

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

脉冲光纤激光器和放大器技术的研究

高存孝

指导教师赵 卫 研究员

申请学位级别博 士 学科专业名称物理学

论文提交日期_____ 论文答辩日期_____

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_____

Researches on the Technique of Pulse Fiber Laser and Amplifier

A dissertation submitted for the degree of Doctor of Philosophy

By

Cunxiao Gao

Directed by Professor Wei Zhao

Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics,
Chinese Academy of Science
2008

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： 高伟芳 日期： 2008.11.1

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： 高伟芳

导师签名： 王

日期： 2008.11.1

日期： 2008.12.18

摘要

高功率、大能量的脉冲光纤激光器以其诸多优点被认为是未来脉冲激光器的发展趋势,目前在很多领域已经开始逐渐取代传统激光器。因此,有目的的研究脉冲光纤激光器对促进我国军事、工业、医学等领域的发展有着重要的意义。本论文首先研究了短脉冲在光纤激光器中的产生,并且对作为种子光的脉冲调制半导体激光器进行了实验研究。在此基础上,采用 MOPA 技术通过光纤放大器将种子光放大从而获得高功率的脉冲激光输出。最后对高峰值功率的激光脉冲在传输光纤和光纤放大器中产生的非线性现象作了系统的实验研究和理论分析。

本论文的主要工作和创新结果包括以下几个方面:

1. 报道了基于光纤耦合声光调制器的环形腔全光纤主动调 Q 激光器。激光器采用掺 Yb^{3+} 光纤作为增益介质,其输出激光脉冲十分稳定,重复频率在 $200\text{Hz}\sim 60.9\text{kHz}$ 连续可调谐,激光器输出波长为 1030nm ,最大的峰值功率为 2.7W ,最窄脉冲宽度为 53.2ns 。采用国产的半导体可饱和吸收体镜在双包层掺 Yb^{3+} 光纤中实现了稳定的被动调 Q 激光输出,激光器输出的脉冲宽度为 $3.148\text{ }\mu\text{s}$,脉冲重复频率为 29.4kHz ,单脉冲能量为 $0.636\text{ }\mu\text{J}$ 。
2. 对大信号直接调制和增益开关半导体激光器进行了实验研究。对线宽为 1.64MHz ,波长为 1548nm 的 DFB 半导体激光器进行大信号直接调制,获得脉冲宽度为 $3.3\text{ns}\sim 200\text{ns}$,重复频率为 $30\text{kHz}\sim 50\text{MHz}$ 连续可调谐的矩形脉冲输出。增益开关半导体激光器采用线宽为 10MHz 、波长为 1064nm 的外腔 FBG 半导体激光器,获得了脉宽为 186ps ,重复频率为 $1\text{kHz}\sim 120\text{MHz}$ 可调谐的脉冲输出。
3. 采用 MOPA 技术,对大信号直接调制半导体激光器输出的纳秒脉冲进行了多级放大,功率放大器采用了单模纤芯的 Er:Yb 共掺双包层光纤,获得了最高单脉冲能量为 $25\text{ }\mu\text{J}$,脉冲宽度为 3.3ns ,中心波长为 1548nm 的高能量脉冲输出。

4. 提出了通过掺 Yb^{3+} 光纤放大器的增益补偿效应将注入皮秒信号光光谱进行整形并展宽的方法。实验中，通过该方法将光谱宽度为 7nm 的锯齿形信号光展宽并整形为 20nm 的矩形光谱输出。
5. 设计并完成了基于增益开关半导体激光器的高功率宽带可调谐的皮秒脉冲 MOPA 光纤激光器。整个激光器分为第一次预放大、可调谐滤波、第二次预放大、二级功率放大等几部分。预放大器采用单模掺 Yb^{3+} 光纤作为增益介质，自行研制了光纤耦合、线宽可调的可调谐滤波器用于光谱可调谐输出，两级功率放大器分别采用大模场面积掺 Yb^{3+} 双包层光纤和掺 Yb^{3+} 双包层光子晶体光纤。最终获得了平均功率为 6.8W，调谐带宽为 20nm (1053nm~1073nm)，脉冲宽度为 80ps，重复频率为 1MHz 的单模激光脉冲输出。
6. 对光纤放大器中出现的四种非线性效应：四波混频 (FWM)、自相位调制 (SPM)、受激拉曼散射 (SRS)、受激布里渊散射 (SBS) 进行了理论分析和实验研究，这将对高功率光纤放大器的设计提供有力的支持。

关键词：光纤激光器，光纤放大器，光纤调 Q 激光器，MOPA，增益补偿放大，非线性效应

Abstract

High power, high energy pulse fiber lasers are considered as the prevalent tendency in the future by their many advantages. Now, the traditional pulse lasers have been began to be replaced by the fiber laser in some fields. Therefore, to research the pulse fiber laser is very meaningful and helpful for the development of the fields such as military, industry, and medicine. Firstly, the generation of pulse in the fiber laser is investigate. Then, the modulated semiconductor lasers as the seeders are researched in the experiment. On that basis, the MOPA technique is used, and the seed pulse is amplified to be a high power laser pulse by the fiber amplifier. Finally, the nonlinear effects which generate in the traveling fiber and fiber amplifier by high peak power pulse are researched in experiment systemically and analyzed with the corresponding theory.

The main research works and innovations of this dissertation are summarized as follows:

1. An all-fiber Q-switched Yb^{3+} -doped fiber ring laser pumped with a 976nm laser diode (LD), which uses a fiber-pigtailed acousto-optic modulator as the active Q-switching element is reported. The stable pulse can be obtained when the modulation frequency is adjusted from 200Hz to 60.9kHz. The output wavelength of the laser is 1030nm. The maximum peak power is 2.7W, and the minimum pulsewidth is 53.2ns. A passively Q-switched Yb^{3+} -doped double-clad fiber laser with homemade semiconductor saturable absorber mirror (SESAM) as the saturable absorber is demonstrated experimentally. The stable pulse of 29.4kHz repetition rate is achieved. The maximum pulse energy is 0.636 μJ and the pulse duration is 3.148 μs .
2. The experiment of big signal modulated and gain switched semiconductor Laser are discussed. A distributed feedback semiconductor laser (DFBL) with

linewidth of 1.64MHz and the wavelength of 1548nm is directly modulated to generate square-shaped optical pulses whose time duration can be varied in the range between 3.3ns and 200 ns, and the tunable repetition rate is 30kHz~50MHz. An external cavity FBG semiconductor Laser with wavelength of 1064nm and linewidth of 10MHz is used to the gain switched laser source. The pulsewidth of 186ps is achieved, and the tunable repetition rate range is 1kHz~120MHz.

3. The multi-stage fiber amplifiers are used to amplified the seed pulse generating from the directly modulated DFBL by the MOPA technique. A maximum pulse energy of 25 μ J with pulsewidth of 3.3ns is obtained at the wavelength of 1548nm by using a double-clad, single mode, Er:Yb co-doped fiber power amplifier.

4. A novel technique to broaden and reshape the spectrum of picosecond laser pulse based on the seeder of gain switch laser diode and Yb³⁺-doped fiber amplification(YDFA) is reported. Using this method, a 7nm bandwidth seed pulse generated by a gain switch semiconductor laser diode is broaden to 20nm, and the rectangular-shaped, flat-top spectrum is achieved as well.

5. A compact tunable high power picosecond MOPA source based on Yb³⁺ doped fiber amplifier of gain switch laser diode is demonstrated. The laser are composed of the first stage preamplifier, tunable filter, the second stage preamplifier, and two stages power amplifie. The preamplifiers use the single mode Yb³⁺ doped fiber to be the gain medium. The fiber coupled tunable filter is made by ourself and has adjustable linewidth. The large mode area Yb³⁺ doped double clad fiber and Yb³⁺-doped double clad photonic crystal fiber is used to the two power amplifiers respectively. The tunable pulses are further amplified to 6.8W average power with 80ps pulseswidth at 1 MHz repetition rate, and the center wavelength is tunable in the range from 1053nm to 1073nm with single mode beam quality.

6. The four kinds of nonlinear effects which are FWM, SPM, SRS and SBS are researched in experiment and discussed by the corresponding theory, which will be very helpful for the design of the fiber amplifier.

Key words: fiber laser, fiber amplifier, Q-switched fiber laser, MOPA, gain compensation amplification, nonlinear effect

第一章 绪论.....	1
1.1 引言.....	1
1.2 光纤激光器的研究意义.....	2
1.2.1 光纤激光器的特点.....	2
1.2.2 光纤激光器的应用价值.....	3
1.3 光纤激光器的研究进展.....	4
1.4 包层抽运激光技术的简介.....	6
1.5 脉冲光纤激光器和放大器的研究进展.....	10
1.6 本论文的研究主要内容和思路.....	13
参考文献.....	15
第二章 光纤调 Q 激光器的实验及理论研究.....	25
2.1 引言.....	25
2.2 光纤调 Q 激光器的理论.....	27
2.2.1 调 Q 激光器的基本原理.....	27
2.2.2 光纤调 Q 激光器的一般理论.....	28
2.3 全光纤声光调 Q 激光器的实验研究.....	33
2.3.1 声光调 Q 的基本原理.....	33
2.3.1 实验装置.....	35
2.3.2 实验结果及分析.....	36
2.4 半导体可饱和吸收体镜 (SESAM) 调 Q 的一般理论.....	39
2.4.1 SESAM 的基本结构及特性.....	39
2.4.2 SESAM 的调 Q 原理和实现调 Q 的条件.....	42
2.5 SESAM 调 Q 光纤激光器的实验研究.....	43
2.5.1 实验装置.....	43
2.5.2 实验结果及分析.....	44
2.6 结论.....	45
参考文献.....	47

第三章 作为种子光源的脉冲调制半导体激光器的研究	49
3.1 引言	49
3.2 半导体激光器的工作原理及基本特性	51
3.2.1 粒子数反转和光增益	51
3.2.2 半导体激光器的阈值条件	52
3.2.3 增益与电流密度的关系	54
3.2.4 注入电流与输出光功率	55
3.2.5 常见半导体激光器的种类	56
3.3 半导体激光器的瞬态特性	58
3.3.1 速率方程	58
3.3.2 瞬态特性	59
3.4 半导体激光器的调制特性	63
3.4.1 小信号调制特性	63
3.4.2 大信号调制特性	64
3.4.3 增益开关	65
3.5 短脉冲调制半导体激光器的实验研究	66
3.5.1 窄脉冲驱动的研制	66
3.5.2 大信号直接调制半导体激光器的实验	70
3.5.3 增益开关半导体激光器的实验	74
3.6 结论	76
参考文献	77
第四章 窄线宽脉冲掺 Er^{3+} 光纤放大器的研究	80
4.1 引言	80
4.2 掺 Er^{3+} 光纤放大器的基本理论	81
4.2.1 掺 Er^{3+} 光纤的能级结构及跃迁特性	81
4.2.2 掺 Er^{3+} 光纤放大器的速率方程	83
4.2.3 掺 Er^{3+} 光纤放大器的功率传输方程	85
4.3 掺 Er^{3+} 光纤放大器的数值模	88
4.4 掺 Er^{3+} 光纤放大器的瞬态增益特性	89

4.5 窄线宽纳秒脉冲掺 Er^{3+} 光纤放大器的实验研究	91
4.5.1 实验装置	91
4.5.2 实验结构及分析	92
4.6 结论	97
参考文献	98
第五章 高功率宽带可调谐皮秒脉冲掺 Yb^{3+} 全光纤激光器	100
5.1 引言	100
5.2 掺 Yb^{3+} 光纤放大器的基本理论	101
5.2.1 掺 Yb^{3+} 光纤的能级结构及跃迁特性	101
5.2.2 掺 Yb^{3+} 光纤的速率方程和传输方程	103
5.3 光谱的增益补偿放大	105
5.4 皮秒激光脉冲的连续可调谐	108
5.5 对放大皮秒脉冲光谱底座的消除	109
5.6 功率放大器	113
5.7 结论	116
参考文献	117
第六章 脉冲光纤放大器中的非线性效应	119
6.1 引言	119
6.2 四波混频 (FWM)	120
6.2.1 四波混频的基本理论	120
6.2.2 四波混频的实验研究	122
6.3 自相位调制 (SPM)	124
6.3.1 自相位调制的基本理论	124
6.3.2 自相位调制的实验研究	127
6.4 受激拉曼散射 (SRS)	128
6.4.1 受激拉曼散射的基本理论	128
6.4.2 受激拉曼散射的实验研究	130
6.5 受激布里渊散射 (SBS)	132

6.5.1 受激布里渊散射的基本理论.....	132
6.5.2 受激布里渊散射的实验研究.....	134
6.6 结论.....	135
参考文献.....	137
总结与展望.....	139
攻读博士期间完成的论文和成果.....	141
致谢.....	143

第一章 绪论

1.1 引言

激光的出现是 20 世纪最重大的科学技术成就之一，它的问世和发展将人类从电子时代推向了光子时代，并在工业与科学研究中发挥了巨大的作用。产生激光的基础是相干光的受激放大^[1,2]，在该原理的基础上，1960 年梅曼（Maiman）利用红宝石介质的受激辐射放大研制成功了世界上第一台激光器^[3-6]，从此以后激光以其亮度高，方向性好，具有相干性和高强度获得深入而广泛的研究和应用。在各国科学家的努力下，气体激光器^[7]、半导体激光器^[8]、固体激光器^[9]和光纤激光器^[10]相继问世。

与其它激光器相比，光纤激光器的光束质量、光传递特性、散热、可靠性和体积功耗等都占有优势，此外由于光纤制造成本的降低和易于实现流水化及大批量生产等特点，光纤激光器越来越受到人们的重视。在光纤通讯领域，光纤激光器和放大器得到了广泛的应用。在密集波分复用（DWDM）系统中，光纤放大器已经成为不可或缺的重要元件。目前，以光纤为增益介质的光纤激光器，在降低阈值、拓宽振荡波长范围、波长可调谐性能等方面，已取得了显著的进步，是光通信领域的新兴技术，可以支持更高的传输速度，是未来高码率密集波分复用系统和相干光通信的基础。另外，随着高功率半导体激光器的研制成功以及包层抽运技术的出现，使得光纤激光器的输出功率大大提高，单根光纤的连续输出功率已经超过了一千瓦。与之同时，脉冲工作的光纤激光器也向着更高能量激光输出迈进。高功率光纤激光器的出现是激光发展史上具有旗帜性和革命性的里程碑，它以无比卓越的性能和超值的价格，在激光加工、激光医疗、激光雷达、激光武器等多方面得了日益广泛的应用。

本论文主要致力于脉冲宽度为纳秒和皮秒的脉冲光纤激光器和放大器的研究，并对纳秒和皮秒脉冲在半导体激光器中的产生进行了相关的研究。本章第二节介绍光纤激光器的研究意义，第三节介绍光纤激光器的发展；第四节简单介绍光纤激光器的包层抽运技术，第五节介绍脉冲光纤激光器的进展，最后一节是本

论文的主要研究内容。

1.2 光纤激光器的研究意义

1.2.1 光纤激光器的特点

和其他类型的激光器相比, 光纤激光器具有以下显著的优点:

(1) 光纤激光器是一种波导式结构, 增益介质可以做的很长, 使抽运光能被充分吸收, 增大了能量转换效率, 可获得很高的增益。

(2) 工作物质有很大的表面积体积比, 从而具有良好的散热性能, 工作物质的热负荷相当小, 不需要庞大的水冷系统, 冷却系统的简化大大降低了光纤放大器的成本和体积, 并使其具有很高的稳定性和较长的工作寿命, 平均无故障工作时间在 10000 小时以上。

(3) 光纤激光器的谐振腔可以直接在光纤上刻写光纤布拉格光栅作为谐振腔, 腔体结构十分简单。光纤为柔性介质, 在不超过最小弯曲半径的限制下可以盘绕成任意形状, 抽运光源采用体积小巧模块化的高功率半导体激光器, 这使得光纤激光器可以设计的相当小巧灵活。因此光纤激光器具有结构紧凑、体积小、易于集成、使用方便等特点。

(4) 光纤既作为增益介质, 又是传输介质, 因此它可以以较高的耦合效率与目前的光纤传输系统相连接, 便于系统集成。

(5) 光纤激光器的墙插电效率一般可达 20%, 只消耗相当于 1% 的闪光灯抽运放大器所需的电能, 其效率是半导体抽运固体激光器的两倍以上。

(6) 输出激光光束质量好。光纤激光器的输出光束质量由于光纤纤芯直径和数值孔径决定, 不会因热变形而变化, 因此易于达到单横模激光输出。例如对于连续输出功率为 100W 的掺 Yb^{3+} 双包层光纤激光器, 输出激光的光束质量因子 M^2 接近于 1。而对于半导体激光抽运的 Nd:YAG 固体激光器, M^2 接近于 1 的百瓦级器件在技术上目前仍不成熟, 不能实现商品化。

(7) 由于光纤激光器在结构上是一个整体, 没有需要调节的机械元件, 因此它的稳定性和可靠性非常高, 可以实现免维护使用。

光纤激光器具有的功耗低、效率高、体积小、可靠性高等优点,使之非常适合于工业、医学以及一些有特殊要求的领域。但由于光纤的纤芯太细,其损伤阈值和非线性阈值限制了其输出的能量,因此脉冲输出光纤激光器的单脉冲能量被限制在 mJ 量级。目前,脉冲光纤激光器主要应用于低能量高要求的如激光打标、激光雷达、激光测距等领域。

1.2.2 光纤激光器的应用价值

基于上述优点,光纤激光器在全光通信、医疗、军事、工业加工、光信息处理、全色显示和激光印刷等领域具有广泛的应用。

在光通信上,采用光纤布拉格光栅(FBG)^[11~17]作为腔反馈和模式选择的掺 Er^{3+} 光纤激光器比较容易实现单模、单频和低噪声运转,可被应用于密集波分复用(DWDM)通信和光孤子通信领域^[18],实现远距离、无差错通信,而超短脉冲掺 Er^{3+} 光纤激光器可以被用作高速大容量通信的光源。

在医疗上,用作止血和手术刀的光纤激光器已经出现在许多内外科手术中^[19],并逐渐被广大医学工作者所认同。相比早期用于临床的 Ar^{3+} 激光器、 CO_2 激光器和 YAG 激光器,光纤激光器体积小、光束质量高、无需庞大的水冷系统和安装后的伺候,使手术时间大大缩短,已成功的应用在治疗眼科疾病(角膜成型、近视)、心血管手术及整形美容手术中^[19],功率超过几瓦的光纤激光器在显微外科手术中扮演了十分重要的角色,已能为外科手术提供较大的高能辐射源。

在军事上,高功率、高质量的激光武器一直是军事领域防御和进攻武器的研究重点,高功率光纤激光器以其高亮度、小照射面积和小体积等优点越来越受到重视^[20,21]。另外,在激光定位、测距、遥感、制导和成像等方面,光纤激光器也是理想的选择。

在工业加工上^[20],波长为 1060nm 的掺 Yb^{3+} 连续光纤激光器以其极高的效率和功率密度可与传统的 YAG 激光器相媲美。在打标领域,由于光纤激光器具有高的光束质量和定位精度,使其不仅在微米量级对半导体及包装打标效率极高,而且也常被用于塑料和金属打标以及陶瓷封装领域^[21,22]。

在激光印刷领域,双包层光纤激光器因其拥有极高的热稳定性和转换效率而大量进入印刷市场,目前,国外许多印刷厂家已采用双包层光纤激光器来校样和

制模。大批量生产小型部件的公司发现光纤激光器在完成特定加工任务时是一种极好的工具，这些任务包括小尺寸挠曲、钎焊、焊接等。

表 1.1 为光纤激光器和其它几种常见激光器主要性能的比较，可以看出光纤激光器的各项参数指标均优于其它几种激光器，是未来激光器的发展趋势。

	CO ₂	LP-Nd-YAG	DP-YAG	HPFL
输出波长(μm)	10.6	1.06	1.06	1.00-1.10
输出功率(kW)	1--20	0.5--5	0.5--5	0.5--10
光束质量(mm*mrad)	>100	50--80	25--50	1—20
体积	最大	大	较大	非常小
电光转换效率%	5--15	1--3	5--10	12--20
维护周期(khrs)	1--2	<1	3--5	40--50
一年中维护费用	3 万左右	5 万左右	2 万左右	0
一年的整机耗电量	17 万度左右	44 万度左右	21 万度左右	8 万度左右
一年的电费	20.4 万	53 万	25 万	9.6 万
总的运行费用	27 万	65 万	30 万	9.6 万

表 1.1 几种高功率激光器的比较

由于稀土掺杂的光纤激光器在许多领域展现出诱人的应用前景，呈现出逐步替代现有传统高功率激光器的趋势。随着科学与技术的发展，光纤激光器将会发挥更大的作用，因此对光纤激光器的研究无论在基础研究还是在实际应用中都具有重要意义。

1.3 光纤激光器的研究进展

1961 年，美国光学公司(American optical corporation)的 E.Snitzer 用氙灯抽运掺钕(Nd^{3+})钡冕玻璃(barium crown glass)，观察到了中心波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 的受激辐射现象，并提出了光纤激光器与放大器的构想，这是国际上第一个有关稀土离子在玻璃中展示激光行为的报道^[23]。世界上第一台光纤激光器的问世要归功于 C.J.Koester 和 E.Snitzer，他们在 1963 年和 1964 年分别发表了掺 Nd^{3+} 光纤中的光放大结果^[10,24]。很快在 1965 年光纤激光器就被用于光学信息处理方面的工作^[25]，光纤放大器的早期工作还有前苏联的 Letokhov 和 Pavlik^[26]。很重要的是在 1966 年高锟和 Hockham 提出了利用光纤作为通信介质的基本概念^[27]，同年 Koester 就已经考虑了用半导体激光光源进行抽运光纤激光器的可能性^[28]。但由于当时的

光纤制造技术的限制和半导体工艺的落后,使得之后 20 年中光纤激光器的发展停滞不前。

直到 20 世纪 80 年代中期, J. E. Townsend 等发明了溶液掺杂技术(solution doping technique)^[29]以及英国 Southampton 大学的 S. B. Poole 等用改进的化学汽相沉积法(MCVD)制成了低损耗的掺铒光纤后^[30],光纤激光器与放大器才有了跨越式的发展。1987 年英国通信研究实验室(BTRL)报道了用各种定向耦合器制作的精巧的光纤激光器^[31,32],并制成了采用半导体激光器为抽运光源的光纤激光器和放大器。随后掺 Er^{3+} ^[33-42]、 Nd^{3+} ^[43-46]、 Yb^{3+} ^[47-49]、 Ho^{3+} ^[50-52]、 Tm^{3+} ^[53-59] 及 $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ ^[60-65] 共掺的光纤激光器与放大器纷纷被报道。但当时采用的掺稀土光纤是单包层光纤,要求抽运光必须直接耦合进入的光纤的纤芯中,对抽运光源的激光模式要求较高,抽运光源昂贵且耦合效率低。因此,传统的掺稀土元素的光纤激光器与放大器在当时被认为只能是一种低功率的光子器件。

20 世纪 80 年代末,由美国麻省宝丽来(Polaroid)公司的 H. Po 和 E. Snitzer 等人首次提出了以双包层光纤为基础的包层抽运技术^[66,67]。它的出现无疑是光纤领域的一大突破,它使得高功率光纤激光器和光放大器的制作成为现实,改变了光纤激光器只能作为一种小功率光子器件的历史,为瓦级甚至更高功率单模光纤激光器的实现提供了坚实的基础。双包层光纤的研制成功以及包层抽运技术的运用打破了光纤激光器输出功率低的“瓶颈”,成为制作高功率光纤激光器与放大器的首选途径。

20 世纪 90 年代中、后期,随着半导体激光器及掺杂光纤制造技术的日益成熟,使得光纤激光器的研究取得了重大进展,其输出功率(如掺 Nd^{3+} 、 Ho^{3+} 、 Yb^{3+} 或 $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤激光器)纷纷达到了瓦级或数十瓦量级^[68,76],并且有着接近衍射极限的光束质量和小巧、全固化、低阈值等显著优点,其中掺 Yb^{3+} 或 $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ 共掺光纤激光器的转换效率可达 50% 以上。

1999 年 V. Dominic 等人报道了用掺 Yb^{3+} 双包层光纤做增益介质,利用 4 个 45W 的半导体激光器进行双端抽运,采用 F—P 腔结构实现了输出功率为 110 W 的光纤激光器^[77],其激射波长为 1120 nm,斜率效率为 58%。在 2002 年的 CLEO 会议上, N. S. Platonov 和 J. Limpert 等分别报道了连续输出的掺 Nd^{3+} 双包层光纤激光器和 $\text{Yb}^{3+}/\text{Nd}^{3+}$ 共掺双包层光纤激光器达 135W 和 150W 的结果^[78, 79]。2002

年 8 月, IPG 公司报道的掺 Yb^{3+} 双包层光纤激光连续输出已达到 $2\text{kW}^{[80, 81]}$, 并已于 2004 年 8 月在德国建成 10kW 掺 Yb^{3+} 双包层光纤激光器, 该激光器输出光束质量为 $11.5 \text{ mm}\cdot\text{mrad}$, 输出功率 $1\text{kW}\sim 10 \text{ kW}$ 连续可调, 最大功率密度 $30 \text{ MW}/\text{cm}^2$, 输出尾纤直径 $200\mu\text{m}^{[82]}$ 。对于掺 Er^{3+} 离子的高功率激光器也获得了高功率的输出。2001 年到 2003 年, P. K. Cheo、J. Nilsson 和 S. Alam 等先后利用 $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ 共掺的双包层光纤获得了接近 2 W 和 16.8 W 的激光输出^[82~84]。2003 年, 英国南安普敦(Southampton)大学宣布用 $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ 共掺的双包层光纤输出波长 1565 nm 、功率 103 W 的激光^[85]。

随着光纤制造技术的进一步提高和激光器相干组束技术的成熟, 光纤激光器必定能获得更高功率、更好光束质量的激光输出, 而成本也会大幅下降。我们有理由相信在不久的将来, 光纤激光器必定会取代传统激光器, 成为促进工业、医学、军事、科研进步的有利工具。

1.4 包层抽运激光技术的简介

包层抽运技术的基础是双包层光纤, 图 1.1 为典型的双包层光纤的结构示意图。与普通的单模光纤相比, 双包层光纤可以认为是一种具有两个同心纤芯的特种掺杂光纤。一个纤芯和传统的单模光纤纤芯相似, 用于传输信号光, 并掺杂了稀土离子实现对信号光的放大, 一般设计为单模。而大的纤芯(内包层)则用于传输不同模式的多模抽运光。这样, 就可以使用高功率多模半导体激光器高效的耦合进光纤的内包层里, 当抽运光在内包层里以折线的方式反复穿越双包层光纤的纤芯时, 被纤芯中稀土元素吸收, 使得该元素的原子被抽运到上能级, 然后通过跃迁产生自发辐射光, 如果在光纤内设置谐振腔, 则可以使特定波长的自发辐射光可被振荡放大而最后产生激光输出。较小的芯径和数值孔径可保证输出基横模的高质量光束, 而由于抽运光是耦合进面积和数值孔径较大的内包层中, 不要求抽运光是单模激光, 并且可对光纤的全长度进行抽运, 这样就可选用大功率的多模激光二极管阵列作为抽运源, 通过包层抽运的方式, 可实现从高功率、大面积多模激光二极管抽运光源到衍射极限光纤激光的高效转换, 大大增加了光纤激光器的输出功率。

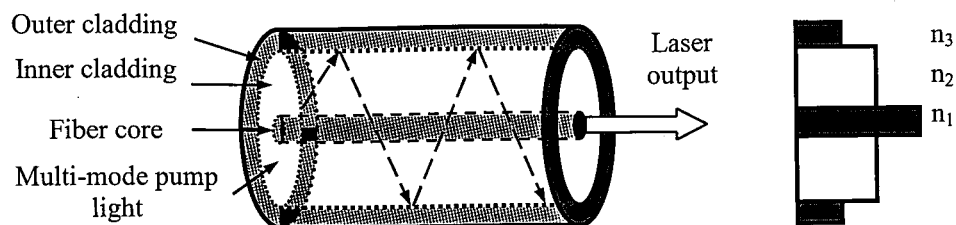


图 1.1 双包层光纤及包层抽运的示意图

双包层光纤内包层的形状种类较多,最简单的为圆形内包层结构,其具有下述一些优点:比如不需要对预制棒做光学机械加工,使得拉制工艺较为简单,另外当抽运光源为光纤输出的半导体激光器时,圆形石英包层之间的尺寸匹配易于耦合连接。但它有一个致命的缺点是圆形对称性会使内包层中大量的抽运光成为螺旋光,在传输过程中并不经过纤芯,纤芯对抽运光的利用率大约只有 10%。因此内包层形状的设计是提高抽运光吸收效率的关键之一,图 1.2 中所示的矩形、正方形、D 形、正六边形、梅花形等形状的内包层^[87-94]都先后被采用过。实验证明,不规则、非对称性的内包层形状能使抽运光的吸收效率得到有效的提高。D 形内包层的吸收效率可以达到 80% 以上,矩形内包层光纤具有较大的吸收效率,理论上可达 100% 的吸收^[95],但由于拉制工艺的问题,只能达到 90% 以上的吸收效率。圆形双包层光纤,光纤曲率对吸收的影响非常大,而对矩形双包层光纤,光纤的曲率对吸收的影响非常小。

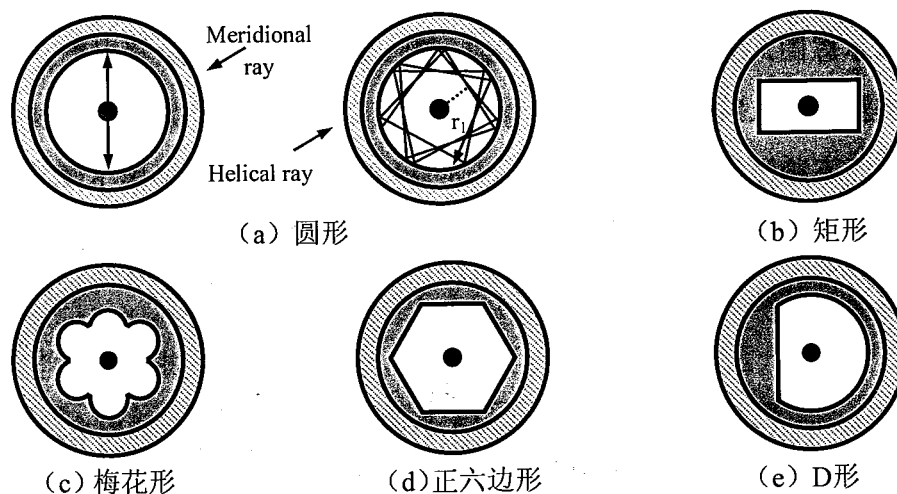


图 1.2 不同内包层形状的双包层光纤

双包层光纤和包层抽运技术的特点共同决定了该类激光器具有以下几方面

的突出性能:

1、高功率

一个多模抽运二极管模块组可输出上百瓦的光功率,采用多个多模抽运二极管并行设置,可设计出很高功率输出的光纤激光器。

2、良好的热稳定性

大功率的宽面多模抽运二极管可在很高的温度下工作,只须简单的风冷,成本较低。双包层光纤具有较大的表面积体积比,从而可以避免高功率抽运时产生的热透镜效应,具有良好的热稳定性,在百瓦级量级只需一个小风扇散热即可。

4、效率高

由于抽运光是在内包层中折射行进并多次穿越纤芯而被纤芯中的稀土离子吸收,因此其利用率很高,另外只要内包层和纤芯的散射损耗尽可能小,通过延长光纤长度就能够保证光的充分吸收和转换。

5、高可靠性

多模抽运二极管的稳定性比单模抽运二极管要高出很多,其几何上的宽面使得激光器端面上的光功率密度很低且通过活性面的电流密度亦很低,这样一来,抽运二极管可靠运转的寿命可超过 100 万小时。

目前,对于抽运光耦合进入双包层光纤的常用方法有以下三种:

1. 端面耦合

端面耦合方法是最简单的方法,也是实验室里常用的方法。图 1.3 为端面耦合的结构示意图,整个结构由一对(或一组)耦合透镜组成,通过对抽运光的准直和聚焦耦合进入双包层光纤。该方法的缺点是耦合装置由机械结构来固定,这样就会引入不稳定因素,当温度和应力变化时,就会使耦合效率下降,并且体积较大,不利于系统集成。另外,由于抽运光在光纤端面是聚焦耦合的,因此在高功率时很容易对光纤的端面造成损伤。

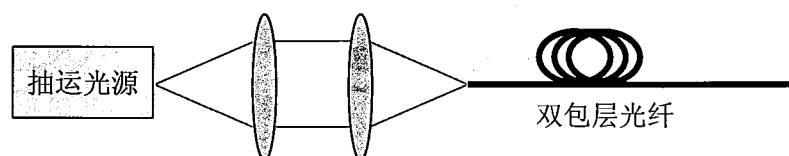


图 1.3 端面耦合结构示意图

2. 侧面耦合

侧面耦合包括 V 型槽法、微棱镜法、光纤端面磨抛胶合法、光纤侧面熔接法以及内嵌反射镜法等，其中最有名的为 V 型槽法，其示意图如图 1.4 所示。这种方法是利用一定的方法在光纤侧面形成 90 度的 V 型槽，抽运光入射后被 V 型槽反射进入光纤内包层中进行传输。切槽只经过外包层和内包层而不触及纤芯。这种方法具有抽运效率高、结构紧凑、灵活等特点，且可以使得双包层光纤两端空闲出来，可以用来构成环形腔，也可以直接构成放大器，大大简化了激光器和放大器的结构。同时，很容易实现多点抽运，以获得更高的输出功率。但由于 V 型槽要求很高的工艺，所以通常不易实现。该技术的专利为法国 Keopsys 公司所拥有，并采用这种耦合技术已经实现了高功率连续和脉冲的掺铋光纤激光器和放大器的产品。

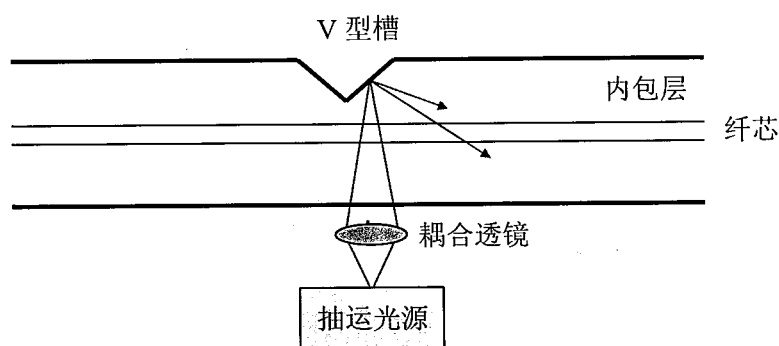


图 1.4 V 型槽法耦合装置示意图

3. 树杈型耦合

树杈型耦合是最新的一种耦合方法。如图 1.5 所示，这种方式是将若干多模光纤捆绑在一起熔融拉锥后与双包层光纤拼接起来。采用这种耦合方式无需任何光学元件，由于不用聚焦耦合因此可以有效的避免损伤光纤端面，加之其具有多个抽运光的注入点，很容易提高抽运光的功率。同时，采用该耦合方式可使用多个高功率 LD 单管代替 LD 集成阵列作抽运光源，一可提高光源的模式，二是易于抽运光源的散热从而提高其工作寿命，三是有利于维修更换抽运光源。可以看出该方法具有耦合效率高、结构灵活、稳定性高等特点，但要求光纤束的尺寸和形状必须与双包层光纤严格匹配才能保证较高的耦合效率。IPG 公司生产的光纤激光器就采用这种特殊的耦合方式，已经产生出上千瓦的光纤激光器产品。

为了获得高功率输出，本文中的光纤高功率放大器也采用了包层抽运技术，

并选择使用了树杈型的耦合方式。在实验中选择了相互匹配的合波器和双包层光纤，通过熔接的方法实现了大于 86% 的耦合效率。在采用大模场光子晶体光纤作为增益介质时，由于没有相互匹配的合波器，我们采用了端面抽运的方法，也获得了不错的实验结果。

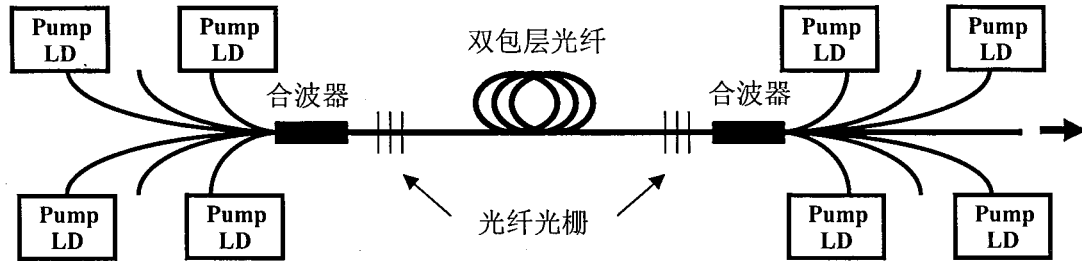


图 1.5 树杈型耦合装置示意图

1.5 脉冲光纤激光器和放大器的研究进展

对于连续工作的光纤激光器，光纤本身就是工作物质，可采用结构简单的 F-P 腔结构，这样无需在腔内放置其它光学元件就可以获得高功率的激光输出。但如果从实际应用的角度出发，连续工作的光纤激光能提供的功率密度和峰值功率较低，脉冲工作的光纤激光将会更为有用。脉冲光纤激光器由其产生机理可分为：调 Q 光纤激光器、锁模光纤激光器和种子源主振荡放大（MOPA）光纤激光器三种。前两种都是直接在光纤激光振荡器中产生，调 Q 光纤激光器产生的主要方法就是在连续输出光纤激光器的腔内插入一个 Q 开关，通过对腔内反转粒子数的控制从而实现脉冲输出，可以获得能量较高的脉冲。锁模光纤激光器则是在腔内引入与纵模同步的增益调制使得各个纵模发生干涉叠加锁定，从而获得脉冲输出。调 Q 获得的脉冲宽度较宽（一般在 ns 量级），但其实现较为简单，锁模激光脉冲的脉冲宽度较短（可小于 100fs），但对激光器的要求较高，对稳定性和外界条件的要求比较高，脉冲的输出能量较低。MOPA 光纤激光器主要是把种子光源耦合进入光纤放大器中，在抽运光源的抽运下，将种子光放大，从而得到单脉冲能量较高、平均输出功率较大、调谐范围广、光束质量好的激光脉冲。和前两种方法相比，MOPA 光纤激光器虽然结构复杂一些，但是在实际应用中更加灵活，可以将脉冲质量高但能量低的种子激光多级放大，从而获得高质量、高能量

的激光脉冲输出。因此该项技术得到了科研人员的青睐,获得了长足的发展。

对于脉冲宽度为纳秒的高能量激光脉冲可由调Q和MOPA光纤激光器实现,皮秒级的高能量脉冲几乎都是采用MOPA的技术路线。在调Q光纤激光器方面,1998年,Z. J. Chen等人报道了利用光纤中的SBS效应并结合声光调制器的混合调Q装置在掺Nd光纤中获得了脉冲宽度为2ns,平均功率为0.5W,峰值功率为3.7kW的脉冲输出^[96]。1999年,H. L. Offerhaus等人报道了利用声光调制器在掺Yb³⁺双包层光纤激光器实现了100ns的激光脉冲输出,其重复频率为500Hz,平均功率5W^[97]。2001年,C. C. Renaud等人利用声光调制器在双包层掺镱光纤激光器中实现了250ns的脉冲输出,重复频率为500Hz,单脉冲能量高达7.7mJ,但遗憾的是输出光束不是单横模^[98]。南开大学在2004年报道了利用SBS效应和声光调制器混合调Q获得峰值功率高达175kW,脉冲宽度为4.2ns的双包层光纤激光器^[99]。2006年,M. Laroche等人报道了使用Cr⁴⁺:YAG的掺镱双包层被动调Q激光器,输出脉冲宽度为2.7ns,峰值功率为9kW^[100],2007年J. Y. Huang等人采用同样的方法获得了峰值为20kW,平均功率为6.2W的调Q脉冲输出^[101]。O. Schmidt等人在2006年使用声光调制器在纤芯为60μm的单模光子晶体光纤中获得了平均功率100W,单脉冲能量为2.5mJ,脉冲宽度为8ns的高功率高能量输出^[102]。2008年,Ramatou Bello-Doua等人设计了串联式的声光调Q激光器,输出了峰值功率为110kW,重复频率10kHz~100kHz可调,脉冲宽度为6.7ns的调Q脉冲^[103]。

MOPA光纤激光器是获得高能量、高质量、短脉冲输出的最常用和最有效的方法,是当今光电子信息领域较为前沿的方向之一,国内只有少数单位在这方面进行研究,国外比较著名的研究机构包括英国的Southampton大学光电研究中心、德国的Friedrich-schiller大学、法国的以Ammar Hideur为首的研究组和美国IPG公司等。纳秒脉冲MOPA光纤激光器已经获得了小于10mJ量级的单模高能量输出,受限于增益光纤的激光损伤阈值和非线性效应,目前还没有超过这个数量级。表1.2给出了近些年来主要进展。可以看出,纳秒脉冲的种子激光器多采用半导体激光器抽运的主动或被动调Q固体激光器,输出的平均功率在数W量级,通过一级或两级双包层光纤放大器获得高功率、高能量输出,这样既可以避免对低功率的短脉冲光纤激光器和调制半导体激光器进行预放大,又可以发挥光纤放大器的

优势,可以说是扬长避短的优化结合。然而低功率的调制半导体激光器和光纤激光器种子也有自身的优点,比如可以实现全光纤激光器,使得激光器的稳定性更加,更有利于军事或其它有特殊应用背景的运用。

年	种子激光器	脉宽 (ns)	重复频率 (kHz)	功率 (W)	能量 (mJ)	波长 (nm)	光纤类型	纤芯尺寸 (μm)	M ²	研究机构
2002 ^[104]	固体调 Q	50	3-50	100	4	1064	Yb DCF	30	1.1	Friedrich Schiller
2002 ^[105]	固体调 Q	80-300	20	50	7.7	1064	Yb DCF	30	1.8	Friedrich Schiller
2002 ^[106]	固体调 Q	0.8	8	2.2	0.255	1064	Yb DCF	25	1.08	Livermore
2004 ^[107]	半导体	50	0.01-1		27	1064	Yb DCF	200	6.5	Michigan(US)
2005 ^[108]	固体调 Q	1	10	10	1	1062	Yb PCF	40	1.05	Aculight (US)
2006 ^[109]	固体调 Q	1	7.1-27		0.41	1064	Yb PM DCF	30	1.2	Livermore
2008 ^[110]	全光纤	1.1	7.5-20	12	1	1567	Er DCF	65	8.5	Aculight (US)

表1.2 纳秒脉冲MOPA光纤激光器的进展

高能量的皮秒脉冲很难从激光振荡器中直接获得,目前MOPA技术是唯一的途径。皮秒激光的产生手段主要包括光纤和固体锁模激光器、微腔固体调Q激光器、增益开关调制半导体激光器等,其中增益开关调制半导体激光器的稳定性最好,但同时其输出功率最低。表1.3为近些年皮秒MOPA光纤激光器的进展,由于多采用锁模激光器作为种子,因此重复频率较高,虽然通过放大器获得了高功率输出,但单脉冲能量较低。为了获得高能量,采用了调制器将重复频率降低,或采用重复频率较低的调Q激光器作为种子。

年	种子激光器	脉宽 (ps)	重复频率	功率 (W)	能量 (μJ)	波长 (nm)	光纤类型	纤芯尺寸 (μm)	M ²	研究机构
2000 ^[111]	锁模固体	500	2MHz	22	10	1060	Yb DCF	55	7	Friedrich Schiller
2001 ^[112]	锁模固体	10	80MHz	43.2	0.64	1060	Yb DCF	30	1.3	Friedrich Schiller
2003 ^[113]	锁模固体	4	73MHz	8.2	0.11	1040	Yb PCF	21		Friedrich Schiller
2005 ^[114]	锁模光纤	250	100KHz	10	100	1040	Yb PCF	40	1.3	IMRA America
2005 ^[115]	半导体	20	1GHz	321	0.32	1060	Yb DCF	100	2.4	Southampton
2005 ^[116]	锁模固体	10	47.5MHz	97	2	1030	Yb PCF	40		Bordeaux(France)
2005 ^[117]	调 Q 固体	450	13.4kHz	9.5	700	1064	Yb PCF	40	1.05	Aculight(US)
2006 ^[118]	锁模光纤	1.1	70MHz	1.425		1558	Er:Yb DCF	14		Arizona(US)

表1.3 皮秒脉冲MOPA光纤激光器的进展

1.6 本文研究的主要内容和思想

本论文主要致力于高功率脉冲光纤激光器中种子光源、波长调谐、高功率放大以及在此过程中出现的光纤的非线性效应等方面的研究，主要的研究内容为：

第二章主要研究了光纤调 Q 激光器。根据调 Q 激光器的种类，我们分别研究了基于环形腔内插入声光调制器（AOM）的主动全光纤环形腔调 Q 激光器和基于半导体可饱和吸收体镜（SESAM）的被动线性腔调 Q 激光器。两种激光器都获得了稳定的脉冲输出，相应的最小脉冲宽度为 53.2ns 和 3.148 μ s。

第三章首先介绍了半导体激光器的基本工作原理，通过半导体激光器的速率方程重点分析了其瞬态特性和调制特性。对半导体激光器弛豫振荡的产生机理、输出结果、预防措施作了较为详细的论述，对获得脉冲输出的小信号调制、大信号调制以及增益开关都作了原理性的论述和实验研究。为了获得半导体激光脉冲输出，我们研制了脉冲宽度为 3ns，重复频率为 10kHz~100kHz 可调的电脉冲驱动源，并利用该驱动采用大信号调制的方法获得了脉冲宽度为 3.5ns，线宽为 1.64MHz，波长为 1547.8nm 的窄线宽脉冲输出。在实验中对半导体激光器的弛豫振荡和自持脉冲现象进行了研究，并得出一系列有指导意义的结论，在此基础上进行了增益开关半导体激光器的研究，获得了脉冲宽度为 186ps 的脉冲输出。

第四章主要包括掺铒光纤放大器的理论分析以及对窄线宽纳秒脉冲掺铒全光纤放大器的实验研究。理论上，对掺铒光纤放大器的速率方程和传输方程进行了论述，并在其基础上采用数值模拟的方法对放大器的参数进行了分析，这对实验研究具有很好的指导意义。实验中，我们采用第三章中所研制的脉冲调制半导体激光器最为种子光源，采用多级掺铒光纤放大器级联的方法，在重复频率为 30kHz 时将 60pJ 的种子光源放大到了 25 μ J。

第五章的研究内容主要是高功率宽带可调谐皮秒全光纤激光器。首先建立了稳态条件下的掺铒光纤放大器的速率方程和传输方程，并对其进行了分析。实验中，采用了主振荡功率放大（MOPA）技术，种子光为一个增益开关半导体激光器，其输出脉冲宽度为 70ps，重复频率为 1MHz，光谱宽度为 7nm。为了实现宽带可调谐，我们采用了增益补偿放大的技术，将种子光的光谱展宽至 20nm，并自行研制了可调谐滤波器，将展宽的光谱进行了调谐滤波，获得了线宽为 1.4nm

的可调谐激光脉冲输出, 并采用树杈式耦合抽运的双包层光纤放大器将种子光放大至 1.5W, 最后采用双包层光子晶体光纤放大器获得了 6.8W 的激光脉冲输出。

第六章主要针对光纤放大器中的出现的非线性现象进行了理论和实验研究。这些非线性效应包括四波混频(FWM)、自相位调制(SPM)、受激拉曼散射(SRS)和受激布里渊散射(SBS)。分别分析了这些非线性现象的起因和原理, 并提出了相应的解决方法, 并在实验中对这些现象一一进行了研究。

参考文献:

- [1] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Infrared and optical master. Phys. Rev., 1958, 112(6): 1940-1949.
- [2] K. Shimoda, H. Takahasi and C. H. Townes. Fluctuations in amplification of quanta with application to master amplifiers. J. Phys. Soc. Jpn., 1957, 12(6):686-700.
- [3] T. H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby masers, Nature, 1960, 187:493-494.
- [4] T. H. Maiman. Optical maser action in ruby. British Communications and Electronics 1960, 7:674-675.
- [5] T. H. Maiman. Stimulated Optical Emission in Fluorescent Solids. I. Theoretical Considerations. Phys. Rev., 1961, 123(4):1145-1150.
- [6] T. H. Maiman, R. H. Hoskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa and V. Evtuhov. Stimulated optical emission in fluorescent solids II. spectroscopy and stimulated emission in ruby. Phys. Rev., 1961, 123:1151-1157.
- [7] Javan, A., Bennett, W. R., Herriott, D. R.. Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture Phys. Rev. Lett., 1961, 6(3):106-110.
- [8] C. J. Koester, E. Snitzer. Amplification in a fiber laser. Appl. Opt., 1964, 3 (10): 1182-1186.
- [9] Keyes, R. J. and Quist, T. M.. Injection luminescent pumping of $\text{CaF}_2:\text{U}^{3+}$ with GaAs diode lasers. Appl. Phys. Lett., Feb. 1964, 4(3):50-52.
- [10] Snitzer E.. Optical maser action of Nd^{3+} in a bariumcrown glass. Phys. Rev. Lett., 1961, 7(12):444-446.
- [11] G.P.Agrawal. Applications in Nonlinear Fiber Optics. New York: Academic press, 2001.1-11.
- [12] Jiping Wen. Introduction of fiber gratings. Final Report for ENEE 785B, 2002.
- [13] K. O. Hill, G. Meltz. Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview. J. Lightwave Technol., 1997, 15(8):1263-1276.

