

分类号_____

密级_____

U D C_____

编号_____

中国科学院研究生院

博士学位论文

超高速通信光源和宽带光取样示波器设计与关键技术研究

刘元山

指导教师 张建国 研究员

赵卫 研究员

申请学位级别 博士 学科专业名称 光学

论文提交日期 2009-01-15 论文答辩日期 2008-08-19

培养单位 中国科学院西安光学精密机械研究所

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 陈国夫 研究员

DISSERTATION ENTITLED

超高速通信光源和宽带光取样示波器设计与关键技术研究

Research on Key Techniques and Implementation of

High-Speed Optical Short-pulse Sources and

Ultrawide-Bandwidth Optical Oscilloscope

By Liu Yuan Shan (刘元山)

Supervised by

Prof. Zhang Jian-Guo (张建国)

Prof. Zhao Wei (赵卫)

Submitted for PHD Degree in Optics

State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics,

Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,

Chinese Academy of Sciences,

710119, Xi'an, Shaanxi, P.R.China

2008-6-1

科研道德声明

秉承研究所严谨的学风与优良的科学道德，本人声明所呈交的论文是我个人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。论文中所引用的内容都已给予了明确的注释和致谢。与我一同工作的同志对本研究所做的任何贡献均已在论文中作了明确的说明并表示了致谢。

申请学位论文与资料若有不实之处，本人承担一切相关责任。

论文作者签名：_____ 日期：_____

知识产权声明

本人完全了解中科院西安光学精密机械研究所有关保护知识产权的规定，即：研究生在所攻读学位期间论文工作的知识产权单位系中科院西安光学精密机械研究所。本人保证离所后，发表基于研究生工作的论文或使用本论文工作成果时必须征得产权单位的同意，同意后发表的学术论文署名单位仍然为中科院西安光学精密机械研究所。产权单位有权保留送交论文的复印件，允许论文被查阅和借阅；产权单位可以公布论文的全部或部分内容，可以采用影印、缩印或其它复制手段保存论文。

(保密的论文在解密后应遵守此规定)

论文作者签名：_____

导师签名：_____

日期：_____

日期：_____

摘 要

高速超短脉冲源可作为光数据传输的载体,是超高速光通信系统、空间光通信系统和光取样系统的关键器件。本文从理论和实验上分别对高速光源和光取样系统进行了深入研究。

高稳定性超短脉冲光源是实现超高速光通信系统/网络和超宽带光学取样示波器的关键部件。在高速通信光源方面,本文首先从理论上研究了增益开关激光器各个参数对输出脉冲宽度、抖动的影响以及频率啁啾的特点与分布。在实验上分别研究了 100MHz、1GHz、2.5GHz、5GHz 和 10GHz 增益开关激光器输出脉宽和抖动抑制。提出了一种新型的外注入式增益开关结构设计,获得了低抖动、窄脉宽、高稳定性脉冲序列,实现了低成本的要求。其次分别从理论研究了单只电吸收调制器激光器、级联式电吸收调制器激光器产生脉冲的机理和特点,实验上实现了 10GHz、20 GHz 和 40 GHz 的窄脉冲输出,提出了利用 20GHz 信号驱动产生 40GHz 脉冲序列的新方案。最后,从理论上仿真了高阶孤子压缩脉冲、基阶孤子传输,色散补偿压缩以及利用高度非线性光纤压缩脉冲宽度的方案,在实验上验证了利用高度非线性光纤、色散补偿光纤压缩脉冲的理论分析。

光取样示波器在高速信息监测方面有广范的应用,可用于强度调制的高速数据流波形和眼图的测量,相位调制的星座图的绘制,高速激光器亚皮秒和皮秒级脉宽测量,偏振状态的时域分解图以及光纤传输的损伤调研。在取样示波器研究方面,本文分别成功地进行了被动锁模光纤激光器和外注入式半导体增益开关激光器的实验研究,发明了一种重复频率可变的类“8”字腔的被动锁模光纤激光器。在此基础上建立了以 PPLN 晶体为取样门的取样系统,实现了 40GHz 脉冲序列的光取样。在光取样的数据拟合方面进行了理论探索。

关键词: 超宽带、高速光源、增益开关、电吸收调制、光取样

Abstract

High-speed and ultrashort optical pulse source could be used to transmit optical signals in high-speed optical fiber communication system, space optical communication system and optical sampling system. This thesis is focused on research of high-speed laser and optical sampling techniques on theory and experiment.

In high-speed optical communications system and Ultrawide-Bandwidth Optical sampling system, the high-stability, ultrashort optical source is one key apparatus. In this thesis, firstly on theory we discussed the relationship between the parameters of the gain-switched laser and the width, the timing jitter of the optical pulses. We studied the distribution of the frequency chirp. On experiment we respectively did investigation about 100MHz, 1GHz, 2.5GHz, 5GHz and 10GHz gain-switched laser. One novel external injection gain-switched laser design was invented, and this novel laser can export low-timing-jitter, narrow, high stability optical streams and decrease the cost. Secondly we theoretically discussed the characteristics of the electrical-absorption-modulator (EAM) laser and cascaded EAM laser, experimentally we successfully generated 10GHz, 20GHz and 40GHz ultrashort optical pulse trains. We discovered one novel scheme of generating 40GHz optical pulse stream by using two cascaded EAM driven by 20GHz sine wave. Finally we did some simulations about high-order soliton compression, fundamental soliton transmission, dispersion compensation compression and high nonlinear fiber compression. We experimentally proved the optical pulse compression solution by using of the dispersion compensation fiber and high nonlinear fiber.

Optical sampling systems have lots of applications on high-speed information measurement, which include high bit rate waveform and eye diagram measurements, measurements of constellation diagrams of phase

modulated data signals, time-resolved measurements of the state-of-polarization as well as investigations of fiber transmission impairments. In this thesis, we successfully built two optical sampling sources .One is passive mode-locked fiber laser , the other is semiconductor gain-switched laser under external continue wave light injection .We also invented one similarity- “8” -figure repetition frequency tunable novel passive mode-locked fiber. On the basic of research on optical sampling source , we successfully built one sampling system using PPLN crystal and gained optical sampling waveform of 40GHz optical pulse stream . Finally, we studied the data fit of optical sampling on theory .

Key Word Ultrawide-Bandwidth, High-speed Optical Source, Gain Switching, Electrical Absorption Modulation, Optical Sampling.

目 录

第一章 绪 论.....	11
&1.1 通信光源发展历程.....	14
&1.2 高速通信光源的分类和发展趋势.....	15
&1.3 光取样技术的发展状况.....	25
&1.4 论文的组织安排.....	26
第二章 增益开关激光器的理论分析与实验研究.....	43
&2.1 基本原理及理论模型.....	43
2.1.1 脉冲产生的基本理论.....	43
2.1.2 增益开关激光器的抖动抑制理论.....	46
&2.2 增益开关激光器的优化设计.....	48
2.2.1 超短脉冲产生数值仿真.....	48
2.2.2 增益开关激光器抖动抑制研究.....	52
2.2.3 增益开关激光器的频率特性研究.....	55
&2.3 增益开关激光器开关激光器的实验研究.....	57
2.3.1 100MHz低抖动超短脉冲源的设计.....	57
2.3.2 2.5GHz, 5GHz, 10GHz高稳定超短脉冲源的设计.....	60
2.3.3 非制冷增益开关激光器的实验研究.....	63
第三章 基于电吸收调制器激光器的理论分析与实验研究.....	69
&3.1 基本理论及理论分析 (pulsewidth, chirp).....	70
3.1.1 弗朗兹-凯尔迪许 (Franz-Keldysh) 效应和量子束缚斯塔克效应 (the Quantum-confined Stark Effect).....	70
3.1.2 单个电吸收调制器产生脉冲的数值模型.....	72
3.1.3 级联电吸收调制器产生脉冲的数值模型.....	76
&3.2 基于电吸收调制器激光器的实验研究.....	78
3.2.1 单个电吸收调制器产生脉冲序列的实验研究.....	78
3.2.2 级联电吸收调制器产生脉冲序列的实验研究.....	79
3.2.3 级联电吸收调制器产生倍频脉冲序列的实验研究.....	82
第四章 光脉冲压缩理论与实验研究.....	88
&4.1 基本理论介绍.....	89
&4.2 脉冲压缩方法介绍.....	92
4.2.1 线性压缩.....	92
4.2.2 高阶孤子压缩方法.....	94
4.2.3 采用色散位移高度非线性光纤和单模光纤进行压缩的方法.....	95
&4.3 数值仿真及优化设计.....	96
&4.4 实验研究.....	101
4.4.1 线性压缩实验.....	101
4.4.2 利用色散位移的高度非线性光纤和普通单模光纤脉冲压缩的实验	103
第五章 光取样源的实验研究.....	108
&5.1 基于掺铒光纤被动锁模激光器作为取样源的理论 and 实验研究.....	108

5.1.1 展宽脉冲相加锁模光纤激光器的理论分析.....	109
5.1.2 基于SESAM和非线性放大环形镜的复合结构脉冲光纤激光器实验研究.....	114
5.1.3 重复频率可变的基于SESAM和非线性放大环形镜的复合结构脉冲光纤激光器实验研究.....	120
5.2 基于增益开关的超短、低抖动光取样源的实验研究.....	123
第六章 超宽带光取样系统的设计与实验研究.....	131
&6.1 光取样技术原理介绍.....	132
6.1.1 取样频率、信号频率与取样系统分辨率的关系.....	132
6.1.2 光取样技术的带宽.....	134
6.1.3 眼图的构建.....	136
&6.2 眼图评估信号质量原理介绍.....	136
6.2.1 信号的平均特性.....	137
&6.3 全光取样的实验研究.....	142
6.3.1 光取样门原理介绍.....	142
6.3.2 基于PPLN的光取样实验研究.....	146
第七章 展望与建议.....	154
发表的论文和申请的专利.....	156
致 谢.....	158

第一章 绪 论

1960 年美国科学家梅曼 (Meiman) 发明了第一个红宝石激光器^[1]。激光器的出现使光波通信进入了一个崭新的阶段, 虽然当时仅仅用于空间通信并不能使光纤通信迅速腾飞。从 1966 年英籍华人高锟 (K.C.Kao) 博士首次提出了低损耗的光导纤维 (简称光纤) 能传光信号的想法^[2], 到 1970 年美国康宁公司首次研制成功损耗为 20dB/km 的石英光纤^[3]以及贝尔实验室研制成功室温下连续振荡的半导体激光器 (LD)^[4], 从此人类社会真正能够进入到光通信时代。光纤通信技术所呈现蓬勃发展的速度以及对电信业乃至整个信息产业所带来的翻天覆地的变化以及对人类生活产生的影响是电信发展史上罕见的。特别是九十年代以来互联网的兴起和发展, 在传统话音业务不断增长的基础上出现了数据业务和多媒体业务的爆炸性增长, 单个用户需要的数据量急剧增加, 从以前的几百千比特增加到几百兆。目前、单个用户使用几个吉带宽的要求越来越迫切, 使得具有丰富带宽资源的光纤通信成为满足目前及未来巨大通信容量需求的唯一选择, 并促进了光纤通信技术的飞速发展^[1-6]。20 世纪末 21 世纪初, 宽带光放大器、密集波分复用 (DWDM) 技术以及高速光电子器件的发展, 单根光纤传输容量高达 10Tbit/s 和 29Pbit/s^[7-8], 2005 年日本 NTT 采用光突发路由技术通信容量已达到 10T 以上, 最大传输距离为 30,000km^[9]。光纤通信系统的初期建设投资非常巨大, 所以对电信商来说, 在短期内敷设大量的光缆显然是不切实际的。而另一方面, 已敷设单模光纤的巨大通信容量还远远没有被利用起来, 在 1.55 μm 低损耗通信窗口, 大约有 200nm 宽的可供使用波段, 相当于 25Tbit/s 的通信容量^[10]。随着各种光纤制造新技术的产生和发展, 通信窗口进一步向长波长方向和短波长方向拓展, 预计可供使用的波长范围可达 400nm^[11], 这相当于 50Tbit/s 的通信容量。单模光纤拥有巨大的通信容量使得光纤通信的应用前景十分诱人。

为了克服电/光和光/电转换过程的“吞吐量瓶颈”效应, 光纤通信系统需要使用全光多路复用技术, 以达到有效提升其数据传输速率或通信容量之目的。当前, 全光通信系统与网络所采用的光学多路复用方式主要有两种类型, 第一种被称为波分复用 (WDM)/密集波分复用 (DWDM) 技术^[7-16], 第二种是光时分复用 (OTDM)

技术^[17-25]。WDM(或DWDM)技术是利用多个不同的波长来承载各自信道(或用户)的光信号,然后将这些多路光信号在波长域中进行全光复用后,再送入到同一根光纤中进行传输,从而实现通信容量成倍、数十倍、数百倍的增长。在接收端,WDM(或DWDM)信号首先被输入到一个光学分波器件(例如,光滤波器、光纤光栅或波导光栅阵列等波分解复用器)对各个波长予以分离,然后再针对每个单波长的光信号进行光电转换,从而可以有效地克服电子器件工作速率的限制,实现大容量/超大容量光通信。20世纪80年代末,AT&T贝尔实验室美籍华人被誉为“波分复用之父”厉鼎毅博士首次提出了WDM技术,英国南安普敦大学和AT&T贝尔实验室的研究人员率先报道了掺铒光纤放大器(EDFA),光纤通信革命随着这两种技术的商业应用而出现了^[7-18]。目前,WDM技术已经成熟,其发展趋势是向更高单信道速率和更多复用信道数方面发展,在实际运营商使用的设备中单波长40Gbit/s的光纤通信系统已经开始商用化^[7,8]。虽然WDM技术已经成熟并被广泛地应用于世界各国干线和城域网的扩容,但仍然存在一些根本性的技术问题亟待解决。首先,普通掺铒光纤放大器的增益带宽只有35nm,采用双波段泵浦方式可以将EDFA的增益带宽扩展到约84nm^[26],采用掺碲工艺的EDFA可以实现76nm的放大带宽^[27],即使采用喇曼放大技术实现的喇曼放大器也只能达到约100nm的放大带宽^[28]。由于DWDM系统中所采用的信道间隔一般是50GHz,最小也能达到35GHz^[29],显然光放大器的有限放大带宽限制了DWDM系统中可能提供的最大信道数。况且光放大器还存在着增益不平坦问题,这在长途光纤通信系统中应用时,会因为链路使用了多个级联的光放大器而恶化其总增益的不平坦度,并且降低了该光放大链路的总带宽,因此会影响DWDM信号的传输质量。其次,随着DWDM系统中复用信道数的增加、波长信道间隔的减小和DWDM光信号功率的提高,光纤非线性效应对DWDM系统传输性能的影响会越来越严重^[30],特别是光纤的四波混频效应(FWM)和交叉相位调制效应(XPM)。为了解决这一问题,Corning和Lucent等公司分别推出了大有效面积非零色散位移光纤(LEAF和RS-TrueWave光纤),通过改变光纤的零色散点来抑制包括FWM在内的非线性效应,并取得了一定的效果^[26]。另外,由于光纤的色散斜率不为零,这就导致了波分复用系统中不同波长信道的色散大小是不同的,如何同时实现对所有波长信道的色散补偿也是波分复用光纤通信系统所面临的新课题。除此之外,开发出波长稳定且大范围可调谐的窄谱线光

源和如何有效解决波分复用/解复用器性能不理想所造成的信道串扰等，都是DWDM技术所面临的技术难题^[6]。

由于WDM/DWDM存在着如上所述的局限性，从九十年代中期以来，光时分复用(OTDM)技术在全世界范围内受到了大家的重视并得到了深入的研究。与电的时分复用(ETDM)原理相似，简单来讲，光时分复用技术是将多路信道的光信号在时域中进行分割复用，即利用不同的时隙将多路信道的光信号经过同一根光纤进行传送。因此，OTDM信道的复用/解复用是直接针对光信号而言的，电光(E/O)转换和光电(O/E)转换则分别在复用之前和解复用之后进行，从而克服了电子器件的速率限制。1988年，美国贝尔实验室研究人员报道了第一个速率为 $4 \times 4\text{Gbit/s}$ 的OTDM实验系统^[30]，至今短短的二十年时间里，OTDM技术取得了飞速的发展^[17-30]。例如，结合偏振复用技术，日本NTT的M. Nakazawa报道了单信道最高速率为 1.28Tbit/s 的OTDM实验系统^[31]；德国的HHI的H. G. Weber采用DQPSK技术实现了单通道 1.28Tbit/s 和 2.56Tbit/s 的传输^[19]。

目前，相对于WDM/DWDM技术而言，OTDM技术还很不成熟，其所需的许多光信号处理器件和关键技术尚处于实验室水平，离实用化还有相当一段距离。但与WDM/DWDM技术相比，OTDM技术仍具有其不可替代的潜在优势^[29-36]：(1) OTDM系统工作在单一波长状态，因而只需单波长光源并对其波长稳定性也要求不高。与DWDM相比，使用OTDM可大量的减少传输系统所需光电器件如激光器、调制器和光接收机的数量。一般来说，所用器件的数量、复杂程度及其尺寸大小的降低，可以减小整个系统的体积、造价、电力消耗；(2) OTDM技术可实现的单信道速率达几百甚至上千 Gbit/s ，具有很高的速率带宽比，如果和WDM技术结合，可以更有效地利用单模光纤的带宽资源；(3) 使用单波长的OTDM系统可以有效地避免四波混频(FWM)、交叉相位调制(XPM)、喇曼散射(SRS)等非线性效应对光纤传输系统性能的影响；(4) 与WDM/DWDM相比，OTDM技术对光放大器的放大带宽和增益平坦度要求不高。另外，采用OTDM技术构建的全光网络在网络管理等方面具有更大的灵活性，为未来的全光网络提供一个更具吸引和发展前景的解决方案^[32-36]。

OTDM技术至今还没能实用化，确实也存在着一些技术难点。首先，OTDM系统的单路信道速率很高，光纤的偏振模色散(PMD)^[37-39]和高阶模色散对系统性能的影响会随着信道速率的提高而越来越严重，例如在给定的调制码型条件下，不考

考虑光纤的非线性和色散斜率的影响时, 40Gbit/s系统的色散余量是 10Gbit/s系统的 1/16。特别是PMD, 已成为目前高速光通信系统中重要的性能限制因素, 这是因为在中距离(300~1000km), 长距离(1000~3000km)以及超长距离(大于3000km)光纤和其他商用光学器件的PMD会导致信号畸变^[40,41]。虽然目前已提出了诸多的PMD补偿方案^[42-44], 但问题的最终解决尚需时日。其次, OTDM系统所需要的许多关键信号处理器件尚不成熟或者尚没研制出来^[45-46], 包括超快光随机存储器、光逻辑门、全光时钟恢复单元或光锁相环、全光信号再生器等, 这也制约着OTDM技术的实用化进程。WDM技术和OTDM技术有着各自的优缺点, 单靠WDM或OTDM在提高整个光纤系统的通信容量方面都有其局限性。很显然, 取长补短将二者的优势结合起来, 就可以更加有效地提高光纤通信系统的通信容量并相对地降低系统实现的复杂性^[7, 8, 11, 17, 18, 47-50]。例如, 在一个WDM+OTDM系统中, 相对于采用单一的WDM或OTDM技术而言, 可以适当地增大WDM的信道间隔从而减小系统的非线性串扰, 也可以适当地降低单路OTDM信道速率从而降低对超短光脉冲源的要求和减小高速超短光脉冲信号传输的难度等。目前, 采用WDM技术和OTDM技术相结合的方案已分别在在一根单模光纤中实现了 10.92Tbit/s (273×40G)^[7]和 10.2 Tbit/s (256×42.7G)^[8]的传输速率, 并有望成为未来高速大容量光纤通信系统的最佳选择之一。

1.1 通信光源发展历程

无论是对于已经发展得相对成熟的 WDM 系统, 还是对于正在发展中的 OTDM 系统、WDM 与 OTDM 结合的系统、未来可能成为主流的相干光通信以及特殊用途的光卫星通信系统, 通信光源永远是光通信系统的核心器件。通信光源的性能、可靠性和成本直接影响着整个系统的通信容量、稳定性和成本, 自从光通信诞生开始, 通信光源就扮演着极为重要的角色。

对于通信系统中的光纤和半导体激光器而言, 它们互动式演进过程成为其基本特性, 在 20 世纪 70 年代末, 多模石英光纤承载了早期 AlGaAs 激光器在 850nm 附近的输出光。在 20 世纪 80 年代, InGaAsP 激光器则充分发挥了单模石英光纤在 1300nm 处色散最低以及在 1550nm 处衰减最小的优点^[146]。现在, 大部分光纤通信系统工作在 1550nm 波长即 EDFA 窗口内, 而短距离光纤传输系统也可工作在

1300nm波长。因此，目前主流的商用激光器仍然以直接调制分布反馈式（DFB）半导体激光器为主。这种激光器的优点主要是易于用信号电流直接调制激光器产生所需要的光信号用于光纤传输，输出光功率高，工作温度范围大，成本低^[145]。随着系统容量的不断增加，单通道上传输 10Gbit/s数据现已逐渐被 40Gbit/s数据取代，这就需要开发具有高速数据调制能力的通信光源。虽然用数据电流信号直接调制半导体激光器能够产生所需要的光数据信号，但是由于在进行信号调制时激光器内部的载流子浓度也受到了调制，这就会导致频率啁啾现象，使得激光器输出光信号的频谱明显展宽^[142]。当具有频率啁啾的光数据信号经过光纤传输时，光纤色散将会导致传输后的光脉冲展宽得更为严重，因此频率啁啾限制了光纤通信系统的最大传输距离^[51]。在实际应用中，一种有效避免啁啾效应的方法是采用外部调制。这可以通过在DFB激光器的输出端级联一只外部光调制器（例如，电吸收调制器或铌酸铯电光调制器）来加以实现。由于半导体激光器仅受到一个恒定直流的偏置，故它将产生一个连续波（CW）光。此时，如果在DFB激光器的输出端，将数据电压信号施加到外部光调制器上实现对CW光的信号调制，则在该调制器的输出端即可获得所需要的光数据信号^[143]。当前的集成光学技术能够容易地将DFB激光器与电吸收调制器（EAM）进行单片集成，以实现小体积、低驱动电压、高可靠的光发射机。工作于 10Gbit/s的这种带有EAM的光发射机已经商用化了。随着DWDM系统、OTDM系统、WDM和OTDM相结合的系统以及存在巨大潜力的相干光通信系统的使用和研发，目前通信光源存在多样化发展格局，其中主动锁模光纤激光器、半导体主动锁模激光器、增益开关激光器、波导激光器已经或正在从实验室走向商用化，下面我们将逐一介绍这些激光器。

1.2 高速通信光源的分类和发展趋势

1.2.1 半导体激光器

1.2.1.1 模拟激光器

光纤链路能同时传多个模拟电视频道，这样就能够以高性价比且可靠的方式发送有线电视（CATV）信号和提供相关信息服务。与数字光传输中的二进制开关状态不同，光纤模拟链路通过石英光纤传输幅度调制的模拟信号，类似于电视接受信号，它是视频RF信号的光学复制品。通常，针对数字传输的半导体激光器也

可以作为光纤模拟发射机的光源。不过模拟信号传输对激光器的发射特性提出了独特而苛刻的要求，因此针对模拟系统与针对数字系统的激光器有所差别，特别是线性度这一参数，模拟系统使用的激光器要求较高的线性度，同时要求需要精确地再现模拟视频信号，100 多个频道中各频道的失真都不能超过千分之一即 60dBc^[144]。光模拟传输的历史可以上溯到 20 世纪 70 年代^[52-54]。早期实验系统损伤受困于多模光纤，多纵模激光器^[53]以及光反射^[54]。而与单模光纤（SMF）匹配的单横模激光器解决了早期实验遇到的难题^[53]，不过多纵模或 FP 型激光器输出模拟信号的传输仍然受限于光纤色散。工作在 1310nm 的单纵模 DFB 激光器解决了模式噪声问题^[55]。高线性度的 1310nm DFB 激光器由于工作在最小色散波长而非常适用于模拟传输，在 20 世纪 80 年代后期终于使模拟发射机的制造成为可能，这样的发射机能保证出色的信噪比（SNR）和失真特性，在有实际意义的光纤跨段内传送了多路 SCM 信道。

1.2.1.2 直调数字激光器

对于光纤接入网、本地网（一般信息传输速率在 2.5Gbit/s 以下），需要大量物美价廉、结构简单的半导体激光器，如法布里—珀罗（FP）激光器。在中心城市的市区建设城域网，其传输距离较短、信息量大，要求光源速率达到 2.5Gbit/s 乃至 10Gbit/s，需要使用直接调制的分布反馈（DFB）半导体激光器。直调 DFB 激光器优点在于：易于用输入电流信号直接调制激光器获得光信号输出，输出光功率高，工作温度范围大，成本低^[145]。其中最大优点是在高速调制（2.5Gbit/s~10Gbit/s）的情况下仍然能够保持动态单模。目前商业应用的直接调制 DFB-LD 能够达到阈值电流 5mA 左右，在 2.5Gbit/s 调制速率下能传输上百公里。调制速率为 10Gbit/s 的直接调制 DFB-LD 也是研发热点。例如日本三菱公司 2000 年报道的应用于 10Gbit/s 局域网传输的直接调制 DFB-LD，工作波长为 1.32 μm ，在 P 型衬底上采用掩埋结构，光栅为 $\lambda/4$ 相移结构。通过减小电极面积和激光器腔长（腔长为 200 μm ），来提高调制带宽，并且通过提高耦合系数来保证器件的高温特性。在 25° C~70° C 的范围内，调制带宽都在 10 GHz 以上，在标准单模光纤中传输距离超过 20 km^[56]。2001 年，Nortel 网络公司的 J. K. White 等人报道了 10GHz 直接调制的 InGaAsP DFB 激光器，芯片温度从 25° C 到 75° C 之间可以得到恒定的输出功率和消光比，芯片温度达 85° C 时仍可以得到张开的眼图。在 83

° C时, 利用Nortel Networks的OC-192 系统作背对背传输 223-1 伪随机码测试显示无误码^[57]。2003 年, 日本Furukawa公司的H. Nasu等人首次成功地将 25GHz 间隔的波长监控器集成到商业标准的 14 管脚蝶形封装DFB激光器内, 并成功实现了从-5° C到 70° C温度变化范围内的波长锁定, 在这个温差范围内, 温度引起的最大波长漂移仅为 1.5pm, 实验预测这种集成了波长监控器的激光器在使用 25 年后总的波长漂移量也仅为 8.5pm^[58]。在 2002 年OFC会议上, 日本NTT还报道了用于短途光纤链路(VSR)上的 40Gbit/s直接调制DFB^[59]。在干线传输网络中, 对光源的调制速率和光信号的传输距离都有较高的要求。

1.2.1.2 连续波激光器级联电吸收调制器的集成组件 (Electroabsorption Modulated Lasers)

由于在直调激光器中载流子浓度也受到了调制, 这就会导致频率啁啾现象。特别是对于工作在G652 光纤 1550nm波段的单通道速率为 10Gbit/s以上的系统来讲, 因为远离该单模光纤的零色散区, 频率啁啾将会大大限制光纤通信系统的最大传输距离^[146]。而目前基于 10Gbit/s甚至更高速率的骨干网已经得到迅速的发展和应 用, 这就要求高速通信光源的频率啁啾必须控制在很小甚至为负的范围 内, 因此直接调制激光器不能满足要求, 必须采用外调制器方案。目前普遍采用分布反馈半导体激光器(DFB-LD)与电吸收调制器(EAM)级联的集成化光发射机模块, 其发展非常迅速。将CW激光器(如DFB激光器)与电吸收调制器相结合可构成一种非常实用的短脉冲光源。这样的光源利用了电吸收调制器的非线性吸收特性, 在适当偏置下, 只需采用正弦信号调制EAM就能产生稳定的周期性短脉冲光信号^[59-64]。这种产生短脉冲的方法具有简单、稳定、低啁啾、无抖动和电可调制性等优点, 但它的缺点是EAM的插入损耗大, 并且所产生的短脉冲不够窄。将DFB激光器与EAM单片集成可降低损耗。级联两只EAM或采用光脉冲压缩技术可产生更短的光脉冲^[148-149]。国际上, Agere、NEL、Multiplex等公司已有 10Gbit/s 速率的DFB-LD/EAM集成组件产品。由于干线光纤通信系统继续向高速、大容量的方向发展, 40Gbit/s或更高速率的DFB-LD/EAM集成组件就成为当前的研究热点^[60-62]。在 2002 年OFC会议上, H. Feng等人报道了经过结构优化设计后得到的 40Gbit/s集成化DFB-LD/EAM高速光发射机, 封装模块的调制带宽可达 45GHz, 峰峰电压 3.9V时的动态消光比为 9dB^[63]。该发射机输出的 40Gbit/s NRZ光信号经

过 4km 普通单模光纤传输后仍然可以得到清晰的眼图^[63]。Y. Akage 等人报道了利用具有行波电极的 EAM 与 DFB-LD 集成, 得到调制带宽大于 50GHz 的光发射机模块实验结果^[64]。此外, WDM 的 LD 光源也由单一波长激光器向垂直腔端面发射激光器 (VCSEL) 阵列发展。Chang-Hasnain 等最早开展多波长 VCSEL 的研究工作^{[65][66]}。2003 年, P. Kner 等报道了采用直接调制方式, 工作在 1550nm 波长附近的可调谐 VCSEL, 其输出的单模功率在 10nm 波长调谐范围内大于 0.28mW, 而最小阈值电流低于 1mA^[67]。同年, A. Filios 等又利用波长为 1.55 μm 的 2.5Gbit/s 直接调制可调谐 VCSEL 进行了传输实验, 根据使用光纤种类的不同, 无补偿的传输距离可达 100-800km^{[68][75]}。

1.2.2 光纤激光器

1.2.2.1 光纤激光器的发展历程^[76]

在光纤放大器腔内加入适当的光反馈机制后, 任何光放大器都可以转化为激光器, 这种激光器称为光纤激光器^[79-86]。光纤激光器的历史几乎和激光器一样长。美国光学公司 (American optical corporation) 的 Snitzer 和 Koester 于 1963 年首先推出光纤激光器和放大器的构思。由于光通信的迅猛发展, 光纤制造工艺与半导体激光器生产技术日趋成熟, 为光纤激光器和放大器的发展奠定了基础。随着激光二极管泵浦技术以及光纤材料和工艺研究的进展, 适合多种不同应用目的的光纤激光器也不断地涌现于世。其应用领域也已从目前最为成熟的光纤通讯网络方面迅速地向其它更为广阔的激光应用领域扩展。

(1) 1963 年世界上第一台光纤激光器^[77]

掺三价 Nd^{3+} 的玻璃光纤在氙灯横向泵浦下得到了 47dB 增益、1063nm 的激光输出。但由于光纤的热淬灭效应难以解决, 因此稀土光纤激光器的研究处于停滞不前的状态。

(2) 1973 年激光侧面泵浦技术出现, 使光纤激光器的阈值大为减小。

(3) 1974 年出现了半导体泵浦的光纤激光器^[78]。

(4) 1986 年掺铒光纤放大器 (EDFA) 出现, 不仅给光通讯带来了技术革命, 而且同时推动了掺稀土元素光纤激光器的研究。

(5) 上世纪 80 年代末期, 偏振公司 (Polaroid Corp. Cambridge, MA) 和英国南安普敦大学研制出了双包层泵浦的光纤激光器。从而取代传统意义上将单模低功

率的泵浦光直接耦合到单模纤芯的泵浦方式。这就大大提高了光纤激光器的输出功率。

(6) 1990 年半导体泵浦的可见光光纤激光器出现^[79]。

(7) 1991 年Dining实现亚皮秒被动锁模光纤激光器^[80]。

(8) 2001 年 4 月K. Furusawa等人首次利用一段在 $1\mu\text{m}$ 附近具有负色散的掺镱光子晶体光纤实现了锁模光纤激光器。其腔形是F-P腔, 利用一个声光可调滤波器实现锁模。输出脉宽为 15ps, 功率 17mW^[81]。

(9) 2002 年 11 月H. Lim等人利用光子晶体光纤在掺镱环形腔光纤激光器内实现了 100fs, 1nJ, 重复频率 60MHz的锁模脉冲输出。锁模的自启动需要声光调制器的帮助^[82]。

(10) 2002 年 12 月A. V. Avdokhin等人利用光子晶体光纤, 在掺镱“8”字型光纤激光器中实现了 850fs的锁模脉冲输出^[83]。

(11)2003 年L. F. Nelson等人利用了Stretched-pulse技术实现了 100fs, 2.7nJ的锁模脉冲输出。是目前报道过的输出能量最大的掺铒飞秒光纤激光器^[84]。

(12) 2003 年 8 月F. O. Llday等人在掺镱环形激光器里实现单脉冲能量为 5nJ, 脉冲宽度 50fs, 峰值功率 80kW, 235mW平均功率, 中心波长 $1.03\mu\text{m}$ 的脉冲输出, 这是目前输出能量最大的非光子晶体光纤的飞秒光纤激光器。其单脉冲能量和平均功率是目前最好的锁模光纤激光器的两倍, 峰值功率是先前最好的锁模光纤激光器的五倍。它的性能已经接近固体激光器^[85]。

(13) 2003 年J. Limpert等人利用光子晶体光纤实现了全光纤啁啾脉冲放大系统, 它的展宽器由普通阶跃折射率光纤(step-index fiber)构成, 放大部分由掺镱大场光子晶体光纤(PC LMA fiber)构成, 而压缩器由空气波导光子晶体光纤(air-guiding photonic crystal fiber)构成。该系统产生了平均功率为 6.0W, 峰值功率 0.82MW, 脉宽为 100fs的超短脉冲。它的优点是可能制造出体积非常小、全光纤集成的高峰值功率和高脉冲能量的光纤CPA系统^[86]。

英国的南安普敦大学的通讯研究实验室、德国汉堡技术大学、美国的Polaroid Corporation、Bell 实验室、IPG Photonics 公司、以及日本的NTT均在光纤激光器研究中取得许多重要成果。

1.2.2.2 光纤激光器的特点^[76]

光纤激光器由于其独特的波导结构，导致了它具有传统激光器所不具备的一些优点^[76, 91-108]：

- (1) 大表面积对体积比，所以散热好，可使用简单的风冷；
- (2) 低阈值；
- (3) 高增益(单程增益达 50dB)；
- (4) 高插电效率(可高达 20%) 光纤激光器只消耗相当于 1%的灯泵激光器所需电能，同时其效率是半导体泵固体激光器(Nd 激光系统)的两倍以上；
- (5) 理想的光束质量；
- (6) 结构紧凑，体积小；
- (7) 易于实现与光纤的耦合，易于进行光传输；
- (8) 适合低成本、批量生产；
- (9) 高稳定、高可靠性、易于维护、长寿命(>100khrs)、低成本。

现在，光纤激光器是由很长的掺杂双包层光纤和高可靠性、多模、单发光体半导体激光器组成，该半导体激光器为光纤外包层提供泵浦光。这些单发光结构的半导体二极管的寿命高出条型结构的半导体二极管 10 到 100 倍，是高可靠性和长寿命运行的关键所在。目前，基于相同可靠性设计的通讯产品用的半导体泵浦激光器在 5W、25 度室温下测试的平均连续工作无故障时间(MTBF)值超出 20 万小时。

光纤激光器的商用机型已经实现万瓦级，并且根据用户的需要可以实现 10 万瓦级的特别设计和生产。世界著名的激光器厂商如德国通快公司(Trumpf)、罗芬西那(Rofin-Sinar)、杰欧光学(Jenoptik)、美国相干公司(Coherent)、光谱物理公司(Spectra-Physics)都在从事有关大功率激光的生产和研发。目前从事大功率的光纤激光器研究和生产的厂家有美国的 JDS Uniphase 和德国的 IPG Photonics 等。

随着市场需求量的增长和生产工艺的不断完善，半导体泵浦激光器和光纤组件的生产成本将会大大降低，将会使得光纤激光器的成本与等效的传统激光系统成本相比更低，加之其优异的性能，光纤激光器将对传统的激光器行业产生巨大而积极的影响。

1.2.2.3 光纤激光器的分类

自从光纤激光器诞生开始，它在通信、生物化学、医疗、核试验、光传感、光纤陀螺、大功率激光器、高精度加工等方面显示了独特的优势，它的种类也变得纷繁多样。光纤激光器按腔型分类可分为^[76]：

- (1) Fabry-Perot 直线腔光纤飞秒激光器(介质反射镜型和光纤布拉格光栅型 FBG)；
- (2) 环形腔光纤飞秒激光器；
- (3) “8”字形光纤飞秒激光器。

按锁模方式可分为：

- (1) 主动锁模；
- (2) 被动锁模；
- (3) 主被动混合锁模。

按掺杂稀土元素的不同，主流的光纤飞秒激光器主要有以下两种类型：

- (1) 掺铒光纤飞秒激光器(1.55 μm 波长)，位于普通石英光纤的负色散区；
- (2) 掺镱光纤飞秒激光器(1.03 μm 波长)，位于普通石英光纤的正色散区。

按色散和非线性管理的不同主要分为^[76]：

- (1) 孤子锁模(soliton mode-locking)光纤激光器；
- (2) 展宽脉冲锁模(Stratched-pulse mode-locking)光纤激光器；
- (3) 自相似脉冲锁模(Self-similar mode-locking)光纤激光器。

1.2.2.4 被动锁模光纤激光器^[87]

被动锁模是一种全光非线性技术，能在腔内不用任何调制器之类的任何有源器件情况下实现超短脉冲输出。其基本原理可简单地解释为利用光学非线性器件对输入光脉冲的强度依赖性，得到比输入脉冲更窄的光脉冲输出。基于这种思路，被动锁模有以下几个方式：

- (1) 利用可饱和吸收体

早在 20 世纪 70 年代，可饱和吸收体已经用于被动锁模。在加成锁模技术出现前，这是被动锁模的唯一方式。通过考察吸收率随脉冲宽度变化的快速饱和吸收体，很容易理解锁模的基本原理：当光脉冲通过这种吸收体时，边缘部分损耗大于中央部分（其强度足以使饱和吸收体饱和），结果是光脉冲在通过吸收体的过程中被窄化了^[76]。

被动锁模的脉冲形成十分复杂^[88]，它源于自发辐射的输入涨落经过多次往

返, 形成其强度足以使吸收体饱和的强脉冲, 此时才能被吸收体捕捉到。脉冲不断窄化直到其谱宽可与增益带宽相比。就光纤激光器而言, 群色散 (GVD) 和自相位调制 (SPM) 在锁模脉冲形成过程中扮演了重要角色。找到一种能对 1ps 或更快的时间量度产生响应的快速可饱和吸收体显得尤为关键。1991 年一种超晶格的半导体材料首次用在环形掺铒光纤激光器 (EDFL) 实现了被动锁模, 输出了 1.2ps 的双曲正割脉冲^[89]。1993 年, 所用超晶格吸收体由 82 个周期构成, 每个周期由 7.8nm 厚的 InGaAs 吸收层和 6.5nm 厚的 InP 透明层构成, 经优化腔长, 锁模后的脉宽达到 840fs, 单脉冲能量 0.85nJ, 重复频率 22MHz^[90]。2008 年俄罗斯的 A. V. Tausenev 等人报道了使用一种碳纳米管作为饱和吸收体在环形的 EDFL 中实现了锁模, 输出了 7mW、重复频率 50MHz、脉宽 177fs 的光脉冲序列^[91]。

(2) 利用非线性光纤环形镜

在光纤激光器中使用半导体可饱和吸收体的不利之处是破坏了其全光纤结构。选择非线性光纤环形镜 (Sagnac 干涉仪) 是一种解决办法, 它具有与强度有关的透射特性, 可以像饱和吸收体一样窄化脉冲^[91-95]。使用非线性光纤环形镜进行被动锁模的光纤激光器, 因其腔的形状而通常被称为“8”字形激光器。其锁模物理机制成为干涉或加成脉冲锁模。非线性放大环形镜 (NALM) 于 1991 年首次用于光纤激光器的被动锁模^[92]。一般来说使用“8”字形激光器很难得到窄于 100fs 的光脉冲。为了得到更短的光脉冲, 这需要将 EDFL 的输出脉冲经过 EDFA 放大, 然后用色散位移光纤进行压缩, 可获得 30fs 的锁模脉冲输出^[92]。

(3) 利用非线性偏振旋转效应

当一个脉冲的两个正交偏振分量在光纤中传输时, 自相位调制 (SPM) 和 XPM 效应引起的强度依赖的偏振态变化可用于光纤激光器锁模^[93-95]。该环形腔内, 在两个偏振控制器之间置有一偏振隔离器作为锁模元件, 偏振隔离器起隔离和偏振器双重作用, 光在离开隔离器后是线偏振的。随后一个偏振控制器将其偏振态改变为椭圆偏振。在脉冲传播过程中, SPM 和 XPM 导致的相移分别作用于两个正交偏振分量上, 使其偏振态非线性相移是强度相关的。调节另一个偏振控制器迫使在脉冲中心部分线性偏振, 使得偏振隔离器能透过脉冲中央的高强度部分而阻隔低强度脉冲边翼, 结果脉冲在腔内往返一次后有微小窄化。这种情况与使用快饱和

吸收体相似。

非线性偏振旋转技术于 1992 年首次用于被动锁模光纤激光器，并表现出优越的工作性能^[93-94]。到 1992 年底，已使用这种技术获得稳定并能自启动的亚皮秒脉冲（452fs）输出，重复频率为 42MHz^[95]。1993 年，在环形腔内采用一段平均正GVD掺铒光纤，得到能量和峰值功率分别是 90pJ和 1kW的 77fs脉冲^[147]。

1. 2. 2. 5 主动锁模光纤激光器

被动锁模激光器的重复频率都是与腔长相关的，其重复频率一般为几十兆赫兹到一百多兆赫兹^[88-95]。同时，被动锁模激光器的重复频率无法和外部设备（或通信数据）的时钟信号同步。由于存在着这两个缺点，被动锁模激光器很难在光纤通信系统/网络中作为通信光源使用。对于高速/超高速光通信来讲，由于数据时钟信号的重复频率在几个GHz到几十GHz，甚至上百GHz的水平，因此使用主动锁模光纤激光器能够满足这一要求。这方面的研发工作已经得到了长足地发展^[96-105]。

主动锁模要求腔内光场的振幅或频率（或相位）的调制频率等于（或整数倍于）模式间隔^[91-108]。根据所调制的是振幅还是频率，分别称为AM（振幅调制）或FM（频率调制）锁模。主动锁模脉冲的形成原因可定性理解为：AM和FM都产生调制边频，频率间隔由调制频率决定，当调制频率等于纵模间隔时，这些边频和相邻模式叠加，这种叠加导致相位同步。谐波锁模掺铒光纤激光器的性能在不断改善，锁模脉冲的速率也在不断地被提高^[96-106]。早在 1990 年，利用高速LiNbO₃调制器将光脉冲重复频率提高到 30GHz^[106]；1999 年利用谐波锁模获得了 64GHz、脉宽为 3.3ps的光脉冲序列^[100]；到 2001 年谐波锁模光纤激光器已能产生 154GHz的光脉冲序列^[98]。主动锁模光纤激光器由于具有重复频率高、脉冲窄、抖动低、波长易于调谐、脉冲形状对称等特有的优势，在未来的光通信中，必将占有一席之地。

1. 2. 3 增益开关半导体激光器

增益开关半导体激光器由于具有体积小、结构简单、重复频率高且可调、通用性好、低成本和高稳定性等特点，受到大家的广泛关注，并从 20 世纪八十年代末开始在全世界得到大量研究（文献请参阅第二章的[1-16]）。由于增益开关激光器本身输出的光脉冲序列存在着定时抖动和频率啁啾大、脉冲宽度较宽、脉冲

相位的相关性差等缺点,因此它在现代光通信系统中的应用就受到了限制。但是,随着消抖动技术和脉冲压缩技术的不断进步,增益开关激光器必将在未来高速/超高速光通信中发挥重要作用,本论文在第二章将详细地研究这种激光器,在此不再赘述。

1.2.4 其他光源

目前,在实验室里使用的高速通信光源还有半导体主被动锁模的激光器,它们的重复频率一般在 10GHz 到 40GHz,波长可以调谐,其输出光脉冲信号具有低抖动和 1ps 左右的脉宽。但是,由于锁模半导体激光器需要特殊的制造设备进行生产,存在着制造工艺复杂和价格昂贵的问题,并且其工作稳定性也不好。因此,半导体主被动锁模激光器目前还没有在光通信系统中得到广泛使用。

最近几年里,波导激光器由于体积小、成本低、稳定性好,腔长可以做到很短,受到大家的重视。2001年Berton E. Callicatt成功研制了掺Er/Yb的被动锁模波导激光器,输出脉冲8.2ps,重复频率10MHz^[107];2002年John B. Schlager在玻璃上刻波导,成功的制作了被动锁模波导激光器,波长在1540nm,脉冲宽度为皮秒级,抖动为14fs^[108-109]。这些激光器的成功研制已在通信光源领域开辟出了一个新的研究方向。

1.2.5 发展趋势

高稳定性超短脉冲光源是实现超高速光通信系统/网络和超宽带光学采样示波器的关键部件。如果想在光纤通信工程方面发挥主导作用,超短脉冲光源必须满足以下要求:

(1) 光源的发光波长应该与光纤的工作窗口一致,而且为保证系统长期稳定工作,光源的波长稳定性相当重要。另外人们希望光源的光谱宽度尽量窄,光源的光谱宽度直接影响到系统的传输带宽,它与光纤的色散效应相结合,导致噪声的产生,影响系统的传输容量和中继距离。

(2) 光源的输出功率必须足够大,光源输出功率的大小直接影响光通信系统的中继距离。光源的输出功率越大,系统的中继距离就越长,但是如果光源的输出功率太大,使光纤工作于非线性状态,则是光纤通信系统不允许的。

(3) 高可靠性、寿命长。光源的工作寿命长,通信才可靠。目前通信工程要求光源平均工作寿命为 10⁶ 万小时(约 100 年),一般不允许中断通信。

(4) 输出效率尽量高, 即耗电量尽量低, 而且要在低电压下工作。这样, 对于无人中继站的供电就比较方便。目前输出效率的标准是大于 10%, 将来希望达到 50%。

(5) 光源应该价格低廉, 能批量生产, 同时体积小、重量轻、便于在各种场合应用。

未来高速通信是 WDM 传输系统, OTDM 传输系统, 还是 WDM 和 OTDM 混合系统, 是处于研究阶段的相干传输系统, 还是正在如火如荼研究的量子通信, 我们不能过早下结论, 但是光通信的发展一定是高速、低成本、高保密方向发展的。无论何种通信系统, 发射机和接收机是不可少的部件, 本论文谈到的光通信源, 主要沿着三个方向发展: 更低成本, 更高速率和更多功能。

&1.3 光取样技术的发展状况

现代大容量光通信网络中如何进一步提高单波长的传输速率是研究领域的一项永恒课题。目前单波长 40Gbit/s 传输率的波分复用 WDM 系统已经成为各大厂商关注的热点^[7-8], 随着光时分复用 OTDM 技术的发展, 在单一波长上利用 RZ 码实现了 1.28Tbit/s 传输速率^[31], 利用 DQPK 码实现了 2.56 Tbit/s 高速传输^[19]。在如此高速度的光通信系统中如何对传输信号的质量进行测量是保证通信网络可靠性的关键问题, 目前使用电取样示波器和超快光电探测器测量系统的测试带宽只有 65-70GHz, 能准确测量最短光脉冲只有 7ps^[110]。对于单路信道速率超过 100Gbit/s 的高速通信网络已经无法用传统的电子仪器测量传输信号质量。采用光取样测量技术则是突破电子速度瓶颈成为超高速网络中信号质量测量的关键技术^[110-141], 目前利用光取样示波器已经可以测到 1.28Tbit/s 粗略波形^[31], 可以精确测量 640Gbit/s 的眼图^[139-140]。光取样示波器有较广的应用, 可用于强度调制 (OOK) 的高速数据流的波形和眼图测量^[110-140], 相位调制的星座图 (Constellation Diagram)^[141], 高速激光器亚皮秒和皮秒级脉宽, 偏振状态的时域分解图以及光纤传输的损伤调研^[110]。

超宽带光学示波器主要包括超短光脉冲源系统、超快光学采样子系统、光电转换及模数转换子系统、信号处理子系统、成像显示子系统以及控制子系统 6 个子系统组成。首先用超短脉冲多次采样待测信号的包络, 经过多次采样后得到

待测信号包络不同点的强度,然后经过光电转换和模数转换后变为离散的数字信号,再通过信号处理系统计算机拟合出包络的形状,然后将拟合后的图像通过成像显示系统以直观的方式呈现。关于超短取样脉冲源,最重要的是抖动和脉宽,抖动决定了整个取样系统的抖动,而脉宽限定了取样系统的时间分辨率。一个粗略估计,抖动小于 300fs、脉宽在 1ps 左右的光取样示波器完全可以测 160Gbit/s 光数据眼图。另一个重要的参数就是超短取样脉冲源的重复频率。由于在取样示波器中光电探测的带宽一般都限定在几十兆到几百兆,取样源的重复频率不能超过这个值。在目前的报道中有四大类超短取样源,分别是半导体主动被动锁模的激光器^[111~114]、分布反馈(DFB)增益开关半导体激光器^[115~119]、连续光DFB激光器和电吸收调制器级联激光器^[120]、主动锁模的掺铒光纤激光器^[121~124]和被动锁模光纤激光器^[125~128]。超快光采样子系统是光取样示波器的核心部分,越窄的取样门意味着越高的时间分辨率。目前,采样门按使用的材料分为三大类:一是使用非线性晶体,例如在PPLN、KTP和AANP晶体中采用和频效应实现采样^[121, 122, 125, 127~131];其次是采用半导体器件,例如在半导体光放大器(SOA)中利用四波混频(FWM)、交叉增益调制(XPM)效应实现超短取样门^[132, 133],使用EAM或SOA构造一个较复杂的超快非线性干涉仪^[134]以及用SOA构造的增益透明非线性干涉仪作为取样门^[135~137];三是利用超短脉冲在光纤中的超快Kerr非线性效应产生超短门,例如在HNLF中的四波混频^[138]、参量放大^[123]和交叉相位调制^[124]都可以实现超快取样门。

随之通信系统的容量不断增加,网络速度的不断上升,网络范围的不断扩大,光取样示波器在未来的通信中将发挥越来越重要的作用。它将向着更便携、低价位、高稳定、高带宽、多功能化发展。它在未来高速通信中的作用,我们拭目以待。

1.4 论文的组织安排

本论文的组织安排如下:第一章介绍光通信发展历程,通信光源的发展历史现状和光取样示波器的发展及应用;第二章介绍增益开关激光器的理论和实验研究;第三章介绍电吸收调制器激光器的理论和实验研究;第四章介绍光脉冲的压缩理论和实验研究;第五章介绍光取样示波器取样源的理论和实验研究;第六章

介绍全光取样技术的理论和实验研究；第七章展望与建议。

参考文献

- [1] T. H. Maiman, Nature 187, 1960:493
- [2] C. K. Kao and G. A. Hockham, “Dielectric-fiber surface waveguide for optical frequency”. Proc. IEE, 1966:1151-1158
- [3] F. P. Kapron, D. B. Kek and R. D. Maurer, Appl. Lett. 1970, Vol (17) :423
- [4] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and S. Sumski, Appl. Phys. Lett. 1970, Vol (17) :109
- [5] Y. K. Park, T. V. Nguyen and O. Mizuhara. “Field demonstration of 10-Gb/s line-rate transmission on an installed transoceanic submarine lightwave cable”, IEEE Photon Technol. Lett., 1996, 8(3) :425-427
- [6] 杨罕 “光通信用短脉冲源的研制及其在波长变换中的应用研究” 吉林大学博士论文：1-10 吉林大学
- [7] K. Fukuchi, et al. “10. 92Tbit/s(273×40Gbit/s triple-band/ultra-dense WDM optical repeated transmission experiment ”, OFC2001, Postdeadline paper, PD24, Anaheim, CA, march 2001
- [8] S. Bigo, et al. “10. 2Tbit/s(256×42. 7Gbit/s)PDM×WDM transmission over 1000km Teralight fiber with 1.28bits/s/Hz spectral efficiency”, Proc. OFC2001 Postdeadline paper, PD24, Anaheim, CA, March 2001
- [9] P. S. Cho, P. Sinhat, D. Mahgerefteh, et al. “All-optical 2R regeneration of 10Gbit/s RZ data transmitted over 30, 000km in a dispersion-managed system using an electroabsorption Modulator”, OFC`2000, WM22:1-4
- [10] W. S. Lee, D. Garthe, G. A. Pettitt, et al. “40Gbit/s TDM transmission over 160km (2×80km) of standard nondispersion-shifted fiber” OFC`97: 244-245
- [11] G. A. Thomas, B. L. Shraiman, P. F. Glodis and M. J. Stephan, Nature 404, 2000: 262

- [12] M. Schmidt, M. Witte, F. Buchali, E. Lach, E. Le Rouzic, S. Salaun, S. Vorbeck, and R. Leppla, "8 × 170 Gbit/s DWDM field transmission experiment over 430 km SSMF using adaptive PMD compensation," in Proc. 30th Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC2004), Stockholm, Sweden, Paper PD TH4.1.2
- [13] E. Lach, K. Schuh, M. Schmidt, B. Junginger, G. Charlet, P. Pecci, and G. Veith, "7 × 170 Gbit/s (160 Gbit/s + FEC overhead) DWDM transmission with 0.53 bit/s/Hz spectral efficiency over long haul distance of standard SMF," Proc. 29th Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC2003). Rimini, Italy: 68 - 69
- [14] N. S. Bergano and C. R. Davidson. "Wavelength division multiplexing in long-haul transmission systems", J. Lightwave Technol, 1996 14(6): 1299-1308
- [15] T. Tsuritani, A. Agata, K. Imai, et al. "35GHz-spaced-20Gbps×100WDM RZ transmission over 2700km using SMF-based dispersion flattened fiber span", ECOC 2000, Post-Deadline Papers, 1.5
- [16] T. Healy, F. C. Garcia Gunning, E. Pincemin, B. Cuenot, A. D. Ellis, "1,200 km SMF (100 km spans) 280 Gbit/s Coherent WDM Transmission using Hybrid Raman/EDFA Amplification" ECOC2007 SESSION1.3
- [17] K. Schuh, M. Schmidt, E. Lach, B. Junginger, A. Klekamp, G. Veith, and P. Sillard, "4 × 160 Gbit/s DWDM/OTDM transmission over 3 × 80 km TeraLight™-reverse TeraLight™ fibre," in Proc. 28th Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC2002), Copenhagen, Denmark, Paper 2.1.2
- [18] A. Suzuki, X. Wang, T. Hasegawa, Y. Ogawa, S. Arahira, K. Tajima, and S. Nakamura, "8 × 160 Gb/s (1.28 Tb/s) DWDM/OTDM unrepeated transmission over 140 km standard fiber by semiconductor-based devices", in Proc. 29th Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC2003), Rimini, Italy: 44 - 47
- [19] H. G. Weber, S. Ferber, M. Kroh, C. Schmidt-Langhorst, R. Ludwig, V.

