$ 为脉冲能量, E_{sat} 为增益饱和能量。

类可饱和吸收体透过率函数为:

$$T(\tau) = 1 - \frac{q_0}{1 + P(\tau)/P_0} \quad (5-4)$$

q_0 为非饱和损耗, $P(\tau) = |U|^2$ 为脉冲瞬时功率, P_0 为类可饱和吸收体的饱和功率。假设除了耦合输出外腔内再无其它损耗, 耦合输出比 70%。

滤波器的光谱滤波函数为:

$$F(\omega) = T_f \exp\{-0.5 * (\omega - \omega'_0)^2 / [(2\pi c / \lambda_0^2) * \Delta\lambda / 1.665]^2\} \quad (5-5)$$

T_f 为滤波器的峰值透过率, 假设 $T_f = 1$, ω'_0 为光谱滤波函数的中心频率, c 为光速, λ_0 为光谱滤波函数的中心波长, $\Delta\lambda$ 为光谱滤波带宽。

5.1.4 全正色散光纤激光器工作原理与输出特性

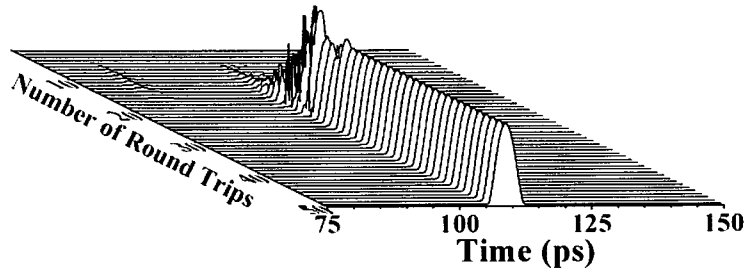


图 5.4 全正色散锁模光纤激光器输出脉冲由噪声向稳态演化

为清晰理解全正色散锁模光纤激光器工作原理与输出特性, 我们对其进行数值模拟, 在模拟计算中, 假设掺杂光纤的二阶色散和非线性系数和单模光纤相同: $\beta_2 = 0.023 \text{ ps}^2 / \text{m}$, $\gamma = 0.0047 \text{ W} / \text{m}$; 小信号增益系数为 $g_{ss} = 60 \text{ dB} / \text{m}$; 饱和能量 $E_{sat} = 6 \text{ nJ}$; P_0 和 q_0 分别取 1.5 kW 和 0.7 ; SMF1 长度为 3 m , SMF2 长度为 1 m ; YDF 长度为 0.4 m , 增益带宽为 50 nm , 滤波器带宽 10 nm 。采用 SSF 方法对

光纤激光器进行数值模拟，初始条件为幅值极小的高斯白噪声脉冲，当腔内连续两次循环单脉冲能量的相对误差 $<10^{-8}$ 时，认为激光器达到稳定状态，终止模拟过程。

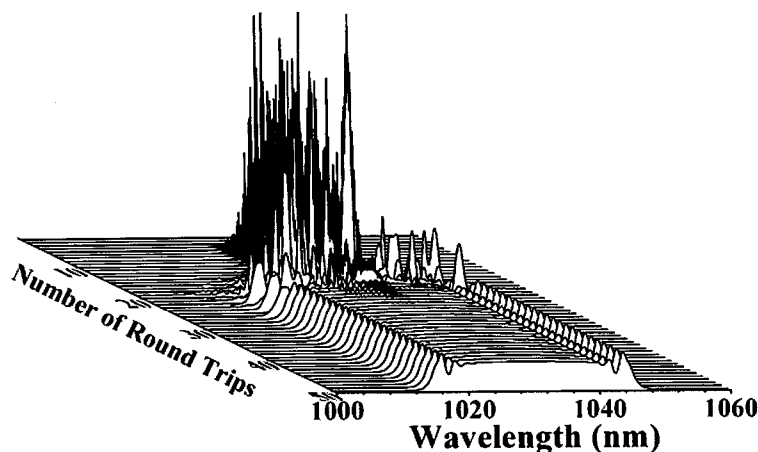


图 5.5 全正色散锁模光纤激光器输出光谱由噪声向稳态演化

图 5.4 和图 5.5 为激光器输出时域脉冲和频域光谱建立过程，由图可见，随着脉冲在激光腔内的循环次数增多，时域噪声脉冲逐渐向光滑脉冲演化，并最终形成稳定脉冲；而频域由窄线宽连续波逐渐变宽，并最终形成稳定的中间平坦、两边沿陡峭振荡的全正色散锁模光纤激光器典型耗散孤子脉冲光谱。

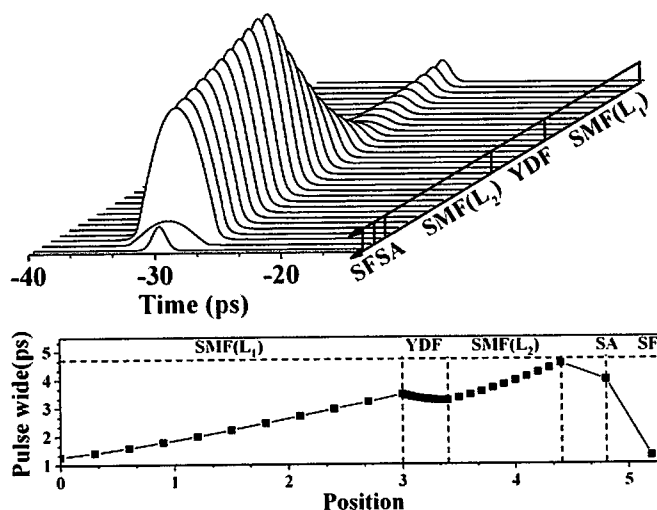


图 5.6 全正色散激光器稳态时腔内时域波形 (上)和脉宽(下)演化

图 5.6 和 5.7 分别是全正色散光纤激光器达到稳态时腔内脉冲时域波形与脉宽和光谱与谱宽演化图。由图 5.6 可见，在 SMF1 中，光纤色散使脉冲峰值功率降低，脉宽逐渐展宽；在 YDF 中，脉冲峰值功率急剧增加，而脉宽稍变窄，表明增益对脉宽有压缩作用；在 SMF2 中，色散使脉冲峰值功率降低，脉宽展宽，在可饱和吸收体处，耦合输出使脉冲峰值功率急剧降低，脉宽稍有减小；在光谱

滤波处, 脉冲峰值功率基本不变, 而脉宽变窄。由图 5.7 可见, 在 SMF1 中, 脉冲光谱形状基本保持光滑钟形, 谱宽逐渐展宽, 在 YDF 中, 脉冲功率谱密度急剧增加, 谱宽先变窄而后变宽, 输入与输出光谱谱宽基本不变; 在 SMF2 中, 由于经过增益后脉冲峰值功率已急剧增加, 导致非线性相移积累较快, 因此, 脉冲光谱急剧展宽, 光谱边缘开始变陡峭, 并出现振荡; 在可饱和吸收体处, 由于耦合输出使脉冲功率谱密度降低, 但谱宽不变; 在光谱滤波器处, 由于滤波效应, 使得光谱重新变为与滤波器滤波特性相符的钟形。

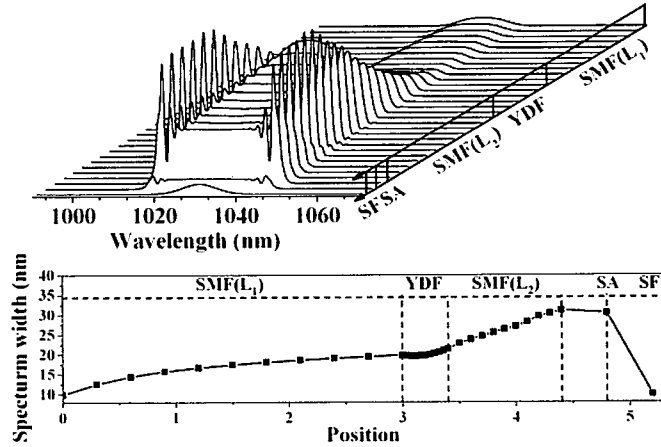


图 5.7 全正色散激光器稳态时腔内光谱(上)和谱宽(下)演化

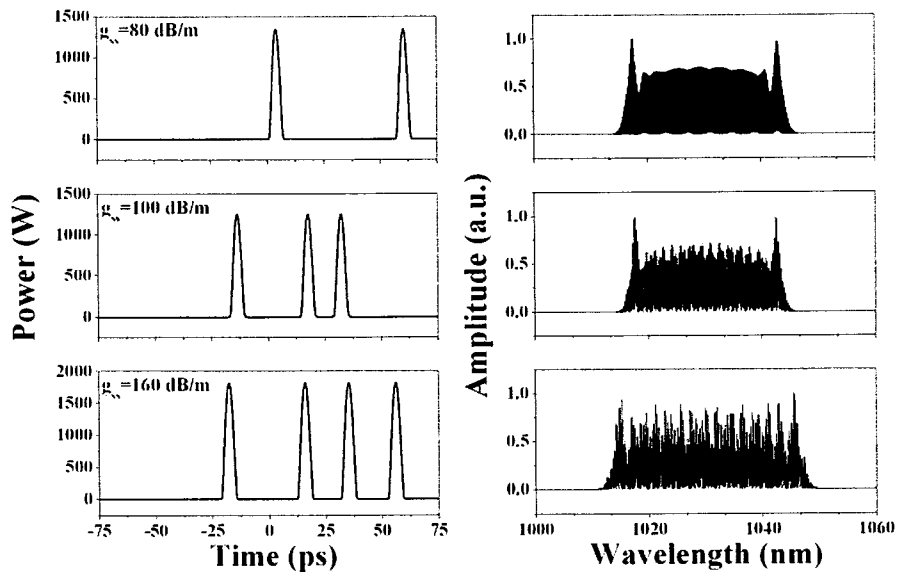


图 5.8 不同增益下的多脉冲波形(左)和对应的光谱(右)输出

由图 5.6 和图 5.7 还可看出, 在全正色散激光腔内, 可饱和吸收体对脉冲的时域和频域作用有限, 若无滤波机制提供额外的时域和频域振幅调制, 则脉宽和谱宽都无法获得有效压缩, 导致在激光器腔内不能自洽, 从而无法形成稳定的脉

冲，因此滤波效应在激光器腔内具有重要作用。

图 5.8 为在小信号增益 g_{ss} 分别为 80、100 和 160dB/m 的脉冲波形和光谱输出。由图可见，当小信号增益为 80、100 和 160dB/m 时，脉冲输出个数分别为 2 个、3 个和 4 个；随着增益增加，脉冲个数增多，对应光谱调制增大，多脉冲运转时光谱产生调制的原因是多个脉冲光谱的叠加，多脉冲光谱之间具有不同的相位，因此发生拍频现象，即调制效应。实际上，被动锁模光纤激光器的多脉冲是阻碍其输出单脉冲能量提高的关键因素之一，其产生机理较为复杂，一般认为，多脉冲产生机制主要是色散波和增益竞争，即随着增益增大，腔内已经形成的稳定脉冲会辐射色散波，它们之间发生竞争。若增益不够，最优势的脉冲最终形成稳定态，否则会形成另外的稳定脉冲，造成多脉冲输出^[175,176]。

5.2 全正色散锁模全光纤型激光器

全光纤锁模激光器具有结构简单、无需安装调试等优点，我们首先采用全光纤结构对全正色散锁模光纤激光器进行实验研究。

5.2.1 单脉冲稳态与非稳态

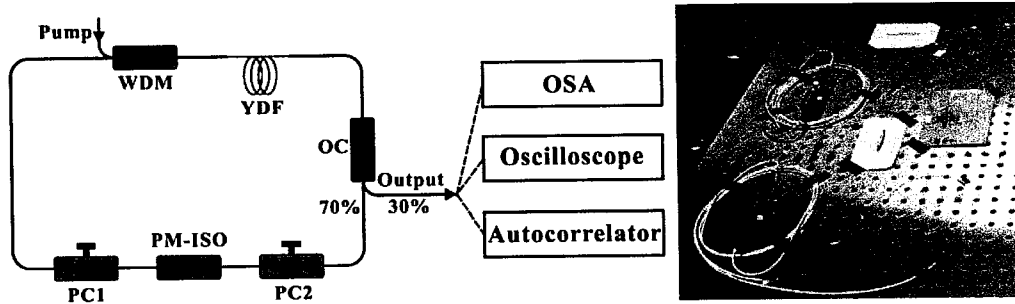


图 5.9 基于非线性偏转旋转全光纤锁模光纤激光器示意图和实物照片

图 5.9 为全正色散锁模光纤激光器结构图，由两个偏振控制器(PC)、一个偏振相关隔离器、掺杂光纤、波分复用器和耦合器构成，所有器件均为光纤型。由 5.1 节，全正色散光纤激光腔内除类可饱和吸收体外，还应增加光谱滤波增强自增幅调制协助锁模，否则锁模难以形成。在全光纤结构中，光纤型滤波器制作难度大成本高，因此不直接在腔内增加光纤型滤波器，而利用增益光纤本身的增益谱滤波效应。在实验中采用 Cractive 公司生产的 YB118 型掺杂光纤，光纤长度为 3.5m，耦合器耦合输出比 30:70，腔长约 24m。泵浦光源为半导体激光器，最大输出功率约 450mW。当泵浦功率为 400mW 时，调节两个 PC，可得到稳定的锁模脉冲输出，示波器测得的脉冲如图 5.10(a)所示，可见，脉冲周期为 123ns，对应的重复频率为 8.13MHz，这与腔频相对应，表明锁模输出为单个脉冲。

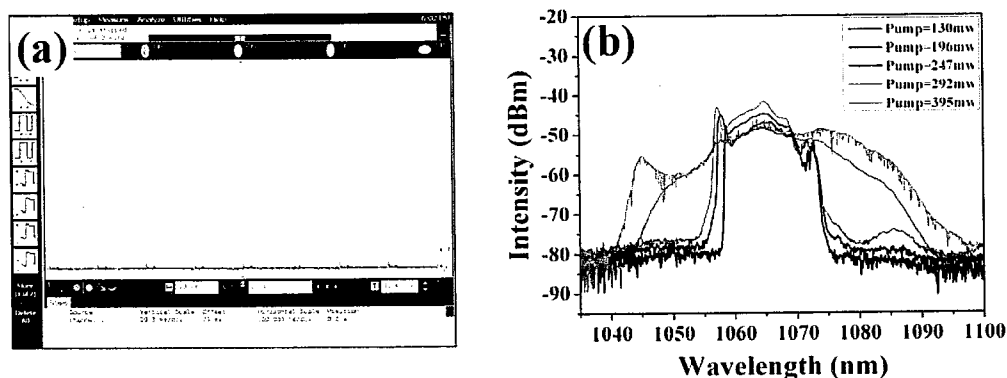


图 5.10 示波器测量的全正色散增益导引耗散孤子脉冲 (a) 和输出光谱(b) 随泵浦功率的变化

图 5.10(b) 为在泵浦下降到不同泵浦功率处测得的全正色散增益导引孤子光纤激光器的输出光谱。由图可见，当泵浦功率为 395mW 时，输出光谱为矩形，这是典型的增益导引耗散孤子光谱^[17]；泵浦功率减少到 292mW 时光谱突然变宽，且不再为矩形，此时示波器也显示出包络调制，稳定性不好；当泵浦功率进一步减少到 247mW 时，脉冲重新稳定，光谱重新变为矩形，但光谱功率谱密度比 395mW 稳定态时要低；当泵浦功率继续减少到 196mW 时，光谱包络再次变宽，示波器上脉冲又不稳定；当泵浦功率减少至 130mW 时，光谱再一次回归矩形，且功率谱密度更低。