- [14] C. R. Giles. Lightwave applications of fiber Bragg gratings. *J. Lightwave Technol.*, 1997, 15(8):1391-1404.
- [15] J. L. Archambault and S. G. Gurb. Fiber grating in lasers and amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 1997, 15(8):1378-1390.
- [16] J. T. Kringlebotn, J. L. Archambault, L. Reekie, et al. Highly-efficient, low-noise grating-feedback $\text{Er}^{3+}:\text{Yb}^{3+}$ co-doped fiber laser. *Electron. Lett.*, 1994, 30(12):972-973.
- [17] F. D. Pasquale. Modeling of highly-efficient grating-feedback and fabry-perot $\text{Er}^{3+}-\text{Yb}^{3+}$ co-doped fiber lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1996, 32(2):326-332.
- [18] 杨祥林, 温扬敬著. 光纤孤子通信理论基础. 第一版. 北京: 国防工业出版社, 2000.
- [19] S. D. Jackson, A. Lauto. Diode-pumped fibers: A new clinical tools. *Lasers in Surgery and Medicine*. 2002, 30:184-190.
- [20] 张军, 潘玉江, 胡贵军等. 高功率光纤激光器的应用与展望. *Semiconductor Optoelectronics*. 2003, 24(4):222-226.
- [21] G. Mitchard, R. Waarts. Double-clad fibers enable lasers to handle high power. *Laser Focus World*, 1999, 35(1):113-115.
- [22] J. Nilsson, J. K. Sahu, Y. Jeong, et al. High Power Fiber Lasers. New Developments. *Proc. SPIE*, 2003, 49(74):50-59.
- [23] E. Snitzer. Optical maser action of Nd^{3+} in a barium crown glass. *Phys. Rev. Lett.*, 1961, 7 (12):444-446.
- [24] C. J. Koester, E. Snitzer. Amplification in a fiber laser. *Appl. Opt.*, 1964, 3(10):1182-1186.
- [25] J. T. Tippet et al. Optical and electro-optical information processing. Massachusetts Institute of Technology Press. Combridge. Massachusetts, Chaps. 14. 15 and 17, 1965.
- [26] V. S. Letokhov, B. D. Pavlik. Nonlinear amplification of surface light wave in active optical fiber. *Sov. J. Tech. Phys.*. 1966, 36: 2181-2187
- [27] K. C. Kao and G. A. Hocknam. Dielectric-fibre surface waveguides for optical

- frequencies. IEEE Proc. J. 1966, 113(7):1152-1158.
- [28] C. J. Koester. Laser action by enhanced total internal reflection. IEEE J. Quantum Electron, QE-2, 1966, 580-584.
- [29] J. E. Townsend, S. B. Poole and D. N. Payne. Solution doping technique for fabrication of rare earth doped optical fibers. Electron. Lett., 1987, 23(7):329-331.
- [30] S. B. Pools, D. N. Payne, M. E. Fermann. Fabrication of low-loss optical fibers containing rare-earth ions. Electron. Lett., 1985, 21(17):737-738.
- [31] C. A. Millar et al. Concentration and co-doping dependence of ${}^4F_{3/2}$ to ${}^4I_{11/2}$ lasing behaviour of Nd^{3+} silica fibres, Conference on Optical Fiber Communications, Reno. USA, January 1987.
- [32] I. D. Miller et al. New all-fiber laser, Conference on Optical Fiber Communications, Reno. USA, January 1987.
- [33] C. A. Millar, I. D. Misser, B. J. Ainslie, et al. Low threshold CW operation of an erbium-doped fibre laser pumped at 807 nm wavelength. Electron. Lett., 1987, 23(16):865-866.
- [34] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, et al. Low threshold tunable CW and Q-switched fibre laser operating at $1.55\mu m$. Electron. Lett., 1986, 22(3):159-160.
- [35] E. Desurvire, J. R. Simpson, P. C. Becker. High-gain erbium-doped traveling-wave fibre amplifier. Opt. Lett., 1987, 12(11):888-890.
- [36] R. J. Mears, L. Reekie, I. M. Jauncey, et al. Low-noise erbium-doped fiber amplifier operating at $1.54\mu m$. Electron. Lett., 1987, 23(19):1026-1028.
- [37] L. Reekie, I. M. Jauncey, S. B. Pools, et al. Diode-laser pumped operation of an Er^{3+} -doped single-mode fibre laser. Electron. Lett., 1987, 23(20):1076-1078.
- [38] M. C. Brierley, P. W. France. Continuous wave lasing at $2.7\mu m$ in an erbium-doped fluorozirconate fibre. Electron. Lett., 1988, 24(15): 935-937.
- [39] R. Wyatt, S. P. Craig, B. J. Ainslie. Efficient operation of array-pumped Er^{3+} doped silica fiber laser at $1.5\mu m$ wavelength. Electron. Lett., 1988, 24(24):1362-1363.

- [40] J. Y. Allain, M. Monerie, and H. Poignant. Light emission in erbium-doped fluorozirconate optical fibres. Proc. 6th Int. Symp. on Halide Glasses, Clausthal-Zellerfeld, 1989:313-317.
- [41] W. L. Barnes, P. R. Morkel, L. Reek, et al. High-quantum-efficiency Er^{3+} fiber lasers pumped at 980 nm. Opt. Lett., 1989, 14(18):1002-1004.
- [42] Y. Kimura, M. Nakazawa. Lasing characteristics of Er^{3+} -doped silica fibres from 1553 up to 1603 nm. J. Appl. Phys., 1988, 64(2):516-520.
- [43] R. J. Mears, L. Reekie, S. B. Poole, et al. Neodymium-doped silica single- mode fibre lasers. Electron. Lett., 1985, 21(17):738-739.
- [44] M. Shimizu, H. Suda, M. Horiguchi. High-efficiency Nd-doped fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors. Electron. Lett., 1987, 23(16):768-769.
- [45] M. C. Brierley, P. W. France. Neodymium-doped fluorozirconate fiber laser. Electron. Lett., 1987, 23(16):815-817.
- [46] M. C. Brierley, C. A. Millar. Amplification and lasing at 1350 nm in a neodymium doped fluorozirconate fiber, Electron. Lett., 1988, 24(7):438-439.
- [47] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, et al. Continuous-wave oscillation of a monomode ytterbium-doped fiber laser. Electron. Lett., 1988, 24(17):1111-1113.
- [48] J. R. Armitage, R. Wyatr, B. J. Ainslie, et al. Highly efficient 980 nm operation of an Yb^{3+} -doped silica fiber laser, Electron. Lett., 1989, 2(5):298-299.
- [49] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, et al. An ytterbium-doped monomode fiber laser: broadly tunable operation from 1.010 μm to 1.162 μm and three-level operation at 974 nm. J. Mod. Opt., 1990, 37(4): 517-525.
- [50] M. C. Brierley, P. W. France, C. A. Millar. Lasing at 2.08 μm and 1.38 μm in a holmium doped fluoro-zirconate fiber laser. Electron. Lett., 1988, 24(9):539-540.
- [51] D. C. Hanna, R. M. Percival, R. G. Smart, et al. Continuous-wave oscillation of holmium-doped silica fiber laser. Electron. Lett., 1989, 25(9):593-594.
- [52] L. Wetenkamp. Efficient CW operation of a 2.9 μm Ho^{3+} -doped fluoro- zirconate fiber laser pumped at 640 nm. Electro. Lett., 1990,26(13): 883-884.

- [53] D. C. Hanna, I. M. Jauncey, R. M. Percival, et al. Continuous-wave oscillation of a monomode thulium-doped fiber laser. *Electron. Lett.*, 1988, 24(19):1222-1223.
- [54] R. Allen, and L. Esterowitz. CW diode-pumped 2.3 μm fiber. *Appl. Phys. Lett.*, 1989(Vol.55, No.8):721-722.
- [55] J. Y. Allain, M. Monerie, H. Poignant. Tunable CW lasing around 0.82, 1.48, 1.88 and 2.35 μm in thulium-doped fluorozirconate fibre. *Electron. Lett.*, 1989, 25(24):1660-1662.
- [56] D. C. Hanna, M. J. McCarthy, I. R. Perry, et al. Efficient high-power continuous-wave operation of monomode Tm-doped fiber laser at 2 μm pump by Nd:YAG laser at 1.064 μm . *Electron. Lett.*, 1989, 25(20):1365-1366.
- [57] D. C. Hanna, R. M. Percival, R. G. Smart, et al. Efficient and tunable operating of a Tm-doped fibre laser. *Opt. Commun.*, 1990, 75(3-4):283-286.
- [58] D. C. Hanna, I. R. Perry, J. R. Lincoln, et al. 1-Watt thulium-doped cw fibre laser operating at 2 μm . *Opt. Commun.*, 1990, 80(1):52-56.
- [59] W. L. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend. Highly tunable and efficient diode pumped operation of Tm^{3+} doped fiber lasers. *Electron. Lett.*, 1990, 26(11):746-747.
- [60] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, et al. Erbium fiber laser amplifier at 1.55 μm with pump at 1.49 μm and Yb sensitized Er oscillator. OFC'88 Optical Fibre Communications Conference, New Orleans, 1988:PD2-1
- [61] D. C. Hanna, R. M. Percival, I. R. Perry, et al. Efficient operation of an Yb sensitised Er fiber laser pump in the 0.8 μm region, *Electron. Lett.*, 1988, 24(17):1068-1069.
- [62] M. E. Fermann, D. C. Hanna, D. P. Shepherd, et al. Efficient operation of an Yb-sensitised Er fiber laser at 1.56 μm , *Electron. Lett.*, 1988, 24(18):1135-1136.
- [63] G. T. Maker, A. I. Ferguson. 1.56 μm Yb-sensitised Er fiber laser pumped by diode-pumped Nd:YAG laser and Nd:YLF lasers. *Electron. Lett.*, 1988, 24(18):1160-1161.
- [64] W. L. Barnes, S. B. Poole, J. E. Townsend, et al. Er^{3+} - Yb^{3+} and Er^{3+} doped fiber

- lasers. J. Lightwave Technol., 1989, 7(10):1461-1465.
- [65] J. E. Townsend, W. L. Barnes, K. P. Jedrzejewski, et al. Yb³⁺ Sensitised Er³⁺-doped silica optical fiber with ultrahigh transfer efficiency and gain. Electron. Lett., 1991, 27(21):1958-1959.
- [66] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, et al. Double-clad offset core Nd fiber laser. Optical Fiber Communication Technical Digest., PD5, OSA, 1988.
- [67] H. Po, E. Snitzer, R. Tummelini, et al. Double clad high brightness Nd fiber laser pumped by GaAlAs phased array. Proc. OFC, Houston, TX, 1989, PD7.
- [68] J. D. Minelly, E. R. Taylor, K. P. Jedrzejewski, et al. Laser-diode pumped neodymium-doped fiber with output power in excess of 1 W. Proc. CLEO, Anaheim, CA, 1992, CWE6.
- [69] H. Po, J. D. Cao, B. M. Laliberte, et al. High power neodymium-doped single transverse mode fiber laser. Electron. Lett., 1993, 29 (17):1500-1551.
- [70] H. M. Pask, J. L. Archambault, D. C. Hanna, et al. Operation of cladding-pumped Yb³⁺-doped silica fiber lasers in the 1 μ m region. Electron. Lett., 1994, 30(11):863-864.
- [71] H. Zellmer, U. Wollamowski, H. Welling, et al. High-power CW neodymium-doped fiber laser operating at 9.2 W with high beam quality. Opt. Lett., 1995, 29 (6):578-580.
- [72] A. Liu, J. Song, K. Kamatani, et al. Rectangular double clad fiber laser with two end bundled pump. Electron. Lett., 1996, 32(18):1673-1675.
- [73] H. Zellmer, A. Tnnermann, H. Welling, et al. Double-clad fiber laser with 30 W output power. Opt. Amplifiers and their applic., Tech. Dig., 1997, 251-252.
- [74] M. Muendel, B. Engstrom, and L. D. Hey. 35-watts single mode Ytterbium fiber laser at 1.1 μ m. Tech. Dig. CLEO'97, CPD30, 1997:647-649.
- [75] S. D. Jackson, T. A. King. High-power diode-cladding-pumped Tm-doped silica fiber laser. Opt. Lett., 1998, 23(18):1462-1464.
- [76] V. Reichel. High-power single-mode Nd-doped fiber laser. SPIE, 1998, 3265:192-199.
- [77] Dominic V., Maccormack S., Waarts R., et al. 110 W fiber laser. Electron Lett.,

- 1999, 35(14): 1158-1160.
- [78] N. S. Platonov, D. C. Gapontsev, V. P. Gapontsev, et al. 135W cw fiber laser with perfect single mode output. OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)-Conf. on Lasers and Electro-optics, OSA Tech. Dig., Washington, DC, 2002 (Vol.73):CPDC3
- [79] J. Limpert, A. Liem, S. Höfer, et al. 150W Nd/Yb codoped fiber laser at 1.1 μm . OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS)-Conf. on Lasers and Electro-optics, OSA Tech. Dig., Washington, DC, 2002(Vol.73):590-591.
- [80] 杜卫冲. IPG 高功率光纤激光器. 激光与光电子学进展, 2002, 39 (10):36-40.
- [81] V. Gapontsev, W. Krupke. Fiber lasers grow in power. Laser Focus World, 2002, 38(8): 83-87.
- [82] IPG photonics newsletters, October 2004
- [83] P. K. Cheo, G. G. King. Clad-Pumped Yb:Er Codoped Fiber Lasers. IEEE Photo. Technol. Lett., 2001, 13(3):188-190.
- [84] S. U. Alam, P. W. Turner, A. B. Grudinin, et al. High-power cladding pumped Erbium-Ytterbium co-doped fiber laser. Southampton Photonics, 2002:1-5.
- [85] J. Nilsson, S. U. Alam, J. A. Alvarez-Chavez, et al. High-power and tunable operation of erbium-ytterbium Co-doped cladding-pumped fiber lasers. J. Quantum Electron., 2003, 39(8):987-994.
- [86] J. Nilsson, J. K. Sahu, Y. Jeong, et al. High Power Fiber Lasers: New Developments. Proc. SPIE, 2003, 4974:50-59.
- [87] L. Zenteno. High-power double-clad fiber lasers. J. Lightwave Technol., 1994, 11(9):1435-1446.
- [88] S. Bedo, W. Luthy, H. P. Weber. The effective absorption coefficient in double-clad fibers. Opt. Commun., 1993, 99(5-6):331-335.
- [89] A. Hardy, R. Oron. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers. IEEE J. Quantum Electron., 1997, 33(3):307-313.
- [90] A. A. Hardy, R. Oron. Amplified spontaneous emission and Rayleigh back-scattering in strongly pumped fiber amplifiers. J. Lightwave Technol., 1998, 16(10):1865-1873.

- [91] A. Liu, J. Song, K. Kamatani, et al. Rectangular doubled-clad fiber laser with two-end-bundled pump. *Electron. Lett.*, 1996, 32(18):1673-1674.
- [92] A. Liu, K. Ueda. The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers. *Opt. Commun.*, 1996, 132(5-6):511-518.
- [93] 周军, 楼祺洪, 李铁军 等. 用于光纤拉曼放大的高功率光纤激光器. *激光与光电子学进展*, 2002, 39(8):40-46.
- [94] Zhou Jun, Lou Qihong, Li Tiejun, et al. A new inner cladding shape for high-power double-clad fiber lasers. *Proc. SPIE*, 2002(4914):146-150.
- [95] C. R. Giles, E. Desurvire. Modeling Erbium-doped fiber amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 1991, 9:271-283.
- [96] Z. J. Chen, A. B. Grudinin, J. Porta, J. D. Minelly, et al. Enhanced Q switching in double-clad fiber lasers. *Opt. Lett.*, 1998, 23(6): 454-456.
- [97] H. L. Oferhaus, J. A. A. -C., J. Nilsson. Multi-mJ, multi-Wat Q-switched fiber laser. *CLEO'99.1999.Baltimore*.
- [98] C. C. Renaud, J. A. Alvarez-Chavez, J. K. Sahu and J. Nilsson. 7.7 mJ pulses from a large core Yb-doped Cladding pumped Q-switched fibre laser. *Conference on Lasers and Electro Optics (CLEO)*, Vol. 56 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 2001) paper CTuQ5 (2001).
- [99] Ya-Xian Fan et al., Tunable high-peak-power, high-energy hybrid Q-switched double-clad fiber laser. *Opt. Lett.*, 2004, 29(7) :724-726.
- [100] M. Laroche, H. Gilles, S. Girard, N. Passilly, K. Aït-Ameur. Nanosecond pulse generation in a passively Q-switched Yb-doped fiber laser by Cr^{4+} : YAG saturable absorber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2006, 18(6):764-766.
- [101] J. Y. Huang, H. C. Liang, K. W. Su, Y. Chen. High power passively Q-switched ytterbium fiber laser with Cr^{4+} :YAG as a saturable absorber. *Opt. Exp.*, 2007, 15(2):473-479.
- [102] O. Schmidt, F. Röser, S. Linke, T. Schreiber, J. Limpert, S. Ermeneux, P. Yvernault, F. Salin, A. Tünnermann. High energy and high average power Q-switched photonic crystal fiber laser, *OSA/ASSP 2006, WA5*.

- [103] Ramatou Bello-Doua, François Salin, Eric Freysz, Tandem fiber laser, OSA/ASSP, 2008, WB24.
- [104] J. Limpert, S. Hoffer, A. Liem, H. Zellmer, et al. 100-W average-power, high-energy nanosecond fiber amplifier. *Appl. Phys. B*, 2002, 75:477-479.
- [105] J. Limpert, A. Liem, H. Zellmer, A. Tunnermann, S. Knoke, H. Voelckel. "High-average-power millijoule fiber amplifier system," in Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO). Trends in Optics and Photonics (Optical Society of America), 2002, 73:591-592.
- [106] Fabio Di Teodoro, Jeffrey P. Koplow, Sean W. Moore, Dahv A. V. Kliner, Diffraction-limited. 300-kW peak-power pulses from a coiled multimode fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 2002, 27(7): 518-520.
- [107] M.-Y. Chen, Y.-C Chang, and A. Galvanauskas, P. Mamidipudi, R. Changkakoti, and P. Gatchell, 27-mJ nanosecond pulses in $M^2 = 6.5$ beam from a coiled highly multimode Yb-doped fiber amplifier, Lasers and Electro-Optics, 2004. (CLEO), CTuS4.
- [108] C. Brooks and F. Di Teodoro. 1-mJ energy, 1-MW peak-power, 10-W average-power, spectrally narrow, diffraction-limited pulses from a photonic-crystal fiber amplifier. *Opt. Exp.*, 2005, 13(22):8999-9002.
- [109] Paul E. Schrader, Roger L. Farrowa, Dahv A. V. Kliner, Jean-Philippe Fèveb and Nicolas Landru, High-power fiber amplifier with widely tunable repetition rate, fixed pulse duration, and multiple output wavelengths. *Opt. Exp.*, 2006, 14(24):11528-11538.
- [110] Sebastien Desmoulins, Fabio Di Teodoro. High-gain Er-doped fiber amplifier generating eye-safe MW peak-power, mJ-energy pulses. *Opt. Exp.*, 2008, 16(4):2431-2437.
- [111] A. Liem, D. Nickel, J. Limpert, H. Zellmer, U. Griebner, S. Unger, A. Tünnermann, G. Korn. High average power ultra-fast fiber chirped pulse amplification system. *Appl. Phys. B*, 2000 71:889–891.
- [112] Limpert J, Liem A, Gabler T, et al. High-average-power picosecond Ybdoped fiber amplifier. *Opt Lett.*, 2001, 26(23) :1849-1851.

- [113] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, All fiber chirped-pulse amplification system based on compression in air-guiding photonic bandgap fiber, *Opt. Exp.*, 2003, 11(24):3332-3337.
- [114] L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, GC Cho, ME Fermann. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier. *Opt. Exp.*, 2005, 13(12): 4717-4722.
- [115] P. Dupriez, A. Piper, A. Malinowski, J. K. Sahu, M. Ibsen, Y. Jeong, L. MB Hickey, MN Zervas, J. Nilsson, and D. J. Richardson, "321 W average power, 1 GHz, 20 ps, 1060 nm pulsed fiber MOPA source," OFE 2005, postdeadline paper PDP3.
- [116] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Honninger, F. Salin, et al. High power picosecond fiber amplifier based on spectral compression, OSA/ASSP 2005, WE2
- [117] Fabio Di Teodoro, Christopher D. Brooks, Multistage Yb-doped fiber amplifier generating megawatt peak-power, subnanosecond pulses. *Opt. Lett.*, 2005, 30(24):3299-3301.
- [118] Polynkin, P. Polynkin, A. Panasenkov, D. Peyghambarian, N. Moloney, J. V. All-Fiber Picosecond Laser System at 1.5 μm Based on Amplification in Short and Heavily Doped Phosphate-Glass Fiber. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 2006, 18(21):2194-2196.

第二章 调 Q 光纤激光器的研究

2.1 引言

激光调 Q 技术是用来产生纳秒激光脉冲最常用和最有效的方法之一。由于光纤激光器本身具有很多优点,若将调 Q 技术引入光纤激光器中,定会产生出许多其它激光器所没有的优势。在现代光纤通讯系统中,高峰值功率、窄脉冲宽度的调 Q 光纤激光器起着非常重要的作用^[1]。另外,调 Q 光纤激光器广泛用于激光医学、激光测距、遥感技术、光纤分布式传感系统和参量振荡等许多领域^[2,3]。目前,光纤调 Q 激光器还是利用在腔内引入调 Q 机制周期性改变腔内的损耗和增益来实现脉冲输出,其主要手段根据调 Q 方式可分为主动调 Q 和被动调 Q。

主动调 Q 的方法有:(1)电光调 Q。其原理在腔内直接插入电光调制器(EOM),利用晶体的电光效应来实现调 Q,这些晶体在外加电场作用下其折射率会发生变化(若折射率变化与所加电压的强度成正比,称为泡克耳斯效应;若折射率变化与所加电压的强度平方成正比,就是克尔效应),通过电光晶体的 o 光和 e 光之间就产生相位差,从而使光束的偏振面发生偏转,利用激光偏振的变化来控制腔内的损耗,从而实现调 Q。P. R. Morkel 等人就利用 EOM 在掺 Nd^{3+} 光纤中实现了脉冲宽度为 2ns,重复频率 >1kHz,峰值功率 >1kW,中心波长 1053nm 的调 Q 脉冲输出^[4]。G. P. Lee 等人利用 EOM 在掺 Er^{3+} 光纤中实现了脉冲宽度为 4ns,重复频率为 200Hz,峰值功率 540W 的调 Q 脉冲输出^[5]。电光调 Q 的优点是开关时间短(ns 级),属于快开关,可以获得脉宽较窄、峰值较高的激光脉冲,缺点是工作时需要高压电脉冲,会干扰其他电路,而且产生激光脉冲的重复频率不高。(2)声光调 Q。在腔内加入声光调制器(AOM),利用声光晶体的声光效应来实现对腔内激光损耗的控制,从而实现激光器的调 Q 运转。Mydlinki 等人利用 AOM 得到了峰值功率为 290W,脉冲宽度为 20ns,重复频率为 500Hz 的调 Q 脉冲^[6]。J. A. Alvarez-Chavez 等人利用 AOM 在双包层掺 Yb^{3+} 光纤中,在重复频率为 500Hz 时,实现了脉冲宽度为 100ns,单脉冲能量 2.3mJ 的高能量脉

冲输出, 在 1kHz 和 5kHz 分别获得 1.6mJ 和 1mJ 的脉冲输出^[7]。声光调 Q 的主要优点包括所需调制电信号电压较低, 可获得重复频率较高的脉冲, 缺点是开关速度较电光调制器慢, 可通过复合调 Q 的方法来弥补。樊亚仙等人就利用 AOM 结合光纤的受激布里渊散射 (SBS) 效应进行调 Q, 在双包层掺铒光纤中, 获得了脉冲宽度为 4.2ns, 重复频率为 1.5kHz, 峰值功率为 153kW 的激光脉冲, 并实现了光谱从 1080.8nm~1142.7nm 的连续可调谐^[8]。(3) 光纤干涉调 Q。其原理是通过周期性改变光纤干涉装置的干涉条件来实现对激光功率的控制, 常见的有光纤迈克尔逊干涉仪 Q 开关^[9]、光纤马赫-曾德尔干涉仪 Q 开关^[10]和光纤光栅环形镜调 Q 开关^[11]等。光纤干涉调 Q 的优点包括: 具有全光纤结构使得系统紧凑、稳定, 脉冲重复频率较高, 缺点是开关速度慢, 获得的脉冲宽度较宽, 一般为微秒量级, 且功率较低, 大大限制了它的应用。

被动调 Q 的方法有: (1) 饱和吸收调 Q。其原理是利用可饱和吸收体的饱和和吸收效应来控制谐振腔的损耗来实现调 Q。Valery N. Filippov 等人利用 $\text{Co}^{2+}:\text{ZnSe}$ 晶体在短腔掺铒光纤激光器中实现了脉冲宽度为 5.36 μs , 能量为 3.6nJ 的激光脉冲输出^[12]。R. Paschotta 等人在大模场面积掺铒光纤中采用半导体可饱和吸收体镜 (SESAM) 获得了 65ns, 4.5 μJ , 最大重复频率为 26kHz 的调 Q 脉冲, 并用放大器放大到 0.14mJ^[13]。P. Adel 等人在掺铒光纤中掺入铋元素, 使得光纤具有了可饱和吸收特性, 从而实现了脉冲宽度 1.1 μs , 单脉冲能量 21.8 μJ , 最高重复频率 140kHz 的脉冲输出^[14]。(2) 光纤自调 Q。其原理是利用光纤中的非线性效应如 SBS、拉曼散射 (RS) 来实现调 Q。A. Fotiadi 等人利用光纤的 SBS 效应实现了脉冲宽度为 10ns 的调 Q 脉冲^[15], 并给出了 RS-SBS 调 Q 的理论分析^[16]。和主动调 Q 相比, 被动调 Q 具有结构简单、成本低的优点, 但是其稳定性一般比较差, 可控性也较低, 只能用于对脉冲质量要求不高的系统中。

本章将介绍我们在对前人工作总结基础上所设计的两种光纤调 Q 激光器。一种是基于光纤耦合 AOM 的全光纤环形腔主动调 Q 激光器, 其输出指标为重复频率 200Hz~60.9kHz 可调谐, 激光器输出波长为 1030nm, 最大的峰值功率为 2.7W, 最窄脉冲宽度为 53.2ns。另一种是基于 SESAM 的被动调 Q 激光器, 腔型为线性腔, 脉冲重复频率为 29.4kHz 时, 获得了单脉冲能量为 0.636 μJ , 脉冲宽度为 3.148 μs 的调 Q 脉冲输出。

2.2 光纤调 Q 激光器的理论

2.2.1 调 Q 激光器的基本原理

通常的激光器谐振腔的损耗是不变的,激光器振荡被限制在阈值反转粒子数附近,因此无法获得很高的峰值功率。为了获得高峰值功率的输出,必须设法通过改变激光器的阈值来实现。具体的说,就是当激光器开始抽运的初期,设法将激光器的振荡阈值调得很高,抑制激光的产生,这样激光上能级的反转粒子数便可积累得很多。当反转粒子数积累到最大时,突然把阈值调到很低,此时,积累在上能级的大量粒子便雪崩式的跃迁到低能级,于是在极短的时间内将能量释放出来,就获得高峰值功率的巨脉冲激光输出,这就是调 Q 激光器最基本的思想。

定义激光器的品质因数^[17]:

$$Q = 2\pi\nu_0 \left(\frac{\text{腔内存储的能量}}{\text{每秒损耗的能量}} \right) = 2\pi \frac{W}{\delta Wc/nL} = \frac{2\pi nL}{\delta\lambda_0}$$

式中: λ_0 为真空中激光的中心波长, ν_0 表示激光的中心频率, W 表示腔内存储的能量, δ 表示光在腔内传播单次能量的损耗率, L 为谐振腔的腔长, n 为介质的折射率。由上式可知,当 λ_0 和 L 一定时, Q 值与谐振腔的损耗成反比,即损耗越大, Q 值越低,阈值越高,越不易起振;相反,损耗越小, Q 值就越高,则阈值越低,越易于起振。由此可见,要改变激光的阈值,可以通过突变谐振腔的 Q 值(或损耗 δ) 来实现。

调 Q 技术就是通过某种方法使腔的 Q 值随时间按一定程序变化的技术。在抽运开始时使腔处于低 Q 值状态,即提高振荡阈值使振荡不能形成,上能级的反转粒子数就可以大量积累,能量可以存储的时间取决于激光上能级的寿命;当积累达到最大值(饱和值)时,突然使腔内的损耗减小, Q 值突增,激光振荡迅速建立起来,在极短的时间内上能级反转粒子数被消耗,转化为腔内的光能量,从腔的输出端以单一脉冲的形式释放出来,于是就获得峰值功率很高的巨脉冲。

图 2.1 所示为调 Q 激光脉冲的建立过程。图(a)表示连续光的抽运速率 W_p ; 图(b)表示腔的 Q 值是时间的阶跃函数(实际中的快开关大都可以近似为这种情况);图(c)为粒子反转数 Δn 随时间的变化;图中(d)表示腔内光子数 ϕ 随时间的变化。在抽运过程的大部分时间里谐振腔处于低 Q 值状态,激光不能起振,从

而使激光上能级的粒子数不断积累，直至 t_0 时刻，粒子数反转达到最大值 Δn_i ，在这一时刻，Q 值突然升高，振荡阈值随之降低，于是激光振荡开始建立。由于 $\Delta n_i \gg \Delta n_t$ （阈值反转粒子数），因此受激辐射增强非常迅速，激光介质存储的能量在极短的时间内转变为受激辐射的场能量，结果产生了一个峰值功率很高的窄脉冲。

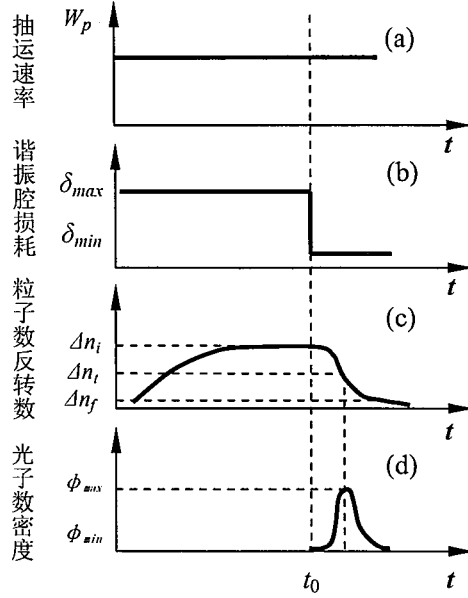


图 2.1 调 Q 激光脉冲建立过程

2.2.2 光纤调 Q 激光器的一般理论

一般情况下，在调 Q 光纤激光器中调 Q 器件的厚度远远小于光纤的长度，所以可以认为调 Q 光纤激光器的腔长为腔内的光纤长度，设为 l 。用三维坐标 (x, y, z) 表示腔的位置，其中 z 轴与光纤轴重合，光纤的纤芯为激光器的增益介质。在光纤端面 ($z=0$) 将抽运光耦合进入光纤实现粒子数反转。

对于一个给定的横模 i ，令 $s_i(x, y, z, t)$ 代表 (x, y, z) 处和 t 时刻的光子数密度， $s_{0,i}(x, y, z)$ 为归一化的模式能量密度分布，在整个腔体的积分值为 1。在腔内这个模所对应的光子数 $S_i = S_i(t)$ 为

$$S_i = \iiint_{\text{cavity}} s_i(x, y, z, t) dx dy dz = \iiint_{\text{cavity}} s_{0,i}(x, y, z, t) dx dy dz \quad (2.1)$$

抽运光在光纤内的空间分布 (x, y, z) 由下式给出

$$r(x, y, z) = Rr_p(x, y, z) = Rr_0(x, y) \frac{\alpha'_p \exp(-\alpha'_p z)}{1 - \exp(-\alpha'_p l)} \quad (2.2)$$

其中, $r_p(x,y,z)$ 为归一化抽运光的空间分布 (对整个光纤进行归一化)。可以分解为两个分量: (1) 横向分布 $r_0(x,y)$, 对光纤截面归一化, 通常为光纤横模的线性组合; (2) 对 z 方向的归一化, 需要考虑抽运功率从 $z=0$ 到 $z=l$ 的衰减。 R 是抽运功率, 为 $R=P_{abs}/h\nu_p$, 而 $h\nu_p$ 为抽运光子能量, P_{abs} 是增益光纤吸收抽运光的功率, 由吸收系数 α_p' 决定。

粒子反转数的空间分布 $n(x,y,z,t)$ 与增益光纤的抽运分布相似, 在光纤增益区 (纤芯) 以外的区域为零, 因此

$$n(x,y,z) = n(t)r_0(x,y) \frac{\alpha_p' \exp(-\alpha_p' z)}{1 - \exp(-\alpha_p' l)} \frac{A(x,y)}{\eta_p} \quad (2.3)$$

式中 η_p 是增益光纤抽运能量的利用率, $A(x,y)$ 在光纤增益区为 1, 在其他区域为 0。即

$$\eta_p = \iint_{\text{cavity}} r_0(x,y) A(x,y) dx dy \quad (2.4)$$

由式 (2.3) 所定义的 $n(x,y,z,t)$ 中 $n(t)$ 代表 t 时刻光纤中总的粒子反转数。

利用下述假设建立粒子反转数和光子数密度有关的速率方程。首先, 认为 Q 开关的开关时间与脉冲建立时间相比要短得多。其次, 在脉冲产生的过程中, 忽略粒子数的吸收跃迁时间和反转粒子数自发辐射的弛豫时间。在此条件下速率方程为^[18,20]

$$\frac{dn(x,y,z,t)}{dt} = -\frac{c\sigma}{n_1} \sum_{j=1}^N s_j(x,y,z,t) n(x,y,z,t) \quad (2.5)$$

$$\frac{dS_i}{dt} = \frac{c\sigma}{n_1} \iiint_{\text{activemedium}} n(x,y,z,t) s_i(x,y,z,t) dx dy dz - \frac{S_i}{\tau_c} \quad (2.6)$$

式中 $\tau=2ln_1/c\delta_i$ 是腔内光子寿命, c 是真空中光速, n_1 是增益介质的折射率, σ 是有效发射截面, δ_i 是高 Q 值状态下腔内第 i 个模的往返损耗, (2.5) 式对所有光纤中传导的模式进行了求和。

将方程 (2.1) ~ (2.3) 中的归一化的值 n 和 s_i 代入方程 (2.5) 并对光纤的增益区进行积分可得

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{c\sigma}{n_1} n(t) \sum_{j=1}^N S_j \iiint_{\text{activemedium}} s_{0,j}(x,y,z,t) r_p(x,y,z,t) dx dy dz \quad (2.7)$$

(2.7) 式中的积分考虑了激光介质中第 j 个信号模式和抽运光分布间的空间重

叠。定义

$$F_j = \iiint_{\text{activemedium}} s_{0,j}(x, y, z, t) r_p(x, y, z, t) dx dy dz \quad (2.8)$$

从上式可以看出，这个参数与连续输出的光纤激光器中的无量纲重叠系数 $F_{v_s \mu_s v_p \mu_p}$ 有关^[18]，而 $F_{v_s \mu_s v_p \mu_p}$ 表示信号模（模式编号为 v_s 和 μ_s ）与抽运模（模式编号为 v_p 和 μ_p ）之间的重叠程度：

$$F_i = \frac{F_{v_s \mu_s v_p \mu_p}}{l A_f} \quad (2.9)$$

式中 $A_f = \pi a^2$ 为纤芯截面面积。将上述公式代入式（2.6）和（2.7）得到：

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\frac{c\sigma}{n_1} n(t) \sum_{j=1}^N F_j S_j \quad (2.10)$$

$$\frac{dS_i}{dt} = \frac{c\sigma}{n_1} n(t) F_i S_i - \frac{S_i}{\tau_c} \quad (2.11)$$

将式（2.11）除以式（2.10）消去对时间的导数得到：

$$\frac{dS_i}{dn} = -\frac{F_i S_i}{\sum_{j=1}^N F_j S_j} \left(1 - \frac{n_1}{c\sigma n(t) \tau_c F_i}\right) \quad (2.12)$$

为了用更有意义的形式来表达这个结果，定义第 i 个模在阈值时的反转粒子数 $n_{t,i}$ 等于在连续输出时，并且腔损耗等于高 Q 状态下的腔损耗 δ_i 时，达到阈值所需要的反转粒子数^[18]

$$n_{t,i} = \frac{\delta_i}{2\sigma l F_i} \quad (2.13)$$

利用上式和 τ_c 的定义，将式（2.12）改写为：

$$\frac{dS_i}{dn} = \frac{F_i S_i}{\sum_{j=1}^N F_j S_j} \left(\frac{n_{t,i}}{n} - 1\right) \quad (2.14)$$

方程的边界值是第 i 个模的初始光子数 $S_{i,in}$ 和调 Q 脉冲产生时的反转粒子数 n_{in} 。假定 $S_{i,in}$ 与 S_i 相比可以忽略，则式（2.14）的解为：

$$S_i + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N \frac{F_j}{F_i} \int_{S_i}^{S_j} \frac{S_j}{S_i} dS_i = [n_{t,i} \ln \frac{n}{n_{in}} - (n - n_{in})] \quad (2.15)$$

方程（2.15）包含了 $i=1, 2, \dots, N$ 时系统的耦合方程组，方程组的解给出了任意时

刻任一横模中的光子数 S_i 与反转粒子数 n 之间的关系。

作为分析调 Q 光纤激光器的第一步, 首先讨论单横模情况, 即当 $j \neq 1$ 时 $S_j = 0$ 。此时, 方程组 (2.15) 可退化为一个方程

$$S_{1i} = [n_{t,1} \ln \frac{n}{n_{in}} - (n - n_{in})] \quad (2.16)$$

最终得到的结果与平面波调 Q 的结果相同^[19], 不过在当前情况下, 出现相互作用波的横向结构效应对阈值 $n_{t,1}$ 的表达进行了修正, 即包含了空间重叠积分。在多模振荡情况下, 其他重叠积分也会出现在相互作用因子中, 从而导致模式竞争。

由于这种相似性, 对于脉冲特性的表达式 (峰值功率, 脉冲宽度和脉冲能量) 也采用和平面波解析式相同的表达式, 但是要考虑两者的差别, 即其中包含的重叠因子 $1/F_1$ ^[19]。在调 Q 脉冲结束时剩余的反转粒子数 n_f 是一个很重要的量。在式 (2.16) 中, 令 $S_1 = 0$ 得到

$$\frac{n_f}{n_{in}} = \exp\left(\frac{n_f - n_{in}}{n_{t,1}}\right) \quad (2.17)$$

而瞬时输出功率与光子数 S_1 有关

$$P_1 = S_1 h\nu_s \left(\frac{cT_1}{2ln_1}\right) \quad (2.18)$$

式中 T_1 是激光腔的输出透射率。在式 (2.18) 中令 $dP_1/dn = 0$ 可得到峰值功率, 即 $n(t) = n_{t,1}$ 时, 将这个条件代入式 (2.18), 并把式 (2.16) 中的 S_1 带入, 可得到峰值功率

$$P_{peak} = h\nu_s \left(\frac{cT_1}{2ln_1}\right) [n_{t,1} \ln \frac{n_{t,1}}{n_{in}} - (n_{t,1} - n_{in})] \quad (2.19)$$

上式化简为

$$P_{peak} = h\nu_s \left(\frac{cT_1}{2ln_1}\right) [n_{t,1} \left(\frac{n_{in}}{n_{t,1}} - \ln \frac{n_{in}}{n_{t,1}} - 1\right)] \quad (2.20)$$

由上式可以看出, $n_{in}/n_{t,1}$ 越大, 则峰值功率越大。 $n_{in}/n_{t,1}$ 的值取决于以下因素: (1) Q 开关关闭时腔的损耗越大, 则允许达到而不超过阈值的 n_{in} 值就越大, Q 开关打开后腔的损耗就越小; (2) 抽运功率越大, 则 $n_{in}/n_{t,1}$ 越大; (3) 相同抽运功率下, 激光上能级寿命越长, 则 $n_{in}/n_{t,1}$ 越大。

对瞬时功率 P_1 从脉冲起始时刻 ($t=t_i$) 到脉冲结束时刻 ($t=t_f$) 积分, 得到脉冲输出总能量

$$E_1 = \int_{t_i}^{t_f} P_1 dt = \int_{n_i}^{n_f} \frac{P_1}{dn/dt} dn \quad (2.21)$$

其中, dn/dt 由式 (2.10) (只适用于单模情况) 和式 (2.16) 导出。利用式 (2.18) 对式 (2.21) 进行积分, 得到

$$E_1 = \frac{T_1}{\delta_1} h\nu_s (n_{in} - n_f) = \frac{T_1}{\delta_1} h\nu_s \mu n_{in} \quad (2.22)$$

$\mu=1-n_f/n_{in}$ 描述了储能被利用的程度, n_f/n_{in} 越小, μ 越高。下面分析 n_f/n_{in} 取决于哪些因素。 $n_{in}/n_{t,1}$ 越高, Q 开关打开后腔的损耗越小, 腔内剩余粒子数越少, $n_{in}/n_{t,1}$ 越小, 所以能量利用率就越高, 输出脉冲总能量就越高。

假设脉冲在时域上为三角波, 则脉冲半宽度 Δt_1 可定义为 $\Delta t_1=E_1/P_{peak}$, 利用式 (2.18) 和式 (2.22) 得

$$\Delta t_1 = \tau_c \frac{n_{in} - n_f}{n_{t,1} \ln(\frac{n_{t,1}}{n_{in}}) - (n_{t,1} - n_{in})} \quad (2.23)$$

Δt_1 的大小由两项决定, 光子寿命越长, Δt_1 越大, 所以激光器的腔长不能太短, 由第二项虽然不能直接判断对半宽度的影响, 但根据 $n_{in}/n_{t,1}$ 可求得半宽度 Δt_1 。 $n_{in}/n_{t,1}$ 越高, 脉冲越窄, 可解释为, $n_{in}/n_{t,1}$ 越大, 则腔内净增益系数越大, 腔内光子数的增长和反转粒子数的衰减就越迅速, 因而脉冲的建立和消失过程就越短。

为了完善上述描述, 需要将初始反转粒子数 n_{in} 与抽运能量和抽运模式联系起来。在这种条件下, 抽运时反转粒子数的速率方程为

$$\frac{dn(x, y, z, t)}{dt} = r(x, y, z) - \frac{n(x, y, z, t)}{\tau_f} \quad (2.24)$$

式中 τ_f 是反转粒子数上能级寿命。将式 (2.2) 和式 (2.3) 带入式 (2.24), 在抽运时间 Δt_p 内对整个有源腔积分, 有

$$n_{in} = \left(\frac{\tau_f}{h\nu_p} \right) P_{abs} \quad (2.25)$$

这里假设是准连续抽运形式即 $\Delta t_p \gg \tau_f$, 当 $\Delta t_p \geq 3\tau_f$ 时就成立。

利用式 (2.25)，可以根据所需抽运功率要求，由式 (2.13) 的初始条件得到下述激光器所需要吸收抽运功率的阈值 P_{th} 的表达式^[18]：

$$P_{th} = \frac{h\nu_p}{\sigma\tau_f} \frac{\delta_1}{2} \frac{A_f}{F_{\nu_s\mu_s\nu_p\mu_p}} \quad (2.26)$$

最后，需要将被激光介质所吸收的抽运功率的总量和入纤的功率 P_{inc} 以及光纤和抽运光参数之间的关系联系起来，采用端面抽运的腔结构中，可以表示为：

$$P_{abs} = (1 - \exp(-\alpha'_p l)) P_{inc} \quad (2.27)$$

式中 $\alpha'_p = \alpha_p \eta_p$ 是有效吸收系数，等于平面波吸收系数 α_p 与增益光纤的抽运能量利用率 η_p 的乘积。

值得指出的是，上述分析中尚未考虑引入 Q 脉冲功率下降的多种加宽机制。这些机制包括：信号光的纵模结构和光纤截面上反转粒子数的非均匀饱和^[21]。因此上述模型所导出的公式计算的是最佳脉冲宽度和最佳峰值功率。所以更详细的分析必须考虑加宽机制。

2.3 全光纤声光调 Q 激光器的实验研究

2.3.1 声光调 Q 的基本原理

声光调 Q 是基于声光效应的一种主动调 Q 方式。其原理是由于声波是一种弹性波（纵向应力波），在介质中传播时，会使介质产生相应的弹性形变，从而激起介质中各质点沿声波的传播方向振动，引起介质的密度呈疏密相间的交替变化，使得折射率也随之发生相应的周期性变化，从而形成一个光学的“相位光栅”。该光栅的间距（光栅常数）等于声波的波长 λ_s ，当光波通过此介质时，就会产生光的衍射，其衍射光的强度、频率、方向等都随着超声场的变化而变化。

声光 Q 开关器件的结构如图 2.2 所示，由声光介质、电一声换能器、吸声材料和驱动电源组成。其中声光介质可采用熔融石英、玻璃、钼酸铅等材料。换能器常采用石英、铌酸锂等晶体制成。吸声材料常用铅橡胶或玻璃棉等。把声光 Q 开关器件插入激光谐振腔中，当声光电源产生的高频信号加在声光调 Q 器件的换能器上时，产生的超声波使声光介质的折射率发生变化，形成等效的“相位

光栅”，当光束通过声光介质时，便产生布拉格衍射。衍射光相对于 0 级光有 2θ 角的偏离，使光波偏离出腔外，使谐振腔处于高损耗低 Q 值状态，无法产生振荡，即 Q 开关将激光“关断”。当高频信号的作用突然停止，则声光介质中的超声场消失，于是谐振腔又突变为高 Q 值状态，相当于 Q 开关“打开”。 Q 值交替变化一次，激光器就输出一个调 Q 脉冲。

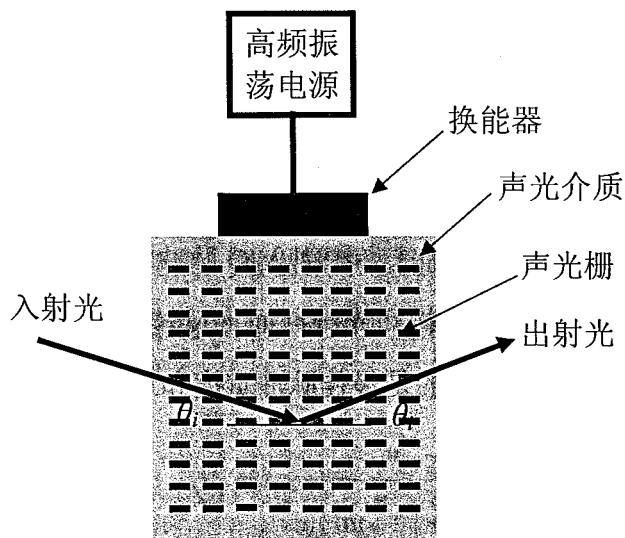


图 2.2 声光 Q 开关结构示意图

对于声光 Q 开关， Q 值由低到高的跃迁时间主要是由声波通过光束的渡越时间决定，时间一般在几十 ns~几百 ns，因此，声光 Q 开关一般用于增益较低的连续抽运激光器。由于声光 Q 开关所需的驱动调制电压很低（小于 200V），故容易获得连续抽运激光器的高重复频率调 Q 脉冲输出，但由于声光 Q 开关对高能量激光器的开关能力较差，故不宜于高增益大功率的调 Q 激光器。

声光调 Q 连续抽运激光器的运转方式，如图 2.3 所示。在这种情况下，抽运速率 R_p 保持不变（图 2.3(a)），谐振腔的损耗（ Q 值）做周期性变化（图 2.3(b)），其变化周期由调制电脉冲的频率 f 决定。在此条件下，激光器将会输出一系列高重复率的调 Q 脉冲（图 2.3(c)）。由于是连续抽运，而谐振腔的 Q 值以频率 f 由高到低做周期性变化，导致激光工作物质的反转粒子数也做相应的变化（图 2.3(d)），使得激光器输出重复频率为 f 的调 Q 激光脉冲。