Marembert, C. Boerner, F. Futami, S. Watanabe, and C. Schubert, "Single channel 1.28 Tbit/s and 2.56 Tbit/s DQPSK transmission," in Proc. 31st Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC2006), Glasgow, U.K., 2005, Post-Deadline Paper 4.1

[20] L. M^oller, Y. Su, X. Liu, J. Leuthold, and C. Xie, "Generation of 160 Gb/s carrier-suppressed return-to-zero signals," in Proc. 29th Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC2003), Rimini, Italy: 50 - 51

[21] L. M^oller, Y. Su, X. Liu, J. Leuthold, and C. Xie, "Generation of 160 Gb/s carrier-suppressed return-to-zero signals," in Proc. 29th Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC2003), Rimini, Italy: 50 - 51

[22] S. Kieckbusch, S. Ferber, H. Rosenfeldt, R. Ludwig, C. Boerner, A. Ehrhardt, E. Brinkmeyer, and H.-G. Weber, "Automatic PMD compensator in a 160-Gb/s OTDM transmission over deployed fiber using RZ-DPSK modulation format," J. Lightw. Technol., 2005 23(1): 165 - 171

[23] T. Ohara, H. Takara, I. Shake, K. Mori, S. Kawanishi, S. Mino, T. Yamada, M. Ishii, T. Kitoh, T. Kitagawa, K. R. Parameswaran, and M. M. Fejer, "160-Gb/s optical-time-division multiplexing with PPLN hybrid integrated planar lightwave circuit," IEEE Photon. Technol. Lett., 2003 15(2): 302 - 304

[24] M. Kagawa, H. Murai, H. Tsuji, and K. Fujii, "Single channel 40 Gbit/s based 160 Gbit/s OTDM transmission over 180 km of SMF," in Tech. Dig. 7th Optoelectron. Commun. Conf. (OECC2002): 20 - 21

[25] G. Lehmann, W. Schairer, H. Rohde, E. Sikora, Y. R. Zhou, A. Lord, D. Payne, J. P. Turkiewicz, E. Tangdionga, G. D. Khoe, and H. de Waardt, "160 Gbit/s OTDM transmission field trial over 550 km of legacy SSMF," in Proc. 30th Eur. Conf. Opt. Commun. (ECOC2004), Stockholm, Sweden, Paper We1.5.2

[26] A. K. Srivastava et al. "1Tb/s transmission of 100 WDM 10Gb/s channels over 400km of TrueWave TM fiber", OFC'98, PD10

- [27]M. Yamada et al. "Gain-flattened tellurite-based EDFA with a flat amplification bandwidth of 76 nm", OFC`98, PD7
- [28]Y. Emori et al. "100nm bandwidth flat gain Raman amplifiers pumped and gain-equalized by 12-waveeength-channel WDM high power laser diodes", OFC`99, PD19
- [29]T. Tsuritani, A. Agata, K. Imai, et al. "35GHz - spaced -20Gbps \times 100 WDM RZ transmission over 2700km using SMF-based dispersion flattened fiber span", ECOC 2000, Post-Deadline Papers, 1.5
- [30]P. P. Mitra and J. B. Stark "Nonlinear limits to the information capacity of optical fiber communications" Nature411, 2001:1027
- [31]M. Nakazawa, T. Yamamoto and K. R. Tanura. "1.28Tbit/s-70km OTDM transmission using third-and fourth - order simultaneous dispersion compensation with a phase modulator", ECOC`2000, Post-Eeadline Papers, 2.6
- [32]S. W. Seo, K. Bergman and P. R. Prucnal. "Transparent optical networks with time-division multiplexing", IEEE J. on Selected Areas in Commun, 1996 14(5):1039-1051
- [33]R. A. Barry, V. W. S. Chan, K. L. Hall, et al. "All-optical network consortium-ultrafast TDM networks" IEEE J. on Selected Areas in Commun, 1996 14(5):999-1012
- [34]D. Cotter, J. K. Lucek and D. D. Marcenac. "Ultra-high-bit-rate networking :from the transcontinental backbone to the desktop", IEEE Commun. Mag, 1997: 90-95
- [35]R. A. Barry, "Optical TDM networks and technology" OFC`97, TuQ1:86-87
- [36]P. Toliver, I. Glesk, R. J. Runser, et al. "routing of 100Gbit/s words in a packet-switched optical networking demonstration (POND) node" J. Lightwave Technol. 1998 16(12):2169-2180
- [37]S. C. Rashleigh and R. Ulrich. "Polarization mode dispersion in single-mode fibers" Opt. Lett, 1978, 3(1):60-62
- [38]G. J. Foschini and C. D. Poole. "Statistical theory of polarization

- dispersion in single mode fibers” J. Lightwave Technol., 9:1439-1456, 1991
- [39]N. J. Frigo, “A geometrical model of polarization mode dispersion” , OFC`2000, WL1
- [40]P. A. Andrekson, “High speed soliton transmission on installed fibers ” OFC`2000, Tup2
- [41] [美]甘民乐 (Ivan P. Kaminow) , 厉鼎毅 (Tingye Li) “光纤通信” 第一版 北京邮电大学出版社 2006年B卷: 187~189
- [42]M. W. Chabat, T. Fuerst, J. T. Anthony, et al “Long term field demonstration of optical PMD compensation on an installed OC-192 link” , OFC`99, Postdeadline papers, PD1
- [43]A. Mecozzi, M. Shtaif, M. Tur, et al. “A simple compensator for high order polarization mode dispersion effects” , OFC`2000, WL2
- [44]Z. Pan, Y. Xie, S. Lee, et al. “Chirp-free tunable PMD compensation using Bi-linearly -chirped FBGs in a dual-pass configuration” , OFC2000, ThH2
- [45]K. L. Hall and K. A. Rauschenbach. “100-Gbit/s bitwise logic” Opt. Lett, 1998, 23:1271-1273
- [46]K. L. Hall, “High-speed TDMA techniques” , OFC`2000, Thv4
- [47]T. Morioka, S. Kawanishi, H. Takara, et al. “100Gbit/s \times 4ch, 100km repeaterless TDM-WDM transmission using a single supercontinuum source” , Electron. Lett, 1996, 32(5):468-470
- [48]T. Morioka, H. Takara, S. Kawanishi, et al. “1Tbit/s (100Gbit/s \times 10 channel) OTDM /WDM transmission using a single supercontinuum WDM source” , Electron. Let, 1996 32(10):906-907
- [49]S. Kawanishi, H. Takara, K. Uchiyama, et al. “1.4Tbit/s (200Gbit/s \times 7 ch)50km optical transmission experiment” , Electron. Lett, 1997 33 (20) :1716-1717
- [50]S. Kawanishi, H. Tkara, K. Uchiyama, et al. “3Tbit/s (160Gbit/s \times 16 ch)OTDM/WDM Transmission experiment” , OFC`99, Postdeadline papers , P1

- [51] [美]甘民乐 (Ivan P. Kaminow), 厉鼎毅 (Tingye Li) “光纤通信” 第一版 北京邮电大学出版社 2006年A卷: 481~504
- [52] Mickelson, A. R., et al. Optoelectronic Packaging, New York: J. Wiley & Sons, 1997
- [53] Chraplyvy, A. R. Tkach, R. W. Terabit/Second Transmission Experiments J. Quantum Electron. Vol. 34, 1998:2103-2108
- [54] Jayaraman, V., “Theory, Design, and Performance of Extended Tuning Range Semiconductor Lasers With Sampled Gratings”. IEEE J. Quantum Electron., 1993 Vol. 29(6):1824-1834
- [55] Nash, Kluwer. Oberg, M., et al. “Complete Single Mode Wavelength Coverage Over 40nm with a Super Structure Grating DBR Laser” J. Lightwave Technol., 1993 Vol. 13(9):1892-1898
- [56] G. Sakaino, Y. Hisa, K. Takagi et al., “Transmission characteristics of uncooled and directly modulated 1.3 micrometers distributed feedback laser diode for serial 100Giga bit Ethernet, IEEE Semiconductor Laser Con., 2000:89-90
- [57] J. K. White, C. Blaauw, P. Firth et al., 85°C investigation of uncooled 10Gb/s directly modulated InGaAsp RWG GC-DFB laser, IEEE Photon. Tech. Lett., 2001, 13(8):773-775
- [58] H. Nasu, T. Mukaihara, M. Oike et al. “25-GHz-spacing wavelength - monitor integrated DFB laser module for DWDM applications”, IEEE Photon. Tech. Lett., 2003, 15(2):293-295
- [59] K. Sato, S. Kuwahara, Y. Miyamoto et al. “Direct modulation of a distributed feedback laser for 40Gbit/s very-short-reach optical links” OFC’ 02, March:416-417
- [60] T. Ido, S. Tanaka, M. Suzuki et al. “Ultra-high-speed multiple - quantum - well electro-absorption optical modulators with integrated waveguides” . IEEE J. Light. Tech., 1996, 14(9):2026-2034
- [61] J. R. Burie, J. F. Cadiou, O. L. Gouezigou et al. “Transform limit optical

pulse at 40GHz from a 1.55 μ m module with an integrated DFB laser /electroabsorption modulator”, in International Semiconductor Laser Conference, 1998, TuD5:91-92

[62]H. Takeuchi, K. Tsuzuki, K. Sato et al. “Very high-speed light-source module up to 40Gb/s containing an MQW electroabsorption modulator integrated with a DFB laser” IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., 1997, 3(2):336-343

[63]H. Feng, T. Makino, S. Ogita et al. “40Gb/s electro - absorption - modulator -integrated DFB laser with optimized design” OFC’ 2002, March:340-341

[64]Y. Akage, K. Kawano, S. Oku et al. “Wide bandwidth of over 50GHz traveling-wave electrode electroabsorption modulator integrated DFB lasers” IEEE Electron. Lett., 2001, 37(5):299-300

[65]C. J. Chang-Hasnain, M. W. Maeda, N. G. Stoffel et al. “Surface emitting laser arrays with uniformly separated wavelengths” IEEE Semiconductor Laser Conference, 1990, Sep. 9-14:18-19

[66]M. W. Maeda, C. J. Chang-Hasnain, A. V. Lehmen et al. “Multigigabit/s operations of 16-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser array” IEEE Photon. Tech. Lett., 1991, 3(10):863-865

[67]P. Kner, T. Kageyama, J. Boucart et al. “A long-wavelength MEMs tunable VCSEL incorporating a tunnel junction” IEEE Photon. Tech. Lett., 2003, 15(9):1183-1185

[68]A. Filios, R. G. Gastrejon, I. Tomkos et al. “Transmission performance of a 1.5 μ m 2.5Gb/s directly modulated tunable VCSEL”, IEEE Photon. Tech. Lett., 2003, 15(4):599-601

[69]E. Snitzer, Optical dielectric waveguides, PGMTT National Symposium Digest, 1961, 61(1):45-46

[70]W. L. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend et al. “Er³⁺-Yb³⁺ and Er³⁺-doped fiberLasers” IEEE Light. Technol., 1989, 7(10):1461-1465

- [71] S. Yamashita and K. Hotate, "Multiwavelength erbium-doped fiber laser using intra-cavity etalon and cooled by liquid nitrogen" IEEE Electron. Lett., 1996, 32(14):1298-1299
- [72] O. Graydon, W. H. Loh, R. I. Laming et al. "Triple-frequency operation of an erbium-doped twincore fiber loop laser" IEEE Photon. Tech. Lett., 1996, 8(1):63-65
- [73] A. Bellemare, M. Karasek, M. Rochette et al. "Room temperature multifrequency erbium-doped fiber lasers anchored on the ITU frequency grid" IEEE J. Light. Technol., 2000, 18(6):825-831
- [74] B. A. Yu, J. Kwon, S. Chung et al. "Multiwavelength-switchable SOA-fiber ring laser using sampled Hi-Bi fiber grating", IEEE Electron. Lett., 2003, 39(8):649-650
- [75] 王肇颖 "光纤超短脉冲光源和全光波长变换技术的研究" 天津大学博士论文 2004 :2-5
- [76] 白晶 "飞秒掺Er³⁺光纤激光脉冲产生机理与技术研究" 中国科学院西安光机所硕士论文 2007: 1-16
- [77] E. Sintzer, Phys. Rev. Lett. 1963, 7:444,
- [78] J. Stone and Burrus, Appl. Opt. Vol. 13, P1256 1974[2] J. Stone and Burrus, Appl. Opt. 1974, 13:1256
- [79] J. Yallain, M. Monerie, H. Poignant, Electron. Lett, 1990, 26(4) :261
- [80] LN. Dining III, Opt. Lett. 1991, (16): 539
- [81] K. Furusawa Electronics letters 26th, 2001, 37(9)
- [82] H. Lim OPTICS EXPRESS 2002 10(25): 1497
- [83] A. V. Avdokhin 2003/Vol. 11, No. 3/OPTICS EXPRESS 265 — 269
- [84] L. E. Nelson, S. B. Fleischer, G. Lenz, and E. P. Ippen, Opt. Lett. 21(1996)
- [85] F. O. Ilday, J. R. Buckley, OPTICS LETTERS 2003, 28(15): 1365
- [86] I. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tunnermann 2003: 1759

- [87] Govind P. Agrawal “非线性光纤光学原理及应用” 第三版 电子工业出版社 2002 : 404-431
- [88] A. E. Siegman , lasers University Science Books, Mill Valley, CA, 1986
- [89] M. Zimgibl, L. W. Stulz, J. Stone et al. Electron. Lett. 1991 27 :1734
- [90] W. H. Loh, D. Atkinson, P. R. Morke1, et al. Appl. Phys. Lett. 1993 63:4
- [91] A. V. Tausenev, E. D. Obraztsova, A. S. Lobach, A. I. Chernov, V. I. Konov, P. G. Kryukov, A. V. Konyashchenko, and E. M. Dianov “177 fs erbium-doped fiber laser mode locked with a cellulose polymer film containing single-wall carbon nanotubes” Appl. Phys. Lett. 2008 92:171113
- [92] D. J. Richardson, A. B. Grudin and D. N. Payne, Electron. Lett. 1992 28:778
- [93] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson. “77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser” OPTICS LETTERS 1993 Vol. 18(13):1080-1082
- [94] H. A. Haus, K. Tamura, L. E. Nelson, and E. P. Ippen. “Stretched-Pulse Additive Pulse Mode-Locking in Fiber Ring Lasers: Theory and Experiment” IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS. 1995 Vol. 31(3):591-598
- [95] K. Tamura, H. A. Haus and E. P. Ippen. Electron. Lett. 1992 vol. 28: 2226-2227
- [96] E. R. Thoen, M. E. Grein, E. M. Koontz, E. P. Ippen, H. A. Haus, A. Koldziejcki “Stabilization of an active harmonically mode-locked fiber laser using two-photon absorption” .OPTICS LETTERS, 2000, Vol. 25(13):948-950
- [97] C. X. Yu, H. A. Haus, and E. P. Ippen. “Gigahertz-repetition-rate mode-locked fiber laser for continuum generation” . OPTICS LETTERS, 2000, Vol. 25(19) :1418-1420
- [98] Kazi Sarwar Abedin, Masaharu Hyodo, and Noriaki Onodera. “Active Stabilization of a higher-order mode-locked fiber laser operating at a pulse-repetition rate of 154GHZ” .OPTICS LETTERS, 2001, Vol. 26(3): 151-153

- [99] M. E. Grein, L. A. Jiang, H. A. Haus, and E. P. Ippen. “Observation of quantum-limited timing jitter in an active harmonically mode-locked fiber laser”. OPTICS LETTERS, 2002, Vol. 27(11):957 - 959
- [100] K. S. Abedin, N. Onodera, and M. Hyodo. “Generation of a 64-GHz, 33-ps transform-limited pulse train from a fiber laser employing higher-order frequency-modulated mode locking”. OPTICS LETTERS, 1999, Vol. 24(22): 1564-1566
- [101] Kazi Sarwar Abedin, Masaharu Hyodo, and Noriaki Onodera. “Active stabilization of a higher-order mode-locked fiber laser operating at a pulse-repetition rate of 154 GHz”. OPTICS LETTERS, 2001 Vol. 26(3) : 151-153
- [102] C. M. Depriest, T. Yilmaz, and P. J. Delfyett, Jr. “Ultra-low noise and supermode suppression in an actively mode-locked external-cavity semiconductor diode ring laser”. OPTICS LETTERS, 2002, Vol. 27(9): 719-721
- [103] Andrey B. Matsko, Vladimir S. Ilchenko, Anatoliy A Savchenkov, and Lute Maleki. “Active mode locking with whispering-gallery modes” J. Opt. Soc. Am. B, 2003, Vol. 20(11):2292-2296
- [104] K. Tamura and M. Nakazawa. “Dispersion-tuned harmonically mode-locked fiber ring laser for self-synchronization to an external clock”. OPTICS LETTERS, 1996, Vol. 21(24):1984-1986
- [105] G. T. Harvey and L. F. Mollenauer. “Harmonically mode-locked fiber ring laser with an internal Fabry-Perot stabilizer for soliton transmission”. OPTICS LETTERS, 1993, Vol. 18(2):107-109
- [106] A. Takada and H. Miyazawa, Electron. Lett. 1992 26:216-217
- [107] Berton E. Callicatt, John B. Schlager, Kevin L. Silverman, Robert K. Hickernell, Richard P. Mirin, Norman A. Sanford, Joseph S. Hayden, Sam Conzone, and Rob Simpson. “Single-frequency and Mode-locked Er/Yb Co-doped Waveguide Lasers”. 2001 IEEE 576-577

- [108] J. B. Schlage B. E. Callicoatt, R. P. Mirin and N. A. Sanford. "Passively Mode-Locked Waveguide Laser With Low Residual Jitter". IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2002, Vol. 14(9): 1351-1353
- [109] John B. Schlager, Berton E. Callicoatt, Richard P. Mirin, and Norman A. Sanford. "Passively mode-locked glass waveguide laser with 14-fs timing jitter". OPTICS LETTERS, 2003, Vol. 28(23): 2411-2413
- [110] Carsten Schmidt-Langhorst and Hans-Georg Weber "Optical Sampling System" Optical and Fiber Communications Reports, 2005 Rep. 2:86-114.
- [111] C. Schmidt, F. Futami, S. Watanabe, T. Yamamoto, C. Schubert, J. Berger, M. Kroh, H.-J. Ehrke, E. Dietrich, C. B"orner, R. Ludwig, and H. G. Weber, "Complete optical sampling system with broad gap-free spectral range for 160 Gbit/s and 320 Gbit/s and its application in a transmission system," in Opt. Fiber Commun. Conf. Techn. Dig., Anaheim, USA, March 2002, pp. 528 - 530, paper ThU1
- [112] C. Schubert, C. Schmidt, C. B"orner, E. Dietrich, S. Ferber, R. Ludwig, and H. G. Weber, "A gain-transparent ultrafast-nonlinear interferometer (GT-UNI) in a 160 Gb/s optical samplingsystem," in Techn. Dig. of Optical Amplifiers and their Applications, OAA, 2002, paper OTuD5
- [113] C. Schmidt, C. Schubert, S. Watanabe, F. Futami, R. Ludwig, and H. G. Weber, "320 Gb/s all-optical eye diagram sampling using gain-transparent ultrafast nonlinear interferometer (GT-UNI)," in Proc. 28th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC' 02), Copenhagen, Denmark, 2002, paper 2.1.3
- [114] C. Schmidt, C. Schubert, C. B"orner, C. M. Weinert, H. B"ulow, E. Lach, and H. G. Weber, "Investigation of intra-channel four-wave mixing at 160 Gb/s using an optical samplingsystem," in Proc. 29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC' 03), Rimini, Italy, September 21-25 2003: 990 - 991
- [115] H. Otha, S. Nogiwa, N. Oda, and H. Chiba, "Highly sensitive optical sampling system using timing-jitter-reduced gain-switched optical pulse," Electron. Lett., **33** (25), 2142 - 2144, December 1997

- [116] H. Ohta, S. Nogiwa, and H. Chiba, "Highly sensitive optical sampling system with 100 GHz bandwidth," in Proc. 24th Europ. Conf. Opt. Commun., Madrid (Spain), September 20–24 1998, pp. 503 – 504
- [117] S. Nogiwa, H. Ohta, K. Kawaguchi, and Y. Endo, "Improvement of sensitivity in optical sampling system," Electron. Lett., 1999 35(11): 917 – 918
- [118] H. Ohta, S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, "Measurement of 200 Gbit/s optical eye diagram by optical sampling with gain-switched optical pulse," Electron. Lett., 2000 36(8):737 – 739
- [119] S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta, and Y. Endo, "Highly sensitive and time-resolving optical sampling system using thin PPLN crystal," Electron. Lett., 2000 36(20):1727 – 1728
- [120] A. Otani, T. Otsubo, and H. Watanabe, "A turn-key-ready optical sampling oscilloscope by using electro-absorption modulators," in Proc. 25th Europ. Conf. Opt. Commun., 1999:374 – 375
- [121] H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Optical signal eye diagram measurement with subpicosecond resolution using optical sampling," Electron. Lett., 1996 32(15):1399 – 1400
- [122] H. Takara, S. Kawanishi, A. Yokoo, S. Tomaru, T. Kitoh, and M. Saruwatari, "100 Gbit/s optical signal eye-diagram measurement with optical sampling using organic nonlinear optical crystal," Electron. Lett., 1996 32(24): 2256 – 2258
- [123] J. Li, J. Hansryd, P. Hedekvist, P. Andrekson, and S. Knudsen, "300-Gb/s eyediagram measurement by optical sampling using fiber-based parametric amplification," IEEE Photon. Technol. Lett., 2001 13(9): 987 – 989
- [124] J. Li, M. Westlund, H. Sunnerud, B.-E. Olsson, M. Karlsson, and P. Andrekson, "0.5 Tbit/s eye-diagram measurement by optical sampling using XPM-induced wavelength shifting in highly nonlinear fiber," in Proc.

29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC' 03), Rimini (Italy), September 21-25
2003:136 - 137

[125] H. Ohta, N. Banjo, N. Yamada, S. Nogiwa, and Y. Yanagisawa,
“Measuring eye diagram of 320 Gbit/s optical signal by optical sampling
using passively mode locked fibre laser,” *Electron. Lett.*, 2001 37(25):
1541 - 1542

[126] S. Nogiwa, N. Yamada, and H. Ohta, “Broad wavelength-bandwidth
optical sampling system using wavelength-tunable soliton pulses,” in *OSA
Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 55, Optical Fiber Commun. Conf.*,
Technical Digest, Postconference Edition, Anaheim, CA (USA), March 17-22
2002: 533 - 534.

[127] N. Yamada, H. Ohta, and S. Nogiwa, “Jitter-free optical sampling
system using passively modelocked fibre laser,” *Electron. Lett.*, 2002
38(18): 1044 - 1045

[128] N. Yamada, S. Nogiwa, and H. Ohta, “Measuring eye diagram of 640
Gb/s OTDM signal with optical sampling system by using wavelength-tunable
soliton pulse,” in *Proc. 29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC' 03)*, Rimini
(Italy), September 21-25 2003, paper Mo4.6.5

[129] A. Otani, T. Otsubo, and H. Watanabe, “A turn-key-ready optical
sampling oscilloscope by using electro-absorption modulators,” in *Proc.
25th Europ. Conf. Opt. Commun.*, 1999 paper P3.2:374 - 375

[130] S. Nogiwa, H. Ohta, K. Kawaguchi, and Y. Endo, “Improvement of
sensitivity in optical sampling system,” *Electron. Lett.*, 1999 vol.
35(11): 917 - 918

[131] S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta, and Y. Endo, “Highly sensitive
and timeresolving optical sampling system using thin PPLN crystal,”
Electron. Lett., 2000 36(20):1727 - 1728

[132] M. Shirane, Y. Hashimoto, H. Yamada, and H. Yokoyama, “A compact
optical sampling measurement system using mode-locked laser-diode

- modules,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000 12(11): 1537 - 1539
- [133] M. Shirane, Y. Hashimoto, H. Kurita, H. Yamada, and H. Yokoyama, “Optical sampling measurement with all-optical clock recovery using mode-locked diode lasers” in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 54, Optical Fiber Commun. Conf., Technical Digest, Postconference Edition*. Washington DC:Optical Society of America, 2001, p. MG2.
- [134] I. Kang and K. Dreyer, “Sensitive 320 Gb/s eye diagram measurements via optical sampling with semiconductor optical amplifier-ultrafast nonlinear interferometer,” *Electron. Lett.*, 2003 39(14):1081 - 1082
- [135] C. Schubert, C. Schmidt, C. B^ochner, E. Dietrich, S. Ferber, R. Ludwig, and H. Weber, “A gain-transparent ultrafast-nonlinear interferometer (gt-uni) in a 160 gb/s optical sampling system,” in *Techn. Dig. of Optical Amplifiers and their Applications, OAA, 2002*, paper OTuD5
- [136] C. Schmidt, C. Schubert, S. Watanabe, F. Futami, R. Ludwig, and H. Weber, “320 gb/s all-optical eye diagram sampling using gain-transparent ultrafast nonlinear interferometer (gt-uni),” in *Proc. 28th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC’ 02)*, Copenhagen, Denmark, 2002, paper 2.1.3
- [137] C. Schmidt, C. Schubert, C. B^ochner, C. Weinert, H. B^ulow, E. Lach, and H. Weber, “Investigation of intra-channel four-wave mixing at 160 Gb/s using an optical sampling system,” in *Proc. 29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC’ 03)*, Rimini, Italy, September 21-25 2003, pp. 990 - 991, paper Th2.5.2.
- [138] T. Miyazaki and F. Kubota, “Simultaneous demultiplexing and clock recovery for 160 Gb/s OTDM signal using a symmetric Mach-Zehnder switch in electrooptic feedback loop,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2003 15(7): 1008 - 1010
- [139] N. Yamada, S. Nogiwa, and H. Ohta, “640 Gb/s OTDM signal measurement with high resolution optical sampling system using wavelength-tunable soliton pulses,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2004 16

(4):1125 - 1127.

[140]S. Watanabe, R. Okabe, F. Futami, R. Hainberger, C. Schmidt-Langhorst, C. Schubert, and H. G. Weber, “Novel fiber kerr-switch with parametric gain: Demonstration of optical demultiplexing and sampling up to 640 Gb/s,” in Proc. 30th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC’ 04), Stockholm, Sweden, 2004, postdeadline paper Th4.1.6

[141]C. Schmidt-Langhorst, C. Schubert, C. Boerner, V. Marembert, S. Ferber, R. Ludwig, and H. G. Weber, “Optical sampling system including clock recovery for 320 Gbit/s DPSK and OOK data signals,” in Proc. 30th Opt. Fiber Commun. Conf. (OFC 2005). Washington, DC: Optical Society of America, March 2005, paper OWJ6

[142]Govind P. Agrawal, “Fiber-Optic Communication Systems” 第三版, 清华大学出版社, 2004: 112-113

[143]Govind P. Agrawal, “Fiber-Optic Communication Systems” 第三版, 清华大学出版社, 2004: 122-123

[144] [美]甘民乐 (Ivan P. Kaminow), 厉鼎毅 (Tingye Li) “光纤通信” 第一版 北京邮电大学出版社 2006年A卷: 492~493

[145] [美]甘民乐 (Ivan P. Kaminow), 厉鼎毅 (Tingye Li) “光纤通信” 第一版 北京邮电大学出版社 2006年A卷: 500

[146] [美]甘民乐 (Ivan P. Kaminow), 厉鼎毅 (Tingye Li) “光纤通信” 第一版 北京邮电大学出版社 2006年A卷: 481

[147] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus and L. E. Nelson “77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser”, Optics Letters, 1993, 18(13): 1080-1082

[148]H. Tanaka, S. Takagi, M. Suzuki and Matsushima, “Optical short pulse generation by double gate operation of tandem connected electroabsorption modulators driven by sinusoidal voltages”, Electron. Lett, 1993 29 (16): 1499-1451

[149]F. Devaux, “Tandem of modulators for high on/off pulse

generation” ,Electronics Letters, 1997 33 (16): 1491-1492

第二章 增益开关激光器的理论分析与实验研究

半导体增益开关激光器由于其体积小、工作稳定、频率和波长可调在超高速光通信系统中备受青睐^[1-26, 28-29]。本章首先从速率方程出发,详细研究了增益开关激光器产生脉冲、脉冲宽度优化、抖动抑制以及重复频率与调制带宽关系的理论推导和数值模拟,随后分别从实验上研究了不同重复频率下偏置电压、调制电流与输出脉冲宽度的关系、外注入式和自注入式抖动抑制、激光器的波长可调谐性以及非制冷式半导体增益开关激光器的稳定性。

2.1 基本原理及理论模型

2.1.1 脉冲产生的基本理论

一大幅度的电流信号驱动半导体激光器时,在激射开始时产生大幅度的弛豫振动。如果电流保持一定,则弛豫振动衰减,然后转移到稳定激射状态,如果在振动一个周期终了时停止电流注入,则可以得到有弛豫振动数决定的宽度单一的短光脉冲。如果重复上述的过程,就能得到周期性的脉冲。利用注入电流使增益急剧变化,因此而引起激射的开始与停止,称这个方法为增益开关。具体实现就把信号重叠在注入电流上来驱动半导体激光器,就能够调制激射强度。这种直接调制是简便高效率的,还能够高速调制,使半导体激光器能够在许多方面获得应用,这就是它的特征。用直接调制驱动的半导体激光器中,载流子和光子随时间的变化相互作用,就显示出不同于稳定状态的复杂行为。当我们用大幅度周期的电流信号驱动激光器时,就会产生周期与注入电信号一致宽度几十皮秒的超短光脉冲序列。

增益开关激光器的基本原理可以用图 2.1 来简单解释^[5],当半导体激光器在远低于阈值电流的偏置下,外加一个矩形波电流脉冲。在初始阶段,光子密度非常小,可以不考虑感应受激效应。在这期间,载流子密度随时间几乎呈线性增加,并达到激光谐振阈值。此时,激光器谐振开始上升,载流子密度仍继续增加,当载流子密度达到最大的瞬间,激光器的谐振急剧上升,积累的增益(载流子)以尖锐的光脉冲形式一举激发,同时,载流子密度急剧减小到谐振阈值以下。驱

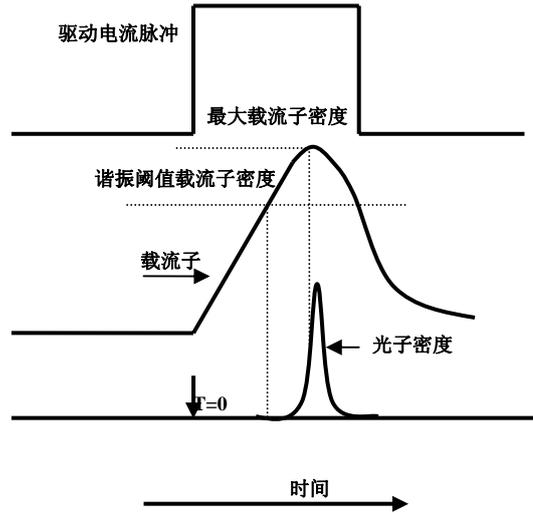


图 2.1 增益开关中的载流子密度和光子密度随时间的变化

电流脉冲也同步地下降到偏置电流^[9]。

在半导体激光器中发生的增益开关效应可以用下面的速率方程 (2.1) (2.2) (2.3) 表示^[1-4,6-10]，分别表示的是在增益开关条件下，光子浓度、载流浓度和脉冲的相位关系式。N是载流子浓度，S是光子浓度，I是注入的电流，e是电子电量，V是受激层体积， τ_s 是自发辐射载流子寿命， τ_p 是光子寿命， Γ 是限制因子(在光谐振腔内部所有光能中，有源层内部所包含的比例，对于多数半导体激光器， Γ 约为百分之几十的程度， ε 非线性增益耦合因子， β 自发辐射因子， N_0 透明载流子浓度。

$$\frac{dS(t)}{dt} = \frac{\Gamma G(N - N_0) \cdot S(t)}{1 + \varepsilon \times S(t)} - \frac{S(t)}{\tau_p} + \Gamma \beta N / \tau \quad (2.1)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{e \cdot V} - \frac{N(t)}{\tau_s} - \frac{\Gamma G(N(t) - N_0)}{(1 + \varepsilon \cdot S(t))} S(t) \quad (2.2)$$

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \Gamma \frac{\partial G}{\partial N} (N - N_0) \quad (2.3)$$

谐振光脉冲宽度的粗略估计，可根据 (2.1) 式的近似表达导出。根据图 2.1，假定在谐振光脉冲上升期间，载流子密度上升已经足够，那么可以近似表示为 $N \approx N_{\max}$ 。若在该期间，可以忽略 (2.1) 式中第三项的自发辐射，还可视为第二项比第一项小。另外，在谐振光脉冲上升期间，光子密度还很小，(2.1) 中的第一项的分母可置换为 1。根据这样的近似，(2.1) 式可以表示为

$\frac{dS(t)}{dt} \approx \Gamma GN_{MAX} S(t)$ ，光脉冲上升时间 $\tau_{rise} \approx \frac{1}{\Gamma N_{MAX}}$ 。假设在谐振光脉冲下降期间，载流子密度和光子密度已经足够小，那么 (2.1) 式可以近似为第二项，而且下降期间的时间常数等于 τ_p 。若谐振光脉冲宽度 $\Delta\tau$ 用 τ_{rise} 和 τ_p 之和近似表达^[9]，则为：

$$\Delta\tau \approx \frac{1}{\Gamma N_{MAX}} + \tau_p \quad (2.4)$$

$$\tau_p = \frac{n}{C(\alpha + \frac{1}{L} \ln(\frac{1}{R}))} \quad (2.5)$$

该式中的 L 为激光介质长度，R 为端面反射率。

从该公式可以得出，为得到更短光脉冲，必须加大微分增益 G 和最大载流子密度 N_{max} ，同时要缩短光子寿命 τ_p 。要加大 N_{max} ，半导体激光器的有源层泄漏电流分量必须充分小，而且在高驱动电流电平上也要具有能有效抽运的结构；为了加大微分增益，采用量子阱结构是有效的；谐振腔越短， τ_p 越短。从另一个方面我们很容易理解增益开关激光器产生脉冲的宽度和激光器的调制带宽直接相关，激光器的调制带宽越宽，所能得到的脉冲越窄。下面着重叙述激光器的调制带宽与激光器的设计参数相关性：

半导体张弛震荡的基本公式为^[5]：

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{\Gamma \eta S_0}{\tau_p} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

式中 $\eta = \left(\frac{\partial G}{\partial N} \right)_{N=N_0}$ 为最大微分增益。当 S_0 近似为一定时，激光器输出的功率的表

达式为：

$$P_{out} = \frac{1}{2} h\nu \frac{c}{n} \ln\left(\frac{1}{R}\right) S_0 W \quad (2.7)$$

弛豫震荡频率公式可写为^[5]：

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{2n}{C} \frac{\Gamma \eta}{h\nu \ln\left(\frac{1}{R}\right) W \tau_p} P_{out} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

$$\tau_p = \frac{n}{C(\alpha + \frac{1}{L} \ln(\frac{1}{R}))} \quad (2.9)$$

由上式可知 f_r 随如下因素增大:

- 1、增大输出光强 P_{out} ;
- 2、减小谐振腔里的光子寿命 τ_p ;
- 3、增大微分增益 η 。

由于 f_r 与这些参数的平方根成正比, 所以若没有数倍改善则效果很小。因为通过增加驱动电流而容易增加 f_r , 例如, 若 P_{out} 增加 4 倍则 f_r 增加 2 倍。但是, 增大 P_{out} 不能超过端面光强的水平, 而且在过高水平上保持 P_{out} 使半导体激光器工作, 这从寿命角度看也不是上策。 τ_p 随 α 的增大、L 的减小和 R 的减小而减小。但是, α 的增加会带来外部量子效率的下降和阈值电流的增加, R 的减小也带来阈值电流的增加。并且, τ_p 与 R 有对数依赖关系, 因此对 f_r 的影响较小。总之, 都不是上策。余下的方法就是缩短腔长 L。若 L 减小一半, 则 f_r 增加 40% 左右, 但 L 的减小会带来阈值电流和电流密度的增加, 此方法有局限性。虽然增加微分增益有各种方案, 但是, 最有效的方法是在有源层中采用量子阱结构。并用量子阱结构和量子阱结构的异常掺杂等方法, f_r 可提高数倍。

为了使半导体激光器高速工作, 改进半导体激光器的器件结构和封装结构, 以降低寄生阻抗, 最有效的方法是降低图 2-2 所示的等效电路的并联电容 $C^{[5]}$, 供给半导体激光器芯片的电流不是全部通过有源层, 其中一部分通过有源层外侧区域。该区域多数情况下存在横向扩展的 pn 结, 对于通过的电流分量, 该 pn 结等效于并联电容 C。因此, 为了降低 C, 重要的是尽量减小通过有源层外侧的电流分量。

2.1.2 增益开关激光器的抖动抑制理论

在增益开关条件下, 产生的脉冲有较大的抖动和负啁啾等特点, 在实际的应用中要求通信源能输出低抖动、变换极限的脉冲序列。为了能从增益开关激光器中得到低抖动的脉冲, 我们一般采用两种方案来抑制抖动, 一种是自种子注入,

另一种是外部种子注入。

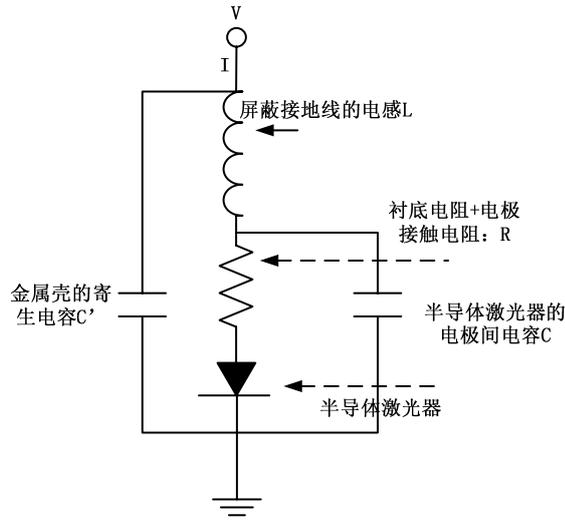


图 2.2 半导体激光器部件的等效电路

自种子注入是采用一种光学的办法把输出的脉冲光的一小部分反馈给半导体腔内，使得腔内的载流子在注入的时刻，瞬间激发达到抑制抖动的目的。一般常用自注入的方法有：光纤光栅^[11-12]，外部环路^[13]，非线性环境^[16]。该方法的特点必须让外腔长度和内腔长度精确匹配。外部种子注入方法一般采用一个外部连续光源，使其输出波长与产生脉冲的波长一致，从而实现注入连续光抑制抖动的目的。该方法可采用外部连续激光器^[17-23, 25-26]，也可利用光放大器的自发辐射噪声加一个滤波器，采用回环注入抑制抖动^[24]，该方法的特点结构复杂。

为了实现激光器长期的稳定工作和较好的操作性，一般我们采用外部种子注入的方式，外注入单纵模运转的速率方程如下^[15, 17]：

$$\frac{dS(t)}{dt} = \Gamma G(N - N_0) \cdot (1 - \varepsilon \times S(t)) S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \Gamma \beta N / \tau_s + 2f_d \sqrt{S(t) S_{inj}} \cos(\Delta t) \quad (2.10)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{eV} - \frac{N(t)}{\tau_s} - \Gamma G(N(t) - N_0) \cdot (1 - \varepsilon \cdot S(t)) \cdot S(t) \quad (2.11)$$

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \Gamma G(N - N_0) + f_d \sqrt{S_{inj} / S_t} \sin(\Delta t) \quad (2.12)$$

外注入式抖动抑制单纵模速率方程：

$$\frac{dS(t)}{dt} = \Gamma G(N - N_0) \cdot (1 - \varepsilon \times S(t)) S(t) - \frac{S(t)}{\tau_p} + \Gamma \beta N / \tau_s + 2f_d \sqrt{S(t) S_{inj}} \cos(\Delta(t)) + F_s(t)$$

(2.13)

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I(t)}{e \cdot V} - \frac{N(t)}{\tau_s} - \Gamma G(N(t) - N_0) \cdot (1 - \varepsilon \cdot S(t)) \cdot S(t) + F_n(t) \quad (2.14)$$

$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \Gamma G(N - N_0) + f_d \sqrt{S_{inj}/S_i} \sin(\Delta(t)) + F_\varphi(t) \quad (2.15)$$

$$F_s(t) = \sqrt{\frac{2S(t_i)\gamma N(t)\Gamma}{\tau_s \Delta t}} X \quad (2.16)$$

$$F_n(t) = -\sqrt{\frac{2S(t_i)\gamma N(t)\Gamma}{\tau_s}} X_s + \sqrt{\frac{2N(t_i)}{\tau_s \Delta t V}} X_n \quad (2.17)$$

$$F_\varphi(t) = \frac{1}{S(t)} \sqrt{\frac{S(t_i)\gamma N(t)\Gamma}{\tau_s \Delta t}} X \quad (2.18)$$

$\Delta(t)$ 为种子光和主激光器相位差, $\Delta(t) = \Delta\omega t - \phi(t)$, $\Delta\omega$ 为两激光器的角频率之差, F_s , F_n , F_ϕ 是朗之万噪声项, X_s , X_n , X_ϕ 高斯随机变量, $S(t_i)$, $N(t_i)$ 分别是时间间隔 Δt 开始时刻的光子和载流子浓度。