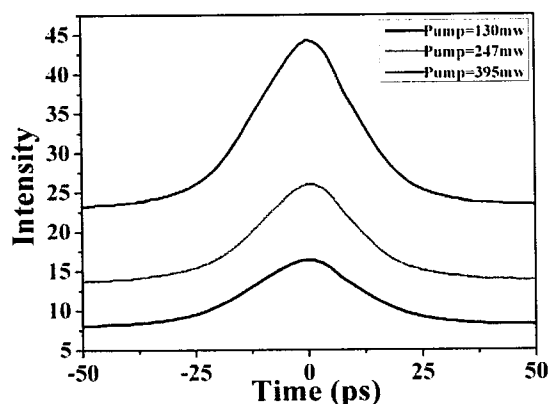


图 5.11 单个增益导引孤子光谱随泵浦光变化

为了验证激光器是否为单脉冲输出，我们采用自相关仪进行了测量，图 5.11 为测得的强度自相关曲线。由图可见，在稳态时，自相关曲线都是单个脉冲型曲线，参考示波器测量结果可知，锁模激光器在稳定态时，输出脉冲都为单脉冲。综合图 5.10 和 5.11 可知，当泵浦功率由 400mW 减少至 130mW 时，激光器交替经历的稳态和非稳态。稳态过程中光谱保持典型的耗散孤子结构，且为单脉冲；而非稳态过程中光谱包络变宽，脉冲振荡起伏加大。这种现象只能在泵浦下降时

出现，在泵浦上升时，则出现多脉冲情况。

5.2.2 多脉冲特性

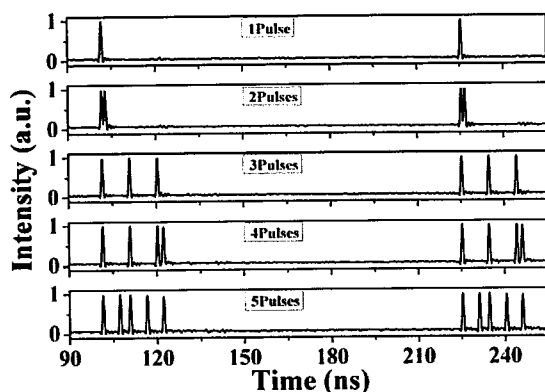


图 5.12 示波器测量的多脉冲输出

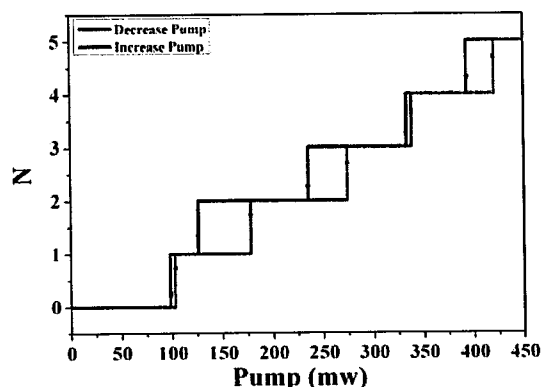


图 5.13 脉冲个数随泵浦光变化

在 5.2.1 节中，通过调节两个 PC 获得了锁模单脉冲，当继续调节 PC 时，我们获得了另外一个锁模状态，在这种状态下，当增加或者减小泵浦功率时，出现了与多脉冲相关的现象^[177]。图 5.12 为在不同泵浦功率下示波器测得的多脉冲。当输出为双脉冲时，双脉冲间的时间间隔很小，当输出为 3 个脉冲时，脉冲几乎是等时间间隔分布，当输出为 4 和 5 个脉冲时，脉冲间的时间间隔不同，但一簇多脉冲和另一簇多脉冲间具有较大的时间间隔。可见，多脉冲具有聚集性，即簇内脉冲总是在远小于激光腔循环周期的时间内出现，且在激光腔内产生的多脉冲在时间上具有无序性，即簇内脉冲间各自的时间间隔分布不均匀。

图 5.13 为不同泵浦功率下，在示波器上测得的输出脉冲个数与泵浦功率间的关系，可见，输出脉冲数目与泵浦功率呈阶梯状分布，当泵浦功率在 0-110mW 内增加时，激光器未起振，当泵浦功率由 110mW 增加至 160mW 时为单脉冲输出，当泵浦功率由 160mW 增加到 270mW 时，为双脉冲输出，当 270-350mW 时

为 3 个脉冲输出, 当泵浦功率为 350-430mW 时, 输出为 4 脉冲, 当大于 430mW 时, 输出为 5 个脉冲。但泵浦功率下降时, 在相同脉冲个数下, 跃变点泵浦功率相比泵浦功率增加时要低, 这就是所谓的多脉冲泵浦滞后或双稳态现象^[177]。

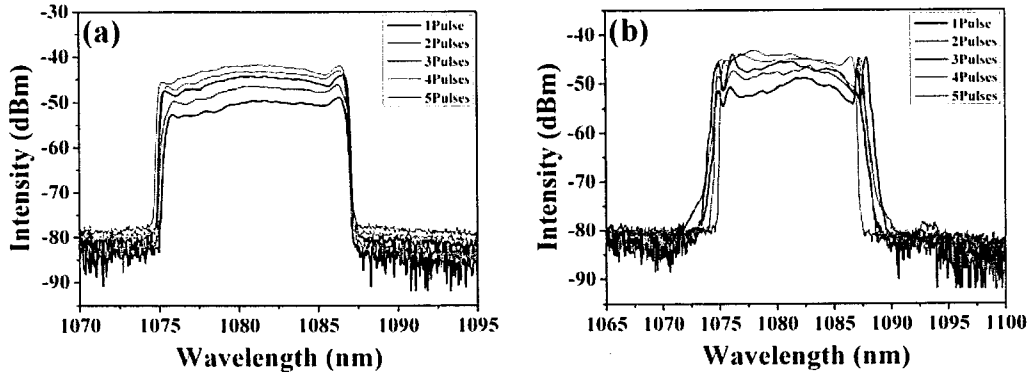


图 5.14 泵浦上升时(a)和泵浦下降(b)多脉冲光谱输出

图 5.14 为泵浦上升和泵浦下降时, 不同脉冲个数时激光器输出光谱图。由图 5.14(a)可见, 当脉冲输出个数为 1 时, 输出光谱形状为矩形, 且谱宽大约为 15nm, 随着泵浦功率增加, 脉冲个数增多, 光谱强度增加, 光谱宽度增宽; 由图 5.14(b)可见, 当泵浦下降时, 光谱宽度变窄, 光谱强度减弱, 且矩形光谱规则性变差。

5.2.3 噪声脉冲

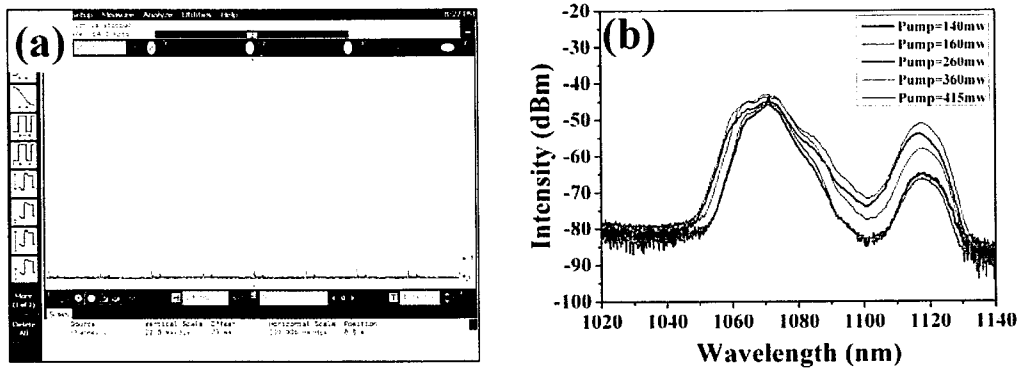


图 5.15 (a) 示波器测量的噪声脉冲; (b) 不同泵浦功率下噪声脉冲光谱

噪声脉冲是锁模光纤激光器常见的一种现象, 一般认为是由光纤双折射所导致^[178]。我们在全光纤结构的锁模激光器里同样观察到了噪声脉冲输出。当泵浦功率加到 140mW 时, 调节图 5.2 中的两个 PC, 可得到 M 状输出光谱, 如图 5.15(b) 所示, 此时用示波器上测得的脉冲强度起伏较大, 如图 5.15(a)所示。当增加泵浦功率时, 光谱形状始终保持 M 形状, 且强度增加, 示波器显示脉冲起伏剧烈。

确定噪声脉冲另一个依据是,自相关测量曲线峰值处是否具有较宽的尖峰输出。图 5.16 为不同泵浦功率下噪声脉冲自相关曲线,由图可见,在不同泵浦功率下,自相关曲线在顶端都存在尖峰,结合示波器图形和脉冲光谱,基本可以断定,这种锁模状态为噪声锁模状态。

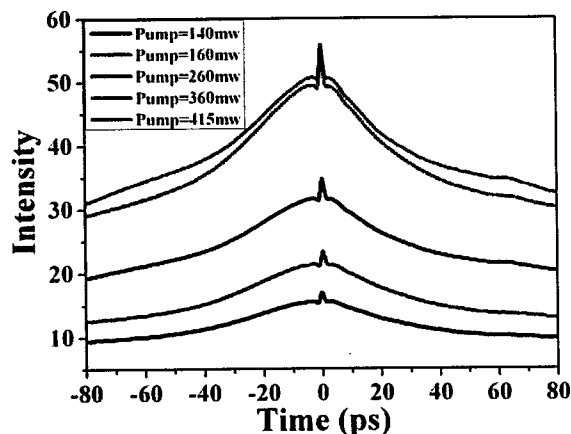


图 5.16 不同泵浦功率下噪声脉冲自相关输出

5.3 基于离散器件的全正色散飞秒锁模光纤激光器研制

全光纤激光器中的器件尾纤增加了腔长,并且,利用光纤偏振控制器对偏振态调节的精度低,而短腔锁模激光器,对偏振调节精度要求极高,另外,由于全正色散锁模光纤激光器需要在腔内采用光谱滤波,而制作 6-15nm 宽度光纤型的光谱滤波成本高,基于这些考虑,我们采用离散空间器件实现可饱和吸收体和光谱滤波;并且,为对锁模脉冲进行压缩,需要搭建超短脉冲压缩装置,从而获得飞秒锁模脉冲;此外,由于实验室自相关仪为光纤输入,而光纤色散使得测出的脉宽与锁模脉冲的真实脉宽并不相等,因此必须对自相关仪加以改进。

5.3.1 基于离散器件的全正色散锁模光纤激光器

我们构建的基于离散器件的全正色散锁模光纤激光器示意图和实物照片如图 5.17 和 5.18 所示,由偏振无关隔离器(ISO)、WDM、YDF、准直器(Collimator)、1/4 波片(HWP)、1/2 波片、偏振分束器(PBS)和干涉滤光片构成。其中 1/4 波片、1/2 波片和 PBS 构成可饱和吸收体。激光器由 PBS 反射端口输出,在 PBS 输出端口,我们另外增加了一个 1/2 波片和一个 PBS 构成一个可调分光比的偏振分束器,其中一路作为空间输出,经过反射镜后可进行脉冲压缩或脉宽测量,另一路经过反射镜后重新耦合回光纤,用来监测脉冲输出光谱和示波器测量。

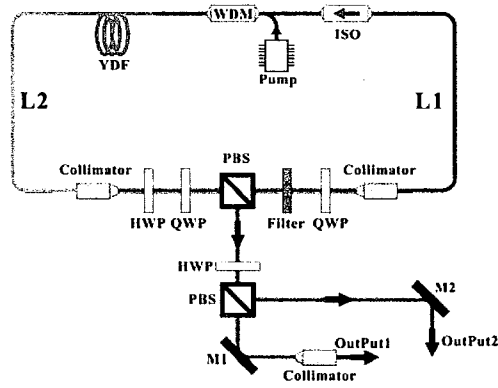


图 5.17 基于离散光学器件的全正色散锁模光纤激光器示意图

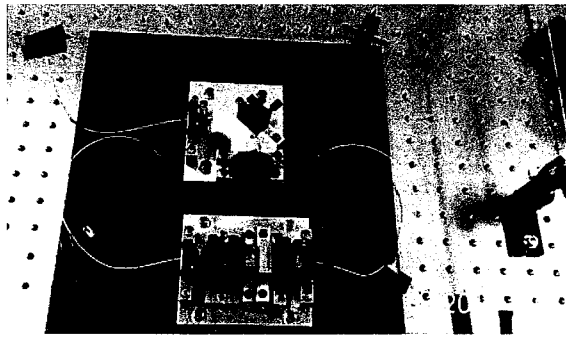


图 5.18 基于离散光学器件的全正色散锁模光纤激光器实物图

5.3.2 脉冲压缩

全正色散锁模光纤激光器输出脉冲具有很大正啁啾，导致脉宽很宽，要获得飞秒脉冲必须对其进行负啁啾补偿。一般采用棱镜对或衍射光栅对进行脉冲压缩，我们选用后者。

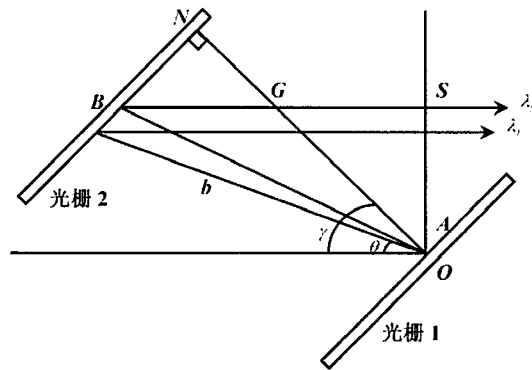


图 5.19 衍射光栅示意图

图 5.19 为利用衍射光栅对脉冲压缩的示意图，其二阶色散计算公式为^[179]：

$$\frac{d^2\varphi}{d\omega^2} = \frac{-\lambda^3 b}{2\pi c^2 d^2 \cos^3(\gamma - \theta)} \quad (5-6)$$

其中 d 为光栅常数, b 为光在光栅之间的光程, c 为光速, λ 为真空中波长, γ 为光入射角, $\gamma - \theta$ 为衍射角, 我们选用的光栅参量为 $d=600/\text{mm}$, $\lambda=1060\text{nm}$, $\gamma=45^\circ$, 光栅闪耀角为 17° , 将这些参数带入方程(5-6)可得, 当平行光栅对间距离为 1cm 时, 色散量为 -0.008ps^2 , 假设单模光纤在 1060nm 处的色散为 $0.00226\text{ps}^2/\text{m}$, 则光栅对距离为 0.1cm 时能补偿约 0.355m 光纤所产生的啁啾。