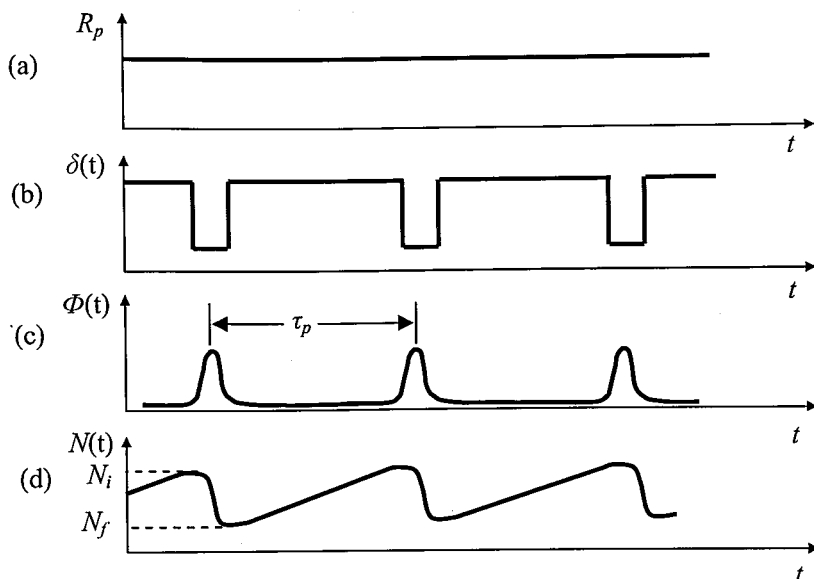


图 2.3 连续激光器高重复率调 Q 过程

(a)抽运速率, (b) 损耗 (Q 值), (c) 光子数, (d) 反转粒子数

2.3.2 实验装置

激光器的结构如图 2.4 所示, 波分复用器 (WDM)、增益光纤、隔离器、光纤声光调制器和光纤耦合器依次首尾相接构成一个环形腔。抽运光源为中心波长为 976nm 单模光纤耦合输出的半导体激光器, 抽运光通过一个 980nm/1060nm 的 WDM 耦合进掺 Yb^{3+} 单模增益光纤, 腔内加入光隔离器保证激光的单向运行。声光调制器的输入和输出端用单模尾纤耦合, 并由外部的 TTL 信号源控制其开关时间。产生的调 Q 光脉冲通过光纤分束器耦合输出, 用快速 PIN 光电探测器 (上升沿小于 1ns) 和 Lecroy 8600A 示波器观测激光输出的时域特性, 并用 COHERENT 45662A 型功率计测量激光的输出功率。

由 2.2.2 节中的光纤调 Q 理论分析可得, 为了获得尽可能窄的激光脉冲, 需要尽可能减短腔的长度和提高调制器的速度。因此实验中选用了高掺杂浓度的光纤, 其在 976nm 处的吸收为 612dB/m, 并尽量减短其它器件的尾纤长度以缩短腔长, 最终, 使用了 54cm 增益光纤作为激光器的增益介质, 总腔长为 3.6m。另外, 由调 Q 理论可知在 Q 开关打开时激光振荡阈值与腔内的 Q 值成反比, 为了提高 Q 值, 必须尽量降低腔内损耗; 另一方面, 在开关关闭时需要腔内的 Q 值尽量低, 以积累更多的上能级粒子数, 从而提高输出激光脉冲的峰值功率, 因此, 应选用消光比尽可能高但插入损耗尽可能小的声光调制器, 实验中所选的声光调制器消光比可达

50dB, 对1000~1100nm激光的插损<3dB。

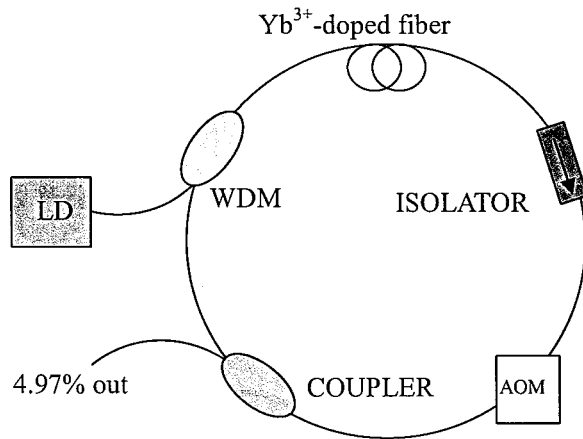


图 2.4 环形腔调 Q 掺 Yb^{3+} 光纤激光器实验装置图

2.3.3 实验结果及分析

在调 Q 运转状态下，调制频率在 200Hz~60.9kHz 之间调节时都可得到稳定的调 Q 脉冲输出。固定调制频率为 1.0kHz 时，测得输出激光的脉冲宽度及平均功率随抽运功率变化的关系如图 2.5 所示。从图 2.5 中可以看出随着抽运功率的增加，脉冲的峰值功率逐渐增加最终趋于稳定。这是由于抽运速率逐渐提高，使得 Yb^{3+} 上能级积累的反转粒子数逐渐增多直到饱和，从而导致脉冲峰值功率的上述变化。脉冲宽度的变化则是逐渐减小并趋于稳定。由式 (2.23) 可知，调 Q 脉冲的宽度和 $n_{in}/n_{t,1}$ 成正比， n_{in} 越大，脉冲建立的时间越快，脉冲宽度越窄。随着抽运功率的增加， n_{in} 逐渐增加直至饱和，所以脉冲宽度逐渐减小直至趋于稳定。

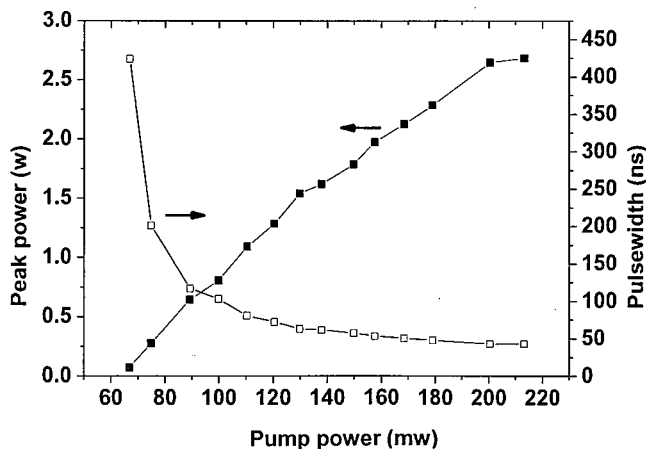


图 2.5 输出脉冲的峰值功率、脉冲宽度随抽运功率的变化关系图

当抽运功率保持在 183mW 时，测量输出脉冲的脉冲宽度和平均功率，在不同

调制频率下，得到峰值功率、脉冲宽度随调制频率变化的关系曲线如图 2.6 所示。

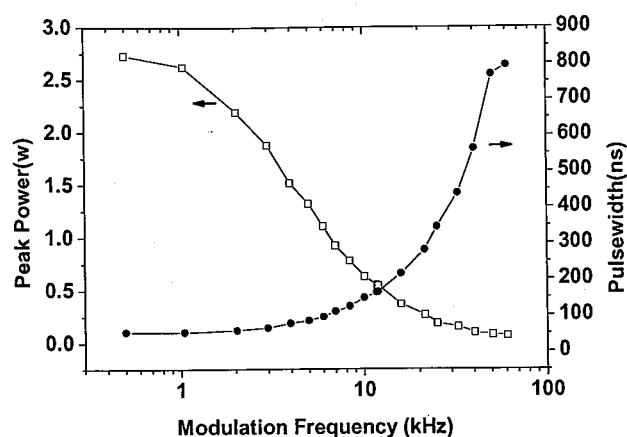


图 2.6 输出脉冲的峰值功率和脉宽随调制频率的变化关系图

从图中可以看到随着调制频率的增加，脉冲的峰值功率在逐渐减小而脉冲宽度在逐渐增加，在 500Hz 左右时两者的变化相对都比较小，这是因为当调制频率为 500Hz 左右时，增益光纤的储能达到饱和，使得输出脉冲的峰值功率最大、脉冲宽度最短，是调 Q 的最佳工作状态。而当调制频率变大时，工作物质的储能时间随之减小，从而造成储能降低，导致脉冲建立时间增加、峰值功率下降。

整个调节过程中激光器都有较高质量的脉冲输出，图 2.7 为调制频率为 3kHz 时激光器输出的脉冲序列。在调制频率为 500.2Hz,抽运功率为 183mW 时，输出脉冲的峰值功率为 2.7W，脉冲宽度为 53.2ns，单脉冲能量达到 145.5nJ，激光器输出的波长为 1030nm，从示波器上得到的激光器输出脉冲的波形图如图 2.8 所示。

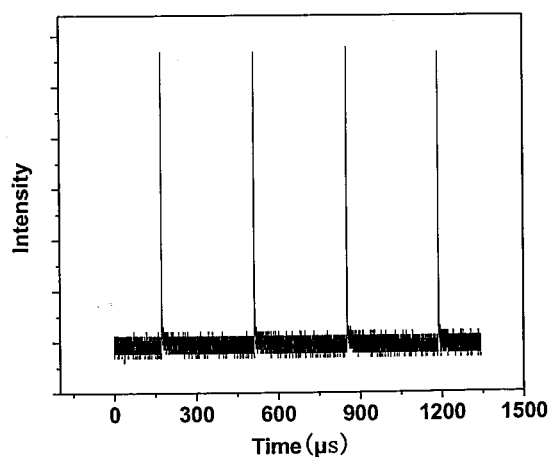


图 2.7 调制频率 3kHz 时的调 Q 脉冲序列

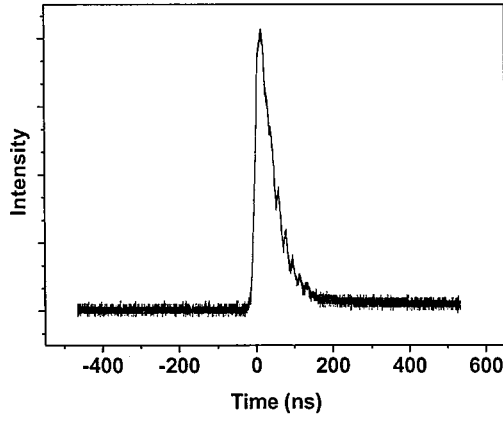


图 2.8 调制频率 500Hz 时的调 Q 脉冲波形图

我们利用 2.2.2 节中的理论公式对实验中获得的结果进行了数值计算。系统的参数 $\delta_1=0.654$, $\sigma=0.119\times 10^{-20}\text{cm}^2$, $\alpha=3.1\mu\text{m}$, $l=3.6\text{m}$, $\tau_f=0.45\text{ms}$, $P_{\text{abs}}=150\text{mw}$, 由 (2.13)、(2.20) 和 (2.25) 式, 计算得脉冲的峰值功率为 2.8W, 这和实验中得到的 2.7W 非常接近, 考虑到误差, 可以认为两者符合的很好。

实验中发现, 当 Q 开关关闭时间较短时, 调节 Q 开关的打开时间, 会出现如图 6 所示的现象, 脉冲呈高低间隔输出, 参照图 2.10 解释如下:

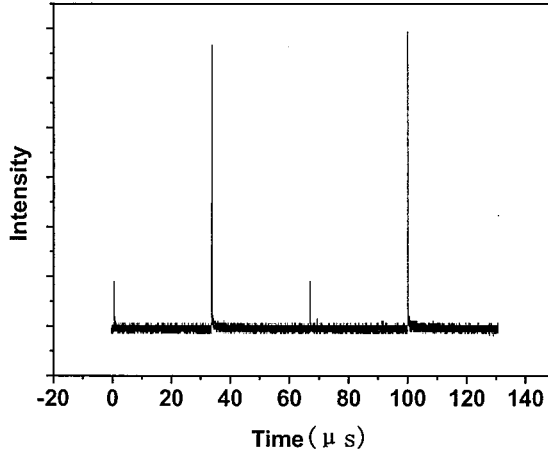


图 2.9 能量高低间隔输出脉冲图

图 2.10 中, t_0 到 t_1 时刻, 激光腔内为低 Q 储能状态, 在 LD 抽运下, 腔内的反转粒子数开始逐渐增加, 腔内粒子数由 n_{f2} 增加至 n_{i2} , 但由于 Q 开关关闭的时间较短, 腔内积累的反转粒子数并未达到饱和。 t_1 到 t_3 时刻 Q 开关打开, 脉冲开始建立并输出, 在这一阶段 Q 开关打开时间不够长, 腔内反转粒子数降低到 n_{f1} , 增益光纤内还存有未消耗的储能。 t_3 到 t_4 时刻 Q 开关再次关闭, 如果 t_0 到 t_4 的时间小于反转粒子数的上能级寿命, 则腔内反转粒子数将在 n_{f1} 的基础上增加到 n_{i1} , t_4 到 t_6 时刻 Q 开关再次打开, 这一次由于腔内积累的初始反转粒子

数较多, 因此脉冲建立的时间较短, 在相同的 Q 开关打开时间内, 可将腔内储能消耗干净, 反转粒子数从 n_{11} 降低至 n_2 , 同时激光器也将输出一个峰值较高的脉冲, 如此往复就会出现高低脉冲间隔输出的情况。在这种情况下会破坏输出脉冲的质量, 所以要保证 Q 开关打开足够长的时间来消耗腔内的反转粒子数以避免此类情况的出现。

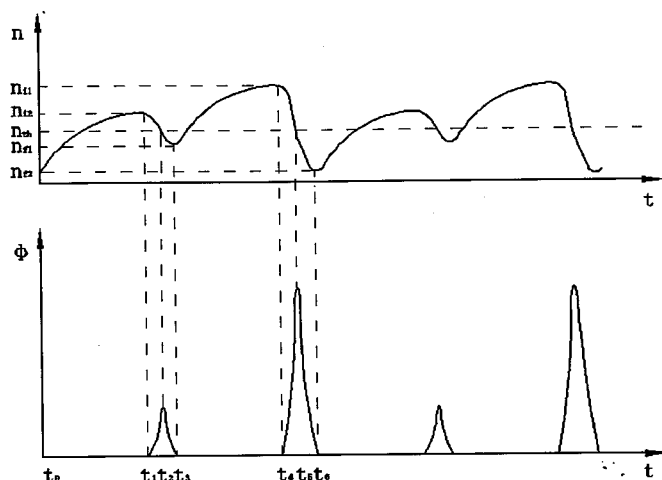


图 2.10 腔内反转粒子数、光子通量与时间的关系图

2.4 半导体可饱和吸收镜 (SESAM) 调 Q 的一般理论

2.4.1 SESAM 的基本结构和特性

由于半导体饱和吸收材料的光损耗较大, 相对饱和强度和激光损伤阈值太低, 所以经常结合反射镜(布拉格层对或金属膜)共同使用, 构成半导体可饱和吸收镜 (SESAM)。其的基本结构是把反射镜与可饱和吸收体结合在一起, 即半导体可饱和吸收体用外延法直接生长在半导体布拉格反射镜上。底层一般为半导体反射镜, 其上生长一层半导体可饱和吸收体薄膜, 最上层可能生长一层反射镜或直接利用半导体与空气的界面作为反射镜, 这上下两个反射镜就形成了一个法布里—珀罗腔, 改变吸收体的厚度以及两反射镜的反射率, 就可以调节吸收体的调制深度和反射镜的带宽。图 2.11 为一个典型 SESAM 的结构示意图^[22], 底层生长了 16 层 AlAs-GaAs 以形成布拉格发射镜, 同样的方法在顶层也生长了反射镜,

饱和吸收体夹在底层和顶层的反射镜中间。

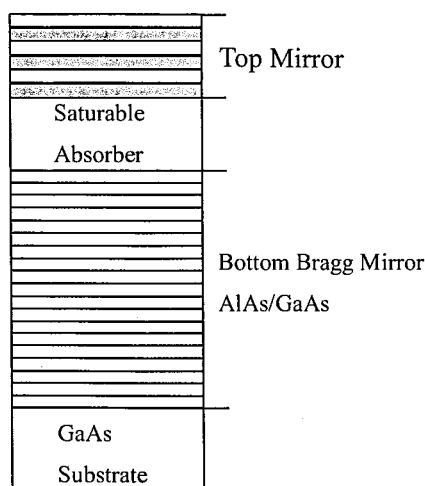


图 2.11 典型 SESAM 的结构示意图

半导体可饱和吸收镜以半导体材料充当可饱和吸收体，并具有一定的反射率，可以作为激光器的一个腔镜。其实质就是反射镜与可饱和吸收体的结合，既保证了一定的反射率，又有足够的饱和通量，巧妙的将二者结合起来，使得激光腔的结构变的更加简单、紧凑。

SESAM 的基本特性可用以下几个参数来描述：

1. 饱和和恢复时间

饱和恢复时间即可饱和吸收体从达到吸收饱和，形成漂白状态到重新恢复可饱和吸收的持续时间，又叫脉冲响应时间。在一定程度上它决定了最大的脉冲压缩程度，即可达到的最短的脉冲宽度。根据饱和恢复时间长短的不同，可分为快饱和吸收体和慢饱和吸收体。对于快可饱和吸收体，恢复时间小于激光的脉冲宽度，净增益窗口由脉冲自身形成，与脉冲宽度相同，所以激光系统可以有效地屏蔽来自于净增益窗口外的噪声，从而使得超短脉冲变的非常的稳定；对于慢可饱和吸收体，恢复时间大于激光的脉冲宽度，净增益窗口大于脉冲宽度，利用可饱和吸收损耗脉冲前沿，增益饱和和除去脉冲后沿，所产生的脉冲宽度亦会小于可饱和吸收体的恢复时间，从而得到较短的激光脉冲。

2. 调制深度

调制深度是指脉冲注入可饱和吸收体时反射率的最大变化量，或吸收体可饱和吸收所损耗的光的总量，即可被强脉冲能量漂白的能力，常用 ΔR 表示，且有 $\Delta R \approx 1 - e^{-2q_0} \approx 2q_0$ ， $q_0 \ll 1$ ， q_0 为腔内功率为 0 时的功率损耗系数^[23]，它主要取决于吸收体的材料、厚度以及可饱和吸收镜的具体结构。

3. 非饱和损耗

非饱和损耗是指当脉冲通量远大于饱和脉冲通量时仍然存在的损耗, 其中包括底部反射镜的吸收损耗所引起的反射率限制, 样品表面粗糙, 不纯所造成的散射损耗、自由载流子的非线性吸收, 俄歇复合以及来自于缺陷和杂质的其他吸收损耗^[24]。非饱和损耗会降低激光器的效率, 同时容易造成 SESAM 温度升高而破坏 SESAM, 所以是需要消除的。

4. 饱和通量

半导体可饱和吸收镜的饱和通量是脉冲漂白可饱和吸收体的反射率到 $\Delta R/e$ 时, 吸收截面单位面积内的光子能量以 $F_{sat,A}$ 表示。通常定义为 $F_{sat,A} = hv/2\sigma_A$, hv 为光子能量, σ_A 为吸收截面, 分母中因子 2 是在考虑了膜中的驻波效应后增加的修正因子。半导体吸收系数 $\alpha = \sigma_A N_D$, 其中 N_D 是吸收体原子密度。 $F_{sat,A}$ 大小一般在 $100 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, 可通过设计半导体可饱和吸收体调节其大小。

脉冲通量 F_p 定义为单位面积上注入的脉冲能量, 即 $F_p = E_p/A$ 。通常情况下, 可饱和吸收镜上的光通量总是几倍于饱和通量, 即饱和参数 $S = F_p/F_{sat,A} = 3 \sim 5$, 更高的 S 值容易产生多脉冲, 原因是当脉冲通量远远超过饱和通量时, 可饱和吸收体被充分饱和, 反射率不再是脉冲能量的强依赖函数。随着 S 的增大, 脉冲宽度变窄, 光谱变宽。当短脉冲的光谱接近增益带宽时, 激光介质的增益带宽限制了脉冲光谱的加宽, 短脉冲将获得较小的增益, 已经很小的可饱和吸收的变化不足以弥补这个损耗。这时, 当脉冲能量超过一定限度时, 激光器就倾向于工作在低能量、长脉宽的双脉冲或多脉冲状态, 因为两个低能量的、长脉宽的脉冲会比单脉冲具有相对低的腔内损耗和较高的饱和增益^[22]。脉冲通量的大小可以通过调节入射到可饱和吸收体上的模式面积来实现, 从而避免多脉冲的产生。

5. 饱和光强

饱和光强 $I_{sat,A}$, 可以表示为: $I_{sat,A} = hv/2\sigma_A\tau_A = F_{sat,A}/\tau_A$, 即恢复时间内单位时间里的饱和通量, 其中 τ_A 为可饱和吸收体的恢复时间。可以用标准的抽运-探针法实验测定 $F_{sat,A}$ 和 τ_A 。

2.4.2 SESAM 的调 Q 原理和实现调 Q 的条件

采用 SESAM 调 Q 时, 将其置于谐振腔内, 抽运过程开始时, 由于其吸收系

数大，谐振腔损耗很大，激光器不能起振。随着激光工作物质中反转粒子数的积累，放大的自发辐射逐渐增加，当光强与 SESAM 的饱和光强可比拟时，吸收系数显著减少。当这一过程发展到一定程度时，信号光的单程增益等于单程损耗，激光器开始起振。随着激光强度增加，饱和吸收体的吸收系数继续下降，而这又促使激光更加迅速的增加，使得受激辐射呈雪崩式增长。当激光光强增加至可与增益介质的饱和光强可比拟时，增益系数显著下降，最终导致激光熄灭，如此反复，就得到了调 Q 脉冲。

图2.12给出了SESAM中的饱和吸收体的典型的吸收特性。在激光脉冲建立初期，激光信号从噪声脉冲中产生，其饱和特性取决于腔内激光的强度 I ，脉冲建立的时间和曲线的斜率 dR/dI 成反比。从图中我们可以得到，在曲线的斜率很大时，很小的光强波动就会使饱和吸收体产生较大的反射率变化，这非常有利于调 Q 脉冲的产生。在SESAM中产生调Q的条件为：

$$\left| \frac{dR}{dI} \right| I > r \frac{T_r}{\tau_2} \approx \frac{T_r}{\tau_{stim}} \quad (2.28)$$

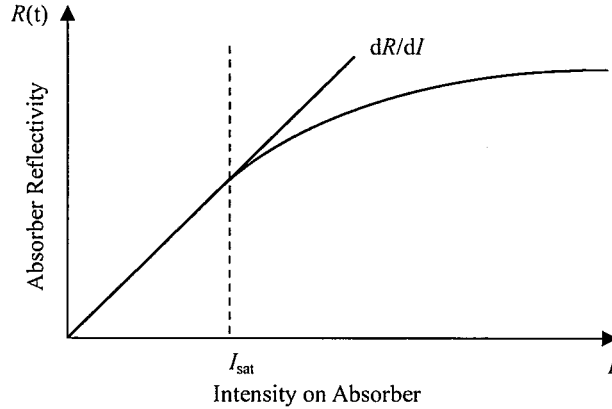


图 2.12 连续光抽运下，SESAM 的非线性反射率的变化图

其中 r 是抽运参数，表示抽运光强为饱和阈值的倍数， T_r 是激光在腔内往返一次所用的时间， τ_2 是激光介质上能级寿命。当 $r \gg 1$ 时，受激上能级寿命 τ_{stim} 为：

$$\tau_{stim} = \frac{\tau_2}{r-1} \quad (2.29)$$

2.5 SESAM 调 Q 光纤激光器的实验研究

2.5.1 实验装置

实验装置结构如图 2.13 所示。激光器采用结构简单、高效率的线性法布里-珀罗腔，用双色镜（1064nm 高反射率，976nm 高透射率）和 SESAM 作为激光器的前后腔镜。实验所采用的 SESAM 由中科院半导体所提供，其工作波长在 1050nm 附近，采用空气和半导体的界面作为反射面。激光器所采用的增益介质为加拿大 INO 公司生产的双包层掺 Yb^{3+} 光纤，其纤芯直径为 $20\mu\text{m}$ ，纤芯数值孔径为 0.14，内包层直径为 $250\mu\text{m}$ ，数值孔径是 0.4。纤芯的形状为“D”形，在 976nm 处的吸收率为 9.3dB/m，实验中共使用了 1.5m 该光纤。抽运激光器是光纤耦合输出的半导体激光器，输出光纤的纤芯直径为 $400\mu\text{m}$ ，数值孔径是 0.4，其输出波长为 976nm 的连续抽运光，由自行设计的耦合系统从光纤的一个端面耦合进入掺 Yb^{3+} 双包层光纤。光纤一端紧贴于双色镜，另一端用光纤夹固定并和 SESAM 接触，SESAM 放置在一个精密可调的平移台上可以前后微调，获得的激光脉冲从 SESAM 端输出。

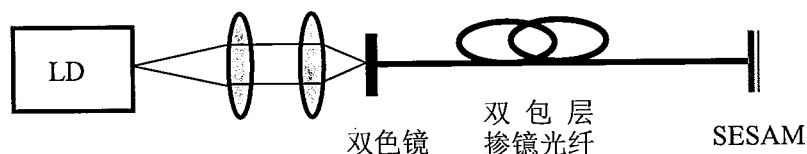


图 2.13 SESAM 光纤调 Q 激光器结构示意图

实验中使用 spectra-physics 407 光功率计测量输出激光的光功率，用 Tektronix TDS—3032 示波器（带宽为 500MHz）和一个快速 PIN 光电探测器（上升沿为 1ns）来测量调 Q 脉冲的时间特性，光谱特性由 ADVANTEST Q8344A 光谱分析仪测量。

2.5.2 实验结果及分析

实验中，首先对 SESAM 的饱和特性进行了测量。将图 2.13 所示激光器中的 SESAM 取掉，并将光纤的输出端面作光滑处理，由于光纤的增益很高，因此利

用该光纤端面的大约为 4% 的菲涅尔反射作为激光器的后腔镜，这样就形成了一个线性腔连续输出的光纤激光器。该激光器输出激光的中心波长为 $1.03\mu\text{m}$ ，输出功率可通过调节抽运功率的大小来控制，将输出激光的光束用一个透镜进行准直，并垂直入射到 SESAM 上，用功率计测量透过 SESAM 的光功率和入射光的功率，就可以获得的该 SESAM 吸收的光功率。图 2.14 为实验测得的 SESAM 吸收光功率和入射光强关系的示意图。从图中可以看出，入射光强小于 358mW 时，SESAM 吸收的光功率和入射光功率成线性关系，当入射光强大于 358mW 时，SESAM 吸收的光功率基本不再增加，呈现饱和趋势。因此，我们可以判定该 SESAM 的“漂白”光功率（连续输出激光）大约为 358mW。

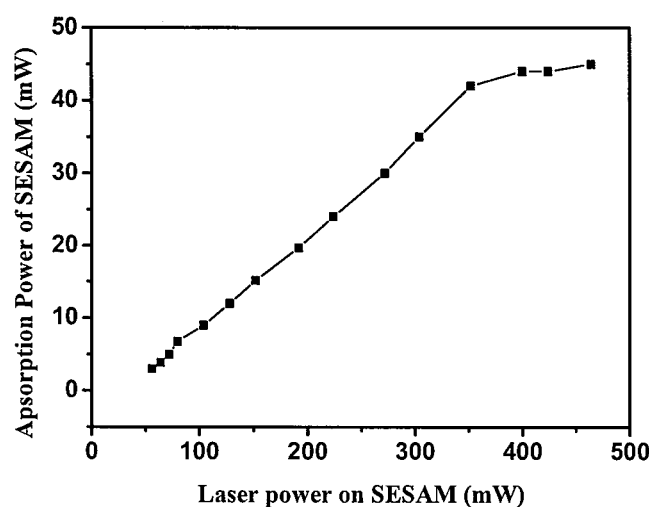


图 2.14 SESAM 吸收功率和入射光功率的关系示意图

将 SESAM 放置在掺 Yb^{3+} 光纤的输出端面上，并在不同的抽运功率下调节其与端面的距离以获得最佳质量的脉冲输出。当抽运功率为 389mw 时，激光器输出了重复频率为 29.4KHz，脉冲宽度为 $3.148\mu\text{s}$ 的较为稳定的调 Q 脉冲，示波器采集的脉冲波形如图 2.15 所示。此时，单脉冲能量为 $0.636\mu\text{J}$ ，激光的中心波长为 1033nm，光谱见图 2.16。

由于该 SESAM 的饱和光强较低，因此在功率并不高的抽运光下，就产生了调 Q 脉冲，产生脉冲较为容易。但从另一方面考虑，这种参数的 SESAM 不太可能获得更高能量的激光脉冲输出，因此必须更换其它参数的 SESAM 以获得高能量的激光脉冲。

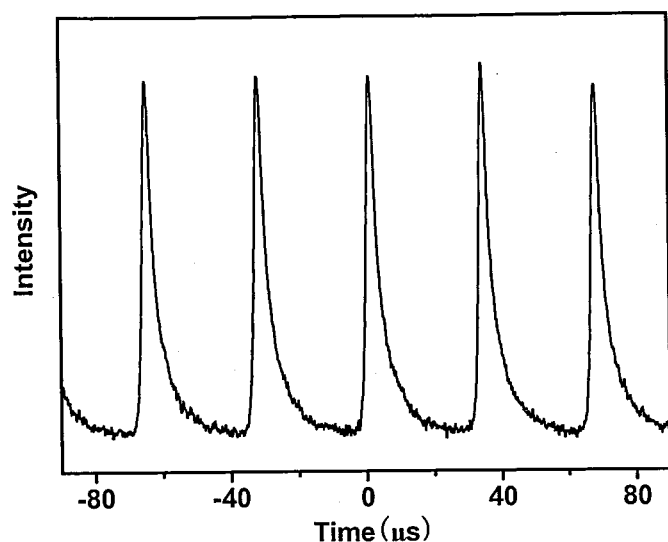


图 2.15 SESAM 光纤调 Q 激光器的脉冲图形

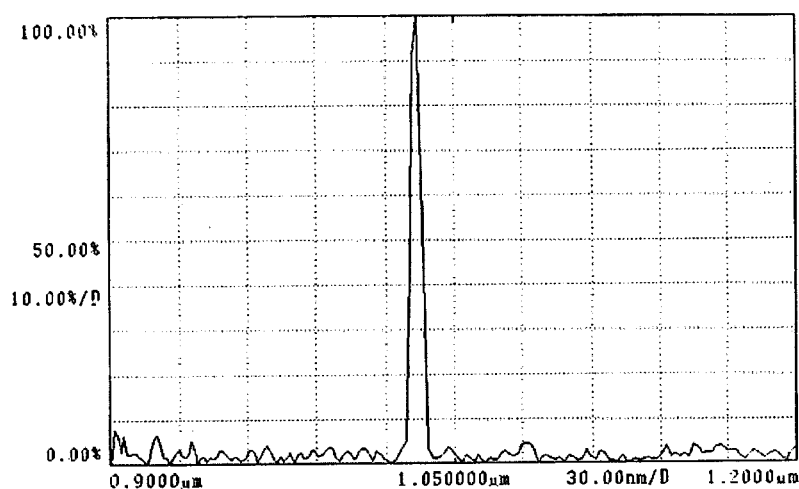


图 2.16 SESAM 光纤调 Q 激光器的光谱

2.6 结论

综上所述，在光纤调 Q 激光器理论的基础上，分别研制了两种不同类型的光纤调 Q 激光器，一种是基于光纤声光调制器的全光纤环形腔主动调 Q 激光器，另一种是基于 SESAM 的光纤被动调 Q 激光器。

掺 Yb^{3+} 全光纤环形腔主动调 Q 光纤激光器获得了重复频率可调谐，最短脉宽为 53.2 ns 的激光输出。针对该装置进行了实验研究和理论分析，发现在保证稳定脉冲输出的条件下，当调制频率一定时，输出脉冲的峰值功率随着抽运功率

的增大而增大，并最终趋近稳定，脉冲宽度则逐渐减小并趋于稳定；在抽运功率一定时，输出脉冲的峰值功率随着调制频率的增加而减小，而脉冲宽度则随之增加；实验中也观察到了因腔内反转粒子数分布不均引起的能量高低间隔输出的脉冲，并进行了分析。利用光纤调 Q 的理论进行了计算，计算值和实验结果符合的较好。

基于国产 SESAM 的双包层掺镱光纤被动调 Q 激光器则实现了脉冲宽度为 $3.148\ \mu\text{s}$ 的较为稳定的调 Q 脉冲输出，下一步，可以通过改变 SESAM 相应的参数以获得更高能量的激光脉冲。

参考文献

- [1] Piotr M., Jacek C. high power Q-Switched Erbium Doped Fiber Laser. IEEE Electronics, 1992, 28(1): 371-376.
- [2] H. L. Offerhaus, J. A. Alvarez-Chavez, J. Nilsson et al.. Multi-mJ, multi-Watt Q-switched fiber laser, CLEO'99, Baltimore 23-28 May 1999. CPD10.
- [3] 张在宣, 冯海琪, 余向东,等. 分布光纤喇曼光子传感器系统.半导体光电, 1999, 2(20):83-85.
- [4] P. R. Morkel, K. P. Jedrzejewski, E. R. Taylor, D. N. Payne. Short-Pulse, High-Power Q-Switched Fiber Laser. IEEE Photon. Technol. Lett., 1992, 4(6):545-547.
- [5] G. P. Lee, T. P. Newson. Diode pumped high power simultaneously Q-switched and self mode-locked erbium doped fiber laser, Electron. Lett., 1996, 32(4):1685-1686.
- [6] Mydlinki, Chabdonnet. Diode-pumped Q-switched fiber laser. Optical Engineering, 1993, 32(9):2036-2041.
- [7] J. A. Alvarez-Chavez, H. L. Offerhaus, J. Nilsson, P. W. Turner, W. A. Clarkson, D. J. Richardson. High-energy, high-power ytterbium-doped Q-switched fiber laser, Opt. Lett., 2000, 25(1):37-39.
- [8] Ya-Xian Fan, Fu-Yun Lu, Shu-Ling Hu, Ke-Cheng Lu, Hong-Jie Wang, Xiao-Yi Dong, Jing-Liang He, Hui-Tian Wang. Tunable high-peak-power, high-energy hybrid Q-switched double-clad fiber laser. Opt. Lett., 2004, 29(7):724-726.
- [9] 杜卫冲, 谭华耀, 刘颂豪. 一种新型的光纤光栅调 Q 掺 Er 光纤激光器. 光学学报, 1997, 17(8):1077-1079.
- [10] 廖帮全, 冯德军, 丁镭, 赵启大, 童峥嵘, 黄勇林, 袁树忠, 董孝义. 基于 Mach-Zehnder 干涉仪的可调谐全光纤调 Q 激光器. 光电子·激光, 2002, 13(5):450-451.
- [11] 夏江珍, 蔡海文, 任虹, 瞿荣辉, 陈高庭, 方祖捷. 全光纤调 Q 掺铒光纤激光器的脉冲研究. 光子学报, 2002, 31(8):989-992.
- [12] Valery N. Filippov, Andrei N. Starodumov, Alexander V. Kir'yanov. All-fiber passively Q-switched low-threshold erbium laser, Opt. Lett., 2001,

26(6):343-345.

- [13] R. Paschotta, R. Häring, E. Gini, H. Melchior, U. Keller. Passively Q-switched 0.1-mJ fiber laser system at 1.53 μm . *Opt. Lett.*, 1999, 24(6):388-390.
- [14] P. Adel, M. Auerbach, C. Fallnich, S. Unger, H.-R. Müller, J. Kirchhof. Passive Q-switching by Tm^{3+} -co-doping of a Yb^{3+} -fiber laser. *Opt. Exp.*, 2003, 11(21):2730-2735.
- [15] A. Fotiadi, O. Deparis, R. Kuyan, P. Mégret, M. Blondel, Passive Q-switching Dynamics of SBS/Er Fiber Laser. *Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter, Delft, The Netherlands*, 2000:231-234.
- [16] Andrei A. Fotiadi, Patrice Mégret, Michel Blondel. Dynamics of a self-Q-switched fiber laser with a Rayleigh-stimulated Brillouin scattering ring mirror. *Opt. Lett.*, 2004, 29(10):1078-1080.
- [17] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘等. 激光原理, 国防工业出版社, 第四版, 2000.
- [18] M. J. F. Digonnet, C. J. Gaeta. Theoretical analysis of optical fiber laser amplifiers and oscillators. *Appl. Opt.*, 1985, 24(3):333-342.
- [19] W. Koechner, in *Solid-State Laser Engineering* (Springer Verlag Series in Optical Science 1), New York: Springer-Verlag, 1976, ch.8.
- [20] K. Kubodera, K. Otsuka. Single-transverse-mode $\text{LiNdP}_4\text{O}_{12}$ slab waveguide laser. *J. Appl. Phys.*, 1979, 50(2):653-659.
- [21] A. Cordova-Plaza, M. J. F. Digonnet, H. J. Shaw. Miniature CW and active internally Q-switched Nd:MgO:LiNbO_3 laser. *J. Quantum. Electron.*, 1987, QE-23(2):262-266.
- [22] Ursula Keller., Kurt J. Weingarten, Franz X. Kärtner, etc. Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 1996, 2(3):435-453.
- [23] C. Honninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, et al. Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking. *JOSA B*, 2004, 16(1):46-56.
- [24] M. Haiml, R. Grange, U. Keller. Optical characterization of semiconductor saturable absorbers. *Appl. Phys. B*, 2004, 79(3):331-33.

第三章 作为种子光源的脉冲调制半导体激光器的研究

3.1 引言

半导体激光器自 1962 年出现之后, 其发展速度之快、应用范围之广、波长覆盖范围之宽是其它激光器所不能比拟的。它的出现导致以光纤通信、光纤传感、光信息存储、光信息处理与显示等为代表的光信息技术蓬勃发展, 并取得日益广泛的应用。到目前为止, 半导体激光器被认为是高速光纤通讯和超快光数据处理系统最理想的光源。随着半导体激光器激射波长范围的扩展, 光谱特性的改善, 阈值电流的降低, 量子转换效率的提高, 其优越性更加明显, 应用领域更加广泛。与固体和气体激光器相比半导体激光器具有体积小、效率高、功耗低, 并且是唯一一种能直接通过改变驱动电流调制出重复频率在 GHz 以上的脉冲输出的激光器。

根据带宽的定义, 任何信号的最小脉冲宽度 $\Delta t_{\min}$ 与其带宽 $\Delta\omega$ 成反比关系:

$$\Delta t_{\min} \approx 2\pi / \Delta\omega \quad (3.1)$$

上述方程告诉我们如果想获得较短的激光脉冲输出则激光器须有足够宽的带宽来支持。举个例子, 想获得 1ps 的超短脉冲, 激光器的辐射带宽必须至少大于 6.28THz。从这个角度来看, 半导体激光器应该是一种非常有潜力的激光器, 其辐射带宽是 κT 的函数, κ 是波尔兹曼常数, T 是温度。在室温下, 半导体激光器的光谱宽度可以超过 15nm, 相应的 $\Delta t_{\min}$ 小于 50fs。

早在 1966 年 Kurnosov 就在半导体激光器中发现了不规则辐射的超短脉冲波形^[1], 很快在 1967 年 Drozhbin 就在 GaAs 半导体激光器上产生了规则的皮秒脉冲^[2]。自此以后, 超短脉冲半导体激光器无论在实验上还是理论上都取得了很大的进步。在 1978 年取得了突破性进展, 外腔主动锁模半导体激光器研制成功^[3], 锁模技术的出现使得激光器输出的脉冲宽度和重复频率都有了飞跃性的进展。但遗憾的是之后的 30 年中这两项参数尽管仍然在向更短更高的方向发展, 但都没有发生太大的变化。

获得短脉冲的最简单的方法就是利用高速光开关控制激光器腔内的增益和损耗,首次在半导体激光器上获得超短脉冲的实验用的正是这种方法^[2]。当腔内反转粒子数增加时,光开关处于闭合状态,激光器处于低 Q 储能状态,当腔内粒子数密度达到最大值时,光开关迅速打开,储能被瞬间释放形成短脉冲输出。与其他类型的激光器相比,半导体激光器不需要特别外加一个可饱和吸收体作为调 Q 开关,只要把激光器的芯片分割成几部分然后分别加不同的电流就可以实现调 Q 激光器的功能。加较高电流的那部分作为激光器的增益介质,不加电流或者加低电流的那部分作为可饱和吸收体。半导体调 Q 激光器可以很容易获得小于 2ps,重复频率高于 10GHz 的脉冲输出。

增益开关技术是另外一种较为简单的获得超短脉冲的技术,该技术通过短的电脉冲或者射频电流来驱动半导体激光器。在激光器谐振阈值附近设定直流偏置,再叠加大振幅电流脉冲,从而使半导体激光器急速转换到谐振状态,取出对应弛豫振荡第一个峰值的谐振光脉冲,产生的光脉冲比调制电脉冲的宽度要小,在一些情况下,叠加高功率的正弦波也能得到宽度足够窄的谐振光脉冲。1979 年小林等人报道了重复频率为 0.7kHz,脉冲宽度为 25ps 的光脉冲^[4]。Nagarajan 等人用波长为 1.3 μm 的 InGaAsP/InP 多量子阱激光器实现了增益开关工作,产生了脉冲宽度小于 4ps 的光脉冲^[5]。Z.G.Lu 等人通过被动锁模的方法在 InAs/InP 量子点半导体激光器中获得了重复频率高达 92GHz,脉冲宽度为 312fs 的光脉冲^[6]。Ahmed 等人利用孤子压缩用光纤的双折射性依赖于光强这一特性,对增益开关激光器产生的光脉冲进行整形,获得了 185fs 的整形光脉冲^[7]。

尽管通过调 Q 和增益开关可以简单有效的产生超短激光脉冲,但最短的激光脉冲是通过锁模的方法得到的。主动锁模半导体激光器,在有源层驱动电流中叠加高频电流,通过调制增益在各纵模中产生 $\nu_n \pm f_M, \dots$ 的边频,这些纵模互相耦合并保持一定的相位关系和相同的纵模间隔 $c/2nL$ 从而实现模式锁定。与被动调 Q 技术类似,被动锁模可以通过在腔内附加可饱和吸收体实现^[8]。1989 年报道了采用一体化设计的被动锁模半导体激光器^[9],这种锁模方式产生的超短激光脉冲具有很高的重复频率,目前以及获得脉冲宽度百飞秒,重复频率高达 350GHz 的激光脉冲输出^[10]。

本章将介绍半导体激光器的工作原理和调制特性,以及对光纤耦合输出的半

导体激光器采用大信号直接调制获得纳秒脉冲输出和通过增益开关技术获得皮秒脉冲输出的实验研究。实验中,对线宽为 1.64MHz 波长为 1550nm 的 DFB 半导体激光器进行大信号直接调制,获得脉冲宽度为 3.3ns~200ns,单脉冲能量为 60pJ~3.6nJ,重复频率为 30kHz~50MHz 连续可调谐输出。对线宽为 10MHz,波长为 1064nm 的外腔 FBG 半导体激光器进行增益开关调制,获得了脉宽为 186ps,重复频率为 1Hz~100MHz 的连续可调谐输出。

3.2 半导体激光器的工作原理及基本特性

3.2.1 粒子数反转和光增益

和其他类型的激光器一样半导体激光器也包括三部分,即产生反转粒子数的激光增益介质,提供正反馈的光学谐振腔以及提供能量的激励电源。以下主要分析一下半导体激光器有源区内电子在能带之间的跃迁,这是产生激光的本源。

半导体激光器以半导体材料为激光工作物质,其能带结构由价带、禁带和导带组成,而导带和价带又由不连续的能级构成。一般情况下,半导体激光器处于热平衡状态下,电子基本上处于价带之中,半导体介质对光辐射只有吸收没有放大作用,因此要通过电流注入到半导体激光器的 P-N 结内来破坏其热平衡状态,从而使半导体介质具有增益。

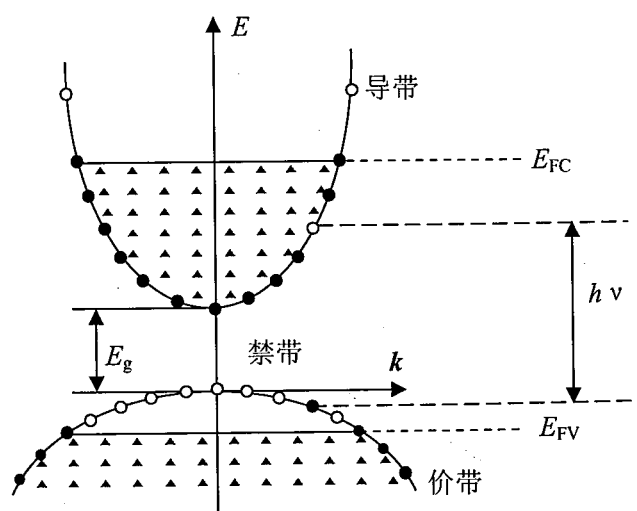


图 3.1 非平衡状态下半导体激光器的能带结构及电子、空穴占据能级的状况

图 3.1 描述了在非平衡状态下半导体激光器的能带结构及电子、空穴占据能级的状况。如图所示, 当电子(图中用实心圆点表示)处于导带中能量为 E_b 的能级并且价带中有一个空穴(图中用空心圆点表示, 能级的能量为 E_a) 的时候, 有一频率 ν_0 满足 $h\nu_0 = E_b - E_a + E_g$ 的光子入射到半导体介质中, 处于导带能级 E_b 上的电子便会在光子的作用下, 跃迁到价带中空穴占据的能级 E_a 上而发出一个与原入射光子状态相同的受激跃迁光子。在半导体激光器中, 电子和空穴都称为载流子, 它们的数目是相等的。电子填充空穴的过程称为电子和空穴的复合。半导体激光器就是利用半导体材料里导带中的电子和价带中空穴的复合来产生受激辐射。

为了在半导体激光器有源区能产生受激发射, 必须使净受激发射速率大于净受激吸收速率, 也即必须满足伯纳德和杜拉福格条件:

$$E_{FC} - E_{FV} \geq E_b - E_a = h\nu_0 \quad (3.2)$$

E_{FC} 和 E_{FV} 为在非热平衡条件下的准费米能级。导带中能量最低的能级在价带底, 价带中能量最高的能级在价带顶。在导带底和价带顶, $(E_b - E_a)$ 具有最小值 E_g , 这就是禁带宽度。因此, 式(3.2)可表示为:

$$E_{FC} - E_{FV} \geq E_g \quad (3.3)$$

所以要使半导体激光器具有增益作用, 必须破坏其热平衡状态, 使得非平衡状态下的导带的准费米能级与价带的准费米能级之间的距离大于半导体介质的禁带宽度, 也就是说, 要使导带的准费米能级 E_{FC} 与价带的准费米能级 E_{FV} 分别进入导带和价带。

3.2.2 半导体激光器的阈值条件

介质有增益作用只是产生激光的必要条件, 还不是产生激光的充分条件。要想得到激光振荡, 不仅介质要有增益, 而且要求此增益要大于器件损耗, 把等于损耗的光增益称为阈值增益, 单位长度的阈值功率称为阈值增益系数, 用 g_{th} 表示, 相应的注入电流密度称为阈值电流密度, 用 J_{th} 表示。

设一平面波在半导体激光器的激活区内传播, 此电场波可表示为:

$$E = E_0 \exp(-\beta z) \quad (3.4)$$

式中 β 是此电磁波沿 z 方向传播的传播常数，它可用下式给出：

$$\beta = j[nk_0 + j(\frac{g - \alpha_i}{2})] \quad (3.5)$$

其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$ 是真空波束， λ_0 是真空波长。 n 为激活介质的折射率。 g 、 α_i 分别是功率增益系数和内部损耗系数。光在共振腔内维持稳定振荡或形成驻波，要求光波电场在谐振腔轴向（ z 向）一个往复满足自洽条件，即

$$r_1 r_2 E_i \exp(2\beta L) = E_i$$

即

$$r_1 r_2 \exp(2\beta L) = 1$$

其中 r_1, r_2 是腔面的场振幅反射系数，而腔面的功率反射系数 $R_1 = r_1^2$ ， $R_2 = r_2^2$ ， L 为腔长，把上式代入式（3.5），得到

$$r_1 r_2 \exp[(g - \alpha_i)L] \cdot \exp[-j\frac{4\pi n}{\lambda_0}L] = 1$$

$$\exp[-j\frac{4\pi n}{\lambda_0}L] = 1 \quad (3.6)$$

$$r_1 r_2 \exp[(g - \alpha_i)L] = 1 \quad (3.7)$$

从（3.6）式，可求得

$$2\pi \frac{L}{\lambda_0 / 2n} = 2m\pi \quad m \text{ 为正整数}$$

即

$$\frac{L}{\lambda_0 / 2n} = m \quad (3.8a)$$

$$2nL = m\lambda_0 \quad (3.8b)$$

（3.8）式说明，在稳定振荡条件下，谐振腔的轴向长度 L 是光在介质中半波长的整数倍，这就是所谓的相位条件。

由（3.8）式很容易得到

$$\nu = \frac{c}{\lambda_0} = \frac{mc}{2nL} \quad \Delta\nu_{m-(m-1)} = \frac{c}{2nL} = \Delta\nu \quad (3.9a)$$

ν 为稳定振荡模式的频率，相邻振荡模式之间的频率差是 $\Delta\nu_{m-(m-1)}$ 。从 $\Delta\nu$ 可求出相邻振荡模式的波长差

$$\Delta\nu = -\frac{c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda_0 \quad \Delta\lambda_0 = -\frac{\Delta\nu}{c} \lambda_0^2 = -\frac{\lambda_0^2}{2nL} \quad (3.9b)$$

把 (3.7) 式两边平方, 得到

$$R_1 R_2 \exp(2(g_{th} - \alpha_i)L) = 1$$

称此式为激光器的功率阈值条件。由此式可求出功率阈值增益

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (3.10)$$

在两个腔面反射率相同的情况下, 即 $R_1 = R_2 = R$ 时, 上式变为

$$g_{th} = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad (3.11)$$

这种情况下, 单位长度上光子所获得的增益与损耗相等。

3.2.3 增益与电流密度的关系

在半导体激光器中, 粒子数反转通常是靠外加注入电流来实现的, 因此增益系数是随外注入电流变化的。采用基准电流密度 J_{nom} 作为激励程度的衡量, 其单位为 $A/(cm^2 \cdot \mu m)$ 。在厚度为 $d(\mu m)$ 的有源层内达到同样密度的载流子所必需的电流可以写成:

$$J = J_{nom} d / \eta_i \quad (3.12)$$

其中, η_i 为内量子效率。由该式可以认为, 基准电流密度就是当 d 为 $1\mu m$ 时, 量子效率 η_i 为 1 时, 全部用来维持实际激射率所需的电流密度。