表 2.1 式中各个参数的定义

符号	名称	符号	名称
V	有源区体积	N_t	阈值载流子密度
τ_s	载流子寿命	N_0	透明载流子密度
τ_p	光子寿命	Γ	光场限制因子
α	线性增宽因子	β	自发辐射系数
ε	增益饱和系数	e	电子电量
G	微分增益		

2.2 增益开关激光的优化设计

2.2.1 超短脉冲产生数值仿真

增益开关激光器输出脉冲宽度与调制信号的频率、幅度、激光器的偏置、微分增益、光场限制因子等参数有直接关系。在实验过程中,我们能够方便调节的参数是调制信号的频率、幅度以及激光器的偏置,因此有必要通过数值计算来找

出脉冲形状、宽度与调制信号的频率、幅度以及激光器偏置的关系。而激光器的微分增益、光场限制因子以及调制带宽与激光器输出脉宽，可以通过 2.4 式和 2.6 式看出，三个参数越大，得到的脉冲宽度越窄。

采用龙格—库塔法求解速率方程组 2.1~2.3，2.2 式中的 $I(t)$ 有两部分组成，一部分是激光器的偏置 I_b ，另一部分是调制信号 $I_m \sin(2\pi Ft)$ ， I_m 是调制电流信号的幅值， F 是调制频率。

$$I(t) = I_b + I_m \sin(2\pi Ft) \quad (2.19)$$

表 2.2 式中各个参数的数值

符号	名称	数值
V	有源区体积	$7.5 \cdot 10^{-17} \text{m}^3$
τ_s	载流子寿命	$0.5 \cdot 10^{-9} \text{s}$
τ_p	光子寿命	$2.2 \cdot 10^{-12} \text{s}$
α	线性增宽因子	4
ϵ	增益饱和系数	$3 \cdot 10^{-23}$
G	微分增益	$2.10675 \cdot 10^{-12}$
N_t	阈值载流子密度	$9.9 \cdot 10^{23}$
N_0	透明载流子密度	$1.0 \cdot 10^{24}$
Γ	光场限制因子	0.5
β	自发辐射系数	$1.0 \cdot 10^{-4}$
e	电子电量	$1.602 \cdot 10^{-19} \text{C}$

在无注入条件下，不同调制频率时产生超短脉冲时偏置电流与调制电流的关系见图 2.3~2.8。根据式 (2.8) $f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{2n}{C} \frac{\Gamma \eta}{h\nu \ln(\frac{1}{R}) W \tau_p} P_{out} \right)^{1/2}$ 设 $n=3.3$, $R=0.3$,

有源层尺寸为 $L=300 \mu\text{m}$, $W=5 \mu\text{m}$, $d=0.05 \mu\text{m}$, $\tau_p=2.2 \cdot 10^{-12} \text{s}$, $\eta=3 \cdot 10^6 \text{cm}^{-3}$ 。当 $P_{out}=5 \text{mW}$ 时, $f_r=7 \text{GHz}$ 。因此表 2.2 中的参数，输出最高调制频率要低于 7GHz，才能产生增益开关的超短脉冲。图 2.3~2.8 在无注入条件下，不同调制频率时产生超短脉冲时偏置电流与调制电流的关系，图 2.3，2.4，2.5 分别在

100MHz, 2.5GHz和 5GHz正弦调制信号作用下能产生超短脉冲偏置电流和调制电流的关系, 2.6, 2.7, 2.8 分别在 100MHz, 2.5GHz和 5GHz正弦调制信号作用下, 优化偏置电流和调制电流得到最短脉冲。数值模拟结果显示在未注入种子光的条件下, 不同的调制频率, 不同的偏置电流产生超短光脉冲时对应的调制电流会有很大的不同。在相同的偏置电流条件下, 较低的频率调制时所需的调制电流比在较高的调制频率条件下所需的调制电流要低, 这是因为低速调制下, 有充足的时间补充消耗的载流子, 而在较高的调制频率时需要较高调制电流来补充产生超短光脉冲消耗的载流子, 从图 2.3、2.4、2.5 中可以明显看到在不同的调制频率条件下, 相同的偏置电流对应不同的调制电流。在相同的调制频率条件下, 随着偏置电流的增加, 调制电流会不断地减小, 是因为高偏置电流产生足够的载流子, 只需要低的调制电流就可激发超短光脉冲。图 2.3、2.4、2.5 的阴影部分表示了不同偏置下可产生超短脉冲时调制电流的变化范围, 图 2.3、2.4、2.5、清晰地表明调制频率越高, 调制电流的变化范围越大, 但是从模拟的数值结果我们发现就是在相同调制频率, 相同偏置电流条件下, 阴影部分中不同的调制电流, 产生的光脉冲宽度, 形状有较大的变化, 因此偏置电流和调制电流有一个最佳的匹配值才可产生高质量的脉冲序列^[33-34]。特别是在高频调制下, 较高偏置电流条件下会有较严重的拖尾和小的次脉冲, 这说明偏置电流不是越高越好。图 2.6、2.7、2.8 是调制频率分别为 100M、2.5G和 5GHz输出的脉冲, 脉宽分别为 183ps、13.8ps和 8.1ps。在参数不变的情况下, 使用高于 7GHz的正弦调制信号时, 只能得到正弦的光信号输出, 得不到由增益开关效应产生的超短脉冲, 这和前面的理论分析结果一致。

为了得到 10GHz 增益开关效应产生的超短脉冲, 根据根据式 (2.8)

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{2n}{C} \frac{\Gamma \eta}{h\nu \ln\left(\frac{1}{R}\right) W \tau_p} P_{out} \right)^{1/2},$$

把光场限制因子提高到 0.8, 增加输出功率,

通过优化偏置电流和调制电流, 在 $I_b=31\text{mA}$, $I_m=1\text{A}$ 时, 得到了最优的 10GHz 超短脉冲序列。图 2.9~2.11 分别表示 10GHz 的超短光脉冲序列, 10GHz 的超短脉冲序列和 10GHz 超短光脉冲产生时载流子变化情况, 从图 2.9 可以看出得到了稳定的超短光脉冲序列, 脉宽小于 10ps。

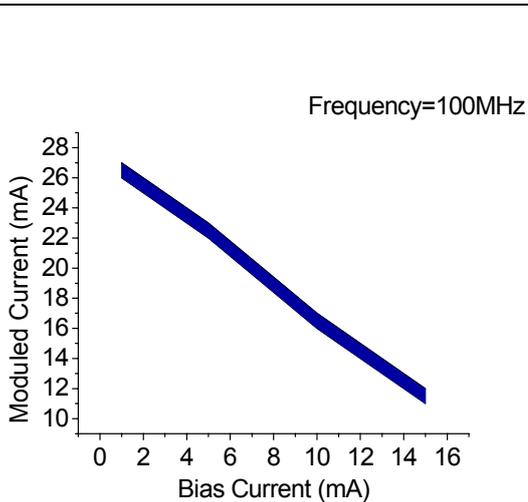


图 2.3 偏置电流与调制电流的关系 (100MHz)

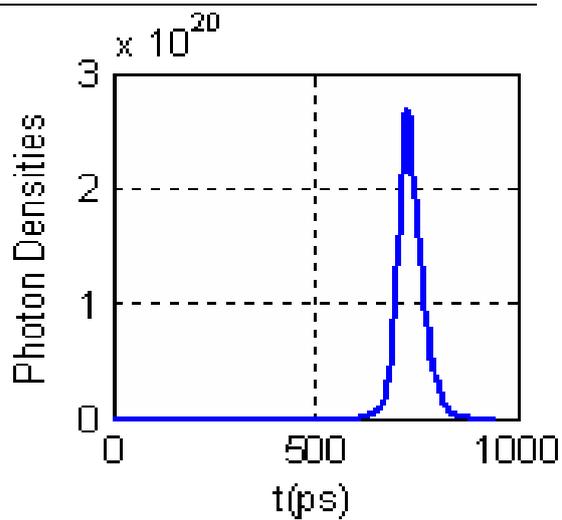


图 2.6 输出脉冲波形 (100MHz)

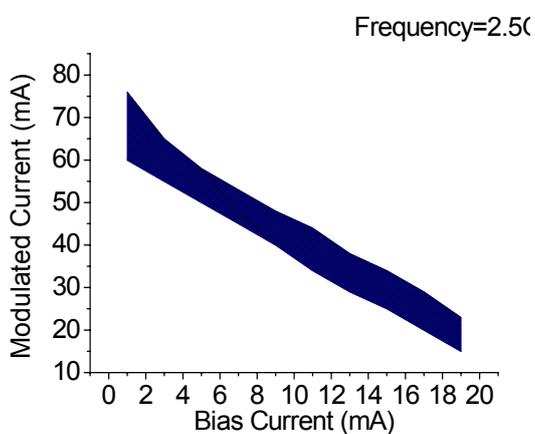


图 2.4 偏置电流与调制电流的关系 (2.5GHz)

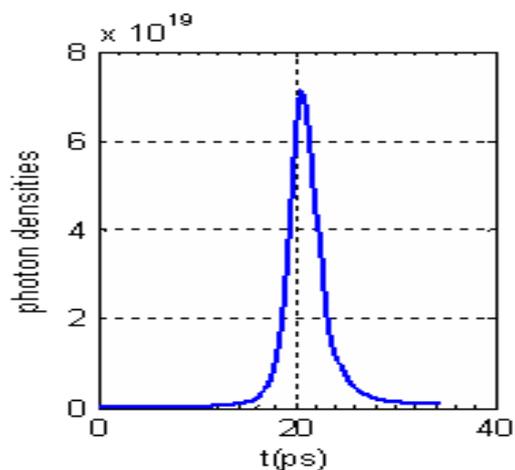


图 2.7 输出脉冲波形 (2.5GHz)

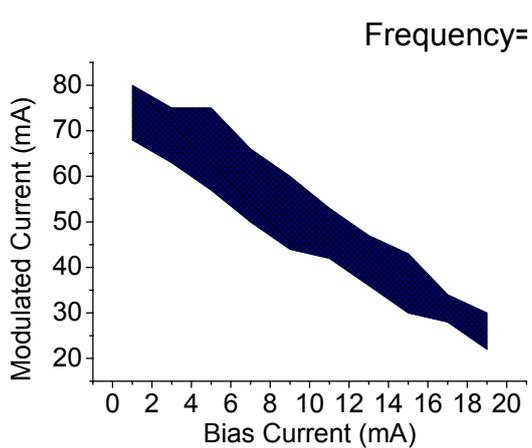


图 2.5 偏置电流与调制电流的关系 (5GHz)

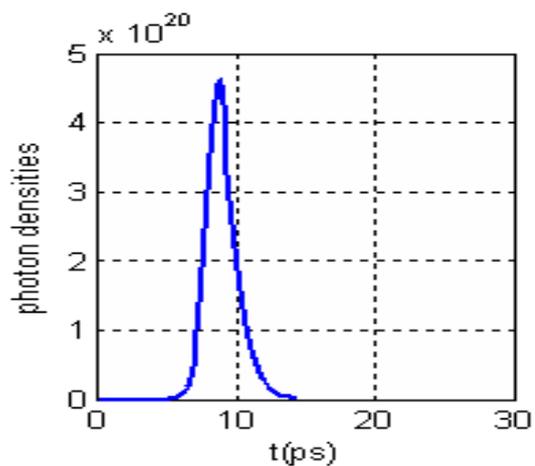


图 2.8 输出脉冲波形 (5GHz)

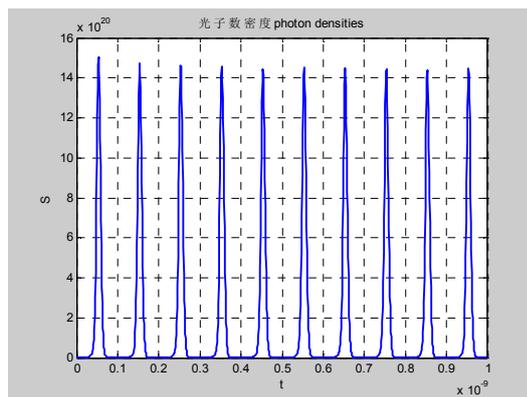


图 2.9 10GHz 的超短脉冲序列

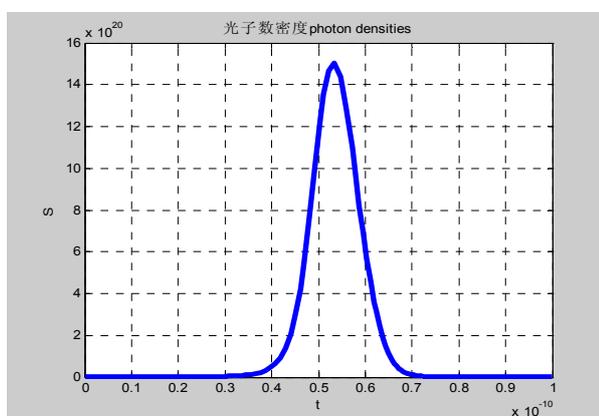


图 2.10 10GHz 的超短脉冲

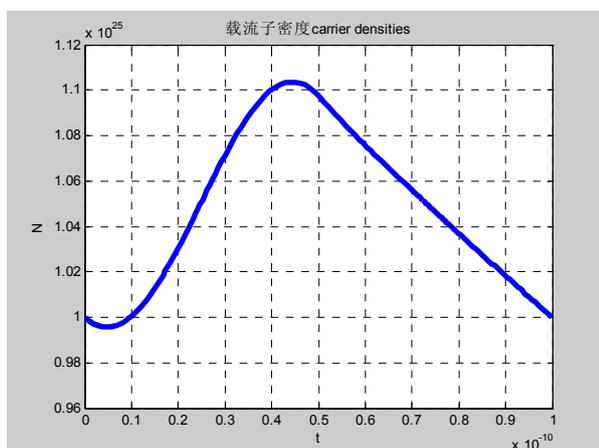


图 2.11 10GHz 超短脉冲产生时载流子变化情况

2.2.2 增益开关激光器抖动抑制研究

时间抖动定义为电脉冲与光脉冲之间时间差的标准偏差,其数学表达式为^[15]

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (t_i - t_0)^2}{N-1}} \quad (2.20)$$

其中 $t_0 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N t_i$, t_0 为接通延迟时间的平均值, t_i 为第 i 次延迟时间, 为了减小随机对结果的影响, $N=1000$ 。为了抑制抖动我们采用外注入单纵模运转的速率方程

见式 2.10~2.12, 同时为了模拟真实的实验, 分别在方程的载流子, 光信号和相位项中增加了朗之万噪声项, 见关系式 (2.13~2.18)。

(1) 注入种子光、偏置电流与接通延迟时间的关系

接通延迟时间是注入电信号与产生光脉冲的时间差, 在通信中接通延迟时间越短, 系统的实时性越好, 误码越低, 研究这个特性是十分必要的。研究注入种子光、偏置电流与接通延迟时间的关系时, 采用的是调制频率为 2.5GHz, 调制电流为 45mA, 偏置电流为 11 mA 条件下解方程组 2.10~2.12 得到的数据。

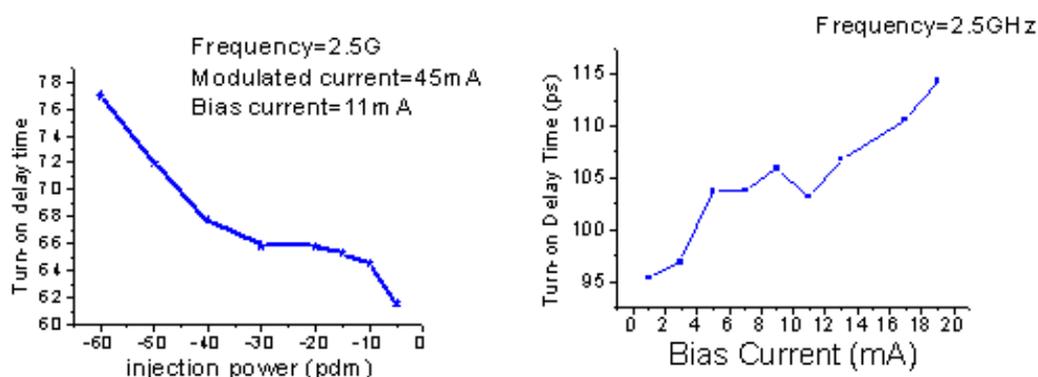


图 2.12 接通延迟时间与注入功率的关系 图 2.13 接通延迟时间与偏置电流的关系

通过数值模拟我们发现注入功率由 -60dBm 增加到 -5dBm 时, 接通延迟时间要变小大约 15ps 左右 (图 2.12), 这是由于注入种子光功率的增加, 受激辐射更容易, 提前了产生光脉冲的时刻, 这方面文献^[38]已在实验中证实。当注入功率不变, 改变偏置和调制电流产生超短脉冲时, 发现随着偏置电流的增加, 接通延迟时间是不断增加的 (图 2.13)。这说明激光器最好工作在低偏置的条件下。

(2) 注入种子光功率与脉宽抖动的关系

随着注入种子光功率的增加 (图 2.14), 抖动从 1.6ps 减小到 0.5ps 左右, 图 2.16 是没注入种子光时的脉冲图形, 其抖动约为 6ps 左右, 图 2.15 为注入种子光功率为 -22dBm 时输出图形, 抖动约为 0.6ps, 这说明注入种子光对抑制抖

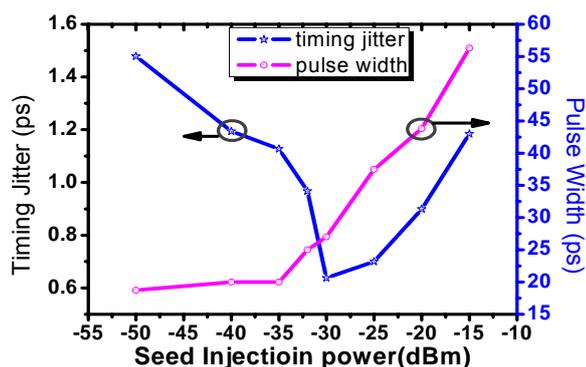


图 2.14 注入种子光功率与输出脉冲宽度和抖动的关系

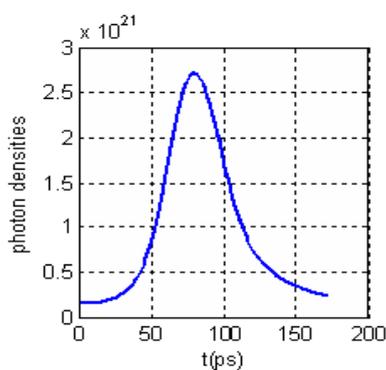


图 2.15 经种子光注入后输出脉冲抖动情况

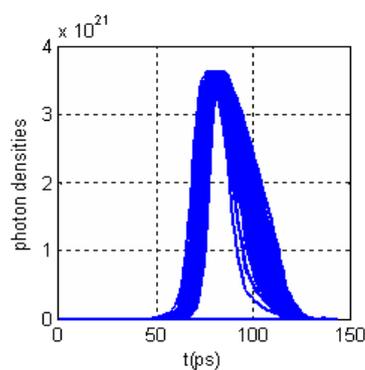


图 2.16 注入前输出脉冲抖动情况

动有明显效果。但是注入种子光在抑制抖动不是越大越好，图 2, 14 中可以看出当注入功率增加到一定程度，抖动不再减小，反而增加，此时的注入光已是一种附加性噪声。同时当注入功率增加到 -35dBm ，脉冲开始展宽，可以很明显的看到图 2.15 的脉宽要远大于图 2.16 的，文献[37]中说外种子光的注入，降低了激光器可是实现的增益幅度，因而脉宽会展宽。因此我们要综合考虑脉宽和抖动的关系，调节偏置调制电流和注入功率，使输出脉冲质量最优。我们的模拟结果很吻合文献[38, 39]中的试验结果。

(3) 偏置电流与脉宽抖动的关系

我们在数值模拟时发现抖动和脉宽对偏置电流比调制电流要敏感的多，当稍微改变偏置电流的大小，脉冲的宽度和抖动有较大的改变，也许是偏置电流对载流子浓度的影响比调制电流的影响大的原因。图 2.17 是调制频率为 2.5GHz 、调制电流为 34mA 时，改变偏置电流的抖动脉宽图。从图 2.17 中我们发现在脉宽最小处，抖动有个突然的增加随后又减小。这种现象文献[34]在实验中发现了这个现象，但没有说明理由。可能原因是脉宽最窄处，同时也是载流子浓度变化最

大处，导致了更大的不稳定性。

2.2.3 增益开关激光器的频率特性研究

由于增益开关激光器中产生脉冲带有很大的啁啾，为了更好的利用增益开关激光器，有必要研究脉冲的频率特性，以便在实际操作中更好的应用增益开关激光器。增益开关激光器的瞬态啁啾 δV ，可以用下面的表达式表示：

$$\delta V = -(2\pi)^{-1} \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} \quad (2.21)$$

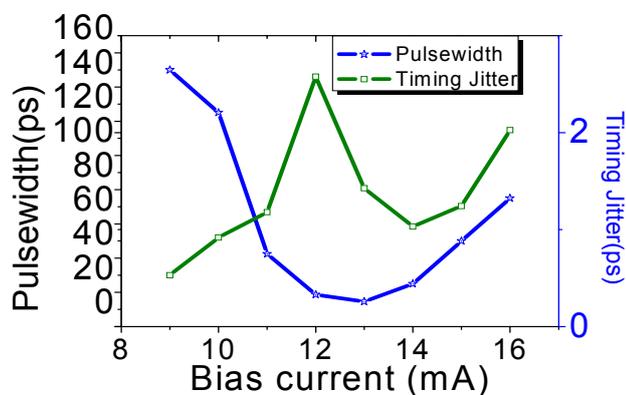


图 2.17 偏置电流对输出脉宽和抖动的影响

利用方程组 2.10~2.12 解出有关相位变化的数值再带入 2.21 式，就得出瞬态啁啾。图 2.18 和 2.20 分别是在 100MHz 和 10GHz 正弦信号的调制下，算出的啁啾变化曲线，从图中可以看出，脉冲中含有大量的线性啁啾，且是负啁啾，我们可以利用这个特性对脉冲进行线性色散补偿，来达到压缩脉冲宽度的目的，关于脉冲的压缩在后面章节中详细介绍，图 2.19 和 2.21 分别是波形图。

本节从单模速率方程出发，加上尾随机信号和注入种子光，模拟了不同调制频率条件下，偏置电流，调制电流和注入种子光与输出脉冲和抖动的关系，研究了脉冲的瞬态啁啾特点。得出以下结论：

- (1) 在无种子光注入、不同的调制频率条件下，要产生较好的超短光脉冲，偏置电流与调制电流有一个最佳的匹配值；
- (2) 注入种子功率越大，偏置电流越小，接通延迟时间越短；
- (3) 种子光的注入一方面会使抖动减小，另一方面会使光脉冲展宽，注入时需要综合考虑；

- (4) 偏置电流的微小改变对脉冲形状和抖动有较大的影响；
- (5) 增益开关激光器输出的脉冲中含有较多的线性啁啾成分，且啁啾是负的。

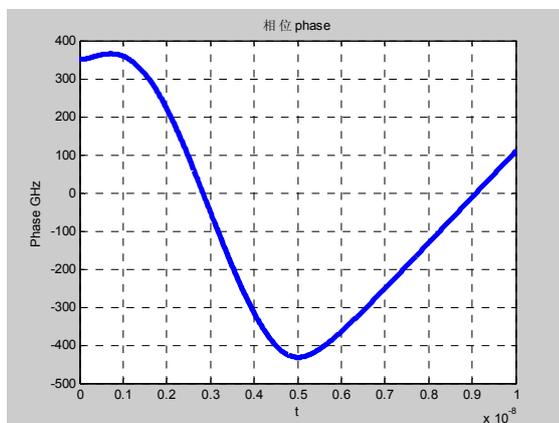


图 2.18 100MHz 增益开关激光器的相位变化

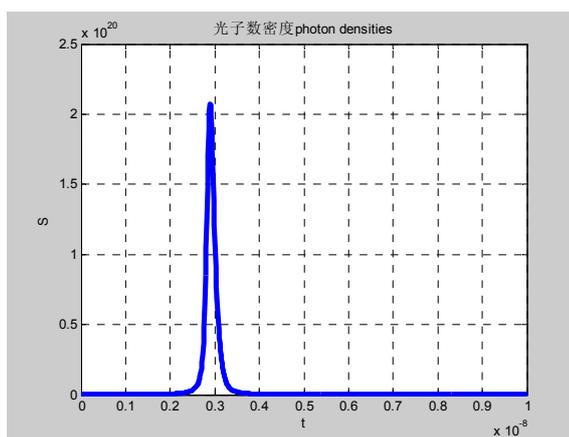


图 2.19 100MHz 增益开关激光器的单脉冲波形

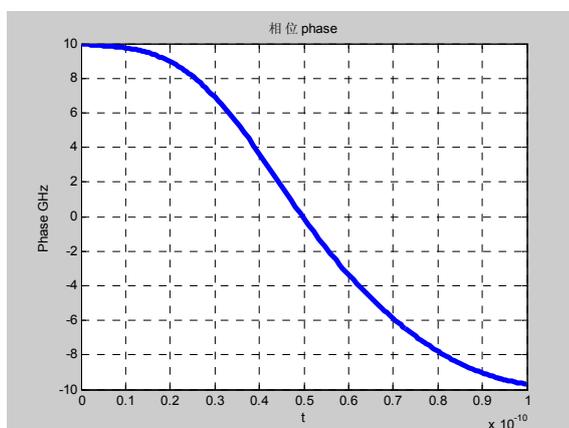


图 2.20 10GHz 增益开关激光器的相位变化

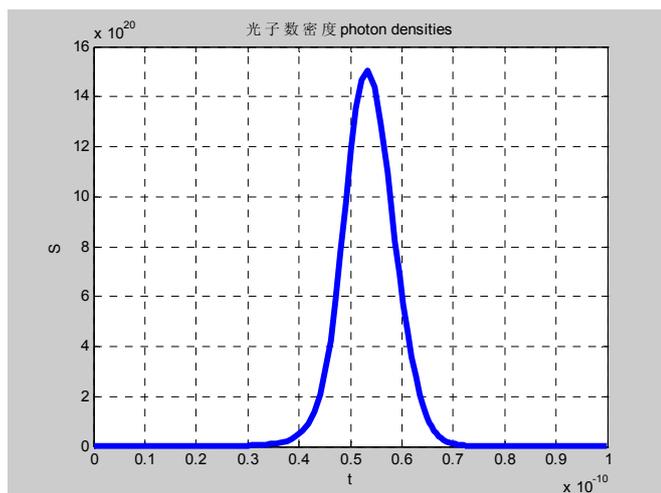


图 2.21 10GHz 增益开关激光器的单脉冲波形

2.3 增益开关激光器开关激光器的实验研究

2.3.1 100MHz 低抖动超短脉冲源的设计

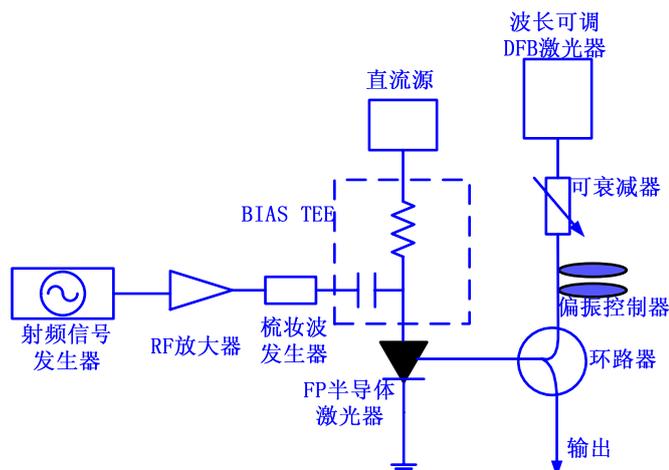


图 2.22 100MHz 外注入增益开关激光器实验装置图

图 2.22 是为低频增益开关激光器设计的实验装置图，目的就是设计一个波长可调、重复频率可调、抖动低、脉冲窄的激光器。波长可调的功能采用外部注入锁定方式，该方案需要一个波长可调、线宽窄的 DFB 激光器。此方案实现了波长可调和抖动抑制两大功能。为了得到窄的光脉冲，在电信号方面使用了一个梳状波发生器，使产生的 100MHz 的正弦信号变成脉宽大约 200 皮秒的电脉冲。该实验的详细方案将在取样源部分详细介绍。

(1) 波长可调谐的实验研究

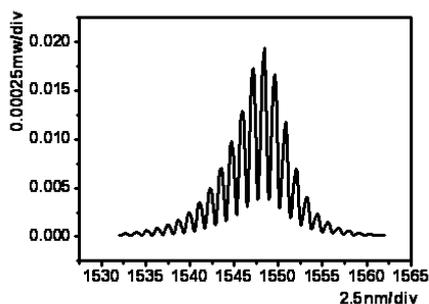


图 2.23 FP 激光器输出光谱图

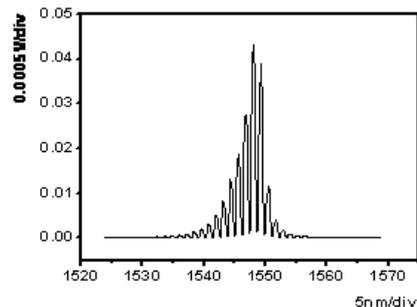


图 2.24 非注入增益开关激光器光谱图

图 2.23 是 FP 激光器在直流偏置下输出的多纵模的光谱，图 2.24 是在非注入的情况下输出的增益开关激光器的光谱。为了达到单纵模运作，我们选择了一个线宽只有 50KHz 的 DFB 可调激光器注入到激光器内，用来抑制其他模式的产生。

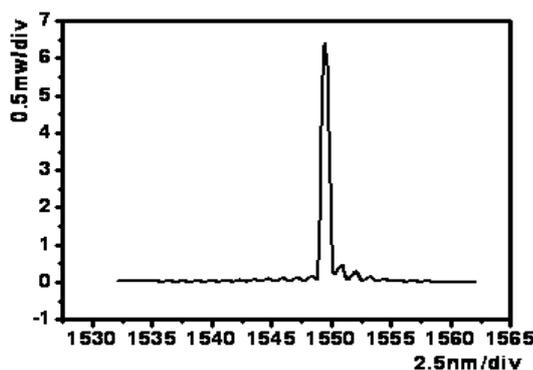


图 2.25 (a) 注入波长在中心时增益开关激光器输出光谱

图 2.24, 2.25 分别展示了注入波长在中心位置和其他位置时增益开关激光器输出的单纵模光谱，其边模抑制比大于 15dB。

(2) 抖动抑制和脉宽优化的实验研究

在增益开关激光器输出脉冲的抖动抑制与脉宽的优化相互关联，在理论部分我们已经做相关的讨论，在一定的范围内，注入的功率越大，抖动抑制越好，同时脉宽展宽越厉害。当注入功率超过 10dBm 时，抖动已无法再降低，但脉宽已经恶化地很严重了，因此注入光的功率有一个最优值。

从图 2.26 可以很清楚的看出有外部注入和无外部注入抖动的区别，无外部注入时脉冲抖动大约为 2.5ps，脉宽 25ps，注入后抖动为 500fs，脉宽为 28ps。图 2.27 是在不同注入功率下，抖动和脉冲宽度的变化。图 2.28 是单个脉冲波形图，

由 70GHz 电取样示波器测试的。

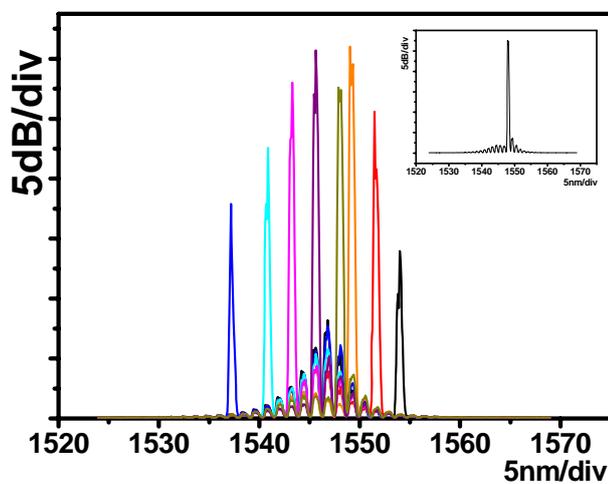


图 2.25 (b) 注入波长在不同位置时增益开关激光器输出光谱

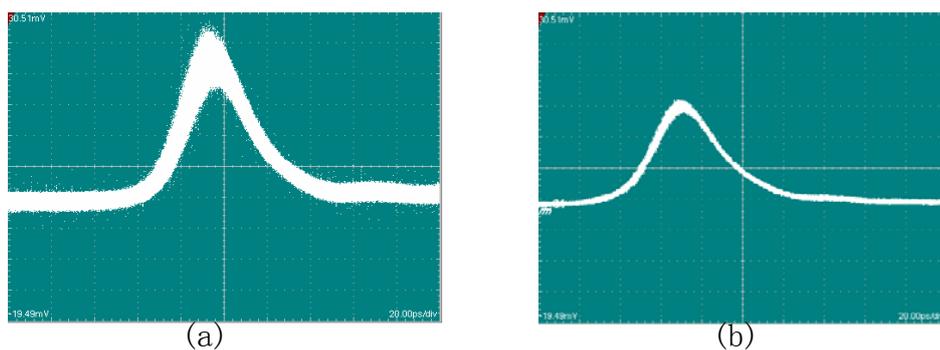


图 2.26 (a) 没有外部注入增益开关激光器输出脉冲的眼图
(b) 有外部注入增益开关激光器输出脉冲的眼图

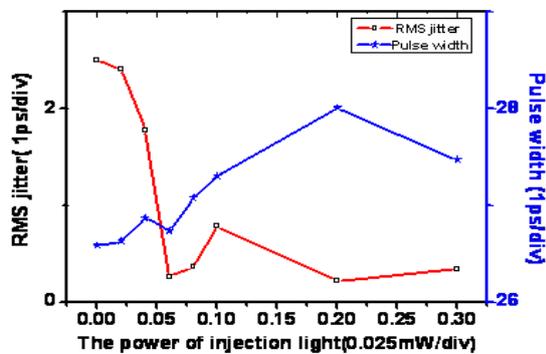


图 2.27 外注入功率对输出脉宽和抖动的影响

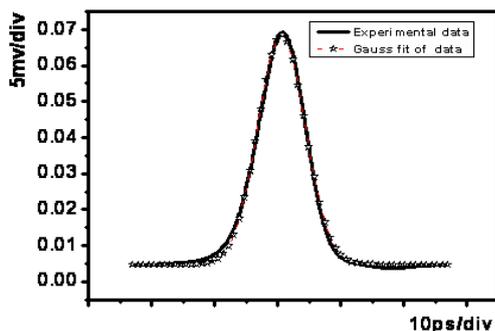


图 2.28 增益开关激光器输出单脉冲波形

2.3.2 2.5GHz, 5GHz, 10GHz 高稳定超短脉冲源的设计

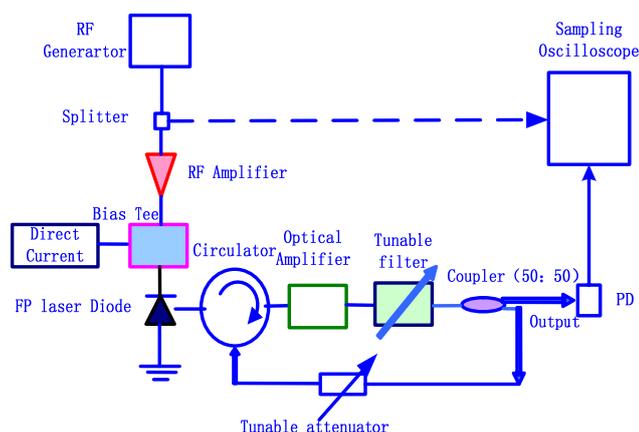


图 2.29 高频增益开关激光器实验装置图

图 2.29 是我们设计的专门用于高速通信的光源，它的特点波长可调、抖动低、脉宽窄、啁啾小、稳定性好、无需外部注入激光器。

波长可调由一个 0.3nm 可调滤波器实现，光放大器既可以是掺铒光纤放大器也可以是半导体光放大器，它的作用有两个：一是放大来自激光器的脉冲信号，二是它的自发辐射噪声作为注入种子光，反馈到激光器中抑制抖动。

(1) 激光器原理介绍

由增益开关 FP 腔半导体激光器产生的多纵模脉冲，经过一个光放大器放大后，通过一个 0.3nm 的可调光滤波器，滤波后的信号包含两部分，一是来自激光器的脉冲信号，另一部分就是由光放大器产生的自发辐射噪声（见图 2.30）。滤波后的光信号经过一个 50:50 的光纤分路器，一路作为激光器输出，另一路通

过一个可调衰减器回注给激光器，抖动抑制和单模运转。

(2) 小脉冲的抑制实验研究

本激光器系统在回注信号时，不但把光放大器的噪声回注了，同时也把脉冲信号回注了，由于回注环路的长度不和激光器的内腔长度精确匹配，因此在不同重复频率操作下，在两个脉冲间隔总有一个小脉冲，频率越低小脉冲强度越大。

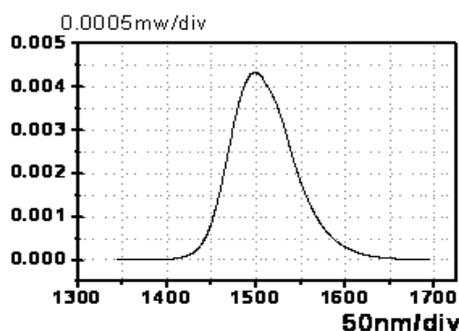


图 2.30 光放大器的自发辐射噪声曲线

这是因为在注入信号光中光放大器的噪声信号总是存在，而脉冲信号是周期的瞬时信号，当激光器操作在较低重复频率下，激光器产生两个脉冲时间间隔内，激光器在长电脉冲作用下，有足够时间和电流恢复部分载流子，在脉冲信号注入时，可以产生较弱的脉冲，（见图 2.31(a) 和 (b)）。我们采用三种办法可有效消除小脉冲：1. 降低激光器的偏置电流，以减小腔内的载流子浓度和数量；2. 通过调节光衰减器，降低注入光的功率；3. 在反馈回路上加一个高精度的光延迟线，使外腔长度与内腔长度精确匹配。图 2.31 中的 (d) (e) (f) 是方法 1 和 2 综合使用产生的，已经可以完全消除小脉冲。方法 3 是外注入和自注入结合的方式，输出功率较大。

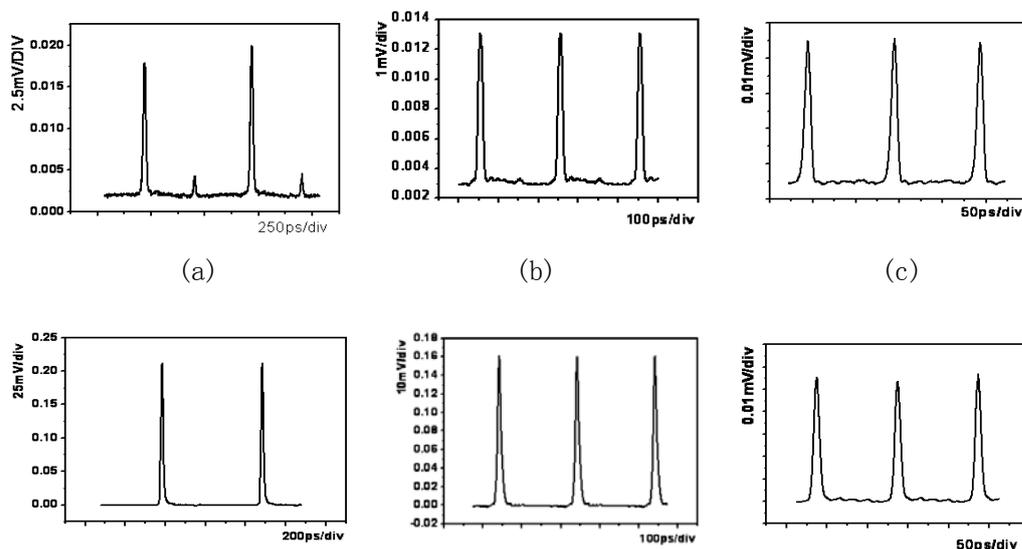
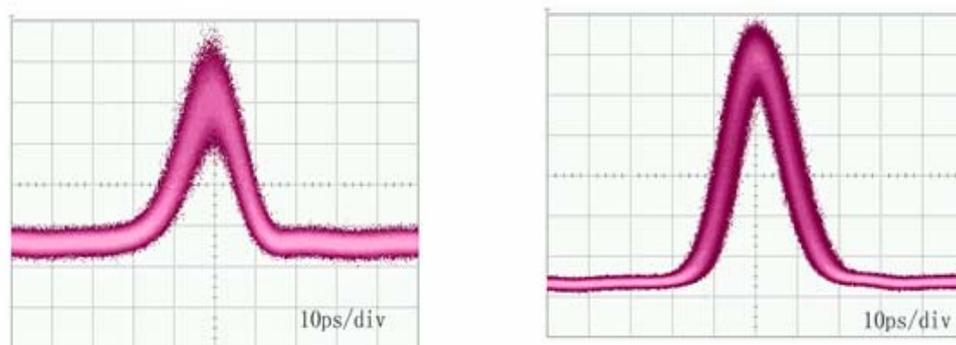


图 2.31 (a) (b) (c) 分别是优化前 1GHz、2.5GHz、5GHz 激光器输出波形

(d) (e) (f) 分别是优化后 1GHz、2.5GHz、5GHz 激光器输出波形

(3) 抖动抑制和波形优化研究

本激光器系统不但可以抑制抖动，还可以优化脉冲，使脉冲的宽度在外注入下无明显展宽，主要原因可能是窄带滤波器把脉冲两侧的非线性啁啾滤掉，达到脉冲压缩的目的。从图 2.32 中可以明显地看出，连上反馈回路后，抖动有明显的抑制，输出功率有所增加，脉宽没有明显增加。



(a)

(b)

图 2.32 (a) 断开反馈回路输出脉冲的眼图

(b) 连上反馈回路输出脉冲的眼图

(4) 波长可调谐的实验研究

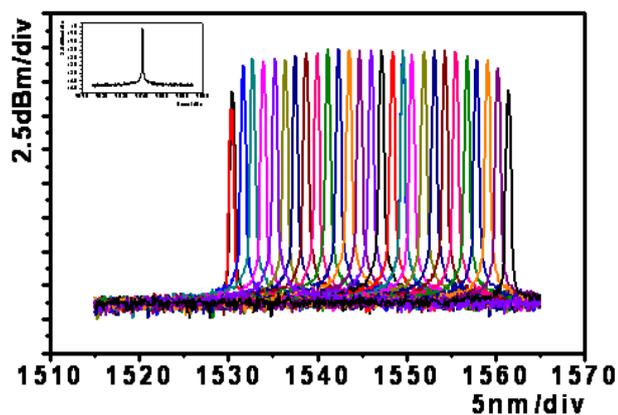


图 2.33 激光器在不同位置输出的光谱

在本激光器系统中，当可调激光器输出中心波长与激光器其中一个纵模的中

心波长一致，就可以输出较好的光脉冲。图 2.33 显示的是激光器在不同位置输出的光谱，衬页是其中一个位置输出的光谱，谱宽约 0.29nm，可调范围 1530~1563nm。

(5) 10GHz 脉冲序列的产生

把图 2.29 中激光器的调制带宽提高，换成调制带宽为 10GHz 的半导体激光器，同时更换相应电放大器、功分器和导线的带宽，可得到 10G 的脉冲序列。图 2.34 就是 10GHz 脉冲波形图和眼图。

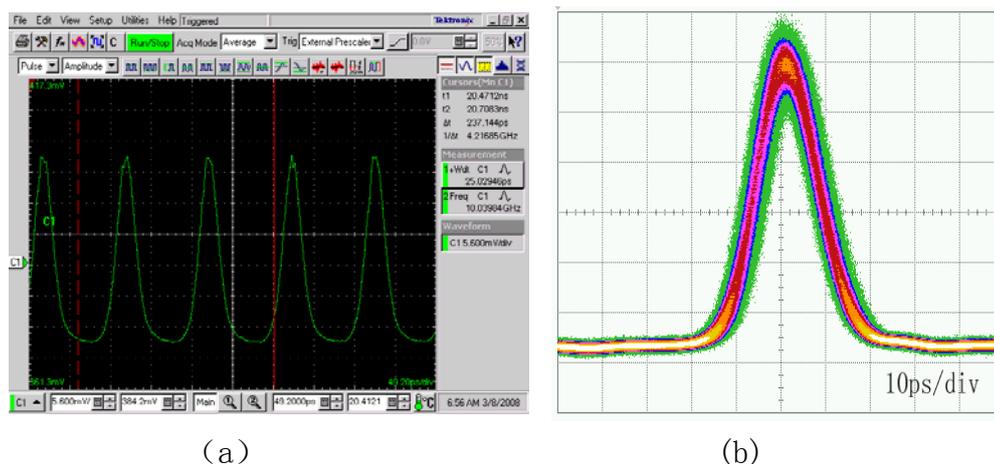


图 2.34 10GHz 的脉冲波形图 (a) 和眼图 (b)

2.3.3 非制冷增益开关激光器的实验研究

非制冷的半导体激光器由于其价格便宜、体积小、性能稳定在一定场合有很大的优势，我们采用非制冷的 FP 半导体激光器作为增益开关激光器的核心器件，研究了它的时域稳定性和频谱稳定性。图 2.35 是实验装置图。经过 7 个小时的工作，每隔一小时测试一次输出脉冲的上升沿、脉宽和中心波长，结果见图 2.36 (a) (b)。

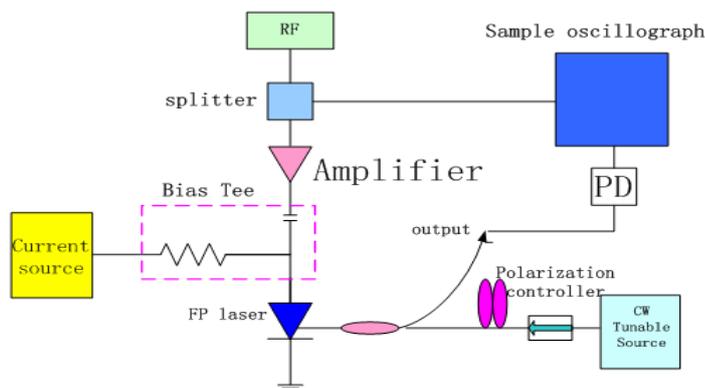


图 2.35 实验装置示意图

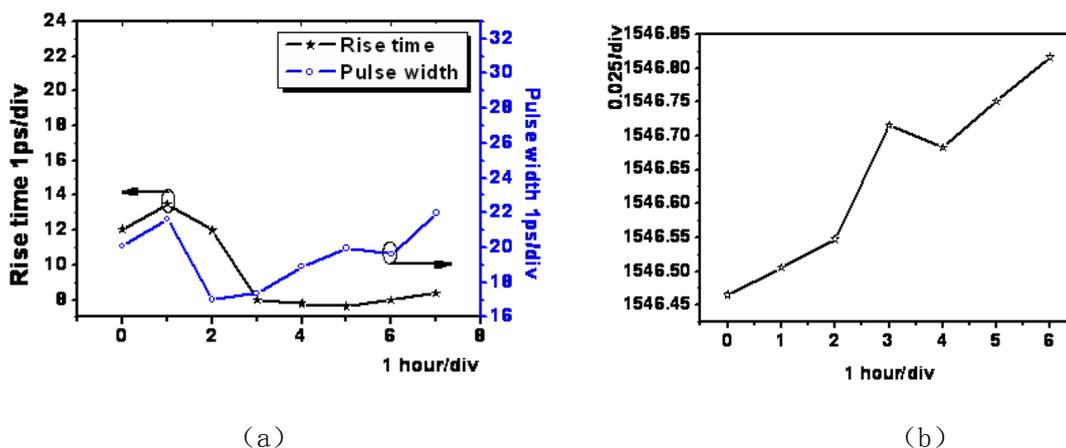


图 2.36 (a) 非制冷激光器的波形稳定性测试

(b) 非制冷激光器的频域稳定性测试

总结,本章从理论和实验两方面详细地介绍了增益开关激光器的产生、优化、抖动抑制和波长可调功能的实现。主要完成了以下几个方面:

- 1、从理论上详细研究了增益开关激光器产生脉冲的机理,以及各个参数对脉冲宽度的影响,为实验打下了坚实的理论基础;
- 2、通过速率方程仿真出了外注入种子光对增益开关激光器输出脉冲抖动的抑制;
- 3、在实验上分别实现了 100MHz、1GHz、2.5GHz、5GHz 和 10GHz 脉冲输出;
- 4、实验上研究了 2.5GHz、5GHz 外注入式抖动抑制,实现了抖动从 2ps 降到 500fs;
- 5、发明了一种利用光放大器的 ASE 噪声作为外部种子源的增益开关激光器系统,实现了 5GHz,输出 19ps 的脉冲序列,波长可实现 1530~1565nm 可调谐,申请了国际专利;
- 6、在实验上研究了非制冷增益开关激光器的温度稳定性和波长稳定性。

参考文献

- [1] M. SULEYMAN DEMOKAN AND ARIF NACAROGLU. "An Analysis of Gain-Switched Semiconductor Lasers Generating Pulse-Code-Modulated Light with a High

- Bit Rate". IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS. 1984. Vol. 20(9): 1016-1022
- [2] Patricia M. Downey, John E. Bowers, Rodney S. Tucker, and Edward Agyekum. "Picosecond Dynamics of a Gain-Switched InGaAsP Laser". IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, Vol. 23(6): 1039-1047
- [3] Marek Osinski and M. J. Adams. "Picosecond Pulse Analysis of Gain-Switched 1.55- μm InGaAsP Lasers". IEEE Journal of Quantum Electronics. 1985. Vol. 21(12):1929-1936
- [4] Shinji Tsuji, Makoto Okai, Hiroyuki Nakano, Naoki Chinone, and Michael M. Choy "Dynamic Mode Stability in Gain-Switched Quarter Wave Shifted Distributed Feedback Lasers". IEEE Journal of Quantum Electronics 1989 Vol. 25(6):1333-1339
- [5] 斋藤富士郎[日], "超高速光器件" 科学出版社, 第一版 2002年: 43~44.
- [6] Andreas G. Weber, Wu Ronghan, E. Holger Bottcher, Martin Schell, and Dieter Bimberg. "Measurement and Simulation of the Turn-On Delay Time Jitter in Gain-Switched Semiconductor Lasers". IEEE Journal of Quantum Electronics., 1992, Vol. 28(2), 441-446
- [7] L. G. Melcer, J. R. Karin, R. Nagarajan, and J. E. Bowers. "Picosecond Dynamics of Optical Gain Vertical Cavity Surface Emitting Switching in Lasers". IEEE Journal of Quantum Electronics., 1991, Vol. 27(6);1417~1425
- [8] Laurent Chusseau "Propagation of single-mode 1.5 μm gain-switched semiconductor laser pulses in normally dispersive fibers. IEEE Journal of Quantum Electronics. 1994 Vol 30(11):2711-2720
- [9] 斋藤富士郎[日], "超高速光器件" 科学出版社, 第一版 2002年: 88-89
- [10] 王徐芳。姚敏玉。徐磊 "自注入减小增益开关分布反馈激光器时间抖动的数值模拟" 物理学报2000vol. 49(3):475-479
- [11] L. P. Barry, Member, IEEE, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, and J. D. Harvey. "Characterization of 1.55- μm Pulses from a Self-Seeded Gain-Switched Fabry - Perot Laser Diode Using Frequency-Resolved Optical Gating". IEEE

- Photonics Technology Letters. 1998, Vol. 10(7):935-937
- [12] Shenping LI, K. S. Chiang and W. A. Gambling, "Wavelength tuning in self-seeded gain-switched Fabry-perot laser diode with Moire grating" Electronics Letters, 1999, Vol. 35(25):2208-2210
- [13] J. W. Chen and D. N. Wang. "Self-seeded, gain-switched optical short pulse generation with high sidemode suppression ratio and extended wavelength-tuning range". Electronics Letters. 2003, Vol. 39(8):679-681
- [14] Y. J. Chai, K. A. Williams, R. V. Penty, L. H. White "Simultaneous pulse compression and jitter reduction at 10GHz using novel self-seeding gain-switched DFB laser incorporating a DILM" 1999 OPTICAL Society of America
- [15] 王徐芳, 姚敏玉, 徐磊 "自注入减小增益开关分布反馈激光器时间抖动的数值模拟" 物理学报 2000 vol. 49(3):475-479
- [16] L. P. Barry, J. Debeau and R. Boittin Electron. Lett. 1994 vol. 30(25):2143-2144
- [17] Yasuhiro Matsui, Satoko Kutsuzawa, Shin Arahira, Yoh Ogawa, and Akira Suzuki. "Bifurcation in 20-GHz Gain-Switched 1.55- μ m MQW Lasers and Its Control by CW Injection Seeding". IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, 1998, Vol. 34(7):1213-1223
- [18] Dong-Sun Seo, Hai-Feng Liu, DugY. Kim, and David D. Sampson. "Injection power and wavelength dependence of an external-seeded gain-switched Fabry - Perot laser" 1995 Appl. Phys. Lett. 67 (11):1503-1505
- [19] L. P. Barry, Member, IEEE, P. Anandarajah, Student Member, IEEE, and A. Kaszubowska, Student Member, IEEE. "Optical Pulse Generation at Frequencies up to 20 GHz Using External-Injection Seeding of a Gain-Switched Commercial Fabry - Pérot Laser" IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2001, Vol. 13(9):1014-1016
- [20] M. Zhang, D. N. Wang, H. Li, W. Jin, and M. S. Demokan. "Tunable Dual-Wavelength Picosecond Pulse Generation by the Use of Two Fabry - Pérot Laser Diodes in an External Injection Seeding Scheme" IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS, 2002, Vol. 14(1):92-94

- [21] D. N. Wang and Xiaohui Fang. “Generation of Electrically Wavelength-Tunable Optical Short Pulses Using a Fabry-Pérot Laser Diode in an External-Injection Seeding Scheme With Improved Sidemode Suppression Ratio” . IEEE Photonics Technology Letters, 2003, Vol. 15(1):23-125
- [22] Xiaohui Fang and D. N. Wang, “Mutual Pulse Injection Seeding by the Use of Two Fabry-Pérot Laser Diodes to Produce Wavelength-Tunable Optical Short Pulses”, IEEE Photonics Technology Letters, 2003, Vol. 15(6):855-857
- [23] Yasuhiro Matsui, Satoko Kutsuzawa, Shin Arahira, and Yoh Ogawa. “Generation of Wavelength Tunable Gain-Switched Pulses From FP MQW Lasers with External Injection Seeding” IEEE Photonics Technology Letters. 1997. Vol. 9(8):1087-1089
- [24] Peng-Chun Peng, Wei-Ren Peng, Jia-He Lin, Wen-Piao Lin and Sien Chi IEEE Photon. Technol. Lett. 2004 16(11)
- [25] 王云才 “增益开关半导体激光器在外光注入下脉冲抖动的实验研究” 物理学报 2003 vol. 52(9):2190-2193
- [26] F. Mogensen, L.L. Olesen and G. Jacobse “Locking condition and stability properties for a semiconductor laser with external light injection” IEEE J. Quantum Electron 1995 vol. QF-21 :784-793
- [27] 斋藤富士郎[日], “超高速光器件” 科学出版社, 第一版 2002年: 47
- [28] M. W. K. Mak, H. K. Tsang and H. F. Liu. “Wavelength-tunable 40GHz pulse-train generation using 10GHz gain-switched Fabry-Perot laser and Semiconductor optical Amplifier” . ELECTRONICS LETTERS, 2000, Vol 36(18): 1580-1581
- [29] Masahiko Jinno. “Correlated and Uncorrelated Timing Jitter in Gain-Switched Laser Diodes” . IEEE Photonics Technology Letters, 1993, Vol. 5(10): 1140-1143
- [30] A. J. Taylor, J. M. Wiesenfeld, G. Eisenstein, and R. S. Tucker, “Timing jitter in mod-locked and gain-switched InGaAsP injection lasers ” ,

Appl. Phys. Lett. 1986, Vol. 49 (22) :681-683

[31]E. Sano and M. Shinagawa “Theoretical analysis of timing jitter in gain-switched semiconductor laser” Appl. Phys. Lett. 1989 55(7):522-524

[32]A. J. Taylor, J. M. Wiesenfeld, G. Eisenstein, and R. S. Tucker “Timing jitter in mode-locked and gain-switched InGaAsP injection lasers” Appl. Phys. Lett. 1986 vol. 49(9):681-683

[33]P. Gunning, J. K. Lucek, D. G. Moodie, K. Smith “Gainswitched DFB laser diode pulse source using continuous wave light injection for jitter suppression and an electroabsorption modulator for Pedestal suppression” ELECTRONICS LETTERS 1996 vol. 32(11):1010-1011

[34]Dong-Sun Seo, Dug Y. Kim and Hai-fang “Timing jitter reduction of gain-switched DFB laser by external injection-seeding” ELECTRONICS LETTERS 4th January 1996 vol. 32(1):44-45

[35]Masahiko Jinno “Correlated and Uncorrelated Timing Jitter in Gain-switched laser Diodes” IEEE Photonics Technology Letters, 1993 VOL. 5(10) :1140-1143

[36]A. J. Taylor, J. M. Wiesenfeld, G. Eisenstein and R. S. Tucker “Timing Jitter in mode-locked and gain-switched InGaAsP injection Lasers” Appl. Phys. Lett. 1986 vol. 49(12):682-683

[37]Claudio R. Mirasso, Pere Colet, and Maxi San Miguel “Pulse Statistics in single-mode semiconductor lasers modulated at gigahertz rates” OPTICS LETTERS 1991 VOL. 16(22) :1753-1755

[38]伍剑, 张帆, 左鹏等 “增益开关半导体激光器最佳工作状态研究” 中国激光, 2003 Vol. 30(1):12-16

[39]钟山 姜采云 伍剑 高以智 周炳琨 “5GHz光孤子” 电子学报1997 VOL. 29 (8):78-81

第三章 基于电吸收调制器激光器的理论分析与实验研究

超高光通信系统中，要求通信源具有高稳定性好、易集成、体积小、脉冲啁啾小等特点。基于电吸收调制器(EAM)的光脉冲源具有性能稳定，调制简单，易同步，输出脉冲啁啾小，脉冲宽度在一定范围内可调谐，分布反馈半导体激光器和EAM可实现单片集成，体积小，结构紧凑等特点，是通信用短光脉冲源比较理想的方案^[1-33]。作为光发射源，DFB加EAM组合方式的光脉冲输出的时域波型接近于孤子波型(sech2)^[7-9, 28, 29, 33]，这一特点使得它特别适合于OTDM光孤子传输系统。

基本原理：在连续光注入下，EAM透过率随外加反向偏压的非线性响应，使得EAM在直流反向偏压和周期电信号调制的共同作用下，可产生短光脉冲，光脉冲的重复频率等于电调制信号频率。通过采用行波电极和减小EAM的结电容和寄生电容等措施，能够有效的提高EAM的频响，可以产生 10~50GHz速率的短脉冲^[1-3]。目前，基于EAM的光脉冲源已经成功的应用于 40Gbit/s^[4]，80Gbit/s^[5]，160Gbit/s^[6]和 320Gbit/s的通信系统中，最近的报道表明，在重复率为 40GHz时，基于单一EAM可以产生小于 4ps的接近变换极限的高速超短光脉冲^[7, 8]。为了减小光脉冲宽度，可以将EAM级联(Tandem Electroabsorption Modulators)^[9, 10]起来使用。由于光信号可以连续两次通过EAM，可以减小其光脉冲宽度。EAM不但可以实现产生高速的超短光脉冲的功能，还可以作为高速光开关实现OTDM通信系统解复用的功能。和非线性光纤环境(nonlinear optical fiber loop mirror—NOLM)、TOAD(terahertz optical asymmetric demultiplexer)等基于交叉相位调制效应的全光解复用器相比，EAM解复用器结构紧凑，性能稳定，在电时钟控制下即可完成解复用功能，因此是一种更接近实用化的高速开关器件，在高速的OTDM系统中得到了广泛的应用^[12-14]。除了可以产生高速超短光脉冲和解复用外，EAM在光信号处理领域同样具有重要的作用。基于EAM的光开关可以作为相位鉴别器，用以组成高速的光电混合锁相环实现OTDM信号时钟提取功能^[22, 23]。基于EAM中的交叉吸收调制效应，还可以实现波长变换^[24]、光强度鉴别^[25]和 3R再生^[26]等功能，对于构建未来的高速、大容量的光网络具有重大意义。

&3.1 基本理论及理论分析 (pulsewidth, chirp)

3.1.1 弗朗兹-凯尔迪许 (Franz-Keldysh) 效应和量子束缚斯塔克效应 (the Quantum-confined Stark Effect)

半导体的吸收光谱以相当于带隙的光波长为界限，在短波一侧急剧增大，在吸收光谱急剧上升的区域，称为吸收边。当在半导体加上电场，吸收边就会发生移动。基于半导体的吸收效应可分为 Franz-keldysh 效应 (FKE) 和 Quantum-confined Stark 效应 (QCSE)^[27]。区别是 FKE 基于块状半导体材料，由静电吸引形成的激子束缚能小，只能在低温下观察到激子吸收现象；而 QCS 效应基于量子阱材料，由于电子和空穴被束缚厚度在德布罗意波长量级的窄带隙材料中，因此激子束缚能较体材料有很大的增加，在室温下就可以观察到激子吸收现象。电吸收调制器就是充分利用了外加电场导致波长漂移和半导体光吸收带隙展宽的效应。如图 3.1 由于 QCS 效应，当反向偏置电压幅度增加时，带隙向长波长方向移动。

器件的设计使发射波长在开状态时稍大于吸收边，因此在零偏置时只产生相对较小的光吸收。当反向偏置时吸收边向长波长方向移动并展宽。相应地，在发射波长处吸收增加，从而提供了幅度调制。吸收边的移动就是通过材料层中的弗朗兹-凯尔迪许效应和量子束缚斯塔克效应实现的。在实际应用中，在给定反偏置时 QCS 效应比 FK 效应能提供更高的消光比，因而它被应用在绝大多数通信级调制器中。下面我们主要讨论调制器的 QCS 效应。

在 3.2 图中可以观察到 QCS 效应：在高带隙层中夹着低带隙材料形成窄势阱，电荷载流子则束缚于此势阱中。图 3.2 (a) 给出了零偏置时双量子阱调制器的能带结构。它的有效带隙能量为量子阱体材料带隙和电子、空穴基态能量之和。

$$E_{\text{gap}} = E_{\text{bulk}} + E_e + E_h \quad (3.1)$$

在无限高方形势阱这种简化的情形中，量子束缚的载流子基态能量可以简单地用载流子有效质量 $m_{e/h}$ 和阱宽 L_w 来表示：

$$E_{e/h} = (\hbar/2)^2 / 2m_{e/h}L_w^2 \quad (3.2)$$

当反向偏置时，能量势的斜度导致电子被拉向右侧（靠近正极）而空穴被拉向左侧（靠近负极）。仅从几何学角度考虑，也可以清楚地看出新的有效带隙能量

$E'_{\text{gap}} = E_{\text{gap}} - \delta E_{\text{gap}}$ 小于零电场时的带隙，因而吸收光的波长范围会变小。吸收会产生电子空穴对，因此可以以光电流反推吸收的幅度和对波长的依赖性^[30]。吸收与波长并不是单调变化的关系，而是在靠近带隙处有一个明显的尖峰。这一特征是由光生电子-空穴间库仑引力产生的类氢态所导致的。这一状态称为激子，它显著地锐化了带隙形状，使我们可以用相对较弱的场产生更高的消光比。这个过程中，激子共振可以存在于很大的外电场下而不被离子化，这主要是因为：(1) 由于量子阱的约束，电子和空穴需要相对更长的时间才能通过隧道穿透效应从量子阱中逸出；(2) 量子阱层的厚度很小，使得约束在其中的电子与空穴之间的库仑作用非常明显。这种存在于半导体量子阱材料中的电吸收效应被称作量子限制stark效应(QCSE)^[5-9]。因为量子限制Stark效应，量子阱材料的吸收谱边缘比较尖锐，在外电场作用下吸收峰的光子能量向低的方向移动，即“红移”，更加明显。这些优点使得半导体量子阱材料在电吸收光调制器中得到了广泛的应用以实现器件低驱动电压和高消光比等特性。

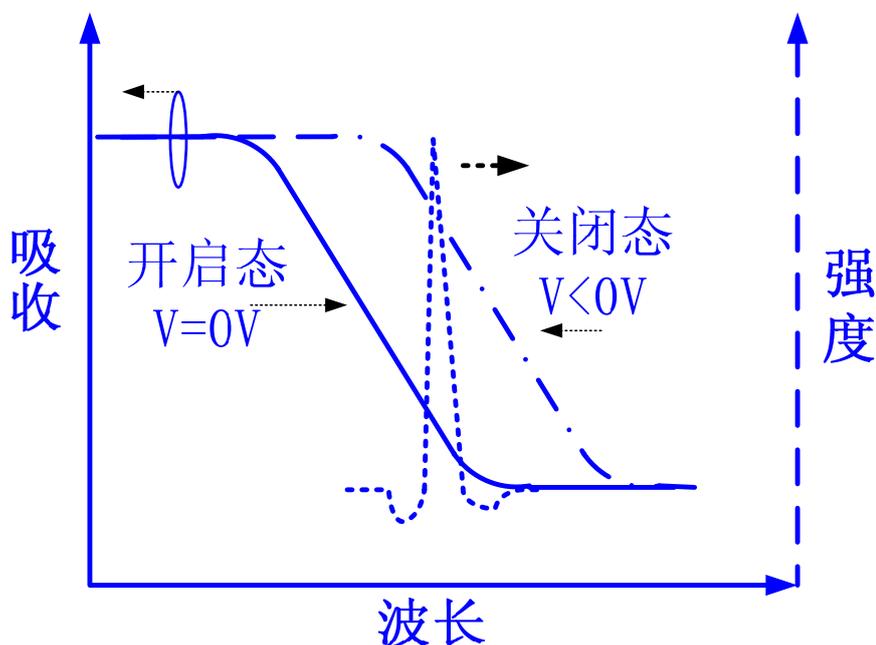
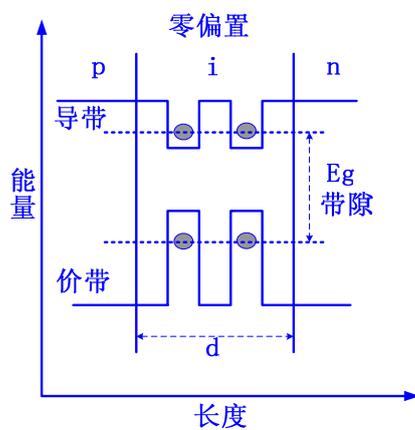
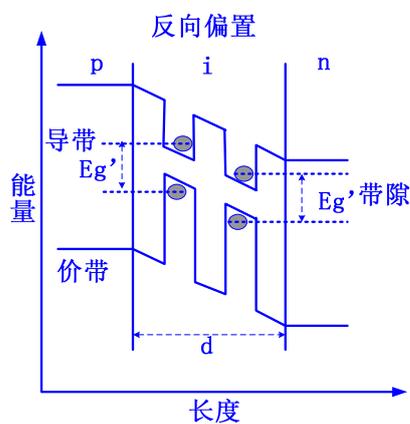


图 3.1 EA 调制器带隙在开关状态切换时的变化示意图

由于量子尺寸效应，量子阱中电子和空穴的基态能量不再是导带底和价带顶的能量，而是基态能量随垂直于MQW外加电场的改变而变化，图 3-1 是QCSE效应的示意图^[30]，随量子阱电子、空穴基态能量的变化，量子阱的激子吸收峰。



(a)



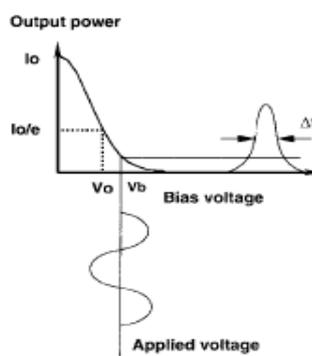
(b)

图 3.2 反向偏置时电子与空穴的受限状态示意图。反向偏置时，库仑力将电子与空穴推向量子阱的两侧，有效地减小了反向偏置时的带隙能量。

3.1.2 单个电吸收调制器产生脉冲的数值模型



(a)



(b)

图 3.3 (a) EAM 的实验器件

(b) 在正弦信号驱动下 EAM 产生脉冲信号的原理图

从 EAM 输出的光功率与方向偏压的关系可用 3.3 式来表示^[28]：

$$I = I_0 \exp\left\{-\left(V/V_0\right)^n\right\} \quad (3.3)$$

其中 I_0 是 EAM 在偏置电压 $V=0$ 时输出的功率， V_0 是输出光信号的消光比为 $1/e$ 时的偏置电压， n 是个常数，一般来说对于非量子阱结构的取值在 $1 \sim 2$ ，对于量子阱结构的取值在 $1 \sim 4$ 。^[28] 当使用正弦信号驱动 EAM 时，电压值 V 可表示为：

$$V = V_b + V_{RF} \cos(2\pi ft) \quad (3.4)$$

T 是时间， V_b 是直流偏置电压， V_{RF} 是调制电压， f 是调制频率。当

$2\pi ft = \pi(2m+1)$; ($m=0, 1, 2, 3, 4 \dots$)，输出信号功率最大

$$I_{MAX} = I_0 \exp\left(-\left(\frac{V_b - V_{RF}}{V_0}\right)^n\right) \quad (3.5)$$

但 $2\pi ft = 0$ ，输出信号功率最小

$$I_{MIN} = I_0 \exp\left(-\left(\frac{V_b + V_{RF}}{V_0}\right)^n\right) \quad (3.6)$$

3.5 式与 3.6 式的比值就是产生脉冲的消光比 (ER)：

$$ER = I_{MAX} / I_{MIN} = \exp\left[\left\{\left(V_b + V_{RF}\right)^n - \left(V_b - V_{RF}\right)^n\right\} / V_0^n\right] \quad (3.7)$$

产生的脉冲宽度可定义为半高全宽 (FWHM)

$$I(t_0 + \Delta t/2) = I_{MAX}/2 \quad (3.8)$$

t_0 为功率输出最大的时刻， Δt 是脉冲的半高全宽。脉冲的占空比可表示为 Δt 与周期 T 的比值，利用 $f=1/T$ 和 (3.3) - (3.8) 式，占空比可表示为^[29]：

$$\frac{\Delta t}{T} = \left(\frac{1}{\pi}\right) \cos^{-1} \left\{ \frac{\left[V_b - V_0 \left\{ \frac{(V_b - V_{RF})^n}{V_0^n} + \ln 2 \right\}^{1/n} \right]}{V_{RF}} \right\} \quad (3.9)$$

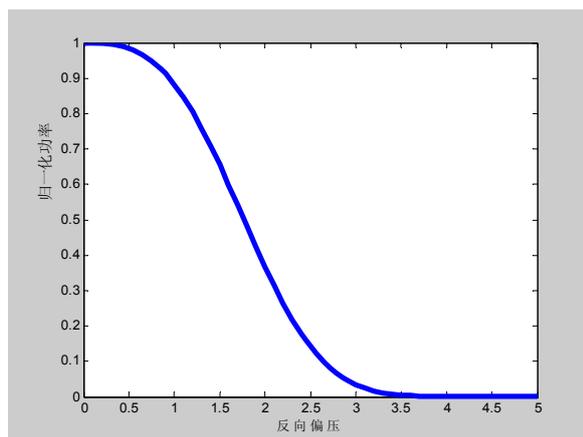
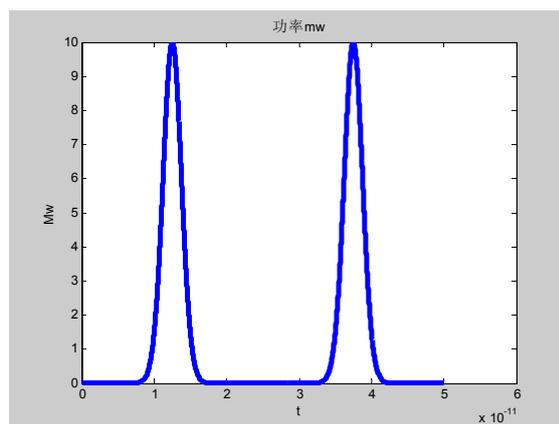
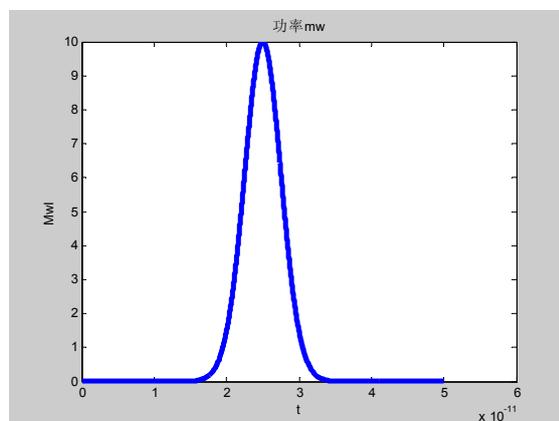


图 3.4EAM 吸收特性曲线

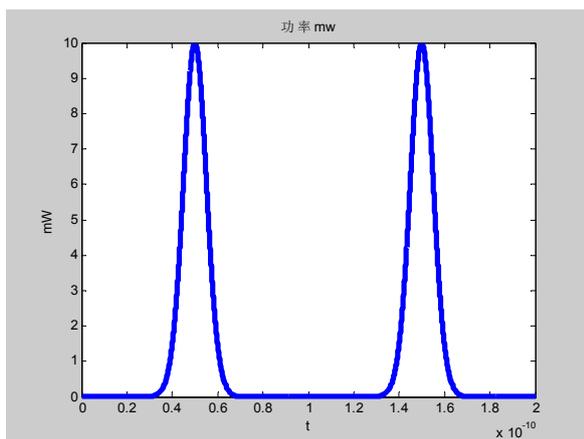
图 3.4 是电吸收调制吸收特性曲线，横轴为反向偏压，纵轴为归一化功率，其中 $V_0=2$, $n=3$ 。图 3.5 是EAM在不同重复频率正弦驱动下产生脉冲的仿真结果，其中 $I_0=10\text{mW}$, $n=1$, $V_b=-3\text{V}$, $V_{rf}=V_b$, $V_0=-0.3\text{V}$;图 3.6 是占空比与 n 以及与吸收系数 V_0 仿真结果。



(a) 40GHz

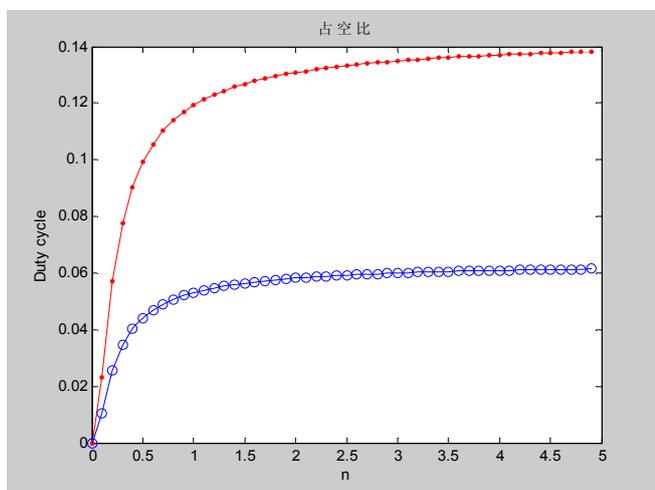


(b) 20GHz

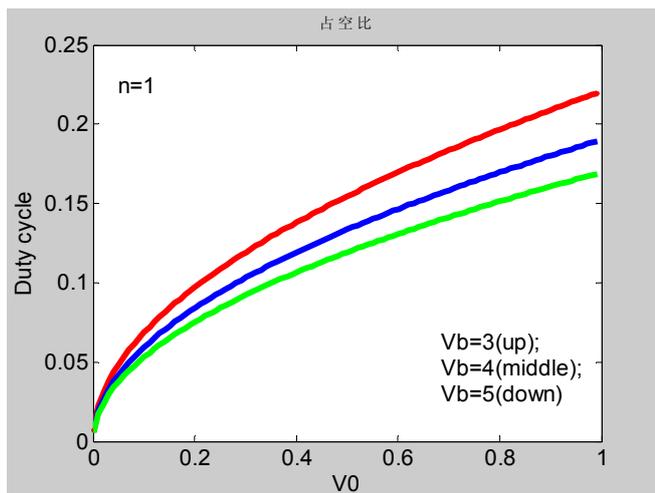


(c) 10GH

图 3.5 为 EAM 在不同重复频率正弦驱动下产生脉冲的仿真结果



(a) 上面的曲线 $V_0=0.5V$ ，下面的曲线 $V_0=0.1V$



(b)

图 3.6 (a) 占空比与 n 的关系

(b) 占空比与吸收系数 V_0 的关系

3.1.3 级联电吸收调制器产生脉冲的数值模型

级联电吸收调制器激光器的原理图(如图 3.7)可以有两种结构 (a) 是把相对延迟在光域中进行, (b) 为相对延迟在电域中进行。它们的基本原理是一样的。如果把式 (3.5) $I_{MAX}=I_0\exp(-((V_b-V_{RF})/V_0)^n)$ 中的 $\exp(-((V_b+V_{RF}\cos(2\pi ft)/V_0)^n)$ 看做投射吸收 $T(V)$, 那么 (3.5) 式就变成:

$$I_{MAX}=I_0T(V) \quad (3.10)$$

级联式光功率表达式可表示成:

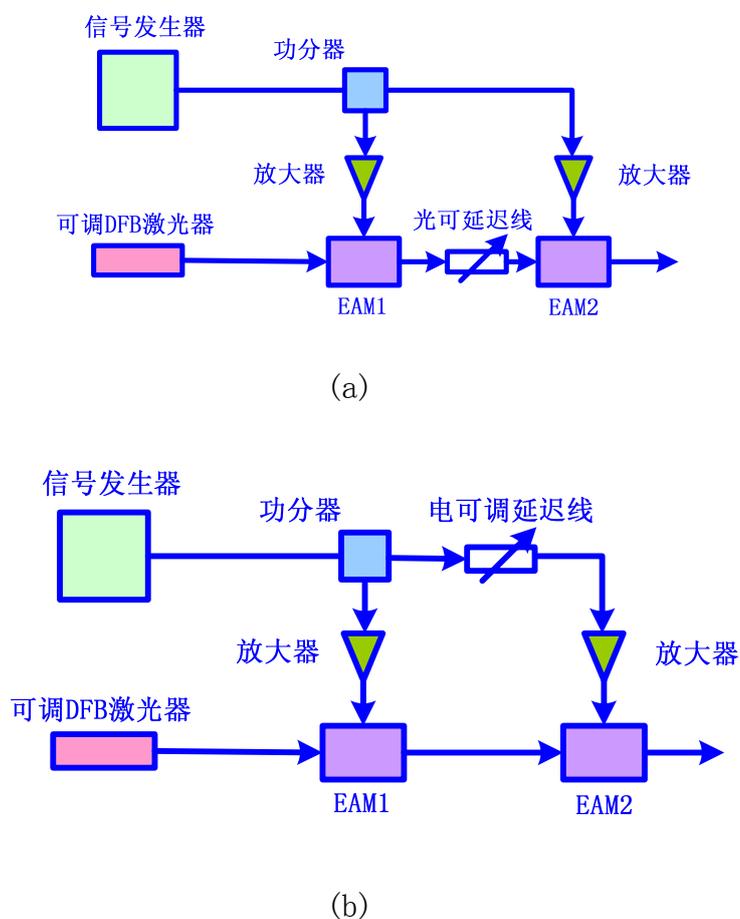


图 3.7 级联式 EAM 激光器原理图

$$I_{MAX}=I_0T_1(V_1) T_2(V_2) \quad (3.11)$$

由于无论是光延迟还是电延迟都是在第 1 个 EAM 产生的光脉冲到第 2 个 EAM 产生开状态下的相对相移, 不同的是使用电信号还是采用光信号实现相对相移。如果是采用电延迟线可用下面的表达式:

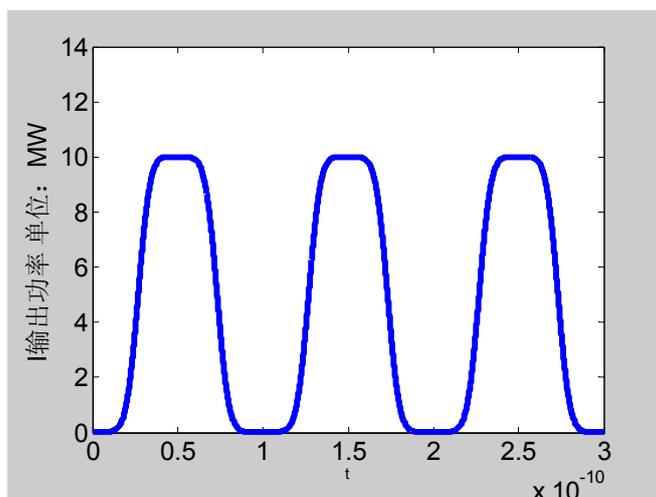
$$I_{MAX}=I_0\exp(-((V_{b1}+V_{RF1}\cos(2\pi ft))/V_{01})^n) \exp(-((V_{b2}+V_{RF2}\cos(2\pi ft+\Delta\Phi))/V_{02})^n)$$

$$(3.12)$$

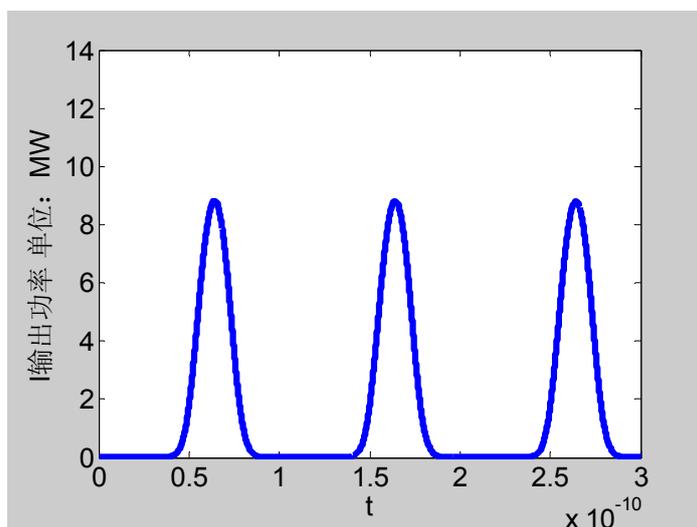
如果采用光延迟线:

$$I_{MAX}=I_0 \exp(-((V_{b1}+V_{RF1} \cos(2\pi ft + \Delta\Phi))/V_{01})^n) \exp(-((V_{b2}+V_{RF2} \cos(2\pi ft))/V_{02})^n) \quad (3.13)$$

图 3.8 (a) (b) 分别是 $\Delta\Phi=0, 0.6\pi$ 时输出脉冲仿真结果。图 3.9 是 $\Delta\Phi$ 从 0 到 π 每隔 0.1π 绘出一组脉冲变化曲线, 值得注意的是当 $\Delta\Phi$ 趋向 π 时, 出现了脉冲重复频率的倍增, 这将在后面的实验中验证它。在仿真时 $I_0=10\text{mW}$, $n=3$; $V_{b1}=V_{b2}=5.0\text{V}$, $V_{RF2}=V_{RF1}=5\text{V}$, $f=10\text{GHz}$, $V_{01}=V_{02}=5\text{V}$ 。

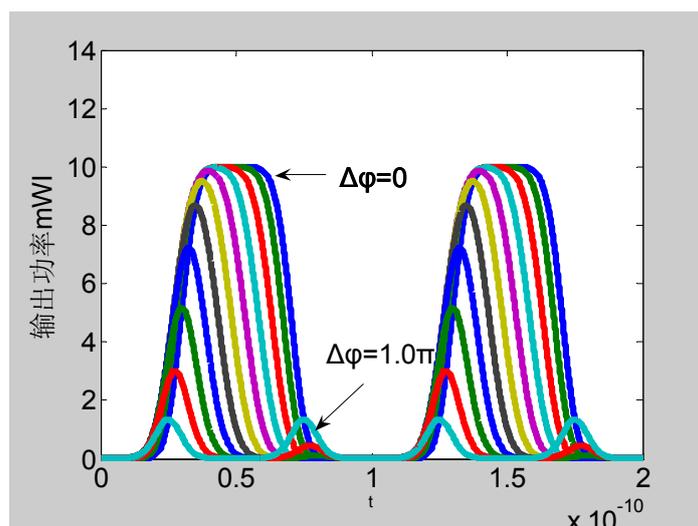


(a) 级联 EAM 在 $\Delta\Phi=0$ 时输出的脉冲



(b) 级联式 EAM 在 $\Delta\Phi=0.6\pi$ 输出脉冲

图 3.8 级联 EAM 在不同 $\Delta\Phi=0$ 和 0.6π 时输出波形

图 3.9 级联 EAM 在不同 $\Delta \Phi$ 下输出的脉冲

3.2 基于电吸收调制器激光器的实验研究

3.2.1 单个电吸收调制器产生脉冲序列的实验研究

图 3.10 是单个 EAM 产生脉冲序列实验装置示意图，其中 EAM 的调制带宽 40GHz，输入波长范围 1530~1560nm；DFB 激光器的谱宽为 1.3GHz，波长可调范围 1530nm~1570nm；使用了 50GHz 带宽的高速探测器，探测范围为 C 波段；取样示波器为安捷伦公司的 86100C，电带宽为 70GHz。图 3.12 显示的是在 20GHz 的正弦信号驱动下，偏置电压为 -0.8V 是输出的脉冲和拟合曲线，脉冲宽度为 7ps，谱宽 0.3nm，时间带宽积为 0.4479，基本没有啁啾。图 3.13 是在不同偏压下，在 5V 的 20GHz 正弦信号驱动下，输出脉宽和上升沿的变化，从图中可以看出随着偏压的不断增加，上升沿不断增加，脉宽不断减小，这是由于随着偏压的增加，吸收不断增加的原因。从图中我们很容易看出，当偏压在 -0.4V，上升沿最小，在此处可以用作级联 EAM 产生超短脉冲，后面将详细叙述。

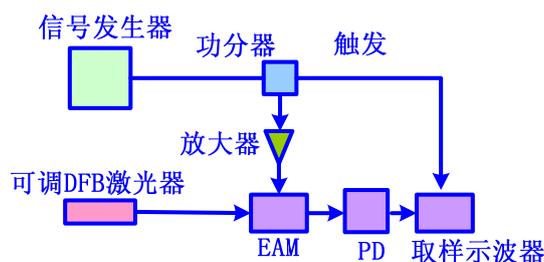


图 3.10 单个 EAM 产生脉冲的实验装置图

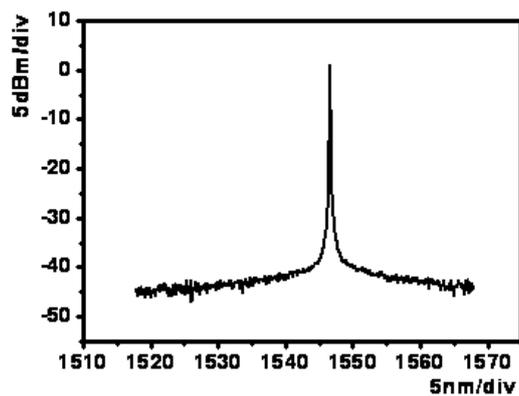


图 3.11 DFB 激光器的输出光谱

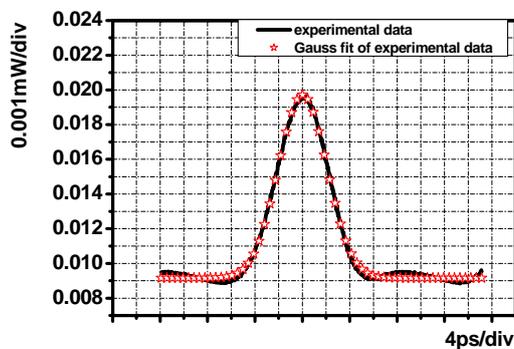


图 3.12 20GHz 的脉冲和拟合曲线

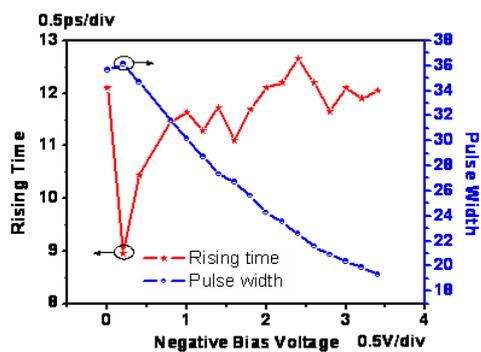


图 3.13 不同偏置下输出的脉宽和上升沿

3.2.2 级联电吸收调制器产生脉冲序列的实验研究

图 3.14 级联式 EAM 产生脉冲序列的实验装置图，图中使用了一个可调光延迟线，可调范围为 300ps，实现相位的相对延迟。图 3.15 级联式 EAM 产生脉冲

序列的原理图，3.16(a)(b)(c)(d)是不同偏压下激光器输出波形，偏压分别是-0.4V, -0.8V, -1.8V, -3.0V, 他们通过取样示波器测得的脉宽分别是13.6ps, 10.9ps, 14.6ps, 12.8ps, 上升沿分别为8.3ps, 7.3ps, 10.6ps, 9.3ps 从图中可以看出激光器输出脉冲幅度和宽度有个最佳值。图3.17不同偏压下输出脉冲宽度和上升沿的曲线。图3.18是在20GHz5v正弦信号驱动下，偏压在-1.8V的条件下不同输入波长时电吸收调制激光器输出脉冲上升沿的变化，曲线可以看出EAM级联式激光器产生脉冲宽度对输出操作波长范围的光不敏感。

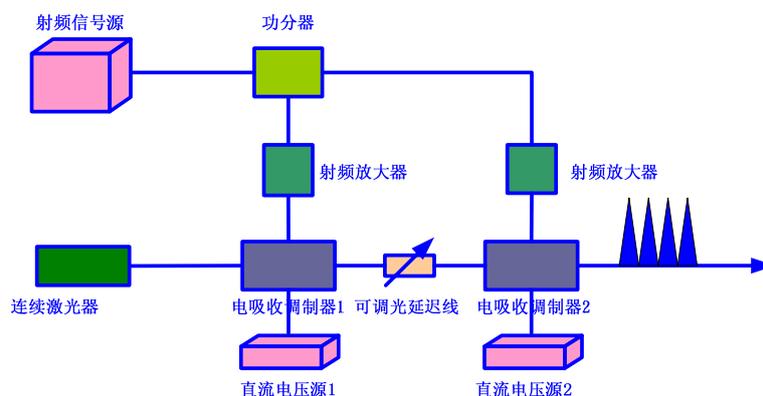


图 3.14 级联式 EAM 产生脉冲序列的实验装置图

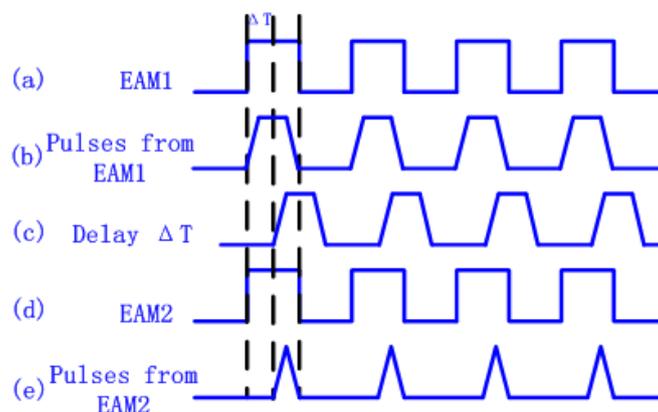


图 3.15 级联式 EAM 产生脉冲序列的原理图

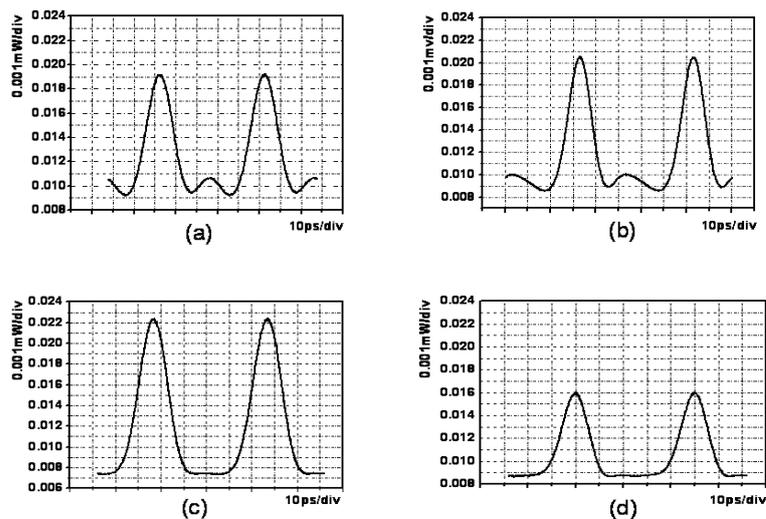


图3.16. 不同偏置下脉冲输出的实验数据

(a) 偏压-0.4V; (b) 偏压-0.8V; (c) 偏压-1.8V; (d) 偏压-3.0V

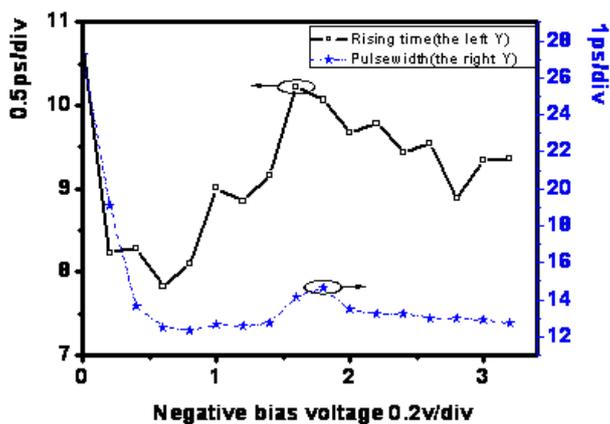


图 3.17 不同偏压下输出脉冲宽度和上升沿的曲线

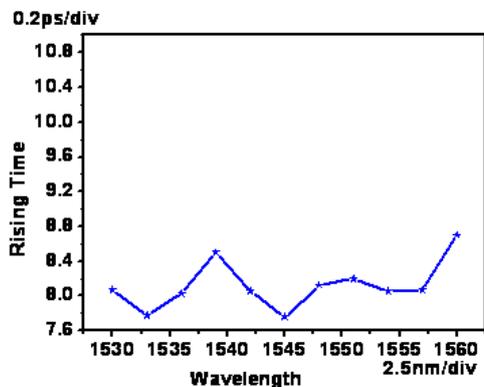


图 3.18 不同波长下脉冲上升沿的变化

3.2.3 级联电吸收调制器产生倍频脉冲序列的实验研究

连续可调激光器输出的光注入到图 3.14 所示的级联电吸收调制器中, 射频信号器输出 20GHz 的射频信号, 由一个带宽为 20GHz 的功分器一份为二, 两路射频信号被带宽为 20GHz 射频信号放大器放大后分别加载到电吸收调制器 1 和电吸收调制器 2 身上, 从电吸收调制器 2 出来的光用高速光电探测器探测转化为电信号, 在高速取样示波器上显示波形, 调节可调光延迟线和两个调制器的偏置电压, 利用图 3.15 产生脉冲的原理产生重复频率 20GHz、脉冲宽度约 10ps 的超短脉冲序列 (如图 3.19)。利用在单个电吸收调制器产生脉冲的上升沿、脉宽与其所加的偏置电压关系, 以及图 3.20 所展示的原理, 调节直流电压源 1、2 的电压和可调光延迟的光延迟量, 在高速取样示波器上可以得到图 3.21 的脉冲序列为止, 其脉冲序列的重复频率为 40GHz, 脉宽约 10ps。

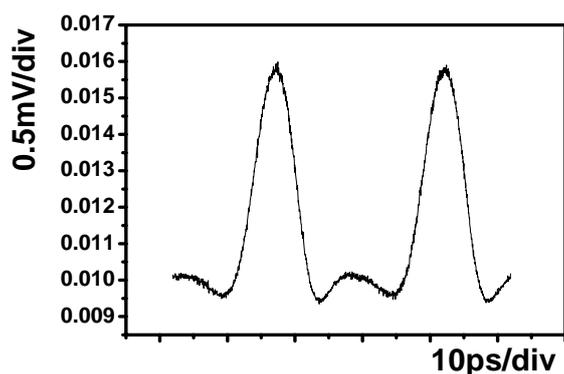


图 3.19 产生 20GHz 脉冲序列

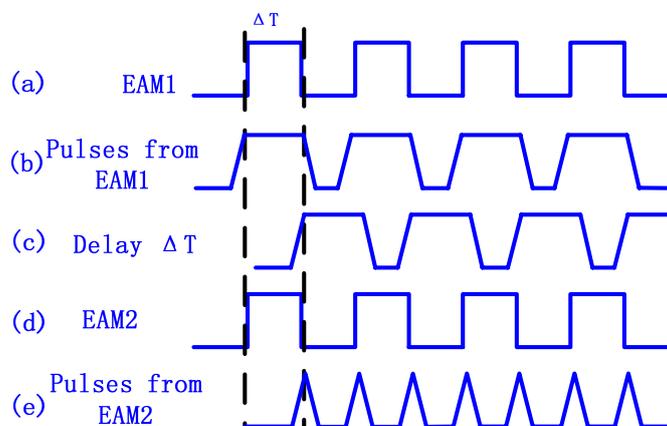


图 3.20 重复频率倍增的原理图

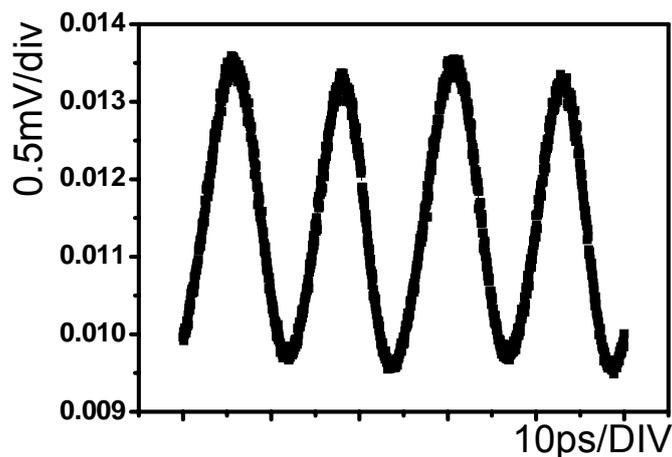


图 3.21 20GHz 正弦信号驱动下产生 40GHz 脉冲序列

【总结】

本章从理论和实验上分别研究了单个和级联式电吸收调制激光器产生脉冲，主要完成了一下几方面的工作：

- 1、完成了单个电吸收调制激光器产生脉冲的理论推导，分别做了 10GHz、20GHz 和 40GHz 数值仿真；
- 2、完成了级联式电吸收调制激光器产生脉冲的理论推导，分别做了 10GHz、20GHz 数值仿真；
- 3、完成了级联式电吸收调制激光器产生重复频率倍增脉冲序列的理论推导，做了 10GHz 倍频到 20GHz 数值仿真；
- 4、完成了单个电吸收调制激光器产生 20GHz 脉冲序列的实验研究；
- 5、完成了级联电吸收调制激光器产生 20GHz 脉冲序列的实验研究；
- 6、完成了 20GHz 正弦信号驱动级联电吸收调制激光器产生 40GHz 脉冲序列的实验研究。

参考文献

- [1]V. Kaamn, S. Z. Zhang, A. J. Keating and J. E. Bowers “High speed operation of traveling wave electroabsorption modulator”, Electronics Letters, 1999 Vol. 35(12):993—995
- [2]R. Schmid, T. F. Meister, M. Rest and H. M. Rein, “40Gbit/s EAM driver IC in

- SiGe bipolar” , Electronics Letters, 1998 Vol. 34(11) :1095—1097
- [3]M. Moller, T. F. Meister, R. Schmid and H. M. Rein, “SiGe retiming high gain power MUX for directly driving an EAM up to 50Gbit/s” , Electronics Letters, 1998 Vol. 34(18) :1782—1784
- [4]Ellis AD, Widdowson T. Shan X, and Moodie D G, “Three—node 40Gbit/s OTDM network experiment using electro—optic switches?” Electronics, Letters, 1994Vol. 30(16) :1333—1334
- [5]Marcenac DD, Ellis AD, Moodie DG, “80Gbit/s OTDM using electron—absorption Modulators” IOOC—ECOC`97, 1997:23—26
- [6]V. Kaman and J. E. Bowers, “120Gbit/s OTDM system using electro—absorption transmitter and demultiplexer operating at 30GHz” Electronics Letters, 2000Vol. 36(17) :1477—1479
- [7]S. Oshiba, K. Nakamura and H. Horikawa, “Low drive voltage MQW electroabsorption modulator for optical short pulse generation” IEEE J Quantum, Electron, 1998Vol. 34(2) :277—281
- [8]V . Kaman, Y. J. Chiu, S. Z. Zhang and Masushima “Optcal short Pulse Generation By Double Gate Operation of Tandem Connected Electroapsorption Modulators Driben band by Sinusoidal Voltanges” Electron. Lett, 1993 Vol. 29(16) :1449—1451
- [9]H. Tanaka, S. Takagi, M. Suzuki snd Matsushima, “Optcal short pulse generation by double gate operation of tandem connected electroapsorption modulators driven by sinusoidal voltages” , Electron. Lett, 1993 Vol. 29 (16) :1499~1451
- [10]F. Devaux, “Tandem of modulators for high on/off pulse generation” , Electronics Letters, 1997Vol. 33 (16) :1491—1492
- [11]V . Kaman, Y. J. Chiu, L. Thomas, S. Z. Zhang and J. Bowers, “Integrated tandem tralling wave electroabsorption modulators for 100Gbit/s OTDM applications” , IEEE Photon, Lett., 2000 Vol. 12 (11) :1471—1473
- [12]D. D. Emarcenac, A. D. Ellis and D. G. Moodie “80Gbit/s OTDM system using

electroabsorption modulators”, Electronics Letters, 1998 Vol. 34(1): 101-103

[13] A. D. Ellise et al, “Full 10×10 Gbit/s OTDM data generation and demultiplexing using electroabsorption modulator”, Electronics Letters, 1998 Vol. 34 (18): 1766-1767

[14] B. Mikkelsen et al, “160 Gbit/s single channel transmission over 300 Km nonzero-dispersion fiber with semiconductor modulators based transmitter and demultiplexer”, ECOC`99, Vol. PD2-3, 1999.