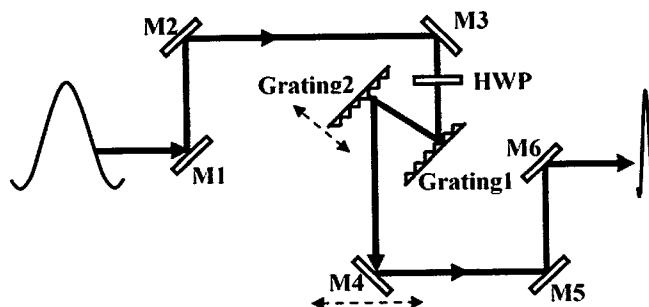


图 5.20 脉冲压缩装置示意图

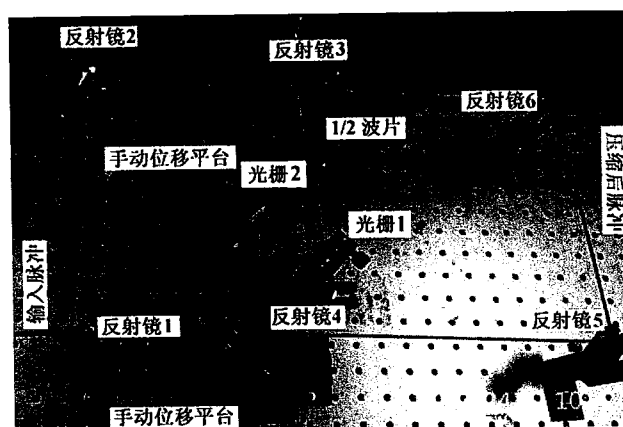


图 5.21 脉冲压缩装置实物图

图 5.20 和 5.21 为脉冲压缩装置示意图和实物图, 由于光栅处输入脉冲为偏振光, 且光栅衍射效率与光偏振方向相关, 因此, 在光脉冲进入光栅前加入了 $1/2$ 波片, 用于对光偏振态的调节, 以获得最大的衍射效率。光栅 2 和反射镜 4 是安装在手动位移平台上, 主要目的是能对光栅对间距进行调节, 以满足色散补偿需要, 同时尽可能减小对后续光路的影响。

5.3.3 自相关仪改进

超短脉冲脉宽测量的最基本装置是自相关仪, 基本原理是把时间测量转换为空间测量, 假设光速为 $3 \times 10^8 \text{m/s}$, 则 1fs 对应于空间距离 $0.3\mu\text{m}$ 。以一个脉冲为参考, 如果能测量出两个脉冲完成相关过程所需的距离差, 则能估算出脉宽, 这就是自相关基本原理。实验室已有自相关仪示意图和实物照片如图 5.22 和 5.23

所示,脉冲从光纤输入,经过斩波器后进入迈克尔逊干涉仪,再合束至双光子探测器探测,迈克尔逊干涉仪两路光脉冲具有时域重叠时才能被探测器探测到。探测器探测到的信号经锁相放大器放大后输入到PC机,同时,通过控制器控制高精度位移平台移动。将位移平台的移动距离转换为空间光传输的时间作为横坐标,以双光子探测器探测到的信号为纵坐标,即可得到所测脉冲的自相关曲线,以此曲线就可计算出被测脉冲的半高全宽(FWHM)。

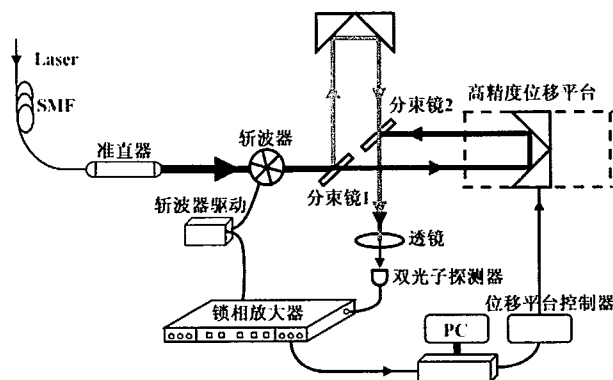


图 5.22 改进前的自相关测量示意图

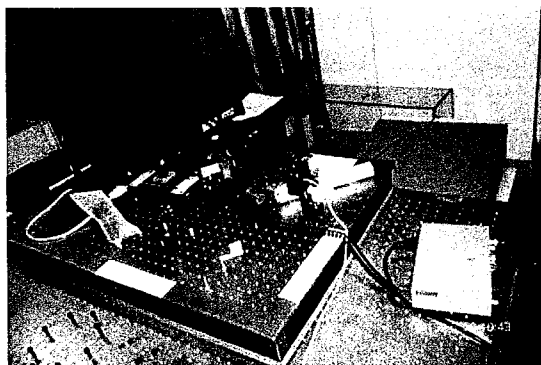


图 5.23 改进前的自相关测量实物图

由于自相关测量的是经过相互延时的脉冲卷积,因此,所测得的自相关曲线宽度并非真实脉宽,要得到真实脉宽,则必须进行反卷积。自相关测量仪所测结果分为强度和干涉自相关曲线,对于具有大啁啾量的脉冲,只能测强度自相关曲线,而对压缩后的飞秒脉冲,则可测其强度和干涉自相关曲线。对于高斯型脉冲,强度和干涉自相关反卷积因子分别为 1.414 和 1.7;而对双曲正割脉冲,则强度和干涉自相关反卷积因子分别为 1.54 和 1.89。检验自相关测量仪器性能的一个重要指标是所测自相关曲线的最高值与背景之比,强度自相关的理论极限比值为 3:1,干涉自相关的理论极限比值为 8:1。若小于理论极限值,则自相关仪光路部分存在问题,所测脉宽不准确。

在图 5.23 中,光脉冲由光纤准直输入,由于光纤色散,脉冲必然被展宽,

因此不能反映真实脉宽，为了能够更好的对脉冲光进行测量，我们对迈克尔逊干涉仪光路部分进行了重新搭建，改进了结构，使得自相关测量器更为紧凑，并在光路上增加了可变光阑和反射镜。进行自相关测试时，通过调整反射镜，使待测脉冲空间传输通过迈克尔逊干涉仪的外部光阑，再精细调节反射镜，使脉冲通过迈克尔逊干涉仪内部的两光阑，调节后，自相关信号就能被双光子探测器检测到，改进后的示意图和实物照片如图 5.24 和 5.25 所示。通过改进，自相关测量时脉冲无需经过色散介质，因此，所测得的脉宽为待测脉冲的真实脉宽。

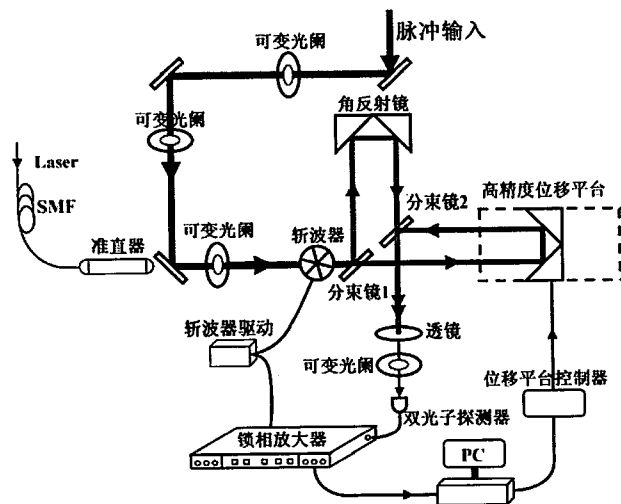


图 5.24 改进后的自相关测量示意图

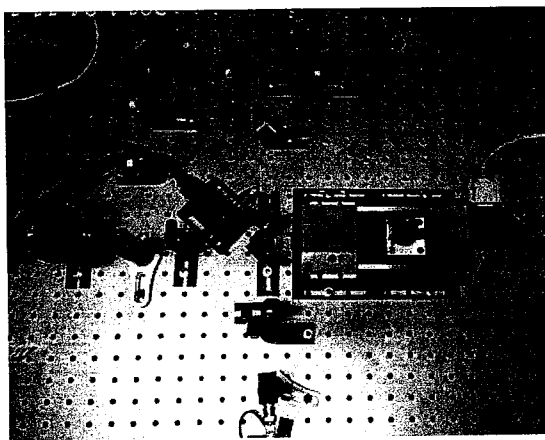


图 5.25 改进后自相关测量光学部分实物图

5.3.4 全正色散飞秒锁模光纤激光器

图 5.26 为我们构建的基于离散器件的全正色散锁模光纤激光器及其测试系统，光纤输出端直接连接至光谱仪、示波器和频谱仪。空间输出端经压缩后再接入自相关测量仪，如需直接测量激光器脉宽，则加上图中虚线框内两反射镜即可。

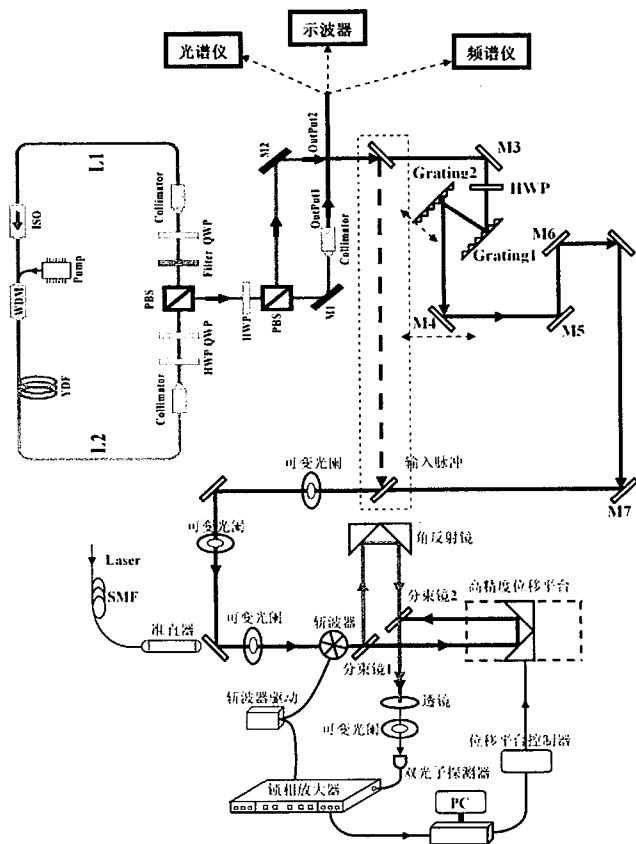


图 5.26 全正色飞秒锁模光纤激光器实验装置示意图

图 5.27 和 5.28 是基于离散器件锁模光纤激光器的示波器显示的脉冲和光谱仪的光谱, 所用掺杂光纤为 Coractive 公司的 YB198, 长度 28cm, 激光器总腔长约 2.3m, 滤光片中心波长 1040nm, 带宽 8nm。泵浦功率 350mW 时, 调节三个波片可获得稳定锁模状态, 平均输出功率约 120mW。由图 5.27 可见, 输出脉冲的重频为 84MHz, 与激光器腔频相对应, 示波器输出脉冲序列的峰值平坦, 表明锁模稳定。由图 5.28 可见, 输出脉冲光谱为典型的全正色散锁模光纤激光器输出光谱, 谱宽约 30nm。

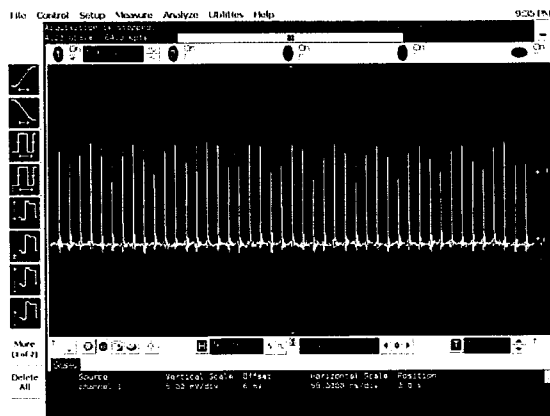


图 5.27 示波器测得的激光器输出脉冲

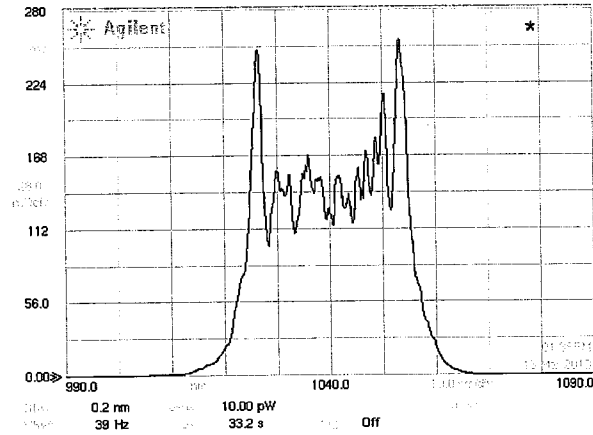


图 5.28 激光器输出光谱

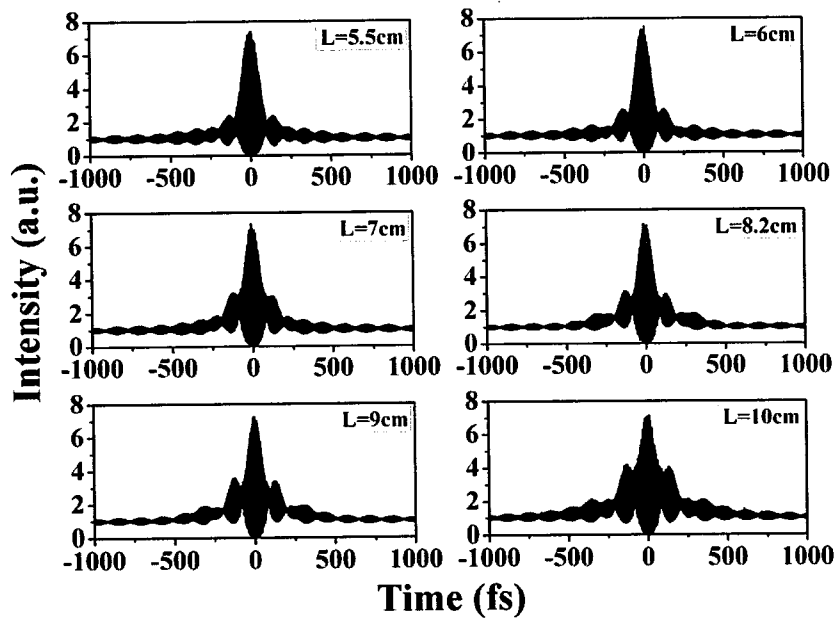


图 5.29 不同光栅距离下，压缩后脉冲输出

图 5.29 为输出脉冲压缩后的测量结果，可见，在不同光栅间距下，自相关仪测得的自相关曲线最大值与背景噪声之比为 7.4:1，与自相关仪的理论极限比值 8:1 非常接近，表明我们的实验平台性能良好；对比不同光栅间距下压缩后的脉冲测量结果可见，当 $L=6\text{cm}$ 时，脉宽最窄，约为 65fs(假设脉冲为高斯型，反卷积因子为 1.7)，且测得的压缩后干涉自相关曲线旁瓣最小，随着 L 增加，干涉自相关曲线的旁瓣逐渐增大。 6cm 光栅对间距对应的啁啾量为 -0.048ps^2 ，与 2.13m 光纤色散量相对应，而激光器腔内光纤长度大约为 2.3m ，与光栅所补偿的色散量相对应，表明压缩装置可靠。因此，实验表明，建立的实验平台可靠，且获得了短至 65 飞秒的全正色散锁模光纤激光脉冲。

5.4 全正色散锁模光纤激光器输出特性实验研究

全正色散锁模光纤激光器产生的脉冲为耗散孤子^[180]，其演化行为与输出特性是色散、非线性、增益和滤波共同作用的结果，因此，全正色散锁模光纤激光器的输出特性与腔内色散总量、光谱滤波带宽、增益大小、掺杂光纤长度等因素都相关，在诸多因素影响下，如何获得优化的高能量飞秒锁模脉冲输出是研究重点，同时也是难点。本节我们将通过实验手段，研究全正色散锁模光纤激光器输出特性及其影响因素。