利用载流子密度与 J_{nom} 的关系, 可以把增益频谱与载流子密度的关系改写成与基准电流密度的关系。最大增益系数 g_{max} 随基准电流密度 J_{nom} 的关系可近似用一次函数来表示:

$$g_{max} = B_g (J_{nom} - J_0) \quad (3.13)$$

式中, B_g 为常数, J_0 为透明化基准电流密度。

对应于 InGaAsP 材料, $\lambda=1.3\mu m$ 和 $\lambda=1.55\mu m$ 的 g_{max} 曲线分别示于图 3.2 和图 3.3。从图中可以看出, 温度对于最大增益的影响是十分显著的, 在小于 150K 时, 增益系数 g_{max} 随基准电流密度 J_{nom} 的变化几乎是线性的。

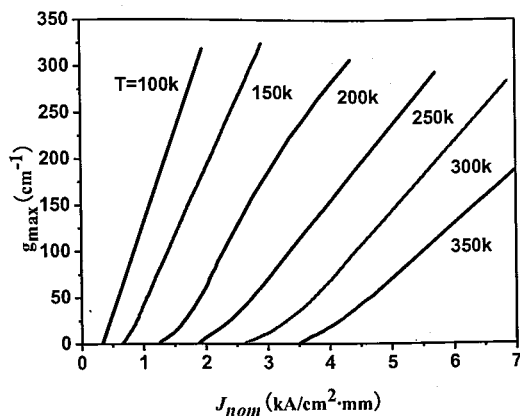


图 3.2 1.3μm InGaAsP 激光器的最大增益 $g_{\max}$ 与 J_{nom} 的关系

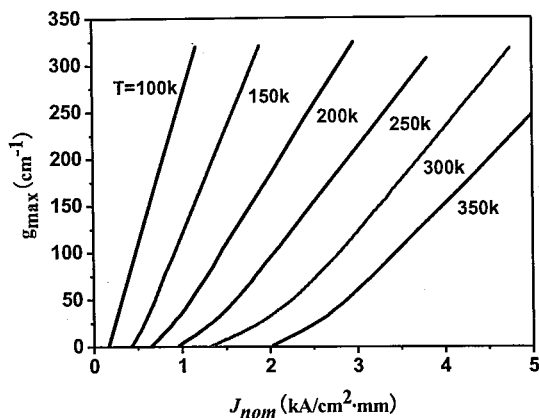


图 3.3 1.55μm InGaAsP 激光器的最大增益 $g_{\max}$ 与 J_{nom} 的关系

3.2.4 注入电流与输出光功率

半导体光器的基本特性是如图 3.4 所示的驱动电流 I 和输出光功率 P 的关系。当驱动电流增加到阈值电流 I_{th} 时，激光器开始谐荡。当 $I > I_{th}$ 时，输出光功率 P 几乎与 $I - I_{th}$ 成正比。这是由于注入电流在超过阈值电流 I_{th} 开始振荡后，增益 g 将停留在阈值增益，即使注入电流 I 增加也不变化。若用单位时间的光子数表示激光输出功率，并令其为 P_{out} ，则 P_{out} 可以写为：

$$P_{out} = \begin{cases} F_{spt} \eta_{spt} (I/e) & (I < I_{th}) \\ F_{spt} \eta_{spt} (I/e) + F_{stm} \eta_{stm} (I - I_{th})/e & (I > I_{th}) \end{cases} \quad (3.14)$$

上式中 $F_{spt} \eta_{spt} (I/e)$ 项表示非相干的自然辐射分量， $F_{stm} \eta_{stm} (I - I_{th})/e$ 项表示相干

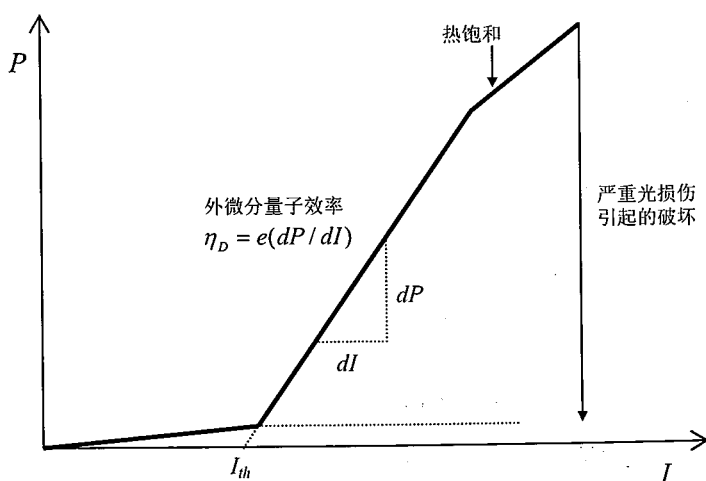


图 3.4 半导体激光器输出光功率与注入电流的关系

的受激辐射分量。 F_{spt} ， F_{stm} 表示光子被耦合到激光谐振腔外部的比率系数。 η_{spt} ，

η_{stm} 是激光器的内量子效率, 在考虑到非辐射复合和载流子泄漏时, $\eta_{spi}, \eta_{stm} > 1$ 。式(3.14)表明, 半导体激光器的输出与注入电流的关系特性 (I - P 特性) 在 I_{th} 处发生转折成为折线形状。受激发射区域的斜率 $\eta_D = dP_{out} / (dI / e) = F_{stm} \eta_{stm}$ 称为外微分量子效率。如果驱动电流增大到一定程度, 则会因热的影响及其它效应, 使 I - P 特性出现饱和倾向, 如果继续提高驱动电流, 则会达到因自身产生的光功率而损坏激光器的端面, 该现象称为严重的光损伤。

3.2.5 常见半导体激光器的种类

半导体激光器按结构主要可以分为法布里—玻罗(F-P)型 LD, 分布反馈 (DFB) 型 LD 和分布布拉格反射器(DBR)型 LD 等。

1. 法布里—玻罗(F-P)型 LD

和其他类型的激光器相比, 半导体激光器一般没有专门的反射镜, 而是将半导体晶格的理解面直接作为反射镜来使用。由于理解面的方向等于其晶向本身, 因此其平行度很高, 可以直接成为平行平面光谐振腔, 即法布里—玻罗腔。半导体晶体的折射率 n 通常为 3 到 3.6, 因此在半导体晶体理解面和空气的界面上反射率 $(n-1)^2/(n+1)^2$ 为 25%到 31%的程度。由于半导体激光器的增益远大于气体激光器和固体激光器, 因此这种程度的反射率已经可以满足其作为腔镜的要求。

一般 F-P 型 LD 的腔长在百微米量级, 对应的纵模间隔 $(c/2nL)$ 为 1nm 量级, 而激光器的增益谱宽达到 100nm 量级, 所以在大多数情况下是多纵模振荡, 只有注入大电流使得某个波长消耗大部分的载流子从而压制住其他模式的振荡时, 才有可能实现单纵模振荡^[11]。

2. 分布反馈(DFB)型 LD 和分布布拉格反射器(DBR)型 LD

对于模式能够良好控制的半导体激光器, 虽然在直流工作时也可以单波长振荡, 但是对于有源层注入电流以数百兆赫兹以上的高频率来调制时, 就处于多个纵模同时振荡的多波长振荡状态。这是由于在直流工作时, 半导体激光器是通过模式竞争来实现单纵模振荡, 而在高频调制下, 腔内增益的变化比纯纵模稳定的速度还要快, 因此激光器变成了多纵模振荡。为了在超高速调制下也能够单波长振荡, 人们研发了 DFB 型和 DBR 型激光器。

DFB 型半导体激光器的基本结构如图 3.5 所示, 沿着有源层的上侧或下侧, 在与激光前进方向呈垂直方向上形成波浪形光栅结构, 通过引进这种光栅结构, 就等于沿着有源层引进了等效于 $n(z) = \bar{n} + n_1 \cos(Kz + \Omega)$ 的折射率周期结构。另外, 由于引进光栅结构, 一般说来对增益分布也引进了某种周期变化, 其变化为: $\gamma(z) = \bar{\gamma} + \gamma_1 \cos(Kz + \Omega)$ 。光栅间距为 $2\pi/K = \Lambda$, Ω 为光栅的相位角。当 $\Omega=0$ 时, 长度为 L 的 DFB 型激光器的纵模光谱如图 3.6。当折射率匹配 ($\gamma_1=0$) 时, 以布拉格频率 $\nu_B = Kc/4\pi\bar{n}$ 为中心, 左右对称列的模光谱见图 3.6(a)。当增益匹配 ($n_1=0$) 时, 最小阈值增益的模对应于 ν_B 的位置, 纵模光谱为夹着它左右对称排列的模光谱 (参见图 3.6(b))。

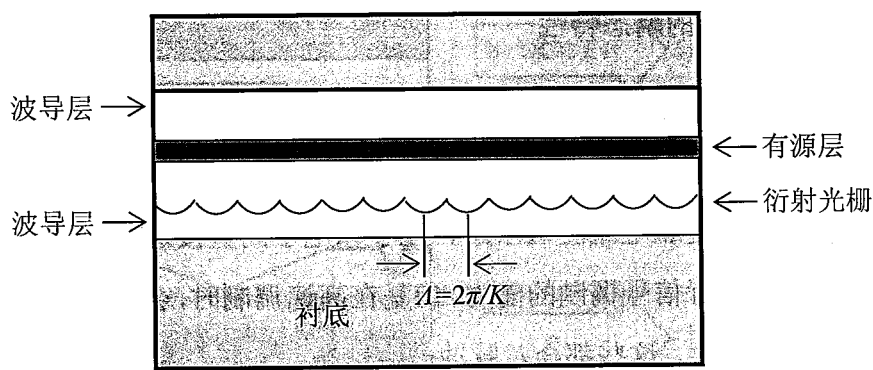


图 3.5 DFB 激光器的基本结构 (剖面图)

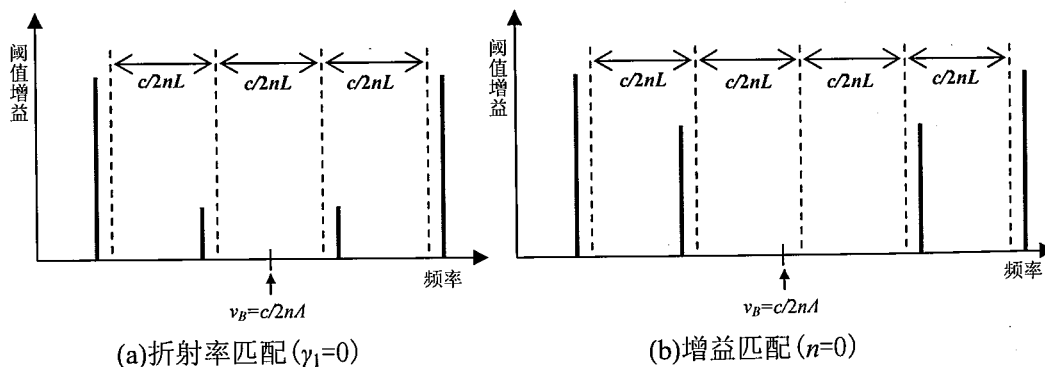


图 3.6 DFB 激光器的模光

对实际的半导体激光器而言, 因 Ω 难以控制所以 Ω 取各种值。理论显示, 即使那样, 根据条件单波长谐振也是可能的。理论还显示, 用衍射光栅的中部引进 $\Lambda/4$ 相位偏移的方法, 单波长谐振是可能的。对 DFB 型激光器而言, 如图 3.5 所示, 衍射光栅不是针对有源层全体, 而是在有源层外侧作为反射器代替解理面

而设置的因此仍然以控制谐振波长为目的。

DBR 激光器也是由光栅结构制作而成，而光栅结构与有源区相邻接并且与 DFB 激光器的光栅类似，两者最大的区别是 DBR 光栅与有源区是独立设置的，在有源区外侧的无源区波导内设置在布拉格条件附近的周期性折射率光栅作为反射器代替理解面，因此仍然以控制谐振波长为目的。因为在 DBR 区域没有放大功能，所以不用担心由于加工而引起的发光劣化，另外不需要注入电流用的结和电极，光栅上不必再生长晶体。但也由于 DBR 区域没有电流注入，所以要通过一定工艺来减少传播损耗。

3.3 半导体激光器的瞬态特性

3.3.1 速率方程

半导体激光器是靠电流注入激励、光子和电子间直接进行能量转换的器件，因此它具有直接进行信号调制的能力。但是在高速调制时，会产生例如弛豫振荡、自持脉冲振荡等特性，这些都会对脉冲产生影响。产生上述现象的原因是由于在有源区内激励电子浓度积累并达到阈值的同时，又有载流子和辐射场相互谐振作用。这两个相互作用的系统可以用电子的自发辐射复合寿命 τ_s 和光子寿命 τ_p 来描述，在谐振腔内和有源区内集聚的能量在载流子群和光子群两个子系统间相互转换，其作用频率则和 τ_s 和 τ_p 相关。可以借助于速率方程来描述两个子系统中载流子浓度的波动、光子密度的起伏和温度的变化。

联系载流子密度 N 和光子密度 S 的耦合速率方程组为^[12]：

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - \Gamma GS \quad (3.15)$$

$$\frac{dS}{dt} = \frac{N}{\tau_s} + \Gamma GS - \frac{S}{\tau_p} \quad (3.16)$$

式中， J 是注入电流密度， d 是有源区厚度， Γ 为光限制因子， G 为受激发射速率，是载流子 N 的函数，表示为增益系数与光速之积，在不考虑色散的情况下，有： $G = \left(\frac{c}{n}\right)g$ 。

上述两公式简单描述了腔内载流子和光子的供给、产生和消失之间的关系。公式(3.15)中的 J/ed 项表示随着注入电流增加而引起有源层内载流子浓度的增加； $-N/\tau_s$ 项表示自发辐射复合和非辐射复合引起的载流子浓度下降； $-\Gamma GS$ 项表示受激发射复合而引起的载流子浓度降低。式(3.16)表示光子浓度增加的速率等于受激发射光子产生速率，加上自发发射进入激光模式的速率，减去因腔内损耗引起的光子减少速率。速率方程各参量间的关系用图示法表现为图 3.7。

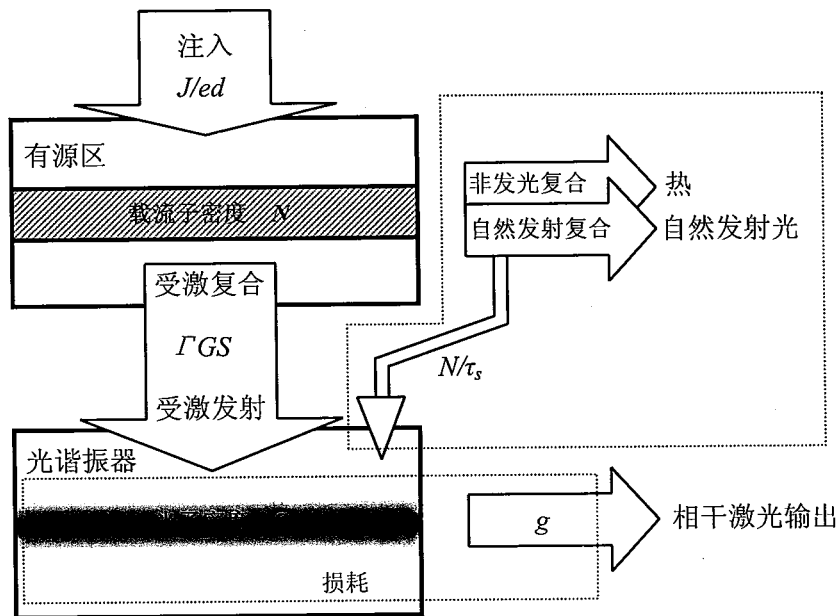


图 3.7 半导体激光器速率方程图示法

3.3.2 瞬态特性

高速调制对半导体激光器提出严格的要求，对输入的电信号不产生调制畸变，不因直接调制而使激光器光谱明显加宽，要求光源有窄的谱线宽度，不产生自持脉冲。然而当在激光器上施加瞬变的电脉冲注入时，在激光器内部将产生一些例如光子对注入载流子的响应延迟、弛豫振荡和自持脉冲振荡等与稳态不同的物理过程，这些瞬态效应将对高速调制产生影响。

如图 3.8 所示，在半导体激光器上加一个阶跃电流脉冲，最初当光子浓度极低时载流子浓度增加很快，在经过一个延迟时间 t_d 后达到阈值 N_{th} 。在这段时间内由于载流子浓度小于阈值，受激复合产生的光子数很少，载流子浓度增加很快。随着受激发射增强，谐振腔内光子数浓度急剧增加，当载流子浓度达到由注入速

率与复合速率所确定的平衡时，光强达到它的稳定值，但这段时间内，复合的迅速增加使得载流子消耗很大，但由于其大于阈值 N_{th} ，所以光子数还继续增加。到时间 t_N 时，载流子浓度降到阈值，光强达到最大值。随后，腔内损耗开始大于增益，光强开始下降，载流子浓度重新开始增加，如此重复形成图示的阻尼振荡，其振荡频率在 GHz 量级，成为半导体激光器的弛豫振荡。

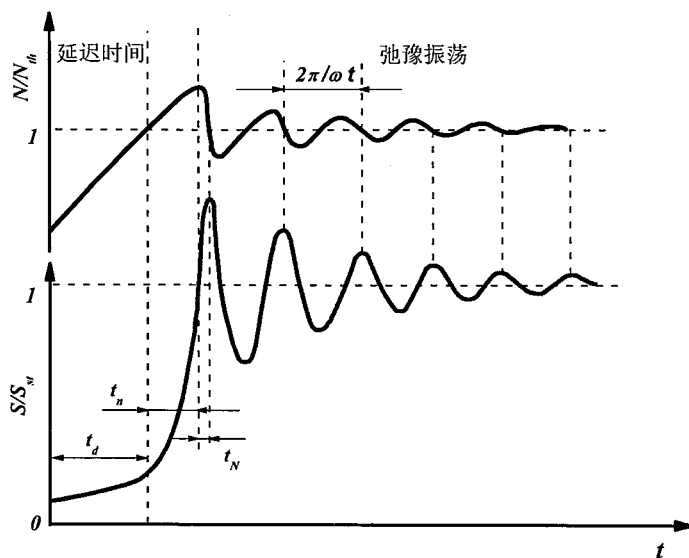


图 3.8 半导体激光器的瞬态过程

1. 响应延迟

在半导体激光器的瞬态模型中，延迟时间 t_d 比 t_n 和 t_N 要长的多，约为 2~3ns。在 t_d 时间内 $N < N_{th}$ ，光子数密度 $S \approx 0$ ，注入电流为理想阶越函数，并且有初始条件 $N(0)=0$ ，由式(3.15)可得：

$$N(t) = \frac{J\tau_s}{ed} [1 - \exp(-t/\tau_s)] \quad (3.17)$$

在 t_d 的末端，有 $N(t_d)=N_{th}$ ，代入(3.17)式得

$$t_d = \tau_s \ln\left(\frac{J}{J - J_{th}}\right) \quad (3.18)$$

由上式可见， t_d 和 $\ln[J/(J - J_{th})]$ 近似成线性关系，其斜效率由载流子寿命 τ_s 决定。

延迟时间 t_d 对实现半导体激光器的无畸变调制将产生重要的影响，为了减轻调制畸变，需要尽可能缩短延迟时间 t_d ，为此给激光器加上一个预偏置电流 I_0 。

由(3.18)式得 $t_d = \tau_s \ln[I/(I - I_{th} + I_0)]$ ，显然，当 $I_0 = I_{th}$ 时，即预偏到阈值电流 I_{th}

时, 有 $t_d=0$ 。

在考虑电流脉冲上升时间 t_r 时, 延迟时间的表达式修正为:

$$t_d \approx \tau_s \ln\left(\frac{J}{J-J_{th}}\right) + \frac{t_r}{2} \quad (3.19)$$

这种情况下, 延迟时间同样可以用预偏置电流的方法来减小。

2. 弛豫振荡

由半导体激光器的瞬态模型可以看到, 载流子和光子之间的能量交换需要一定的时间, 造成在载流子数和光子数达到稳定值之前, 均出现阻尼振荡, 即弛豫振荡。在这个振荡过程中, 系统储备的能量在载流子和光子之间相互转换, 最后趋于各自的稳定值。弛豫振荡的阻尼系数 σ 和振荡频率 ω_n 在小信号近似条件下可由速率方程得到如下:

$$\sigma = \frac{1}{2\tau_s} \left(\frac{J}{J_{th}} \right) \quad (3.20)$$

$$\omega_n = \left[\frac{1}{\tau_s \tau_p} \left(\frac{J}{J_{th}} - 1 \right) - \sigma^2 \right]^{1/2} \quad (3.21)$$

由上式看出, 弛豫振荡的角频率和衰减系数随工作电流的增大而增大。在阈值以上增大注入电流, 有利于高频调制。

弛豫振荡的阻尼时间与激光器的结构有着很大的关系。激光器的自发辐射系数 β 值的大小对激光器的弛豫振荡影响很大, β 增大, 弛豫振荡会逐渐减弱; 当 β 达到最大值 β_{max} 时, 系统为临界阻尼状态, 大于 β_{max} 后弛豫振荡将不再出现了^[13]。 β 可以表示为^[14]:

$$\beta = \frac{\lambda^4 K}{4\pi^2 n_R^3 V_A \cdot \Delta\lambda_g} \quad (3.22)$$

式中, V_A 为有源区体积, K 为激光器结构中增益波导相对强弱的像散因子。可以得出当激光器的有源区体积较小时(包括较薄和较窄的有源层厚度, 短腔), 振荡就会被阻尼的更厉害, 另外 K 系数较大的激光器也能使弛豫振荡受到较好的抑制。侧向载流子的扩散和与激光器结构相联系的寄生电容也会对弛豫振荡产生影响^[15], 在条宽较小的激光器中, 特别是没有侧向载流子限制的激光器中, 载流子扩散在抑制振荡方面起了更大的作用。另一方向, 在具有载流子限制结构的激

光器中, 进入激光模式的自发辐射系数是抑制尖峰的主要因素。另外, 将外部相干光注入激光器谐振腔内, 能产生与很大的自发辐射系数相同的效应, 可以用来抑制弛豫振荡^[16,17]。相同激光器发射光功率百分之一的输入, 就足以抑制弛豫振荡。基于该原理的集成化激光器也已被制作成功^[18]。

3. 自持脉冲振荡

当加在半导体激光器上的直流偏置高于阈值时, 就可能会出现自持脉冲振荡。其振荡频率范围从 0.1GHz 到数 GHz, 这将对高频直接调制产生很大的影响。

自持脉冲产生的原因主要有以下几种。半导体激光器空间上的不均匀性会造成自持脉冲^[19], 这使得有源区中产生可饱和吸收效应, 类似于饱和吸收体调 Q 振荡。这种非阻尼振荡, 在某些激光器性能退化的情况下也可以观察到。因此改善激光器有源层晶体的生长质量和均匀性对防止该种自持脉冲的产生是非常有效的。

在无强的内建波导的半导体激光器中, 自聚焦机制能加强自脉冲的强度。强的受激辐射扰动了载流子浓度的分布(空间烧孔效应), 影响到折射率的分布, 因而使辐射场聚束于谐振腔中心区(自聚焦效应), 如果这个效应强到足以克服增益的降低, 则尽管载流子浓度降低了, 模增益仍保持很高, 结果谐振腔内光子密度脉冲的阻尼减弱, 并产生自持光脉冲。当考虑时间和空间上载流子浓度分布和光子密度分布的变化以及激光器内波导效应对时间的变化时, 发生自脉动的可能性在很大程度上与任何结构不对称性有关(包括内建折射率分布剖面, 折射率随载流子浓度的变化等)。因此, 自脉动能否产生依靠两个过程的消长: 一个是载流子分布的空间烧孔产生的折射率波导变化引起光场收缩的过程; 另一个是载流子扩散填平烧孔效应造成的增益分布的反过程。当发生光脉冲时, 前一个过程的折射率波导变化使光场收缩, 从而使模增益增加。而在两个光脉冲的间隙内, 后一过程使光场扩展。如果光场能完全复原, 则模增益的振荡将重复维持下去, 这就形成了自持脉冲。增大注入电流可以减小光脉冲之间的间歇时间, 使得烧孔效应来不及完成, 自脉动也就无法维持。

3.4 半导体激光器的调制特性

3.4.1 小信号调制特性

半导体激光器一个突出特点就是调制方式简单,如图 3.9 式所示,抽运的驱动电流(矩形脉冲)可以直接调制光强。用调制驱动电流的方法,使注入到有源区内的载流子密度得到相应的调制,并发出强度被调制的激光脉冲。

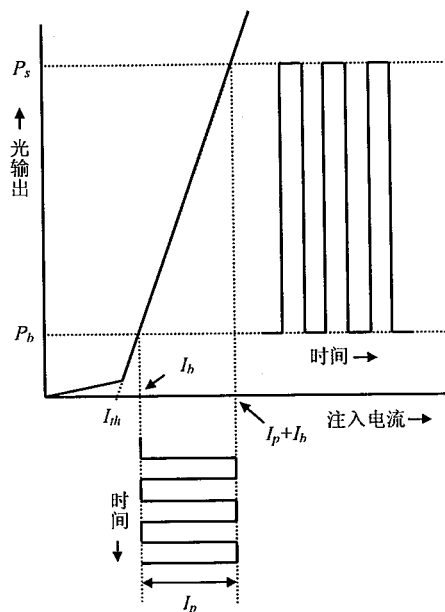


图 3.9 矩形脉冲调制

在强度调制中,用调制深度作为衡量调制信号强弱的依据。定义为调制信号幅度与调制波形峰值之比,即 $m = I_p / (I_b - I_{th})$, I_b 为偏置电流, I_p 为调制信号电流幅度,当调制深度小于 70% 时为小信号调制。对于通信用的半导体激光器,驱动电流仅为几十毫安,端电压约为 1V,调制所需的功率很小。

小信号调制中,半导体激光器的调制频率范围由其固有参数弛豫振荡频率 f_r 和寄生阻抗谐振频率 f_0 决定,而这两个参数都与半导体激光器的结构和内部参数有关,弛豫振荡频率可表示如下^[20]:

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2n}{c} \cdot \frac{\Gamma \eta}{h\nu \ln(1/R) W d \tau_p} P_{out} \right)^{1/2} \quad (3.23)$$

上式清楚地表明,可以通过增大输出光强 P_{out} 、减小谐振强光子数寿命 τ_p 和增加微分系数 η 来增大 f_r 。但是简单地提高激发电流来增加输出光功率,虽可以得到更大的带宽,但工作电流提高是与可靠性不相容的,而且光功率的相应增大可能

引起端面损伤。 τ_p 随吸收系数 α_i 的增大、腔长 L 的减小和腔反射率 R 的减小而减小, 但增加 α_i 带来外量子效率的下降和阈值电流的增加, R 的减小也会带来阈值电流的增加。缩短 L 一半可以使 f_r 增加 40%, 但也会使阈值电流和电流密度增加。在增大微分系数的方法中, 在有源层采用量子阱结构是最为有效的方法。另外, 改进半导体激光器器件结构和封装结构, 以降低寄生振荡, 也是增大调制带宽的有效方法。

3.4.2 大信号调制特性

在实际的应用中多采用半导体激光器的大信号脉冲直接调制, 此时, 谐振阈值设定在直流偏置电流, 或者比它稍微或高或低的水平上。用比该直流偏置电流充分大的矩形波脉冲电流作为调制信号, 叠加在谐振阈值上以驱动半导体激光器。在这种情况下, 输出光波在脉冲前沿部分成为伴有过渡性弛豫振荡的波形。通过速率方程对大信号脉冲调制输出的数值模拟结果见图 3.10。

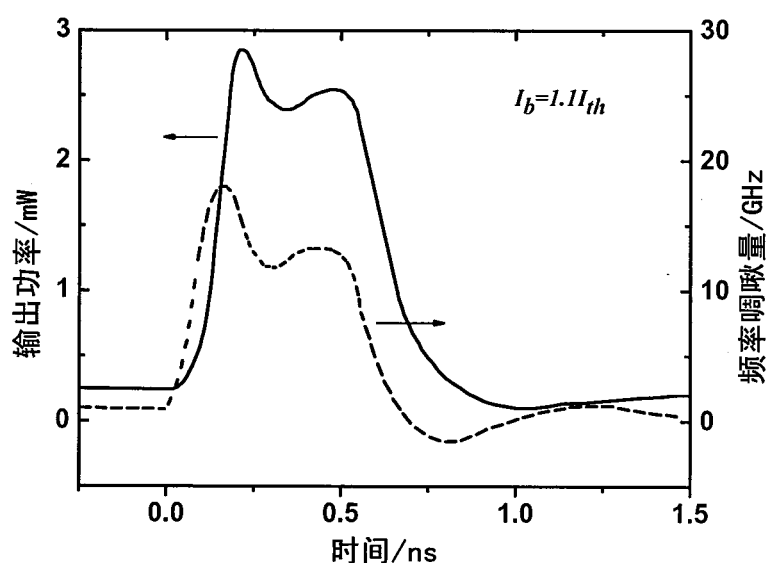


图 3.10 大信号矩形脉冲调制时的光脉冲波形和啁啾作用的数值结果

输出光谱的啁啾作用在小信号直接调制时不成问题, 但在大信号脉冲直接调制的情况下却是明显的问题。啁啾作用主要在脉冲输出光前沿的弛豫振荡区, 使得输出激光光谱随时间发生了变化。如果稳态频率 $\nu_0 = \omega_0 / 2\pi$, 则调制期间的频移量可表示为:

$$\Delta\nu(t) = \Delta\dot{\phi}(t)/2\pi \quad (3.24)$$

把这种由于驱动电流调制引起的输出光频率调制称为“频率啁啾”，其产生的根源是载流子诱发的折射率变化以及同时出现的激光器增益变化。

频率啁啾可以用来作为光频率的调制和高速扫描^[21]，这是其有利的一面。但是在光纤通信中，在进行激光器信号调制时会随之产生不必要的光频变化^[22]，具有这样的啁啾会使输出光的频谱宽度宽展到信息传递所需的频谱宽度以上，在具有群延迟色散的光纤中，长距离传输后信号波形变坏，从而不能实现原来的传送带宽和传送距离。

为了减少频率啁啾带来的损害，可以通过减小反波导参数来实现，采用量子阱结构的激光器微分增益大，反波导参数小，可实现小频率啁啾激光输出^[23]。另外，可以采用一个连续输出的半导体激光器对调制激光器进行注入锁定，外部的注入提供了一种模式牵引机构，从而减小了调制激光器的频率啁啾。对驱动电流脉冲形状整形也是一种可行的方法，在电流脉冲前沿使之有一个小的电流阶跃，这就使弛豫振荡幅度减小，从而大大减弱频率啁啾。

3.4.3 增益开关

大信号调制半导体激光器时，在激光脉冲的前沿会产生振幅较大的弛豫振荡，如果在振荡的第一个周期结束时停止电流的注入，则可以得到由弛豫振荡第一个尖峰决定宽度的单一脉冲输出。利用注入电流使半导体激光器的增益急剧变化，由此产生超短激光脉冲的方法称为增益开关。一般情况下，用于驱动的电脉冲的宽度要可以大于光脉冲宽度，范围在皮秒和纳秒量级。常用的驱动脉冲源包括梳状波发生器^[24, 25]、皮秒光电导开关^[26, 27]以及阶跃恢复二极管^[28]。在上述方法下，电脉冲宽度的范围一般在 50~1000ps。另外，也可以使用重复频率为 GHz 量级的大幅度的正弦信号来调制半导体激光器产生增益开关光脉冲。

增益开关半导体激光器的优点主要包括：使用简单的驱动电路就能产生超短激光脉冲，和锁模激光器相比，增益开关半导体激光器的稳定性更高，重复频率也更高；能用电流波形控制脉冲宽度和周期。

增益开关产生超短激光脉冲的过程可以用图 3.11 来描述。在激光器两端加直流偏置 I_0 和脉冲电流， I_0 可以略高或略低于激光器的阈值电流。随着电流脉冲

的增加,使得腔内载流子浓度迅速超过阈值 n_{th} , 激光振荡开始形成。载流子浓度继续增加直到最大值 n_i , 腔内受激辐射急剧增强, 光子数密度迅速增大, 载流子被大量消耗, 直至浓度下降到 n_f , 低于阈值浓度, 激光的振荡被迫停止, 腔内光子数密度随之迅速下降, 至此完成一次增益开关过程, 输出一个激光脉冲。

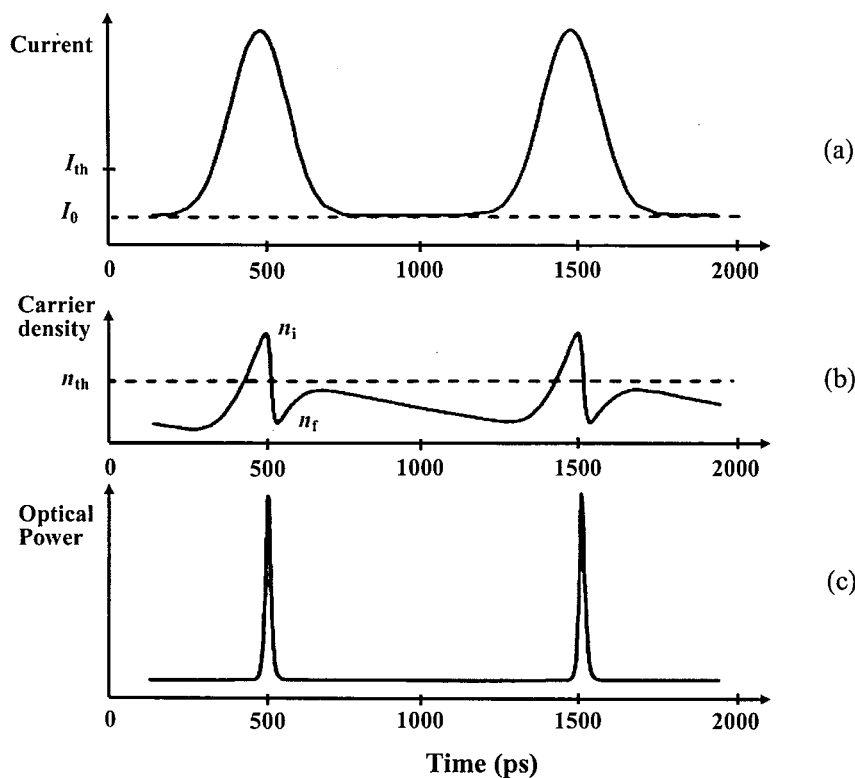


图 3.11 增益开关的时间演化(a)驱动电流(b)载流子密度(c)输出脉冲

增益开关的动态过程在理论上可以用联系载流子浓度 N 和光子数密度 S 的速率方程来进行分析。

3.5 短脉冲调制半导体激光器的实验研究

3.5.1 窄脉冲驱动的研制

对于脉冲调制的半导体激光器,其输出激光的特性和脉冲质量直接取决于驱动电流脉冲。实验中,我们获得的激光脉冲主要应用于激光测距和激光三维成像,因此对于激光脉冲的参数要求如下:(1)输出波长在激光传输的大气窗口以内,

能在大气中以较小的损耗传输；(2)激光脉冲的重复频率在 10kHz~100kHz 的范围内可调谐；(3)激光的脉冲宽度小于 5ns；(4)激光的光谱宽度小于 1nm；(5)工作在入眼安全波长。

根据输出激光脉冲的参数，考虑到系统的可行性和成本，我们采用 FPGA 来产生 10kHz~100kHz 范围内频率可调的方波来作为雪崩晶体管的触发源。最后通过选取合适的雪崩晶体管和设置合理的电路参数来获得上升沿较快波形较好的纳秒级电脉冲来驱动半导体激光器，驱动电路的结构示意图见图 3.12。

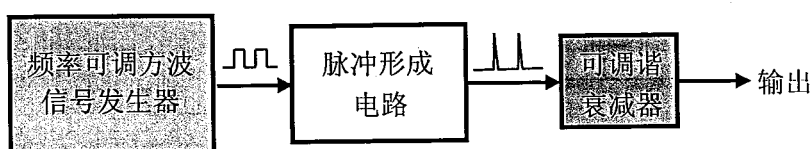


图 3.12 短脉冲驱动电路结构示意图

频率可调方波信号发生器主要包括频率控制字转换部分、N 位累加器、ROM 查找表、D/A 转化、低通滤波器、比较器几个部分，其原理框图如图 3.13 所示。

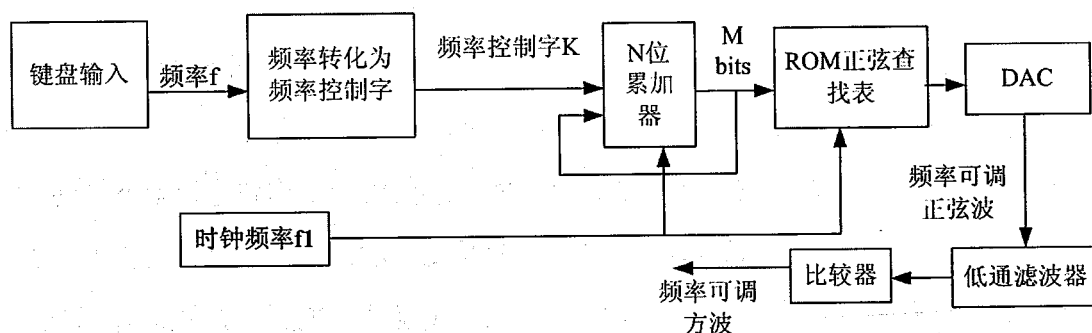


图 3.13 频率可调方波信号发生器原理框图

f_1 为时钟频率， f 为输出方波的频率， K 为频率控制字， N 为累加器的字长， M 为 ROM 地址线位数。输出频率 f 由 f_1 和 K 共同决定，即 $f=f_1 \times K/2^N$ 且 $K < 2^{N-1}$ 。N 位累加器为反馈电路，在时钟频率 f_1 的控制下，输入频率控制字和反馈回来的上一个时钟周期的输出进行累加，同时累加器输出的高 M 位数值，将作为查找 ROM 表中取样数据的地址值，累加器满量时就会产生溢出。相位累加器的输出对应于该时刻合成周期信号的相位，并且这个相位是周期性的，在 $0 \sim 2\pi$ 范围内变化。相位累加器位数为 N ，最大输出为 2^{N-1} ，对应于 2π 的相位，累加一次就输出一个相应的相位码，通过查表得到正弦信号的幅度。ROM 查找表中存储着一

个完整周期的正弦波幅度信息,通过取得的采样地址值进行查表,从 ROM 表中输出相应的波形采样数据,送入 D/A 转换器转换成模拟信号,由低通滤波器滤除杂散波和谐波以后再通过比较器输出一个频率为 f 的方波。DDS 的最小分辨率 $\Delta f_{\min}$ 可达 $\Delta f_{\min} = f_1 / 2^N$ 。理论上通过设定 DDS 相位累加器的位数 N 、频率控制字 K 和时钟频率 f_1 的值,就可以产生任意频率的输出。图 3.14 为所示为方波信号发生器产生的幅度为 5V,频率为 10kHz 时的方波信号。

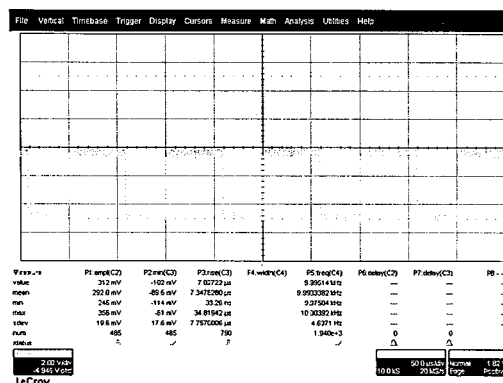


图 3.14 方波信号发生器输出的波形

脉冲控制部分利用雪崩晶体管和脉冲形成线来形成固定脉宽的脉冲,电路图如图 3.15 所示。Q1 的基极接前级比较器出来的频率可调方波,通过调节电位器 R3 可以改变 Q2 的触发脉冲幅度,使得 Q2 工作在最佳工作状态,减小抖动。HV 为可调高压电源,调节 HV 可改变输出脉冲幅度及触发延时。晶体管的基极加入触发脉冲,触发脉冲到来之前,晶体管截止,其集电极电压按指数规律增加,最后脉冲形成线上充得的电压约等于 HV,触发脉冲到来之后,晶体管基极电流的增加使得雪崩晶体管工作点发生变化,管子迅速被击穿,工作点由击穿前工作于高阻区变为击穿后工作于负阻区,产生骤然增加的雪崩电流,此时,脉冲形成线上储存的电荷在这个电流的作用下,通过该管放电,在负载 R5 上产生一个正阶跃,由于脉冲形成线上储存的电荷量有限,导致有限的输出脉冲宽度。脉冲形成线产生的方波电脉冲半宽度由 $\Delta t = 2L/v$ 决定。其中 L 为脉冲形成线长度, v 为电磁场在其中的传输速度 ($v=1.9 \times 10^8 \text{ m/s}$)。

因为实际所采用的脉冲形成线长度较短,其电阻可以近似为 0,其电感作用也较小,可以近似忽略,因此脉冲形成线可以近似等效为一个电容。脉冲形成电

路可以近似用集电极电阻 R_c 和脉冲形成线等效电容 C 所组成的 RC 充放电回路来等效。为了使电路输出最大脉冲, 两次触发的时间间隔必须大于电容 C 的充电时间, 所以电流的最高重复频率约为 $f_m=1/3R_cC$, 其中 R_c 为雪崩管集电极电阻阻值, C 为脉冲形成线的等效电容。触发脉冲重复频率为 10kHz-100kHz, 因此需要选择合适的 R_c 值, 本设计中 R_c 选为几十千欧姆。同时根据雪崩管的输出振幅和脉冲前后沿要求来选取合适的雪崩晶体管。

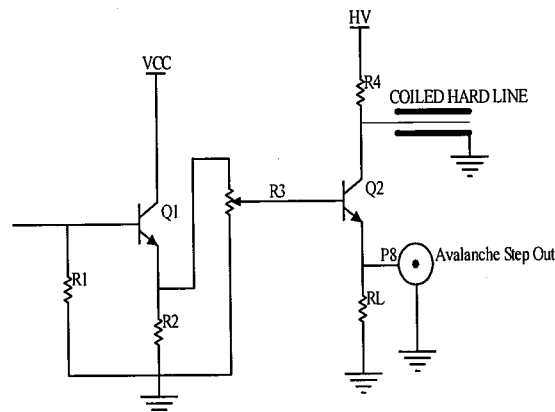


图 3.15 脉宽控制原理图

实验产生的脉冲波形如图 3.16 所示, 利用 Lecroy 示波器测量得到输出脉冲上升沿 671ps, 下降沿 338ps, 脉宽 3.022ns, 脉冲幅度为 21.84V (图中数据是信号经过一个 10 倍衰减器测得的)。

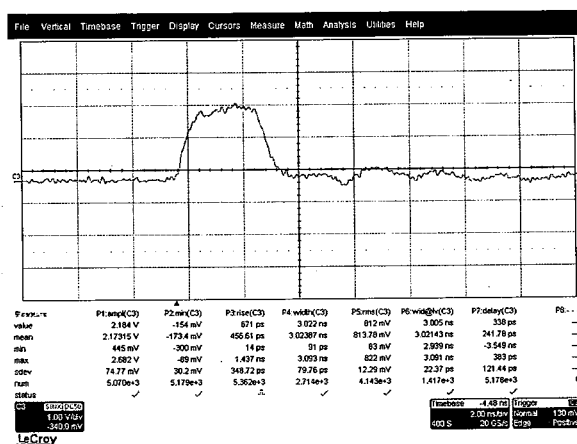


图 3.16 短脉冲形成电路的输出电脉冲波

由于短脉冲形成电路的参数调试完成后, 最佳工作点将被确定, 其输出电压一般是不能大范围调节的, 因此我们在其输出端接上一个可调谐衰减器对输出脉冲信号的电压进行调节以获得激光器所需的电流脉冲。

3.5.2 大信号直接调制半导体激光器的实验

为了获得尽可能高的激光能量输出，我们采用大信号直接调制半导体激光器。实验装置示意图如图 3.17 所示。电脉冲为自己研发的窄脉冲驱动（见 3.5.1 节），其输出的电流脉冲的宽度为 3ns，重复频率 10kHz~100kHz 可调；偏置电流由一个恒流电源提供。电脉冲和偏置电流通过一个偏置 T 型耦合器（Bias-T）合并后输出与半导体激光器相连接。激光器我们选用了输出波长为 1550nm 附近的 DFB 半导体激光器。采用 Lecroy8600 型示波器（带宽 6GHz）和 Newfocus1142（带宽 45GHz）光电探测器测量脉冲的时域波形，用 Ando 6315A 光谱仪（最高分辨率为 0.05nm）测量激光器的输出光谱。

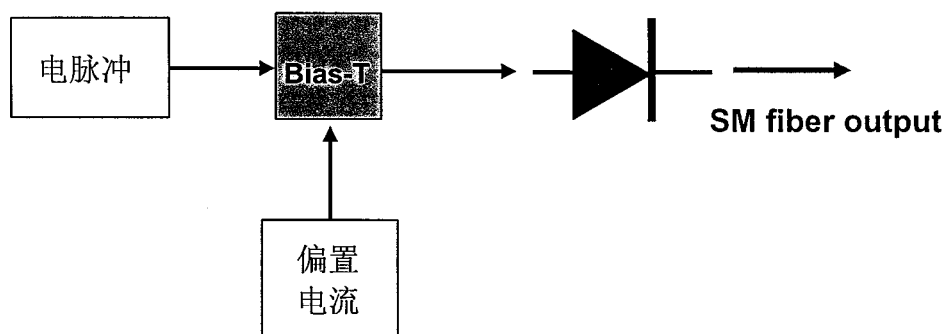


图 3.17 大信号直接调制半导体激光器实验装置示意图

实验中，我们将偏置电流设置在激光器阈值处，调节电脉冲的幅度并使用示波器进行观测，使得输出激光脉冲在保证脉冲质量最佳时获得最高的能量输出。对于 1550nm 的半导体激光器，我们获得的脉冲时域图见图 3.18。从图中可以看出，激光脉冲的宽度为 3.5ns，稳定性非常好，并且脉冲的时间波形质量很高，没有发现明显的弛豫振荡和多脉冲。

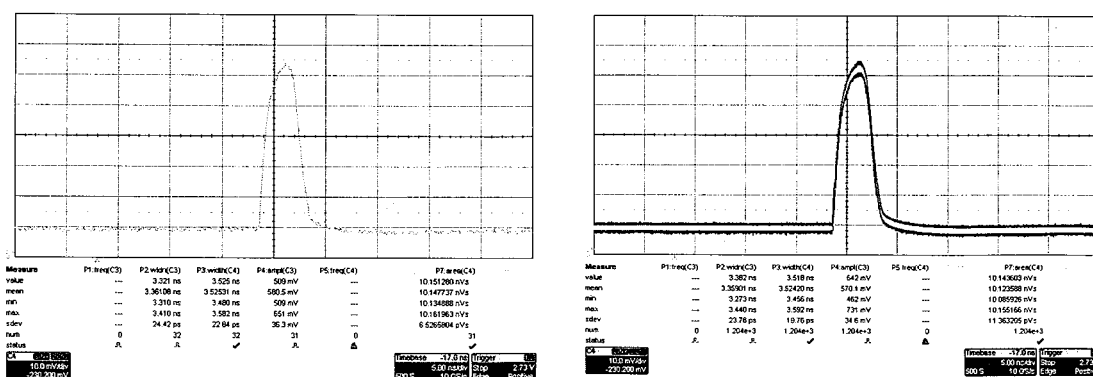


图 3.18 1550nm 激光器输出的脉冲波形。左图为单次脉冲图，右图为 1000 次脉冲叠加图。

图 3.19 为激光器的输出光谱和线宽，由于激光器的光谱线宽很窄，采用光谱仪已经无法准确测量其线宽，所以采用移频外差的方法测量了其线宽，线宽为 $3.281/2=1.64(\text{MHz})$ ，用光谱仪测得激光的中心波长为 1547.8nm 。

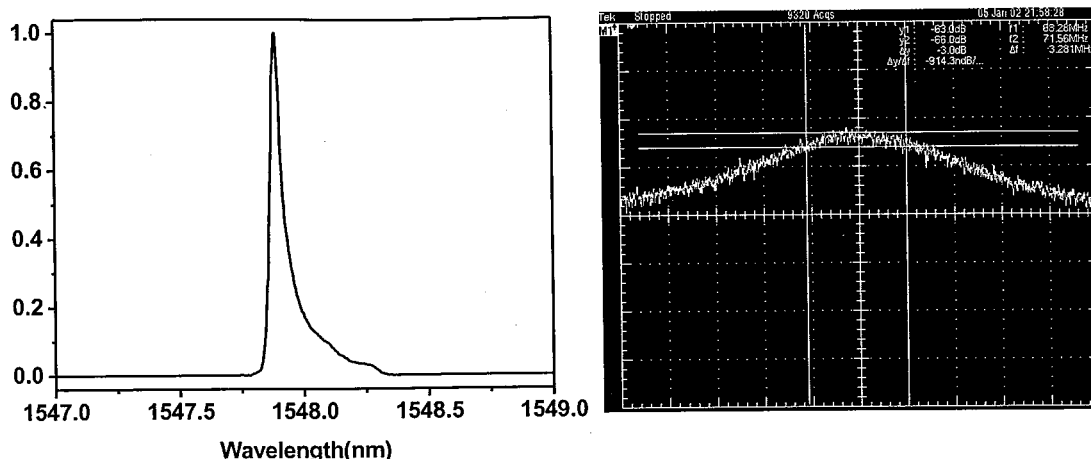


图 3.19 激光器输出的光谱和线宽图

另外，我们还选用了 1064nm 光纤输出的外腔 FBG 半导体激光器来进行实验。它是一个复合腔激光器，内部腔是一个 F-P 腔的半导体激光器，一般情况下为多纵模输出，并用单模光纤耦合输出。为了获得更窄的线宽，在输出端光纤上光刻了一段光纤布拉格光栅（FBG）作为外腔进行模式选择。