[15] D. Delprat et al. “20-Gb/s integrated DBR laser-EA modulator by selective area growth for 1.55 μm WDM applications”, IEEE photon. Technol. Lett., 1997 vol. 9:898-900

[16] Yi Luo et al. “2.5 Gb/s electroabsorption modulator integrated with partially gain-coupled distributed feedback laser fabricated using a very simple device structure”, Jpn. J. Appl. Phys., 1999 Vol. 38. part 2: L524-L526

[17] Yan Xuejin et al. “Monolithic integration of MQW DFB laser and EA modulator in 1.55 μm wavelength”, Chinese J. semi conductors, 1999 Vol. 20: 412-415,

[18] Xu Guoyang and et al. “Monolithic integration of DFB laser diode and electroabsorption modulator by selective area growth technology”, Chinese J. semiconductors, 1999 Vol. 20:706-709

[19] Guoli Liu and et al. “A novel structure of DFB laser/EA modulator fabricated by selective area growth”, OECC`2000, Technique Digest, paper 12p-60:306-307

[20] Y. K. park and et al. “Dispersion-penalty-free transmission over 130-Km standard fiber using a 1.55 μm, 10-Gb/s integrated EA/DFB laser with low-extinction ratio and negative chirp” IEEE photon. Technol. Lett. 1996 vol. 8:1255-1257

[21] D. G. Moodie, A. D. Ellis, A. R. Thurlow, I. F. Lealman, C. W. Ford and M. J

Robertson, “Electroabsorption modulators for ultra high speed OTDM systems” EDD Colloquium (Digest)1995:3 1-5

[22]I. D. Phillips, A. Gloag, D. G. Moodie, N. J. Doran, I. Bennion and A. D. Ellise ,
“Simultaneous demultiplexing and clock recovery using a single electroabsorption modulator in a novel bi-directional configuration ”
Optics Communications, 1998. Vol. 150 (5) :101-105

[23]D. T. K Tong, K. L Deng, B. Mikkelsen, G. Raybon, K. F. Dreyer and J. E. Johnson, “160Gbit/s clock recovery using electroabsorption modulator-based phase-locked loop” Electronics Letters, 2000 Vol. 36 (23) : 1951-1952

[24]S. Hijfeld, S. Bischoff and J. Mork, “All optical wavelength inversion and signal regeneration using an electroabsorption modulator ” J. Lightwave Technology, 2000 Vol. 18(8):1121-1127

[25]N. Edagawa and M. Suzuki, “Novel all optical limiter using electro-absorption Modulator” OFC`2000, 2000 Vol. THP1-1

[26]T. Otani, T. Miyazaki and S. Yamamoto “Optical 3R regenerator using wavelength converters based on electroabsorption for all optical network applications” EDD Photon, Lett, 2000 Vol. 12(4) :431-433

[27]M. K. Chin, “Comparative analysis of the performance limits of Franz-Keldysh effect and quantum-confined stark effect electroabsorption waveguide modulators” , IEE Proc. Optoelectron. 1995 Vol. 142: 109-114

[28]Low-Drive-Voltage MQW Electroabsorption Modulator for Optical Short-Pulse Generation, Saeko Oshiba, Koji Nakamura and Hideaki Horikawa, IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. 34, No. 2, February 1998:277-278

[29]杨罕 “光通信短脉冲源的研制及其在波长变换中的应用研究” 吉林大学博士论文 2004:49-69

[30] [美]甘民乐 (Ivan P. Kaminow) , 厉鼎毅 (Tingye Li) “光纤通信” 第一版 北京邮电大学出版社 2006年A卷: 510-520

- [31] Osamu Mitomi, Shunji Nojima, Isamu Kotaka, Koichi Wakita, Kenji Kawano, and Mitsuru Naganuma, “Chirping Characteristic and Frequency Response of MQW Optical Intensity Modulator”. *Journal of Lightwave Technology*. 1992, vol. 10(1)
- [32] K. Yamada, K. Nakamura, Y. Matsui, T. Kunii, and Y. Ogawa “Negative - Chirp Electroabsorption Using Low-Wavelength Detuning Modulator”. *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, 1995 vol. 7(10):1157-1158
- [33] K. Wakita, K. Sato, I. Kotaka, M. Yamamoto and M. Asobe *IEEE Photonics Technology Letters*, 1993 5(8):900

第四章 光脉冲压缩理论与实验研究

在未来的光纤通信中，应该是波分复用（WDM）和时分复用（TDM）相结合的系统。在提高单通道速率的同时，避免信道间的相互干扰（crosstalk），光源将扮演十分重要的作用。一方面脉宽越短意味着占空比越低，单通道的利用率就会越高，系统传输的距离越长；另一方面通道的间隔越窄，系统的复用率越高。根据脉冲变换极限理论，对于变换极限的脉冲，脉宽越窄，频谱越宽。为了综合考虑系统容量和误码等参数，通信光源脉宽的管理尤为重要。在通信领域，除了通信光源外，超高速信号的检测也是一个十分重要的方向，它的作用将随着系统容量的不断增加，越发显得突出。目前，光取样示波器将是这个领域的强有力的竞争者，它要求取样源的脉冲宽度越短越好，脉冲压缩是一个十分重要的技术。

脉冲在光纤中压缩分为两大类：非线性压缩^[1-14]和线性压缩^[15]。线性压缩是色散补偿的过程，当激光器输出的脉冲带有一定的线性啁啾 C 时，采用光纤的色散值 β_2 满足 $\beta_2 C$ 小于零时，经过一定长度的传输，脉冲会被压缩^[15]。非线性效应压缩分为光纤-光栅对，孤子效应压缩^[1-6]，其他特殊压缩技术。光纤光栅对压缩方法：输入脉冲在光纤的正常色散区传输，然后用一个光栅对进行外部压缩，光纤的作用是通过自相位调制（SPM）和群速度色散（GVD）的联合效应，使脉冲产生近似线性的正啁啾，光栅对则提供压缩正啁啾脉冲所需要的反常GVD，该方法用来压缩可见光和近红外范围内的脉冲。孤子效应压缩方法：是由一段长度合适的光纤构成，输入脉冲在光纤的反常色散区域传输时，经历了SPM非线性效应和GVD线性效应，调节注入功率脉冲，压缩就产生于所有高阶孤子在初始脉冲经过一个孤子周期复原前的初始窄化阶段。压缩因子取决于脉冲峰值功率，它决定了孤子阶数 N 。最近出现了几个新的压缩技术，例如：梳状波型的光纤压缩器，利用色散渐减光纤，利用高度非线性光纤（HNLF）和普通单模光纤（SMF）组成的压缩技术^[11-12]；梳状波型光纤压缩器是由数对长度不一的色散位移的HNLF和SMF组成^[9-10]，脉冲进入压缩器后周期地经历HNLF和SMF，通过色散位移的HNLF时，SPM效应明显增强而GVD效应可忽略，通过SMF时SPM效应可忽略，随着段数的增加，其长度不断减小，通过段数和长度的控制，可以很容易脉冲压缩到fs级^[9]；色散

渐减光纤是在制作过程中逐渐减小光纤直径,该光纤的色散随着芯径的减小而变小,其作用相当于在脉宽不变的情况下,孤子阶数 N 增加,进而脉宽得到压缩。利用高度非线性光纤(HNLF)和普通单模光纤(SMF)的方法和利用梳状波型光纤压缩器相似^[9],不同的是前者只用了一对组合,脉冲首先在色散位移的HNLF中传输,其色散值低脉冲在其中传输时脉冲展宽很小,可视为脉宽基本不变。而SPM很强产生大量的正线性啁啾,然后脉冲光再进入SMF,其SPM效应较弱,GVD效应很强,线性的补偿正啁啾,脉冲得到压缩。

本章从理论和实验上分别介绍色散补偿的线性压缩、孤子脉冲压缩和采用色散位移的高度非线性光纤的脉冲压缩方法。

&4.1 基本理论介绍

光脉冲在光纤中传输服从麦克斯韦方程组,在国际单位制中该方程可写成^[16]:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (4.2)$$

$$\nabla \cdot D = \rho_f \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (4.4)$$

式中, E, H 分别为电场强度矢量和磁场强度矢量; D, B 分别为电位移矢量和磁感应强度矢量; 电流密度矢量 J 和电荷密度 ρ_f 表示电磁场的源, 在光纤中 $J=0$, $\rho_f=0$ 。

介质内传输的电磁场强度 E 和 H 增大时, 电位移矢量 D 和磁感应强度 B 也随之增大, 它们的关系通过物质方程联系起来:

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (4.5)$$

$$B = \mu_0 H + M \quad (4.6)$$

式中, ϵ_0 为真空中介电常数; μ_0 为真空中的磁导率; P, M 分别为感应电极化强度和磁极化强度, 在光纤这样的无磁性介质中 $M=0$ 。

对方程(4.1)两边取旋度, 并利用式(4.2)(4.5)和(4.6), 用 E, P 消去 B, D , 可得光纤中光传输的波方程:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (4.7)$$

式中, $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, c 为真空中的光速。

如果只考虑与 $\chi^{(3)}$ (三阶电极化率) 有关的三阶非线性效应, 则感应电极化强度由两部分组成:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \quad (4.8)$$

式中, 线性部分 $\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t)$ 和非线性部分 $\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t)$ 与场强的普适关系为:

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{+\infty} \chi^{(1)}(t-t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (4.9)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \iiint_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) : \mathbf{E}(\mathbf{r}, dt_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, dt_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, dt_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (4.10)$$

在阶跃光纤的纤芯和包层中由于折射率与 $n(\omega)$ 方位无关, 于是有:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E} \quad (4.11)$$

式中使用了:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (4.12)$$

光纤中大多数非线性效应的研究涉及到脉宽范围为 10ns~10fs 短脉冲的应用。这样的光脉冲在光纤内传输时, 色散和非线性效应将影响其形状和频谱。利用方程 (4.8)、(4.11), 波动方程 (4.7) 可写成:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (4.13)$$

在解 (4.13) 式做了几个假设: 1、把 \mathbf{P}_{NL} 处理成 \mathbf{P}_L 的微扰, 实际上, 折射率的非线性变化小于 10^{-6} ; 2、假定光场沿光纤长度方向其偏振态不变; 3、假定光场是准单色的, 即对中心频率为 ω_0 的频谱, 其谱宽为 $\Delta \omega$, $\Delta \omega / \omega_0 \ll 1$ 。同时在对电场 \mathbf{E} 的处理采用了慢变化包络近似, 把电场中的快变化部分分开以及对传输参数 β 在中心频率 ω_0 展开, 如果对于皮秒级的脉冲传输, 忽略三阶非线性效应, 方程 (4.13) 变成:

$$\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + i\beta_2 \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} \mathbf{A} = i\gamma |A|^2 \mathbf{A} \quad (4.14)$$

式中, $\beta_1 = \frac{1}{v_g}$, v_g 是群速度, 表示脉冲包络运动速度; β_2 是群速度色散系数,

表示脉冲展宽速度; α 反映了光纤损耗 γ 为非线性系数, 其定义为:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (4.15)$$

A_{eff} 有效纤截面定义为:

$$A_{\text{eff}} = \frac{(\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (4.16)$$

$F(x, y)$ 为光纤基模的模分布函数。对于脉宽小于 1ps 的光脉冲传输方程, 三阶非线性效应就不能忽略, 其方程为:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i \gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T}) \right] \quad (4.17)$$

$$\text{式中 } T = t - z/v_g \equiv t - \beta_1 z \quad (4.18)$$

当脉宽大于 5ps 时, 参量 $(\omega_0 T_0)^{-1}$ 和 T_R/T_0 很小, 则 4.17 式中的最后两项很小可忽略, 同时对于这种脉冲, 三阶色散项的贡献也很小, 因此可将方程简化为:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (4.19)$$

(4.19) 式就是著名的非线性薛定谔方程 (NLS)。根据 (4.18) 式, (4.19) 可表示成:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\alpha}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (4.20)$$

为了便于叙述, 在此介绍几个常用的参数。对初始脉宽 T_0 归一化的时间量

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - z/v_g}{T_0} \quad (4.21)$$

$$\text{色散长度 } L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.22)$$

$$\text{非线性长度 } L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (4.23)$$

式中 P_0 为入射脉冲的峰值功率。

4.2 脉冲压缩方法介绍

在本章的开头简单地介绍了一些主要的采用光纤压缩脉冲的方法，本节主要介绍线性压缩，高阶孤子压缩和采用高度非线性光纤和单模光纤进行压缩的方法。

4.2.1 线性压缩

当一个无啁啾的脉冲在光纤中进行传输时，当脉宽足够宽，可以忽略非线性效应，由于色散的作用使得波形不变而脉冲宽度展宽。以高斯脉冲为例，叙述一下脉冲展宽的原因，以便进一步说明脉冲线性压缩的原理。

由于非线性效应可以忽略， $\gamma = 0$ 非线性薛定谔方程变为：

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (4.24)$$

当一个无啁啾的高斯脉冲（式 4.25）入射到光纤中，可以通过 4.24 式得到沿着光纤方向任何一点振幅的解析解（见式 4.26）。

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0^2}\right) \quad (4.25)$$

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right) \quad (4.26)$$

高斯脉冲在传输过程中其形状不变，但其宽度 T_1 随 z 增加，变为：

$$T_1(z) = T_0 \left(1 + (z/L_D)^2\right)^{1/2} \quad (4.27)$$

比较式（4.25）、（4.26），尽管入射脉冲是不带啁啾的（无相位调制），经光纤传输后的脉冲变成了啁啾脉冲，这一点可以通过下面的表达形式就能清楚看出。

$$U(z, T) = |U(z, T)| \exp[i\Phi(z, T)] \quad (4.28)$$

$$\text{式中 } \varphi(z, T) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D)}{1 + (z/L_D)^2} \frac{T^2}{T_0^2} + \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{z}{L_D}\right) \quad (4.29)$$

与时间有关的相位 $\Phi(z, T)$ 隐含了中心频率为 ω_0 的脉冲从中心到两侧有不同的

瞬时频率，频率差 $\delta\omega$ 恰好是时间的导数 $-\frac{\partial\Phi}{\partial T}$ （选用负号是由于初始方程采用 $\exp(-i\omega_0 t)$ 形式）

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\Phi}{\partial T} = \frac{2\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D)T}{1+(z/L_D)^2 T_0^2} \quad (4.30)$$

(4.30) 脉冲内频率的变化是线性的，这就是所谓的线性频率啁啾。啁啾 $\delta\omega$ 的符号依赖于 β_2 的符号。在正常色散区 ($\beta_2 > 0$)，脉冲前沿 ($T < 0$) $\delta\omega$ 为负，后沿 $\delta\omega$ 线性增加；而在反常色散区 ($\beta_2 < 0$)，这正好相反。

从式 (4.27) 可以看出，对于一个无啁啾的高斯脉冲，色散致脉冲展宽并不依赖于 GVD 参量 β_2 的符号，对于给定的色散长度，无论是在光纤的正常色散区还是反常色散区，脉冲都有相同的展宽量。但若初始脉冲有一定的啁啾，这一结果就会发生变化。对于线性啁啾高斯脉冲情形，入射场为：

$$U(0, T) = \exp\left[-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2}\right] \quad (4.31)$$

式中 C 为初始啁啾参量，对于 $C > 0$ ，从脉冲的前沿到后沿瞬时频率线性增加（上或正啁啾）；对于 $C < 0$ ，正好相反。通过解 (4.24) 可得到该脉冲经过光纤传输的解析解：

$$U(z, T) = \frac{T_0}{[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]^{1/2}} \exp\left[-\frac{(1+iC)T^2}{2[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]}\right] \quad (4.32)$$

这样甚至啁啾高斯脉冲在传输过程中其形状仍保持高斯形状，经传输距离 z 后，其脉宽 T_1 与初始脉宽 T_0 的关系为^[15]：

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.33)$$

该方程表明，脉冲的展宽依赖于 GVD 参量 β_2 和啁啾参量 C 的相对符号。当 $\beta_2 C > 0$ 时，高斯脉冲单调展宽； $\beta_2 C < 0$ ，有一个窄化过程，在这时当光纤长

$$z = z_{\min} = \frac{|C|}{1+C^2} L_D \quad (4.34)$$

时脉冲宽度最小，其值为：

$$T_1^{\min} = \frac{T_0}{(1+C^2)^{1/2}} \quad (4.35)$$

在 $z=z_{\min}$ 处脉冲变换为傅立叶变换极限。

线性脉冲压缩的理论就利用对于初始啁啾脉冲通过选用一定色散值的光纤使得 $\beta_2 C < 0$ ，通过控制光纤的长度达到压缩脉冲的目的。

4.2.2 高阶孤子压缩方法

如果忽略光纤损耗，(4.20)就变成：

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (4.36)$$

采用逆散射方法^[14]解非线性薛定谔方程，为了使上式归一化，引入三个无量纲变量：

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}} \quad \xi = \frac{z}{L_D} \quad \tau = \frac{T}{T_0} \quad (4.37)$$

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (4.38)$$

式中， P_0 是脉冲峰值功率， T_0 是入射脉冲宽度，参量 N 的定义为：

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.39)$$

当 $N=1$ 时该方程对应单个本征值，就是基态孤子。基态孤子用单参量族描述为：

$$U(\xi, \tau) = \eta \text{sech}(\eta \tau) \exp(i\eta^2 \xi / 2) \quad (4.40)$$

η 是表示孤子振幅的一个参量，也决定了孤子宽度，在实数单位中，孤子宽度以

$\frac{T_0}{\eta}$ 随 η 变化。如果一个脉冲 T_0 和峰值功率 P_0 满足式(4.39) $N=1$ 的双曲正割脉冲，

入射到理想的无损耗光纤中，脉冲将在光纤中无畸变的传输，在任何位置形状都不会改变；如果入射脉冲 T_0 和峰值功率 P_0 式中 $N > 1$ ，所得到在光纤中传输的孤子，属于高阶孤子，其表达式可写成：

$$U(\xi, \tau) = \frac{4[\cosh(3\tau) + 3\exp(4i\xi)\cosh(\tau)]\exp(i\xi/2)}{[\cosh(4\tau) + 4\cosh(2\tau) + 3\cos(4\xi)]} \quad (4.41)$$

此方程的一个重要特征是， $|U(\xi, \tau)|$ 是以 $\xi_0 = \pi/2$ 为周期的周期函数。实

实际上所有高阶孤子都有此周期性。利用 (4.37) 中的 $\xi_0 = \pi/2$ 的定义为孤子周期

$$z_0 \text{ 为: } z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (4.42)$$

当此脉冲在光纤中传输时, 开始的脉冲宽度变窄, 然后在 $z_0/2$ 处分裂成两个明显的脉冲, 在孤子周期 $z=z_0$ 处恢复到原来的形状。利用高阶孤子在周期内窄化的原理, 来压缩脉冲的方法叫高阶孤子压缩法。

4.2.3 采用色散位移高度非线性光纤和单模光纤进行压缩的方法

此方法应该是一种综合的方法, 首先在色散很低的情况下, 增加输入脉冲的峰值功率, 利用脉冲在光纤中强烈的 SPM 效应, 使频谱展宽, 产生大量的正啁啾, 然后再采用前面提到的线性补偿方案进行脉冲压缩。

令 $\beta_2=0$ 式 (4.38) 就变成:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (4.43)$$

式中, α 代表光纤损耗, L_{NL} 是非线性长度。用 $U=V \exp(i\Phi_{NL})$ 做代换, 同时令方程两边的实部和虚部分别相等, 假设振幅 V 不随光纤的长度 L 变化, 可以得到通解:

$$U(L, T) = U(0, T) \exp[i\Phi_{NL}(L, T)] \quad (4.44)$$

式中 $U(0, T)$ 是 $z=0$ 处的场振幅, 且

$$\Phi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 (L_{eff} / L_{NL}) \quad (4.45)$$

$$\text{式中, 有限长度: } L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (4.46)$$

方程 (4.44) 表明, SPM 产生随光强变化的相位, 但是脉冲形状保持不变。非线性相移 Φ_{NL} 由式 (4.45) 给定, 它随光纤的长度, 入射的峰值功率增大而增大。

最大相移 Φ_{MAX} 出现在脉冲的中心, $T=0$ 的位置, 因为 U 是归一化函数, 则 $|U(0,0)|=1$, 因而

$$\Phi_{MAX} = L_{eff} / L_{NL} = \gamma P_0 L_{eff} \quad (4.47)$$

非线性长度 L_{NL} 的物理意思就是当 $\Phi_{MAX}=1$ 时有效传输距离。

SPM 致频谱展宽是 $\Phi_{NL}(L, T)$ 与时间有关而引起的, 它可以这样理解, 瞬时

变化的相位说明光脉冲的中心频率 ω_0 与两侧有不同的瞬时光频率，其差值 $\delta\omega$ 为：

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\varphi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}}\right)\frac{\partial}{\partial T}|U(0, T)|^2 \quad (4.48)$$

$\delta\omega$ 的时间依赖关系可被看做频率啁啾，这种啁啾是由 SPM 引起的，它随传输距离的增大而增大，也就是说，当脉冲沿光纤传输时，新的频率不断产生。

SPM 所产生的啁啾有以下几个特点：（1）啁啾在脉冲前沿附近是负的，而到后沿附近是正的；（2）在高斯脉冲中心附近有较大范围内，啁啾是线性的且是正的；（3）对有较陡前后沿的脉冲，其啁啾显著增大；（4）与高斯脉冲不同，超高速脉冲的啁啾仅发生在脉冲沿附近且不是线性的。如果用较窄的脉冲或较高的峰值功率的脉冲注入到色散位移的高度非线性光纤中传输，就会发生强烈 SPM 效应，产生大量的线性正啁啾，同时脉冲宽度基本不变，再采用线性补偿的办法压缩脉冲。

4.3 数值仿真及优化设计

在 4.2.1 节中详细地介绍了对啁啾脉冲线性压缩的解析解，(4.32) 式是忽略非线性效应的解析解，(4.33) 式说明了传输过程中脉冲变化和光纤色散、脉冲初始啁啾的关系，说明当 $\beta_2 C$ 乘积小于 0，才有线性压缩效应，本节利用分步傅立叶方法解 (4.38) 式得到数值解，注入脉冲是高斯性的，其啁啾参量 $C=-2$ ，重复频率为 10GHz，使用正色散光纤， $D=-100\text{ps}/\text{nm}\cdot\text{km}$ 。图 4.1 展示的是负啁啾脉冲在正色散光纤被压缩和展宽的数值模拟结果，当脉冲经过 $0.15L_D$ 后线性压缩到最窄，随后展宽。图 4.2 是三组不同位置的频谱和脉冲波形，从左往右显示了脉宽被压缩的过程，频谱基本不变。图 4.3、4.4 分别为脉冲被压缩的详细仿真结果和频谱图。

在 4.2.2 节详细介绍了高阶孤子压缩脉冲的理论和方程。注入脉冲的形状为高斯型，啁啾参量 C 为零，脉冲的重复频率为 10GHz，脉宽为 20ps，波长 1550nm。使用的光纤为普通光纤，色散值 $D=18\text{ps}/\text{nm}\cdot\text{km}$ ，非线性系数 $\gamma=3\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ 。采用的理论方程是式 (4.38)。图 4.5 和 4.6 分别是 $N=1$ 时的脉冲传输和频谱传输数值

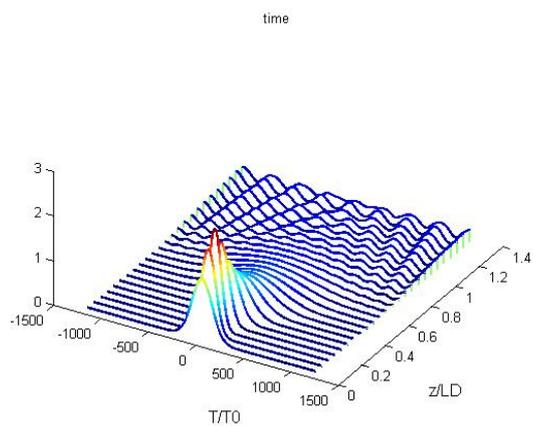


图 4.1 负啁啾脉冲在正色散光纤中传输

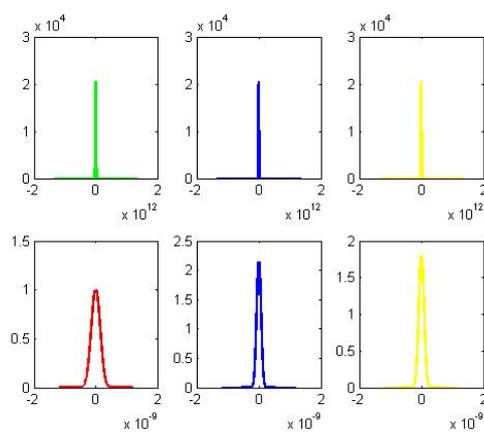


图 4.2 脉冲在光纤中不同位置时的频谱和脉冲波形

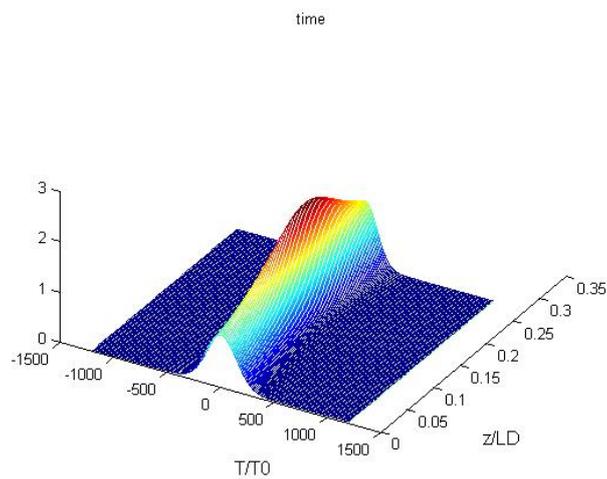


图 4.3 脉冲在光纤传输时波形变化图

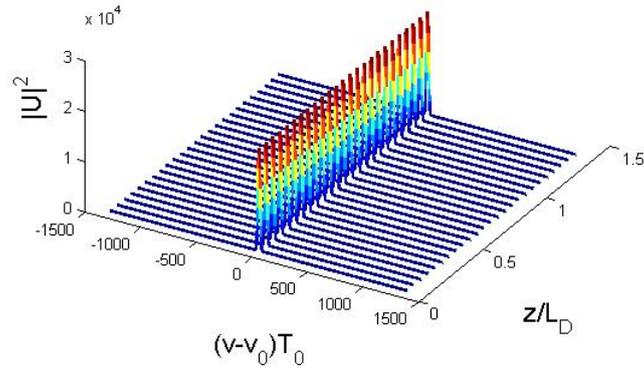


图 4.4 脉冲在光纤传输中详细的频谱变化图

模拟图，从仿真结果可以看出基阶孤子已形成，并且保持脉冲波形和频谱成分没有发生改变。

图 4.7~4.9 是 $N=100$ ，脉冲形状、频谱传输形状和脉冲形状传输图，图 4.7 显示的三组频谱和脉冲图，从左往右是脉冲被压缩的过程，在脉冲被压缩的过程，频谱被展宽，这一点说明我们的仿真是正确的。从图 4.9 是高阶孤子的演化图，当孤子传到 $0.2L_0$ 左右时，脉冲被压缩到最窄，这就是高阶孤子压缩的核心。

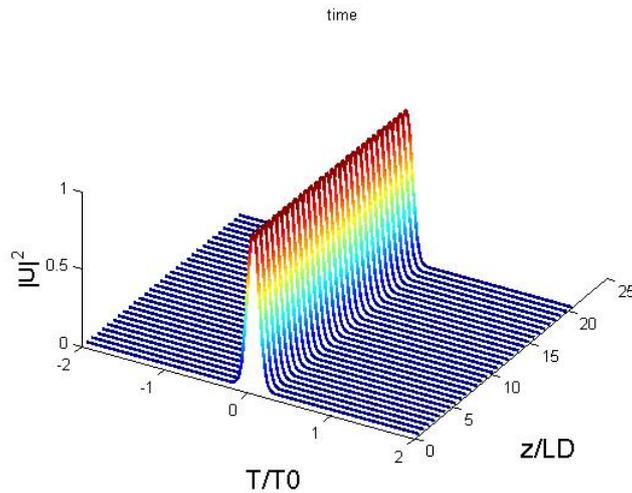


图 4.5 基阶孤子在光纤传输时的波形图

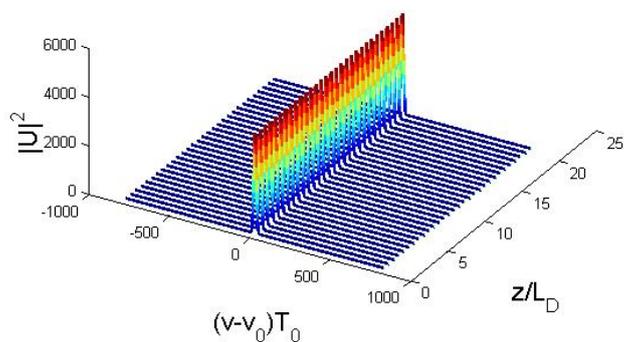


图 4.6 基阶孤子在光纤传输时的频谱图

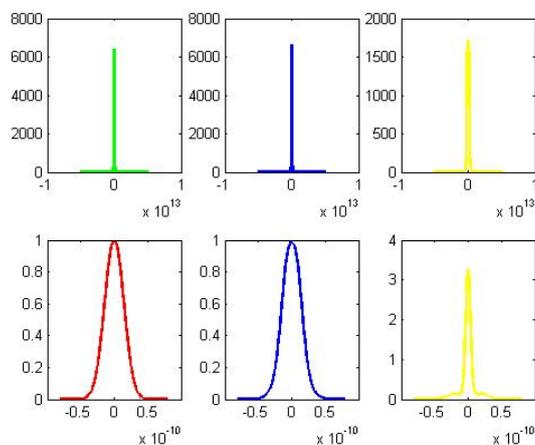


图 4.7 高阶孤子在光纤中传输时不同位置的波形图和频谱图

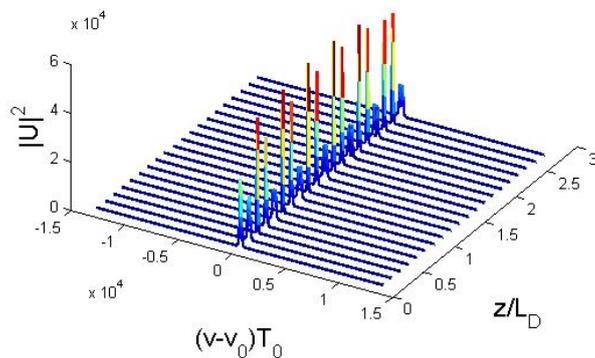


图 4.8 高阶孤子在光纤传输时频谱演变图

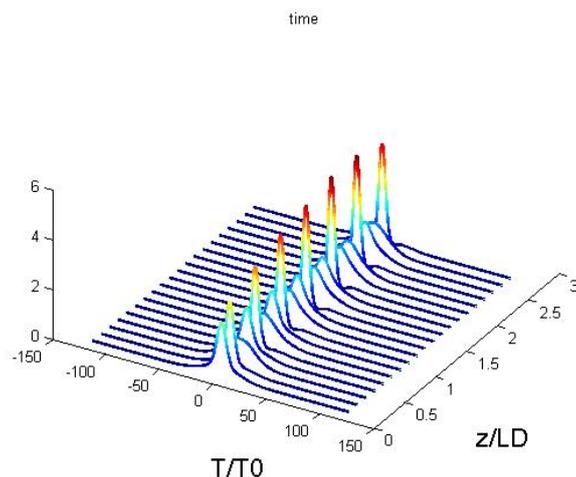


图 4.9 高阶孤子在光纤传输时波形演变图

在 4.2.3 节详细介绍了使用色散位移的高度非线性位移光纤。注入脉冲的形状为高斯型，啁啾参量 C 为零，脉冲的重复频率为 10GHz ，脉宽为 20ps ，波长 1550nm 。使用光纤的色散值 $D=0$ ，非线性系数 $\gamma=20\text{W}^{-1}\text{Km}^{-1}$ 。使用的理论模型为式 (4.43)，该式忽略了光纤的色散项和耗损，强调了非线性项。图 4.10~4.12 为仿真结果，图 4.10 是脉冲在光纤中传输频谱和脉冲形状的变化，从左往右是传输距离不断增加的三组频谱和波形图，从图中可以看出脉宽和波形基本不变，而频谱不断展宽，SPM效应使得脉冲带有大量的线性啁啾，可以利用线性压缩的方法压缩脉冲。图 4.11 是频谱传输图，其频谱展宽很明显。图 4.12 是脉冲波形传输图，可以从图中明显看出脉冲没有被展宽。仿真结果与实验结果非常吻合，实验情况我们将在下一节详细介绍。

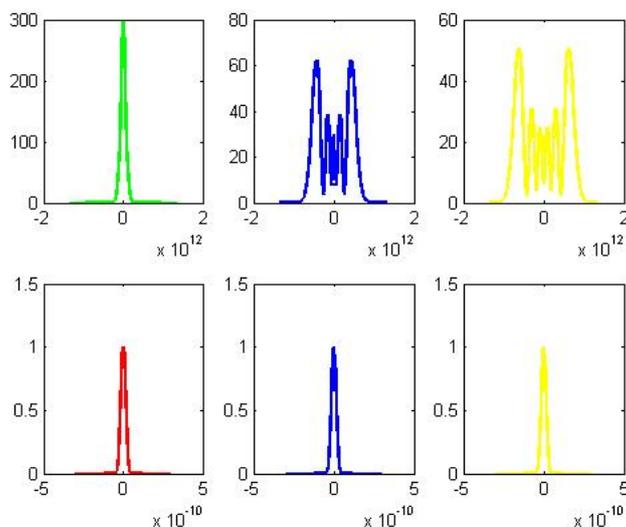


图 4.10 光脉冲在高度非线性光纤中传输时不同位置的波形图和频谱图

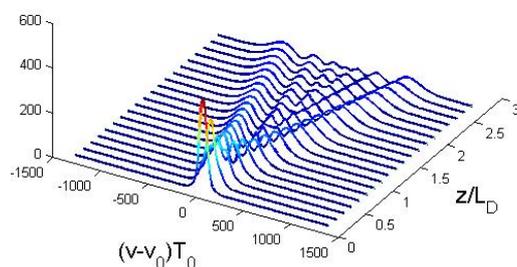


图 4.11 光脉冲在高度非线性光纤中传输时频谱演化图

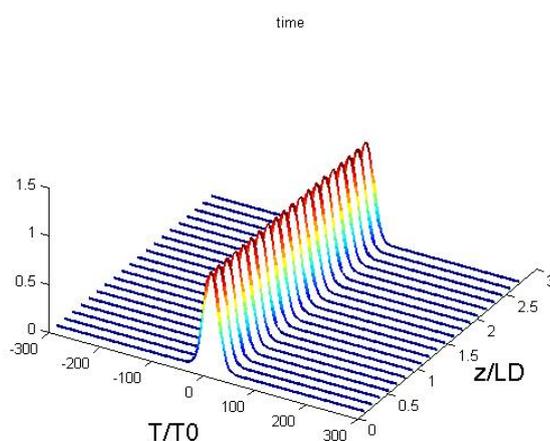


图 4.12 光脉冲在高度非线性光纤中传输时波形演化图

4.4 实验研究

4.4.1 线性压缩实验

图 4.13 是对 10GHz 增益开关激光器输出脉冲进行线性压缩实验装置图。本实验装置使用的激光器的调制带宽为 10GHz (3dB), 阈值电流 15mA, 电放大器的带宽为 4~13GHz, 光学滤波器的带宽为 0.8nm。测试设备射频信号 (RF) 发生器为美国安捷伦公司的 E8257D, 输出频段为 250KHz~20GHz; 取样示波器为美国安捷伦公司的 86100C, 电子带宽 70GHz; 光电探测器 (PD) 为德国 U2T 公司的 XPDV2020R, 3dB 带宽为 50GHz; 自相关仪采用德国 APE 公司的 PulseCheck, 倍频晶体为 KTP, 采用非共线倍频方式; 功分器、高频线带宽均大于 10GHz, 在此不再赘述。

本激光器的结构特点已在第二章介绍过，不再强调，从激光器输出的脉冲，经过一段长度约 500 米色散补偿光纤（DCF）后（在 1550nm 处色散值 $D=-120\text{ps}/\text{nm}\cdot\text{km}$ ，色散斜率为 $0.675\text{ps}/\text{nm}^2\cdot\text{km}$ ），由一个 Coupler 一分为二，一部分经高速 PD 转化成电信号，由取样示波器测波形；另一部分经 EDFA 放大后由自相关仪测脉宽。

图 4.14 为直接从增益开关激光器出来的光谱，光谱宽度约 0.3nm。图 4.15 是通过取样示波器测得脉冲序列，脉宽约 25ps。图 4.16 就是经过 500m 色散补偿光纤（DCF），后经过自相关仪测得脉冲自相关曲线，脉宽约 7ps。时间带宽积 0.4366，是接近变换极限的脉冲；从实验数据对比看，脉冲得到明显压缩。

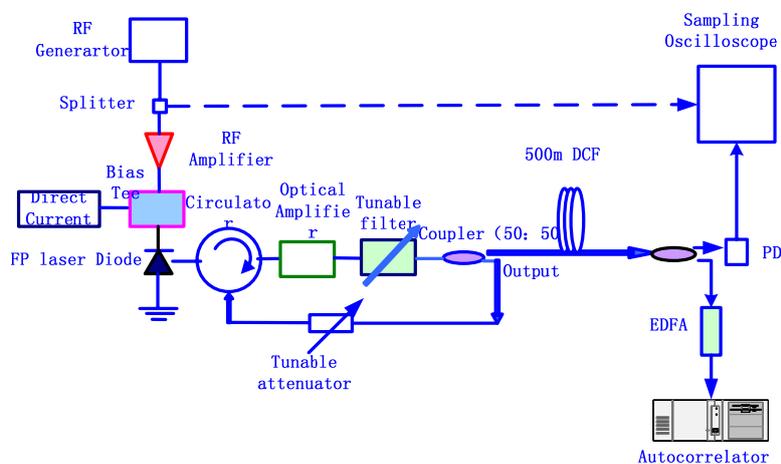


图 4.13 增益开关激光器线性压缩实验装置示意图

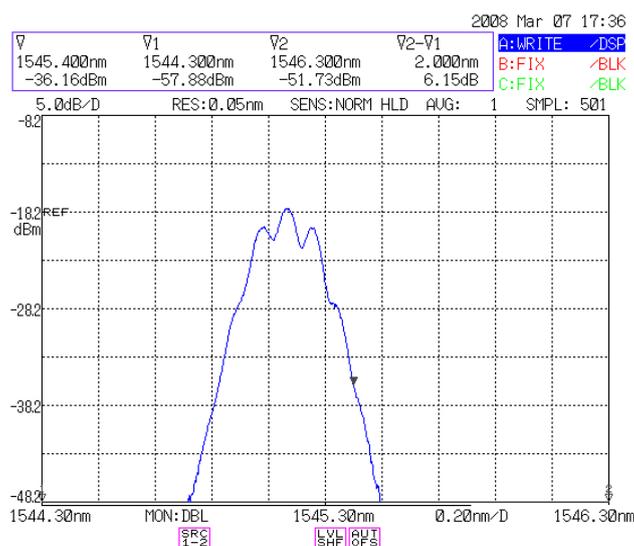


图 4.14 压缩前的光谱

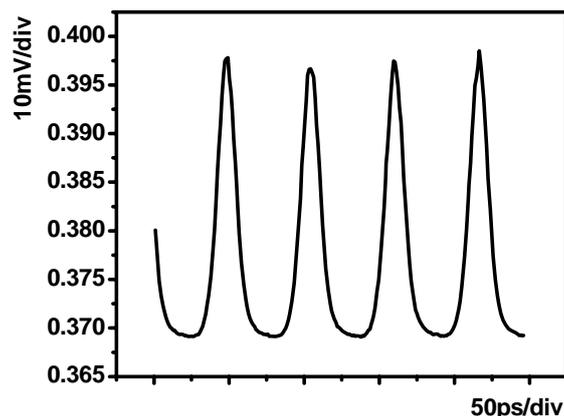


图 4.15 压缩前由取样示波器测得脉冲序列

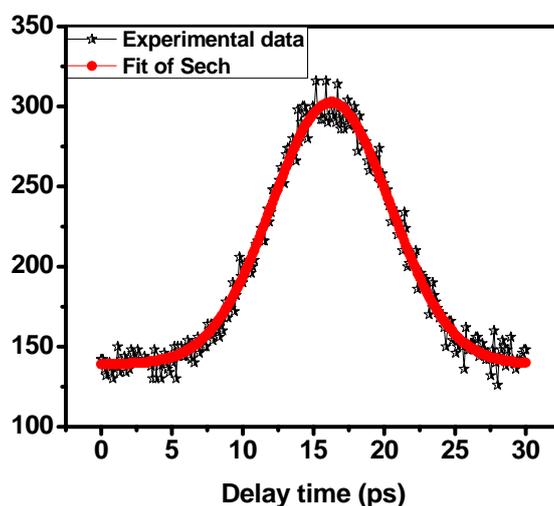


图 4.16 压缩后自相关曲线和双曲正割拟合

4.4.2 利用色散位移的高度非线性光纤和普通单模光纤脉冲压缩的实验

图 4.17 是利用色散位移的高度非线性光纤和SMF进行脉冲压缩的实验装置示意图，其他设备在 4.4.1 节中已经做了说明，不再赘述。本实验是在线性压缩的基础上，把线性压缩的脉冲，通过大功率放大器放大功率后，注入到 300m长的色散位移高度非线性光纤，光纤的非线性系数 $\gamma = 10.5 \text{W}^{-1} \text{km}^{-1}$ ，零色散点在 1550nm，色散斜率 $0.019 \pm 0.004 \text{ps/nm}^2/\text{km}$ 。大功率放大器是可调的，输出功率范围 -7dBm-35dBm，工作波长范围 1530-1570nm。装置图中多了一个滤波器，其光学带宽为 1.4nm，目的是除去大部分噪声，提高大功率放大器的工作效率。