5.4.1 束缚态脉冲

制约全正色散锁模光纤激光器脉冲能量提升的主要因素是多脉冲和束缚态脉冲^[181]。多脉冲是指在腔内同时存在两个或两个以上脉冲，且脉冲之间的时间间隔较长，约为 100ps 以上，利用示波器容易区分。而束缚态脉冲表现为两个或多个脉冲间具有很短的时间间隔，一般远短于 100ps，在示波器上难以分辨，必须辅以自相关测量仪测量才能区分。

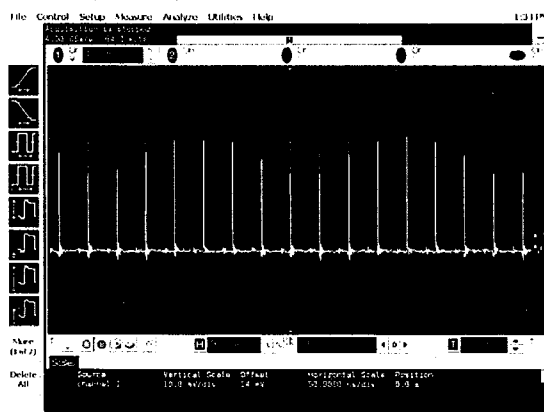


图 5.30 示波器测得的全正色散锁模激光器输出脉冲

在图 5.26 的实验装置中，我们仅将腔内单模光纤长度改变为 6m，当泵浦功率加到 200mW 时，通过调节波片获得了图 5.30 所示的稳定锁模脉冲，此时重复频率为 33MHz。图 5.33 为其强度自相关曲线和输出光谱，由图可见，在自相关扫描范围 150ps 范围内，为单峰曲线，光谱也为典型的耗散孤子光谱。

当增加泵浦功率到 350mW 时，调节 PC 使输出在示波器显示为单脉冲状态，此时自相关曲线和输出光谱如图 5.32 所示。可见，自相关曲线不再为单峰曲线，而是在中心脉冲型曲线两边加上两个对称的伴脉冲曲线，这两伴脉冲曲线与中心脉冲曲线在时间上相距约 25ps，且幅度是中心脉冲曲线幅度的一半，由此可推断，输出脉冲是两个几乎相同的束缚态脉冲，而且，这两个脉冲时间相距为 18ps，因此，无法用示波器加以区分。由光谱图可见，束缚态脉冲的光谱具

有调制，且短波长调制比长波长调制大。

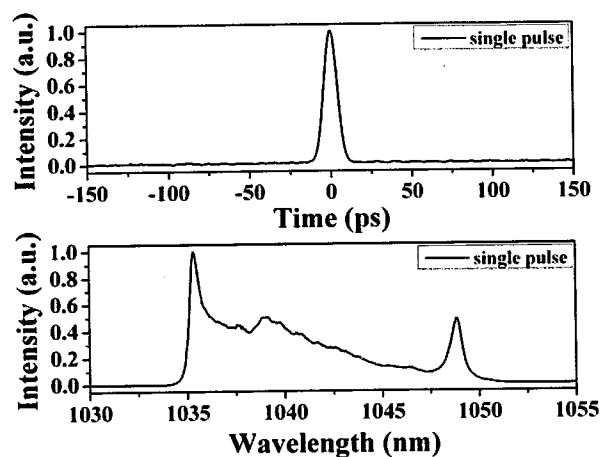


图 5.31 全正色散锁模光纤激光器单脉冲自相关(上)和光谱输出(下)

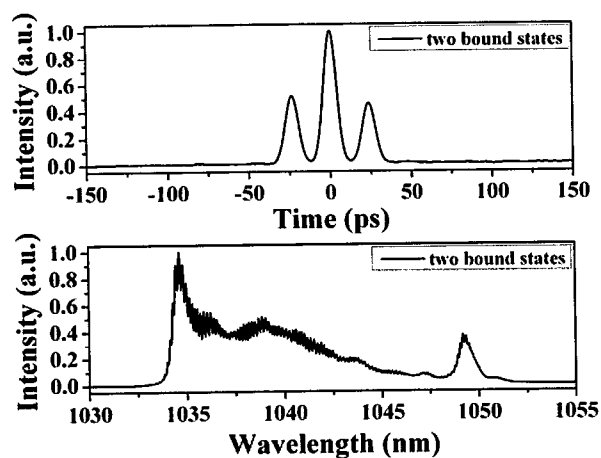


图 5.32 全正色散锁模光纤激光器 2 束缚态脉冲自相关(上)和光谱输出(下)

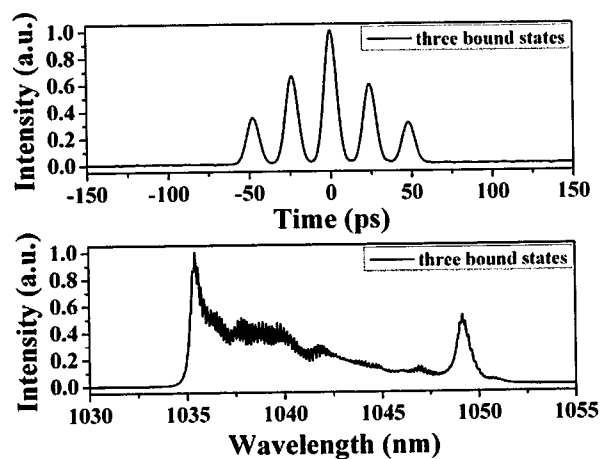


图 5.33 全正色散锁模光纤激光器 3 束缚态脉冲自相关(上)和光谱输出(下)

当进一步增加泵浦功率到 440mW 时, 调节 PC 依然使示波器上显示为单脉冲, 测得的自相关曲线和输出光谱如图 5.33 所示, 可见, 自相关曲线是中心脉冲型曲线两边加上两对相同的伴脉冲曲线, 这 5 个脉冲型曲线在时间上等间距分布, 且两相邻脉冲曲线相距约 25ps, 并且, 高低不同的两对伴脉冲曲线的幅度分别是中心脉冲曲线幅度的 1/2 和 1/4, 由此可推断出, 输出脉冲是 3 个束缚态脉冲, 而且, 这三个脉冲时间相距都为 18ps。由光谱图可见, 三束缚态脉冲的光谱同样具有调制, 且短波长调制比长波长调制大。

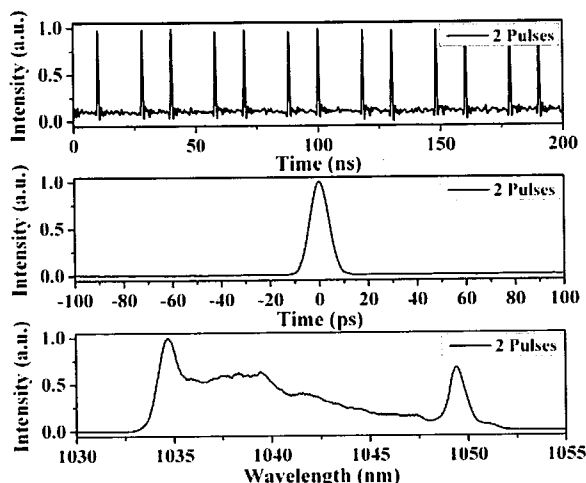


图 5.34 2 个多脉冲输出时的示波器测量结果(上), 自相关(中)和光谱输出(下)

当锁模脉冲处于束缚态时, 微量调节 PC, 都可得到相应的多脉冲状态, 图 5.34 和图 5.35 分别为在两脉冲束缚态和三脉冲束缚态时, 通过微量调节 PC 获得的 2 和 3 个多脉冲输出。可见, 示波器测量结果表明, 输出为 2 和 3 个脉冲状态时, 自相关曲线都为单脉冲型曲线; 与相应的束缚态脉冲相比, 多脉冲输出光谱的宽度并不发生变化, 但调制消失。因此, 在构建激光器时, 要将自相关曲线与示波器配合使用确定锁模光纤激光器的工作状态, 以免混淆。

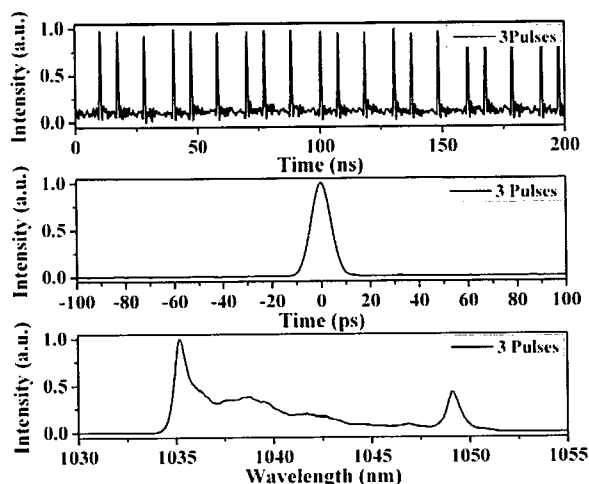


图 5.35 3 个多脉冲输出时的示波器测量结果(上), 自相关(中)和输出光谱(下)

5.4.2 滤波器带宽

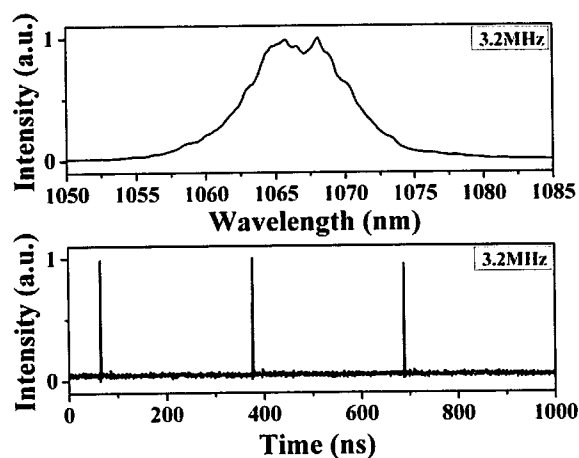


图 5.36 采用滤波带宽为 3nm 的 3.2MHz 激光器光谱和示波器测量结果

在全正色散光纤激光器中,色散量增大会使腔内饱和吸收体的自振幅调制作用减弱,因此,必须在腔内增加合适的光谱滤波器,来增强自增幅调制稳定锁模。我们设计的激光器在腔内增加了干涉滤波片来实现锁模。通过实验发现,在其他条件不变情况下,如掺杂光纤 YDF 保持 28cm 不变,泵浦功率保持 200mW 不变,当腔内色散量较大时,要获得稳定的锁模脉冲须减小干涉滤光片带宽,当色散量较小时,须增大滤波片带宽,如要获得如图 5-36 所示的重频 3.2MHz 稳定的激光输出,当采用中心波长为 1064nm,带宽为 8nm 滤波片时,难以获得锁模脉冲;但当换成带宽为 3nm 滤波片时,则能获得稳定锁模脉冲,此时,输出光谱不再为典型的耗散孤子光谱形状。当激光器重频增加到 31MHz 时,激光器内色散量减小,若采用 3nm 带宽滤波片,则难以获得锁模脉冲,而采用 8nm 滤波片时则能获得如图 5-37 输出光谱和脉冲序列,且输出光谱为典型的耗散孤子输出光谱。

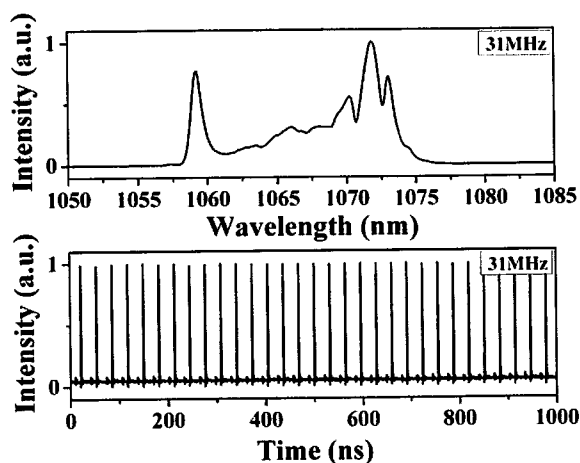


图 5.37 采用滤波带宽为 8nm 的 31MHz 激光器光谱和示波器测量结果

这种色散量与滤波带宽需要匹配的原因是可饱和吸收体效应，当色散量增大时，激光器内脉冲峰值功率降低，导致可饱和吸收体的饱和吸收效应减弱，再加上峰值功率低，积累的非线性相移减少，光谱变窄，必须使用较窄的光谱滤波才能有效的增强可饱和吸收体的作用，稳定锁模。我们的实验还发现，对于特定的激光器(如 32MHz)，滤波器中心波长对获得稳定锁模脉冲和输出光谱形状影响较小，但对输出功率有一定的影响，这可能与 YDF 增益谱宽和平坦性有关。

5.4.3 腔内总色散

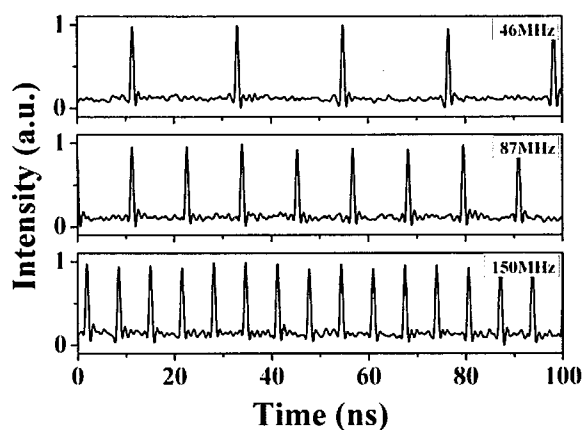


图 5.38 不同重复频率下全正色散锁模光纤激光器的示波器测量结果

我们对激光器腔内色散量大小对输出脉冲的影响进行了测试，结果如图 5.38 和 5.39 所示。图 5.38 是由示波器测得的不同重复频率 (即不同腔内色散量) 下全正色散锁模光纤激光器输出脉冲，测量时，泵浦功率都为 300mW，腔内滤光片中心波长为 1040nm，带宽为 8nm，掺杂光纤为 YB198，长度为 28cm。由图可见，其重频分别为 46MHz，87MHz 和 150MHz。

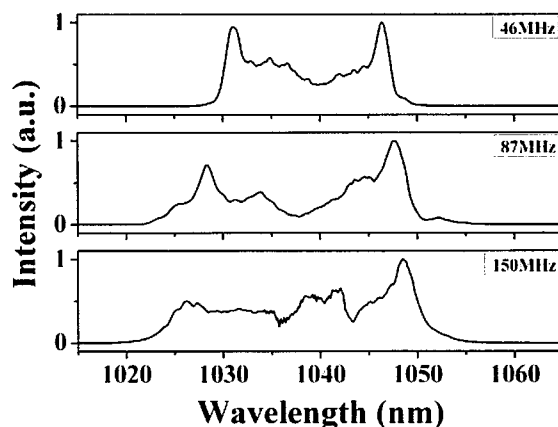


图 5.39 不同重复频率下全正色散锁模光纤激光器光谱输出

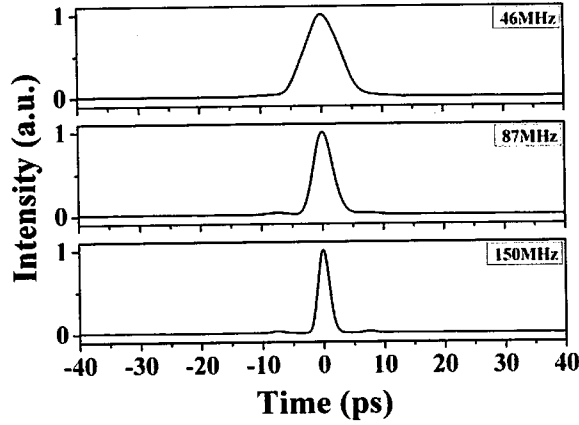


图 5.40 不同重复频率下全正色散锁模光纤激光器强度自相关曲线

图 5.39 是与图 5.38 相对应的光谱，可见，这三种不同色散量的激光器输出都为典型的耗散孤子光谱，其谱宽分别为 18nm，22nm 和 25nm，可以看出，在相同泵浦下，色散量越小，输出谱宽越宽。图 5.40 是图 5.38 对应的自相关测量结果，可见，46MHz 激光输出脉宽最宽，150MHz 输出脉宽最窄，这表明，色散量越小，输出脉宽越窄。