仍然采用图 3.17 所示的实验装置进行实验，但电脉冲由信号源 PHILIPS PM5785B 提供，该信号源可以提供脉冲宽度可调、最小宽度为 3.3ns 的矩形脉冲。实验中，当我们使用电脉冲的脉冲宽度为 10ns ，并改变偏置电流分别为 $I_0=0$ ， $I_0=I_{\text{th}}$ ， $I_0=1.5I_{\text{th}}$ 时，获得激光脉冲的波形如图 3.20 所示。在激光脉冲的上升沿出现了明显的阻尼振荡波形，在不加偏置电流的情况下，振荡最为明显，振荡的幅度最大，阻尼振荡的个数最多；随着偏置电流的增加，振荡的幅度开始下降，阻尼的个数也开始减少了，当偏置增大到 1.5 倍的阈值电流时，阻尼振荡的幅度下降到输出稳定时的幅度，但在这种状态下激光器已经开始出现较为明显的直流分量。这对脉冲能量的提高不利，尤其是用该激光器作为种子进行放大时，将会产生很大的直流光信号，这对激光脉冲放大系统会造成不利的影响，因此激光脉冲的应用层面上来讲，激光器不能工作在偏置电流超过阈值电流的情况下。根据 3.3.2 节的理论分析可知这种阻尼振荡是由半导体激光器的弛豫振荡造成的。

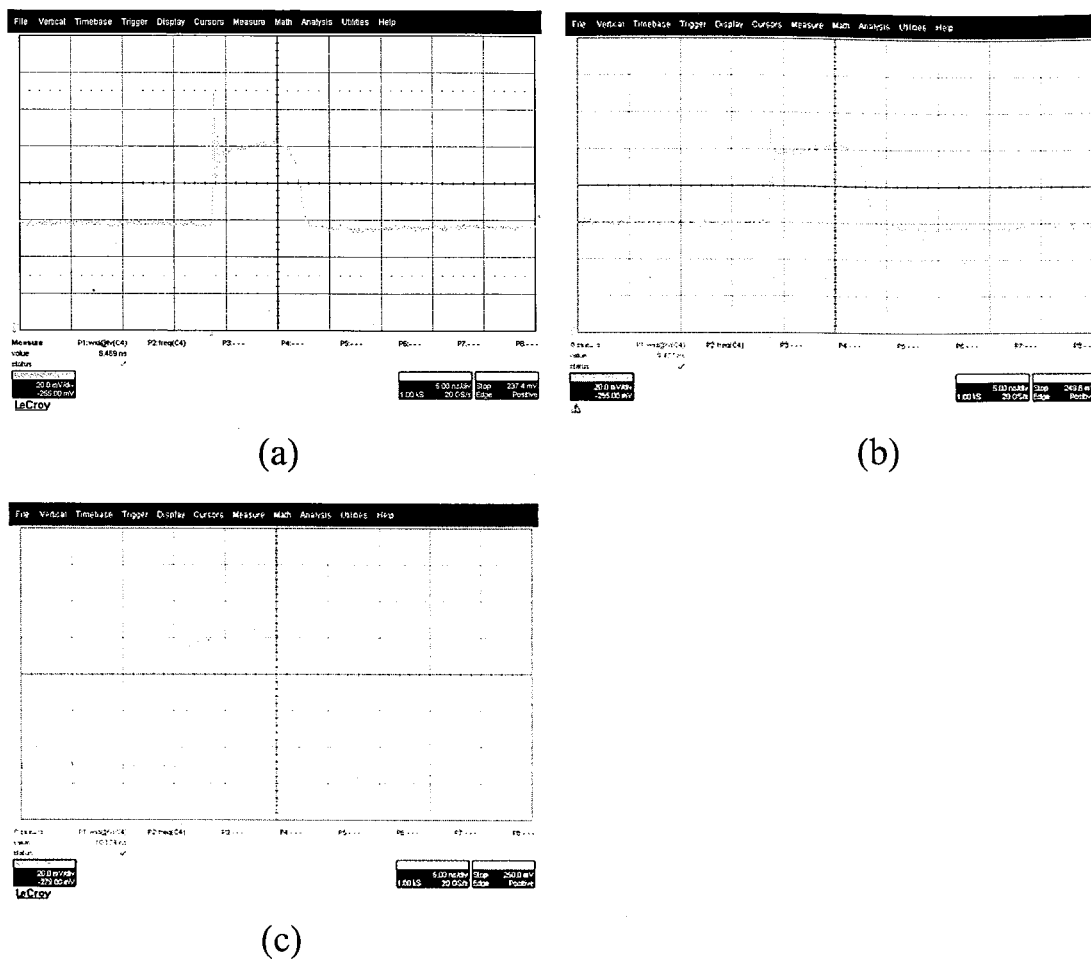


图 3.20 不同偏置电流时输出的脉冲波形图。(a) $I_0=0$, (b) $I_0=I_{th}$, (c) $I_0=1.5I_{th}$ 。

为了研究电脉冲上升沿对弛豫振荡的影响，我们在保持电脉冲幅度和偏置电流为阈值电流不变的前提下，逐渐增大脉冲的上升沿，将矩形脉冲（图 3.20 中采用的电脉冲的上升沿为 1ns）变成梯形脉冲来调制半导体激光器，获得的激光脉冲波形如图 3.21 所示。其中，(a)图中上升沿 $r=5\text{ns}$ ，脉冲宽度 12ns；(b)图中上升沿 $r=7\text{ns}$ ，脉冲宽度 12ns；(c)图中上升沿 $r=12\text{ns}$ ，脉冲宽度 20ns；(d)图中上升沿 $r=20\text{ns}$ ，脉冲宽度 40ns。由这四幅图可以看出，随着电脉冲上升沿宽度的增加，激光脉冲前沿的弛豫振荡在逐渐减弱，第一个尖峰的幅度尤为明显。但由于电脉冲为梯形脉冲，因此上升沿增加时不可避免的使得脉冲宽度随之增加，因此(c)图中脉冲宽度为 20ns 时，在激光脉冲后沿也出现了振荡的小脉冲，而且脉宽在变宽时，脉冲的个数也随之增加，见图(d)。

对电脉前沿进行处理完全可以用来减弱或者消除弛豫振荡，对于我们选用的

半导体激光器，可以对脉冲宽度小于 15ns 的电脉冲的上升沿做一个缓慢上升或者台阶的处理，这在下一步实验中会实现。

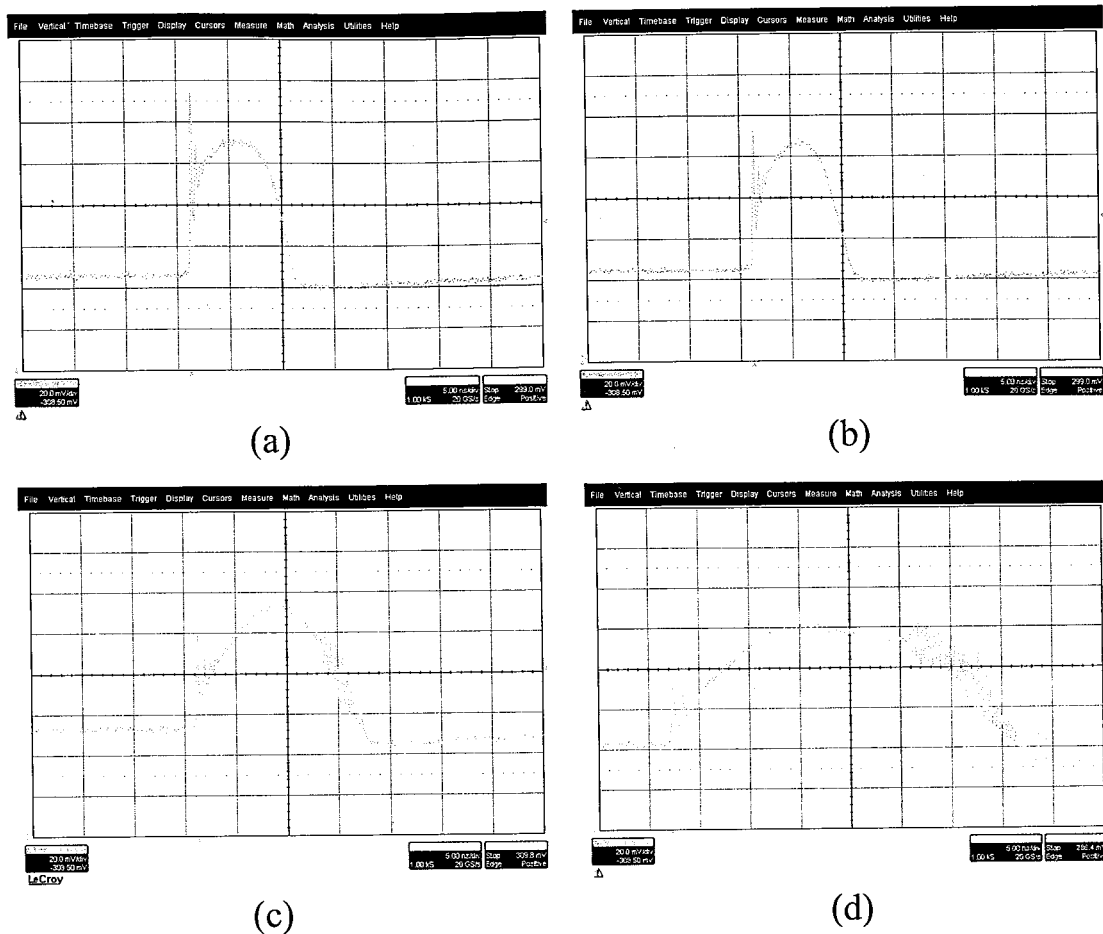


图 3.21 不同电脉冲上升沿时输出的脉冲波形图：(a) $r=5\text{ns}$,(b) $r=7\text{ns}$,(c) $r=12\text{ns}$,(d) $r=20\text{ns}$ 。

实验中，当电流脉冲的上升沿为 1ns，偏置电流为阈值电流时，增加脉冲宽度大于 15ns 后会出现一系列有规律的振荡脉冲，图 3.22 所示脉冲为宽度为 55ns 时的脉冲波形，这个现象可以用 3.3.2 节的自脉冲振荡的理论来解释。

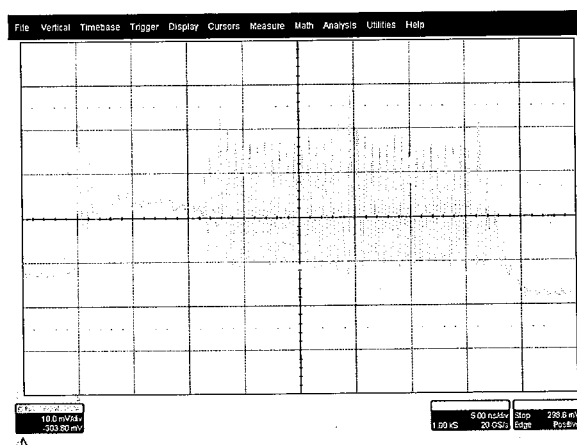


图 3.22 $r=1\text{ns}$ ，宽度为 55ns 的电脉冲调制时的激光脉冲波形

激光器的输出光谱见图 3.23，由于采用了 FBG 选模机制，因此输出光谱还是比较理想的。

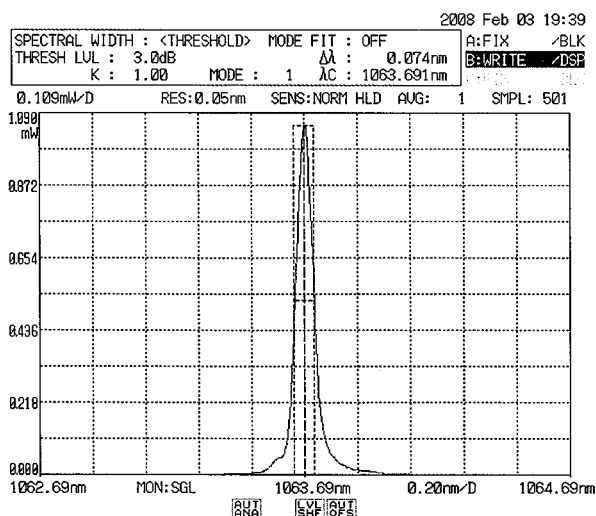


图 3.23 外腔 FBG 半导体激光器的输出光谱

对于脉冲激光测距、激光三维成像等应用而言，采用大信号调制的方法来产生激光脉冲时，应该设法避免脉冲前后沿的弛豫振荡和自脉冲振荡。为此，应该挑选参数优良的半导体激光器，从根源上避免两种不必要振荡的产生。

3.5.3 增益开关半导体激光器的实验

从 3.4.3 节中的增益开关半导体激光器的基本原理可知，我们需要从半导体激光器产生的激光脉冲中选出其弛豫振荡脉冲中的第一个尖峰。所以，我们希望半导体激光器有明显的弛豫振荡效应，并且第一个尖峰脉冲有较大的振幅，这和 3.5.2 节中的期望是恰恰相反的。因此对于不同的目的，我们要选择不同参数的半导体激光器来满足我们的要求。

我们仍采用图 3.18 所示的实验装置，电脉冲由信号源 PHILIPS PM5785B 提供，半导体激光器仍采用 1064nm 的光纤外腔 FBG 半导体激光器。当偏置电流设置为阈值电流时，调节电脉冲宽度，发现激光脉冲的宽度随着电脉冲宽度的减小而减小，当电脉冲宽度为 3.5ns 时，输出的激光脉冲只剩下弛豫振荡的第一个尖峰，实现了增益开关的工作状态。当偏置电流设置为零时，增加电脉冲宽度为 5ns 时，也同样可以实现增益开关。输出激光的脉冲宽度为 186ps，重复频率可为 1Hz~100MHz 连续可调，脉冲较为稳定，实验中测的脉冲波形图见图 3.24。

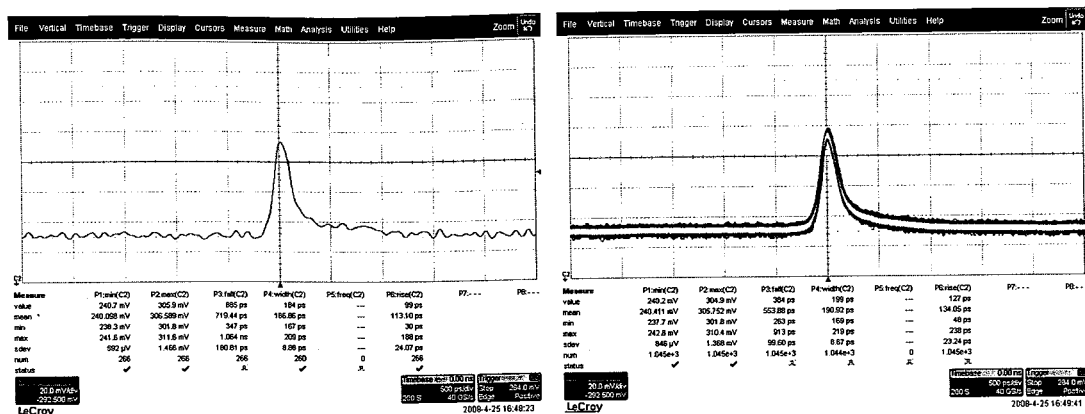


图 3.24 增益开关半导体激光波形。左图为单次脉冲图，右图为 1000 次脉冲叠加图。

利用半导体激光器的速率方程(3.15)和(3.16)，我们对增益开关过程进行了数值模拟。电脉冲设为理想的矩形脉冲，方程中的各个参数分别取下列值：

$$d=2.6 \times 10^{-12} \text{m}, J=0.18 \text{mA}, N_0=1 \times 10^{24}, S_0=1 \times 10^{19}, \tau_s=2.2 \times 10^{-9}, \tau_p=2.5 \times 10^{-12}.$$

当 $I_0=I_{th}$ ，电脉冲宽度为 10ns 时，模拟获得的脉冲波形如图 3.25，这和 3.5.2 节中的大信号直接调制半导体激光器实验中获得的结果非常吻合，在脉冲的前沿出现了弛豫振荡的尖峰脉冲，随后逐渐减弱直至稳定。当 $I_0=I_{th}$ ，电脉冲宽度为 2ns 时，模拟获得的脉冲波形如图 3.26，此时为增益开关工作状态，激光的脉冲宽度为 200ps，这和实验中获得的 186ps 也非常接近。

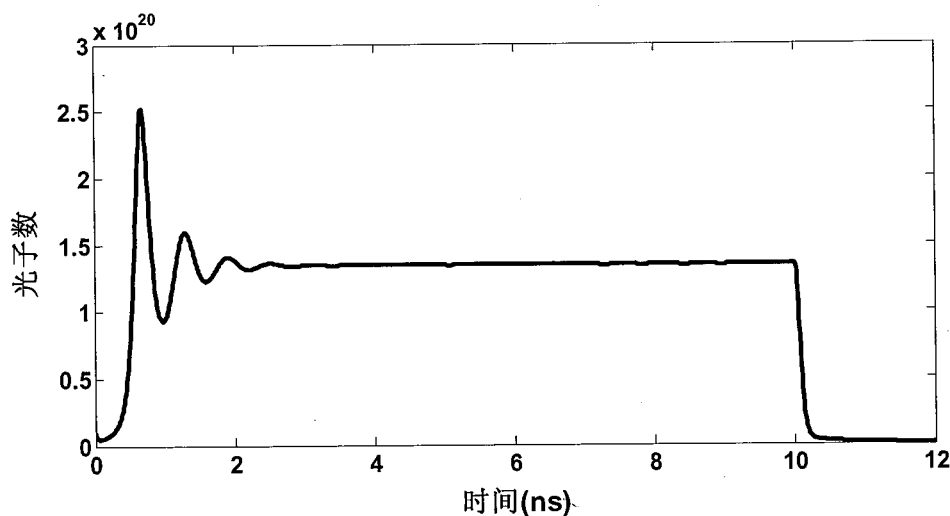


图 3.25 电脉冲宽度为 10ns 时的模拟结果

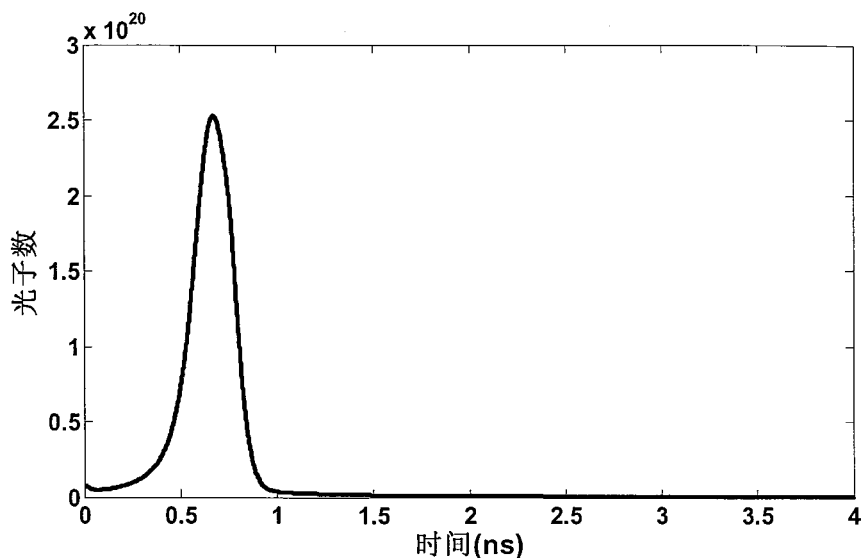


图 3.26 电脉冲宽度为 2ns 时的模拟结果

3.6 结论

本章主要介绍了采用对半导体激光进行调制的方法来获得纳秒和皮秒脉冲的输出工作。

对于纳秒脉冲的获得, 为了使其输出较高能量的脉冲, 我们采用了大信号直接调制的方法。为此, 我们专门研制了针对实际应用的纳秒电脉冲驱动, 其输出脉冲宽度为 3ns, 重复频率 10kHz~100kHz 可调谐。实验中, 我们选用了两种参数不同的半导体激光器(1550nm DFB 半导体激光器和 1064nm 外腔光纤 FBG 半导体激光器)作为光源, 前者获得质量较高的纳秒激光脉冲输出, 后者则出现了明显的弛豫振荡和自脉冲振荡。通过两者的对比得知, 在纳秒脉冲调制半导体激光器时, 应该尽量通过激光器参数的选择来消除产生激光脉冲中出现的弛豫振荡和自脉冲振荡现象。

我们采用增益开关技术来实现皮秒激光脉冲的输出。使用弛豫振荡较强的半导体激光器作为光源, 在电脉冲宽度为 3.5ns 时获得了脉冲宽度为 186ps 的激光脉冲输出, 脉冲的重复频率从 1Hz~100MHz 连续可调谐。

最后, 我们对大信号调制半导体激光器和增益开关半导体激光器的输出进行了理论计算, 计算结果和实验结果吻合的较好。

参考文献

- [1] Kurnosov, V. D., V. I. Magalyas, A. A. Pleshkov, L. A. Rivlin. V. G. Trukham, V. V. Tsvetkov. Self-Modulation of Emission from an Injection Semiconductor Laser. JETP Letters, 1996, 4:303-305.
- [2] Drozhbin, Y. A., Y. P. Zakharov, V. V. Nikitin, A. S. Semenov, V. A. Yakovlev. Generation of Ultrashort Light Pulses by a GaAs Semiconductor Laser. JETP Letters, 1967, 5:143-145.
- [3] Ho. P. T., L. A. Glasser, E. P. Ippen, H. A. Haus. Picosecond Pulse Generation with a CW GaAlAs Laser Diode. Applied Physics Letters, 1978, 33: 241-243.
- [4] T.Kobayashi, A.Yoshikawa, A.Morimoto, Y.Aoki and T.Sueta: Technical Digest, XI International Quantum Electronics Conference, W1.
- [5] R. Nagarajan, T. Kamiya, A. Kasukawa, and H. Okamoto. Observation of ultrashort (<4 ps) gain-switched optical pulses from long wavelength multiple quantum well lasers. Appl. Phys. Lett., 1989, 55:1273-1275.
- [6] Z.G. Lu, J.R. Liu, S. Raymond, P.J. Poole, P.J. Barrios, D. Poitras. 312-fs pulse generation from a passive C-band InAs/InP quantum dot mode-locked laser. Opt. Exp., 2008,16(14):10835-10840.
- [7] Khawaja Aamer Ahmed, Kai Choong Chan, Hai-Fang Liu. IEEE J.of Selected Topics in Quantum Electron., Femtosecond pulse generation from semiconductor lasers using the soliton effect compression technique. 1995, 1(2):592-600.
- [8] Morozov, V., V. V. Nikitin, and A. A. sheronov. self-Synchronization of Modes in a GaAs Semiconductor Inject Lasers. JETP Letters, 1968, 6:256-258.
- [9] Vasil'ev, P. P., A. B. Sergeev. Generation of Bandwidth-Limited 2ps Pulse with 100GHz Repetition Rate from Muli-Segment Injection Laser. Electronics Letters, 1989, 25:1049-1050.
- [10] Chen, Y. K., M. C. Wu, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, M. A. Chin. Subpicosecond Monolithic Colloding-Pulse Mode-Locked Multiple Quantum Well Lasers. Appl. Phys. Lett., 1991, 58(12):1253-1255.
- [11] 张书练, 正交偏振激光原理, 北京, 清华大学出版社, 2005

- [12] Agrawal G. P. and Dutta N. K., Semiconductor Lasers, New York :Van Nostrand Reinhold, 1993:275-292.
- [13] P. M., Boers, M. T. Veadingerbroek. Dynamic behavior of semiconductor lasers. Electron. Lett., 1975, 11(10):206-208.
- [14] B. Mroziwicz et al. Translated by J. Krauze. Physics of Semiconductor Lasers. Amsterdam, North-Holland, 1991.
- [15] N. Chinone et al. Stabilization of semiconductor. laser outputs by a mirror close to a laser facet. Appl. Phys., 1978, 33:990-992.
- [16] R. Lang, K. Kobayashi. Suppression of the relaxation oscillation in the modulated output of semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron., 1976, QE-12(3):194-199.
- [17] K. Otsuka. Analysis of the Effects of External Injection and Diffusion of Excited States on Relaxation Oscillations in Lasers. IEEE J. Quantum Electr., 1977, QE-13(7):520-524.
- [18] D. Fekete, W. Streifer, D. R. Scifres, R. D. Burnham. High-speed laser modulation with integrated optical injection. Appl. Phys. Lett., 1980, 37:975-978.
- [19] N. G. Basov, V. N. Morozov, V. V. Nikitin, A. S. Semenov. Investigation of GaAs laser radiation pulsation. Phys. Semicond., 1968, 1(10):1305-1308.
- [20] N. Chinone. Nonlinearity in power-output-current characteristics of stripe-geometry injection lasers. Appl. Phys., 1977, 48(8):3237-3243.
- [21] S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, T. Kimura. Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers. IEEE J. Quantum Electron., 1984, QE-18(4):582-595.
- [22] N. K. Dutta, N. A. Olsson, L. A. Koszi, P. Besomi, R. B. Wilson. Frequency chirp under current modulation in InGaAsP injection lasers. Appl. Phys., 1984, 56(7):2167-2169.
- [23] Y. Arakawa, A. Yariv. Theory of Gain Modulation Response, and Spectral Linewidth in AlGaAs Quantum Well Lasers. IEEE J. Quantum Electron., 1985, QE-21, 1666-1674.
- [24] Lin, C., Liu P. L., Daman T. C., Eilenberger D. J., Hartman R. L.. Simple

- picosecond pulse generation scheme for injection lasers. *Electron. Lett.*, 1980, 16(15):600-602.
- [25] Kobayashi, T., Yoshikawa A., Morimoto A., Aoki Y., and Sueta T.. Generation of ultrashort optical pulse by pulse driving of a semiconductor diode laser. Technical Digest Papers, 11th International Quantum Electron. Conference, Boston, USA, June, 1980, Paper W1.
- [26] Gobel, E. O., Veith G., Kuhl J., Habermeier H.-U., Lubke K., Perger A.. Direct gain modulation of a semiconductor laser by a GaAs picosecond optoelectronic switch. *Appl. Phys. Lett.*, 1983, 42(1):25-27.
- [27] P. M. Downey, J. E. Bowers, R. S. Tucker, E. Agyekum. Picosecond dynamics of a gain-switched InGaAsP laser. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1987, 23:1039-1046.
- [28] D. Bimberg, K. Ketterer, H. E. Scholl, H. P. Vollmer. Generation of 4ps light pulses from directly modulated V-groove lasers. *Electron. Lett.*, 1984, 20:343-345.

第四章 窄线宽脉冲掺 Er^{3+} 光纤放大器的研究

4.1 引言

目前,利用光纤激光器获得脉冲输出的方法大体上有三种:一种为调 Q 光纤激光器,在第二章中已经作了介绍;第二种是锁模光纤激光器,其输出脉冲宽度较窄,一般在皮秒甚至飞秒量级,实现锁模的方法包括:(1)借助于光纤中非线性偏振旋转采用环行腔结构实现锁模^[1,2], (2)在光纤线性腔内加入 SESAM,利用其可饱和吸收特性实现锁模^[3];第三种结构是基于 MOPA 技术的脉冲光纤激光器,其激光振荡器为输出功率较低但脉冲质量较高激光器(半导体激光器^[4]、固体激光器^[5]或光纤激光器^[6]),通过光纤放大器进行功率放大后获得高功率的激光脉冲输出。

对于调 Q 光纤激光器,其谐振腔本身就是一段光纤,加入调 Q 开关后,一会增大插入损耗,二会影响整个激光器的紧凑性而无法实现光纤一体化。对于锁模光纤激光器,其结构较为复杂,实现锁模的条件苛刻,并且很难做到高功率输出,只适合于实验室应用。MOPA 技术则克服了上述两种方法的缺点,既能很方便的实现全光纤化,又能获得较高的激光功率输出,是目前光纤激光器中获得高功率脉冲输出最行之有效的方法。

本章中我们就采用了 MOPA 技术研制了适合于激光雷达用的全光纤脉冲激光器。对激光雷达系统来说,激光器的种子光源应具备以下特点:(1)稳定的功率输出、较低的频率抖动、较小的波长漂移和脉冲宽度变化;(2)较好的光束质量;(3)随开随用,坚实可靠,有较高的环境容忍度。根据上述要求,我们采用光纤耦合输出的半导体激光器作为种子光源,采用电调制的办法获得脉冲输出,激光脉冲宽度可调,重复频率可调,并且可以根据不同要求的激光参数选择不同的半导体激光器和加载不同的调制信号以获得不同波长、脉冲宽度、重复频率和单脉冲能量的激光脉冲输出。另外,其输出激光的稳定性取决于调制电路的精度,波长稳定性取决于温度的稳定性,一般的机械振动不会改变其输出特性。非常适合与光纤系统进行集成,制成体积小、功耗低的激光器。光纤放大器的由其技术

特点和信号光的强度将放大器分为预放大系统和主放大系统,预放大系统采用单模单包层增益光纤,主放大系统则采用单模双包层增益光纤,这样在保证输出功率的前提下可以确保激光的单模输出。由于光纤放大器具有能量转换效率高、散热性能好(一般无需水冷)、功耗低、结构紧凑、体积小、易于集成等优点,和半导体激光器种子相结合的激光器系统非常适合作为激光雷达的激光光源。

由于 1550nm 激光系统既是人眼安全波长对水雾的穿透力又很强^[7],因此我们选用了 1550nm 附近的 DFB 半导体激光器作为种子,采用掺 Er^{3+} 光纤作为放大器的增益光纤,使用光纤熔接技术实现了单模光纤放大器和双包层光纤放大器的级联,获得了重复频率 30kHz ~50MHz 连续可调谐,最高单脉冲能量 25 μJ ,中心波长 1548nm,脉冲宽度为 3.3ns 的激光脉冲输出。

4.2 掺 Er^{3+} 光纤放大器的基本理论

4.2.1 掺 Er^{3+} 光纤的能级结构及跃迁特性

在石英光纤中掺入稀土元素铒后,会在光纤中生成 Er^{3+} 离子。当在掺 Er^{3+} 光纤中注入足够强的抽运光时,处于基态的 Er^{3+} 离子会吸收抽运光能量并跃迁至能级更高的激发态,处于激发态的 Er^{3+} 离子又会很快无辐射跃迁到比激发态低的亚稳态,并在亚稳态停留一段时间(大约 10ms),这样就会形成粒子数反转。当信号光通过光纤时,如果信号光的光子能量和亚稳态与基态的能量差相同,就会通过受激辐射效应将信号光放大。

通常的掺 Er^{3+} 光纤工作波长位于 1550nm 附近,这恰好是光纤通讯的“窗口”,因此,掺 Er^{3+} 光纤被广泛用于光纤通讯领域。图 4.1 给出了石英光纤中 Er^{3+} 在 1550nm 附近的能级结构图,从图中可以看出在该波段处 Er^{3+} 能级可以看成三能级结构。 Er^{3+} 的对抽运光的吸收发生在能级 $^4\text{I}_{15/2}$ — $^4\text{I}_{11/2}$ 或 $^4\text{I}_{15/2}$ — $^4\text{I}_{13/2}$ 之间,这对应于 980nm 或 1460nm~1550nm 的抽运带^[8~11],也可以采用 $^4\text{I}_{15/2}$ — $^4\text{I}_{13/2}$ 的抽运跃迁,其对应的 800nm 的 GaAs 半导体激光器也可以用作放大器的抽运光源,但由于它的效率太低目前很少被采用。当掺 Er^{3+} 光纤使用 1480nm 的激光抽运时,可以采用二能级结构来描述,而且掺 Er^{3+} 光纤放大器具有更高的量子效率。

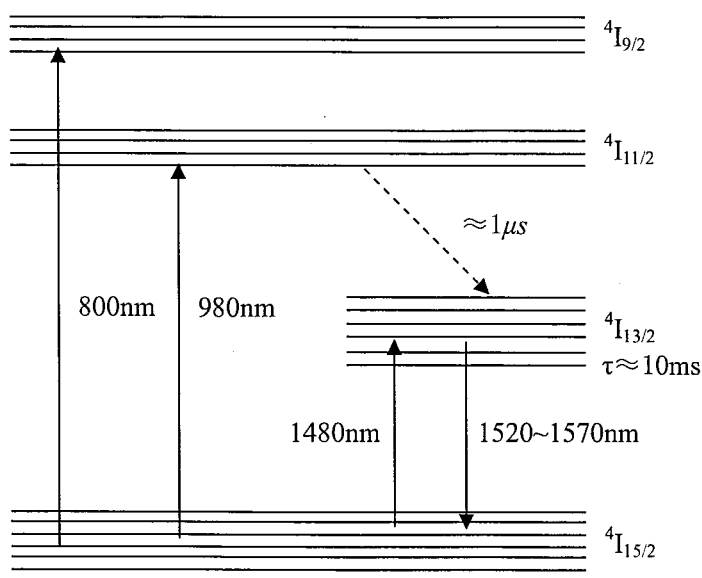
图 4.1 Er^{3+} 能级结构图

图 4.2 为以 $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ 为宿主的掺 Er^{3+} 玻璃的吸收和荧光谱特性的一个典型测量结果^[12]。图中荧光光谱采用虚线来表示，对应于能级 $4\text{I}_{13/2} \rightarrow 4\text{I}_{15/2}$ 的跃迁，由于能级的分裂，荧光对应为 30nm 带宽的光谱。

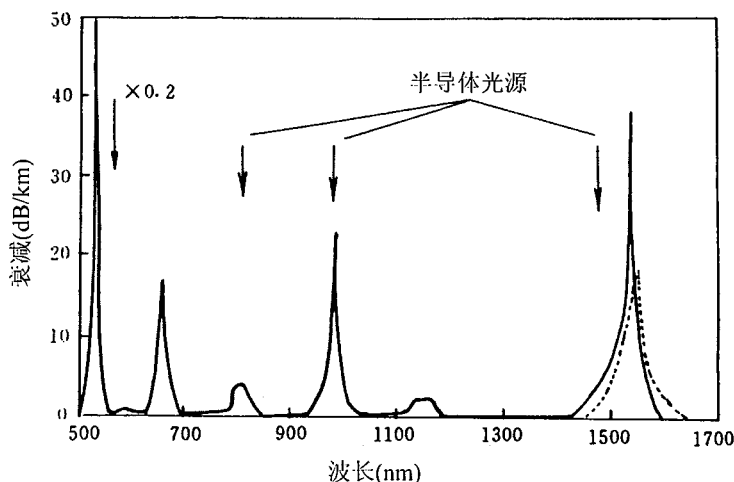
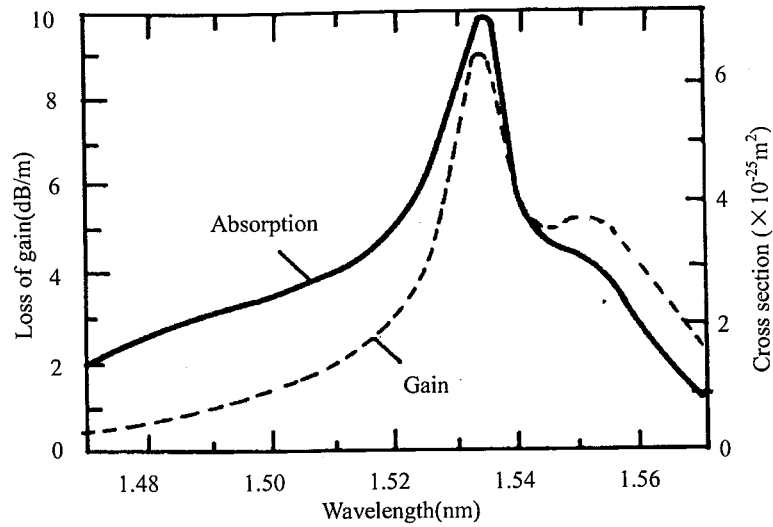
图 4.2 以 $\text{GeO}_2\text{-SiO}_2$ 为宿主的掺 Er^{3+} 玻璃的吸收荧光谱

图4.3为 Er^{3+} 离子的吸收截面和发射截面谱，光纤中掺有锗。由图中可以看出 Er^{3+} 离子可以在一个较宽的信号光波长范围内提供增益，这对于宽带放大系统非常有利。 Er^{3+} 离子的吸收截面和发射截面谱分布对纤芯组分非常敏感，掺入不同的元素会改变 Er^{3+} 离子的吸收截面和发射截面谱，因此可以通过改变纤芯组分来获得对我们有利的吸收和发射截面谱。这两个参数对掺 Er^{3+} 光纤放大器的设计有着重要的意义。

图 4.3 掺 Er^{3+} 离子的吸收截面和发射截面谱

4.2.2 掺 Er^{3+} 光纤放大器的速率方程

考虑如图 4.1 中所示的 980nm 抽运的掺 Er^{3+} 光纤放大器 (EDFA) 三能级激光系统。图中基态能级为 $^4\text{I}_{15/2}$ ，亚稳态能级为 $^4\text{I}_{13/2}$ ，抽运能级为 $^4\text{I}_{11/2}$ ，从能级 $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ 的抽运光的受激吸收率为 R_{13} ，能级 $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$ 间抽运光波长的受激辐射率为 R_{31} ，对激发态能级，存在两种可能的跃迁，辐射跃迁(几率 $A_3^R = A_{32}^R + A_{31}^R$)与非辐射跃迁 A_{32}^{NR})，能级 $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 的信号光的受激吸收率和受激辐射率为 W_{12} 和 W_{21} 。亚稳态能级 $^4\text{I}_{13/2}$ 的自发辐射与非辐射跃迁几率之和为 $A_2 = A_{21}^R + A_{21}^{NR}$ ，式中 $A_{21}^R = 1/\tau$ ， τ 是荧光寿命。 $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ 的跃迁是辐射跃迁为主导，即 $A_{21}^R \gg A_{21}^{NR}$ ；而 $^4\text{I}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{13/2}$ 则是非辐射跃迁为主导， $^4\text{I}_{11/2}$ 跃迁的粒子绝大部分通过非辐射跃迁落入 $^4\text{I}_{13/2}$ ，即 $A_{32}^{NR} \gg A_3^R$ [13]。

设 n_t 为总的铒离子浓度(或粒子数)， n_1 、 n_2 、 n_3 分别为能级 $^4\text{I}_{15/2}$ 、 $^4\text{I}_{13/2}$ 、 $^4\text{I}_{11/2}$ 的粒子数分布，则速率方程为：

$$n_t = n_1 + n_2 + n_3 \quad (4.1)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = -(R_{13} + W_{12})n_1 + (W_{21} + A_{21}^R)n_2 + R_{31}n_3 \quad (4.2)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = W_{12}n_1 - (W_{21} + A_{21}^R)n_2 + A_{32}^{NR}n_3 \quad (4.3)$$

$$\frac{dn_3}{dt} = R_{13}n_1 - (R_{31} + A_{32}^{NR})n_3 \quad (4.4)$$

考虑速率方程的稳态情况，此时各能级粒子数目不随时间变化即

$dn_i/dt = 0 (i=1,2,3)$ ，并取 $a = R_{31} + A_{32}^{NR}$ ， $b = W_{21} + A_{21}^R$ ，则可从方程 (4.3) 和 (4.4) 得到：

$$W_{12}n_1 - bn_2 + A_{32}^{NR}n_3 = 0 \quad (4.5)$$

$$R_{13}n_1 - an_3 = 0 \quad (4.6)$$

联立式 (4.1)，(4.5)，(4.6) 得：

$$n_1 = n_t \frac{ab}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}^{NR}} \quad (4.7)$$

$$n_2 = n_t \frac{R_{13}A_{32}^{NR} + aW_{12}}{b(a + R_{13}) + aW_{12} + R_{13}A_{32}^{NR}} \quad (4.8)$$

将 a ， b 的定义式代入式(4.7)，(4.8)得到稳态粒子数分布方程

$$n_1 = n_t \frac{(1 + W_{21}\tau)(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}^{NR}})}{(1 + W_{21}\tau)(1 + \frac{R_{31} + R_{13}}{A_{32}^{NR}}) + W_{12}\tau(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}^{NR}}) + R_{13}\tau} \quad (4.9)$$

$$n_2 = n_t \frac{R_{13}\tau + W_{12}\tau(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}^{NR}})}{(1 + W_{21}\tau)(1 + \frac{R_{31} + R_{13}}{A_{32}^{NR}}) + W_{12}\tau(1 + \frac{R_{31}}{A_{32}^{NR}}) + R_{13}\tau} \quad (4.10)$$

考虑粒子从 ${}^4I_{11/2}$ 跃迁到 ${}^4I_{13/2}$ 的时间极短，粒子抽运到 ${}^4I_{11/2}$ 后马上就落到 ${}^4I_{13/2}$ 上，非辐射衰减远大于抽运衰减，即 $A_{32}^{NR} \gg R_{13,31}$ ，则式(4.9)，(4.10)可改写为^[14]：

$$n_1 = n_t \frac{1 + W_{21}\tau}{1 + \tau(W_{21} + W_{12} + R_{13})} \quad (4.11a)$$

$$n_2 = n_t \frac{R_{13}\tau + W_{12}\tau}{1 + \tau(W_{21} + W_{12} + R_{13})} \quad (4.11b)$$

由式(4.11)可知 $n_3 = n_t - n_1 - n_2 = 0$ ，即从抽运能级向亚稳态能级的非辐射跃迁衰减率占主导地位时，抽运能级上的粒子数将可以忽略不计，亦即 980nm 抽运的 EDFA 可以简化成二能级系统。研究表明，在抽运功率小于 1W 时，980nm 抽运的 EDFA 可以很好的近似为二能级系统^[15]。

上述讨论中并忽略了抽运与信号的激发态吸收 (ESA)。如果考虑 ESA，即

原子吸收抽运或信号光子，从亚稳态能级上激发到第四能级上，得到的粒子分布方程将要对原速率方程进行修正。

4.2.3 掺 Er³⁺ 光纤放大器的功率传输方程

考虑在波长为 λ_s 处强度为 I_s （单位面积上的光功率）的信号光束通过上下能级粒子数密度分别为 n_1 、 n_2 ，当信号光沿光纤传输通过无穷小长度 dz 时，光强的纵向分布可以表示为：

$$\frac{dI_s}{dz} = gI_s \quad (4.12)$$

式中 g 为增益系数，与原子吸收和发射光的能力有关系，即与波长 λ_s 处的受激发射截面、受激吸收截面以及上下能级的粒子数有关系^[13,16]，即：

$$\frac{dI_s}{dz} = [\sigma_e(\lambda_s)n_2 - \sigma_a(\lambda_s)n_1]I_s = \sigma_e(\lambda_s)[\eta(\lambda_s)n_2 - n_1]I_s \quad (4.13)$$

式中 $\sigma_e(\lambda_s)$ 、 $\sigma_a(\lambda_s)$ 分别为 λ_s 处的受激发射截面和受激吸收截面，它们可由实验确定。而另一重要参数 $\eta(\lambda_s)$ 称为唯象截面比， $\eta(\lambda_s) = \sigma_e(\lambda_s)/\sigma_a(\lambda_s)$ 。将 $\eta(\lambda_s)$ 代入式(4.13)可以写出相应的功率传输方程

$$\frac{dP_s}{dz} = \sigma_a(\lambda_s) \int_s [\eta(\lambda_s)n_2 - n_1] I_s(r, \theta) r dr d\theta \quad (4.14)$$

为考虑光纤波导中光的限制效应，将光强度 I_s 与光纤中的光功率 P_s 联系起来：

$$I_s(z) = P_s(z) \frac{\psi_s(r, \theta)}{\int_s \psi_s(r, \theta) r dr d\theta} = P_s(z) \bar{\psi}_s(r, \theta) \quad (4.15)$$

式中 $\psi_s(r, \theta)$ 为信号光的模场包络， $\bar{\psi}_s(r, \theta)$ 为归一化模场包络，定义为 $\bar{\psi}_s(r, \theta) = \psi_s(r, \theta) / \int_s \psi_s(r, \theta) r dr d\theta$ 。考虑 n_1 、 n_2 的空间效应，将方程(4.13)对光线截面积分，并利用式(4.15)可得：

$$\frac{dP_s}{dz} = \sigma_a(\lambda_s) P_s \int_s [\eta(\lambda_s)n_2 - n_1] \bar{\psi}_s(r, \theta) r dr d\theta \quad (4.16)$$

定义模场半径

$$\omega_s = \left[\frac{1}{\pi} \int_s \psi_s(r, \theta) r dr d\theta \right]^{1/2} \quad (4.17)$$

并利用光纤的角向对称性，可将式(4.16)写为：

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_s}{dz} &= \sigma_a(\lambda_s)P_s \cdot 2\pi \int_S [\eta(\lambda_s)n_2 - n_1] \bar{\psi}_s(r, \theta) r dr d\theta \\
 &= P_s \frac{2\sigma_a(\lambda_s)}{\omega_s^2} \int_S [\eta(\lambda_s)n_2 - n_1] \psi_s(r) r dr d\theta
 \end{aligned} \tag{4.18}$$

对抽运光可作类似分析，其功率传输方程可表示为：

$$\begin{aligned}
 \frac{dP_p}{dz} &= -\sigma_a(\lambda_p)P_p \cdot 2\pi \int_S n_1 \bar{\psi}_p(r, \theta) r dr \\
 &= -P_p \frac{2\sigma_a(\lambda_p)}{\omega_p^2} \int_S n_1(r, z) \psi_p(r) r dr
 \end{aligned} \tag{4.19}$$

式中， ω_p 为抽运光的模场半径， $\psi_p(r)$ 为光纤中抽运光的模场包络。

须指出的是式(4.18)在推导过程中并没有考虑放大器的自发辐射噪声影响。为完整地分析放大器的传输特性，就必须考虑放大器的噪声。考虑噪声后，在某一波长 λ_s 处信号光的功率传输方程更改为：

$$\frac{dP_s}{dz} = \frac{2\sigma_a(\lambda_s)}{\omega_s^2} \int_S \{ \eta(\lambda_s)n_2(r, z)[P_s(\lambda_s) + 2P_0] - n_1(r, z)P_s(\lambda_s) \} \psi_s(r) r dr \tag{4.20}$$

式中， $P_0 = h\nu\Delta\nu$ ，为在带宽 $\Delta\nu$ 内单个自发辐射光子所引起的噪声功率。式(4.20)描述了信号光与自发辐射噪声的放大现象，表明只要激发态粒子数 $n_2 \neq 0$ ，不论输入信号光与否，方程右边的 $2P_0$ 项总是会沿光纤产生噪声。

上述式子中的光功率 $P_s(z)$ ， $P_p(z)$ 的分布必须在知道粒子数 n_1 ， n_2 以及光场 $\psi_p(r)$ ， $\psi_s(r)$ 才能求出，而要精确知道各能级的粒子数是相当不方便的，因此，需要进一步分析 n_1 ， n_2 与 $\psi_p(r)$ ， $\psi_s(r)$ 和 $P_s(z)$ ， $P_p(z)$ 之间的关系。

沿光纤 z 方向的受激辐射几率 W_{21} 与信号光 $I_s(r, z)$ 成正比，并可表示为^[13,16]：

$$W_{21}(r, z) = \frac{\sigma_e(\nu_s)}{h\nu_s} I_s(r, z) = \frac{\sigma_e(\nu_s)}{h\nu_s \pi \omega_s^2} P_s(z) \psi_s(r) \tag{4.21}$$

同理有：

$$W_{12}(r, z) = \frac{\sigma_a(\nu_s)}{h\nu_s \pi \omega_s^2} P_s(z) \psi_s(r) \tag{4.22}$$

抽运速率与抽运功率成正比，并可表示为：

$$R(r, z) = \frac{\sigma_a(\nu_p)}{h\nu_p \pi \omega_p^2} P_p(z) \psi_p(r) \tag{4.23}$$

定义饱和强度 $I_{sat}(\nu_{s,p})$ ：

$$I_{sat}(\nu_{s,p}) = \frac{h\nu_{s,p}}{[\sigma_a(\nu_{s,p}) + \sigma_e(\nu_{s,p})]\tau} = \frac{h\nu_{s,p}}{\sigma_a(\nu_{s,p})[1 + \eta(\nu_{s,p})]\tau} \quad (4.24)$$

对应的饱和功率 $P_{sat}(\nu_{s,p})$ 为:

$$P_{sat}(\nu_{s,p}) = \frac{h\nu_{s,p}\pi\omega_{s,p}^2}{[\sigma_a(\nu_{s,p}) + \sigma_e(\nu_{s,p})]\tau} = \frac{h\nu_{s,p}\pi\omega_{s,p}^2}{\sigma_a(\nu_{s,p})[1 + \eta(\nu_{s,p})]\tau} \quad (4.25)$$

定义归一化变量:

$$p_s(z) = P_s(z) / P_{sat}(\nu_s), \quad p_p(z) = P_p(z) / P_{sat}(\nu_p), \quad p_0 = P_0(z) / P_{sat}(\nu_s)$$