光信号通过 300mHNLf后, 经过一个光纤耦合器, 注入到 70m的SMF, 再经过一个 95: 5 的Coupler, 95%的光功率用于自相关仪测脉宽, 5%的输入到光谱仪测光谱。光谱仪是日本横河公司的产品, 型号为AQ6370, 最小分辨率为 20pm, 波长测试范围 600~1700nm。通过改变大功率放大器的功率, 可以观测到在不同注入功率下, 脉冲在HNLf中频谱展宽情况。图 4. 18 就是在不同功率注入下频谱变化情况, 当功率从 0. 5dBm增加到 13dBm, 频谱从 0. 3 你们展宽到 25nm, 很显然SPM 效应起了重要的作用, 与我们的仿真结果比较吻合。图中中心有一个小凸起, 是注入的噪声信号, 目的是抖动抑制, 我们可以很清楚地看到, 中心频谱随着注入功率的增加, 强度不断增强, 而宽度没有变化, 说明不是脉冲信号的组成成分。图 4. 19 就是在注入功率为 13dBm条件下, 经 70mSMF压缩后脉冲自相关曲线和双曲正割拟合曲线, 脉宽为 426fs. 该实验通过合理选择SMF的长度可以继续压缩, 得到更短的脉冲, 因为本实验压缩后的脉冲的时间带宽积为 5. 6134 , 远大于 0. 441。由于时间和任务的关系, 我们暂停了此项研究工作。相信本实验为后期的工作做了重要的探索, 奠定扎实了基础。

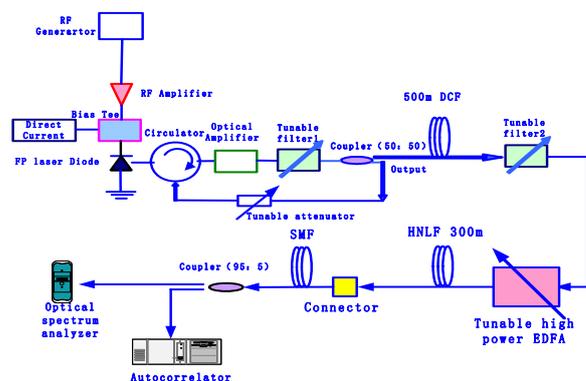


图 4. 17 利用高度非线性光纤和 SMF 进行脉冲压缩的实验装置示意图

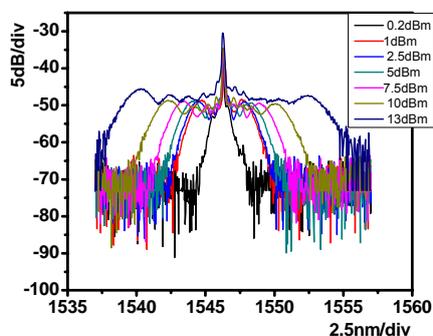


图 4. 18 在不同注入功率下载 HNLf 中频谱展宽图

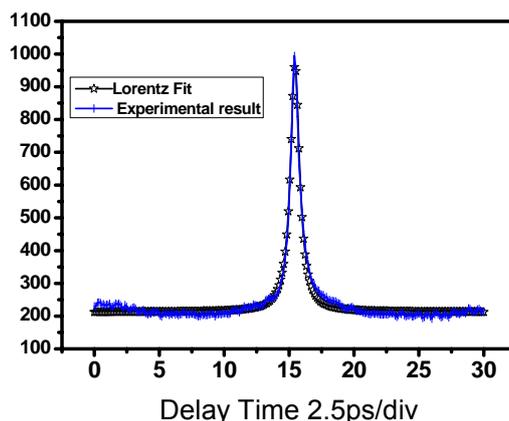


图 4.19 压缩后的自相关曲线和双曲正割拟合曲线

【总结】

本章从理论推导、数值仿真和实验三个层次分别研究了脉冲在光纤中的线性压缩、高阶孤子压缩和使用色散位移的高度非线性压缩方法，为后续者提供了理论和实验依据。主要完成了以下几方面的工作：

- 1、从理论上推导了进行线性压缩的条件；
- 2、利用非线性薛定谔方程仿真出了线性压缩的数值图形，为实验提供了理论依据；
- 3、利用非线性薛定谔方程仿真出了高阶孤子时域频谱演化图形以及基阶孤子时域频谱传输波形；
- 4、利用非线性薛定谔方程仿真出了色散位移高度非线性光纤产生脉冲频谱展宽的条件和波形演变图，为实验提供了理论依据；
- 5、利用 500mDCF 把从增益开关激光器中产生的 10GHz 脉冲序列，通过线性压缩的方法从 25ps 压缩到约 7ps，验证了理论和数值模拟；
- 6、使用 300mHNLFF 把 7ps 的脉冲序列的频谱从 0.3nm 展宽到约 25nm，再经过 70m 的 SMF，脉冲压缩到 426fs。

参考文献

- [1] Khawaja Aamer Ahmed, Kai Choong Chan and Hai-Feng Liu, "Femtosecond Pulse Generation from Semiconductor Lasers Using the Soliton-Effect

- Compression Technique” . IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS . 1995, Vol. 1(2): 592-600
- [2] Masanao MIYAMOTO, Masahiro TsUCHIYA, Hai-Feng Liu and Takeshi KAMIYA, “Generation of Ultrashort (65fs) Pulses from 1.55 μ m Gain-Switched Distributed Feedback (DFB) Laser with Soliton Compression by Dispersion Arrangements” . Jpn. J. Appl. Phys. 1996, Vol. 35:1330-1332
- [3] Johnson Teng Ong, Ryo Takahashi, Masahiro Tsuchiya, Sheng-Hsien Wong, Richard T. Sahara, Yoh Ogawa and Takeshi Kamiya. “Subpicosecond Soliton Compression of Gain Switched Diode Laser Pulses Using an Erbium-Doped Fiber Amplifier” . IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS 1993, Vol. 29(6):1701-1707
- [4] Hai-Feng Liu, Yoh Ogawa, Saeko Oshiba, and Toshio Nonaka. “Picosecond Pulse Generation from a 1.3 μ m Distributed Feedback Laser Diode Using Soliton-Effect Compression” . IEEE JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS, 1991, VOL. 27. (6):1655-1660
- [5] Hiroshi OHTA and Tokukoh OKI “310-Femtosecond Optical Pulse Generation from a Gain-Switched Laser Diode Using Soliton Compression” Jpn. J. Appl. Phys. Vol. 33 (1994):L1604-1606
- [6] Masanao MIYAMOTO, Masahiro TSUCHIYA, Hai-Feng Liu and Takeshi KAMIYA “Generation of Ultrashort (65fs) Pulses from 1.55 μ m Gain-switched Distributed Feedback (DFB) Laser with Soliton Compression by Dispersion Arrangement” Jpn. J. Appl. Phys. 1996 vol. 35:1330-1332
- [7] ATSUSHI TAKADA, TOSHIHIKO SUGIE, AND MASATOSHI SARUWATARI, “High-speed Picosecond Optical Pulse Compression from Gain-Switched 1.3- μ m Distributed Feedback Laser Diode (DFB-LD) through Highly Dispersive Single-Mode Fiber” . JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY 1987 Vol. 5(10) : 1525-1533
- [8] Ryosuke Yatsu, Kenji Taira, and Masahiro Tsuchiya “High-quality sub-100-fs optical pulse generation by fiber-optic soliton compression

of gain-switched distributed-feedback laser-diode pulses in conjunction with nonlinear optical fiber loops” OPTICS LETTERS 1999 Vol.24(16): 1172-1174

[9] L. P. Barry, B. C. Thomsen, J. M. Dudley and J. D. Harvey “Optimised design of fibre-based pulse compressor for gain-switched DFB laser pulses at $1.5\ \mu\text{m}$ ” ELECTRONICS LETTERS 8th July 1999 vol.35 (14) : 1166-1167

[10] K. Igarashi, R. Miyabe, J. Hiroishi, S. Takasaka, H. Tobioka, S. Matsushita, T. Yagi and S. Namiki. “Ultra-highly pure 160 GHz sub-picosecond soliton train generation with average dispersion-managed comb-like dispersion profiled fiber using highly-nonlinear fiber” .

[11] Norihiko Nishizawa, Youta Ito, and Toshio Goto. “Generation and characterization of widely broadened super continuum using highly nonlinear fibers and fiber laser” . WEDNESDAY AFTERNOON OFC 2002: 310-312

[12] Takashi Inoue, Naomi Kumano, Masanori Takahashi, Takeshi Yagi, and Misao Sakano. “Generation of 80-nm Wavelength-Tunable 100-fs Pulse Based on Comblike Profiled Fiber Comprised of HNLF and Zero Dispersion-Slope NZDSF” . JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY, 2007, VOL. 25(1) : 165-169

[13] Govind P. Agrawal “非线性光纤光学原理及应用” 第三版 电子工业出版社 2002 : 64-86

[14] Govind P. Agrawal “非线性光纤光学原理及应用” 第三版 电子工业出版社 2002 : 88-110

[15] Govind P. Agrawal “非线性光纤光学原理及应用” 第三版 电子工业出版社 2002 : 42-53

[16] N. Sisakyan and A. B. Shvartsburg, Sov. J. Quantum Electron, 1984, 14:1146

第五章 光取样源的实验研究

目前, 数据率高达 40-Gbit/s 的 SDH 光纤系统已获得商业应用, 而 10-Gbit/s 光纤以太网 (Ethernet) 已经成为了数据通信市场的主流产品。针对 160-Gbit/s 的光学时分复用 (OTDM) 系统的研发工作现正成为国际光通信领域的研究重点, 预计它将成为 SDH 光纤通信系统的一个新标准, 并将在 2010 年后获得商业应用。对于这一潜在的巨大商业市场, 日本的 Oki Electric 公司已经成功地开发出了采用 OTDM 技术的 160-Gbit/s 工程化光收发器模块, 并具有将其推向全球电讯市场的能力。另外, 有关 320-Gbit/s 的 OTDM 系统的研究工作近年来也逐渐受到了国际主要电讯公司的重视。在超高速网络方面, 当前国际上著名的电讯公司和研究机构正在加紧 100-Gbit/s 以太网 (Ethernet) 的开发工作, 而且朝着工程化应用方向迅速迈进。对于工程应用而言, 确保光通信系统与网络可靠运行的一个重要环节就是要对光纤中传输的高速数据信号进行实时的误码性能检测。由于目前还没有可工作于 100-Gbit/s 或更高速率的误码测试仪 (BER Tester), 因此通过监测超高速光数据信号的波形从而估算出光纤传输系统的误码率就成为了一种快速、可行的传输质量监控手段。超宽带光学示波器就成为一种必备的测试仪器。

超短光学取样源是光学取样示波器特别重要的核心器件, 它的特性直接决定了光学取样示波器的测试性能^[1-13]。在研制取样示波器中要求超短脉冲取样源输出脉冲短、抖动小、重复频率可调、输出脉冲序列能与高速数据流同步、波长可调、稳定性高等特点。从要求看, 取样源不仅要具有主动锁模的重复频率可调、与外界同步等特性, 还要求具有被动锁模的脉冲窄、抖动小、重复频率较低等特点。从实验研制角度来说, 具有较大难度。本章主要叙述超短脉冲取样源的实验研究。我们着重介绍类“8”字腔重复频率可调的掺铒光纤被动锁模激光器的实验研究和 100MHz 增益开关激光器输出低抖动飞秒脉冲序列的实验研究。

&5.1 基于掺铒光纤被动锁模激光器作为取样源的理论 and 实验研究

为满足超短取样源对脉冲宽度、能量以及激光器稳定的要求, 我们确定采用基于 SESAM 和非线性放大环形镜的脉冲展宽复合结构脉冲光纤激光器, 同时在

腔内增加了一个延迟线，以改变激光器的输出频率。本节将详细介绍展宽脉冲相加锁模理论、未加光延迟的基于 SESAM 和非线性放大环形镜的脉冲展宽复合结构脉冲光纤激光器实验研究和增加了光延迟线基于 SESAM 和非线性放大环形镜的脉冲展宽复合结构脉冲光纤激光器实验研究。

5.1.1 展宽脉冲相加锁模光纤激光器的理论分析

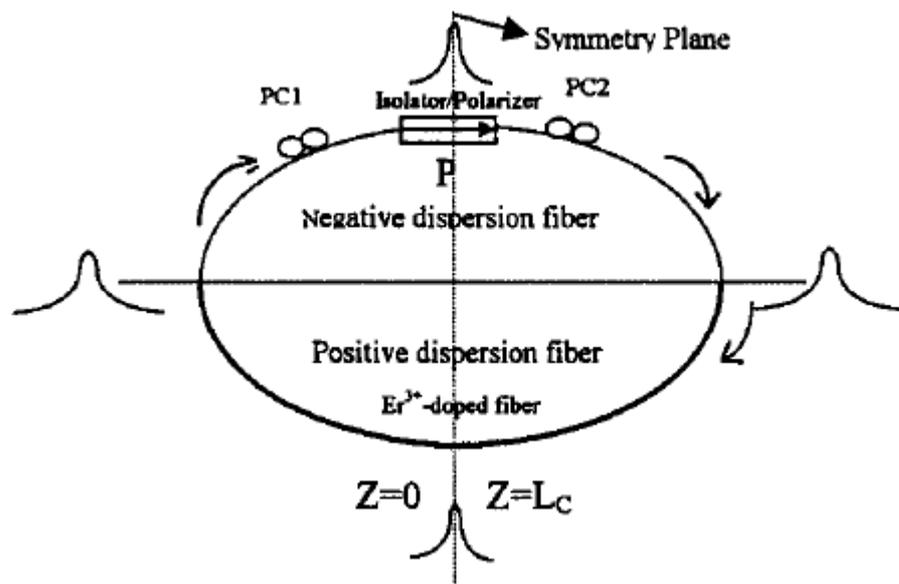


图5-1 展宽脉冲锁模环形腔光纤激光器的原理图

在光纤激光激光器研制过程中为了避免能量和光谱宽度的限制，一种有效的途径是通过调整腔内的色散使光纤激光器工作在非孤子区(零色散或正色散区)。一个腔体总色散量为零的环形腔光纤激光器可以采用两种方案。第一种是使整个光纤激光环形腔都处于零色散，这样光脉冲在环形腔内循环时不存在其它效应的情况下将保持其恒定的脉冲和光谱形状；第二种方法是采用总色散平衡的具有相反符号群速色散(GVD)的光纤来构成整个腔体。在这种状态下，光脉冲经历啁啾和啁啾补偿两个过程。这两种方法的最大差别是后一种方法中，如果环形腔内正负GVD的总量都很大的话，光脉冲的峰值功率在每一个循环中被大大降低，如果腔内GVD作用随非线性作用(Kerr效应)在腔内均匀分布的话，光脉冲的展宽和压缩在腔内将交替进行，上面这种技术被称之为展宽脉冲相加脉冲锁模技术^[14]。利用这种原理可以从光纤激光器中产生更高能量和更宽光谱的超短光脉冲^[14]。

图 5-1 是一个展宽脉冲锁模环形腔光纤激光器的原理图。整个腔体由正负两种色散值(在 1550nm 波长处)的光纤组成。首先忽略光纤的非线性作用, 由于腔内正负总色散量很大, 因此理论模型中采用高斯光脉冲来作为假定的腔内光脉冲。腔体内色散是由两大部分组成, 一部分是正常色散(+GVD)的增益光纤, 另一部分是反常色散(-GVD)光纤。我们先假定这些光纤的总色散量已经很好地平衡, 在这种情况下我们假设一个变换极限的高斯光脉冲从一个正常色散元件中给定空间位置点 $Z=0$ 出发的话, 接着光脉冲随着偏离最小脉宽点后, 开始经历光纤色散从而使光脉冲展宽。在反常色散光纤中位置 P 点它又变成了一个变换极限的光脉冲, 光脉冲在环形腔中的平均脉冲宽度是其在光纤环形腔中位置和最小光脉冲宽度的函数。对一个给定光脉冲能量的光脉冲, 平均光脉冲宽度最小时, 环形腔中非线性效应对光脉冲的作用最大。如果非线性偏振旋转效应产生自幅度调制(SAM)的话, SAM系数最大时, 腔内的损耗最小, 因此假定最小光脉冲的位置是在对称平面上, 这是理论分析的出发点^[16]。

(1) 群速度色散的不平衡

考虑到激光器的环形腔内两种光纤色散的非平衡, 而且忽略腔内的其他影响因素, 脉冲在腔内循环一次不能够在对称位置实现原来的形状, 如果谐振腔内存在其他的效应与色散共同作用时, 脉冲在腔内循环一次就有实现原来形状的可能。在理论分析时, 首先考虑由于腔内总色散的不平衡对光脉冲的产生的作用导致光脉冲发生变化, 其作用算符为^[17]:

$$jD \frac{d^2}{dt^2} = j \left[\left(\frac{\beta_p'' L_p}{2} \right) - \left| \frac{\beta_n'' L_n}{2} \right| \right] \frac{d^2}{dt^2} \quad (5-1)$$

上式中 β_p'' 正色散(GVD)参数, β_n'' 是负色散(GVD)参数, L_p 是正色散光纤的长度, L_n 是负色散光纤的长度, 环形腔中的这种色散不平衡也就是净色散导致了脉冲在这两种光纤中的不对称, 这种非对称性将影响腔内 SAM 和 SPM 的参数。这些参数的引入可以看作是锁模方程参数中泰勒展开式的线性项, 它们之间的相互作用认为是高阶作用, 在这里忽略。因此在描述展宽脉冲相加锁模光纤激光器的锁模方程中, 假定从参考平面经历一周回到原来位置, 脉冲形状只得到小的变化。

(2) 非线性相移

我们将光纤中的非线性效应作为一个微扰来处理，在光纤中具有椭圆偏振态的光脉冲的传输方程可以用两个分别为左旋和右旋的圆偏振态 E_+ 和 E_- 光来表示：

$$\frac{\partial}{\partial z} E_{\pm} = j \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_{\pm} - j \frac{4\pi}{3\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}} \left[|E_{\pm}|^2 + 2|E_{\mp}|^2 \right] E_{\pm} \quad (5-2)$$

其中 λ 是波长， A_{eff} 是有效模场面积， n_2 是非线性克尔系数，光脉冲的电矢量 E 已经归一化，其绝对值的平方代表光功率。

若 $\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}}$ ，上式可化为：

$$\frac{\partial}{\partial z} E_{\pm} = j \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_{\pm} - j \frac{2}{3} \kappa \left[|E_{\pm}|^2 + 2|E_{\mp}|^2 \right] E_{\pm} \quad (5-3)$$

为了方便我们使用矩阵理论来描述腔内偏振态的改变，根据图 5-1 光在谐振腔中的运转来分析偏振态的变化，从隔离器出来的线偏振光可以用下面形式表示：

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} re^{-j\phi} \\ j\sqrt{1-r^2} \end{bmatrix} A_0 \quad (5-4)$$

其中， A_0 是电场的振幅，这样不会出现相干项，在环形腔中讨论偏振相加锁模十分方便，通过归一化矩阵 U 可以作用(3-4)式：

$$U = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ 1 & -j \end{bmatrix} \quad (5-5)$$

$$\begin{bmatrix} E_+ \\ E_- \end{bmatrix} = U \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (5-6)$$

首先给出两个偏振方向的初始幅度 E_+^o 和 E_-^o

$$E_{\pm}^o = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(re^{-j\phi} \mp \sqrt{1-r^2} \right) A_0 \quad (5-7)$$

为了确定非线性相移，我们计算时沿着整个脉冲积分，并且沿着整个环路进行积分，所以净增加的非线性相移为：

$$\phi_{\pm}(t) = |A_o|^2 \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}} (1 \pm \eta) \left[\int dz \frac{1}{\sqrt{1+(z/b)^2}} e^{-\frac{t^2/\tau_o^2}{\left(1+\frac{z^2}{b^2}\right)}} \right] \quad (5-8)$$

$$\text{其中} \quad b = \frac{\tau_o^2}{|k''|}, \quad \eta = \frac{2}{3} r \sqrt{1-r^2} \cos \phi \quad (5-9)$$

在这里做一个近似的处理，将指数项展开到二阶，这是由于非线性相移是沿着整个脉冲都存在连续的自相位调制造成的。对整个腔长进行积分可以得到脉冲在腔内循环一周所积累的非线性相移为：

$$\Phi_{\pm}(t) = 4\kappa |A_o|^2 b (1 \pm \eta) \log\left(\frac{L}{2b}\right) \left[1 - \frac{t^2/\tau_o^2}{\log\left(\frac{L}{2b}\right)} \right] = \Phi_{\pm}^o \left[1 - \mu \frac{t^2}{\tau_o^2} \right] \quad (5-10)$$

$$\text{其中} \quad \kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_2}{A_{eff}}, \quad \Phi_{\pm}^o = \frac{4\kappa |A_o|^2 b}{\mu} (1 \pm \eta), \quad \mu = 1/\log(L/2b) \quad (5-11)$$

电场在经历了非线性相移之后变为：

$$E_{\pm} = E_{\pm}^o e^{-j\Phi_{\pm}^o} e^{-\frac{Q t^2}{2}} \approx E_{\pm}^o \left[1 - j\Phi_{\pm}^o \left(1 - \mu \frac{t^2}{\tau_o^2} \right) \right] e^{-\frac{t^2}{2\tau_o^2}} \quad (5-12)$$

$$\text{其中,} \quad Q = \frac{1}{\tau_o^2} (1 + j\mu\Phi_{\pm}^o) \quad (5-13)$$

在这里我们将非线性相移的指数项展开以，以便于将 SPM 效应作为之后的锁模方程中的一个调制因子，进行讨论。

经过上面的推导，得到了腔内的自相位调制作用（SPM）的表达式为：

$$\delta|E|^2 = \frac{4\kappa |A_o|^2 b}{\mu} \left[1 - \mu \frac{t^2}{\tau_o^2} \right] \quad (5-14)$$

(3) . APM 效应

如图 5.2 所示，偏振相加脉冲锁模机制可以描述为：线偏振光经过偏振控制装置变为了椭圆偏振光，椭圆偏振光在非线性克尔介质（也就是光纤中）偏振态会发生非线性偏振旋转，如果适当调节偏振控制装置，可以使高强度的脉冲尖峰低损耗的通过起偏器。如果在更普遍意义上来分析 P-APM 还应该包括通过克尔介质带来的二次偏振变化效应，但此处为了讨论方便，此项忽略。经过推导可以

得到 APM 作用带来的 SAM 效应的表达式为：

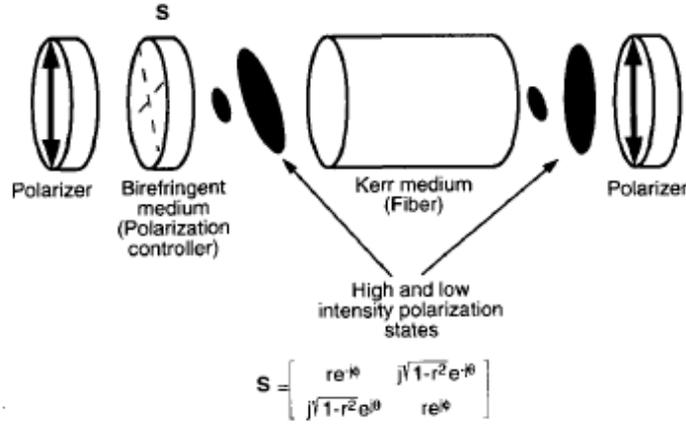


图5.2 偏振相加脉冲锁模(P-APM)的结构图

$$\gamma|E|^2 = -\frac{4\kappa|A_o|^2 b}{3\mu} r(1-r^2) \sin(2\phi) \left[1 - \mu \frac{t^2}{\tau_o^2} \right] \quad (5-15)$$

通过以上对腔内各种作用的数学分析，现在我们将腔内的各项作用包括在内，可以得到一个具有自洽解 $E(t)$ 的锁模脉冲方程^[16]：

$$\left[(g-l) + \left(\frac{g}{\Omega_g^2} + jD \right) \frac{d^2}{dt^2} + \gamma_o |A_o|^2 \left(1 - \mu \frac{t^2}{\tau_o^2} \right) - j\delta_o |A_o|^2 \left(1 - \mu \frac{t^2}{\tau_o^2} \right) \right] E(t) = -j\Psi E(t) \quad (5-16)$$

其中，

$$\gamma_o = -\frac{4\kappa b}{3\mu} r(1-r^2) \sin(2\phi) \quad (5-17)$$

$$\delta_o = \frac{4\kappa b}{\mu} \quad (5-18)$$

这里 g 为腔内增益， l 是腔内每次循环的损耗， Ω_g 是增益带宽， D 是净色散算符，这个方程的解为一个高斯型的脉冲：

$$E(t) = A_o e^{-\frac{Q t^2}{2}} \quad (5-19)$$

将上式代入（5-8）求解，对于具体的光脉冲 $Q = Q_R + jQ_I$ ， Q_R 、 Q_I 分别为 Q 的实部和虚部，通过代入合并简化可以得到 Q_R 、 Q_I 的具体表达式：

$$Q_R = \sqrt{\frac{4\eta|A_o|^2}{\beta^n(1+\tan^2(\xi))}} \sqrt{\frac{\xi_o^2 + 1}{G^2 + D^2}}, \quad (5-20)$$

$$Q_I = Q_R \tan(\xi) \quad (5-21)$$

$$\text{其中} \quad \xi = \pi - \frac{1}{2} \left[\tan^{-1} \left(\frac{D}{G} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{1}{\xi_o} \right) \right], \quad \xi_o = \frac{\gamma_o}{\delta_o} \quad (5-22)$$

为了讨论腔里光脉冲的能量，在时域对 $E(t)$ 积分，有

$$E_p = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) E^*(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |A_o|^2 e^{-Q_R t^2} dt \quad (5-23)$$

$$\text{解得:} \quad E_p = |A_o|^2 \sqrt{\frac{\pi}{Q_R}} \quad (5-24)$$

从 (5-24) 式可以看出脉冲能量的大小和环形腔内的净色散值是有关的，为了讨论色散值对能量的影响，固定脉冲能量函数 (5-24) 式中其余的变量为常数，只讨论色散值对能量的影响，可以看到如果色散值增大，得到的脉冲能量也随之增大。展宽脉冲锁模环形腔的色散值是可以调整的，这种腔也被称为色散管理腔^[18]，通过正负两种光纤长度的合理选取，可以达到管理腔内的净色散量；另一个获得高能量的原因是，展宽脉冲相加锁模机制通过腔内周期性的结构，使得脉冲在每次循环中都会被展宽，从而降低了脉冲的峰值功率^[19]，减小了腔内的平均非线性作用，使得光在通过偏振控制器的时候损耗的能量减少^[20-22]，避免锁模机制的过度调制，从而能够形成高能量锁模脉冲。

5.1.2 基于 SESAM 和非线性放大环形镜的复合结构脉冲光纤激光器实验研究

非线性光环形镜 (NOLM) 和非线性放大环形镜 (NALM) 是基于 Sagnac 光纤干涉仪的原理^[15-19]，融合了非线性光纤环形镜和相加脉冲锁模的优点，可以极少的受外界环境变化的影响，而长时间稳定锁模工作，极可能实现锁模脉冲光纤激光器工程化，近年来已经受到世界各国科研人员的密切关注，成为被动锁模的一种重要腔型。基于 SESAM 和非线性放大环形镜 (NALM) 复合结构的脉冲光纤激光器，这种新型的腔体结构既继承了 NALM 受环境影响小、快可饱和吸收等优点，又将 SESAM 的易于自启动的优点体现出来，解决了传统的“8”字型腔自启动比较困难的问题，同时也可以得到比 SESAM 恢复时间短的脉冲，是一种稳定的超短脉冲光源。

非线性放大环形镜工作原理为^[20]：如图 5-3 所示，中间的 3dB 耦合器将入射光分成幅值相等、传播方向相反的两部分，这种设计把能提供放大的掺杂光纤靠

近中央耦合器，使得一路光刚进入环路即被放大，另一路则在离开时才被放大，这种结构称为非线性放大环形镜（NALM）。两列向相反方向传播的光在NALM内往返一次后获得了不同的非线性相移，而且相位差不是一个常数，而是随脉冲色散形状变化。如果调节偏振控制器PC2和优化NA环的结构将NALM调节到使脉冲的中央较强部分的相移接近 π ，则脉冲的这部分能量被透射，而边沿部分由于其功率较低，所得相移较小，从而被反射。总的结果是，从NALM输出的脉冲要比输入脉冲窄，如此周而复始，逐渐形成稳定的超短脉冲。

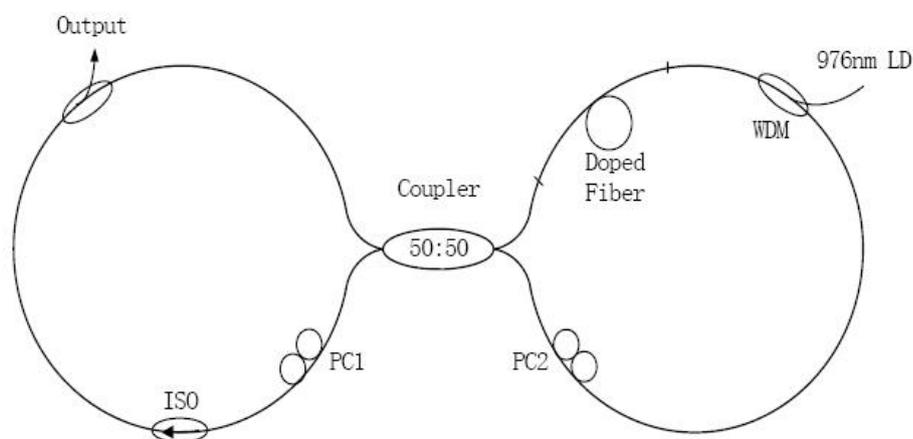


图5-3 NALM型“8”字腔锁模光纤激光器示意图

这里需要说明的一点是，以上的原理是普遍适用于“8”字型腔的NALM工作方式，由于构成一个“8”字型腔需要形成环路，所以需要将 2×2 的coupler另一侧的两端连接起来，这样就必须使得脉冲的峰值部分能大部分地透射出来，才能保证脉冲在腔内形成循环，不断窄化脉冲。而本实验中引入了SESAM作为腔镜，所以不需要连接coupler的两端形成环路，依靠SESAM的反馈就形成了回路，正因为如此在脉冲强度不够时，也就是中央部分的相移没有达到 π 时，脉冲就会在腔内循环，直到脉冲中央部分强度满足透射要求时，就会输出窄的脉冲，而脉冲的两翼由于没有足够的相移，会在腔内继续震荡，此过程周而复始，逐渐稳定。

整个光纤激光器的实验装置如图5-2所示，由于980nm波长是掺 Er^{3+} 光纤最大吸收截面所对应的波长，实验中我们采用了输出波长为980nm的尾纤输出的半导体激光器，同时为了避免温度变化引起输出波长的漂移而导致的泵浦效率

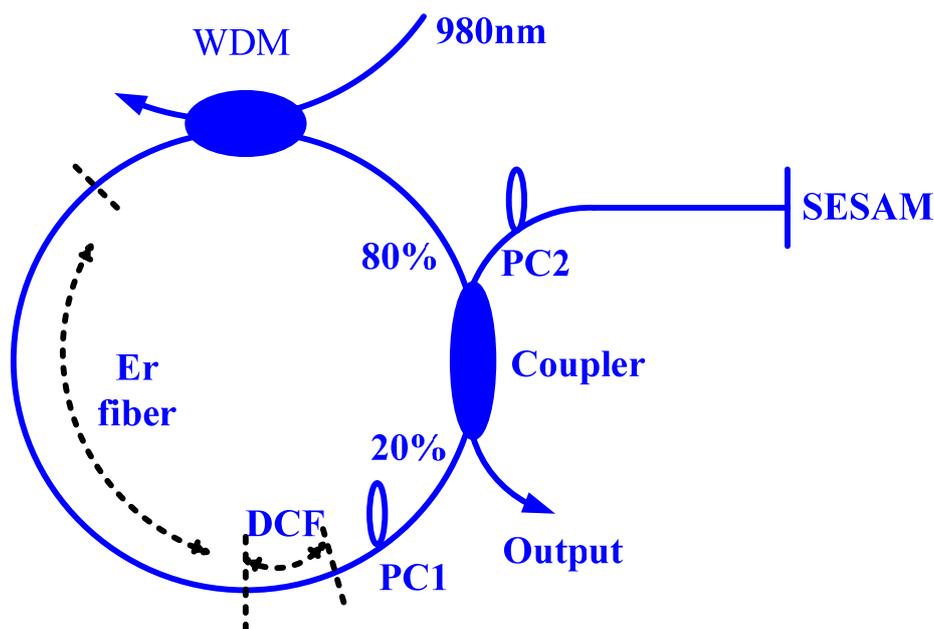


图5-2 基于SESAM和非线性放大环形镜(NALM)的复合结构脉冲光纤激光器示意图

的下降，光源中加有光纤布拉格光栅(FBG)以稳定输出波长。复合结构的光纤激光器其由一个非线性放大环形镜(NALM)和SESAM组成。NALM由一个 2×2 端口，分束比为80:20的光纤耦合器(coupler)、980/1550nm波分复用器(WDM)、掺 Er^{3+} 光纤以及一段色散补偿光纤(DCF fiber)组成。腔内采用色散补偿光纤是由于其较高的色散值可以使整个腔内的净色散值接近零，NALM采用80:20是为了使相对传输的两束光在环内获得足够的非线性相移。环外反馈线性部分由SESAM和普通单模光纤组成，所使用的SESAM的型号为：SAM326II.F.24，当脉冲到达SESAM的反射端面后将原路返回NALM中，构成循环回路。图中PC1和PC2为在线型偏振控制器，其用来调节光纤内传输光的偏振态，调节它可使激光器稳定锁模。

这种新型的SESAM和非线性放大环形镜(NALM)复合结构的脉冲光纤激光器的锁模方式是一种基于类可饱和吸收体窄化脉冲，并借助于可饱和吸收体易于自启动特点的被动锁模方式，类似于固体激光器利用SESAM自启动，克尔透镜(KLM)锁模的方法。基本思想是利用非线性器件对输入脉冲的强度依赖性而得到较输入脉冲更窄的脉冲。本实验中强度依赖的非线性器件是NALM，输入光经过一个耦合器被分成幅值比为80:20的传播方向相反的两列光，由于提供放大的有源光纤不在环的对称中心，同时两路分配的功率不相等，因此，一路光刚进入环路即被放大，然后经过一段较长的单模光纤，而另一路光则是先经过一段较

长的单模光纤，而在离开环路时被放大，这样沿顺时针方向传输的光和沿逆时针方向传输的光由于自相位调制 (SPM)、交叉相位调制 (XPM) 效应在 NALM 中往返一次将获得不同的非线性相移，然后两路光在中央耦合器 (coupler) 中干涉。由于 Sagnac 干涉仪的开关效应，当其最终的相移差为 π 时，则脉冲被透射，否则被反射。由于脉冲的中央部分强度较强，获得的相移大，而脉冲的边缘部分强度弱，获得的相移小，适当调节两个偏振控制器 pc1 和 pc2，使得脉冲强度大的中央部分最先达到透射阈值被透射输出，而脉冲的边缘部分未达到透射阈值而被反射到 SESAM 端，继续震荡。非线性放大环形镜的这种透射高功率信号和反射低功率信号的性能相当于一个高通滤波器，与可饱和吸收体的功能相似。本实验中采用的另一手段是引入了一个半导体可饱和吸收镜，由于 SESAM 所具有本身特性，可以从自发辐射的噪声中选出一些峰值较高的尖峰作为初始脉冲，这些小的尖峰通过在 SESAM 和 NALM 作用下被一次次的窄化，直到脉冲宽度小于 SESAM 的恢复时间 (约为 10ps 左右) 之后，NALM 单独继续窄化脉冲，直到达到腔内形成稳定的脉冲。

实验中使用光纤熔接机 (FSM-50PM) 将 WDM、DCF 光纤与掺 Er^{3+} 光纤焊接构成图 (5-2) 所示的结构，并耦合进 980nm 泵浦激光，调节偏振控制器 PC1 和 PC2 到适当的位置进行锁模，实验中当泵浦功率达到 297mW 时，激光器可以实现自起振锁模振荡，可以看出通过采用 SESAM 作为自启动装置，本激光器的阈值低于一般的“8”字形腔锁模脉冲激光器的启动阈值，所以 SESAM 的使用有利于 NALM 在低泵浦功率下实现自启动。在锁模脉冲建立之后，细调泵浦功率，微调偏振控制器，找到较好的锁模状态，锁模后的光纤激光器能长时间的稳定工作，图 (5-3) 为示波器上拍到的稳定锁模脉冲波形，从输出脉冲波形图上可以看出，脉冲的顶端清晰，说明锁模状态很好。在自启动泵浦功率为 106mW 时，重复频率约为 25.3MHz。

图 (5-5) 为测得脉冲的自相关曲线，在输出端口直接测量，在没有进行色散补偿的情况下，脉宽为 1.3ps，小于 SESAM 的恢复时间 10ps，证明了 NALM 对脉冲起到了窄化作用，在小于 10ps 之前两个可饱和吸收体共同窄化脉冲，在低于 10ps 后，单独由 SESAM 继续窄化脉冲，直至稳定。由于腔内采用了色散补偿的方法，使得腔内的净色散比零略大一些，接近于零色散，这样形成了展宽脉

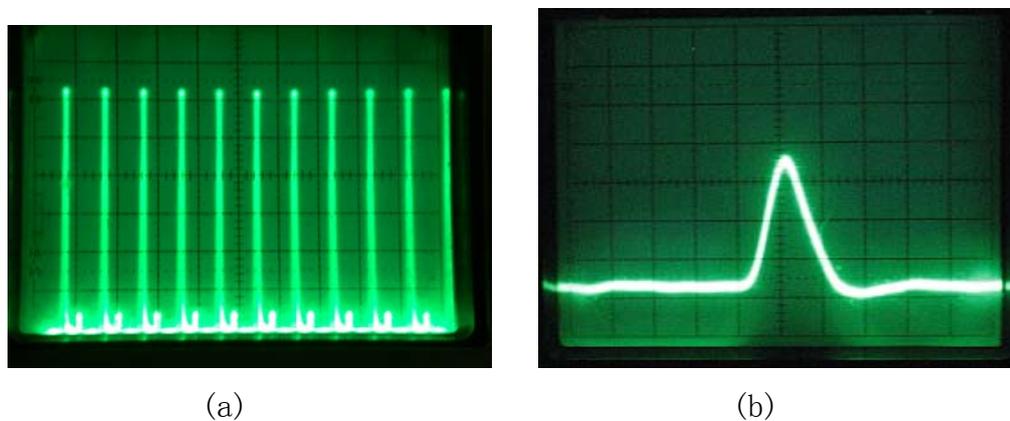


图5-3 示波器上观察到的锁模脉冲时域波形图

图(5-4)是在输出端口测得的光谱图线, 其中心波长为 1560nm, 光谱的带宽 (FWHM) 约为 25nm。较宽的光谱宽度也能够说明了现在激光器工作在展宽脉冲区。

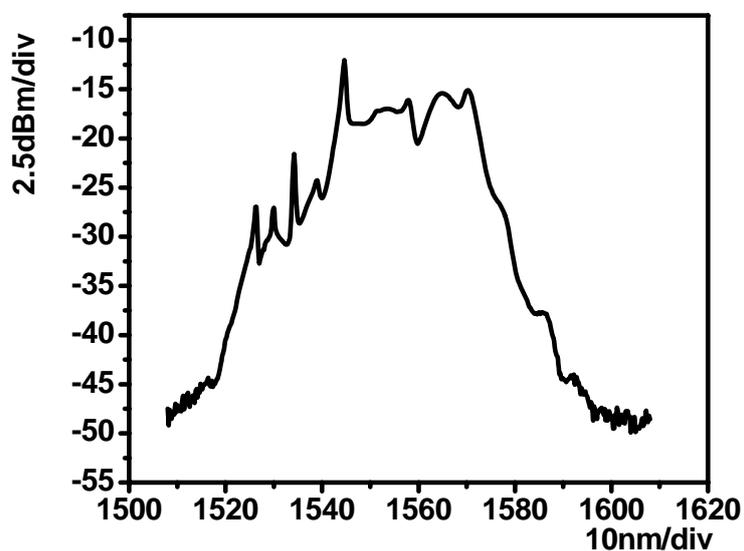
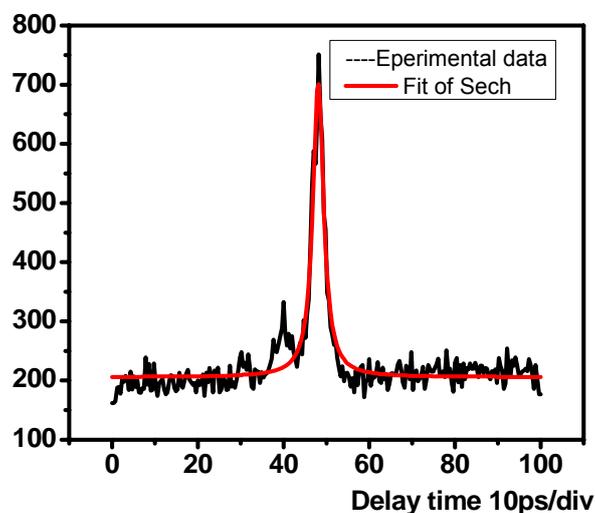


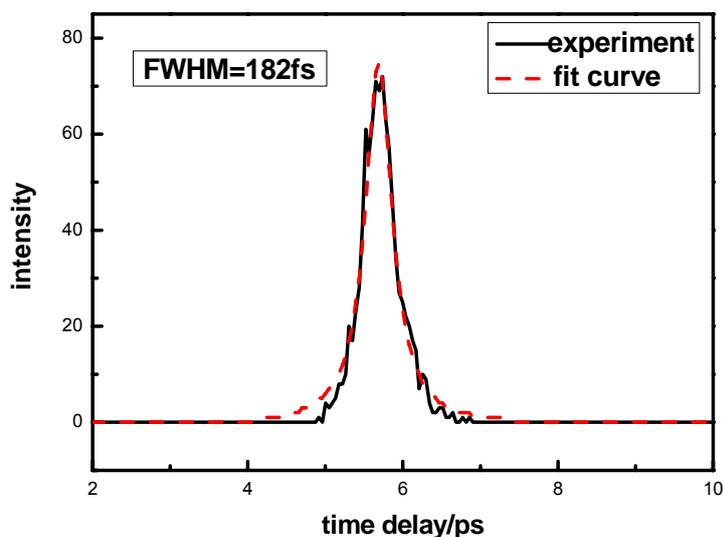
图5-4 输出脉冲的光谱图

冲锁模的结构, 光谱宽度较宽, 在腔外可以使用普通单模光纤进行补偿, 当普通光纤长度为 2.1m 时, 得到的最短脉宽为 182fs (该实验结果主要是白晶做出来

的)。



(a) 直接从“8”腔复合结构光纤激光器出来的自相关曲线和拟合曲线



(b) 经过 2.1 米单模光纤后自相关曲线和拟合曲线

图5-5 色散补偿前后的脉冲的自相关曲线图

这种新型的复合结构腔型既将 NALM 对偏振的稳定性以及飞秒级快速响应的特点保存下来, 又将 SESAM 易于自启动的特点结合起来, 解决了传统的非线性放大环形镜“8”字腔不易自启动的缺点, 又可以解决单纯使用可饱和吸收体带来

的响应时间问题，直接得到较窄的输出脉冲，并且实验中通过借助于色散补偿光纤 DCF 的方法，有效解决了色散控制和光纤长度的问题，是一种可以工作稳定，未来有很大实用价值的超短脉冲光源。

5.1.3 重复频率可变的基于 SESAM 和非线性放大环形镜的复合结构脉冲光纤激光器实验研究

为了满足重复频率可调的要求，我们在腔的一臂上加盖了一个高精度可调延迟线(如图 5.6)，调节精度可到 1.8ps，调节范围 0~350ps，工作波长范围 1520~1570nm，在整个波段输入输出损耗小于 1.28dB。激光器各个光纤的长度经过实验验证和调节，最后锁模稳定的腔长 8 米，延迟线带尾纤的长度约 1.05m，腔内的总色散量为 0.004ps²/km。由于光延迟线的加入，使得激光器锁模阈值大幅度提高，在泵浦功率在 420mW 时自启动。锁模后的光谱图见图 5.7，光谱图较没加光延迟线时有较大变化且中央有凹陷，可能原因是延迟线对不同波段的光损耗不一样、延迟线内的反射镜的材料吸收以及腔内优化没有做到最优等造成的。

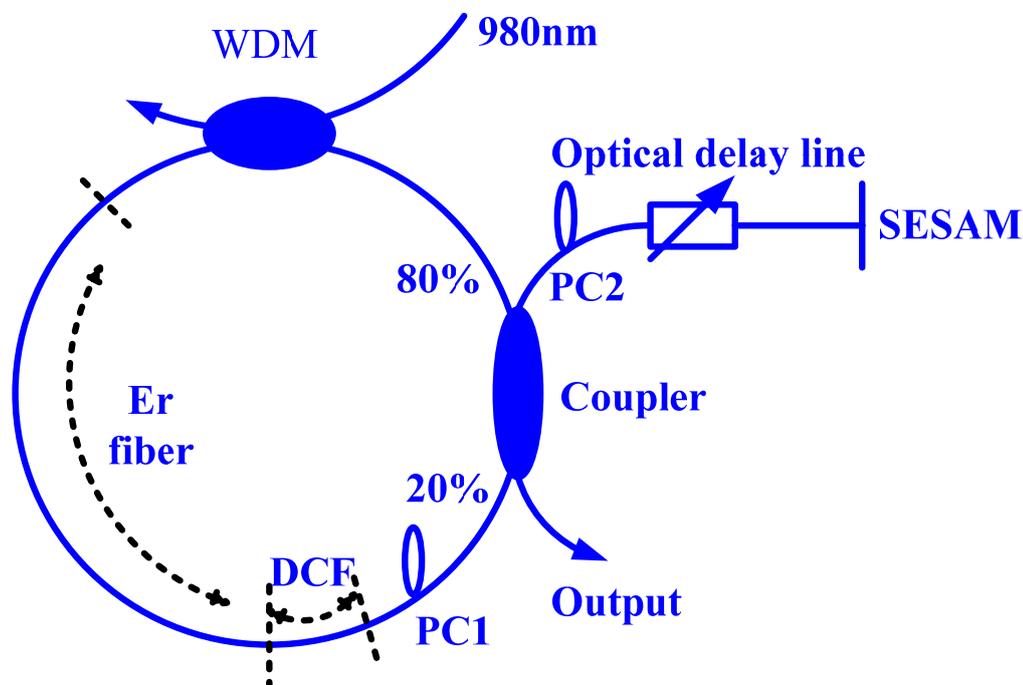


图 5.6 加光延迟线后激光器腔型图

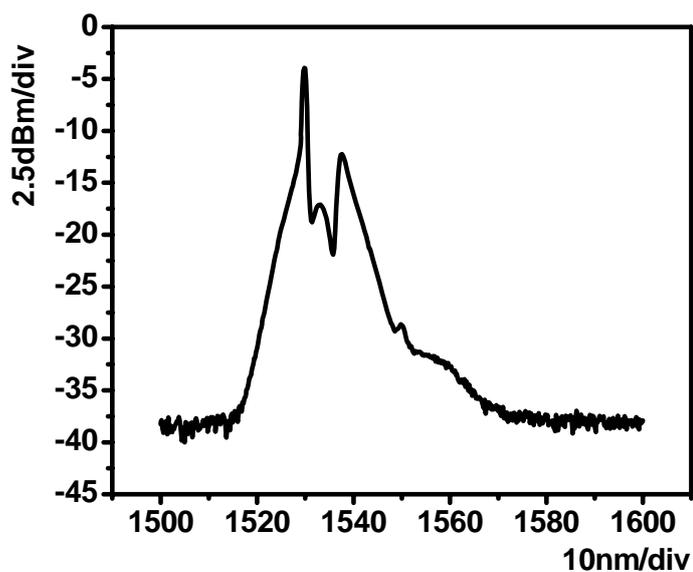
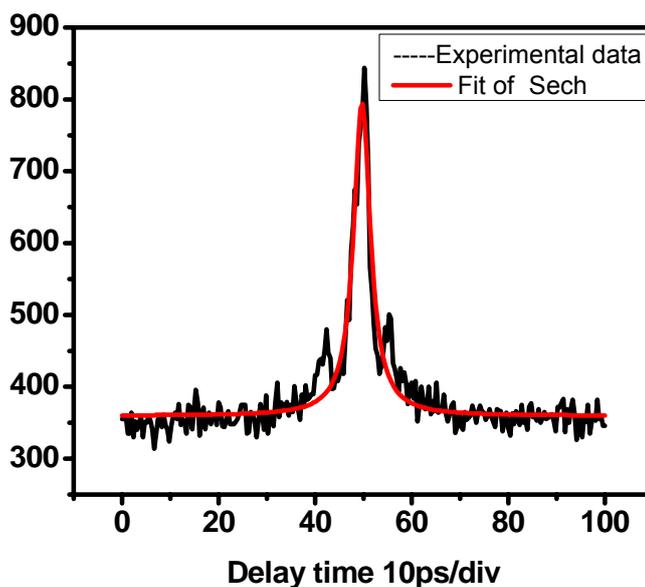