5.5 腔内色散分布对全正色散激光器输出特性的影响

全正色散光纤激光器的输出特性与色散、非线性、增益、损耗以及光谱滤波都相关，关于这些因素对全正色散光纤激光器的影响已有大量的理论实验报道 [182-187]，但是，对于在给定滤波带宽、增益和色散总量等条件下，色散分布对全正色散光纤激光器的影响，尚无相关研究报道，在本节中，我们将理论和实验研究色散分布对全正色散光纤激光器输出特性影响。

5.5.1 模拟结果与讨论

在模拟中，光纤的色散非线性参量与 5.1.3 节相同；小信号增益系数 $g_{ss} = 60\text{dB/m}$ ；饱和能量 $E_{sat} = 4\text{nJ}$ ； P_0 和 q_0 分别取 2kW 和 0.7 ；YDF 长度 0.4m ，增益带宽 50nm ，滤波器带宽 12nm ；为方便讨论我们称 SMF1(L_1)为色散光纤，SMF2(L_2)为非线性光纤。

图 5.41 为腔内掺杂光纤长度为 0.4m ，单模光纤长度分别为 2m 、 4m 和 8m 时，全正色散光纤激光器输出时域和光谱随 L_1/L 比值变化图，图 5.42 为相应的脉宽和光谱带宽及脉冲能量随 L_1/L 的变化。由图 5.41 可见，不同 L_1/L 比值下输出光谱都为典型的耗散孤子光谱，且输出脉宽和输出光谱与色散总量相关。当 $L_1/L=0.1$ 时，腔内单模光纤长度为 2m 、 4m 和 8m 的激光器输出脉宽和谱宽分别

为 4.5、6.7 和 10.5ps 与 45.6、32.6 和 22.1nm，即脉宽随色散总量增加而增加，而谱宽随色散总量增加而减小，这种趋势与前面 5.4 节的实验和文献^[172,182]中的结果都相同。由图 5.41 和 5.42(a)可见，对于给定腔长的激光器，输出脉宽和谱宽与 L_1/L 有关，当 L_1/L 由 0.1 增加至 0.9 时，色散总量为 2m、4m 和 8m 的激光器输出脉宽分别由 4.5、6.7 和 10.5ps 减小至 2.3、4.0 和 7.2ps，谱宽分别由 45.6、32.6 和 22.1nm 减少至 24.5、16.6 和 10.7nm，这意味着脉宽和谱宽都随 L_1/L 的减小而减小。另外，由图 5.42(b)可知，当 L_1/L 由 0.1 增加至 0.9 时，色散总量为 2m、4m 和 8m 的激光器输出单脉冲能量分别由 1.93、1.53 和 1.20nJ 增加至 4.23、3.39 和 2.34nJ。

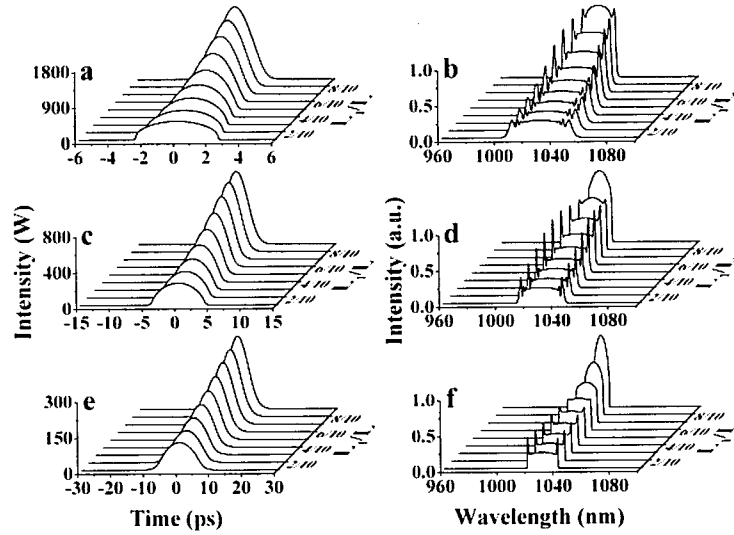


图 5.41 全正色散光纤激光器输出时域(左)和光谱(右)随 L_1/L 比值变化；a 和 b, c 和 d, e 和 f 分别对应腔内单模光纤长度 2m, 4m 和 8m

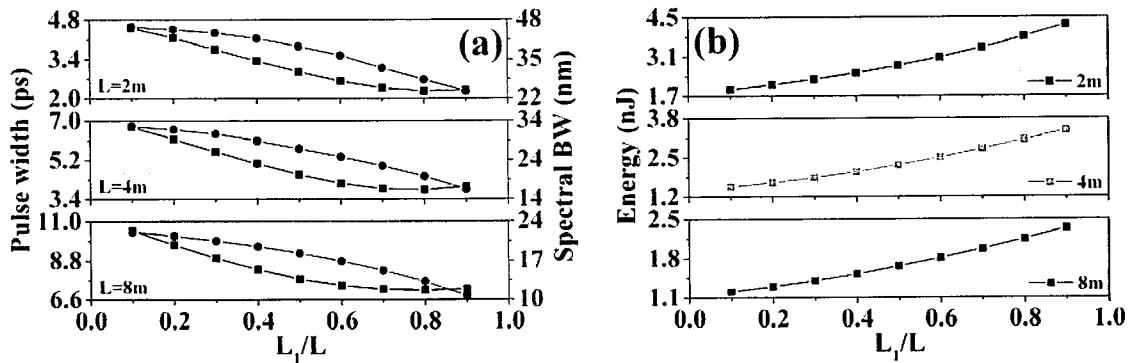


图 5.42 全正色散光纤激光器脉宽和谱宽(a)及输出能量(b)随 L_1/L 变化

为了揭示激光器输出特性随色散光纤与单模光纤总量比值变化的原因，我们选取腔长为 4m，掺杂光纤为 0.4m 的激光器计算了不同 L_1/L 比值下，光纤激光器达到稳态时，腔内脉宽与谱宽演化以及非线性积累情况，结果如图 5.43 和 5.44

所示。由图 5.43 可见，当脉冲依次经历色散光纤、增益光纤、非线性光纤、可饱和吸收体和光谱滤波时，脉宽和谱宽都发生改变。当脉冲经过可饱和吸收体和光谱滤波时，脉宽和谱宽都变窄；当脉冲经过增益光纤时，脉宽被压缩而谱宽由于自相似演化先变窄后展宽。并且，色散光纤的相对长度对脉冲的时域和频域展宽具有较大影响，随着色散光纤减小，脉冲脉宽和谱宽在演化展宽效应都增加。

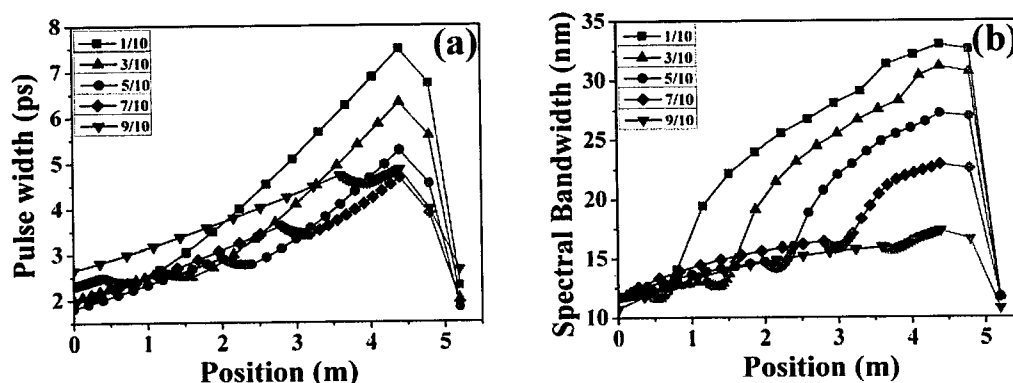


图 5.43 单模光纤为 4m，YDF 为 0.4m 时，激光器腔内脉宽(a)及谱宽演化(b)随 L_1/L 变化，黑色，红色，蓝色，粉色和绿色分别代表色散光纤，YDF，非线性光纤，SA 和 SF

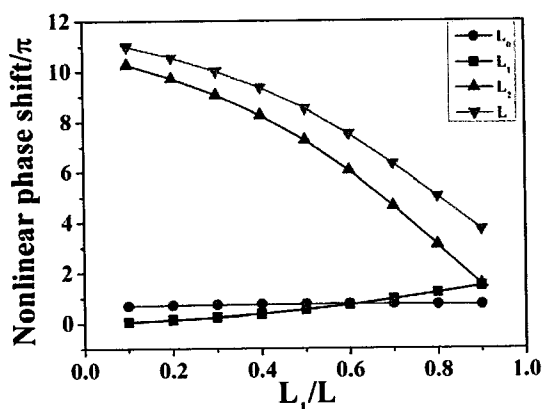


图 5.44 不同光纤积累非线性相移随 L_1/L 比值变化

图 5.44 为色散光纤、增益光纤和非线性光纤中的非线性相移积累随 L_1/L 比值的变化。由图可见，当 L_1/L 比值由 0.1 增加到 0.9 时，增益光纤中的非线性相移保持 0.73π 基本不变；色散光纤中的非线性相移由 0.06π 增加至 1.46π ，非线性光纤中的非线性相移由 10.3π 减少至 1.52π ，总非线性相移由 11.1π 减少至 3.71π 。主要原因是，当脉冲在进入色散光纤时，在耦合输出和光谱滤波处已经损失大部分能量，此时脉冲峰值功率已经大为减小；而在进入非线性光纤时，由于增益光纤的放大作用，光脉冲的峰值功率已经达到整个腔内最大值，远大于进入色散光纤时的脉冲峰值功率，因此，在非线性光纤中单位长度上非线性相移积累量远大于色散光纤。由于增益光纤上积累的非线性相移几乎不变，因此，当腔

总长度不变时,色散光纤越长,非线性光纤越短,整个腔内非线性相移越小,所附加的非线性啁啾量越小,输出脉宽和谱宽越小。而腔内光谱滤波带宽一定,谱宽越小,被滤除的光谱成分越少,总腔损耗越小,虽然增益自动补偿功能能够在腔损耗增大时加大增益,但补偿有限,而激光器稳定工作点的增益等于损耗,损耗包括腔内损耗和输出损耗,腔内损耗减小导致输出损耗增加,因此输出单脉冲能量增加。

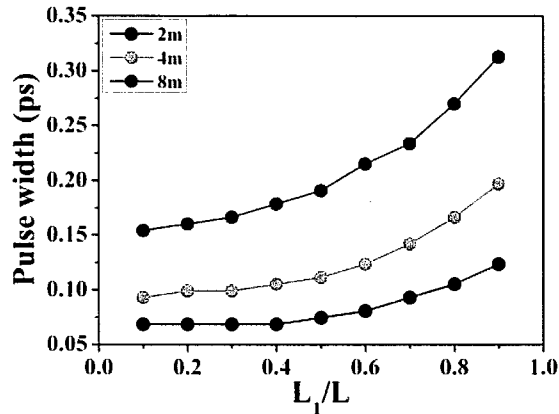


图 5.45 腔内单模光纤长度分别为 2、4 和 8m 的激光器压缩后脉宽随 L_1/L 变化

图 5.45 为通过线性相移补偿去啁啾后,腔内单模光纤长度分别为 2m、4m 和 8m 的全正色散激光器得到的压缩后脉宽。由图可见,三种激光器压缩后脉宽随 L_1/L 增加而单调递增,且色散量越大,压缩后脉宽越宽;当 L_1/L 由 0.1 增加至 0.9 时,三种激光器压缩后脉宽分别由 68.6、93.1 和 154.1fs 增加至 123.6、196.8 和 312.8fs;这意味着,对于给定总腔色散量和其它条件下,通过减小色散光纤长度可以对使压缩后的脉宽窄化。

5.5.2 实验验证

为了确认理论模拟的正确性,我们进行了实验验证,实验装置如图 5.26 所示。所用增益光纤为高掺杂的 YB198(Coracitve),长度 35cm;半导体泵浦激光器最大输出功率 450mW,两准直器间的损耗和距离分别为 0.7dB 和 8cm;腔内滤光片中心波长 1040nm,带宽 8nm,插入损耗 1.5dB,隔离器插入损耗 2dB;腔内所有单模光纤都为 HI1060 型,实验过程中,单模光纤长度保持 3.52m(对应总色散量为 $0.081ps^2$)不变,仅改变 L_1 和 L_2 的相对长度。

首先取 L_1 和 L_2 分别为 1.21 和 2.31m,此时 $L_1/L=0.34$,泵浦功率为 400mW,通过精细调节三个波片可实现 NPE 锁模。激光器的阈值约为 330mW,且在泵浦功率为 330-440mW 时,都能自启动;当泵浦功率超过 440mW 时,开始出现多脉冲。图 5.46 为泵浦功率 380mW 时激光器输出频谱,由图可见,脉冲重复频率

为~52MHz；线性坐标下激光器输出光谱和直接输出脉宽的强度自相关曲线如图 5.47(a)和(b)中红线标注所示，其光谱为典型的耗散孤子，半高全宽谱宽为 23nm；采用高斯拟合，经计算可得直接输出脉宽为 3.79ps。采用衍射光栅对脉冲进行了压缩，压缩后脉宽如图 5.48(a)中红线标注，同样采用高斯拟合经计算约 91fs。图 5.48(b)为激光器平均输出功率随泵浦功率的变化，由图可见，当 $L_1/L=0.34$ ，泵浦功率由 330mW 增加至 440mW 时，输出脉冲能量由 0.86nJ 增加至 1.21nJ。

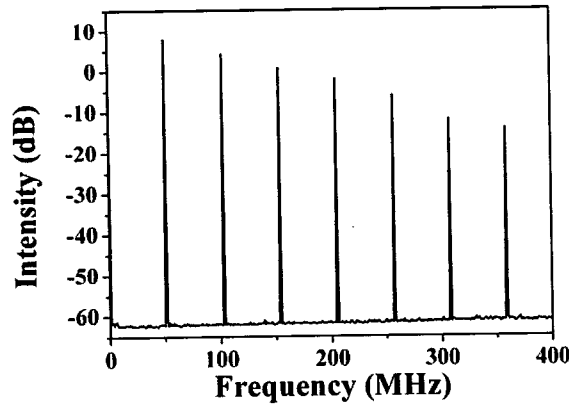


图 5.46 激光器输出频谱图

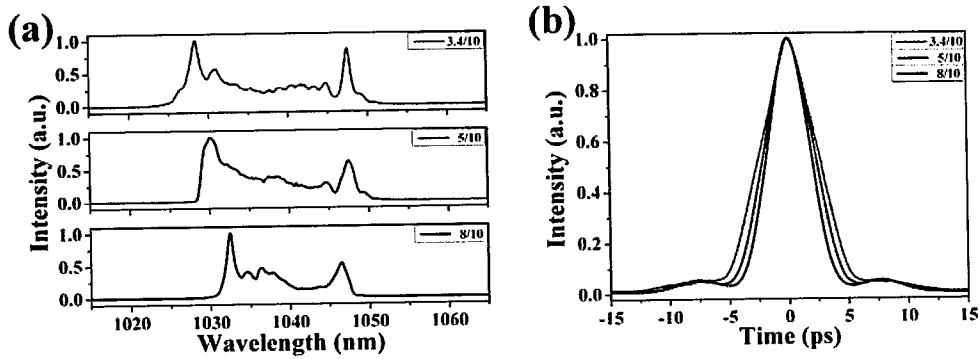


图 5.47 L_1/L 比值分别为 0.34, 0.5 和 0.8 时，测量的光谱 (a)和强度自相关(b)