在一般情况下, 信号并不是单波长的, 而是具有一种多波长谱分布, 为分析多波长时的功率传输, 假定信号带宽为 B , 此时需要求解一系列分立的方程 (4.20), 每一方程对应一个波长为 λ_s , 谱宽为 $\Delta\nu$ 的信号, 总的方程个数 $k=B/\Delta\nu$ 。

考虑到 ASE 噪声的传输有前向和后向两种, 将有 $2k$ 个方程 (4.20)。由于抽运光有正向、反向或是双向抽运, 因而抽运光的方程也将有两个。则式 (4.11a), (4.11b) 的粒子数变为:

$$n_1(r, z) = n_t(r) \frac{1 + \sum_j \frac{\eta_j(p_j^+ + p_j^-)}{1 + \eta_j} \psi_{sj}(r)}{1 + (p_p^+ + p_p^-) \psi_p(r) + \sum_j (p_j^+ + p_j^-) \psi_{sj}(r)} \quad (4.26)$$

$$n_2(r, z) = n_t(r) \frac{(q^+ + q^-) \psi_p(r) + \sum_j \frac{(p_j^+ + p_j^-)}{1 + \eta_j} \psi_{sj}(r)}{1 + (q^+ + q^-) \psi_p(r) + \sum_j (p_j^+ + p_j^-) \psi_{sj}(r)} \quad (4.27)$$

式中 (+) 号表示功率沿前向传输, (-) 号表示功率沿后向传输, $j=2k+2=2B/\Delta\nu+2$, $\Delta\nu$ 为 λ_s 的谱宽。

同理可得功率传输方程:

$$\begin{aligned} -\frac{dp_p^\pm}{dz} = & \pm n_t \sigma_a(\lambda_p) \int_S 2\pi r dr \frac{n_t(r)}{n_t} \bar{\psi}_p(r) \\ & \times \left[\frac{1 + \sum_j \frac{\eta_j(p_j^+ + p_j^-)}{1 + \eta_j} \psi_{sj}(r)}{1 + (p_p^+ + p_p^-) \psi_p(r) + \sum_j (p_j^+ + p_j^-) \psi_{sj}(r)} \right] p_p^\pm \end{aligned} \quad (4.28)$$

$$\frac{dp_k^+}{dz} = \pm n_t \sigma_a(\lambda_k) \int_S 2\pi r dr \frac{n_t(r)}{n_t} \bar{\psi}_{sk}(r) \times \left\{ \begin{aligned} & \eta_k \left[\frac{(p_p^+ + p_p^-) \psi_p(r)}{1 + \eta_p} + \sum_j \frac{(p_j^+ + p_j^-) \psi_{sj}(r)}{1 + \eta_j} \right] [p_k + 2p_{0k}] \\ & - \left[1 + \frac{\eta_p (p_p^+ + p_p^-) \psi_p(r)}{1 + \eta_p} + \sum_j \frac{(p_j^+ + p_j^-) \psi_{sj}(r)}{1 + \eta_j} \right] p_k \\ & \frac{1 + (p_p^+ + p_p^-) \psi_p(r) + \sum_j (p_j^+ + p_j^-) \psi_{sj}(r)}{1 + (p_p^+ + p_p^-) \psi_p(r) + \sum_j (p_j^+ + p_j^-) \psi_{sj}(r)} \end{aligned} \right\} \quad (4.29)$$

4.3 掺 Er³⁺ 光纤放大器的数值模拟

将吸收截面、发射截面、模场半径、掺铒半径、掺铒浓度等物理量的参数简化成在实验中比较容易测得的物理量,且只考虑前向抽运,则式(4.28)和式(4.29)可简化为:

$$\begin{aligned} \frac{dp_p}{dz} &= -\alpha_p \frac{p_s + 1}{1 + 2p_s + p_p} p_p \\ \frac{dp_s}{dz} &= -\alpha_s \frac{p_p - 1}{1 + 2p_s + p_p} p_s \end{aligned} \quad (4.30)$$

式中 $\alpha_p = \Gamma_p \sigma_{ap} n_t$, $\alpha_s = \Gamma_s \sigma_{as} n_t$, 称为抽运光和信号光的铒掺杂吸收系数。

利用上式,我们对小信号输入时掺铒光纤放大器进行了数值模拟。分别取 $\Gamma_p = \Gamma_s = 0.8$, $\sigma_{ap} = 5.18 \times 10^{-25}$, $\sigma_{as} = 1.3 \times 10^{-25}$, $n_t = 2.0 \times 10^{24}$ 。图 4.4 给出了信号光波长为 1550nm 时,不同抽运光功率下的掺铒光纤放大器的增益随光纤长度而变化的计算曲线,图 4.5 为不同光纤长度下,增益随抽运光功率变化的曲线。

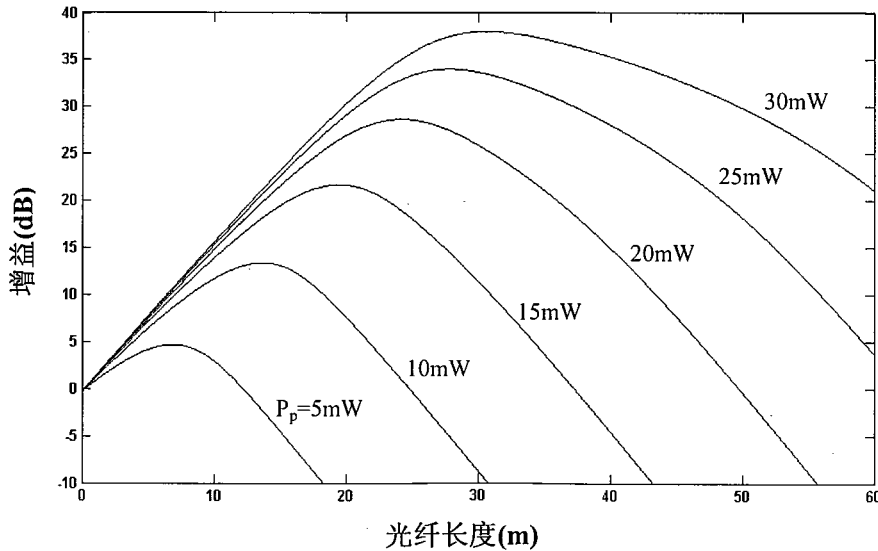


图 4.4 小信号增益随光纤长度的变化

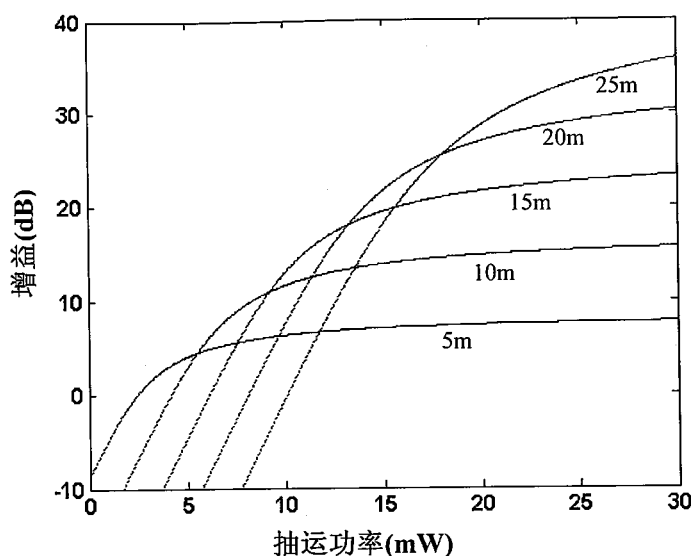


图 4.5 小信号增益随抽运功率的变化

从图4.4和图4.5中可知，放大器存在一个最佳增益光纤长度，超过这个长度之后，放大的信号光功率由于光纤的损耗而逐渐减小，当光纤长度一定时，抽运功率增加到一定程度后，增益将不再增加，这为实验选取光纤长度和抽运光功率提供了很好的参考。

4.4 掺 Er^{3+} 光纤放大器的瞬态增益特性

前面讨论的是放大器处于稳态工作时的情况，即假设反转粒子数不随时间变化。然而，大量的实验表明，当多个脉冲同时通过放大器时，前面脉冲对后面脉冲的行为将会产生影响，即使是同一个光脉冲，脉冲的前沿也会对其后沿产生影响，这种现象称为放大器的瞬态增益效应。引起瞬态增益效应的主要原因是受激辐射的时间相关性及初始状态相关性，脉冲前沿使得大量上能级粒子产生受激辐射，消耗掉的上能级粒子通过抽运能级上的粒子的无辐射跃迁和上能级多重瞬态粒子的横向弛豫过程得到补充，如果上能级粒子不能在足够短的时间内得到补充，则造成脉冲之间甚至一个脉冲前后的增益差异，引起脉冲的畸变。

稳态理论不能用来分析脉冲的放大，而当考虑随时间变化的抽运光和信号光时，上能级粒子数也将随之变化，分析这种瞬态放大特性就采用瞬态速率方程。仍考虑三能级放大系统，并忽略抽运激发态吸收 (ESA) 及协同能量转换 (CET)

效应，各能级粒子数随时间的变化方程 (4.1) ~ (4.4) 变为：

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -(R_{13} + W_{12})n_1 + (W_{21} + A_{21})n_2 + R_{31}n_3 \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = W_{12}n_1 - (W_{21} + A_{21})n_2 + A_{32}n_3 \quad (4.32)$$

$$n_3(z, t) = n_i - n_1 - n_2 \quad (4.33)$$

假设光纤为中心掺杂或准中心掺杂，则信号光和抽运光在掺杂中心的横向功率变化可以忽略，此时抽运、信号和 ASE 功率的传输方程为：

$$\frac{\partial P_p^\pm(z, t)}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_p^\pm(z, t)}{\partial t} = \pm \alpha_p \Gamma_p (n_3 - n_1) P_p^\pm(z, t) \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial P_s^\pm(z, t)}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_s^\pm(z, t)}{\partial t} = \pm \alpha_s \Gamma_s (n_3 - n_1) P_s^\pm(z, t) \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial P_{ASE}^\pm(z, t)}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_{ASE}^\pm(z, t)}{\partial t} = \pm \alpha_s \Gamma_s (n_3 - n_1) P_{ASE}^\pm(z, t) \pm \alpha_s \Gamma_s \eta_s n_2 P_0 \quad (4.36)$$

式中 v_g 为群速度。

求解式 (4.31) ~ 式 (4.36)，可求得粒子数 $n_i (i=1, 2, 3)$ 、 $P_s^\pm$ 、 $P_p^\pm$ 、 $P_{ASE}^\pm$ 及增益随时间的变化规律。信号经过放大器后输出端的波形变化由放大器输出端的瞬态增益特性决定。

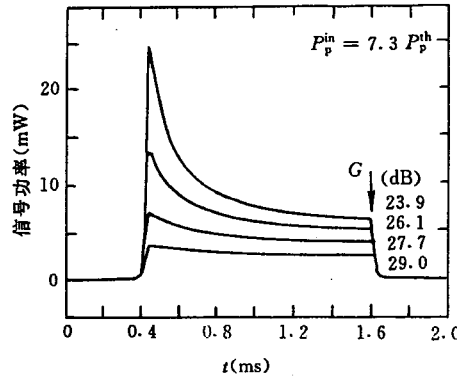


图 4.6 低频方波光脉冲在 EDFA 中的放大与畸变

图 4.6 是单个方波脉冲的放大^[17]。假设在 $t > 0$ ，放大器在连续抽运光作用下已处于稳态，在 $t = 0$ 时刻，一个方波信号脉冲到达放大器输入端。如果抽运光足够强，信号脉冲前沿经历了小信号增益。然而，如果输入信号脉冲峰值功率较高、且脉冲持续时间较长，那么，由于受激辐射过程，放大器的状态变量会在短时间内抽空，使得脉冲后沿经历的增益 G_b ，远小于脉冲前沿所经历的增益 G_f ，这样

从放大器输出的信号已不再是方波脉冲,造成光脉冲波形的畸变。反转粒子数随时间的变化引起的出射信号光脉冲的畸变与信号光脉冲的调制频率有关,当信号光的调制周期远小于时间常数 t_{sat} 时,反转粒子数变化很小,因而增益的变化及出射信号光脉冲波形的畸变也很小。

4.5 窄线宽纳秒脉冲掺 Er^{3+} 光纤放大器的实验研究

4.5.1 实验装置

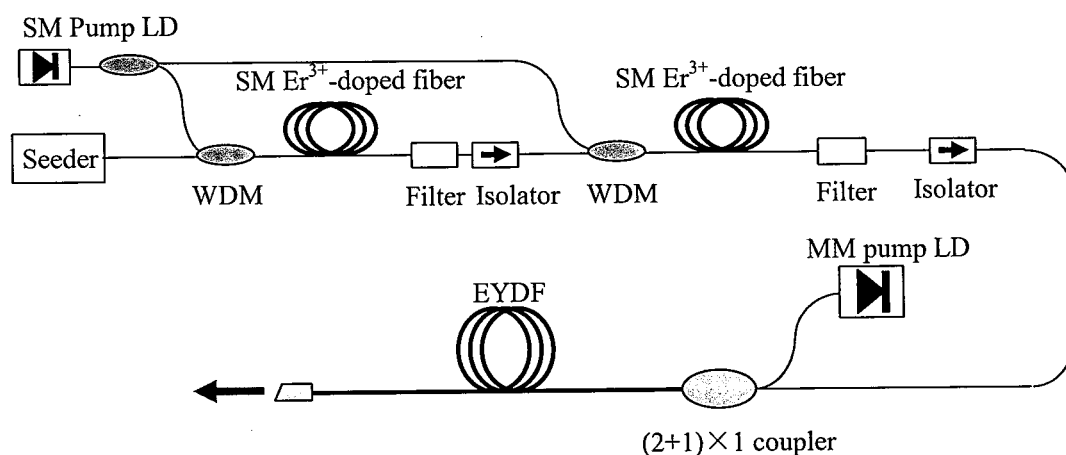


图 4.7 窄线宽纳秒全光纤 MOPA 激光系统

脉冲全光纤 MOPA 系统的实验装置结构示意图如图 4.7 所示。种子激光器采用大信号直接调制的波长为 1550nm 附近的 DFB 半导体激光器（详细介绍参见第三章），激光器输出矩形脉冲的脉冲宽度从 3.3ns 到 200ns 连续可调谐，对应的单脉冲能量为 60pJ 到 3.6nJ，重复频率从 30kHz 到 50MHz 可调谐。

采用了三级放大器对种子光信号进行放大，前两级为预放大器，使用单模掺 Er^{3+} 光纤作为增益介质。由于 Er^{3+} 的上能级寿命较长，种子脉冲的重复频率较高，因此预放大器采用连续抽运的方式，抽运光源为单模光纤耦合输出的功率为 300mW、波长为 976nm 的半导体激光器。通过一个 980nm 的光纤分束器将 300mW 的光功率按 30:70 的比例一分为二，并分别和两个 980nm/1550nm 的 WDM 连接，将抽运光耦合进掺 Er^{3+} 光纤。在预放大器的输出端使用光纤隔离器将各个放大器隔离开来，防止反馈光对前级系统造成干扰。带通滤波器（带宽 $1550\text{nm} \pm 2\text{nm}$ ）用来滤除放大器中产生的 ASE 光，以防止前级放大器中产生的 ASE 对后级放大器造成饱和而使信号光放大效率的下降。

功率放大器采用双包层 Er:Yb 共掺光纤来作为增益介质, 光纤的纤芯直径为 $7.5\mu\text{m}$, 包层直径为 $125\mu\text{m}$ 。抽运光源为多模光纤耦合输出的最大输出功率为 4W 、波长为 976nm 的半导体激光器, 其输出光纤的纤芯直径为 $105\mu\text{m}$, 内包层直径为 $125\mu\text{m}$ 。从预放大器输出的信号光和多模抽运光通过一个 $(2+1)\times 1$ 的光纤合波器耦合进入双包层增益光纤, 合波器的输入和输出光纤与信号光光纤、抽运光光纤以及双包层光纤可以做到模场匹配, 因此可以实现小损耗的熔接。在功率放大器的输出端将光纤头切成斜 8° 角, 这样可以减少光纤端面的菲涅尔反射, 从而减少反射光对放大器的影响。

4.5.2 实验结果及分析

1. 预放大器的输出结果

种子光通过两级预放大器进行级联放大, 在抽运功率保持 300mW 不变时, 改变种子光的重复频率, 获得的输出平均功率如图 4.8 所示。可以看出随着重复频率的增加, 脉冲输出的平均功率并非一直保持不变, 而是迅速增加直到趋于稳定。和预期不太一样的原因是由于在不同重复频率时, 调制半导体激光器的单脉冲能量不变, 使其输出平均功率和重复频率成正比, 而光纤放大器在能量较低时, 主要和信号光的平均功率相关。在低重复频率时, 脉冲的平均功率较低, 不能完全消耗增益光纤提供的反转粒子数, 使得这部分反转粒子数自发辐射跃迁并在放大器内前后传输被放大形成 ASE, 最终在输出端被滤波器滤除。而高重复频率时的平均功率较高, 形成的 ASE 功率相应减小, 当频率高到一定程度后, 就基本上消耗完所有的反转粒子数, 使得输出的平均功率基本不变。

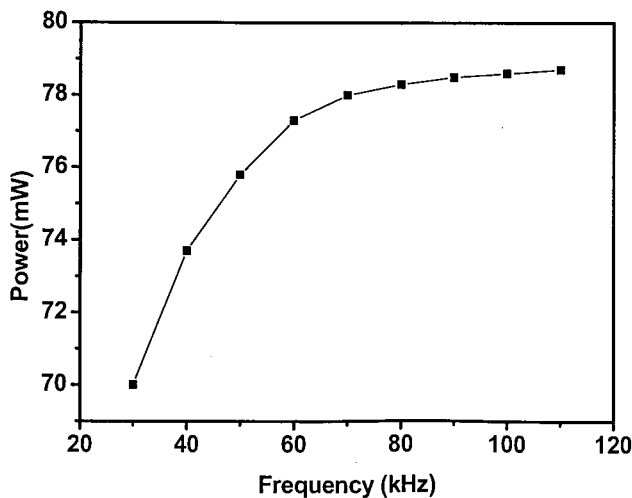


图 4.8 不同重复频率下的输出功率

我们固定激光器的重复频率为 30kHz，测量了不同抽运光功率下预放大器输出的光功率，如图 4.9 所示。可以看出，输出功率和抽运功率基本上成线性关系，说明放大器未到达饱和状态。此时，输出激光脉冲的时域波形见图 4.10，脉冲宽度为 3.5ns，光谱见图 4.11，信噪比大于 20dB，底部基座为通过滤波器后剩下的 ASE 光谱。

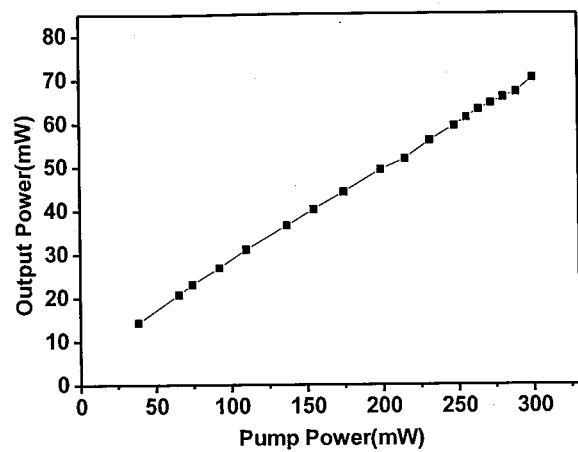


图 4.9 30kHz 不同抽运功率下的输出功率

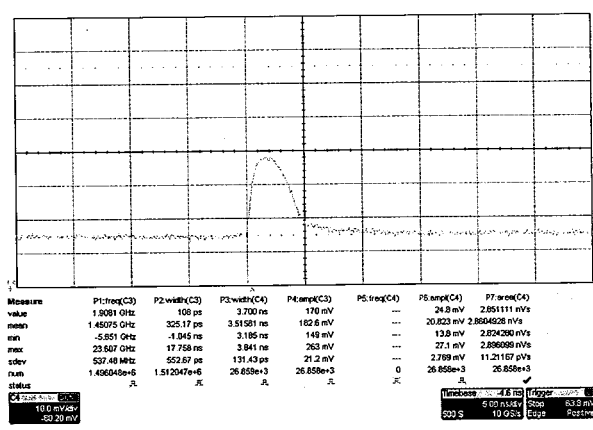


图 4.10 30kHz 时，预放大器的输出时间波形

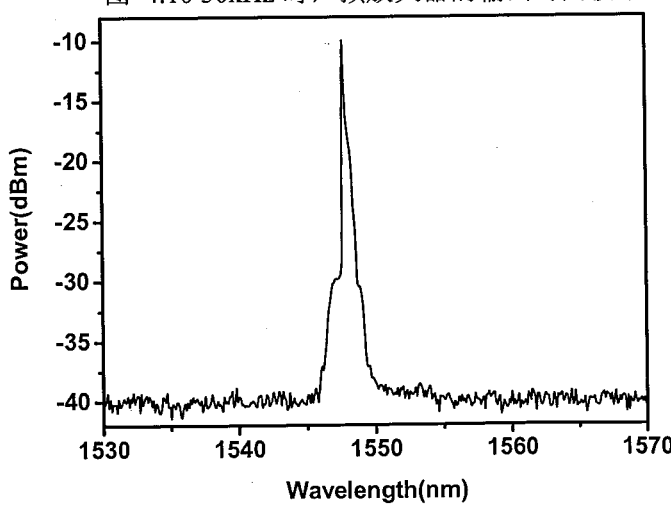


图 4.11 30kHz 时，预放大器的输出光谱

2. 主放大器的输出结果

预放大器输出的信号光通过一个 $(2+1) \times 1$ 光纤合波器进入到主放大器, 合波器对信号光和抽运光的损耗分别为 90% 和 87%。当增益光纤长度为 4.5m, 抽运功率为 4W 时, 不同重复频率下主放大器输出的平均功率和单脉冲能量的关系示意图见图 4.12, 激光器的重复频率从 30kHz 到 50MHz 连续调谐, 同时脉冲宽度为 3.3ns。从图中可以看出, 输出激光的平均功率随着重复频率的增加而增加最后趋于饱和, 另一方面, 单脉冲能量随之迅速减小, 在 200kHz 后, 减小的趋势变缓。产生这种现象的原因和预放大器的情况不同, ASE 在主放大器中不是功率降低的主要原因。其原因是, 在低重复频率下, 由于脉冲的峰值功率较高, 当其超过光纤中非线性阈值功率时, 就会产生非线性效应 (光纤激光器和放大器中的非线性效应在第六章中详细介绍), 这使得信号光的一部分功率转化到其它波长。而在高重复频率时, 非线性效应的影响较小, 并且信号光的放大比较充分, 因此输出的平均功率较高。当重复频率超过 200kHz 后, 主放大器输出了超过 0.9W 的激光, 和我们分析的一样在该频率下的单脉冲能量只有 $4.5\mu\text{J}$, 而单脉冲能量的最大值 $25\mu\text{J}$ 出现在重复频率为 30kHz 时。

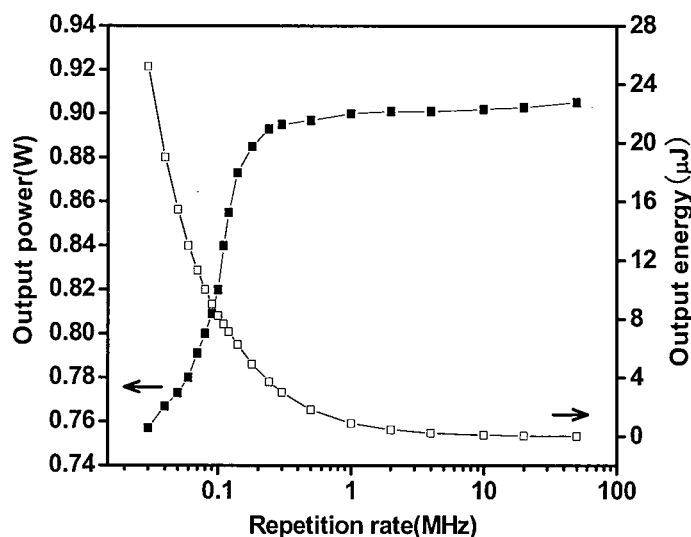
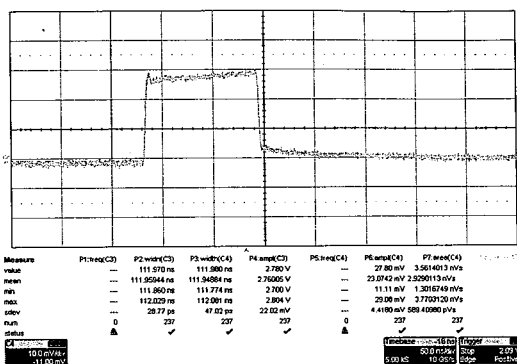


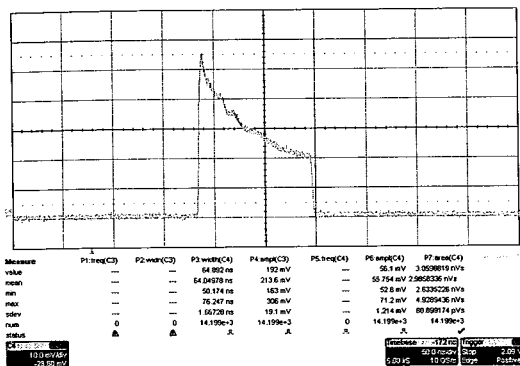
图 4.12 不同重复频率下主放大器输出的平均功率和单脉冲能量

当种子光的脉冲宽度为 110ns 时, 从图 4.13 可以看出, 从主放大器输出的光脉冲宽度减小到了 5ns, 这正是由于光纤放大器的瞬态放大特性造成的, 理论分析见 4.4 节。图中(a)~(c)分别为种子光脉冲、预放大器输出光脉冲和主放大器光脉冲的时间波形图, (d)为主放大器光脉冲叠加 1000 次的波形。当重复频率为 30kHz 时, 输出的脉冲的能量为 $30\mu\text{J}$, 比种子光脉冲宽度为 3.5ns 时的 $25\mu\text{J}$ 要

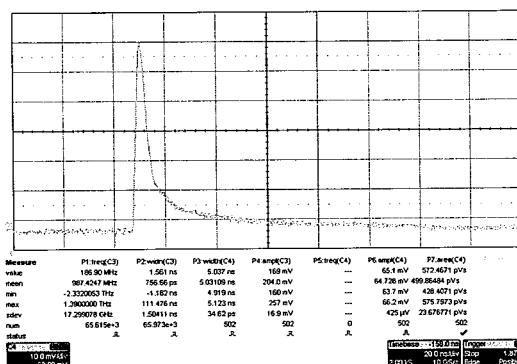
略大,从图 4.13(d)中可以清楚的看出,脉冲波形存在一个宽度为 110ns 左右的基底,虽然高度不高,但存贮了激光脉冲的部分能量,而这部分能量的峰值较低不会产生非线性效应,这会使输出激光的单脉冲能量有所增加,但使峰值功率下降了。可以利用放大器的这种特性在种子脉冲宽度较大时,通过功率放大器放大从而获得较窄脉宽的激光脉冲输出。



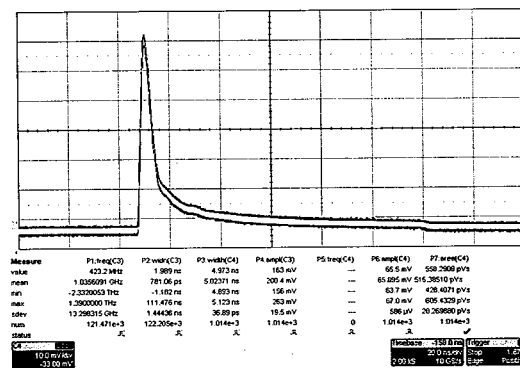
(a) 50ns/div



(b) 50ns/div



(c) 20ns/div



(d) 20ns/div

图 4.13 种子脉宽为 110ns 时, (a)种子光, (b)预放大器, (c)主放大器的脉冲波形, (d)为主放大器脉冲 1000 次叠加的波形

在双包层光纤长度为 4.5m 时,当激光脉冲的峰值功率较高时,在主放大器中出现了各种非线性效应。四波混频(FWM)是最先出现的,随着抽运功率的增加,出现了受激拉曼散射(SRS),最后才观察到了受激布里渊散射(SBS)。出现非线性效应的机理我们将在第六章中详细介绍。为了减少非线性效应对主放大器的影响,我们减短了增益光纤的长度。图 4.14 为增益光纤长度为(a)1m, (b)2m 和(c)4.5m 时,种子光脉冲宽度为 3.5ns,重复频率为 30kHz 时,主放大器输出激光脉冲都为 12μJ 时的光谱图。从图中可以看出,非线性的强度和光纤的长度成正比,随着光纤长度的减少,在相同的输出峰值功率下,光纤中非线性效应有着非常明显的减弱。但由于光纤长度的减短,使得放大器的饱和输出功率下降,在 30kHz

下, 1m 和 2m 光纤的主放大器输出的激光单脉冲能量分别为 $12\mu\text{J}$ 和 $20\mu\text{J}$, 小于 4.5m 时的 $25\mu\text{J}$ 。为此, 在不改变光纤尺寸的基础上, 可以选用掺杂浓度较高的光纤, 这样就可以使用较短长度的增益光纤既可以降低非线性效应的阈值, 又可以提高增益饱和功率。但高掺杂光纤又存在粒子的浓度淬灭和光子暗化, 以及在高功率抽运时存在不能忽略的热效应^[18], 这些在光纤放大器的设计中都要被考虑进去。图 4.15 为我们研制的光纤激光器样机。

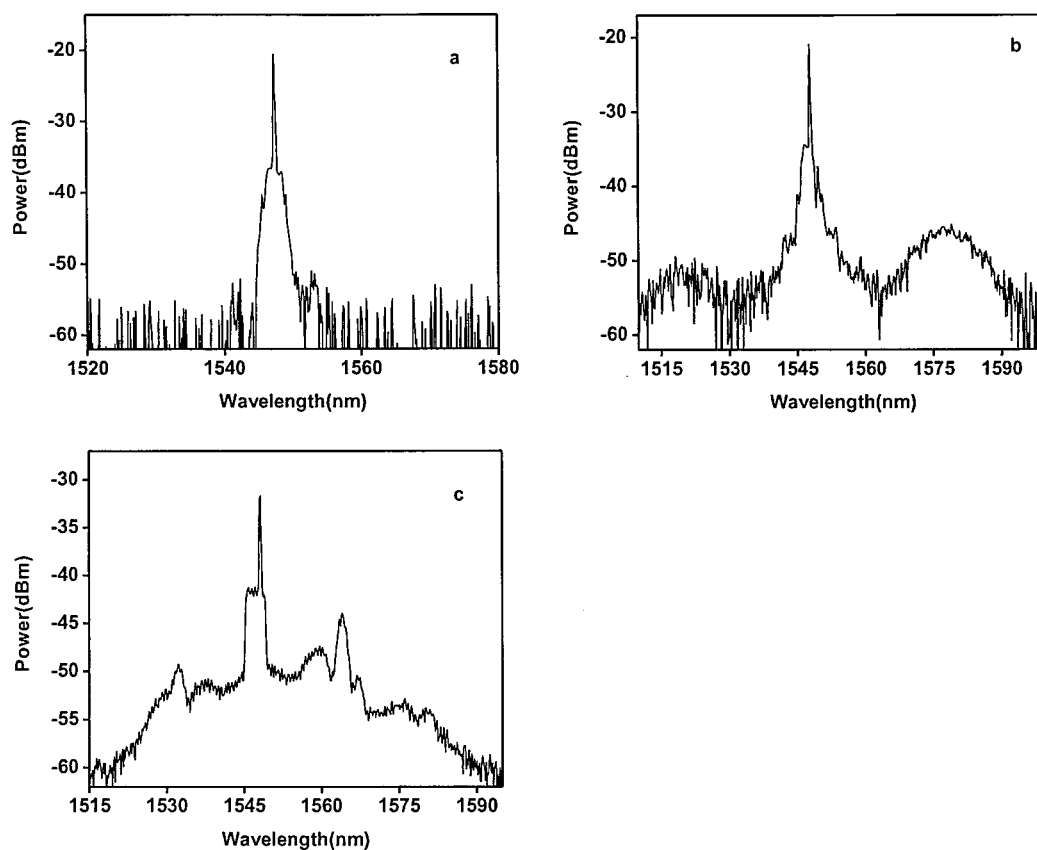


图 4.14 种子光为 30kHz, 3.5ns 时主放大器光纤为(a)1m, (b)2m 和(c)4.5m 时的光谱图

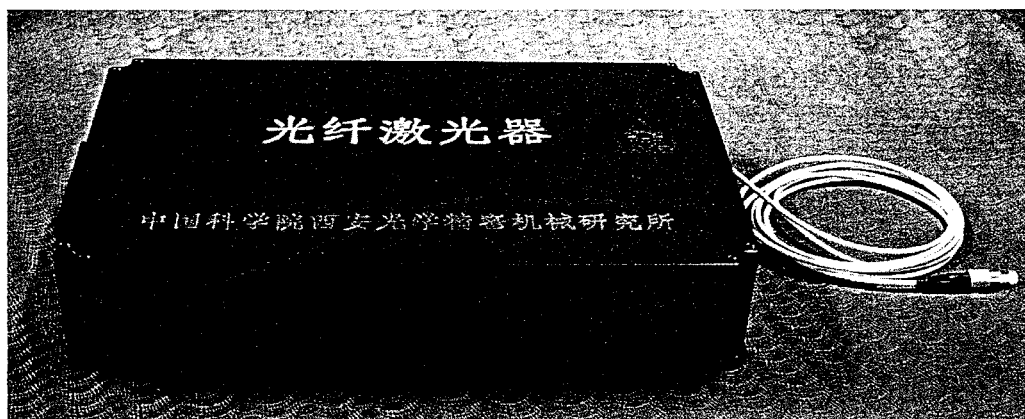


图 4.15 脉冲光纤激光器样机

4.6 结论

本章我们主要介绍了采用掺 Er^{3+} 光纤激光放大器对窄线宽、纳秒、重复频率可调谐的光脉冲进行多级放大产生高能量输出的工作。

种子光由直接调制半导体激光器产生，输出中心波长为 1548nm，线宽为 1.6MHz，在 30kHz，3.5ns 时输出的脉冲能量为 60pJ。经过两级预放大器 and 一级主放大器的放大，激光器输出了单脉冲能量 25μJ 的脉冲。

当种子光的脉冲宽度增大后，在主放大器的输出端发现了明显的放大的瞬态效应，110ns 的种子光在输出端脉冲宽度变成为 5ns。

另外，非线性效应对激光器的输出有着一定的影响，可以通过采用高掺杂、长度较短的增益光纤来抑制，或者选用纤芯较大的增益光纤（最好为大模场面积光纤，这样可以保持较好的光束质量）。这些在下一步的实验和工程中将会被采用。

参考文献

- [1] A. V. Avdokhin, S. V. Popov, J. R. Taylor. fiber integrated, figure-of-eight, femtosecond source at 1065 nm. *Opt. Exp.*, 2003, 11(3):265-269.
- [2] L. E. Nelson, S. B. Fleischer, G. Lenz, E. P. Ippen. Efficient frequency doubling of a femtosecond fiber laser. *Opt. Lett.*, 1996, 21(21):1759-1761.
- [3] Luís A. Gomes, Lasse Orsila, Tomi Jouhti, Oleg G. Okhotnikov. Picosecond SESAM-Based Ytterbium Mode-Locked Fiber Lasers. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, 2004, 10(1):129-136.
- [4] P. Dupriez, A. Piper, A. Malinowski, J. K. Sahu, M. Ibsen, Y. Jeong, L. M. B. Hickey, M. N. Zervas, J. Nilsson, D. J. Richardson. 321 W average power 1 GHz 20 ps 1060 nm pulsed fiber MOPA source. Presented at the OFC, Anaheim, CA, Mar. 6-11. 2005, Postdeadline Paper PDP3.
- [5] J. Limpert, A. Liem, T. Gabler, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Müller. High-average-power picosecond Yb-doped fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 2001, 26(23):1849-1851.
- [6] Lawrence Shah, Zhenlin Liu, Ingmar Hartl, Gennady Imeshev, Gyu C. Cho, Martin E. Fermann. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier. *Opt. Exp.*, 2005, 13(12):4717-4722.
- [7] 刘莉萍. 1.57 μm OPO 人眼安全激光技术的军用前景分析, *激光与红外*, 2003, 33(4):300-303.
- [8] M. Nakazawa, Y. Kimura, and K. Suzuki. Efficient Er^{3+} -doped optical fiber amplifier pumped by a 1.4 μm InGaAsP laser diode. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, 54(4):295-297.
- [9] P. C. Becket, J. R. Simpson, N. A. Olsson, N. K. Dutta. High-Gain and High-Efficiency Diode Laser Pumped Fiber Amplifier at 1.56 μm . *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1989, 1(9):267-269.
- [10] M. Yamada, M. Shimizu, T. Takeshita, M. Okayasu, M. Horiguchi, S. Uehara, E. Sugita. Er^{3+} -Doped Fiber Amplifier Pumped by 0.98 μm Laser Diodes. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1989, 1(12):422-424.

- [11] M. Shimizu, M. Yamada, M. Horiguchi, T. Takeshita, M. Okayasu. Erbium-doped amplifiers with an extremely high gain coefficient of 11.0dB/mW. *Electron. Lett.*, 1990, 26(20):1641-1643.
- [12] K. Dybdal, N. Bjerre, J. E. Pederson, C. C. Larsen. Spectroscopic Properties of Er-Doped Silica Fibers and Preforms. *Proceeding of Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers Conference, OE/Fiber'89, part: Fiber Laser Sources and Amplifiers*. Boston: 6~8, 1989, 1171:209-217.
- [13] Yariv A.. *Quantum Electronica*, second edition. John Wiley, New York:1975.
- [14] Desurvire E.. *Erbium-doped fiber amplifiers*. John Wiley&Sons, INC, New York:1995.
- [15] C. R. Giles, E. Desurvire. Modeling erbium doped fiber amplifiers. *J. of Lightwave Technol.*, 1991, 9(2):271-283.
- [16] Siegman A.E.. *Lasers*. University Science Books, Mill Valley. CA, 1986.
- [17] E. Desurvire, C. R. Giles, J. R. Simpson. Gain dynamics of erbium-doped fiber amplifiers. *Proc. SPIE Conference on Fiber Laser Sources and Amplifiers*, 1989, 1171, pp103-118.
- [18] M. J. F. Digonnet. *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*. 2nd ed. New York: Marel Dekker, 2001.

第五章 高功率宽带可调谐皮秒脉冲掺 Yb^{3+} 全光纤激光器

5.1 引言

虽然目前超短脉冲激光的脉冲宽度已经小到了阿秒量级^[1]，但在实际应用中并非都需要这么短的激光脉冲。和飞秒、阿秒脉冲相比，皮秒脉冲具有的特点是：(1)对应的光谱宽度较窄；(2)可以不经过脉冲的展宽和压缩直接通过多级放大就可以获得很高的脉冲能量；(3)可以通过非锁模的方法获得^[2,3]，使得激光器的稳定性大大提高，成本大大降低。因此，皮秒激光脉冲在实验室研究、工业加工、光学测量、激光通讯、军事等很多领域都有着非常重要的应用^[4]。例如在光谱学中要求单一光频率的一些实验中，光谱宽度大的飞秒和阿秒脉冲就不合适了，而需要带宽较窄的皮秒脉冲激光；再比如惯性约束核聚变，尽管飞秒激光在这方面有诱人的技术前景，但是目前最可行的技术方案是仍然采用皮秒激光^[5]，一方面是因为皮秒激光可以获得很高的单脉冲能量，另一方面是由于皮秒激光具有比飞秒激光相对更长的作用时间，可以获得更高产额的超热电子去诱发核聚变；另外在某些光学参量振荡器中^[6]，皮秒激光对腔长的匹配也比飞秒激光更加容易；还有利用皮秒激光的非线性光学效应，可以获得多种波长的皮秒激光，特别是对近红外的皮秒脉冲激光进行非线性频率变换，可以获得覆盖整个紫外和可见光波段，具有广泛的应用潜力；在激光雷达、激光成像的应用中，由于皮秒激光脉冲宽度比现在常用的纳秒激光的脉冲宽度更短，因此可以获得更高的分辨率，是未来发展的趋势等等，都可以看出皮秒激光的重要应用。

从上述提及的皮秒激光脉冲的应用来看，获得高质量皮秒脉冲激光的研究具有很重要的意义，本章就对全光纤可调谐皮秒脉冲激光的获得进行了一系列的研究。由第四章的知识，我们知道在光纤激光器中 MOPA 技术是获得高能量脉冲激光输出最好的方法，本章中，我们也采用了这种技术。在主振荡器（种子激光）的选择上，我们充分考虑了现有的产生皮秒脉冲激光两种方法的优缺点。锁模激光器的优点在于其输出的平均功率较高，脉冲质量较高，锁模稳定后，脉冲的抖

动很小,缺点是激光器的稳定性较差,受外界影响大,通常需要自启动。调制半导体激光器的优点是输出激光的脉冲宽度和重复频率可调谐,输出激光的温度和机械稳定性较高,可随开随用,其缺点是激光器输出的平均功率较低,脉冲稳定性取决于调制电路。由于我们的最终目的在于研制一种稳定性和可靠性较高的适合野外等恶劣环境下工作的激光光源,因此我们选择了调制半导体激光作为整个激光器的种子光源,采用光纤放大器将种子光逐级放大,最终获得高功率的皮秒脉冲输出。

为了使激光器具有更广阔的使用,需要使激光器调谐输出。由于种子激光很难获得宽带可调谐的皮秒激光脉冲输出,所以我们采用腔外滤波的方法实现调谐输出,但由于现有的皮秒半导体激光器的光谱宽度都比较窄,很难获得宽带调谐,为此我们在国际上首次采用了光纤增益补偿放大技术,通过光纤放大器的增益谱对种子光谱的补偿使其带宽从 7nm 展宽至大于 20nm(1053nm~1073nm),并形成平顶光谱。我们自行研制了光纤耦合的可调谐滤波器,其线宽可调,最窄滤波输出 1.4nm 的光谱。主放大器采用大模场面积的掺 Yb³⁺光纤(YDF)对调谐光进行功率放大,获得了脉冲宽度为 80ps,重复频率为 1MHz,平均功率为 6.8W,调谐带宽为 20nm 的激光输出,这在国际上是首次报道的。

5.2 掺 Yb³⁺光纤放大器的基本理论

5.2.1 掺 Yb³⁺光纤的能级结构及跃迁特性

镱在元素周期表中属于稀土(镧族)元素,一般稀土元素的外层电子结构为 $4f^N 5s^2 5p^6 5d^0 6s^2$,但镱却有特殊的结构 $4f^{14} 5d^0 6s^2$ 。当把镱掺入到基质材料中(如硅),镱原子最外层的两个 6s 电子以及 4f 中的一个电子用于产生离子,因此镱变成了三价离子。镱离子的光谱特性与其他稀土离子相比要简单一些^[7]。其简单的能级结构仅由一个激发态 $^2F_{5/2}$ 和一个基态 $^2F_{7/2}$ 构成,在低温下(20K),掺杂离子由于受宿主基质晶格电场的作用引起 Yb³⁺ 能级的 stark 分裂,消除能级简并,理论上基态 $^2F_{7/2}$ 含 4 个 stark 子能级,上激发态 $^2F_{5/2}$ 含有 3 个 stark 子能级。但在室温下,这些分裂能级之间由于声子的产生和湮灭引起能量交换,导致这些

能级的均匀或非均匀展宽,使得 stark 子能级的分裂不能完全分辨开,其能级结构如图 5.1 所示。由于电偶极子在 4f 层的跃迁受到了限制,因此镱离子有很长的上能级寿命^[7] ($\sim 0.8\text{ms}$)。

由于镱离子能级间有很大的能量间隔(两能级间隔约为 $10,000\text{cm}^{-1}$),经由多光子发射的非辐射跃迁就被消除了,即使是在有很高光子能量的基质中也一样(如硅)。另外由于缺少其它能级,抽运光和信号光的激发态吸收(ESA)以及浓度猝灭现象不会出现在镱中,从而有较高的抽运光——信号光转换效率,并且可以有更高的掺杂浓度,这样,利用较短的光纤就可获得较高的增益。在镱离子中的合作上转换(即两个激发态镱离子发射出一个绿光光子)过程也是比较微弱的。

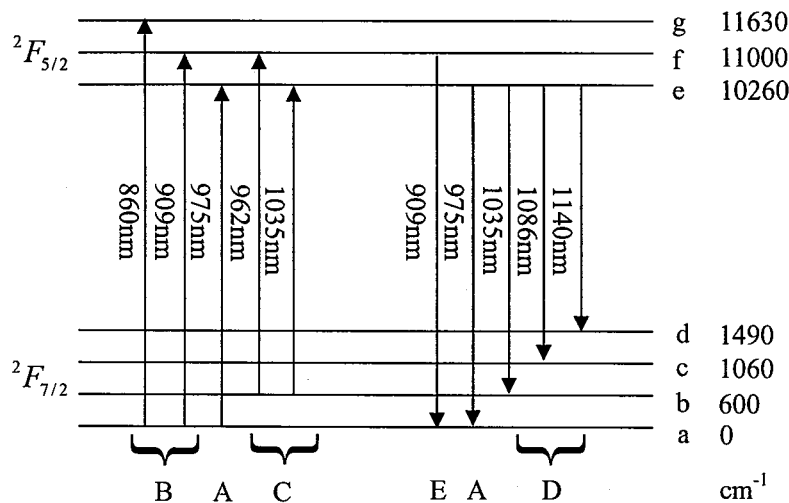


图5.1 镱离子能级结构示意图

掺镱硅光纤的吸收和发射谱如图 5.2 所示。与掺 Nd^[8]和掺 Pr^[9]光纤的特性相比,掺 Yb 石英光纤具有较宽的增益带宽(975nm~1200nm)和吸收带宽(800nm~1064nm),允许使用多种抽运源,尤其是波长为 975nm 和 915nm 的半导体激光器。其最主要的特性标上了 A~E 的符号。如果使用处于最强的 975 nm (A) 吸收峰的光进行抽运时,在短光纤长度下就能有效地被吸收。我们注意到当用比较宽的 915 nm (B) 附近的光进行抽运时,对于 1.06 μm 的应用有很大的缺点,因为它会导致在 975 nm 处有非常高的增益,如果信号比较弱,就很容易导致中心波长为 976nm 的 ASE 的产生,另外,由于它的吸收截面比较小,就需要用更长的增益光纤来吸收抽运光。另外还有一个发射峰(D)是处于 1030 nm,

这也是 ASE 产生的主要波长位置。为了减小吸收长度和提高抽运效率，本章实验中所用的半导体抽运激光器的中心波长都在 976 nm 左右。

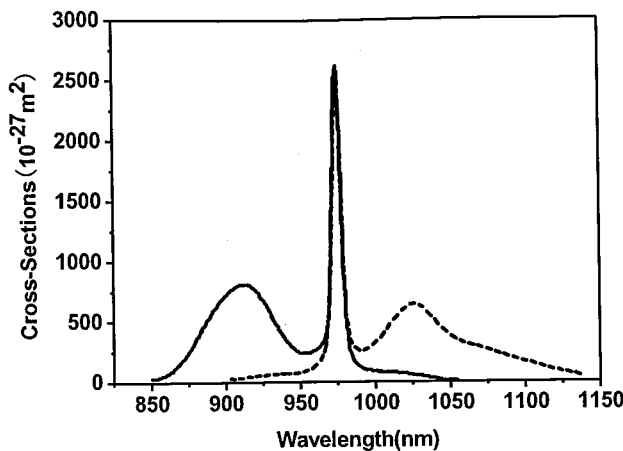


图5.2 掺铒光纤的吸收和发射截面图

5.2.2 掺 Yb³⁺光纤放大器的速率方程和传输方程

掺Yb³⁺光纤放大器信号放大机理是由于光纤中掺入的Yb³⁺在抽运光的作用下受激发射来实现的。由于Yb³⁺能级结构简单，只包含两个多重态，一个基态²F_{7/2}和一个激发态²F_{5/2}，由于两能级的间隔比子能级的间隔大得多，且粒子数在各子能级达到热平衡分布时间很短，所以可用类似EDFA的二能级系统模型^[10]来研究掺铒光纤放大器。这个模型假设是均匀加宽线型，而在掺Yb³⁺的硅光纤中尽管还有小部分的非均匀加宽，但主要的加宽机制还是均匀加宽。对于Yb³⁺其热能化时间（即上下能级的波尔兹曼分布的建立时间）非常快，通常认为这是瞬时的。另外，光纤的温度通常认为是不变的，因为Yb³⁺有很少的量子缺陷，并且光纤放大器有很大的面积和体积比从而能有效地进行散热。因此，发射和吸收截面通常被认为是常数，而并不用考虑抽运光和信号光的功率水平。考虑了所有这些因素，对于掺Yb³⁺硅光纤来说二能级系统模型是合适的^[11]。