图 5.7 加延迟线后锁模稳定后的光谱图



(a) 延迟线在 0ps 刻度时的输出脉冲自相关曲线

当激光器在稳定锁模状态下调节延迟线时,没有出现激光器失锁或锁模状态变差、稳定性不好、多脉冲等现象出现。但是当我们调节延迟线使得激光器腔的长度发生改变时,输出脉冲的重复频率发生改变,同时锁模输出的脉宽发生改

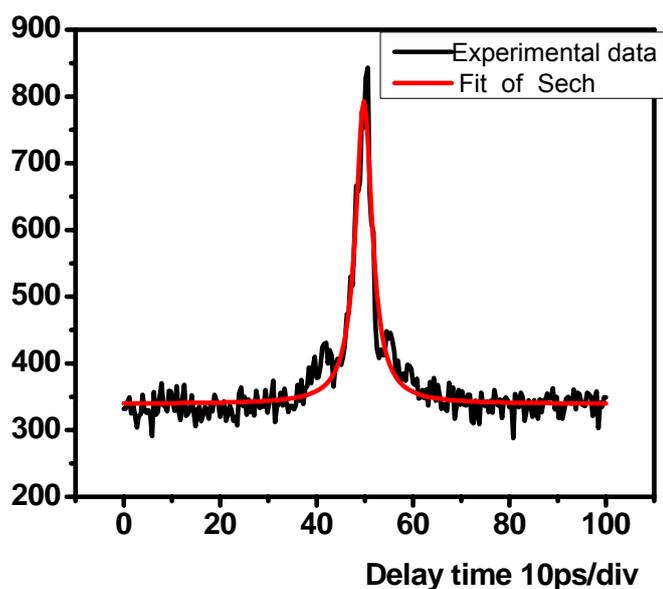


图 5.8 (b) 延迟线在 300ps 刻度时的输出脉冲自相关曲线

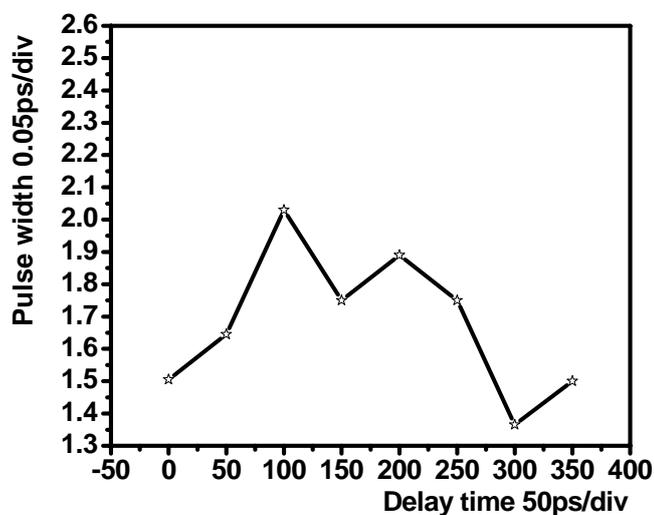


图 5.9 光延迟线在不同刻度时的输出脉冲宽度

变，脉冲宽度最大改变量达到 665fs，说明延迟线的移动对激光器的色散总量有一定的影响。图 5.8 (a) (b) 分别是光延迟线在 0ps 和 300ps 刻度时的输出脉冲自相关曲线，其脉宽分别为 1.505ps 和 1.365ps。图 5.9 是光延迟线在不同位置时激光器稳定锁模输出的脉宽曲线。当移动光延迟线时，发现激光器输出的光谱基本不变，说明延迟线的移动或腔长的轻微改变没有改变器锁模状态。由于激

光器腔内的总色散量偏正，出来的脉冲带有很大的正啁啾，随后我们加了 2m 的 SMF，得到 850fs 的脉冲（见图 5.10）。

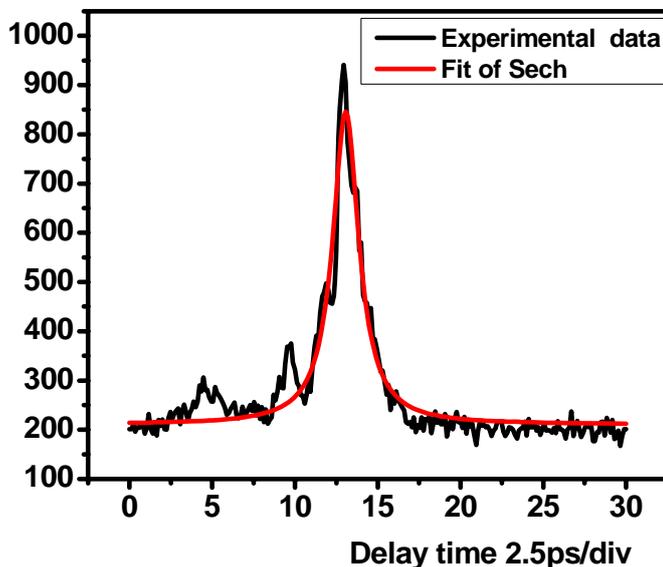


图 5.10 经过 2m SMF 后的脉冲相关曲线

5.2 基于增益开关的超短、低抖动光取样源的实验研究

目前国外全光取样示波器的研制时，增益开关激光器由于其重复频率可调、波长可调、产生脉冲方法简单、激光器工作稳定性高而备受青睐。增益开关激光器产生脉冲的理论、抖动抑制、脉冲啁啾特性、稳定性的实验研究已在第二章做了详细的介绍，在此不再赘述。本节主要介绍低重复频率的增益开关激光器产生超短脉冲及脉冲压缩的实验研究。

图 5.11 是 100MHz 增益开关激光器的压缩实验装置示意图，与第二章增益开关激光结构主要有两处不同：一是 RF 信号经过一个电梳妆波发生器后注入 FP 半导体激光器，这是因为 100MHz 的射频信号电脉冲周期为 10ns，宽度 5ns，这么宽的电信号很难在增益开关激光器中得到小于 40ps 的脉冲，这给后续的脉冲压缩带来了困难。为了得到窄的电脉冲，使用了一个 100MHz 的电梳妆波发生器，它可以产生从 100MHz 到 10GHz 的电谐波，在时域上可得到约 200ps 的电脉冲信号；二是在消抖动方面采用了一个外部的波长可调的 DFB 激光器，该激

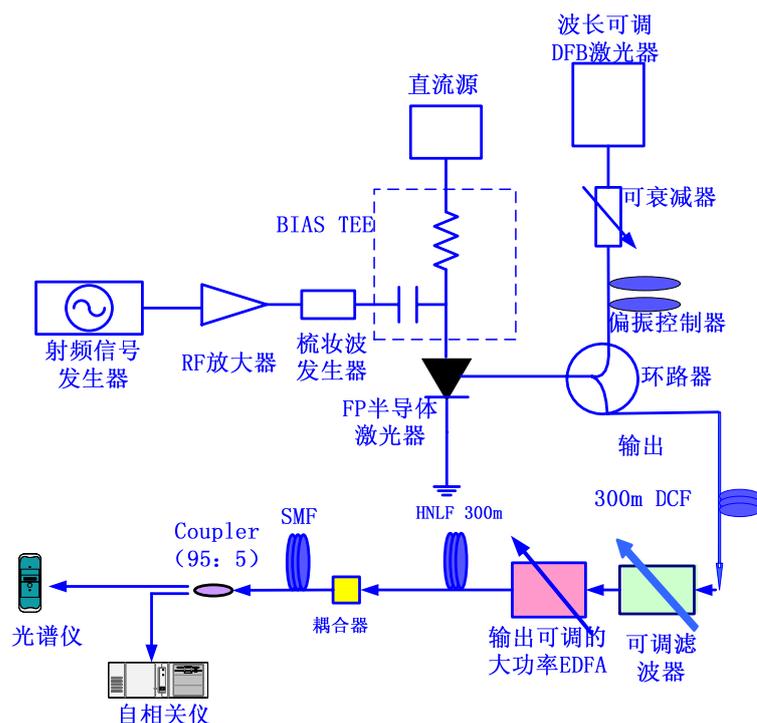


图 5.11 100MHz 增益开关激光器的压缩实验装置示意图

激光器是法国 EXFO 公司的产品，波长调谐范围 1530nm~1570nm，输出光谱宽度 1.3GHz，从 DFB 激光器输出的连续光，经过一个可调衰减器和一个偏振控制器注入到 FP 激光器腔内，使用可调衰减器的目的是使注入光功率能有效的抑制抖动，同时不至于使脉冲展宽太多，偏振控制器能使光更有效地耦合到腔内。

DFB激光器注入波长在 1545nm，注入功率在-11dBm，激光器的偏置在 1.8mA,RF信号源输出为-2.4dBm时，由安捷伦公司的 86100C70GHz高速取样示波器和德国U2T公司的 50G光电探测器组成的探测系统，测得输出脉冲为 32ps（见图 5.12）。输出的脉冲序列经过一段长度约 300 米色散补偿光纤（DCF）后（在 1550nm处色散值 $D=-120\text{ps}/\text{nm}\cdot\text{km}$ ，色散斜率为 $0.675\text{ps}/\text{nm}^2\cdot\text{km}$ ），脉冲线性压缩到 6.5ps后，通过大功率放大器放大功率后，注入到 300m长的色散位移高度非线性光纤，光纤的非线性系数 $\gamma=10.5\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ ，零色散点在 1550nm，色散斜率 $0.019\pm 0.004\text{ps}/\text{nm}^2/\text{km}$ 。大功率放大器是可调的，输出功率范围-7dBm~35dBm，工作波长范围 1530-1570nm。装置图中滤波器的光学带宽为 1.4nm，目的是除去大部分噪声，提高大功率放大器的工作效率。光信号经过 300mHNLF后，经一光纤耦合器，注入到 50m长的SMF,再经过一个 95:5的coupler输出，95%的光功率

用于自相关仪测脉宽，5%的输入到光谱仪测光谱。光谱仪是日本横河公司产品，型号AQ6370，最小分辨率为 20pm，波长测试范围 600~1700nm。当大功率放大器的输出为 10dBm时，其输出光谱见图 5.15 (b)，与初始光谱 (a) 相比光谱大大展宽。最后由自相关仪测出脉宽为 760fs (见图 5.13)。抖动抑制可以从图 5.16 两个中对比得出，抖动从 2ps 降到 500fs，而脉宽增加了约 2ps。

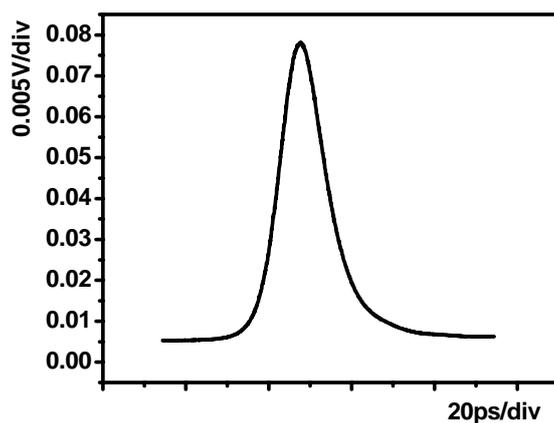


图 5.12 由取样示波器测试的直接输出脉冲图

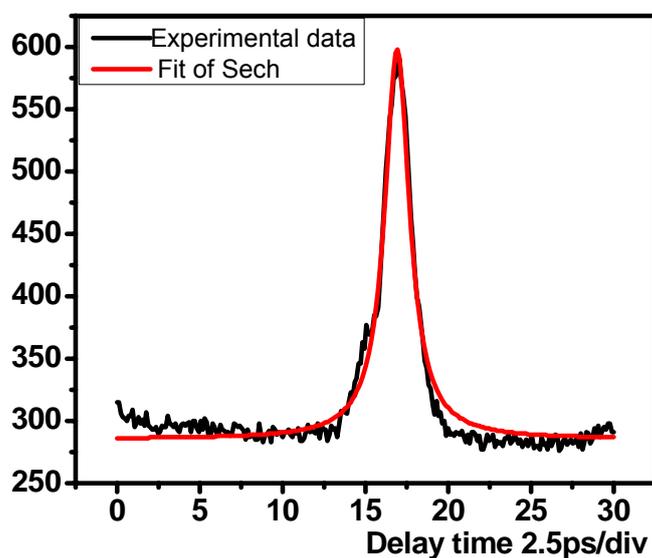


图 5.13 脉冲压缩后自相关曲线

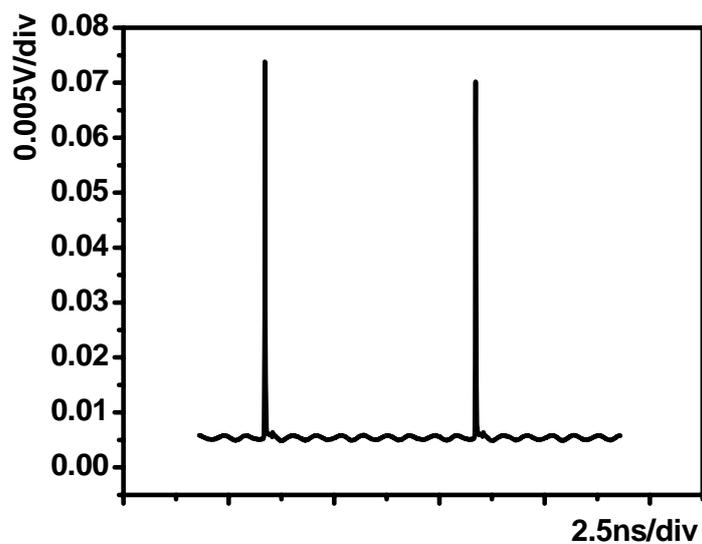
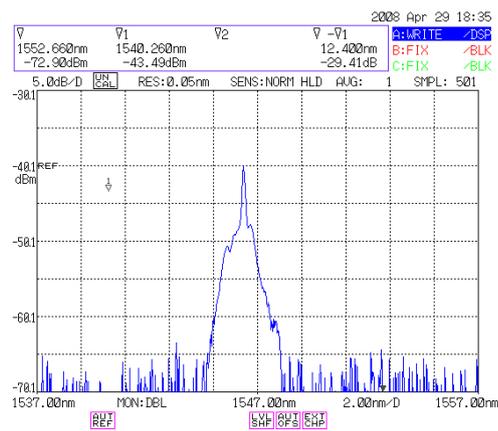
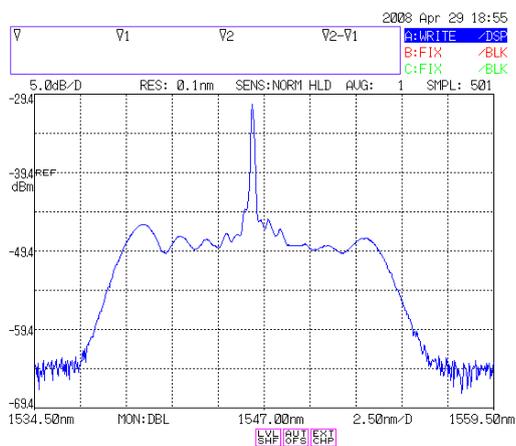


图 5.14 100MHz 脉冲序列



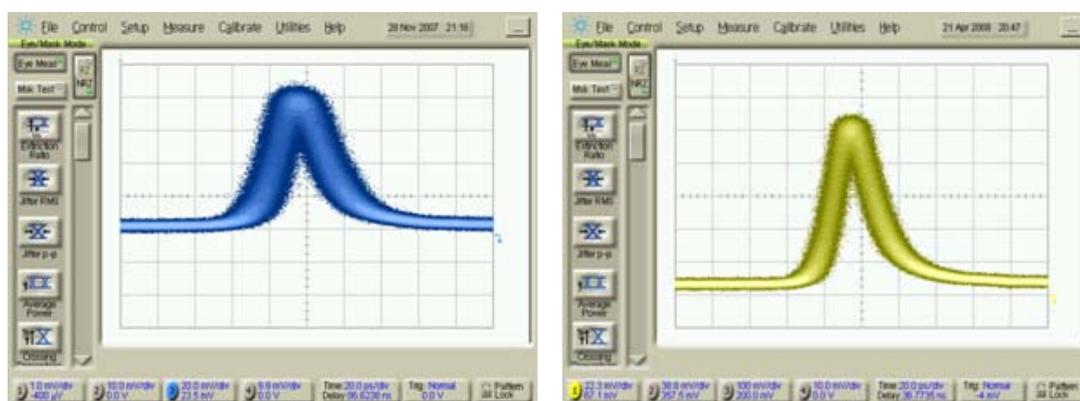
(a)



(b)

图 5.15 (a) 没有经过高度非线性光纤前的光谱图

(b) 注入功率为 10dBm 时经过高度非线性光纤后的光谱图



(a)

(b)

图 5.16 (a) 未注入锁定时的脉冲眼图抖动约为 2ps

(b) 注入锁定后脉冲眼图抖动约为 500fs

【总结】

本章从理论和实验上介绍了光纤被动锁模取样源，从实验上介绍增益开关激光器取样源。主要有做了以下几方面的工作：

- 1、介绍了展宽相加被动锁模理论；
- 2、介绍了基于 SESAM 和非线性放大环形镜的复合结构脉冲光纤激光器理论和实验研究；
- 3、发明了一种新型类“8”字型腔复合结构脉冲光纤激光器，并在腔内增加一可调延迟线，在实验上验证了被动锁模重复频率可调的想法；
- 4、成功的研制了 100MHz、低抖动的增益开关激光器，输出脉冲宽度可达到 760fs，抖动到达 500fs。

引用文献

- [1] Carsten Schmidt-Langhorst and Hans-Georg Weber “Optical Sampling System” *Optical and Fiber Communications Reports*, 2005 Rep.2:86-114
- [2] C. Schmidt, F. Futami, S. Watanabe, T. Yamamoto, C. Schubert, J. Berger, M. Kroh, H.-J. Ehrke, E. Dietrich, C. Böörner, R. Ludwig, and H.G. Weber, “Complete optical sampling system with broad gap-free spectral range for 160 Gbit/s and 320 Gbit/s and its application in a transmission system,” in *Opt. Fiber Commun. Conf. Techn. Dig.*, Anaheim, USA, March 2002: 528 - 530
- [3] C. Schubert, C. Schmidt, C. Böörner, E. Dietrich, S. Ferber, R. Ludwig, and H.G. Weber, “A gain-transparent ultrafast-nonlinear interferometer (GT-UNI) in a 160 Gb/s optical samplingsystem,” in *Techn. Dig. of Optical Amplifiers and their Applications, OAA*, 2002, paper OTuD5
- [4] C. Schmidt, C. Schubert, S. Watanabe, F. Futami, R. Ludwig, and H.G. Weber, “320 Gb/s all-optical eye diagram sampling using gain-transparent ultrafast nonlinear interferometer(GT-UNI),” in *Proc. 28th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC’ 02)*, Copenhagen, Denmark, 2002, paper 2.1.3
- [5] C. Schmidt, C. Schubert, C. Böörner, C. M. Weinert, H. Büulow, E. Lach, and H.G. Weber, “Investigation of intra-channel four-wave mixing at 160 Gb/s using an optical samplingsystem,” in *Proc. 29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC’ 03)*, Rimini, Italy, September 21-25 2003: 990 - 991,
- [6] H. Ohta, S. Nogiwa, N. Oda, and H. Chiba, “Highly sensitive optical sampling system using timing-jitter-reduced gain-switched optical pulse” *Electron. Lett.* 1997 **33** (25): 2142 - 2144
- [7] H. Ohta, S. Nogiwa, and H. Chiba, “Highly sensitive optical sampling system with 100 GHz bandwidth,” in *Proc. 24th Europ. Conf. Opt. Commun.*, Madrid (Spain), September 20-24 1998: 503 - 504
- [8] S. Nogiwa, H. Ohta, K. Kawaguchi, and Y. Endo, “Improvement of sensitivity in optical sampling system,” *Electron. Lett.*, 1999 **35** (11): 917 - 918

- [9] H. Ohta, S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, "Measurement of 200 Gbit/s optical eye diagram by optical sampling with gain-switched optical pulse," *Electron. Lett.*, 2000 36 (8): 737 - 739
- [10] S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta, and Y. Endo, "Highly sensitive and time-resolving optical sampling system using thin PPLN crystal," *Electron. Lett.*, 2000 36 (20): 1727 - 1728
- [11] A. Otani, T. Otsubo, and H. Watanabe, "A turn-key-ready optical sampling oscilloscope by using electro-absorption modulators," in *Proc. 25th Europ. Conf. Opt. Commun.*, paper P3.2 1999: 374 - 375
- [12] H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Optical signal eye diagram measurement with subpicosecond resolution using optical sampling," *Electron. Lett.*, 1996 vol. 32 (15) : 1399 - 1400
- [13] H. Takara, S. Kawanishi, A. Yokoo, S. Tomaru, T. Kitoh, and M. Saruwatari, "100 Gbit/s optical signal eye-diagram measurement with optical sampling using organic nonlinear optical crystal," *Electron. Lett.*, 1996, Vol. 32 (24): 2256 - 2258
- [14] [76] 白晶 "飞秒掺Er³⁺光纤激光脉冲产生机理与技术研究" 中国科学院西安光机所硕士论文 2007: 1-16
- [15] S. M. J. Kelly, *Electron. Lett.*, 1992, 28:806
- [16] H. A. Haus, et al. Stretched-pulse mode-locking in fiber ring laser: theory and experiment [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1995, 31(3):591-598
- [17] H. A. Haus, E. P. Ippen, and K. Tamura, "Additive pulse mode locking in fiber lasers," *IEEE J. Quonrum Electron*, 1994, (30)200-208
- [18] Agrawal G P 著, 胡国绛, 黄超泽 译. 非线性光纤光学. 天津;天津大学出版社, 1992
- [19] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson, "77-fs pulse generation from a stretched-pulse additive pulse mode locked all-fiber ring laser," *Opt. Lett.*, 1993, 18:1080-1082

- [20] Geiser T, Shore K A, Soerensen M P, et al. Nonlinear fiber external cavity mode locking of erbium-doped fiber lasers. *Journal of Optical Society American (B)* , 1993, 10(71):1166-1174
- [21] Pottiez O , Deparis O, Haelterman M, et al. Experimental study of supermode noise of harmonically mode-locked erbium-doped fiber laser with composite cavity [J]. *Optics Communications*, 2002, 202(1):161-167
- [22] Lefort.L, et al .Practical low-noise stretched-pulse Y b³⁺-doped fiber laser [J]. *Opt. Lett*, 2002, 27(5):291-293

第六章 超宽带光取样系统的设计与实验研究

在大容量超高速光通信网络中提高单波长的传输速率是研究重点之一。目前、单波长 40Gbit/s 传输率的波分复用 (WDM) 系统已经成为各大厂商关注的焦点, 随着光时分复用 OTDM 技术的发展在单一波长上实现 160Gbit/s 甚至 320Gbit/s 传输速率在实验室已成为现实。在如此高速的光通信系统中对传输信号的质量测量是保证通信网络稳定的关键, 对于单路信道速率超过 100Gbit/s 的高速通信网络已经无法用传统的电子仪器测量传输信号质量。采用光取样测量技术则是突破电子速度瓶颈成为超高速网络中信号质量测量的关键技术。

超宽带光学示波器主要包括超短光脉冲源系统、超快光学采样子系统、光电转换及模数转换子系统、信号处理子系统、成像显示子系统以及控制子系统 6 个子系统组成 (见图 6.1)。首先用超短脉冲多次采样待测信号的包络, 经过多次采样后得到待测信号包络不同点的强度, 然后经过光电转换和模数转换后变为离散的数字信号, 再通过信号处理系统计算机拟合出包络的形状, 然后将拟合后的图像通过成像显示系统以直观的方式呈现。

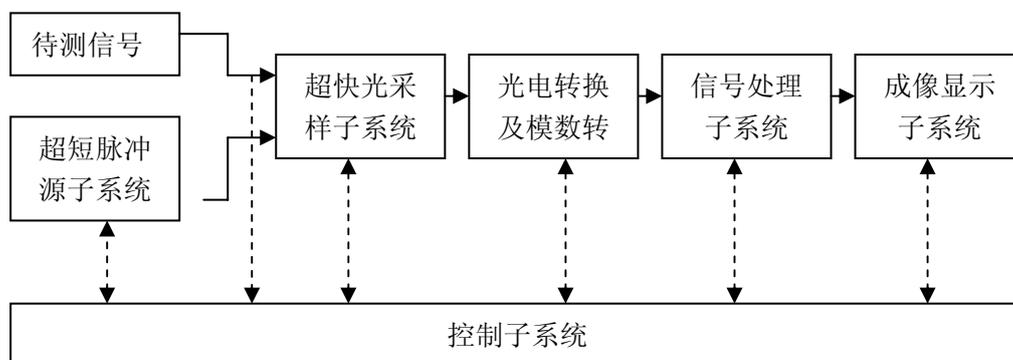


图 6.1 光取样示波器结构示意图

在这六大系统中, 以超短脉冲取样源和超快光采样子系统最为重要, 难度最大。关于超短取样脉冲源, 最重要的是抖动和脉宽, 抖动决定了整个取样系统的抖动, 而脉宽限定了取样系统的时间分辨率。一个粗略估计, 抖动小于 300fs、脉宽在 1ps 左右的光取样示波器完全可以测 160Gbit/s 光数据眼图。另一个重要的参数就是超短取样脉冲源的重复频率。由于在取样示波器中光电探测的带宽一

一般都限定在几十兆到几百兆，取样源的重复频率不能超过这个值。在目前的报道中有四大类超短取样源，分别是半导体主动被动锁模的激光器^[1~4]、分布反馈（DFB）增益开关半导体激光器^[5~9]、连续光DFB激光器和电吸收调制器级联激光器^[10]、主动锁模的掺铒光纤激光器^[11~14]和被动锁模光纤激光器^[15~18]。关于取样源的理论 and 实验研究已经在第二章和第五章做了详细地介绍，本章不再叙述。

超快光采样子系统是光取样示波器的核心部分，越窄的取样门意味着越高的时间分辨率。目前，采样门按使用的材料分为三大类：一是使用非线性晶体，例如在PPLN、KTP和AANP晶体中采用和频效应实现采样^[11, 12, 15, 17~21]；其次是采用半导体器件，例如在半导体光放大器(SOA)中利用四波混频(FWM)、交叉增益调制(XPM)效应实现超短取样门^[22, 23]，使用EAM或SOA 构造一个较复杂的超快非线性干涉仪^[24]以及用SOA构造的增益透明非线性干涉仪作为取样门^[25~27]；三是利用超短脉冲在光纤中的超快Kerr非线性效应产生超短门，例如在HNLF中的四波混频^[28]、参量放大^[13] 和交叉相位调制^[14]都可以实现超快取样门。

本章主要讨论光取样原理、使用KTP晶体取样实验研究和使用PPLN晶体的实验研究。在光取样原理部分主要介绍光取样技术原理、光取样技术的带宽、眼图的构造和估价以及取样系统抖动的测试。

6.1 光取样技术原理介绍^[29]

6.1.1 取样频率、信号频率与取样系统分辨率的关系

光取样示波器最基本思路就是把高速较难测量的信号转换成慢速的较易测量的信号。其基本原理如图6.2所示。图中从上往下依次为待测数据信号，取样源脉冲信号和取样后的光信号。设待测数据信号频率为 f_{signal} ，周期为 T_{signal} ；取样源输出脉冲信号的频率为 f_{sample} ，周期为 T_{sample} ，取样系统的时域分辨率为 τ 。正如图6.2所示，假设取样源的频率和待测数据信号的频率大致相当，也就是

$$f_{\text{signal}} \approx f_{\text{sample}} \quad (6.1)$$

此时从图中可以看出：

$$\tau = \Delta \tau = T_{\text{sample}} - T_{\text{signal}} \quad (6.2)$$

$$\Delta f = 1 / \Delta \tau = \frac{1}{T_{\text{sample}} - T_{\text{signal}}} = \frac{f_{\text{signal}} \times f_{\text{sample}}}{f_{\text{signal}} - f_{\text{sample}}} \quad (6.3)$$

那么取样一个完整的信号周期需要采样的次数

$$K = T_{\text{signal}} / \tau \quad (6.4)$$

在取样两个点的时间间隔为 T_{sample} ，那么完成一个完整的取样周期需要的时间为

$$T_{\text{measure}} = T_{\text{sample}} K = \frac{T_{\text{signal}} \times T_{\text{sample}}}{\tau} \quad (6.5)$$

$$f_{\text{measure}} = 1 / T_{\text{measure}} = f_{\text{signal}} - f_{\text{sample}} \quad (6.6)$$

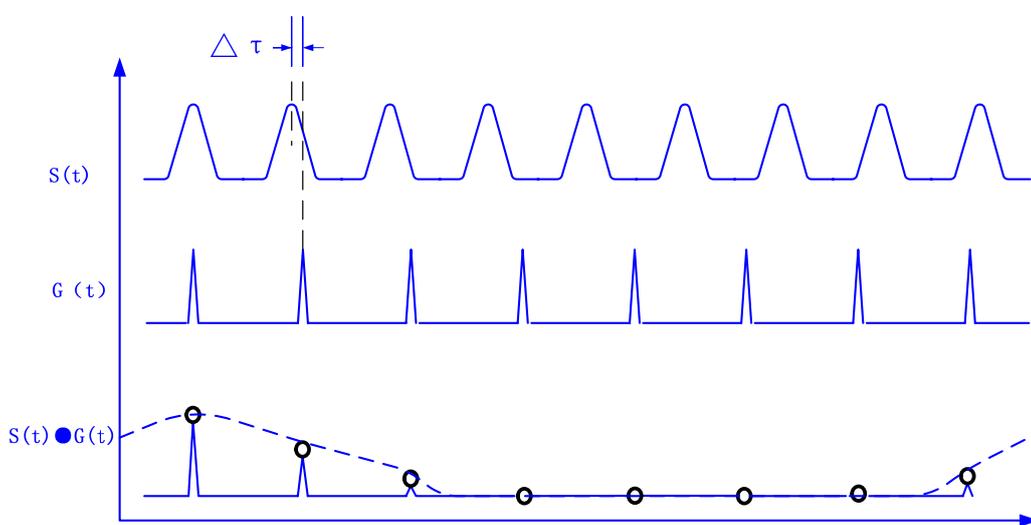


图 6.2 取样频率与信号频率的关系示意图

在实际的取样示波器中，由于各种因素的限制，取样源的频率往往在几十兆赫兹到几百赫兹，取样的信号往往在几百吉赫兹甚至到太赫兹的量级。因此，取样源的频率和待测的信号频率相差很大。在取样脉冲源脉宽足够小的情况下，如何选取取样源的频率，决定了取样示波系统的时域分辨率、取样的周期。在式(6.2~6.6)只适用于 $f_{\text{signal}} \approx f_{\text{sample}}$ ，为能导出适合实际取样示波器的数学表达式，首先要对取样源的频率做限定。为了能完整的取样数据，取样源频率和信号频率必须满足下面的表达式：

$$\frac{f_{\text{signal}}}{N+1} < f_{\text{sample}} < \frac{f_{\text{signal}}}{N} \quad (6.7)$$

式中 N 为整数。从式 6.7 中可以知道 $\frac{f_{\text{signal}}}{N}$ 与 f_{sample} 相当，对于这两个频率可以使用 (6.2~6.6)。

$$\Delta f = \frac{f_{\text{signal}} \times f_{\text{sample}}}{f_{\text{signal}} - N f_{\text{sample}}} \quad (6.8)$$

$$\Delta \tau = \frac{f_{\text{signal}} - N f_{\text{sample}}}{f_{\text{signal}} \times f_{\text{sample}}} \quad (6.9)$$

$$\tau = \Delta \tau = |T_{\text{sample}} - N T_{\text{signal}}|$$

$$T_{\text{measure}} = \frac{T_{\text{signal}} \times T_{\text{sample}}}{\tau} = \frac{T_{\text{signal}} \times T_{\text{sample}}}{|T_{\text{sample}} - N T_{\text{signal}}|} \quad (6.11)$$

$$f_{\text{measure}} = 1 / T_{\text{measure}} = f_{\text{signal}} - N f_{\text{sample}} \quad (6.12)$$

根据奈特斯定理有

$$f_{\text{sample}} > 2 f_{\text{measure}} \quad (6.13)$$

$$\text{信号被拓展倍数} M = T_{\text{measure}} / T_{\text{signal}} = \frac{T_{\text{sample}}}{|T_{\text{sample}} - N T_{\text{signal}}|} \quad (6.14)$$

6.1.2 光取样技术的带宽^[29]

在这一节讨论光取样技术的带宽。值得注意的是带宽和时域分辨率是等同的，一个取样系统可以从两个方面来描述，一是在时域中用门函数描述；另一个就是在频域中用带宽来表示。带宽是时域中门函数傅立叶变换的半高全宽。光取样示波器的性能通常用时域中的分辨率或门函数来描述，而电取样示波器通常用频域的带宽来表示。

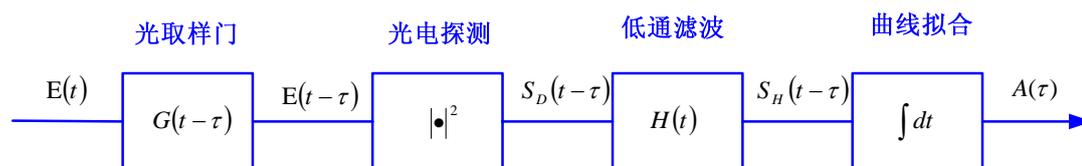


图 6.3 取样原理推导示意图

图 6.3 是取样示波器原理推导示意图。一个入射的光信号可以用电域中电信号幅度的复数形式 $E(t)$ 来表示：

$$E(t) = \sqrt{\eta P(t)} \text{EXP}(i\omega_0 t - i\Phi(t)) \quad (6.15)$$

设取样门的门函数为 $G(t - \tau)$ ， τ 为取样时的时间，采用不同的取样门，就有不同的门函数。门函数与传递函数的关系是：

$$T(t - \tau) = |G(t - \tau)|^2 \quad (6.16)$$

经过取样门的光信号的表达式：

$$E(t-\tau) = E(t) \cdot G(t-\tau) \quad (6.17)$$

取样后的信号被光电探测器探测后的电信号为

$$S_D(t-\tau) = \xi | E(t-\tau) |^2 \quad (6.18)$$

$$= \xi | E(t) \cdot G(t-\tau) |^2 \quad (6.19)$$

$$= \xi \eta P(t) \cdot T(t-\tau) \quad (6.20)$$

$$= \eta' P(t) \cdot T(t-\tau) \quad (6.21)$$

式中 ξ 是光电探测器的转换因子, 该因子与探测器的响应度, 材料等有关; η' 是光功率和产生信号的比例因子。

由于光电探测器的带宽是有限的, 通过它的信号相当于通过了一个低通滤波器, 这个低通滤波器的时域函数用 $H(t)$ 来表示。在推导公式前先做一个代换:

$$\tilde{t} = t - \tau \quad (6.22)$$

$$\tilde{t}' = t' - \tau \quad (6.23)$$

滤波后的信号为:

$$S_H(\tilde{t}) = S_D(\tilde{t}) * H(\tilde{t}) \quad (6.24)$$

$$= \int S_D(\tilde{t}') H(\tilde{t} - \tilde{t}') d\tilde{t}' \quad (6.25)$$

$$= \eta' \int P(t') T(t' - \tau) H(t - t') dt' \quad (6.26)$$

最后通过数据拟合后取样信号的振幅为:

$$A(\tau) = \int S_H(\tilde{t}) dt \quad (6.27)$$

$$= \eta' \int \int_{t'} P(t') T(t' - \tau) H(t - t') dt' dt \quad (6.28)$$

$$= \eta' \int_{t'} P(t') T(t' - \tau) \int_t H(t - t') dt' dt \quad (6.29)$$

在实际的光取样示波器的研制过程中, 取样后的信号频率一般在几十兆赫兹到几百兆赫兹, 而探测器的带宽一般在几个 G 赫兹, 这远大于被取样信号的频率。于是可以把光电探测的滤波函数 $H(t)$ 看成 δ 函数。因此, (6.29) 式可以简化为:

$$A(\tau) = \eta' \int_{t'} P(t') T(t' - \tau) dt' \quad (6.30)$$

$$= \eta' P(t) * T(t) \quad (6.31)$$

从 (6.31) 可以看出, 光取样所获得信号的振幅是输入信号功率同取样门

传递函数的卷积。把(6.31)傅立叶变换后的半高全宽就是光取样示波器的带宽。

6.1.3 眼图的构建^[29]

在光取样系统中，输出信号的振幅A是时间t的函数，我们可以得到大量有限的的数据(A, t)，每对(A, t)就是一个测量点。为了利用测得数据绘制眼图，需要做一些数学处理。设振幅的最大值 A_{\max} 和最小值 A_{\min} ，是所有测得数据落在 $A_{\min} \sim A_{\max}$ 范围之内， $A \in [A_{\min}, A_{\max}]$ 。同样的方法，设定时间 t_{\min} 和 t_{\max} ，使所有的时间数据落到这个范围内($t \in [t_{\min}, t_{\max}]$)。然后这两个范围再平均划分成彼此相邻的有限区域：

$$\Delta A = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{M} \quad (6.32)$$

$$\Delta t = \frac{t_{\max} - t_{\min}}{N} \quad (6.33)$$

就产生了一个(M, N)的矩阵A，它包含了所有落在振幅/时间间隔数据的点数。如果被测输入点落在振幅的第m段和时间的第n段，那么矩阵中的第 h_{mn} 的点数就增加一个，用公式表示就是：

$$(m-1)\Delta A + A_{\min} < A \leq m\Delta A + A_{\min} \quad (6.34)$$

$$(n-1)\Delta t + t_{\min} < t \leq n\Delta t + t_{\min} \quad (6.35)$$

图6.4使用矩阵H绘出10Gbit/s的RZ码的眼图，它显示的是数据在每个间隔段的相对几率，颜色表示的是撞击数量。

光取样示波器的目的是测试光数据信号的统计特性，因此在时间间隔 Δt 内重复地显示着振幅A一定数量的测量值，这就是眼图的持续性。这种持续性的时延规定一定数量的周期或一个绝对时延。一个典型眼图的时延一般设定为毫秒到秒级，它包含了几十到几百个测量周期。

6.2 眼图评估信号质量原理介绍^[29]

上一节讨论了如何从输入数据中创建表示眼图的矩阵H以及利用矩阵如何绘制眼图。从数据矩阵H中，可以得到出很多有用的参数，首要的就是从曲线的轮廓中得到很多平均参量。

6.2.1 信号的平均特性

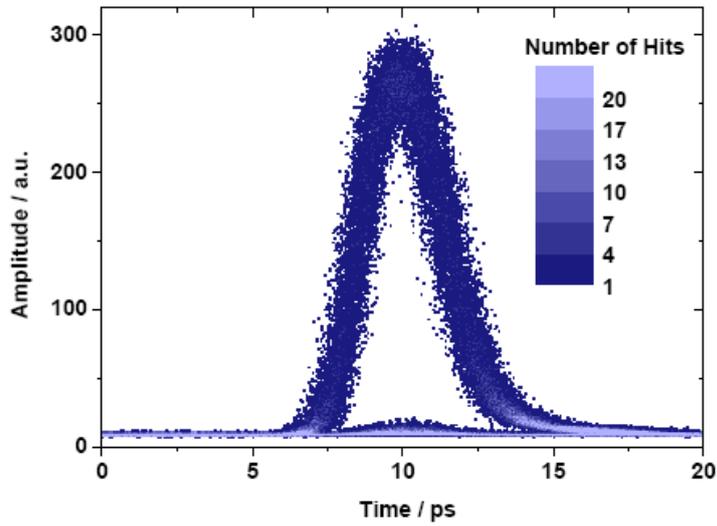


图 6.4 使用矩阵 H 绘出 10Gbit/s 的 RZ 码的眼图

因为眼图中包含了大量表示逻辑 1 和逻辑 0 的数据点,通过振幅输入很容易把它们分开。判定幅值 A_{split} 对应着一个判定系数 m_{split} ,这样眼图矩阵 H 就被分成两个矩阵 H_{mark} 和 H_{space} 。 H_{mark} 中的 h_{mn} 都是 $m \geq m_{split}$ 的数据; H_{space} 中的 h_{mn} 都是 $m < m_{split}$ 的数据。在理想情况下,如果数据只包含 1,在矩阵 H_{space} 中的 h_{mn} 都为 0;如果数据只包含 0,在矩阵 H_{mark} 中的 h_{mn} 都为 0。因此在第 n 个时间间隔内逻辑 1 和逻辑 0 的平均功率 \bar{A} :

$$\bar{A}_{mark}(n) = \frac{1}{M - m_{split} + 1} \sum_{m=m_{split}}^M h_{mn} \quad (6.36)$$

$$\bar{A}_{space}(n) = \frac{1}{m_{split} - 1} \sum_{m=1}^{m_{split}-1} h_{mn} \quad (6.37)$$

方程 (6.36) (6.37) 可以描绘出逻辑“1”(mark)和“0”(space)轮廓线。图 6.5 显示的是图 6.4 眼图的各个轮廓线。从逻辑“0”到逻辑“1”转换时会产生一个不确定区域 (regions of uncertainty),在这个区域逻辑“1”的平均振幅受到逻辑“0”数据点数的影响。在做眼图参量评估时应该将这些区域排除掉。在选择判定幅值 A_{split} (split amplitude) 时应该遵循以下原则: (1) 判定幅值 A_{split} 应该大于逻辑“0”幅值的最大值; (2) 判定幅值 A_{split} 还应该尽量远离没有受到不确定区域影响的逻辑“1”曲线的两侧部分; (3) 对于一个自动眼图评估系

统，判定幅值 A_{split} 有自动运行的算法决定。通常情况下上面的方法是可行的，但是如果事前不知道被测试的码型，就需要特别复杂的算法。一旦这种情况出现时，判定幅值 A_{split} 需要手动设定。当完成逻辑“1”和逻辑“0”轮廓线的提取后，就可以很容易得出基线振幅、峰值振幅、位置以及眼图的宽度。

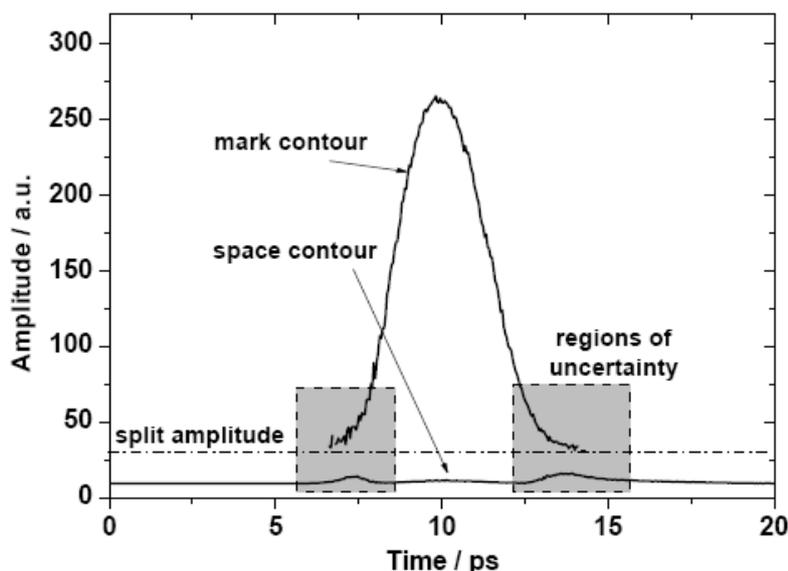


图 6.5 从图 2.4 中提取的轮廓线

基线振幅：任何探测器在没有输入任何信号的情况下，都会产生一个背景噪声。这个背景噪声会在屏幕上显示一个基线振幅，这个基线振幅会叠加在信号的振幅中。测量基线振幅的方法是在不注入任何信号的情况下测量显示的平均背景噪声振幅。在测量 RZ 眼图时，基线振幅可以直接从测量的眼图中提取出来，就是从实际信号振幅变为零的区域提取。在图 6.4 的眼图测量区域中最左和最右的边缘就属于这种区域。因此在自动眼图分析时，基线振幅可设定为最左侧逻辑“0”轮廓线的幅值：

$$A_{base} = \overline{A_{space}} \quad (6.38)$$

峰值振幅和位置：为了确定峰值振幅 A_{peak} 和位置，先对逻辑“1”的曲线进行高斯拟合。利用峰值振幅和基线振幅，可以计算出半高振幅 $A_{1/2}$ ：

$$A_{1/2} = 0.5(A_{peak} - A_{base}) + A_{base} = 0.5(A_{peak} + A_{base}) \quad (6.39)$$

眼图宽度：眼图的宽度可以有半高全宽来决定。当振幅降到一半高度时，对应左右两个时刻位置： $t_{1/2, left}$, $t_{1/2, right}$ ，眼图的宽度就是这两时刻位置的差值：

$$T_{eye} = t_{1/2, right} - t_{1/2, left} \quad (6.40)$$

6.2.2 信号的统计特性^[29]

到目前为止，只介绍了测试信号的平均特性，在实际应用中，统计特性更具价值。统计参数可以直接从眼图测量数据矩阵 H 中提取柱状图获得。

最常用的方法就是水平和垂直取样柱状图，为了得到柱状图，柱状窗口的大小必须先确定下来，因为它决定了要测量数据点的范围。图 6.6 (a) 显示了两个柱状窗口，水平柱状窗口覆盖了全部的测量时间段，振幅范围处在 $A_{1/2}$ (由公式 6.39 决定); 垂直柱状窗口覆盖了全部的测量振幅段，时间范围处在峰值对应的时刻周围。水平柱状窗口的高度是眼图振幅高度的 2%，而垂直柱状窗口的宽度为眼图全宽的 5%。当选择柱状窗口时两方面必须要慎重：一是窗口要尽量窄使得信号振幅的值沿着垂直于柱状图的方向变化; 另一个是柱状窗口应该包含尽量多的数据点以便获得准确的统计数据而不用延长测量时间。在选择柱状窗口大小时应综合考虑。