接着，我们将 L_1/L 分别改变为 0.5 和 0.8，且保持腔内单模光纤总量不变，激光器阈值分别变为 350 和 370mW，并且，当泵浦功率加到半导体激光器最大值 480mW 时，都未出现多脉冲。但测得的射频光谱和图 5.48 几乎完全相同，输出光谱和强度自相关曲线以及压缩后脉冲干涉自相关曲线如图 5.49 和 5.50 所示。由图 5.49(a)和(b)可见，当 L_1/L 为 0.5 和 0.8 时，光谱同样为典型的耗散孤子光谱，相应的谱宽为分别为 19 和 16nm，脉宽分别为 3.24 和 2.76ps，此实验结果与模拟结果的趋势相同，即随着 L_1/L 比值增加，脉宽和谱宽都减小；由图 5.50(a)可见，当 L_1/L 为 0.5 和 0.8 时，压缩后脉宽分别为 106 和 118fs，即压缩后脉宽随 L_1/L 比值增加而增加，同样与模拟结果相同。由图 5.50(b)可见，当泵浦功率

分别从 350mW 和 370mW 增加至 480mW 时,激光器输出平均功率分别由 63.2mW 增加至 89mW 和 70.2 增加至 93.8mW,即脉冲能量分别由 1.21 增加至 1.71nJ 和 1.35 增加至 1.87nJ,实验结果与模拟结果的趋势依然相同,即随着 L_1/L 比值增加,激光器输出单脉冲能量增加。

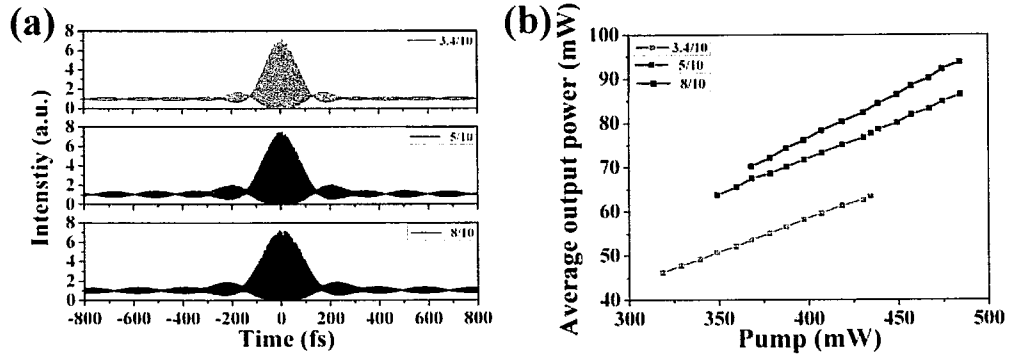


图 5.48 L_1/L 比值分别为 0.34, 0.5 和 0.8 时,干涉自相关曲线(a)平均输出功率(b)

总之,数值模拟和实验测试结果均表明,激光器输出特性不仅与腔内色散总量相关,而且还受腔内色散分布的影响。对于给定色散量或腔长的全正色散光纤激光器,在泵浦功率相同的条件下,色散光纤所占比重越大,输出脉宽和谱宽越窄,压缩后脉宽越宽,输出单脉冲能量越大。基本原因是由于色散光纤和非线性光纤中相同长度上非线性相移积累比重不同造成的。

5.6 本章小结

在本章中,讨论了全正色散锁模光纤激光器基本理论;研究了全正色散锁模全光纤型激光器的输出特性;研制了基于离散器件全正色散锁模光纤激光器,并对相关实验平台进行了优化设计与改进,获得了短至 65fs 的锁模脉冲输出,并实验研究了基于空间锁模器件的全正色散锁模光纤激光器的输出特性,包括束缚态和多脉冲、滤波器带宽以及色散量影响;最后,从理论和实验两方面揭示并证实了色散分布对全正色散锁模光纤激光器输出特性的影响规律。

第六章 基于高重频锁模光纤激光脉冲的 SC 产生

产生 SC 需要泵浦激光和非线性波导这两个核心部件, 锁模光纤激光器直接输出功率较低, 要提高超连续谱输出功率, 需对锁模光纤激光器种子脉冲进行放大, 因此, 我们采用基于高重频全正色散锁模光纤激光器产生的激光脉冲, 经光纤放大后, 泵浦 PCF 产生 SC。在本章中, 我们首先设计有利于缩短腔长的新型光纤混合器, 研制高重频的锁模光纤激光器; 接着, 利用自相似光纤放大方案对锁模光纤激光器的输出脉冲进行功率提升; 最后, 将获得的高峰值功率超短脉冲输入到 PCF, 产生超过倍频程的 SC。

6.1 高重频锁模光纤激光器

以高重频锁模脉冲光纤激光器作为 SC 产生的泵浦激光源具有众多优势, 主要表现在: 第一, 高重频锁模光纤激光器输出脉冲的纵模间隔宽, 在相同功率和光谱宽度下, 单个纵模所携带的功率高, 光频梳应用时能有效提高光频梳梳齿的信噪比, 并且, 梳齿间隔宽, 在天文观察与光谱分析应用中便于进行超精细光谱分析; 第二, 由于激光器的输出功率为单脉冲能量与脉冲重复率之积, 因此, 在同样脉冲能量下, 重复频率越高, 平均输出功率则越大, 这有利于利用光放大技术提升平均输出功率。提高被动锁模光纤激光器的重复频率必须缩短腔长, 在本节中, 我们通过优化高重锁模光纤激光器结构, 将全正色散激光器重复频率提高到 300MHz 以上。

6.1.1 光纤混合器与缩短腔长

提高全正色散被动锁模光纤激光器输出脉冲重频的关键是缩短腔长, 对于图 5.17 所示的全正色散锁模光纤激光器, 可采取如下措施以缩短腔长: 1) 缩短两准直器的间距; 2) 缩短掺杂光纤长度, 3) 采用新器件, 以减少腔内器件的个数, 从而缩短腔长。

首先, 我们通过机械设计将准直器的空间距离由 8cm 缩短到 6cm, 考虑到光学镜片的尺寸, 已基本达到极限; 其次, 采用更高掺杂浓度的掺杂光纤 YB406(Coractive), 其在 975nm 波长处的吸收系数达 2000dB/m 以上, 比我们在第五章中使用的 YB198 大一倍以上, 因此, 采用 YB406 可以将掺杂光纤的长度由原来的 28cm 减至 15cm 以下; 最后, 我们设计并采用混合器(Hybrid)替代波分复用器和隔离器, 减少了腔内器件的个数, 进一步缩短了腔长。

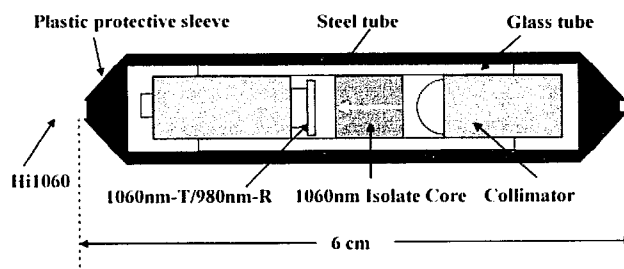


图 6.1 混合器示意图

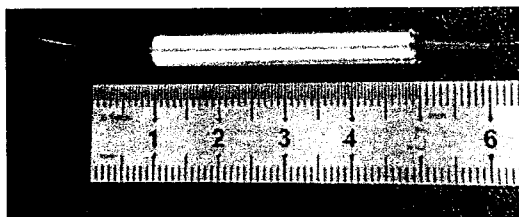


图 6.2 混合器实物图

图 6.1 和 6.2 为混合器示意图和实物照片。由图 6.1 可见，从左至右由三部分组成，最左边为带有镀膜双色镜的准直器，1060nm 高透，980nm 高反；中间部分为 1060nm 隔离芯，最右边部分为准直器。1060nm 的信号光从右边单端口进入，经过中间 1060nm 波长隔离芯，通过镀膜双色镜后与左边一个端口进入的 980nm 泵浦光经镀膜镜片反射后合束至左边另一端口，这样混合器就完成了 WDM 和隔离器功能。图 6.2 为混合器实物图，由图可见，混合器总长度为 6cm。若采用分离的 WDM 和隔离器则至少增加一个光纤器件长度和两个器件之间熔接所用的单模光纤，受制于实验室熔接机的尺寸，连接两个器件所用的光纤长度至少 15cm，若一个光纤器件的长度 6cm，腔长至少可缩短 20cm。

文献[186]报道了采用 WDM 准直器制作的高重频全正色散锁模光纤激光器，采用 WDM 准直器能够使腔内没有光纤器件，仅只有掺杂光纤，因此能够最大限度的缩短腔长，获得极高的重复频率，但是采用这种 WDM 准直器需要在空间部分增加空间隔离器，成本较高，因此，我们没有采用此方案。

6.1.2 高重频锁模光纤激光器

图 6.3 和 6.4 为采用混合器的高重频全正色散锁模光纤激光器，由图可见，相比于图 5.19 和 5.20 所示的激光器，除了 WDM 和隔离器被混合器所替代外，其它器件均不变，滤光片中心波长 1064nm，带宽 10nm，掺杂光纤采用 YB406，长度 15cm。由于减少了光纤器件，有效缩短了腔内单模光纤长度。

当泵浦功率加到 450mW 时，通过精细调节 3 个波片可获得稳定锁模，平均

输出功率高达 260mW。图 6.5 和 6.6 为泵浦功率为 450mW 时测得脉冲波形和输出光谱。由图 6.5 可见，由示波器测得的输出脉冲非常稳定，重频 215MHz，对应腔长约 93cm，与设计相吻合。由图 6.6 可见，锁模光纤激光器输出光谱为典型的耗散孤子光谱，谱宽约 18nm。经示波器和自相关仪监视，激光器的阈值约 350mW，当泵浦功率从 350mW 一直增加至 500mW 时，激光器输出均为稳定的单脉冲。该 215MHz 的高重频锁模光纤激光器性能稳定，在实验室放置 10 天后依然能自启动。但由于机械设计等原因，两准直器间的耦合效率会随时间增加而降低，时间过长时，难以自启动。

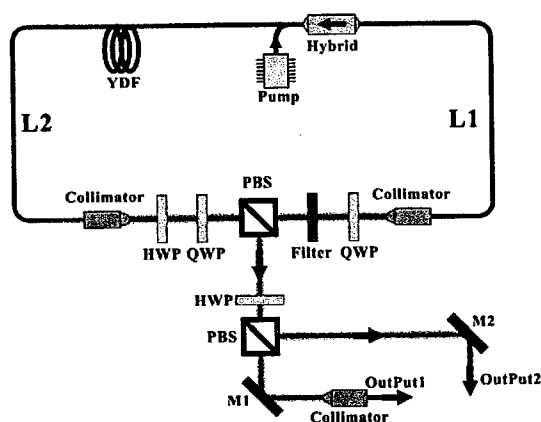


图 6.3 采用混合器的全正色散锁模光纤激光器示意图

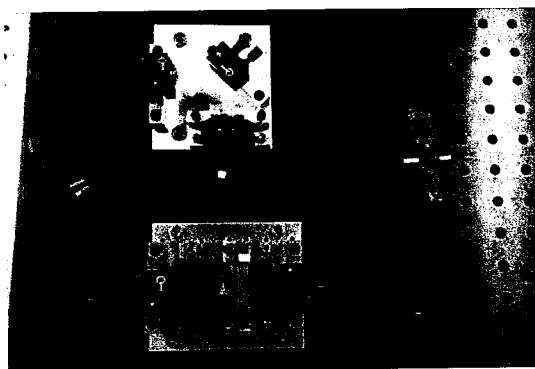


图 6.4 采用混合器的全正色散锁模光纤激光实物图

将腔长进一步缩短至 75cm，保持泵浦功率 450mW，仍然可获得稳定锁模，其输出频谱和光谱图如图 6.7 和 6.8 所示。由图 6.7 可见，激光器重频为 276MHz，信噪比优于 70dB，表明锁模运转稳定。由图 6.8 可见，光谱中心波长 1064nm，与滤波器中心波长相对应，光谱宽度约 20nm。但是，该激光器阈值比 215MHz 激光器更高，约 400mW，泵浦功率增加到 500mW 时依然为单脉冲输出。实验还发现，激光器稳定锁模运转后常出现失锁现象，原因是与非线性光纤熔接点处的掺杂光纤的损伤，且这种损伤在实验中多次重复出现，可能是高重频锁模光纤

激光器锁定后，其高阈值决定了泵浦功率高，而腔内色散量低，形成的锁模脉冲脉宽极窄，峰值功率极高，对与非线性光纤熔接点处的掺杂光纤造成了损伤。

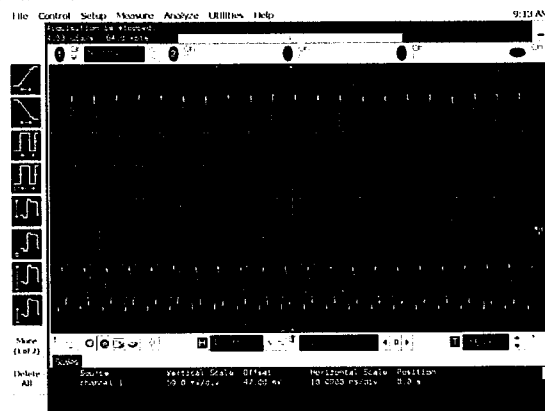


图 6.5 示波器测得的 215MHz 全正色散高重频激光器输出脉冲

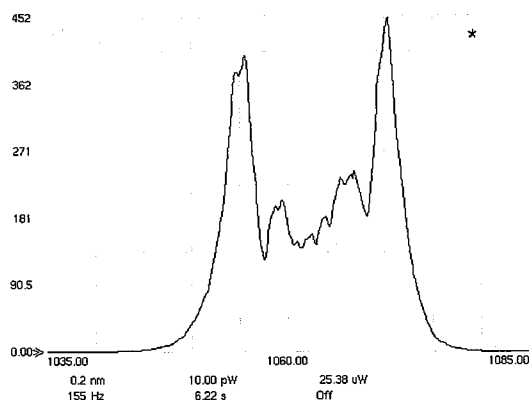


图 6.6 215MHz 全正色散高重频激光器输出光谱

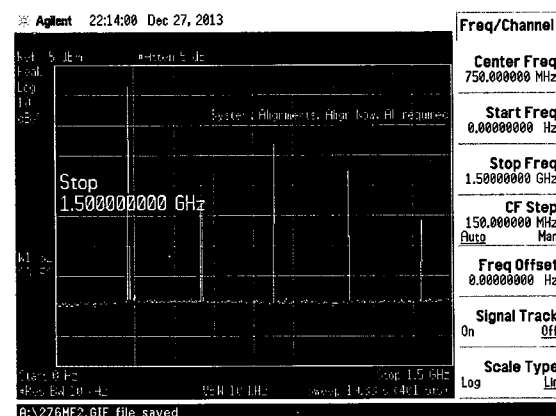


图 6.7 276MHz 全正色散高重频激光器输出频谱

通过继续缩短腔长，并将 YB406 缩短为 10cm，我们最终成功地将腔长缩短至 60cm，当泵浦功率加到 480mW 时，获得了稳定的锁模脉冲输出，输出脉冲波形和输出光谱如图 6.9 和 6.10 所示。由图 6.9 可见，脉冲重复频率为 332MHz，与腔长相对应。示波器测得的输出脉冲波形几乎和正弦波形相同，原因是所用示