在单模YDF中，设光线沿z方向传播。当抽运功率较小，放大自发辐射（ASE）没有使YDF发生自饱和时，可以忽略ASE的影响。设Yb³⁺的粒子数密度为 n_{Yb} ，上下能级的粒子数密度分别为 n_1 、 n_2 ，其速率方程为^[12,13]：

$$\frac{dn_1(r, z)}{dt} = -[R_{pa}(r, z) + W_{sa}(r, z)]n_1 + [R_{pe}(r, z) + W_{se}(r, z) + A_e]n_2 \quad (5.1)$$

$$\frac{dn_2(r, z)}{dt} = [R_{pa}(r, z) + W_{sa}(r, z)]n_1 - [R_{pe}(r, z) + W_{se}(r, z) + A_e]n_2 \quad (5.2)$$

$$n_1(r, z) + n_2(r, z) = n_{yb}(r) \quad (5.3)$$

式中 $A_e = 1/\tau_e$ 为自发辐射几率, τ_e 为上能级寿命。 $R_{pa}(r, z)$ 和 $R_{pe}(r, z)$ 分别为抽运光的受激吸收跃迁几率和受激发射跃迁几率, $W_{sa}(r, z)$ 和 $W_{se}(r, z)$ 分别为信号光的受激吸收跃迁几率和受激发射跃迁几率, 其表达式分别为:

$$R_{pa}(r, z) = \sigma_{pa} \frac{\Gamma_p P_p(z)}{h\nu_p A_{core}} \quad (5.4)$$

$$R_{pe}(r, z) = \sigma_{pe} \frac{\Gamma_p P_p(z)}{h\nu_p A_{core}} \quad (5.5)$$

$$W_{sa}(r, z) = \sigma_{sa} \frac{\Gamma_s P_s(z)}{h\nu_s A_{core}} \quad (5.6)$$

$$W_{se}(r, z) = \sigma_{se} \frac{\Gamma_s P_s(z)}{h\nu_s A_{core}} \quad (5.7)$$

式中, σ_{pa} 、 σ_{pe} 、 σ_{sa} 、 σ_{se} 是抽运光、信号光波长处的吸收和发射截面; $P_p(z)$ 、 $P_s(z)$ 是指在 z 处的抽运功率和信号功率; h 为普朗克常数; ν_p 、 ν_s 是抽运光和信号光频率; Γ_p 、 Γ_s 为抽运光和信号光重叠因子; A_{core} 为纤芯面积, $A_{core} = \pi a^2$; 其中 a 是光纤的纤芯半径。

若输入光信号为高重复率脉冲序列, 并且脉冲周期远小于粒子的上能级寿命, 光放大器工作物质的反转粒子数只在稳定值附近作微小波动。因此速率方程可以在稳态下 (即 $dt/dn_1 = dt/dn_2 = 0$) 进行求解, 其稳态解为:

$$n_2(r, z) = n_{yb}(r) \frac{R_{pa}(r, z) + W_{sa}(r, z)}{R_{pa}(r, z) + W_{sa}(r, z) + R_{pe}(r, z) + W_{se}(r, z) + A_e} \quad (5.8)$$

$$n_1(r, z) = n_{yb}(r) - n_2(r, z) \quad (5.9)$$

稳态条件下, 抽运光和信号光沿 z 轴的传输方程为^[14]:

$$\frac{dI_p(z)}{dz} = -\sigma_{pa} n_1(r, \theta, z) I_p(r, \theta, z) \quad (5.10)$$

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = [\sigma_{se} n_2(r, \theta, z) - \sigma_{sa} n_1(r, \theta, z)] I_s(r, \theta, z) \quad (5.11)$$

式中 $I_p(r, \theta, z)$ 、 $I_s(r, \theta, z)$ 分别为抽运光、信号光的光强分布。

在单模YDF中, 沿光轴传播的抽运光束、信号光束的光强 $I_p(r, \theta, z)$ 、 $I_s(r, \theta, z)$

不仅是 z 的函数，也是 r 、 θ 的函数。因此，光场分布可写成场横向分布与纵向变化的两个函数之积，即

$$I_p(r, \theta, z) = I_p(z) \psi_p(r, \theta) \quad (5.12)$$

$$I_s(r, \theta, z) = I_s(z) \psi_s(r, \theta) \quad (5.13)$$

式中， $\psi_p(r, \theta)$ 、 $\psi_s(r, \theta)$ 分别为抽运光、信号光的归一化模场分布：

$$\int_0^{2\pi} \int_0^\infty \psi_{p,s}(r, \theta) r dr d\theta = 1 \quad (5.14)$$

对于单模YDF，若掺杂粒子在纤芯内均匀分布，则抽运光和信号光的模场分布可近似为高斯分布：

$$\psi_{p,s}(r, \theta) = \frac{1}{\pi \omega_{p,s}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_{p,s}^2}\right) \quad (5.15)$$

式中 $\omega_{p,s}$ 为模斑尺寸（即 $1/e$ 强度模场半宽）。

应用重叠因子的定义

$$\Gamma_{p,s} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \psi_{p,s}(r, \theta) r dr d\theta \quad (5.16)$$

将式（5.10）和式（5.11）作横向积分，则抽运光和信号光的传输方程化为：

$$\frac{dP_p(z)}{dz} = -P_p(z) \Gamma_p \sigma_{pa} n_1(z) \quad (5.17)$$

$$\frac{dP_s(z)}{dz} = P_s(z) \Gamma_s [\sigma_{se} n_2(z) - \sigma_{sa} n_1(z)] \quad (5.18)$$

5.3 光谱的增益补偿放大

实验中，由于很难在种子光源中直接获得宽带可调谐并且脉冲宽度为皮秒的种子脉冲，我们采用了滤波的方法，通过一个窄带的可调谐滤波器对带宽较宽的信号光进行滤波从而获得可调谐的窄线宽皮秒激光脉冲。基于该调谐原理，如果我们想获得足够宽范围的调谐，则信号光和可调谐滤波器的带宽要足够宽。我们自行研制的可调谐滤波器带宽很容易做到 $>30\text{nm}$ ，所以提高信号光的带宽是实验中的一个重点和难点。另外，信号光光谱的平坦性也是十分关键的，因为它决定了调谐输出的各个波长激光功率的起伏。所以，获得一个宽带、光谱平坦的信号光是实验中要解决的重要问题。

我们知道,在高功率钛宝石飞秒啁啾脉冲放大(CPA)系统中,为了消除放大过程中产生的光谱增益窄化和频率移动,通常会用声光调制器对种子光的光谱进行整形^[15,16],使得经过放大器后的激光光谱宽度尽可能不变,从而维系其较窄的脉冲宽度。另外,在光通讯中的波分复用(WDM)系统中,为了使不同波长的信号都能在 EDFA 中获得相同的增益,研究人员对 EDFA 的增益谱进行了平坦化的处理,常见的方法有在 EDFA 中加入增益平衡滤波器^[17]和使用特殊处理的增益光纤^[18]。受到上述工作的启发,我们想到能否通过掺 Yb^{3+} 光纤放大器获得增益补偿的效果,使得种子光的光谱变宽。

实验中种子激光器为单模光纤输出的增益开关半导体激光器,其输出的重复频率为 1MHz,光谱宽度为 7nm,平均功率为 15 μW ,脉冲宽度为 70ps。图 5.3(a)为该激光器输出的光谱图,可以看出,种子信号的光谱短波段功率较低但光谱成分丰富,前沿(1050nm~1070nm)比较缓,而后沿(1070nm~1075nm)较陡。我们使用的掺 Yb^{3+} 光纤的增益谱,如图 5.3(b)所示,恰恰和种子光的光谱相反,这样通过该光纤放大器后的种子光谱的短波长部分将得到比长波长部分更高倍数的放大。由此,如果我们进行合理的参数设计,完全有可能使种子光光谱通过光纤放大器的增益补偿放大,获得宽带平坦的光谱输出。

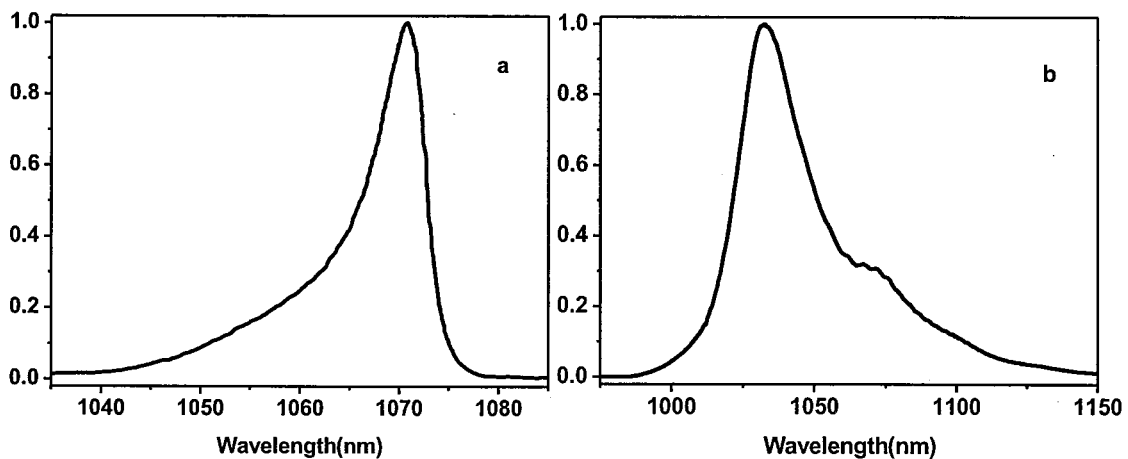


图 5.3 (a)种子光光谱。(b)掺 Yb^{3+} 光纤增益谱

我们用稳态条件下的掺 Yb^{3+} 光纤放大器的速率方程(5.8)、(5.9)和传输方程(5.17)、(5.18) (见 5.2.2 节)对种子激光的增益补偿放大进行了数值模拟。方程中主要的参数如下: $n_0=2 \times 10^{25}$, $A=3.8 \times 10^{-11}$, $\tau=0.84\text{ms}$, $\Gamma_p=\Gamma_s=0.8$, σ_{se} 和 σ_{sa} 的值见图 5.2。在采用波长为 976nm 的抽运光下,得到的增益补偿放大后的光谱图如图 5.4。光谱带宽超过了 30nm,并且光谱顶部较为平坦,这说明我们增益补偿

放大的想法是可行的。

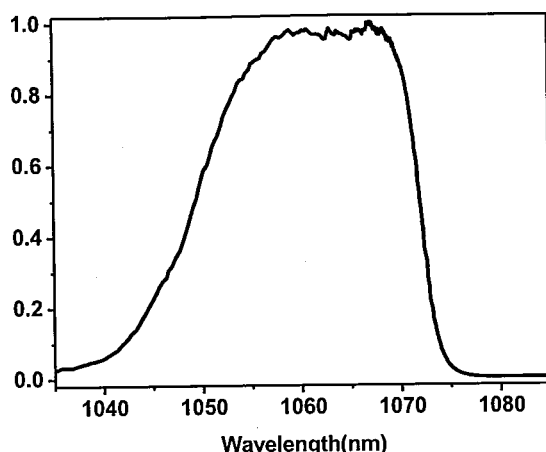


图 5.4 数值模拟的增益补偿放大光谱

皮秒激光光谱增益补偿放大的实验装置如图 5.5 所示。采用了两级正向抽运的单模掺 Yb³⁺ 光纤放大器对种子光进行放大，抽运光源为单模光纤输出的 976nm 功率为 300mW 的半导体激光器，通过一个 30: 70 的光纤分束器分为两路，分别抽运两个放大器。种子光和抽运光通过光纤波分复用器(WDM)耦合进入增益光纤。增益光纤为加拿大 INO 公司生产的 Yb103 光纤，第一级和二级放大器分别使用了 8m 和 5m 该光纤。带通滤波器用来滤除放大器中产生的 ASE，以防止 ASE 对下一级放大器造成干扰。放大器之间用光纤隔离器进行隔离，防止反馈光对放大器和抽运光源造成破坏。使用 spectra-physics 407 光功率计测量激光脉冲的输出功率，采用 Ando 6315A 光谱仪测量输出的光谱。

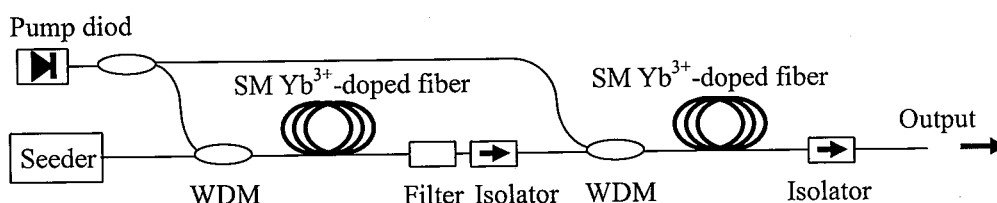


图 5.5 增益补偿放大的实验装置示意图

通过这两级放大器，种子光被放大至 40mW，输出激光的光谱如图 5.6 所示，光谱宽度由种子光的 7nm 展宽至 >20nm，顶部也比较平坦，很好的实现了增益补偿放大。和模拟的光谱相比，光谱宽度减小了将近 10nm，这是由于实验中所用的光纤器件（带通滤波器、WDM 和隔离器）的带宽不够宽造成的，而平坦度不如模拟光谱好的原因是由于实验的误差造成的。

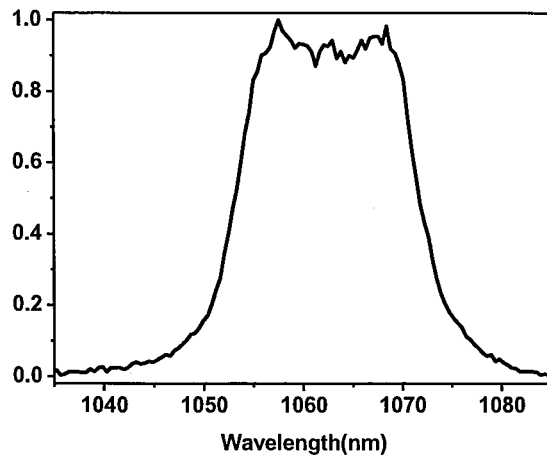


图 5.6 实验获得的增益补偿放大的光谱

5.4 皮秒激光脉冲的连续可调谐

为了实现皮秒激光脉冲的连续可调谐输出,我们研制了可调谐滤波器。滤波器的调谐范围在 1050nm~1080nm, 输出线宽为 1.4nm~30nm 可调。为了实现整个系统全光纤化,我们对谐滤波器进行了光纤耦合,使其实现了光纤输入和输出。

如示意图 5.7 所示,将 5.3 节中得到的“平顶型”光谱注入到可调谐滤波器,从滤波器的输出端获得了一系列的调谐光谱输出。图 5.8 为线宽为 1.4nm 时的输出光谱。

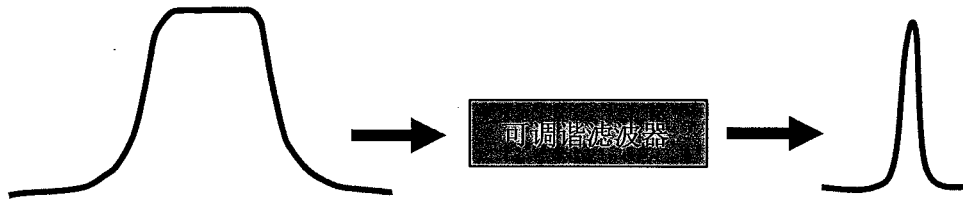


图 5.7 可调谐滤波器的工作示意图

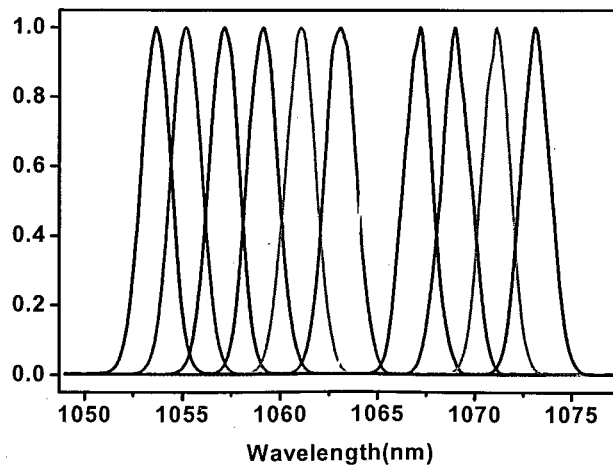


图 5.7 线宽为 1.4nm 时的输出的调谐光谱

我们使用自相关仪对进行光谱滤波后的激光脉冲的脉冲宽度进行了测量, 图 5.8 为不同中心波长对应的脉冲宽度。滤波后的脉冲宽度在 1053nm 处最窄, 为 70ps, 并小幅度的逐渐增大, 在 1073nm 处增加为 88ps。造成脉冲宽度增加的原因是由于增益开关半导体激光器的模式之间发生了部分相干, 模式的部分相干叠加的种子脉冲宽度为 70ps。放大后种子光经过滤波后, 大部分的模式被滤除, 造成相互叠加干涉的模式个数减少, 从而导致脉冲宽度展宽, 但由于激光的相干度并不大, 因此展宽量不大。对于我们的实验, 认为可调谐滤波对脉冲宽度的影响在我们期望的指标范围以内。

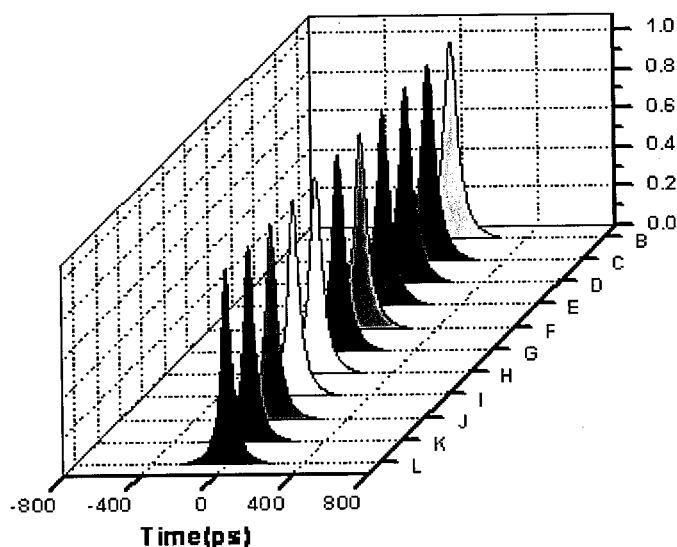


图 5.8 不同波长对应的脉冲宽度, L~B 分别对应 1053nm~1073nm, 间隔 2nm。

5.5 对放大皮秒脉冲光谱底座的消除

通过可调谐滤波器后, 由于激光脉冲的线宽变窄加之滤波器的插入损耗, 使得输出的波长可调谐皮秒脉冲的功率下降很多, 为了获得功率放大器所需的激光功率, 我们采用单模掺 Yb³⁺光纤放大器对滤波后的皮秒激光脉冲进行了放大, 输出的放大信号光脉冲的平均功率为 70mW, 实验装置图见图 5.9。我们使用光谱仪对放大后的光谱进行了测量, 发现各个波长光谱宽度都发生了展宽, 在光谱的底部出现了基座, 图 5.10 给出了放大后部分波长的光谱。

光谱展宽的原因是在光纤放大器中产生了自相位调制(SPM)效应。通过光纤放大器后激光脉冲的峰值功率逐渐增高, 而单模光纤的光纤芯较细, 因此产生了

SPM 效应。在该效应的作用下，在激光脉冲的中心频率两侧产生了新的频率，使得光谱展宽，但根据 SPM 的作用机理，脉冲的宽度并不会展宽。

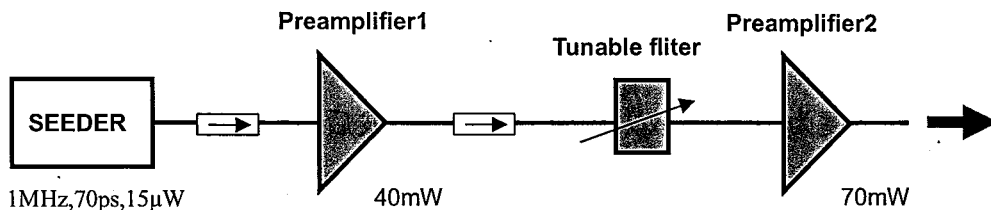


图 5.9 预放大器实验装置示意图

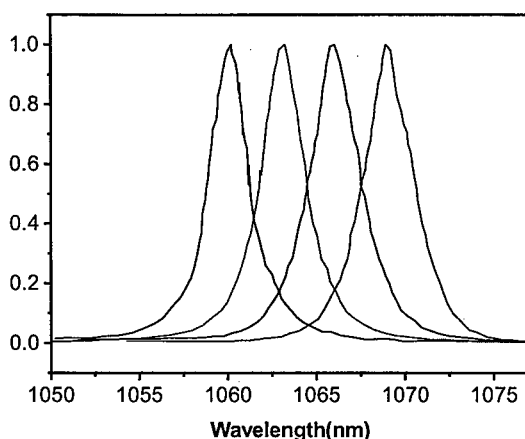


Fig. 5.10 输出的可调谐光谱

因为强脉冲在光纤中能引起非线性双折射效应，并且光脉冲通过光纤和检偏器时，其透射率和光强有关，因此可以利用这个原理来修正光脉冲的形状。基于该原理的器件能阻挡脉冲的低强度成分，而使其中心较强的成分通过，这样就可以消除脉冲的低强度的基底^[19-21]，Sagnac 环就是其中一种全光纤的整形器件。在我们的实验中，由于 SPM 效应使得激光脉冲产生了频率啁啾从而导致光谱的展宽，而频率啁啾大部分发生在脉冲的前沿和后沿，所以新增光谱的基座恰好对应激光脉冲强度较低的部分^[22]，因此我们可以采用 Sagnac 环来去除光谱的基座。

Sagnac 环的结构如图 5.11 所示，由一个 4 端口的光纤耦合器组成，将端口 3 和 4 熔接在一起形成一个环。输入光从端口 1 进入，通过耦合器按比例分成 2 路，分别在端口 3 和 4 输出形成两列方向相反传输的光。这两列光在光纤环内传输长度相等的一周，在 SPM 效应的作用下将获得相应的非线性相移，之后，在耦合器处发生干涉，根据相位关系决定从端口 5 或端口 6 输出。如果我们选择适合的耦合器的分束比和激光的输入功率，使脉冲的中央能量较强的部分被透射，

从端口 6 输出，而边沿部分由于其功率较低，所得相移较小，从而被反射，从端口 5 输出。这样，就可以选出脉冲中央的高能量部分，而去除了脉冲的低能量部分^[23]。

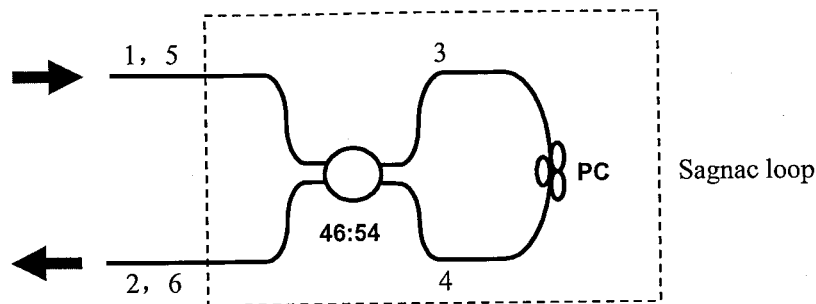


图 5.10 Sagnac 环结构示意图

从理论上对整个过程进行分析。当两束相向传输的信号光沿长度为 L 的 Sagnac 环传输时，由 SPM 产生的相位移是 $\Phi=2\pi n_2|E_0|^2 L/\lambda$ ，式中 $|E_0|^2$ 为输入功率， L 为 Sagnac 环的长度， λ 为信号光波长， n_2 是非线性系数（科尔系数）。忽略耦合器的插入损耗，则耦合器的输出矩阵表达式为：

$$\begin{pmatrix} E_3 \\ E_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\alpha} & i\sqrt{1-\alpha} \\ i\sqrt{1-\alpha} & \sqrt{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix} \quad (5.19)$$

E_3 、 E_4 是输出场，而 E_1 、 E_2 是输入场， α 为耦合器的分束比。当只输入一束光，即 $E_2=0$ ， $E_1=E_0$ 时，由式 (5.19) 得到 E_3 、 E_4 的表达式如下：

$$E_3 = \alpha^{1/2} E_0, \quad E_4 = i(1-\alpha)^{1/2} E_0 \quad (5.20)$$

两束相向传输的信号光经长度为 L 的 Sagnac 环传输后， E_3 、 E_4 场变为：

$$E_3 = i\alpha^{1/2} E_0 \exp(i\phi_0 + i\alpha |E_0|^2 2\pi n_2 L / \lambda) \quad (5.21)$$

$$E_4 = i(1-\alpha)^{1/2} E_0 \exp(i\phi_0 + i(1-\alpha) |E_0|^2 2\pi n_2 L / \lambda) \quad (5.22)$$

$\phi_0 = \beta L$ 是线性相移， β 是 Sagnac 环传输系数。为了计算输出场 E_5 、 E_6 ，令 $E_3 = E_4^*$ 、 $E_4 = E_3^*$ ，并将其代入式 (5.19) 得到透射场为：

$$E_6 = E_0(1-2\alpha(1-\alpha)) \left\{ 1 + \cos[(1-2\alpha) |E_0|^2 \times 2\pi n_2 L / \lambda] \right\}^{1/2} \quad (5.23)$$

透射率 T 定义为：

$$T = \frac{P_t}{P_i} = 1 - 2\alpha(1-\alpha) \left\{ 1 + \cos[(1-2\alpha) |E_0|^2 \times 2\pi n_2 L / \lambda] \right\} \quad (5.24)$$

式中 $P_t = |E_6|^2$ ， $P_i = |E_0|^2$ 分别是透射光功率和输入光功率。式(5.24)中，当

$$(1-2\alpha)|E_0|^2 \times 2\pi n_2 L / \lambda = (2m-1)\pi \quad (5.25)$$

其中 m 为整数, 且 $\alpha \neq 0.5$ 时, 透射率 $T=1$, 此时, 激光脉冲从端口 6 完全透射输出。而当

$$(1-2\alpha)|E_0|^2 \times 2\pi n_2 L / \lambda = 2m\pi \quad (5.26)$$

时, 透射率 T 达到最小值 $1-4\alpha(1-\alpha)$, 大部分的输出光从反射端口 5 输出。

取 $n_2 L / \lambda = 1$, $\alpha = 0.46$, 则输出光功率和输入光功率关系的曲线表示为图 5.11。图中虚线为透射率为 $T=1$ 和 $T=0$ 时的曲线, 实线为 P_t 和 P_i 的关系曲线, 随着输入功率的增加, 输出功率在 1 和 0.024 之间变化。

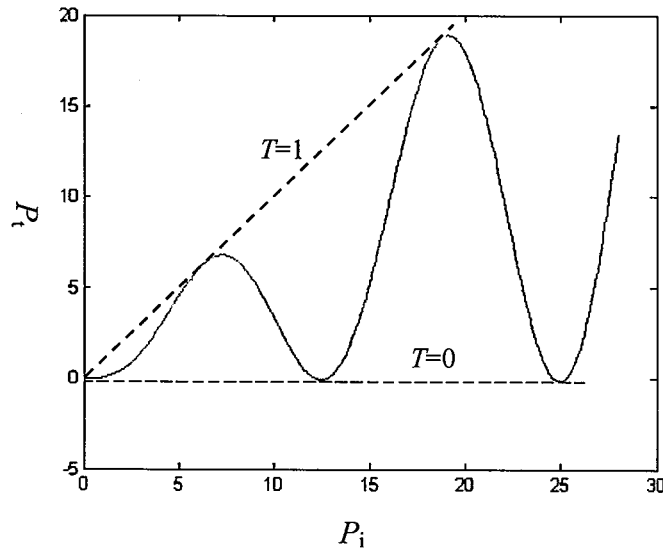


图 5.11 Sagnac 环中输入功率和输出功率的关系图

将图 5.10 中的光谱输入 Sagnac 环, 获得了图 5.12 所示的各个波长的光谱图。可以看出, 光谱底座已经大部分被去除。

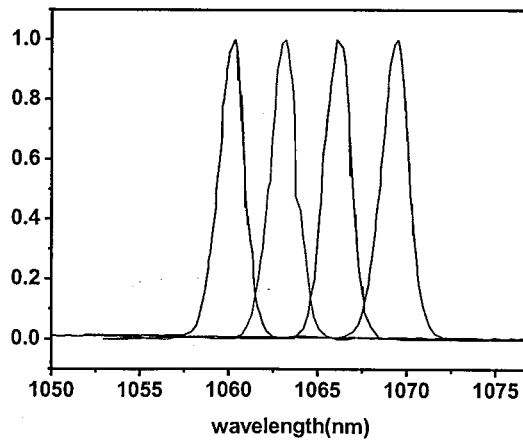


图 5.12 去除底座后输出的可调谐光谱

5.6 功率放大器

由于单模光纤中非线性效应和增益饱和效应的限制，不再适合作为功率放大器的增益介质。而包层抽运技术的出现，为提高光纤激光系统的输出功率提供了有效的途径，它能使用光束质量较低但功率很高的半导体激光器抽运而产生高功率高光束质量的激光，非常适合用于激光器和放大器。采用大数值孔径的双包层光纤，便于半导体激光器输出的抽运光与光纤之间的耦合，并且比普通单模光纤有更高的耦合效率。由于双包层光纤的表面积与体积之比非常大，所以它的工作物质的热负荷相当的小，这是现有其它激光介质所无法比拟的。

为了在本系统中获得更高的功率输出，我们在功率放大器中使用包层抽运技术，并采用大模场面积双包层掺Yb³⁺光纤作为放大器的增益介质。图5.13为主放大器的结构示意图，主放大器共有两级，第一级主放大器采用树杈型抽运方式，其核心器件是一个ITF公司生产的(6+1)×1光纤合波器，如图5.14所示，它将6根纤芯为105μm、NA=0.22的多模光纤和一根单模光纤捆绑在一起熔融拉锥后与非掺杂双包层光纤拼接起来，输出端的双包层光纤的内包层横截面为圆形，直径为125μm，NA=0.46，纤芯直径为20μm，NA=0.08。抽运光通过合波器的105μm光纤输入，信号光则通过合波器的单模光纤输入，经过合波器后分别耦合进入双包层光纤的内包层和纤芯。

掺Yb³⁺双包层光纤为Nufern公司的YDF 20/130光纤，其内包层横截面为正六边形，直径为130μm，NA=0.46，纤芯直径为20μm，NA=0.08。增益双包层光纤与合波器的输出端双包层光纤采用熔接的方式连接，由于两种光纤的参数较为匹配，因此熔接损耗很小。为了减小反馈光对放大器的影响，将光纤的输出端面设计成斜角。增益光纤对976nm抽运光的吸收为7dB/m，实验中我们使用了3.5m该光纤，抽运光源为多模光纤(105μm/125μm)输出的中心波长为976nm的半导体抽运激光器，将5.5节预放大器中获得的皮秒激光脉通过合波器冲注入主放大器，在抽运功率为4W时获得了1.5W的激光输出，放大倍数达到13.3dB，由于光纤的纤芯较粗，有效的提高了非线性效应的阈值，输出脉冲的光谱和脉冲形状没有发生明显的变化。尽管增益光纤的纤芯较粗，但由于其数值孔径很小，仍然可以获得单横模的激光输出。

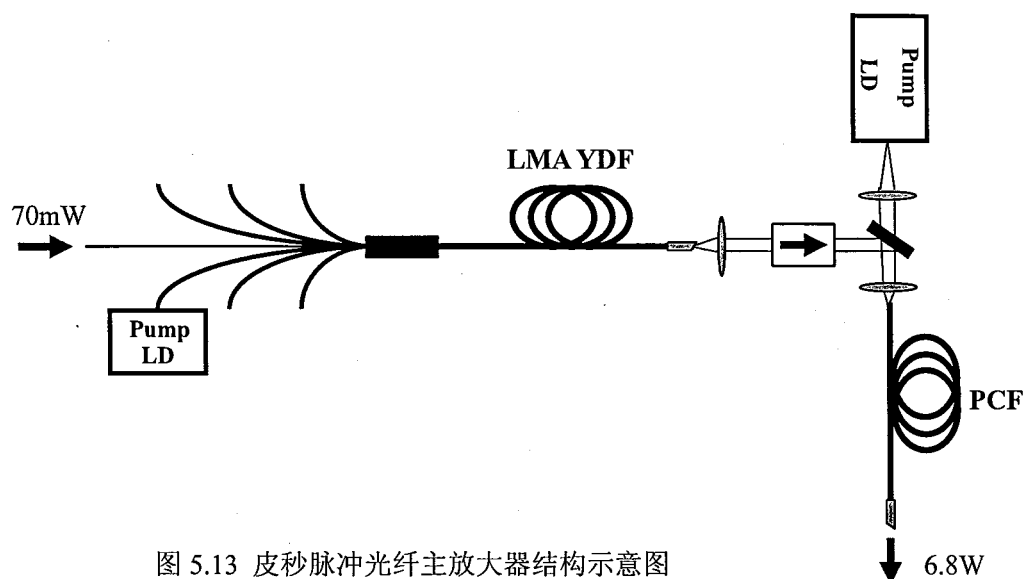


图 5.13 皮秒脉冲光纤主放大器结构示意图

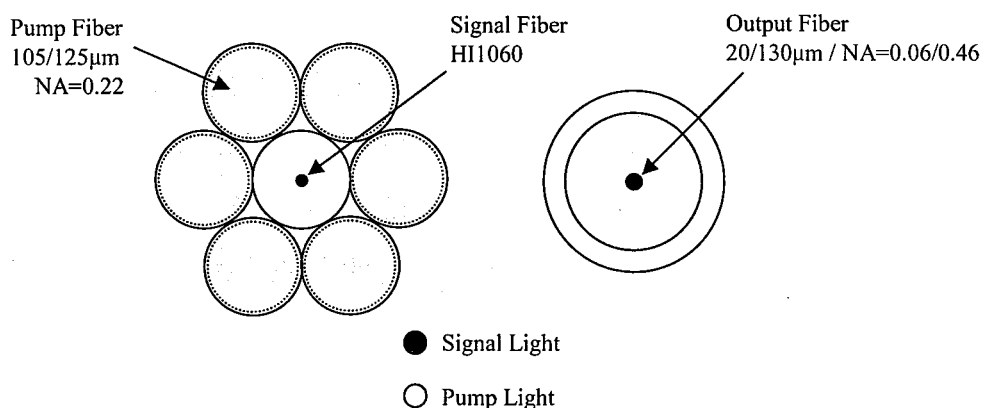


图 5.14 (6+1)×1 和波导输入输出光纤横界面结构示意图

第二级主放大器我们采用了正向抽运的方式，如图5.13所示，抽运光通过一对非球面镜耦合进入双包层光纤中，在两个非球面镜之间有一个45°放置的双色镜，用作信号光的注入。准直后的信号光经过一个隔离器，被双色镜发射并由非球面镜聚焦耦合进入增益光纤。为了避免光纤放大器形成振荡腔，增益光纤的两个端面都做成了斜角。

我们采用了由 Crystal Fiber 公司生产的掺镱的双包层光子晶体光纤（DC-170-40）来作为增益光纤。其纤芯直径为 40μm，数值孔径为 0.03，内包层为 170μm，数值孔径为 0.62，对于 976nm 的光的吸收效率为 13dB/m，所用的光纤长度为 2m。在显微镜下的光纤的横截面结构如图 5.15 所示。由于光子晶体光纤特有的结构，可以保证纤芯的数值孔径非常小，这样就可以在纤芯直径很大的情况下仍然保证单横模输出。

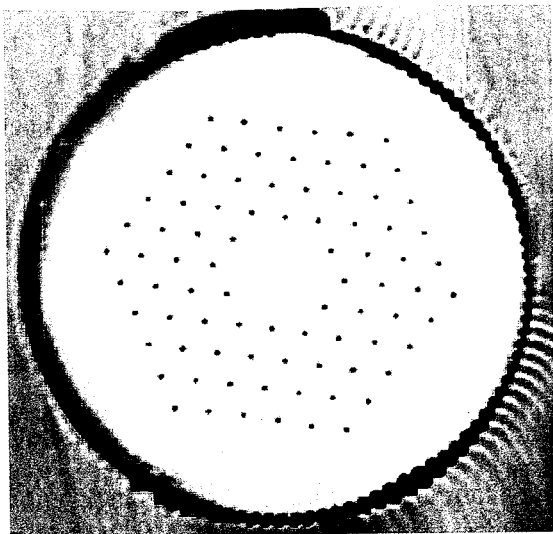


图 5.15 光子晶体光纤横截面示意图

抽运光源为高功率 976nm 多模半导体激光器，输出光纤的芯径为 200 μm 。

目前已经获得了平均功率为 6.8W 的放大激光信号输出，使用的功率计是加拿大生产的 Gentec 光功率计。图 5.16 为放大器输出的调谐光谱，图 5.17 为激光器输出的激光光斑模式图。

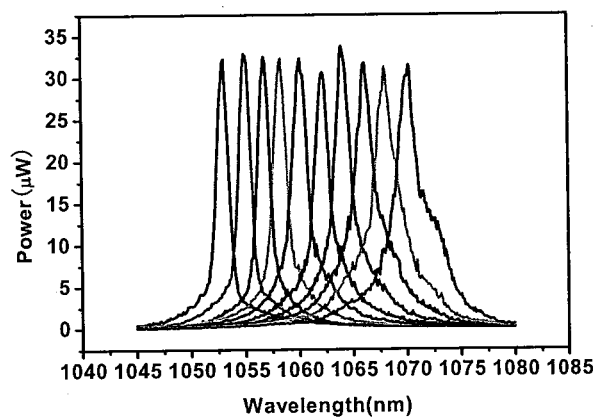


图 5.16 激光器输出的调谐光谱图

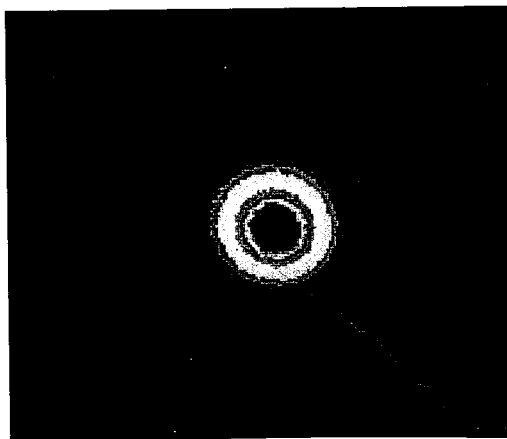


图 5.17 激光光斑模式图

5.5 结论

本章中我们采用 MOPA 技术, 在光纤激光器中获得了脉冲宽度为 80ps, 重复频率为 1MHz, 波长 1053nm~1073nm 可调谐, 平均功率为 6.8W 的激光输出, 该类型的激光器在国际上是首次报道。

我们对种子光光谱在光纤放大器中的增益补偿放大进行了理论分析和模拟计算, 并在实验中获得了很好的验证, 将光谱宽度为 7nm 的种子光在掺镱光纤放大器中展宽为 20nm 的“平顶型”光谱, 该方法在国际上是首次被采用。

采用 Sagnac 环对在光纤放大器中被 SPM 展宽的激光的光谱进行了去除基座的实验研究。通过该技术使被展宽光谱的基座几乎被全部去除, 光谱宽度也相应的减小了。

我们采用树杈式的抽运方式使得单模光纤放大器和双包层光纤放大器实现了全光纤化的连接, 并获得 13.3dB 的增益。为了保证较高的光束质量, 采用大芯径的光子晶体光纤作为第二级主放大器的增益介质, 实现了 6.8W 的激光输出。

下一步, 第二级放大器也将改为树杈式的抽运方式, 增益光纤将采用纤芯为 25 μm , NA=0.06 的增益光纤, 仍然可以保证单模输出。两级主放大器之间的隔离器也将被换成输入光纤内包层直径为 125 μm , NA=0.46, 纤芯直径为 20 μm , NA=0.08, 输出光纤内包层直径为 250 μm , NA=0.46, 纤芯直径为 25 μm , NA=0.08 的光纤隔离器, 这样就可以实现激光器的全光纤化, 使其更加实用。

参考文献

- [1] M. Hentschel, R. Kienberger, Ch. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, F. Krausz. Attosecond metrology. *Nature (London)*, 2001, 414:509-513.
- [2] Y. Hu, M. Dubov, and I. Khrushchev. High-power picosecond pulse generation from a gain-switched violet diode laser. *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies, Technical Digest (CD) (Optical Society of America)*, 2004, paper CThW2.
- [3] J. J. Zayhowski, C. Dill III. Diode-pumped passively Q- switched picosecond microchip lasers. *Opt. Lett.*, 1994, 19(18):1427-1429.
- [4] K. B. Eisenthal. Picosecond Spectroscopy. *Annual Review of Physical Chemistry*, 1977, 28:207-232.
- [5] D. L. Lindl, R. L. McCrory, E. M. Campbell. Progress toward ignition and burn propagation in inertial confinement fusion. *Physics Today*, 1992, 45:32-40.
- [6] C. W. Hoyt, M. Sheik-Bahae, M. Ebrahimzadeh. High-power picosecond optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, 2002, 27(17):1543-1545.
- [7] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, et. al. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of QE*, 1997, 33:1049-1056.
- [8] Larsen, C., K. Dybdal. Fiber lasers and amplifiers. *DOPS-NYT(in Danish)*, 1989, 1:9-14.
- [9] Ainslie, B. J., S. P. Graig, S. T. Davey. The absorption and fluorescence spectra of rare earth ions in silica-based monomode fiber. *IEEE. J. Lightwave Technology*, 1988, 6(2):287-293.
- [10] B. Pedersen, A. Bjarklev, J. H. Povlsen, et al. The design of erbium-doped fiber amplifiers. *J. Lightwave Technol.*, 1991, 9(9):1105-1112.
- [11] 卢秀权, 陈绍和. Yb³⁺光纤放大器. 2001, 28(3):209-214.
- [12] E. Desurvire, J. R. Simpson, P. C. Becker. High-gain Erbium-doped traveling

- wave fiber amplifier. Opt. lett., 1987, 12(11):888-890.
- [13]周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2000,189.
- [14]R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, D. C. Hanna. Ytterbium-doped fiber amplifier. IEEE J. Quantum. Electron., 1997, 33(7):1049-1056.
- [15]M. pittman, S. ferre, J.P. rousseau, L. notebaert, J.P. chambaret, G. cheriaux. Design and characterization of a near-diffraction-limited femtosecond 100-TW 10-Hz high-intensity laser system. Appl. Phys., 2002, B 74, 529-535.
- [16]F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann, P. Tournois. Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. Opt. lett., 2000, 25:575-577.
- [17]Seok Hyun Yun, , Bong Wan Lee, Hyang Kyun Kim, Byoung Yoon Kim. Dynamic Erbium-Doped Fiber Amplifier Based on Active Gain Flattening with Fiber Acoustooptic Tunable Filters. IEEE Photon. Technol. Lett., 1999 11(10):1229-1231.
- [18]K. Thyagarajan, Jagneet Kaur. A novel design of an intrinsically gain flattened erbium doped fiber. Opt. Commun., 2000, 183:407-413.
- [19]R. H. Stolen, J. Botineau, A. Ashkin. Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers. Opt. Lett., 1982, 7(10): 512-514.
- [20]B. Nickolaus , D. Grischkowsky, A. C. Balant. Optical pulse reshaping based on the non-linear birefringence of single-mode optical fibers. Opt. Lett., 1983, 8:189-193.
- [21]N. J. Halas, D. Grischkowsky. Simultaneous optical pulse. compression and wing reduction. Appl. Phys. Lett., 1986, 48(13):823-825.
- [22]Govid P.Agrawal. Nonlinear Fiber Optics. Third Edition, Academic Press, New York, 2001.
- [23]N. J. Doran, David Wood. Nonlinear-optical loop mirror. Opt. Lett., 1988, 13(1):56-58.