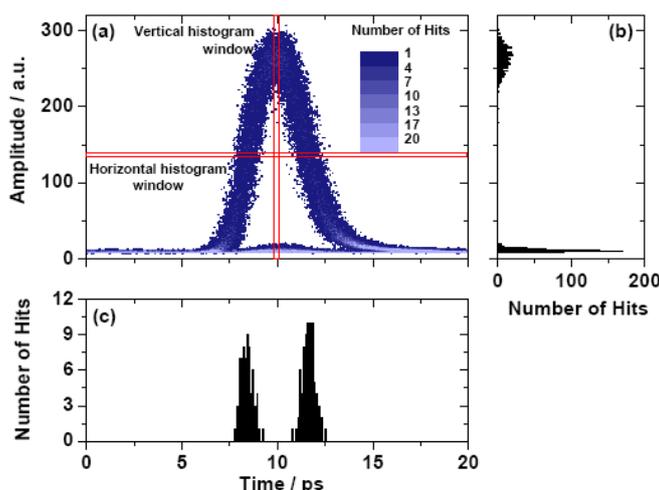


图 6.6 (a) 测量的 10Gbit/sRZ 码的眼图 (红线为测试窗口)

(b) 垂直柱状取样图

(c) 水平柱状取样图

在水平柱状取样窗口中， m_{low} 和 m_{high} 分别为窗口幅值的最小值和最大值，那么水平柱状取样矩阵 $H_{(n)}$ 为：

$$H_{(n)} = (h_1, h_2, h_3, \dots, h_N) \quad (6.41)$$

$$= \left(\sum_{m_{low}}^{m_{high}} h_{m1}, \sum_{m_{low}}^{m_{high}} h_{m2}, \sum_{m_{low}}^{m_{high}} h_{m3}, \dots, \sum_{m_{low}}^{m_{high}} h_{mN} \right) \quad (6.42)$$

同样垂直柱状取样矩阵 $V_{(m)}$ 为:

$$V_{(m)} = (v_1, v_2, v_3, \dots, v_M) \quad (6.43)$$

$$= \left(\sum_{n_{left}}^{n_{right}} h_{1n}, \sum_{n_{left}}^{n_{right}} h_{2n}, \sum_{n_{left}}^{n_{right}} h_{3n}, \dots, \sum_{n_{left}}^{n_{right}} h_{Mn} \right) \quad (6.44)$$

式中 n_{left} 和 n_{right} 是垂直柱状窗口最左边和最右边对应的时刻。

水平柱状取样图

在水平柱状取样图中,有两个分布,分别位于眼图的上升沿和下降沿。从两个分布的中间 n_c 把两个柱状图分开,可以计算出两个分布的均值和标准偏差:

$$\mu = \frac{\sum_n h h_n \cdot t_n}{\sum_n h h_n} \quad (6.45)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_n h h_n (t_n - \mu)^2}{\sum_n h h_n}} \quad (6.46)$$

左面的分布 $n=1 \cdots n_c-1$,右面的分布 $n=n_c \cdots N$,时间 t_n 中的 n 对应着时域中的系数 n 。

其值为:

$$t_n = (2n-1) \frac{\Delta t}{2} + t_{min} \quad (6.47)$$

半振幅位置

$$\text{令: } t_{left} = \mu_{left} \quad (6.48)$$

$$t_{right} = \mu_{right} \quad (6.49)$$

这两个时刻对应的增幅值就是半振幅值,分别位于眼图的两侧,可以用来计算眼图的宽度。

RMS 抖动

标准偏差 σ_{left} 和 σ_{right} 可描述数据信号的 RMS 抖动。理想状况下,这两个值应该相等,由于水平柱状窗口的高度是有限的,在上升沿和下降沿坡度不相等时,这两个值有一定的差异。因此、较陡的较缓的坡度的时间抖动小。较缓的坡度将会引起抖动值的增加是一种伪差,在估算过程中不可避免。在这种情况下使用较小的抖动是合理的。

垂直柱状取样图

在垂直柱状取样图中,也存在两个分布:逻辑“1”和“0”的幅值眼图。同

水平柱状图一样，垂直柱状图也被两个分布之间的幅值 A_c 分开，同时对于两个分布也可以计算出均值 μ_1 、 μ_0 ，标准偏差 σ_1 、 σ_0 。

幅度均值

码型“1”幅值分布均值 μ_1 就是数据信号中逻辑“1”的均值。眼图的最大振幅等同于前面提到过的信号的均值。同理、码型“0”幅值分布均值 μ_0 就是数据信号中逻辑“0”的均值。有必要说一下前面提到的基线幅值，基线幅值是在没有任何信号输入时背景噪声幅值。在实际应用过程中码型“0”的幅值比基线幅值要高的原因是数据发送端有限的消光比。

消光比

码型“1”的均值 μ_1 和码型“0”的均值 μ_0 的比值就是信号的消光比（ER），

$$\text{表达式为：} \quad ER[\text{dB}] = 10 \log \frac{\mu_1}{\mu_0} \quad (6.50)$$

消光比通常用来描述光数据发射机的性能而不是数据本身。

眼图展开度

从码型“1”和码型“0”的分布可以得到另一个重要的参数就是眼图展开度（EO）。它的定义是在码型“1”分布最低幅值间隔内的幅值同在码型“0”分布最高幅值间隔内的幅值的差值，在这两个间隔内至少有一个数据点。EO 是对信号质量定性的参量。较大的 EO 意味着较好的信号质量，也就说明逻辑 1 和逻辑 0 振幅分开越开。

为了能够比较不同的眼图或调查某些效应对信号质量的影响，通常采用眼图张开判定（EOP）。EOP 是一个相对值，是指某个眼图展开度相对所有对比眼图展开度中最大值的偏离。EOP 用下式表示：

$$EOP[\text{dB}] = -10 \log \frac{EO}{\max(EO)} \quad (6.51)$$

振幅噪声

类似于时间抖动，在垂直柱状取样图中的标准偏差就是信号幅值的变化。实际上、码型“1”分布的标准偏差 σ_1 就是数据信号的振幅噪声（AN）：

$$AN = \sigma_1 \quad (6.52)$$

高的振幅噪声意味着差的信号质量，因为它恶化了眼图展开度。然而幅度噪声并不是对眼图信号质量测量的绝对评价价值，因为当较大的幅值时它的振幅噪声较大，当幅值较小时它的振幅噪声较小。因此、振幅噪声结合幅度均值可以对数据信号质量给出准确的评判。

Q-因子/误码率

正如上面描述的，振幅噪声与幅度均值的结合可以对数据信号质量给出准确的评判，这种结合被定义为质量因子（Q-factor）。通常码型“1”和“0”的幅值是一个振幅分布，Q因子包括了标准偏差和均值，它表示为：

$$Q = \frac{\mu_1 - \mu_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (6.53)$$

假设振幅噪声是高斯型噪声，那么 Q 因子通过 $\text{erfc}(x)$ 函数同误码率（BER）联系在一起。

$$\text{BER} = \text{erfc}\left(\frac{Q}{\sqrt{2}}\right) \quad (6.54)$$

$$\text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (6.55)$$

对于信号质量的检测，首先要用一个 A/D 转换器得到数据点 (A, t)，然后编写一个评估软件，这部分工作我们刚刚开始。

6.3 全光取样的实验研究

6.3.1 光取样门原理介绍

在本章前沿已经介绍了/目前世界上所采用取样门种类，结合本实验的特点，我们主要采用 KTP 晶体和 PPLN 晶体作为取样门，利用相位匹配和准相位匹配方式获得所需要的和频信号。本节主要介绍这两种晶体和这两种匹配方法。在选择晶体时要考虑以下几个问题：1、取样波长是否满足晶体工作波长；2、由于信号功率比较低，晶体的阈值要较低；3、转换效率要高。

KTP晶体中文名磷酸钛氧钾，分子式 KTiOPO_4 ，双轴晶体（正交晶系 mm^2 ）。它的特点是：（1）非线性光学系数大；（2）接收角大，走离角小；（3）不吸水，

化学、机械性能稳定；（4）温度稳定性好；（5）透光范围宽（350~4500nm）。KTP晶体要想工作在 1550nm左右，必须选择II类相位匹配。图 6.7 就是KTP晶体在XZ面内倍频时相位匹配角与输入波长关系。相位匹配就是采用一定的方法使得在晶体中传输的输入光和产生的混频光的相位相对固定，使得在晶体不同位置产生的混频光在输出时叠加增强。经常采用的相位匹配方法是角度相位匹配，这种方法要求晶体是双折射晶体。以双折射晶体的倍频来说明角度匹配的原理，图 6.8 就是寻常光和反常光在晶体中不同频率时的折射率变化以及不同入射角时倍频光折射率的变化情况。改变入射光和晶轴的角度时，产生倍频光在晶体传输时的折射率随之改变。当 θ 角满足 $n_{\omega}^o = n_{2\omega}(\theta)$ ，在一个相干长度内晶体不同位置产生的倍频光相互叠加，输出倍频光不断加强，不会因为晶体的色散影响倍频效率，这就是角度匹配的主要思想。倍频是混频的特殊形式，采用KTP晶体作为取样门，就是要取样信号和数据信号以一定的角度入射，使和频信号的折射率接近入射信号的折射率，达到相位匹配。

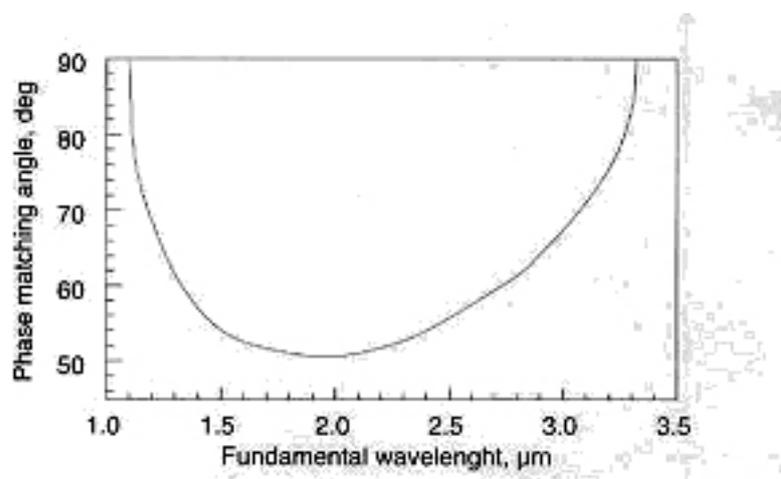


图 6.7 KTP 在 XZ 平面内倍频

在实际应用过程中，角度相位匹配对工作环境有很高要求，同时要求晶体的长度不能太长，混频的效率不是很高。还有一种就是准相位匹配的方法，就是为了解决转换效率比较低方法。由于实验中我们主要使用周期极化的铌酸锂晶体 (PPLN)，所以利用它来介绍准相位匹配的原理比较合适。PPLN就是周期性放置厚度为相干长度 L_c 铌酸锂晶体，使相邻晶体的晶轴方向相反（如图 6.9）。倍频是的相干长度为：

$$L_c = \frac{\pi}{k_{2\omega} - 2k_\omega} \quad (6.56)$$

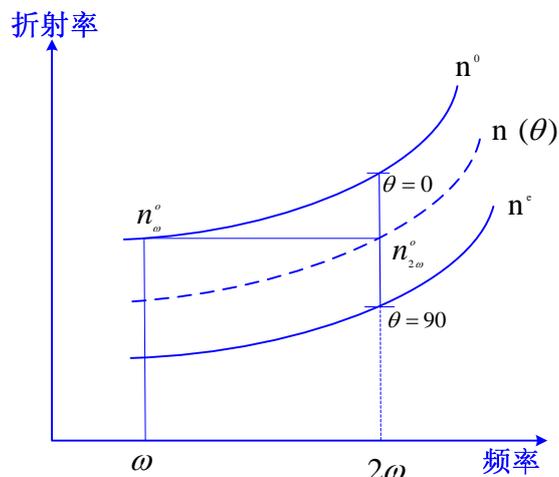


图 6.8 寻常光和反常光在晶体中不同频率时的折射率变化
以及不同入射角时倍频光折射率的变化

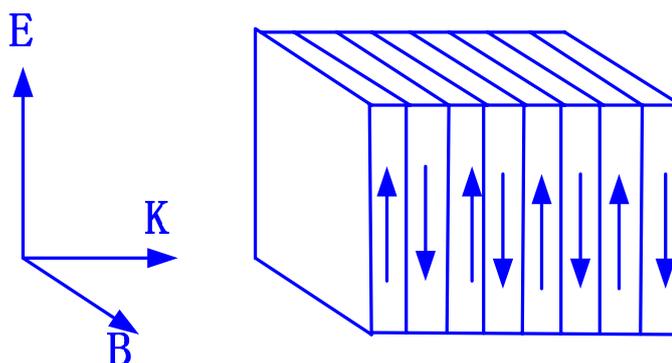


图 6.9 PPLN 结构示意图

PPLN 晶体的特点：(1) 转换效率高；(2) 透光范围宽 (488nm~4.75 μm)；(3) 成本低；(4) 噪声低。基于以上特点 PPLN 晶体非常适合做取样门。它的原理就是每块铌酸锂晶体的厚度内最初产生的倍频光和基频光相位相差 π 时，这时下一块晶体的轴相反，相当于进入第二块晶体时产生的倍频信号（或光子）与进入第二块晶体前产生倍频信号（或光子）相位突变了 180 度，这样在第二块晶体中产生的倍频信号（或光子）的相位与刚进入第一块晶体中产生的倍频信号（或光子）的相位基本是吻合的，这样产生的倍频信号由于周期性倒置铌酸锂晶体，使得产生的倍频信号相互叠加，不断增强。如果采用温度匹配，也就是改变晶体的温度，就可以改变 PPLN 的周期，可以实现不同波长入射光的和频、差频以及倍频，实现同一块晶体混频的波长可调谐，而不用改变入射光的角度。

三波混频的原理:

倍频实际是三波混频的特殊例子, 在这个过程中两个光子相互作用产生与两个基频光子不同的第三光子。为了说明工作原理, 设两个光子的频率分别为 ω_1 和 ω_2 , 振幅分别为 A_1 和 A_2 , 在介质中的电场为:

$$E(t) = A_1 \cos \omega_1 t + A_2 \cos \omega_2 t \quad (6.57)$$

假设材料的二阶磁极化率 χ_2 为非零项, 根据电极化强度 P 的公式

$$P_x = \varepsilon_0 (\chi_1 E_x + \chi_2 E_x^2 + \chi_3 E_x^3) \quad (6.58)$$

把 6.57 式到 6.58 式到 E^2 项, 电极化强度:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi_1 [A_1 \cos \omega_1 t + A_2 \cos \omega_2 t] + \varepsilon_0 \chi_2 (A_1^2 \cos^2 \omega_1 t + A_2^2 \cos^2 \omega_2 t + 2A_1 A_2 \cos \omega_1 t \cos \omega_2 t) \quad (6.59)$$

式中 $\cos \omega_1 t$, $\cos \omega_2 t$, $\cos \omega_1^2 t$, $\cos \omega_2^2 t$ 分别代表基本信号和倍频信号, 此外还有一个交叉项 $(\cos \omega_1 t)(\cos \omega_2 t)$, 可以展开为:

$$2(\cos \omega_1 t)(\cos \omega_2 t) = \cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t \quad (6.60)$$

$$\text{使用三角关系: } 2(\cos \theta_1)(\cos \theta_2) = \cos(\theta_1 + \theta_2) + \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad (6.61)$$

从式 6.60 中可以看到交叉项产生了新的频率和频项 $(\omega_1 + \omega_2)$ 和差频项 $(\omega_1 - \omega_2)$, 实现和频通常称为上转换, 差频就是下转换。虽然上转换和下转换都是可能的, 但是在一定条件下, 只有其中一项能高效率的产生, 原因就是二者产生的相位角不一样。根据量子学原理, 产生相位匹配的条件就是动量守恒和能量守恒:

$$p = \hbar \vec{K} \quad (6.62)$$

$$\hbar \vec{k}_1 + \hbar \vec{k}_2 = \hbar \vec{k}_3 \quad (6.63)$$

如果三个光是共线的则有:

$$n_1 \omega_1 + n_2 \omega_2 = n_3 \omega_3 \quad (6.64)$$

能量守恒:

$$\hbar_1 \omega_1 + \hbar_2 \omega_2 = \hbar_3 \omega_3 \quad (6.65)$$

6.3.2 基于 PPLN 的光取样实验研究

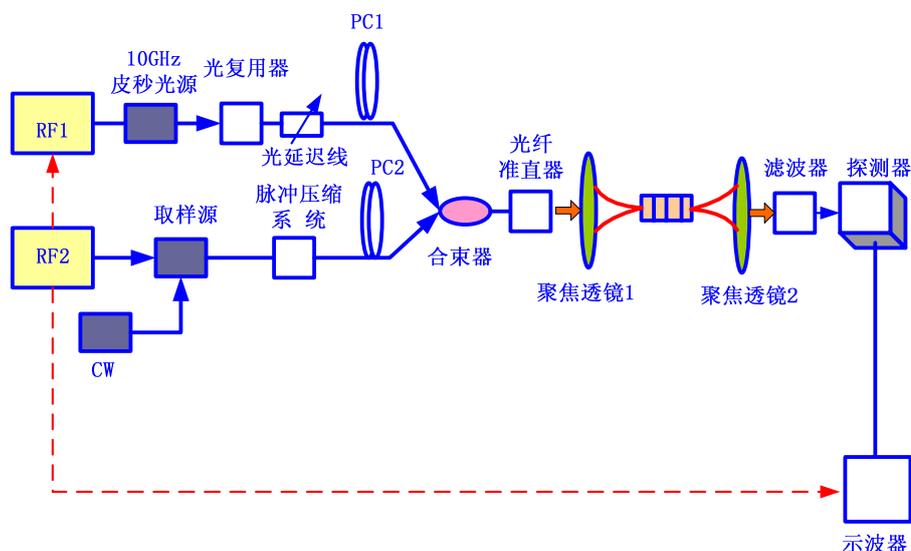


图 6.10 光取样的实验示意图

图 6.10 展示了使用 PPLN 晶体做 40Gbit/s 脉冲序列光取样实验的示意图。取样源采用外注入式增益开关激光器，重复频率为 99.998MHz，波长为 1542.8697nm，压缩前脉冲宽度 6.5ps，压缩后脉冲宽度 426fs（见图 6.13），压缩后的光谱见图 6.12，取样源产生脉冲的原理和方案在第五章已详细介绍不再赘述。40GHz 的脉冲序列由德国 U2T 公司的 10GHz 半导体主动锁模激光器经一个光时分复用器产生，产生后的脉冲序列时域波形图见图 6.14，该图形是使用 80G 带宽的电取样示波器和 70G 光电转换器测得。该脉冲的脉宽约 1.5ps，波长 1562.4nm，谱宽 3nm。取样源和半导体锁模激光器分别由美国安捷伦公司的 E8257D 射频信号发生器 RF1 和 RF2 驱动，RF2 输出的信号经过一个功分器一份为三，一个作为外部时钟触发 RF1，一个作为外部源触发 300MHz 模拟示波器来显示取样后的柱状图，另一个驱动取样源。40GHz 的脉冲序列和 99.998MHz 的取样光信号分别经过 PC1、PC2 和一个合束器，汇聚到一起，经光纤准直器、自聚焦透镜打到 PPLN 晶体上，产生和频信号，产生的和频信号经过一个滤波器，滤掉基频信号和倍频信号后，经过一个透镜汇聚到一个高灵敏的光电探测器转换为电信号，由一个 300MHz 的模拟数字示波器显示。PPLN 的周期为 $18.4\mu\text{m}$ ，高 0.5mm，长 10mm，温度控制在 180 摄氏度左右。图 6.15 和 6.16 就是我们取样后在模拟示波器上显示的波形图。

从图 6.14 与图 6.15 对比可以看出,采用目前世界上较为先进的电取样设备测得脉冲宽度 1.5ps、40G 的 RZ 码占空比为 30~40%,而采用光取样技术测得占空比约为 10~20%,这说明光取样技术的优势。

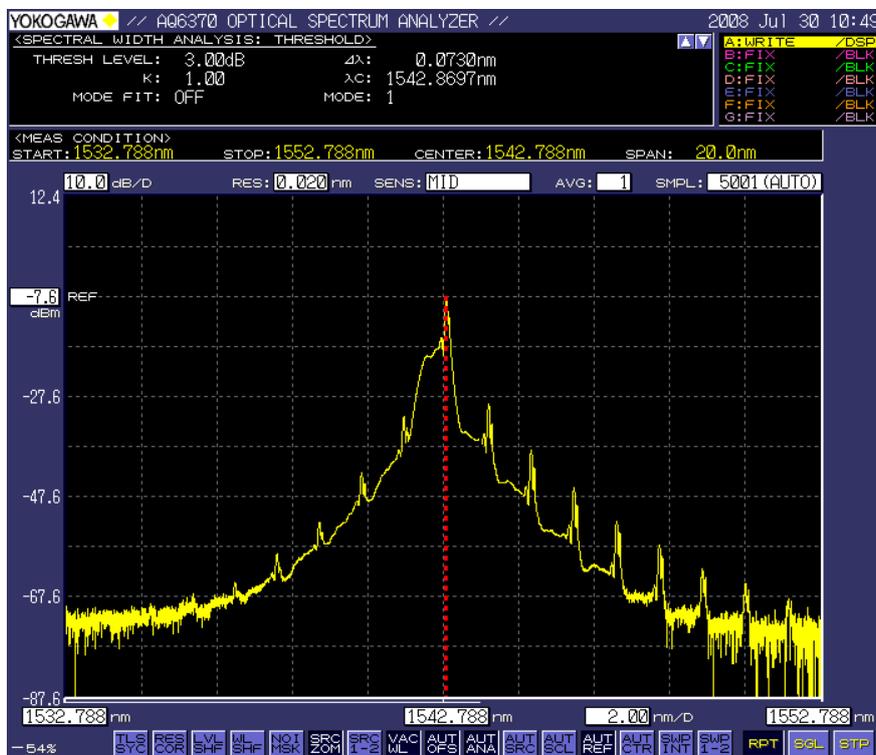


图 6.11 压缩前直接由增益开关激光器输出的光谱

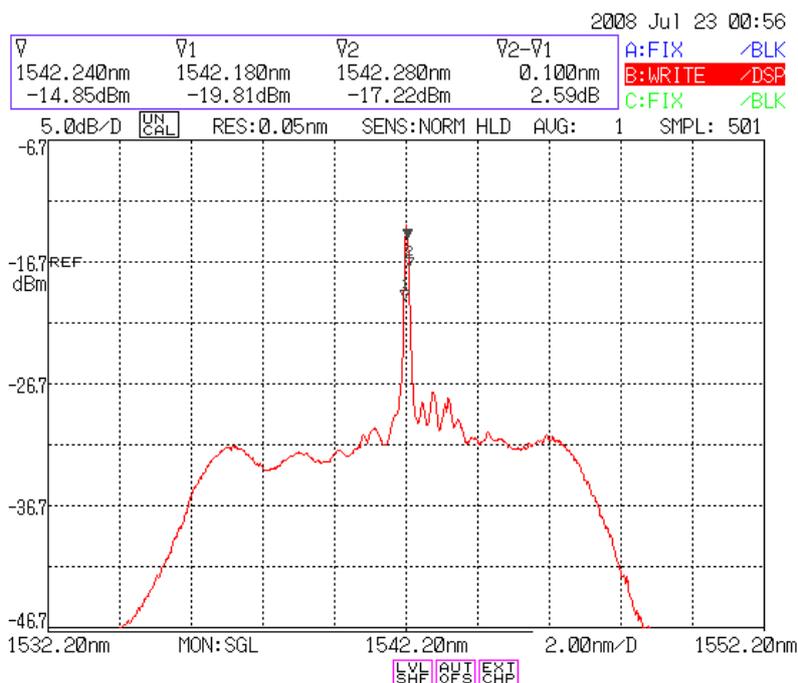


图 6.12 压缩后取样源的光谱

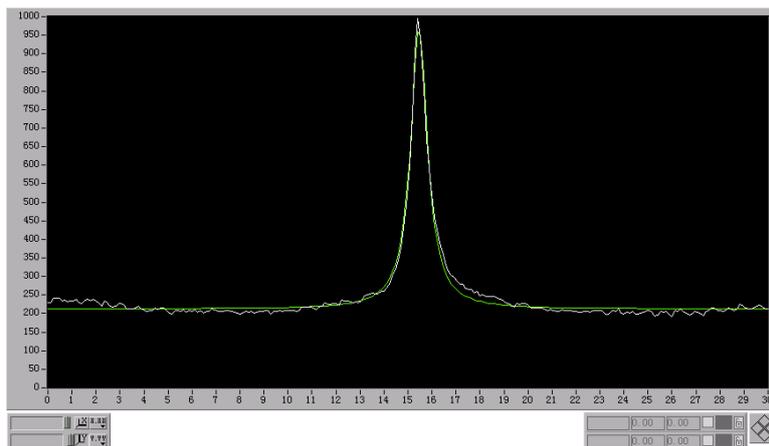


图 6.13 压缩后取样源的自相关曲线

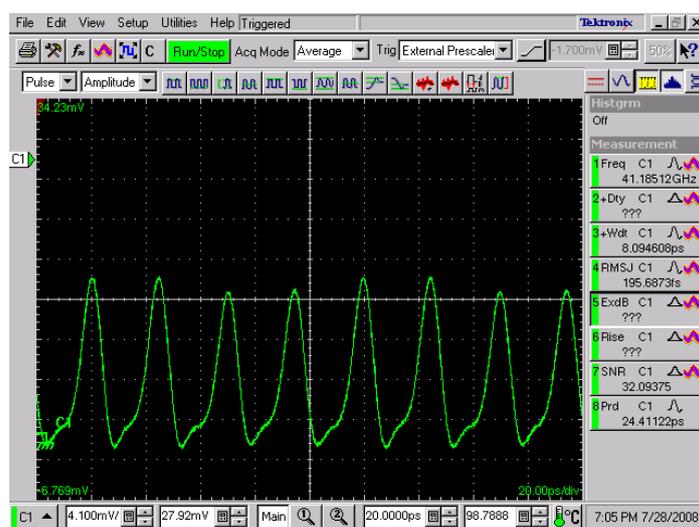


图 6.14 40GHz 的脉冲序列

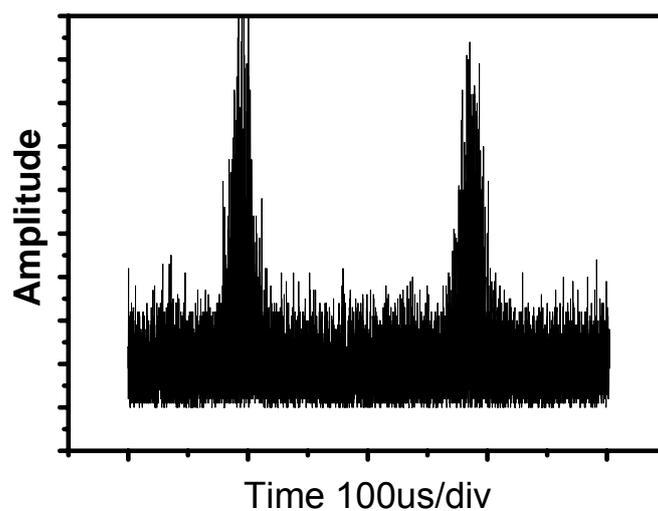


图 6.15 经过取样后复原的 40GHz 波形

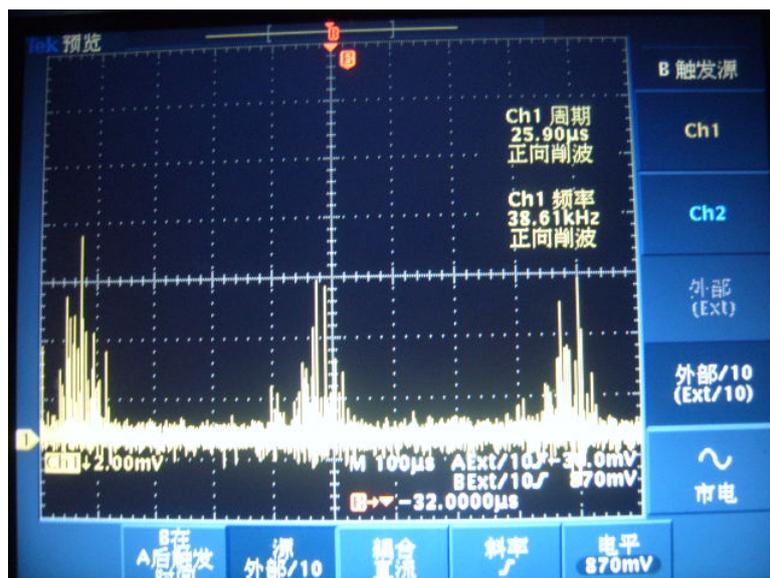


图 6.16 经过取样后复原的 40GHz 波形

总结

- 1、详细介绍了光取样的基本原理，推导了取样源、被取样信号的频率和取样后波形显示频率间的关系式；
- 2、介绍了柱状取样的原理和算法；
- 3、介绍了通过眼图评判系统优劣的产量和方法；
- 4、国内首次实现了 40GHz 脉冲序列的光取样实验。

应用文献

- [1] C. Schmidt, F. Futami, S. Watanabe, T. Yamamoto, C. Schubert, J. Berger, M. Kroh, H.-J. Ehrke, E. Dietrich, C. Böchner, R. Ludwig, and H. G. Weber, “Complete optical sampling system with broad gap-free spectral range for 160 Gbit/s and 320 Gbit/s and its application in a transmission system,” in Opt. Fiber Commun. Conf. Techn. Dig., Anaheim, USA, March 2002, paper ThU1: 528 – 530
- [2] C. Schubert, C. Schmidt, C. Böchner, E. Dietrich, S. Ferber, R. Ludwig, and H. G. Weber, “A gain-transparent ultrafast-nonlinear interferometer (GT-UNI) in a 160 Gb/s optical samplingsystem,” in Techn. Dig. of Optical

- Amplifiers and their Applications, OAA, 2002, paper OTuD5
- [3] C. Schmidt, C. Schubert, S. Watanabe, F. Futami, R. Ludwig, and H.G. Weber, "320 Gb/s all-optical eye diagram sampling using gain-transparent ultrafast nonlinear interferometer (GT-UNI)," in Proc. 28th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC' 02), Copenhagen, Denmark, 2002, paper 2.1.3
- [4] C. Schmidt, C. Schubert, C. B"orner, C. M. Weinert, H. B"ulow, E. Lach, and H.G. Weber, "Investigation of intra-channel four-wave mixing at 160 Gb/s using an optical sampling system," in Proc. 29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC' 03), Rimini, Italy, September 21-25 2003, paper Th2.5.2 : 990 - 991
- [5] H. Ohta, S. Nogiwa, N. Oda, and H. Chiba, "Highly sensitive optical sampling system using timing-jitter-reduced gain-switched optical pulse" Electron. Lett. 1997 **33** (25): 2142 - 2144
- [6] H. Ohta, S. Nogiwa, and H. Chiba, "Highly sensitive optical sampling system with 100 GHz bandwidth," in Proc. 24th Europ. Conf. Opt. Commun., Madrid (Spain), September 20-24 1998: 503 - 504
- [7] S. Nogiwa, H. Ohta, K. Kawaguchi, and Y. Endo, "Improvement of sensitivity in optical sampling system" Electron. Lett. 1999 **35** (11): 917 - 918
- [8] H. Ohta, S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, and Y. Endo, "Measurement of 200 Gbit/s optical eye diagram by optical sampling with gain-switched optical pulse," Electron. Lett., **36** (8), 737 - 739, 13th April 2000.
- [9] S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta, and Y. Endo, "Highly sensitive and time-resolving optical sampling system using thin PPLN crystal" Electron. Lett., 2000 **36** (20): 1727 - 1728
- [10] A. Otani, T. Otsubo, and H. Watanabe, "A turn-key-ready optical sampling oscilloscope by using electro-absorption modulators," in Proc. 25th Europ. Conf. Opt. Commun., 1999: 374 - 375
- [11] H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari, "Optical signal eye

- diagram measurement with subpicosecond resolution using optical sampling” *Electron. Lett.*, 1996 vol. 32(15):1399 - 1400
- [12] H. Takara, S. Kawanishi, A. Yokoo, S. Tomaru, T. Kitoh, and M. Saruwatari, “100 Gbit/s optical signal eye-diagram measurement with optical sampling using organic nonlinear optical crystal,” *Electron. Lett.*, 1996vol. 32(24):2256 - 2258
- [13] J. Li, J. Hansryd, P. Hedekvist, P. Andrekson, and S. Knudsen, “300-Gb/s eyediagram measurement by optical sampling using fiber-based parametric amplification,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2001 vol. 13(9): 987 - 989
- [14] J. Li, M. Westlund, H. Sunnerud, B.-E. Olsson, M. Karlsson, and P. Andrekson, “0.5 Tbit/s eye-diagram measurement by optical sampling using XPM-induced wavelength shifting in highly nonlinear fiber,” in *Proc. 29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC’ 03)*, Rimini (Italy), September 21-25 2003, paper Mo4.6.4:136 - 137
- [15] H. Ohta, N. Banjo, N. Yamada, S. Nogiwa, and Y. Yanagisawa, “Measuring eye diagram of 320 Gbit/s optical signal by optical sampling using passively mode locked fibre laser,” *Electron. Lett.*, 2001 vol. 37(25):1541 - 1542
- [16] S. Nogiwa, N. Yamada, and H. Ohta, “Broad wavelength-bandwidth optical sampling system using wavelength-tunable soliton pulses,” in *OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 55, Optical Fiber Commun. Conf., Technical Digest, Postconference Edition*, Anaheim, CA (USA), March 17-22 2002:533 - 534
- [17] N. Yamada, H. Ohta, and S. Nogiwa, “Jitter-free optical sampling system using passively modelocked fibre laser” *Electron. Lett.*, 2002 vol. 38(18):1044 - 1045
- [18] N. Yamada, S. Nogiwa, and H. Ohta, “Measuring eye diagram of 640 Gb/s OTDM signal with optical sampling system by using wavelength-tunable

- soliton pulse,” in Proc. 29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC’ 03), Rimini (Italy), September 21–25 2003, paper Mo4.6.5
- [19] A. Otani, T. Otsubo, and H. Watanabe, “A turn-key-ready optical sampling oscilloscope by using electro-absorption modulators” in Proc. 25th Europ. Conf. Opt. Commun., 1999, paper P3.2:374 – 375
- [20] S. Nogiwa, H. Ohta, K. Kawaguchi, and Y. Endo, “Improvement of sensitivity in optical sampling system,” Electron. Lett., 1999 vol. 35(11):917 – 918
- [21] S. Nogiwa, Y. Kawaguchi, H. Ohta, and Y. Endo, “Highly sensitive and timeresolving optical sampling system using thin PPLN crystal” Electron. Lett. 2000 vol. 36(20):1727 – 1728
- [22] M. Shirane, Y. Hashimoto, H. Yamada, and H. Yokoyama, “A compact optical sampling measurement system using mode-locked laser-diode modules” IEEE Photon. Technol. Lett., 2000 vol. 12(11): 1537 – 1539
- [23] M. Shirane, Y. Hashimoto, H. Kurita, H. Yamada, and H. Yokoyama, “Optical sampling measurement with all-optical clock recovery using mode-locked diode lasers” in OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS) Vol. 54, Optical Fiber Commun. Conf., Technical Digest, Postconference Edition. Washington DC: Optical Society of America, 2001, p. MG2
- [24] I. Kang and K. Dreyer, “Sensitive 320 Gb/s eye diagram measurements via optical sampling with semiconductor optical amplifier-ultrafast nonlinear interferometer” Electron. Lett., 2003 vol. 39(14):1081 – 1082
- [25] C. Schubert, C. Schmidt, C. Böchner, E. Dietrich, S. Ferber, R. Ludwig, and H. Weber, “A gain-transparent ultrafast-nonlinear interferometer (gt-uni) in a 160 gb/s optical sampling system,” in Techn. Dig. of Optical Amplifiers and their Applications, OAA, 2002, paper OTuD5
- [26] C. Schmidt, C. Schubert, S. Watanabe, F. Futami, R. Ludwig, and H. Weber, “320 gb/s all-optical eye diagram sampling using gain-transparent ultrafast nonlinear interferometer (gt-uni),” in Proc. 28th Eur. Conf.

- on Opt. Comm. (ECOC' 02), Copenhagen, Denmark, 2002, paper 2.1.3
- [27] C. Schmidt, C. Schubert, C. Böörner, C. Weinert, H. Büulow, E. Lach, and H. Weber, "Investigation of intra-channel four-wave mixing at 160 Gb/s using an optical sampling system" in Proc. 29th Eur. Conf. on Opt. Comm. (ECOC' 03), Rimini, Italy, September 21-25 2003 paper Th2.5.2 : 990 - 991
- [28] T. Miyazaki and F. Kubota, "Simultaneous demultiplexing and clock recovery for 160 Gb/s OTDM signal using a symmetric Mach-Zehnder switch in electrooptic feedback loop," IEEE Photon. Technol. Lett., 2003 vol. 15(7): 1008 - 1010
- [29] C. Schmidt "Optical Sampling of High Bit Rate Optical Data Signals" German HHI doctor paper, 2004

第七章 展望与建议

本文围绕高速通信超短光源以及光取样技术分别从理论和实验上进行了深入的研究。在高速通信光源上,详细讨论了增益开关激光器、基于单个级联式电吸收调制激光器以及掺铒光纤激光理论仿真和实验研究,目的在于为未来的超高速光通信寻找一种性能优良、实现简单、稳定性好、性价比高的通信光源。在光取样技术研究方面,重点放在超短光取样源和高效的光取样门的理论和实验研究上,主要目的是研制一套脉冲宽度在飞秒量级、抖动小于 400fs、重复频率可调、结构紧凑、工作稳定的取样源以及探索一个适合我国国情的超快取样门,为后期的光取样示波器打下坚实的基础。

主要有做了以下几方面的工作:

- 1、从理论上详细研究了增益开关激光器产生脉冲的机理,以及各个参数对脉冲宽度的影响,为实验打下了坚实的基础并通过速率方程仿真出了外注入光对增益开关激光器输出脉冲抖动的抑制;在实验上分别实现了 100MHz、1GHz、2.5GHz、5GHz 和 10GHz 脉冲稳定输出以及 2.5GHz、5GHz 外注入式抖动抑制,脉冲抖动实现了从 2ps 降到 500fs;发明了一种利用光放大器的 ASE 噪声作为外部种子源的增益开关激光器系统,实现了 5GHz,输出 19ps 的脉冲序列,波长可实现 1530~1565nm 可调谐,申请了国际专利;研究了非制冷增益开关激光器的温度稳定性和波长稳定性。
- 2、进行了单个、级联式电吸收调制激光器产生脉冲的理论推导,分别做了 10GHz、20GHz 和 40GHz 数值仿真以及完成了级联式电吸收调制激光器产生重复频率倍增脉冲序列的理论推导,完成了 10GHz 倍频到 20GHz 数值仿真;在实验上分别完成了单个、级联电吸收调制激光器产生 20GHz 脉冲序列的实验研究以及 20GHz 正弦信号驱动级联电吸收调制激光器产生 40GHz 脉冲序列的实验研究。
- 3、在介绍了展宽相加锁模的被动理论的基础上,进行了基于 SESAM 和非线性放大环形镜的复合结构脉冲光纤激光器理论和实验研究。发明了一种新型的复合结构脉冲光纤激光器,在腔内增加可调延迟线,可改变被动

锁模的输出重复频率，并在实验上得到验证；成功的研制了 100MHz、低抖动的增益开关激光器，输出脉冲宽度可达到 426fs，抖动到达 500fs。

- 4、从理论上推导了进行线性压缩的条件，并利用非线性薛定谔方程分别仿真出了线性压缩、高阶孤子、基阶孤子产生的条件和数值图形，同时也仿真出了色散位移高度非线性光纤产生脉冲频谱展宽的条件和数值图形，为实验提供了理论依据；在实验上利用 500mDCF 把从增益开关激光器中产生的 10GHz 脉冲序列，通过线性压缩的方法从 25ps 压缩到约 7ps，验证了理论和数值模拟以及使用 300mHNLFF 把 7ps 的脉冲序列的频谱从 0.3nm 展宽到约 25nm，再经过 70m 的 SMF，脉冲压缩到 426fs。
- 5、在国内首次做出了 40GHz 脉冲序列的光取样实验。

展望：

- 1、增益开关超短脉冲光源研究工作基本成熟，正逐步向产业化迈进，但是仍然有一定的差距。今后需要解决的问题主要有四方面：一是高精度电流源和控制电路的小型化；二是增益开关激光器脉冲压缩体积和成本问题；三是由于增益开关激光器有高频电路部分，因此系统屏蔽和结构设计尤为重要；四高频电路的处理和设计有待加强。
- 2、电吸收调制器出来的脉冲宽度相对大，如果要得到窄的脉冲，有几种方法可以尝试：（1）在设计时增加电吸收调制器承受最大偏压的值；（2）使用较窄的电脉冲调制。
- 3、通信中使用的超短脉冲源一定要成本低稳定性好，估计波导激光器和半导体激光器是今后的发展方向。
- 4、取样源要求体积小、抖动低、脉宽窄，我们发明了类“8”字复合结构被动锁模光纤激光器以及加上延迟线可改变重复频率的设计思路很有潜力和较大的应用前景，今后的工作应考虑增加电反馈和电控制部分。
- 5、取样示波器无论对 RZ 码、NRZ 码还是 DPSK 码脉冲信号都可以检测，它的应用前景很大。需要加大人力和物力的投入，争取采用廉价的器件获得较好的结果，这是完全可能的。

发表的论文和申请的专利

(一) 发表论文

- (1) Liu Yuanshan, Zhang Jianguo, Zhao Wei “Generation of Optimized Wavelength-Tunable Optical Pulse from an Uncooled Gain-switched Fabry-Perot Semiconductor Laser Using Optical Amplifier as External Light Injection” Optics Communications 2008 (281) : 4971~4974
- (2) Liu Yuanshan, Zhang Jianguo, Zhao Wei, “20-GHz optical pulse source based on cascaded electroabsorption modulators” Chinese Optics Letters, 2007, Vol. 5(12) : 700~702
- (3) Liu Yuanshan, Zhang Jianguo, Zhao Wei “Generation of Low-timing-jitter Optical Pulses from Uncooled Gain-switched Fabry-Perot Semiconductor Laser under External CW Light Injection”, Acta Photonica Sinica, 2008, Vol. 37(3) : 456~459
- (4) 刘元山 张建国 赵卫 “内置 RF 电路对增益开关工作的不利影响” 光子学报, 2007 年, vol36 (1) : 13~17
- (5) Liu Yuanshan, Zhang Jianguo, Zhao Wei “Generation of Optimized Optical Pulses From an Uncooled Gain-Switched Fabry-Perot Semiconductor Laser Under External CW Light Injection” 2006 China-Italy Bilateral Workshop on Photonics for Communication and Sensing:143~146

(二) 申请的专利

国际专利

- 1) “外注入式增益开关激光器超短脉冲的产生方法”。国际申请号为 PCT/CN2007/002380, 申请日期为 2007 年 12 月 17 日, 发明人: 张建国 赵卫 刘元山

国内专利

- (1) “外注入式增益开关激光器超短脉冲的产生方法”。申请号为 200710017577.3, 申请日期为 2007 年 3 月 28 日, 发明人: 张建国 赵卫 刘元山。

(2) “一种波长可调谐外注入式增益开关激光器”。申请号为 200710017776.4, 申请日期为 2007 年 4 月 29 日, 发明人: 张建国 赵卫 刘元山

(3) “级联式电吸收调制激光器”。申请号为 200720032173.7, 申请日期为 2007 年 6 月 29 日, 发明人: 张建国 赵卫 刘元山。

(4) “一种波长可调谐外注入式增益开关激光器”。申请号为 200720031713.X, 申请日期为 2007 年 4 月 29 日, 发明人: 张建国 赵卫 刘元山。(已授权)

(三) 博士期间主要参与的课题

(1) 中科院知识创新工程重要方向项目“超高速全光数据包交换光子网络基本问题及关键技术”

(2) 院国际合作重点项目“下一代商用化 100Gb/s 以太网网络关键技术研究”

(3) 院重大科研装备研制项目“200GHz 高性能超宽带光学示波器” 主要承担者

(4) 西安电子科技大学合作项目“用于馈送射频天线信号的高性能光纤传输系统的设计与实现” 主要承担者 已完成

致 谢

本论文的研究工作是在我的直接导师张建国研究员悉心指导下完成的，我的一切科研成果都凝聚了他极大的心血和过人的智慧。张老师学识渊博、思维敏捷、学风严谨、对科研工作兢兢业业、一丝不苟、精益求精；他那对工作忘我的热情、对科学孜孜不倦的追求、对科研实事求是的态度给我留下深刻的印象。张老师对我们启发式教育、对科研中遇到挫折时的鼓励和引导以及对对我们犯下错误的宽容，都是我们受用终生的宝贵财富。在此向张老师表达崇高的敬意和最诚挚的感谢！

本论文的研究工作同时也在我的导师赵卫研究员精心的指导和关怀下完成的，没有赵老师的大力支持和帮助是不可能完成的。赵老师知识面广、洞悉力深、见解独到、高瞻远瞩、经验丰富、学风严谨、对自身要求严格，而他那高效的工作方式和管理理念给我留下了极其深刻的影响，是我今后工作学习的楷模，在此表达我最衷心的感谢！

在过去五年的工作学习中，衷心感谢陈国夫研究员对我学习和工作的帮助和支持。老先生学识渊博、高风亮节、科研经验丰富、学风严谨、平易近人、有求必应，对我的科研工作给了很多建设性的建议，解决了很多科研难题。在此表达我诚挚的谢意！

衷心感谢孙传东主任对我工作学习生活的帮助和照顾！

衷心感谢王屹山老师在实验仪器上和光脉冲测量上给我的无私帮助和辅导！

衷心感谢刘红军老师在光学倍频和和频上的实验指导和帮助！

衷心感谢任克惠老师、刘白玉老师、白永林老师在高频电路方面和实验仪器方面的指导和帮助！

衷心感谢欧阳娴老师在电子线路方面给予我细心的指导！

衷心感谢程光华在生活和实验上给予的大力支持，在我人生最低谷时，正是有了他的帮助，才使得我重新站起来！

衷心感谢朱少岚、张伟、杨直、赵军平、任立勇老师在实验方面给予的支持和有意讨论！

衷心感谢杨延龙在计算机数值仿真编程给予的帮助！

衷心感谢王治平老师在机械设计和加工给予的大力帮助和支持！

衷心感谢李萍女士、韩金芳女士在各方面的热心照顾和帮助！

感谢瞬态室全光通信组曾经一块努力奋斗、同甘共苦的全体人员给予我工作学习和生活的大力帮助，他们是：谢小平、延双毅、王伟强、张随心、解宜原、师哲、张惠星、惠占强、陆红强、王江磊、郭嘉、胡辉、唐定康。在过去的五年里，正是有了我们的互帮互助、齐心协力才使得光通信组迅速成长。

感谢曾在一起学习生活的研究生，正是有了他们的关心和帮助，才使得我的研究生期间的生活如此多彩，他们是：白喆、杜述松、陶然、李同海、邱仁峰、李强、黄光伟、冉晓强、单洁、段学庭、段韬、高存孝等。

感谢在瞬态室一起学习工作的师哥师姐学弟学妹，在与你们的争论中获得不少人生哲理、科学知识和无尽快乐。他们是：杨玲珍、丁广雷、沈华、朱香平、王红英、游牧、李康、白晶、马远振、李伟楠、王涛、刘海亮、卢宗桂、吴登科、胡晓宏、罗致峰。

非常感谢西北大学物理系 95 级同学杨晓东、程光华、张达飞、郑奇、靳贵平、张德凯、李阳平、林涛、唐刚峰、张晓赞、杨公会、周志英、高恒、高全华、孙玲等在我人生最艰难的时候给予我的无尽鼓励和大力帮助，使我迅速地从人生低谷中走出，认识你们是我人生中一大财富！

感谢西光所全体老师和同学，在这期间给我的无尽欢乐！

深深地感谢我的妻子曹旭娜，在我忙碌的学业中，独自默默承担了繁重的家务劳动，她在精神上和物质上给了极大的支持和鼓励，使得我在学习工作时无后顾之忧，全心全力地投入到科研工作中！

感谢我的父母、岳父、岳母、姐夫、姐姐、哥哥、嫂子、弟弟，他们无时无刻不在关心我、帮助我、在物质上和精神上给予了我极大的支持，感激之情难以用言语表达，他们付出的艰辛和汗水难以回报！

再次感谢我的家人、导师、朋友和同学的理解、指导、帮助和关心！