波器采样速率和最大显示速度不足。图 6.10 为 332MHz 激光器输出光谱，可见，激光器输出光谱仍然为典型耗散孤子，带宽约 15nm，且光谱包络较为光滑。光谱较窄的原因是腔内脉冲能量较低，约为 0.78nJ，而激光器输出耦合比在 0.7 以上，因此，腔内单脉冲能量小于 0.4nJ，非线性相移积累较少。同样，实验发现 332MHz 激光器也易失锁，原因也是掺杂光纤损伤，因此，若要获得性能优良稳定的高重频锁模光纤激光器，需要采用性能更为优良的掺杂光纤。

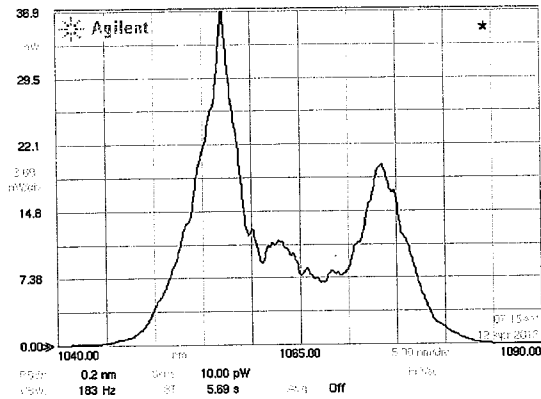


图 6.8 276MHz 全正色散高重频激光器输出光谱

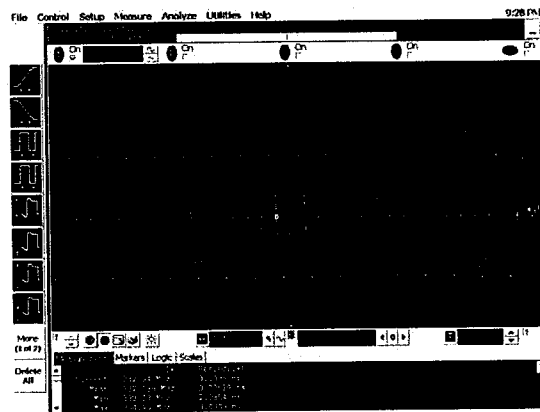


图 6.9 示波器测得的 332MHz 全正色散高重频激光器输出脉冲

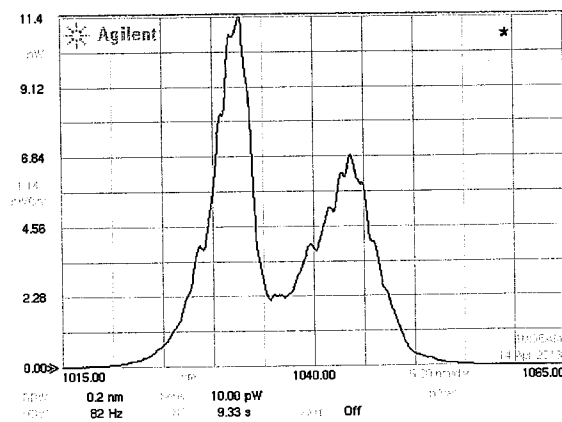


图 6.10 332MHz 全正色散高重频激光器输出光谱

6.2 高重频锁模光纤激光脉冲的功率提升

光纤放大技术是提升脉冲能量和峰值功率的常用有效手段,超短脉冲放大一般采用啁啾脉冲放大(CPA)方案。但是,在我们的实验中,考虑至自相似光纤放大技术结构简单,输出脉冲具有线性啁啾,也是一种有效的脉冲功率提升方法,因此,我们采用自相似光纤放大方案,对高重频锁模光纤激光器输出脉冲进行功率提升。

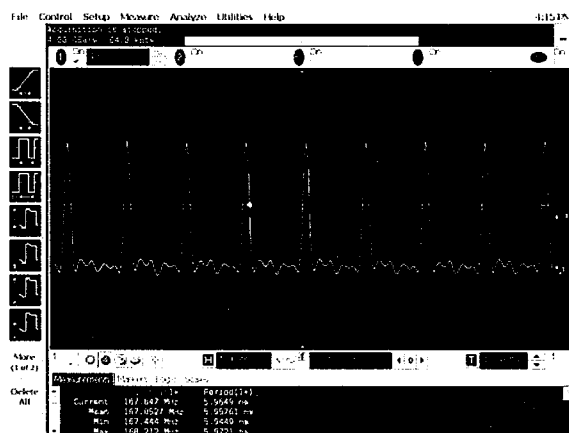


图 6.11 示波器测得的 167MHz 全正色散高重频激光器输出脉冲

考虑到我们研制的 200MHz 以上重复频率的全正色散锁模光纤激光器长期稳定性还有待改进,因此,实验中,我们采用 167MHz 的种子脉冲源进行自相似光纤放大的实验研究,该种子源的脉冲波形和光谱如图 6.11 和 6.12 所示,当该种子源的泵浦功率为 480mW 时,输出功率可达 270mW,在实验室放置 30 天以上都能自启动,且输出功率基本不变化,长期稳定性好。

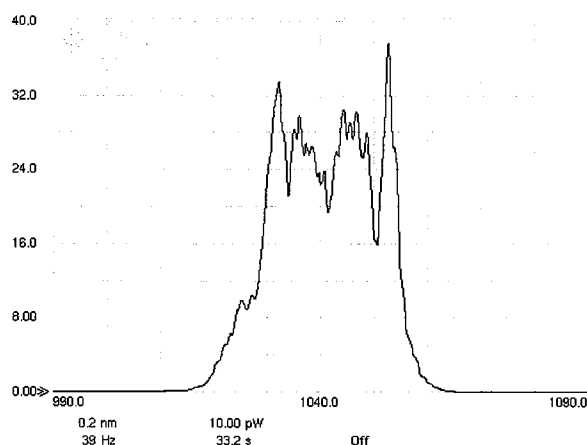


图 6.12 167MHz 全正色散高重频激光器输出光谱

图 6.13 为所用的自相似光纤放大系统结构示意图。种子源为 167MHz 的全正色散锁模光纤激光器,通过调节激光器腔外 1/2 波片,激光器的输出功率可全

部集中到光纤输出端口；在光纤输出端口增加 90:10 的耦合器，其中 10%端口输出到示波器和频谱仪，用于监视激光器；在耦合器的 90%端口增加一个隔离器用于对放大器与种子源的隔离，防止光纤放大器的后向 ASE 及各种端面反射影响种子源的稳定性；种子脉冲经隔离器后再经一段 SMF，进入合束器的信号输入端，合束器的泵浦多模光纤端口用于输出功率 25W 的 975nm 半导体激光泵浦源的耦合输入；信号光和泵浦光经合束器后，经双包层匹配光纤后进入双包层掺杂光纤，对信号光脉冲进行自相似放大。

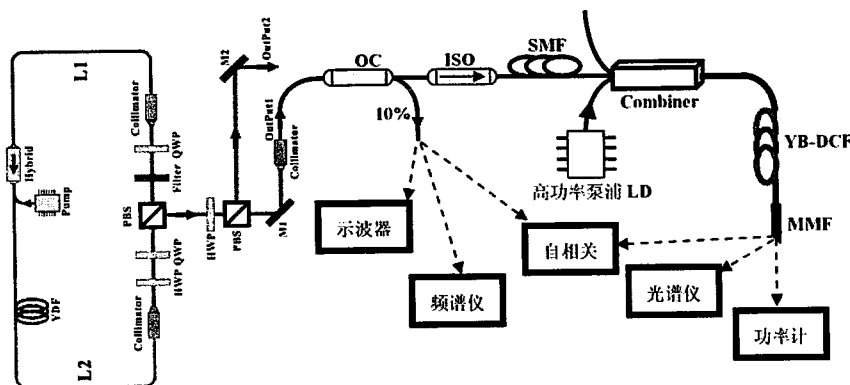


图 6.13 自相似放大系统示意图

为了防止掺杂光纤输出脉冲峰值功率过高造成的端面损伤，我们在掺杂光纤末端增加一段多模光纤，并将端面切成斜 8° 角，防止端面反射，如图 6.14 所示。光纤放大后的输出脉冲直接由功率计、光谱仪和自相关仪测量。在图 6.13 所示的放大系统中，我们只采用了一级光纤放大，主要原因是高重频锁模激光器本身输出功率已经达到 150mW 以上，无需进行初级放大，从而降低了系统复杂性。

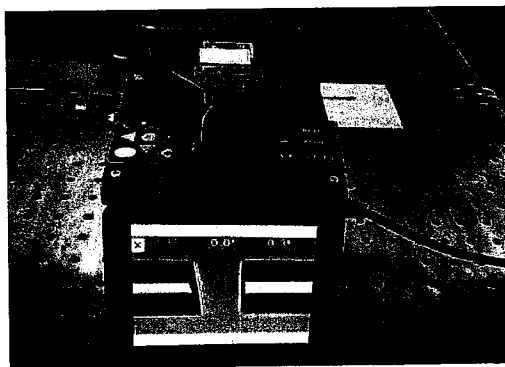


图 6.14 多模光纤切成斜 8° 侧面图

图 6.15 为进行高功率自相似放大时的实验场景。依照图 6.13，首先将隔离器和 OC 熔接好，高重频锁模激光器的泵浦功率为 480mW，直接测得的激光器平均输出功率约为 270mW，隔离器损耗约 1.5dB，经隔离器后在 OC 的 90%端口处测得的功率约 170mW，同时，在 OC 的 10%端，利用示波器和频谱仪监测

高重频锁模光纤激光器的工作状态。再将合束器信号端单模光纤和 OC 的 90%端口熔接，在合束器输出端用功率计监测功率约为 168mW，表明从激光器到合束器间的信号光路为通路。



图 6.15 高功率自相似放大实验场景

其次，将光纤放大器的高功率泵浦源输出多模光纤与合束器泵浦端相连接，并在高重频激光器输出端用相纸遮挡使得激光器信号输出为断路，然后，逐步提高放大器的泵浦功率，在合束器输出端口监测输出泵浦功率，当泵浦功率加到最大的 25W 时，监测到的输出功率约为 22W，表明泵浦光路为通路，然后，将泵浦功率降低到 0.4W，同时拿开相纸，测得输出功率约为 0.55W，说明泵浦光和信号都为通路。

第三，使高重频的锁模光纤激光器为断路，同时关闭光纤放大器的泵浦激光器，将约为 3m 的双包层掺杂光纤(型号为 Coractive DCF-YB-8/128P-FA, 在 975nm 处吸收系数为 11dB/m)与合束器输出端相熔接。

最后，将长度约 1m 的 50 μ m 芯径多模光纤与双包层掺杂光纤输出端熔接，多模光纤放置时必须保证不能有较大弯曲，以避免弯曲损耗。

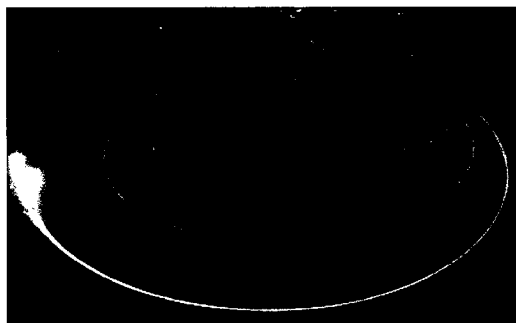


图 6.16 高功率时掺杂光纤荧光

进行自相似光纤放大实验时，首先打开信号源光纤激光器，在多模光纤后可测得微瓦量级的功率，接着，逐渐增大放大器的泵浦功率，可看到掺杂光纤逐渐出现荧光。泵浦功率越大，荧光越强，且顺着光传播方向逐渐变暗，如图 6.16 所示，在增加泵浦功率过程中，根据掺杂光纤上荧光是否有亮度点可以判断掺杂

光纤是否出现损伤。

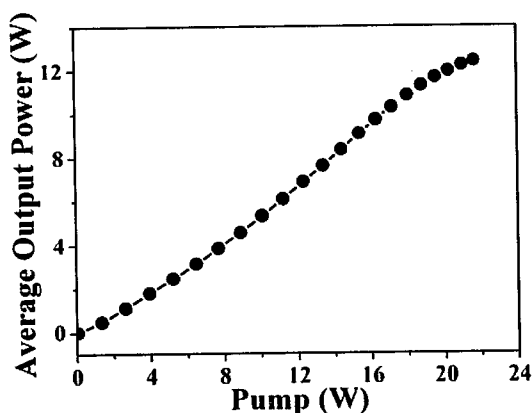


图 6.17 自相似脉冲放大的输出功率随泵浦功率变化

图 6.17 为自相似光纤放大器平均输出功率与泵浦功率间的关系，放大器的泵浦功率以合束器输出端口测得的功率为准，且扣除了剩余泵浦光。由图可见，当放大器泵浦功率为零时，输出信号脉冲的平均功率为零，当泵浦功率增加时，输出信号功率随着放大器的泵浦功率增加几乎呈线性增加，光光转换效率约为 54.3%，当泵浦功率达到 22W 时，输出功率为 11.95W，对应的脉冲能量约为 71.5nJ。但是，这种输出功率只能维持约 1 小时，其后在掺杂光纤与多模光纤熔接点处或者在合束器输出端与掺杂光纤熔接点处出现损伤，反复试验验证结果都相同，且在不加多模光纤情况下，这种损伤阈值更低，原因可能是由于非超净实验室环境下，空气中的灰尘污染了光纤端面 and 熔接点，使熔接点和端面出现损伤。

图 6.18 为种子脉冲经放大后不同输出功率下的光谱，由图可见，输出功率为 1.8W 时，光谱 3dB 带宽约 20nm，相比图 6.12 种子脉冲输入光谱，光谱稍微展宽，但光谱变得不平坦，包络调制增多；随着输出功率增加，光谱宽度进一步增加，包络调制也同时增加。当输出功率为 12.4W 时，光谱 3dB 带宽约 40nm。

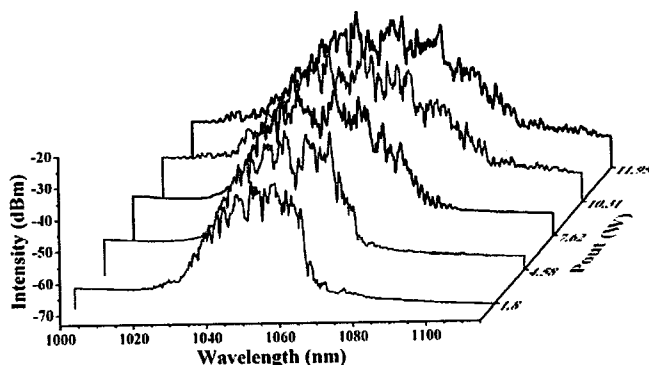


图 6.18 自相似放大不同输出功率下的输出光谱

在自相似光纤放大实验中，随着输出功率增加出现光谱调制的原因可能是因

掺杂光纤的增益带宽限制所致。掺杂光纤增益谱宽约 40-50nm，尽管大于种子脉冲的谱宽，但是，当增大放大器的泵浦功率时，信号脉冲因自相似演化，光谱和时域均宽，导致信号脉冲光谱展宽逐渐达到放大器的增益带宽，使得增益带宽限制了自相似演化，导致输出光谱出现调制。