第六章 脉冲光纤放大器中的非线性效应

6.1 引言

与其它介质一样,在高强度电磁场中光纤对光的响应会变成非线性。从其基能级看,介质的非线性响应与施加到它上面的影响了束缚电子非谐振运动的场有关,结果导致电偶极子的极化强度 P 对电场 E 是非线性的,并满足下面的关系式^[1]: $P = \varepsilon_0(\chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots)$ 。 ε_0 是真空中介电常数, $\chi^{(j)}(j=1,2,\dots)$, 为 j 阶电极化率。其中,线性电极化率 $\chi^{(1)}$ 对 P 的贡献是主要的,它的影响包含在折射率 n 中,二阶电极化率 $\chi^{(2)}$ 对应于二次谐波的产生、和频运转等非线性效应。然而, $\chi^{(2)}$ 只在某些分子结构非反演对称的介质中才不为零,因为 SiO_2 分子是对称结构,所以光纤的 $\chi^{(2)}$ 等于零,通常不显示二阶非线性效应。

光纤中的最低阶非线性效应由三阶电极化率 $\chi^{(3)}$ 产生,它是引起三次谐波、四波混频以及非线性折射的主要原因^[2]。一般情况下,只有在实施相位匹配时,才能发生三次谐波和四波混频(FWM)效应,但如果光纤中的传输光强非常大,也会出现这种效应。通常,光纤中的非线性效应由非线性折射率引起,其可表示为: $\bar{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2$, $n(\omega)$ 为线性折射率, $|E|^2$ 为光纤中的光强, n_2 为与 $\chi^{(3)}$ 有关的非线性折射率,也被称之为科尔系数。光纤中折射率依赖于光强的关系导致了自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM)。SPM 是光场在光纤内传输时自身引起相移,它会导致超短脉冲的光谱展宽^[3]。XPM 则是由不同波长、传输方向或者偏振态的脉冲共同传输时,一种光场引起另一种光场的相位移动,对于相同强度的光场, XPM 对相移的贡献是 SPM 的两倍。

由三阶电极化率 $\chi^{(3)}$ 产生的非线性效应,不发生场与介质之间的能量交换,因此属于弹性范畴。相对而言,在非弹性散射中,散射光频率下移,光场把部分能量传递给介质,这种过程称之为受激非弹性散射。光纤中存在两种非线性效应属于受激非弹性散射,它们都与石英的振动激发态有关,分别称之为受激拉曼散射(SRS)和受激布里渊散射(SBS),它们都以一个入射场光子的湮灭,来产生一个

下移斯托克斯频率的光子及适当能量和动量的声学声子,如果能吸收一个具有恰当能量和动量的声子也可能产生有更高能量的光子,称为反斯托克斯频率。两者的主要差别在于 SRS 中参与的是光学声子,而在 SBS 中参与的是声学声子。尽管 SRS 和 SBS 在起因上十分相似,但由于声子和光子不同的色散关系,导致它们两者之间存在一些基本的差别,其中最根本的区别在于光纤中的 SBS 发生在后向,而 SRS 主要是向前。

光纤的非线性效应有着非常广泛的应用,比如利用 SPM 效应制成非线性放大环形镜在光纤激光器中实现锁模^[4,5];利用 FWM 效应在光通讯中对 TDM 信号进行解复用^[6,7];利用 SRS 效应制成光纤拉曼激光器^[8]和放大器^[9],利用 SBS 效应制成光纤布里渊放大器^[10~12]和传感器^[13]等等。但是,对于我们所研究的光纤脉冲放大器而言,这些非线性效应是有害的,它们会使放大信号光质量下降,比如,SPM 使信号光的光谱展宽,FWM 使信号光产生新的频率,而 SRS 和 SBS 则会把信号光的能量转移到其它频率上,使的信号光中心频率的功率下降,同时还会导致信号光脉冲形状的恶化。因此,需要想办法消除光纤中的非线性效应对信号光的影响。

本章中,我们对光纤中特别是光纤放大器中出现的 4 种非线性效应进行了理论分析和实验研究,这将对高功率光纤放大器的设计提供有力的帮助。

6.2 四波混频(FWM)

6.2.1 四波混频的基本理论

四波混频现象是一种三阶非线性的相互作用,只有在相位匹配的情况下才会出现,其主要特点可通过考虑下面方程中的三阶极化项来解释。

$$\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} \quad (6.1)$$

式中 $\vec{E}$ 为电场, $\vec{P}_{NL}$ 为感应非线性极化, ϵ_0 为真空中的介电常数。沿 x 方向线偏振频率分别为 ω_1 、 ω_2 、 ω_3 和 ω_4 的四个光波的电场为:

$$\vec{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 E_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + c.c. \quad (6.2)$$

式中 $k_j = n_j \omega_j / c$ 为传播常数, 其中 n_j 是折射率。若光波沿 z 方向传播, 将式 (6.2) 代入式 (6.1), 得到:

$$\bar{P}_{NL} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 P_j \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + c.c. \quad (6.3)$$

其中 P_4 可表示为:

$$P_4 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} [|E_4|^2 E_4 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 \exp(i\theta_+) + 2E_1 E_2 E_3^* \exp(i\theta_-) + \dots] \quad (6.4)$$

式中

$$\begin{aligned} \theta_+ &= (k_1 + k_2 + k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t \\ \theta_- &= (k_1 + k_2 - k_3 - k_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \end{aligned} \quad (6.5)$$

式 (6.4) 中 E_4 正比于相对应的 SPM 和 XPM 效应, 其余项均对应四波混频。而这些项中究竟有多少项在参量耦合中起作用, 取决于 E_4 和 P_4 之间的相位失配。只有当相位失配几乎为零时, 才会发生显著的四波混频。

式 (6.4) 中有两类四波混频项。含有 θ_+ 的项对应三个光子合成一个光子的情形, 新光子的频率为 $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ 。当 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_3$ 时, 这一项对应于三次谐波的产生; 当 $\omega_1 = \omega_2 \neq \omega_3$ 时对应频率转换。在光纤中高效率的满足这些相位匹配条件是很困难的。含 θ_- 的项对应频率为 ω_1 、 ω_2 的两个光子的湮灭, 同时产生两个频率为 ω_3 、 ω_4 的新光子, 即:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (6.6)$$

要想使此过程进行, 相位匹配条件要求 $\Delta k = 0$, 即

$$\Delta k = k_3 + k_4 - k_1 - k_2 = (n_3 \omega_3 + n_4 \omega_4 - n_1 \omega_1 - n_2 \omega_2) / c = 0 \quad (6.7)$$

在 $\omega_1 = \omega_2$ 的特定条件下, 满足 $\Delta k = 0$ 相对要容易一些, 光纤中的 FWM 大多数属于这种简并情形, 在信号光为单波长的传输光纤和光纤放大器中出现的正是这种四波混频在特殊条件下的形式: 频率为 ω_1 的强抽运波产生两对称的边带, 频率分别为 ω_3 、 ω_4 , 其频移为:

$$\Omega_s = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_1 \quad (6.8)$$

式中假定 $\omega_3 < \omega_4$ 。 ω_3 处的低频边带和 ω_4 处的高频边带分别称为斯托克斯带和反斯托克斯带。

在高功率的光纤放大器中，当信号光脉冲宽度为纳秒量级时，放大器中产生的四波混频可用如下方程来描述^[14]：

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_1}{\partial z} &= j\gamma[|E_1|^2 + (2-\rho)(|E_3|^2 + |E_4|^2)]E_1 - \frac{g_R}{2A_{eff}}|E_3|^2 E_1 + \frac{g}{2}E_1 + j\gamma E_1^* E_3 E_4 e^{j\Delta k} \\ \frac{\partial E_3}{\partial z} &= j\gamma[|E_3|^2 + (2-\rho)(|E_1|^2 + |E_4|^2)]E_3 + \frac{g_R}{2A_{eff}}|E_1|^2 E_3 + j\gamma E_4^* E_1 E_1 e^{-j\Delta k} \\ \frac{\partial E_4}{\partial z} &= j\gamma[|E_4|^2 + (2-\rho)(|E_1|^2 + |E_3|^2)]E_4 + j\gamma E_3^* E_1 E_1 e^{-j\Delta k}\end{aligned}\quad (6.9)$$

式中取 $\omega_1=\omega_2$ ， ρ 是拉曼常数， $\gamma=n_2\omega_1/cA_{eff}$ 是非线性系数，且所有光束的有效截面积均为 A_{eff} 。 $\Delta k=(n_3\omega_3+n_4\omega_4-2n_1\omega_1)/c+\Delta k_{offset}$ ， Δk_{offset} 为各频率相位失配的补偿。

6.2.2 四波混频的实验研究

脉冲激光在光纤传输中产生 FMW 的实验装置如图 6.1 所示，我们采用 4.5.2 节中的窄线宽纳秒脉冲光纤激光器的预放大器输出的激光脉冲作为四波混频的抽运光，光纤采用康宁公司的 SMF-28 光纤，采用 Lecroy8600 型示波器（带宽 6GHz）和 Newfocus1142（带宽 45GHz）光电探测器测量输出脉冲的时域波形，用 Ando 6315A 光谱仪（最高分辨率为 0.05nm）测量脉冲的光谱。

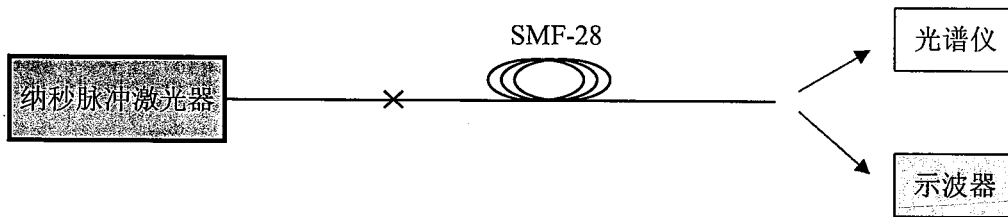


图 6.1 传输光纤中非线性效应的实验装置图

实验中，激光器输出的光脉冲的重复频率为 30kHz，脉冲宽度为 3.5ns，中心波长为 1548nm。我们选用了不同长度的光纤，在不同的输入光功率下，用光谱仪记录了其四波混频阶数最多时的光谱，如图 6.2 所示。

从图中可以看出，FWM 效应的发生和光纤长度有显著的关系，光纤长度较短时，需要较高的功率才能产生 FWM，图 6.2(a)中光纤长度为 5m，输入光功率为 70mW 时，只产生了 2 阶 FWM 光谱，而当光纤长度为 20m 和 30m 时，在输入光功率分别为 38mW 和 30mW 时就产生了高阶 FWM，图 6.2(b)和(c)。但是当光纤太长时，明显的 FWM 现象就消失了，原因是光纤长度太长很难保证相位匹配图。6.2(d)中光纤的长度为 1.2km，几乎看不见 FWM。

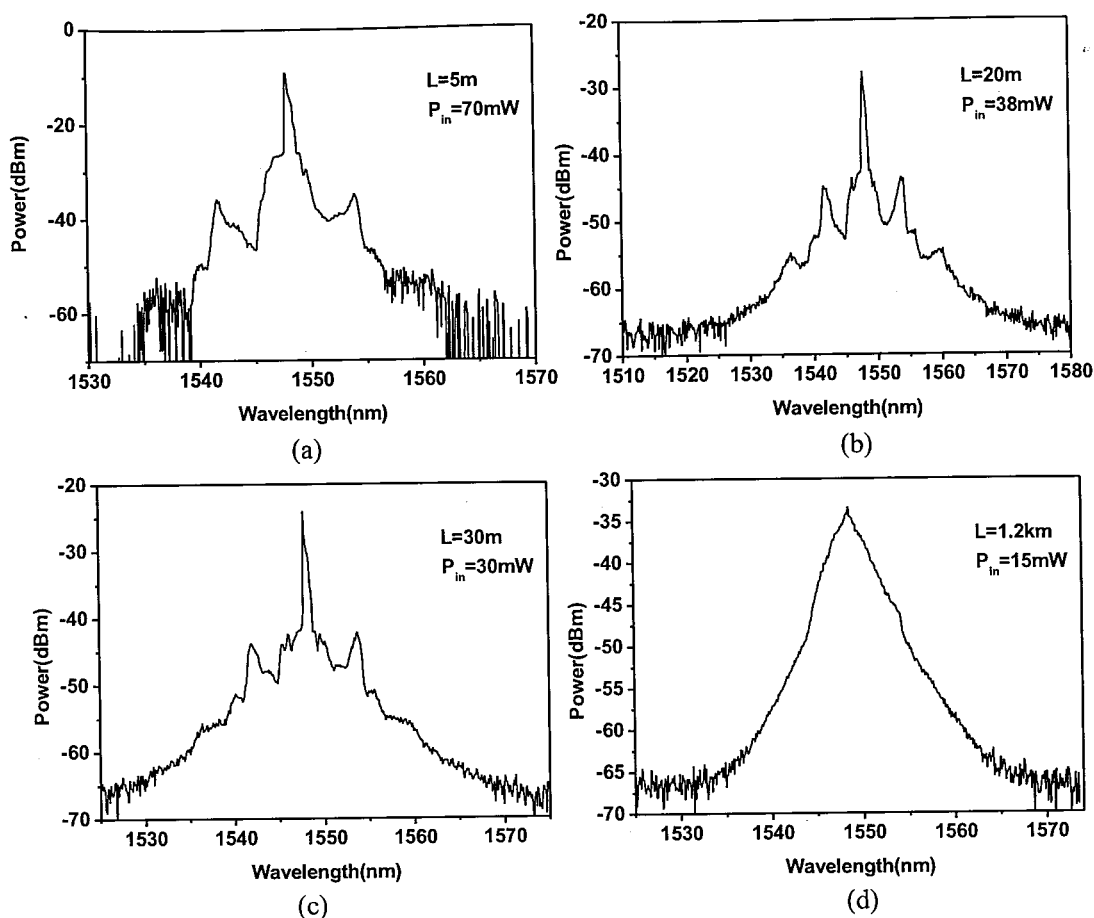


图 6.2 不同光纤长度下的 FWM 光谱

我们还对光纤放大器中出现的 FWM 现象进行了实验研究。实验装置为 4.5.2 节的光纤主放大器，预放大器输出的激光脉冲没有出现非线性现象。主放大器中，在抽运光功率为 4W，增益光纤为 4.5m 时，我们通过改变种子光的重复频率获得了不同能量输出的激光脉冲，并发现了 FWM 现象，如图 6.3 所示。由于重复频率大于 200kHz 后，放大器的输出的平均功率几乎不变，所以图 6.3 中的激光的脉冲能量与其重复频率成正比。图中可以看出，FWM 的产生存在一个阈值光强，当超过阈值光强后，其产生阶数和放大器中信号光脉冲的能量有关，能量越大，产生的阶数越多。光谱中在 1665nm 处出现了一个新的频率，这是由 SRS 效应造成的，在下面的章节中会作详细介绍。

从实验获得的光谱图中，我们看出在光纤放大器中 FWM 产生了更高阶的斯托克斯谱线。

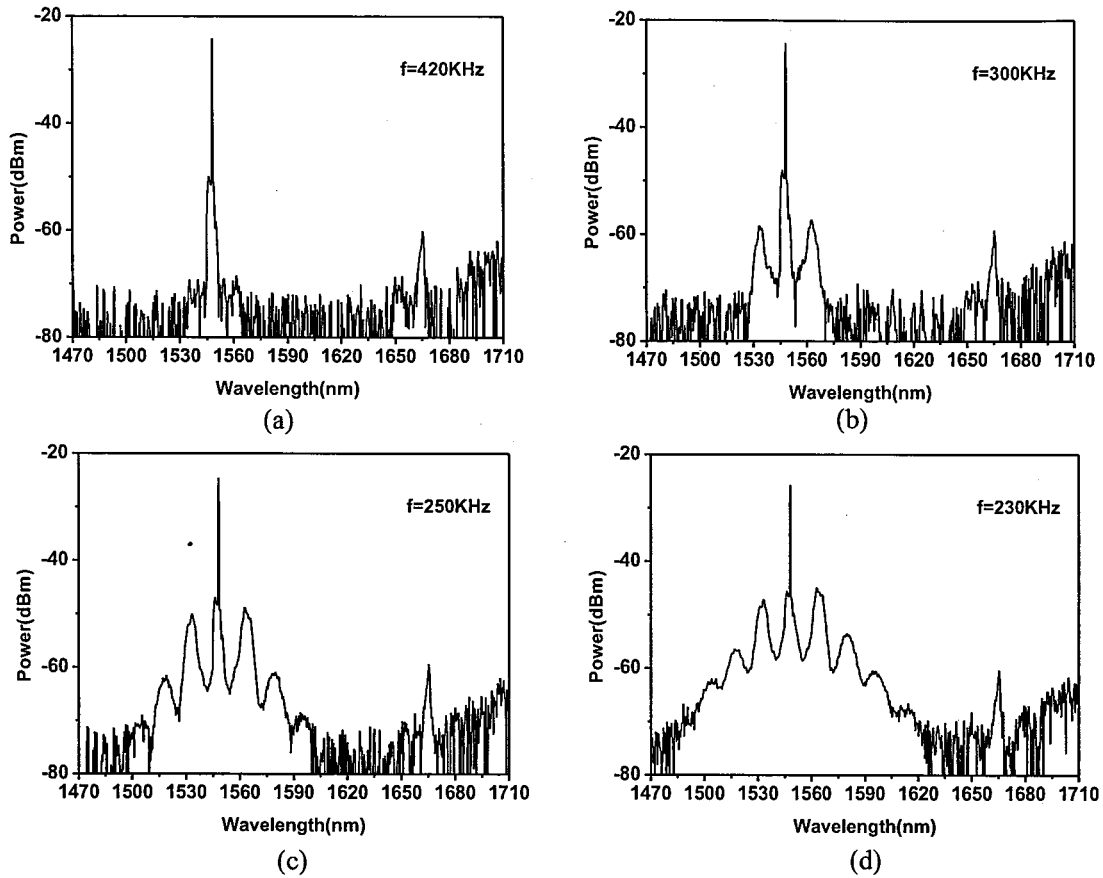


图 6.3 光纤放大器中的 FWM 光谱

6.3 自相位调制 (SPM)

6.3.1 自相位调制的基本理论

对于大于 5ps 的激光脉冲在单模光纤中传输时会出现吸收效应、色散效应和非线性效应，可以根据入射脉冲的初始宽度 T_0 和峰值功率 P_0 来决定脉冲在光纤中的是色散还是非线性效应起主要作用。为此引入色散长度 L_D 和非线性长度 L_{NL} ，分别表示为：

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (6.10)$$

式中 β_2 为群速度色散 (GVD) 参量， $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}}$ 为非线性系数。

L_D 和 L_{NL} 给出了脉冲在长度为 L 的光纤中演变过程的长度量, 决定色散和非线性效应那个更重要。对于标准光纤, 当 $\lambda=1550\text{nm}$ 时, $|\beta_2| \approx 20\text{ps}^2/\text{km}$, $\gamma \approx 3\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$, 我们的实验中, $\lambda=1548\text{nm}$, 脉冲宽度为 3.5ns , 峰值功率为 0.6kW 时, 根据式(6.18)有: $L_D \approx 0.6 \times 10^6\text{km}$, 和 $L_{NL} \approx 0.56\text{km}$, 在 $L=1\text{km}$ 左右时有 $L_D \gg L$, 而 L_{NL} 和 L 相当, 在这种情况下色散效应可以忽略, 光纤中脉冲的自相位调制(SPM)在脉冲的演变过程中起主要作用。在皮秒激光放大的实验中, 信号光波长在 1064nm 附近, 脉冲宽度为 70ps 左右, 放大后脉冲的峰值功率在 1kW 左右, 由上面的公式计算, 放大的脉冲仍然满足上述情况的关系, 为此, 我们有必要讨论一下光纤中的 SPM 效应。

SPM 是由于光纤材料的折射率与光强有关而在激光器中产生的非线性效应。SPM 是一个与强度有关的相移量, 当一个光脉冲通过一个与强度有关的折射率介质时, 它引起了光脉冲的光谱展宽。光纤中的折射率可以被表示为:

$$n[I(t)] = n_0 + n_2 I(t) \quad (6.11)$$

n_0 为线性折射率, n_2 为非线性系数, $I(t)$ 是光脉冲的强度。假设折射率随光强同时发生变化。引入归一化振幅 U ,

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} e^{-\alpha z/2} U(z, \tau) \quad (6.12)$$

式中 P_0 为入射脉冲的峰值功率, 指数因子代表光线损耗。忽略色散效应, 脉冲传输方程变为:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (6.13)$$

令 $U = V \exp(i\phi_{NL})$, 方程 (6.13) 变为

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial z} = \frac{e^{-\alpha z}}{L_{NL}} V^2 \quad (6.14)$$

由于振幅 V 不随光纤长度 L 变化, 直接对相位方程积分, 可以得到通解:

$$U(L, T) = U(0, T) \exp[i\phi_{NL}(L, T)] \quad (6.15)$$

式中 $U(0, T)$ 是 $z=0$ 处的场振幅, $\phi(L, T) = |U(0, T)|^2 (L_{eff} / L_{NL})$ 为非线性相移。

$L_{eff} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha$ 为光纤有效长度。

方程 (6.15) 表明 SPM 产生随光强变化的相位, 但脉冲形状不变。非线性相移 $\phi(L, T)$ 随光纤长度 L 的增大而增大。

SPM 致频谱展宽是 $\phi(L, T)$ 与时间有关引起的, 即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:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{eff}}{L_{NL}}\right) \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2 \quad (6.16)$$

$\delta\omega$ 的时间依赖关系可被看作频率啁啾, 这种啁啾是由 SPM 引起的, 它随传输距离的增大而增大。当 $n_2 > 0$ 时, 光脉冲的高频部分或蓝色部分在光脉冲的尾部, 而低频部分或红色部分在光脉冲的头部, 即当脉冲沿光纤传输时, 新的频率分量不断产生。这些由 SPM 产生的频率分量展宽了频谱, 使之超过了 $z=0$ 处脉冲的初始宽度。尽管 SPM 效应展宽了光脉冲的频谱, 然而单纯的 SPM 并没有导致光脉冲在时域上的变窄, SPM 所加宽了的光谱成分在光脉冲的头、尾部分, 导致光脉冲成为一个非变换极限的啁啾光脉冲。

脉冲频谱展宽的程度与脉冲的形状有关, 对一个入射场 $U(0, T)$ 为超高斯脉冲:

$$U(0, T) = \exp\left[-\frac{1+iC}{2} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \quad (6.17)$$

式中 C 为初始啁啾参量, m 由沿的锐度决定。其 SPM 所致的啁啾 $\delta\omega(T)$ 为:

$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T_0} \frac{L_{eff}}{L_{NL}} \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m-1} \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right] \quad (6.18)$$

$m=1$ 则对应高斯脉冲。对于较大的 m 值, 入射脉冲的前后沿变陡, 脉冲近似为矩形。

图 6.4 给出了由 SPM 引起的高斯脉冲 ($m=1$) 和超高斯脉冲 ($m=3$) 的非线性相移 ϕ_{NL} 及 $L_{eff}=L_{NL}$ 处的 SPM 所致的频率啁啾 $\delta\omega$ 。因为方程 (6.15) 中 ϕ_{NL} 正比于 $|U(0, T)|^2$, 那么它的瞬时变化恒等于脉冲光强的变化。而 SPM 所致啁啾 $\delta\omega$ 的瞬时变化有以下几个特点: (1) 在前沿附近是负的 (红移), 而到后沿附近则变为正的 (蓝移); (2) 在高斯脉冲中心附近较大范围内, 啁啾是线性的且是正的 (上啁啾); (3) 对有较陡前沿的脉冲, 其啁啾显著增大; (4) 与高斯脉冲不同, 超高斯脉冲的啁啾仅发生在脉冲沿附近且不是线性变化。

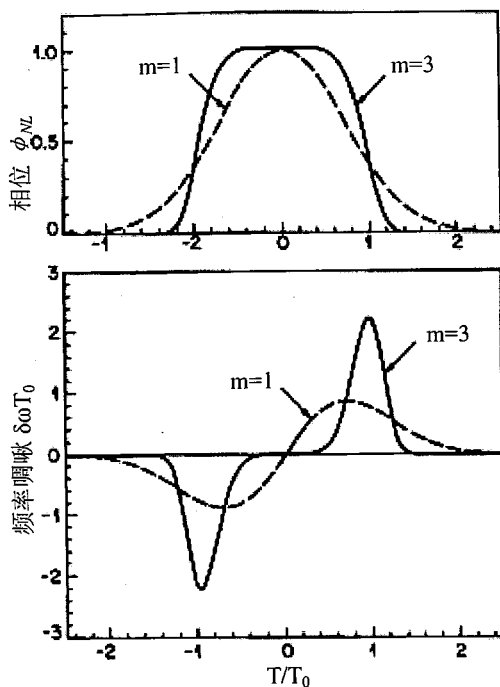


图 6.4 高斯（虚线）和超高斯（实线）的脉冲相移和频率啁啾

6.3.2 自相位调制的实验研究

纳秒脉冲激光在光纤传输中产生 SPM 效应的实验装置如图 6.1 所示。从公式(6.14)可知 SPM 和光纤的长度有关，长度越长，现象越明显。实验中，在光纤长度较短时，FWM 更容易出现，而 SPM 的作用很微弱，当光纤长度增加到一定程度，FWM 就不太明显了，而 SPM 将占主导地位。在 SMF-28 光纤的长度为 1.2km 时，固定抽运激光器的重复频率为 30kHz，脉冲宽度为 3.5ns，我们使用光谱仪测量了在抽运功率为 70mW（峰值功率 0.65kW）时的中心波长处的光谱，如图 6.5 所示。可以看出，在 SPM 效应的作用下，在抽运光中心波长的两侧形成了对称分布的新的光谱成分，光谱宽度被展宽到 3nm。

在光纤放大器中，SPM 效应导致的光谱展宽，也会给系统造成一定的影响。以第五章中介绍的皮秒掺 Yb^{3+} 光纤放大器为例。实验装置为图 5.9 所示，预放大器 2 的连接光纤为 HI1060 光纤，增益光纤为 Liekki1200 光纤，长度共为 15m，输入信号光的光谱宽度为 1.4nm，通过放大器的放大后，在 SPM 效应的作用下被展宽。图 6.6 给出了中心波长为 1064nm 在不同的抽运光强下的输出的光谱。可以看出，在放大器中，SPM 和信号光的峰值功率成正比，功率越高，SPM 越

明显，对应的非线性相移越大，导致光谱的展宽量越大。

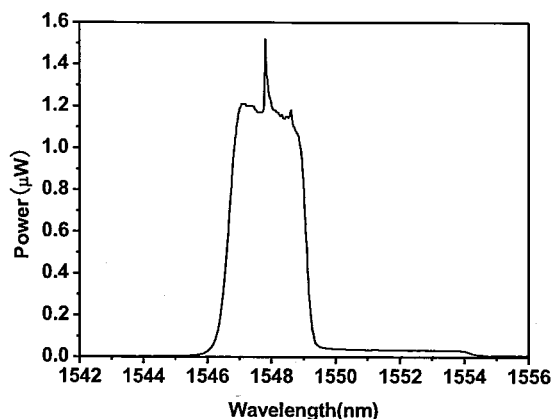


图 6.5 传输光纤中的 SPM 导致的光谱展宽

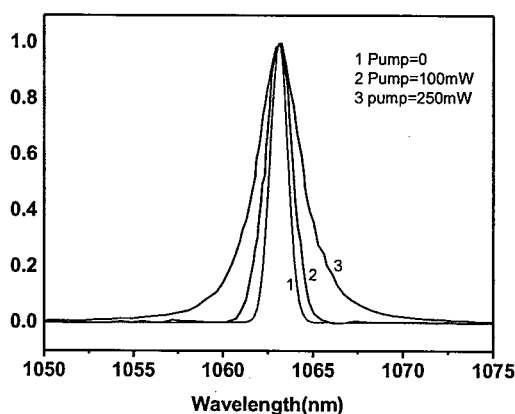


图 6.6 皮秒光纤放大器种不同抽运功率下的展宽光谱

6.4 受激拉曼散射 (SRS)

6.4.1 受激拉曼散射的基本理论

在频率为 ω_p 的光入射到光纤中并传输时，其与光纤发生作用后产生了频率分别为 ω_s （斯托克斯光）和 ω_a （反斯托克斯光）的散射光，且满足 $h\omega_s < h\omega_p$ ， $h\omega_a > h\omega_p$ ，这个过程称为拉曼散射。在平衡态，由于光子积聚在基态，因而斯托克斯效应占优势。当入射功率很小时，光子完成两个振动态的跃迁，但振动独立且散射光不同向，形成自发拉曼散射，并在传输过程中被放大。当入射功率变得很强时，散射光的光子可认为处在同一振动能级，完成跃迁后相位相同且简并，形成受激拉曼散射（SRS）。因为自发拉曼散射在整个拉曼增益谱宽内产生光子，所以所有频率分量都被放大，但对应增益最大的频率分量建立最快，且当抽运功

率超过某一阈值，此频率分量近似指数增长^[15]。这样，在 SRS 的作用下导致了斯托克斯光的产生。

抽运光和斯托克斯光可以描述为^[16]：

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s \quad (6.18)$$

式中 I_p 为抽运光强， I_s 为斯托克斯光强， g_R 为拉曼增益系数，它与自发拉曼散射截面面积有关^[17]。

令 $\Omega_R = \omega_p - \omega_s$ ，表示抽运光与斯托克斯光的频率差。拉曼增益谱可表示为 $g_R(\omega)$ 。 g_R 与光纤纤芯成分有关，对不同的掺杂， g_R 一般不同。图 6.7 为抽运波长 $\lambda_p = 1\mu\text{m}$ 时石英的拉曼增益谱。从图中可以看到，带宽很宽约为 40THz，且在 13~15THz 有一个较宽的峰，这是分子的振动频率展宽成频带，通过这些频带的相互交叠并产生连续态的结果^[18]。

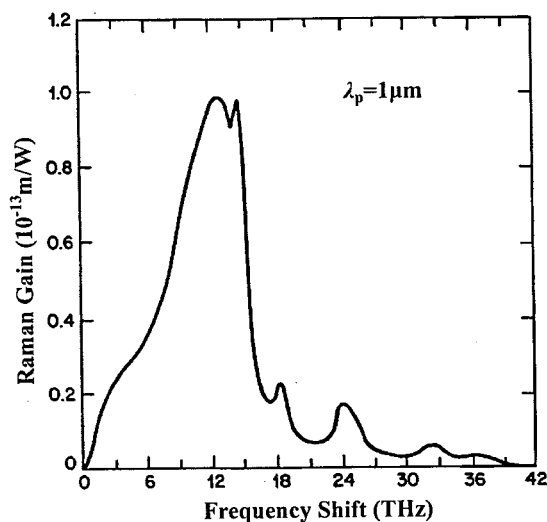


图 6.7 熔石英的拉曼增益谱

考虑光纤损耗时，抽运光和斯托克斯光描述变为：

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (6.19)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (6.20)$$

式中 α_p 、 α_s 为抽运光和斯托克斯光吸收系数。在无损耗时，式 (6.19) 和式 (6.20) 写为：

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{I_s}{\omega_s} + \frac{I_p}{\omega_p} \right) = 0 \quad (6.21)$$

可见，在 SRS 过程中，抽运光和斯托克斯光中的光子总数恒定。

忽略抽运光的消耗，将式 (6.20) 代入式 (6.19)，可得：

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_0 \exp(-\alpha_p z) I_s - \alpha_s I_s \quad (6.22)$$

式中 I_0 是 $z=0$ 处的抽运光强。其解为：

$$I_s(L) = I_s(0) \exp(g_R I_0 L_{eff} - \alpha_s L) \quad (6.23)$$

SRS 是从产生于整个光纤长度上的自发拉曼散射建立的，即在入射端每个模式中注入一个假想光子，按式 (6.23) 使不同频率分量放大，而后在整个拉曼增益谱范围求和得到斯托克斯功率 $P_s(L)$ 。

拉曼阈值的定义为光纤输出端斯托克斯功率与抽运功率相等时的入射抽运功率^[15]，即

$$P_s(L) = P_p(L) = P_0 \exp(-\alpha_p L) \quad (6.24)$$

式中 $P_0 = I_0 A_{eff}$ 。从式 (6.24) 可知达到拉曼阈值所需的临界抽运功率近似为：

$$P_{th} \approx \frac{16 A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (6.25)$$

同上所述，后向 SRS 拉曼阈值所需的临界抽运功率近似为：

$$P_{th} \approx \frac{20 A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (6.26)$$

6.4.2 受激拉曼散射的实验研究

在 6.2.2 节中脉冲放大的实验中，我们已经发现了 SRS 产生的增益谱线，其中心频率为 1665nm，和抽运光相比频移为 14.6THz，处于拉曼增益的峰值处。可是在抽运光重复频率为 420kHz 就出现的 SRS 谱线在抽运光峰值功率增加时并没有明显的增加，这是由于在这个实验中 FWM 对 SRS 过程产生了影响。

我们知道，拉曼散射可以看成是一个抽运光子下转换成为一个低频光子和一个分子的某个振荡模式相联系的光子，上转换的过程理论上也是可能的，但由于

需要光子具有适合的能量和动量，所以很少发生。与高频光子相联系的光波称为反斯托克斯波，斯托克斯波的频率为 $\omega_s = \omega_p - \Omega_R$ ，反斯托克斯波的频率为 $\omega_a = \omega_p + \Omega_R$ ， ω_p 是抽运光频率，因此有 $2\omega_p = \omega_s + \omega_a$ 。也就是说，在动量守恒时，两个抽运光子湮灭后会产生斯托克斯波和反斯托克斯波。而动量守恒条件的满足导致了式(6.7)中的相位匹配条件的满足。一般情况下，相位匹配条件很难满足，但在群速度色散不大时，相位匹配条件可以近似的满足。在四波混频发生时，拉曼增益 g_R 与相位失配量 Δk 相关，对于不同的 Δk 值 g_R 值会有所变化，在适当的条件下，SRS 会被 FWM 所抑制^[19]。

实验中，见图 6.3，当抽运光的峰值功率逐渐开始增加的初期，由于满足了相位匹配条件，使得 FWM 过程占优，产生 FWM 的阶数也在逐渐增加，同时 FWM 抑制了 SRS 的产生，因此只在 SRS 的峰值处（频移为 14.6THz）出现了斯托克斯波的光谱。当抽运功率开始增加时，拉曼增益的放大效果开始明显的体现，但由于 FWM 产生的频率的功率高于其它拉曼增益带宽内的频率分量，所以在出现拉曼效应的初期，FWM 产生的频率放大后的功率高于其它频率（包括拉曼峰值增益处的功率）。但当抽运光的功率继续增加时，SRS 的增益继续变大，就会使 SRS 的峰值增益处的功率超过其他频率。图 6.8 为抽运光重复频率为 10kHz 时的光谱。可以看出在 SRS 的作用下，在拉曼带宽内的频率都获得了放大，功率最高处位于拉曼的增益峰值。

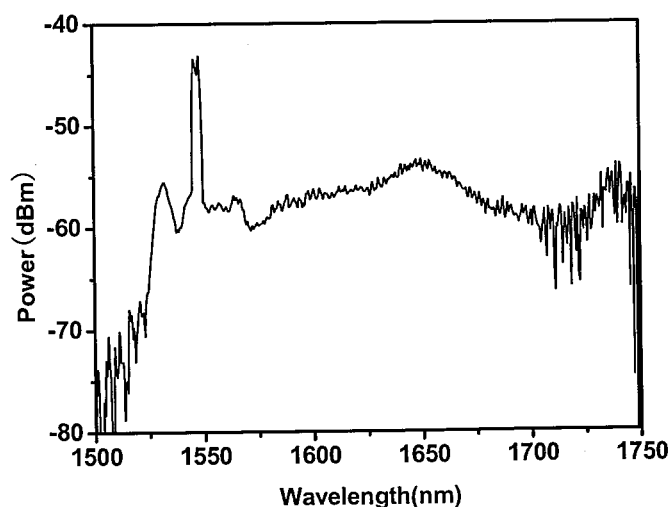


图 6.8 10kHz 时光纤放大器中 SRS 效应产生的光谱

6.5 受激布里渊散射 (SBS)

6.5.1 受激布里渊的基本理论

SBS 效应为抽运光和斯托克斯光通过声波产生的非线性相互作用。抽运光通过电致伸缩产生声波，引起介质折射率的周期性调制^[20]，其散射过程为一个抽运光子的湮灭，同时产生了一个斯托克斯光子和一个声频声子。根据动量、能量守恒：

$$\Omega_B = \omega_p - \omega_s, \quad \vec{k}_A = \vec{k}_p - \vec{k}_s \quad (6.28)$$

式中 ω_p 、 ω_s 为斯托克斯和抽运光频率， $\vec{k}_s$ 、 $\vec{k}_p$ 为斯托克斯和抽运光波矢，声波频率 Ω_B 和波矢 $\vec{k}_A$ 满足色散关系：

$$\Omega_B = v_A |\vec{k}_A| = v_A |\vec{k}_p - \vec{k}_s| = 2v_A |\vec{k}_p| \sin \frac{\theta}{2} \quad (6.29)$$

式中 θ 为斯托克斯和抽运光之间的夹角，式(6.29)表明在后向 $\theta=\pi$ 有最大值，在前向 $\theta=0$ 为零。对单模光纤 SBS 仅发生在后向，其频移为：

$$\nu_B = \frac{\Omega_B}{2\pi} = \frac{2nv_A}{\lambda_p} \quad (6.30)$$

式中 n 为抽运波长 λ_p 处的折射率。

SBS 增益谱可表示为 $g_B(\omega)$ ，当 $\omega=\Omega_B$ 时得到 $g_B(\omega)$ 的峰值。布里渊增益谱很窄，约 10MHz，这是由于谱宽与声波的阻尼时间或声子寿命 (Γ_B) 有关。声波衰减近似为 $\exp(-\Gamma_B t)$ ，则布里渊增益谱具有洛伦兹频谱轮廓^[20]：

$$g_B(\omega) = \frac{(\Gamma_B/2)^2}{(\omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (6.31)$$

在 $\omega=\Omega_B$ 处，布里渊增益系数峰值为^[21]：

$$g_p = g_B(\Omega_B) = \frac{2\pi^2 n^7 p_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho_0 v_A \Gamma_B} \quad (6.32)$$

式中， p_{12} 为纵向弹光系数， ρ_0 为材料密度。可见布里渊增益谱与材料有着密切的关系。

由方程 (6.30) 知 ν_B 和 λ_p 成反比，布里渊轮廓随 λ_p 的增大而变窄，抵消了方程 (6.32) 中的增益降低，结果布里渊峰值增益 g_p 几乎和抽运波长 λ_p 无关。

图 6.9 给出了 $\lambda_p=1.525\mu\text{m}$ 时石英纤芯光纤的增益谱测量结果^[22], 测得布里渊频移 $\nu_B=11.25\text{GHz}$ 。

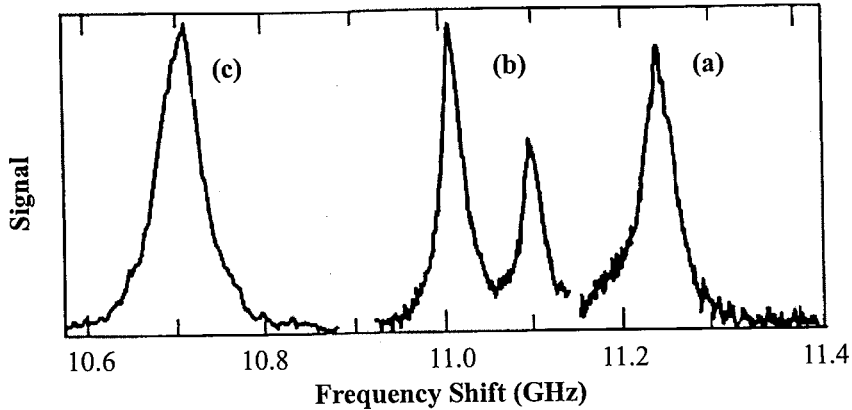


图 6.9 三种光纤中的布里渊增益谱: (a)石英纤芯光纤(b)去包层光纤(c)色散位移光纤

由于布里渊频移相对较小, 则 $\omega_p \approx \omega_s$, 且抽运光和斯托克斯光有相同的光纤损耗, 即 $\alpha_p = \alpha_s = \alpha$ 。抽运光和斯托克斯光描述变为

$$\frac{dI_s}{dz} = -g_B I_p I_s + \alpha I_s \quad (6.33)$$

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p \quad (6.34)$$

在无损耗时, 式 (6.33) 和式 (6.34) 可写为:

$$\frac{d}{dz}(I_p - I_s) = 0 \quad (6.35)$$

$I_p - I_s$ 沿光纤保持恒定。

忽略抽运光的消耗, 将 $I_p(z) = I_p(0)e^{-\alpha z}$ 代入式 (6.33), 并对其在整个光纤长度 L 上积分可得:

$$I_s(0) = I_s(L) \exp(g_B P_0 L_{\text{eff}} / A_{\text{eff}} - \alpha L) \quad (6.36)$$

式中 $P_0 = I_p(0)A_{\text{eff}}$, A_{eff} 为有效纤芯截面。

式 (6.36) 表明了, 在 $z=L$ 处入射的反向斯托克斯信号增长过程, 其原因是由由于 SBS 而产生了布里渊放大。即在入射端每个模式中注入一个假想光子, 按式 (6.36) 使不同频率分量放大, 而后在整个布里渊增益谱范围求和得到临界抽运功率 P_{th} ^[15]:

$$P_{th} = \frac{21A_{\text{eff}}}{g_{B0}L_{\text{eff}}} \frac{\Delta\gamma_p + \Delta\gamma_B}{\Delta\gamma_B} K \quad (6.37)$$

其中, K 的取值在 $1/3$ 到 $2/3$ 之间, 由光子的偏振状态决定, $\Delta\gamma_p$ 为抽运光的线宽, $\Delta\gamma_B$ 是布里渊增益带宽。由该式可以看出, SBS 的阈值与光纤的纤芯直径以及抽运光的线宽成正比, 与光纤的长度成反比。

由于 SBS 过程中参与的是声子, 介质的响应时间由声子的寿命 T_B (大约 10ns) 决定, 因此脉冲抽运光的宽度对 SBS 的阈值有很大的影响。当抽运光线宽小于布里渊线宽时, 在连续抽运或者长脉冲抽运的情况下, SBS 的阈值一般很低, 低于 SRS 的阈值, 当抽运脉冲宽度小于 T_B 时, 布里渊增益会明显下降^[23], 并很容易低于拉曼增益。

6.5.2 受激布里渊散射的实验研究

在与 6.2.2 节相同装置的脉冲放大实验中, 我们观察到了激光脉冲在光纤放大器中的 SBS 效应, 由于抽运脉冲宽度为 3.5ns, 小于 T_B , 这使得实验中的 SBS 阈值超过了 SRS。图 6.10 为重复频率为 15kHz 时主放大器的输出光谱。可以看出在种子光中心波长的右侧出现了第二个尖峰, 频移量为 18.5GHz, 这个峰是 SBS 产生的二阶斯托克斯波的频率。在光纤中 SBS 只发生在背向, 因此一阶斯托克斯波和放大器中的信号光 (SBS 效应的抽运光) 的传播方向是相反的。在反向传输时, 一阶的斯托克斯波得到了光纤放大器的放大, 使其功率变大, 产生了二阶斯托克斯波。二阶斯托克斯波与放大器的信号光方向相同, 叠加后产生了图中的新频率。

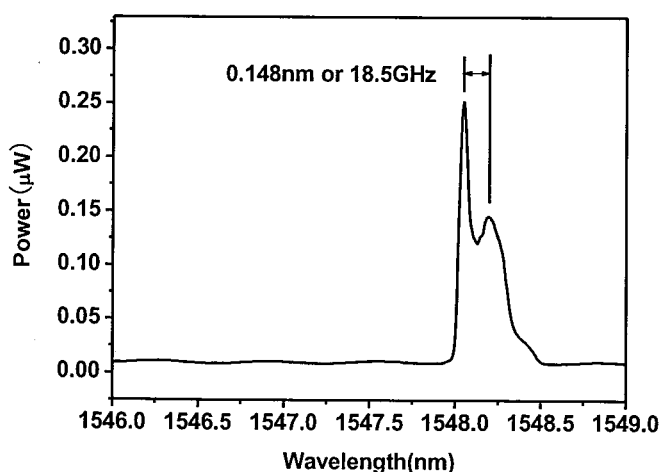


图 6.10 光纤放大器中的 SBS 效应光谱

图 6.11 为 10kHz 时主放大器输出的激光脉冲的时间波形图, 与种子光波形 (见图 3.18) 相比, 上升沿变得更加陡峭, 并出现了脉冲的分裂。前者是由放大器的瞬态增益特性造成的 (参见 4.4 节), 而后者则是由光纤放大器中的 SBS 效应导致的。从光谱中我们观察到了二阶斯托克斯波, 而脉冲时间上的分裂正是由于正向传输的二阶斯托克斯波脉冲和放大的信号光脉冲相互叠加的结果。另外, 可以看出虽然有 SBS 的干扰使得脉冲分裂, 但分裂脉冲的稳定性仍然保持的较好, 这就说明了产生的二阶斯托克斯波脉冲十分稳定。

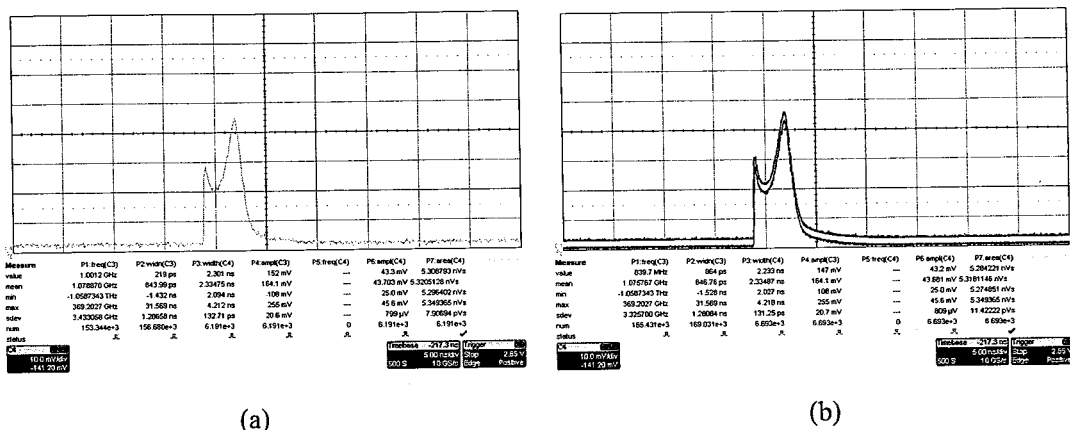


图 6.11 10kHz 时放大器输出的脉冲时间波形(a)单次(b)6000 次叠加

6.6 结论

本章对脉冲抽运光作用下的传输光纤和光纤放大器中出现的四种非线性效应——FWM, SPM, SRS, SBS 分别进行了理论分析, 并结合实验现象进行了讨论。

由于实验中的抽运光为单一频率, FWM 过程满足 $\omega_1=\omega_2$ 这个特殊条件, 因此满足 $\Delta k=0$ 相对要容易一些, 这就导致了在光纤长度不太长的情况下产生了较为明显的 FWM 光谱, 呈对称分布。

在皮秒脉冲的放大中, 由于可以忽略 GVD 的影响, SPM 占据了主要地位, 它的存在使得放大后的信号光光谱发生了展宽, 但激光的脉冲宽度没有发生改变。

四种非线性效应中 SRS 产生的增益带宽最宽, 大于 30THz, 这使的在其增益带宽内的信号都会得到放大, 并会产生自发拉曼放大的频谱。实验中观察到的

拉曼增益峰值的频移为 14.6THz。

由于 SBS 的增益和抽运光的脉冲宽度有关，实验中的抽运光脉冲小于布里渊声子寿命，使得 SBS 阈值大大下降，并低于 SRS 阈值。实验中测到了布里渊二阶斯托克斯波频移为 18.5GHz，和理论值很接近，在 SBS 的作用下，信号光脉冲发生了分裂。

参考文献

- [1] N. Bloembergen. Nonlinear Optics. Benjamin, Reading, MA, 1977, Chap. 1.
- [2] Y. R. Shen. Principles of Nonlinear Optics. Wiley, New York, 1984.
- [3] R. H. Stolen and C. Lin. Self-phase modulation in silica optical fibers. Phys. Rev. A, 1978, 17(4):1448-1453.
- [4] 王肇颖, 余震虹, 高培良 等. 8 字形主被动锁模掺铒光纤激光器. 光学学报, 2003, 23(11):1341-1345.
- [5] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, et. al. Ytterbium-doped fiber amplifiers. IEEE Journal of QE, 1997, 33(7): 1049-1056.
- [6] G. P. Agrawal. Fiber-Optic Communication Systems. 2nd. ed. Wiley, New York, 1997.
- [7] P. A. Andrekson, N. A. Olsson, J. R. Simpson, T. Tanbun-Ek, R. A. Logan, M. Haner. 16 Gb/s all-optical demultiplexing using four-wave mixing. Electron. Lett., 1991, 27(11):922-924.
- [8] K. O. Hill, B. S. Kawasaki, D. C. Johnson. CW Brillouin laser. Appl. Phys. Lett., 1976, 28(10):608-609; Low- threshold CW Raman laser. Appl. Phys. Lett., 1976, 29:181-183.
- [9] C. Lin, R. H. Stolen. Backward Raman amplification and pulse steeping in silica fiber. Appl. Phys. Lett., 1976, 29(7):428-431.
- [10] N. A. Olsson, J. P. van der Ziel. Cancellation of fiber loss by semiconductor laser pumped Brillouin amplification at 1.55 μm . Appl. Phys. Lett., 1986, 48:1329-1330.
- [11] N. A. Olsson, J. P. van der Ziel. Fibre Brillouin amplifier with electronically controlled bandwidth. Electron. Lett., 1986, 22(9):488-490.
- [12] C. G. Atkins, D. Cotter, D. W. Smith, P. R. Wyatt. Application of Brillouin amplification in coherent optical transmission. Electron. Lett., 1986, 22(10):556-558.
- [13] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannel, D. A. Jackson. Potential of stimulated Brillouin scattering as sensing mechanism for distributed temperature sensors.

- Electron. Lett., 1989, 25(14):913-915.
- [14] Jean-Philippe Fève, Paul E. Schrader, Roger L. Farrow and David A. V. Kliner. Four-wave mixing in nanosecond pulsed fiber amplifiers. Opt. Exp., 2007, 15(8):4647-4662.
- [15] R. G. Smith. Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering. Appl. Opt., 1972, 11(11):2489-2494.
- [16] R. W. Boyd, Nonlinear Optics. 1992.
- [17] Y. R. Shen, The Principle of Nonlinear Optics. 1984.
- [18] R. Shuker and R. W. Gammon. Raman scattering selection rule breaking and density of states in amorphous materials. Phys. Rev. Lett., 1970, 25(4):222-225.
- [19] E. Golovchenko, P. V. Mamyshev, A. N. Pilipetskii, E. M. Dianov. Mutual Influence of the Parametric Effects and Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers. IEEE J. Quant. Elect., 1990, 26(10):1815-1820.
- [20] R. W. Boyd. Nonlinear Optics. Academic Press, San Diego, 1992, Chap. 8.
- [21] C. L. Tang. Saturation and spectral characteristics of the Stokes emission in the stimulated Brillouin process. Appl. Phys., 1966, 37(8), 2945-2955.
- [22] P. J. Thomas, N. L. Rowell, H. M. van Driel, G. I. Stegeman. Normal acoustic modes and Brillouin scattering in single-mode optical fibers. Phys. Rev., 1979 B19, 4986-4998.
- [23] W. Kaiser and M. Maier. Laser Handbook. F. T. Arecchi and E. O. Schulz-Dubois, Eds. North-Holland, Amsterdam, 1972, 2, Chap. E2.

总结和展望

一. 论文的主要工作总结

本论文主要致力于脉冲光纤激光器和放大器的实验和理论研究。从激光脉冲的产生、放大、光谱整形、可调谐输出以及在高功率放大中出现的非线性效应一一进行了研究,并在实验中获得了大量的数据,这为下一步的工作积累了丰富的经验,并具有很好的指导意义。

在激光脉冲的产生方面,主要采用了两种方法。一是采用调 Q 的方式在光纤激光振荡器中获得脉冲输出,实验中在采用声光调制器(AOM)的主动调 Q 全光纤激光器中获得了 53.2ns、峰值 2.7W 的激光脉冲,在使用半导体可饱和吸收体镜(SESAM)的被动调 Q 光纤激光器中获得脉冲宽度为 3.148 μ s,脉冲重复频率为 29.4kHz,单脉冲能量为 0.636 μ J 的激光脉冲。二是采用电脉冲调制光纤输出半导体激光器的方式获得脉冲输出,在大信号调制下,获得了最窄脉冲宽度为 3.5ns、线宽 1.64MHz 的激光脉冲;在增益开关工作状态下,获得了脉冲宽度为 186ps 的激光脉冲。

为了获得高质量、高功率的激光脉冲,我们采用了 MOPA 技术,对低功率的种子光进行了多级放大。对种子光波长为 1548nm 的调制半导体激光种子,采用了掺 Er^{3+} 光纤放大器,并获得了最高单脉冲能量为 25 μ J,脉冲宽度为 3.3ns 的单横模激光脉冲输出。对增益开关半导体激光器输出的脉冲宽度为 70ps,平均功率为 15 μ W 的激光脉冲,采用掺 Yb^{3+} 光纤放大器进行了多级放大。在预放大器中采用增益补偿放大技术使得光谱宽度为 7nm 的锯齿形光谱展宽和整形为光谱宽度为 20nm 的矩形光谱,并自行研制了光纤耦合的可调谐滤波器,将获得展宽光谱进行滤波,从而获得波长可调谐的激光输出。功率放大器采用了大模场双包层光纤,最终获得了平均功率为 6.8W,脉冲宽度为 80ps,调谐带宽为 20nm 的单横模激光脉冲输出。

对于限制光纤放大器输出的四种非线性效应进行了研究。对其产生机理、作用结果以及相互的联系与区别作了分析,并在实验中一一进行了验证,给出了这些非线性效应的特征和避免其产生的方法,这对今后高功率光纤放大器的设计有

着直接和重要的指导。

二. 对未来工作的展望

根据已展开的工作和取得的实验结果,我们认为进一步的工作可从以下几个方面展开:

1. 对于采用 SESAM 的被动调 Q 双包层掺 Yb^{3+} 光纤激光器,使用参数更佳的 SESAM,期望获得单脉冲能量更高、脉冲宽度更短并且更稳定的调 Q 激光脉冲输出。
2. 采用输出功率更高的半导体激光器,这样通过大电流脉冲调制,可以获得较高功率的脉冲输出,从而可以减少光纤放大器的个数,并能提高放大后输出脉冲的信噪比,使其成本进一步降低,更容易工程化。
3. 对纳秒窄线宽掺 Er^{3+} 光纤放大器中的功率放大器采用高掺杂短长度的增益光纤,在降低非线性的前提下,可以很好的避免增益饱和的限制。
4. 采用大模场双包层掺 Yb^{3+} 光纤和与之相匹配的光纤和波器将皮秒高功率激光系统全光纤化,使之输出更加稳定,体积更小,更实用化。