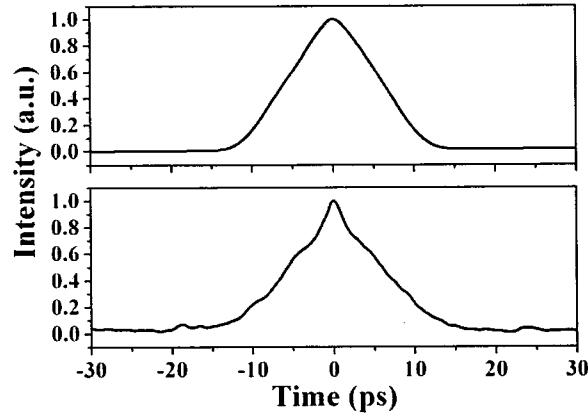


图 6.19 放大前和放大后自相关曲线

图 6.19 为信号脉冲平均输出功率为 7.62W 的放大前后脉冲自相关曲线。由图可见，相比于放大前的自相关曲线，放大后的脉冲变窄，特别是在脉冲顶部有被明显压缩的特征，且本底变得不平坦；主要是放大器使信号脉冲的光谱展宽和时域压缩，且放大过程中的 ASE 积累使得输出信号脉冲的本底噪声增强。

6.3 超连续谱产生

在前面两节中，我们已经搭建了高重频锁模光纤激光器，并对其输出脉冲进行了自相似光纤放大，在本节中，我们将从实验上利用所获得的高功率脉冲产生宽谱超连续谱。

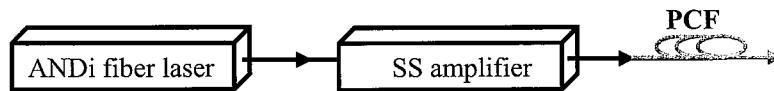


图 6.20 超连续谱产生实验装置示意图

图 6.20 为超连续谱产生的实验装置示意图，主要由三部分组成，锁模光纤激光器、自相似光纤放大器和 PCF，实际上，图 6.20 的锁模光纤激光器和自相似光纤放大器除了将放大后的锁模脉冲直接输入到 PCF 外，其余部分和图 6.13 结构完全相同。

图 6.21 为实验中使用的 NKT Photonics 公司生产的 PCF，型号为 SC-5.0-1040，在 1060nm 处的非线性系数为 $11(\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$ ，其色散和损耗曲线如

图 6.22 和图 6.23 所示。由图 6.22 可见, PCF 群速度色散随波长增加而单调递增, 零色散波长在 1040nm 附近。由图 6.23 可见, 当波长为 600nm 时, 衰减系数约为 10dB/km, 且在 1380nm 以下随波长单调递减; 在 1400nm 附近有一个比较大的衰减峰; 在 1420nm-1700nm 范围内, 衰减系数都非常低, 小于 15dB/km。

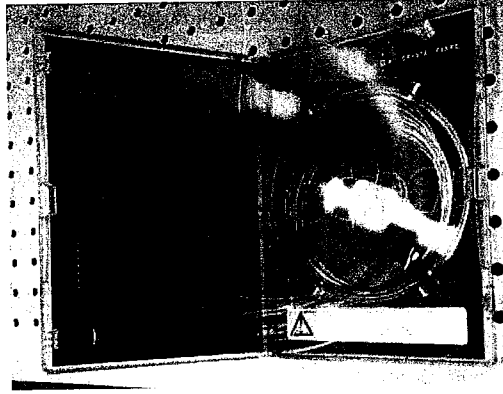


图 6.21 实验使用的光子晶体光纤

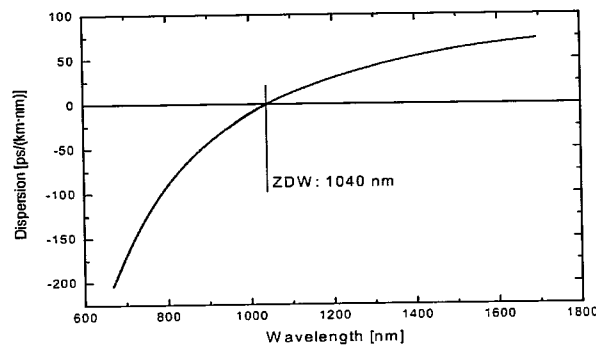


图 6.22 光子晶体光纤的色散曲线 (NKT Photonic)

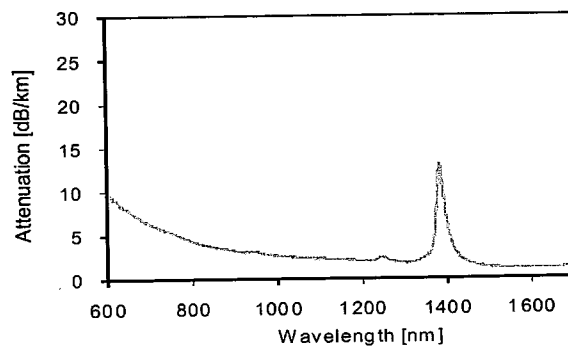


图 6.23 PCF 的损耗曲线 (NKT Photonic)。

PCF 与常规光纤的熔接是能否获得高功率 SC 输出的关键技术之一。为了减小损耗、防止光热损伤, PCF 与常规光纤的熔接必须考虑两个问题: 模场匹配和熔接条件。由于 SC-5.0-1040 型号的 PCF 模场约为 $4.0\mu\text{m}$, 而考虑到相比于其它单模光纤, HI1060 和 DCF-UN-6/125-14 与 PCF 较为匹配, 因此, 实验中, 将放

大器中的掺杂光纤输出端用一段 DCF 代替多模光纤，与 PCF 相熔接，在 PCF 的输出端，则与 HI1060 单模光纤相熔接。

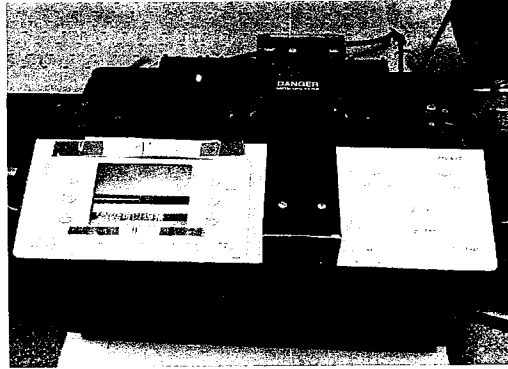


图 6.24 利用 FSU-975 型熔接机对 PCF 和 HI1060 熔接



图 6.25 超连续产生实验场景图

PCF 与其它光纤的熔接时，若放电电流过大，放电时间过长，则容易造成 PCF 空气孔塌陷，损耗过大；若熔接时间过短，熔接电流过小，则 PCF 和其他光纤间的熔接强度不够，且连续和均匀性差，造成高功率下易出现损伤。实验中，我们采用 Ericsson 公司的 FSU-975 型熔接机，如图 6.24 所示，按照文献^[188]的方法，通过反复试验，优化放电时间、放电电流以及偏心位置等，最终实现了 DCF 和 HI1060 型单模光纤与 PCF 的低损耗熔接，熔接损耗控制在 1.5dB 左右。

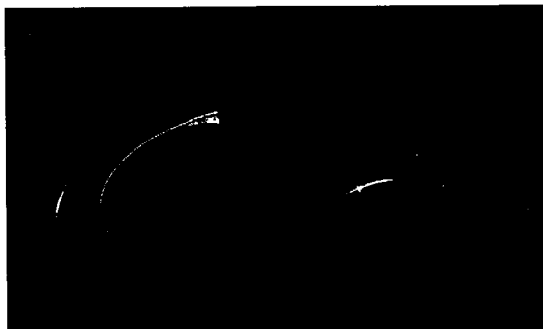


图 6.26 输出超连续谱激光场景

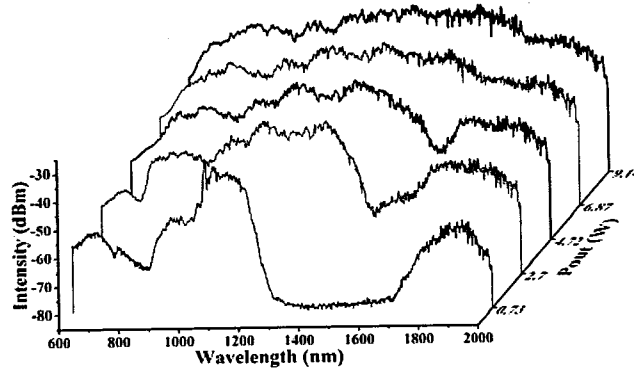


图 6.27 PCF 输出超连续谱光谱随功率变化图

图 6.25 为实验产生超连续谱场景。实验时，我们在图 6.11 自相似放大输出端将多模光纤去掉，用无源 DCF(Coractive, DCF-UN-6/125-14)代替，然后和大约 7m 长的 PCF 熔接。在 PCF 端口用单模光纤熔接，同样将单模光纤切成斜 8° ，以防止端面损伤，同时用功率计和光谱仪监视超连续谱的功率和输出光谱。逐步增加高功率放大器泵浦源，可看到在 PCF 末端、单模光纤与 PCF 的熔接处以及单模光纤输出处都能看到红光，如图 6.26 所示。

图 6.27 为在不同的 PCF 输出功率下测得的超连续谱光谱，由图可见，当输出功率为 0.7W 时，光谱主要集中在泵浦脉冲种子激光中心波长 1040nm 附近，20dB 光谱带宽大约为 80nm，光谱展宽程度小，原因是输出泵浦激光功率较低，光谱展宽主要是由 SPM 和调制不稳定性引起；由于调制不稳定性峰值增益与脉冲峰值功率成正比($g_{\max} = 2\gamma P_0^{[20]}$)，且调制不稳定性增益导致脉冲破裂的特征距离近似为 $L_{\text{MI}} \approx 16L_{\text{NL}}^{[27]}$ ，低脉冲峰值功率导致调制不稳定性增益在整个 PCF 长度内积累不够，因此，使得脉冲光谱仅产生级联边带(见图 4.18 插图)，而无法使脉冲发生破裂从而产生孤子裂变效应，导致输出光谱较窄。

当输出功率增加到 2.7W 时，光谱范围已经扩展到 800nm 至 1400nm，但光谱起伏较大，平坦性较差。这时，泵浦脉冲能量和峰值相比 0.7W 时已经大为提高，在整个 PCF 长度范围内调制不稳定性增益已经足够大，能够使脉冲在 7m 长的 PCF 中发生破裂，产生孤子裂变效应，所以光谱相比 0.7W 时已大为展宽。

当输出功率增加到 4.72W，光谱宽度增加有限，但光谱平坦性开始变好，短波长已经扩展到 700nm，长波长依然处在 1400nm 附近，相比于 2.7W 时的情景，4.2W 的输出功率增加不大，因此，光谱向短波长和长波长扩展都有限，再加上 PCF 在 1400nm 附近损耗较大，导致超连续谱在 1400nm 附近的功率谱密度因损耗而相对较低。

当输出功率进一步增加到 6.87 和 9.14W 时，光谱宽度继续变宽，并且在 1400nm 的凹陷被填补，这时，输出光谱已从 600nm 一直持续到 2000nm。主要

原因是,随着泵浦脉冲能量和峰值功率的提高,调制不稳定性增益导致脉冲破裂的距离进一步缩短,孤子裂变效应形成的孤子,在拉曼自频移效应下向长波方向扩展,同时辐射短波长色散波,短波长色散波和孤子之间的相互作用使得短波长方向也在扩展;并且,由于孤子阶数增高,孤子裂变产生的孤子数目多,诸多孤子光谱叠加导致输出 SC 平坦性较好。

6.4 本章小结

通过设计并采用有利于缩短腔长的新型光纤混合器,优化设计并研制了高重频锁模光纤激光器;利用自相光纤放大技术,对锁模光纤激光器输出的脉冲序列进行了功率提升;最后,将所获得的高峰值功率超短脉冲耦合到 PCF,产生了超过倍频程的超连续谱。

总结与展望

本学位论文围绕国家自然科学基金(批准号: 61250017, 61377044, 61275186)和中科院重大预研项目(批准号: KJZD-EW-W02)项目, 针对基于光纤色散非线性传输产生超连续谱的关键理论与技术, 开展了理论与实验研究, 完成工作如下:

通过求解 NLSE 和 GNLS 及 C-GNLSE, 解决了光纤中脉冲色散非线性传输、光纤激光器、自相似放大及超连续谱产生的数值模拟问题, 构建了完善的数值模拟平台。理论模拟了不同泵浦条件下单个零色散波长和全正色散 PCF 中超连续谱的产生过程。讨论了皮秒泵浦全正色散 PCF 超连续谱产生输出特性与相干性。研制了基于离散器件的全正色散锁模光纤激光器, 改进了自相关测量仪, 构建了基于空间光栅的超短脉冲压缩装置, 获得了 65fs 的超短脉冲输出。实验研究了全正色散锁模光纤腔内要素对输出特性影响, 特别是理论和实验探明了色散分布对全正色散锁模光纤输出特性的影响规律, 这对全正色散激光器的优化设计具有重要价值。设计与构建了高重频锁模光纤激光器, 将环形腔全正色散锁模光纤激光器的重复频率提高到 330MHz。设计并构建了基于高重频锁模光纤激光器的自相似放大系统, 利用放大后锁模脉冲泵浦 PCF, 获得了倍频程超连续谱。

本学位论文所取得的创新工作包括:

1. 将相互作用表象下的四阶龙格库塔法推广到用于求解耦合广义非线性薛定谔方程, 极大提高了耦合广义非线性薛定谔方程求解速度;
2. 理论研究了皮秒泵浦全正色散 PCF 超连续谱产生, 揭示出受激拉曼散射对全正色散 PCF 超连续谱相干性影响;
3. 探明了色散分布对全正色散光纤激光器输出特性的影响规律, 缩短色散光纤相对长度有利于获得更窄的脉冲输出, 这对全正色散锁模光纤激光器的优化设计具有指导作用;
4. 发展了一种适合于构建高重频全正色散锁模光纤激光器的光纤混合器, 获得高达 330MHz 的高重频锁模光纤激光器; 进而, 利用高重频全正色散锁模光纤激光器种子源, 经自相似放大后泵浦 PCF, 产生了谱宽为 600-2000nm 高功率 SC。

尽管在锁模光纤激光器和超连续谱产生的理论和实验方面都取得了一定的进展, 但在以下方面仍有待深入研究和改进:

1. 高重频锁模光纤激光器的稳定性问题, 虽然我们获得 330MHz 的锁模输出, 但稳定仍需加以改进。
2. 自相似放大功率提升本身还有许多问题亟待解决, 如何防止熔接点损伤, 优化自相放大工作点和减小输出脉冲所携带非线性啁啾等。

3. 由于全正色散超连续谱具有许多优良特性，因此采用自相似放大后的高功率啁啾脉冲泵浦全正色散产生超连续谱将是一个比较重要而有意义的工作。
4. 由于我们采用的是放大后脉冲产生超连续谱，在用于光频梳的载波包络相移锁定时可能噪声较大，因此利用压缩后脉冲直接产生超连续谱，并抑制超连续谱产生过程中的噪声及相干性退化也同样具有重要意义。